

**REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE**

**N° D'ORDRE:
SERIE:**

**FACULTÉ DES SCIENCES DE L'INGÉNIEUR
DÉPARTEMENT DE GENIE MECANIQUE**

THÈSE

En vue de l'obtention

DU DOCTORAT EN SCIENCES

Par

AMIROUCHE YASSINE

**Etude de la convection mixte laminaire et
turbulente tridimensionnelle : cas d'un
circuit électronique**

- Jury -

Bessaih A.

Rapporteur

...../...../2010

SOMMAIRE

Résumé-----	i
Remerciements-----	ii
Dédicace-----	iii
Sommaire-----	iv
Liste des figures-----	v
Nomenclature-----	vi

Chapitre I : Introduction

I.1. Généralités-----	1
I.2. Bibliographie-----	2
I.3. Objectifs-----	37

Chapitre II : Modèles mathématiques

II .1 Introduction -----	38
II. 2 Cas du régime laminaire 3-D-----	38
II 2.1 Géométrie du problème-----	38
II.2.2 Etude de l'écoulement en régime laminaire-----	41
II 2.2.1 Eléments mathématiques de base (équations gouvernantes) -----	41
II.2.2.2 Equation de continuité -----	41
II.2.2.3 Equation de quantité de mouvement -----	42
II.2.2.4 Equation de l'énergie-----	42
II.2.2.5 Modèle mathématique et équations dimensionnelles-----	43
II.2.2.5.1 Hypothèses -----	43
II.2.2.5.2 Equations dimensionnelles-----	43
II.2.2.6 Adimensionnalisation des équations-----	44
II.2.2.6.1 Equations adimensionnelles-----	46
II.3 Cas du régime turbulent 3-D-----	48
II 3.1 Géométrie du problème-----	48

II.3.2 Etude de l'écoulement en régime turbulent-----	48
II.3.2.1 Généralités -----	48
II.3.2.2 Equations de conservation sous formes adimensionnelles-----	51
II.3.2.2.1 Equation de continuité -----	51
II.3.2.2.2 Equations de quantité de mouvement -----	51
II.3.2.2.3 Equation d'énergie-----	52
II.3.2.3 Modèle de turbulence (K- ϵ) -----	53
II.3.2.4 Equation d'énergie cinétique turbulente -----	53
II.3.2.5 Equation de dissipation d'énergie cinétique turbulente -----	54

Chapitre III : Méthode numérique

III.1 Introduction-----	57
III.2 Choix de la Méthode Numérique -----	57
III.3 Maillage -----	58
III.4 Discrétisation Implicite d'une Équation Générale de transport de la Variable Φ -----	59
III.5 Critères de Convergence -----	62

CHAPITRE IV : Résultats et discussions du cas régime laminaire 3-D

IV.1 Présentation des résultats-----	63
IV.2 Validation du code de calcul -----	64
IV.3 Discussion des résultats -----	64
IV.3.1 Effet du maillage sur les solutions numériques -----	64
IV.3.2 Comparaison entre nos simulations et les résultats expérimentaux-----	66
IV.3.3 Effet du nombre de Reynolds -----	66
IV.3.4 Effet du non chauffage des composants -----	69
IV.3.5 Effet du chauffage alterné des composants -----	71
IV.3.6 Effet de la largeur H du canal -----	73

IV.4 Conclusion-----	77
----------------------	----

**CHAPITRE V : Résultats et discussions du cas régime
turbulent 3-D**

V.1 Présentation des résultats -----	78
V.2 Validation du code de calcul-----	78
V.3 Discussion des résultats -----	78
V.3.1 Effet du maillage sur les solutions numériques -----	79
V.3.2 Distribution de la température dimensionnelle (T-T0), en °C, de chaque composant, comparaison entre nos simulations numériques et les résultats expérimentaux-----	79
V.3.3 Effets du nombre de Rayleigh (Ra)-----	82
V.3.4 Effets de la conductivité adimensionnelle (k/kair)-----	97
V.3.5 Effets du non-chauffage des composants---	104
V.3.6 Effet de la largeur H du canal -----	108
V. 4 Conclusion-----	120
Conclusion générale-----	121

Références bibliographiques

Références bibliographiques-----	122
----------------------------------	-----

Chapitre I

Introduction

I.1. Généralités

Depuis plus d'un siècle, les scientifiques se penchent sur l'étude des écoulements avec transfert de chaleur, par différents modes de convection (naturelle, forcée et mixte). Ces écoulements sont étudiés à travers des géométries connues, en raison de leurs applications pratiques telles que les systèmes électroniques, les échangeurs de chaleur de haute performance, les équipements des procédés chimiques, les chambres de combustion, les systèmes de contrôle de l'environnement, etc.

Les transferts thermiques ont servi à limiter les contraintes dans la conception et le fonctionnement des équipements utilisés dans une variété d'industries et récemment dans l'industrie électronique. Au cours des deux dernières décennies, l'étude de transfert de chaleur sur les sources discrètes de chaleur est devenue un sujet de grand intérêt en raison des progrès dans l'industrie électronique. L'importante dissipation de puissance thermique dans les dispositifs électroniques de nouvelles générations est obtenue grâce à la miniaturisation. Pour maintenir un environnement thermique satisfaisant (avoir un fonctionnement correct et fiable) d'un système électronique, la recherche doit être axée sur les conceptions de systèmes de refroidissement donnant une meilleure capacité de transfert de chaleur tout en gardant le système de refroidissement de l'ensemble petit et moins coûteux. Le refroidissement des composants électroniques est l'un des principaux obstacles au développement des systèmes plus rapides, car l'indispensable extraction de chaleur dissipée (par les composants électroniques) doit être efficace. Ceci, pour éliminer les contraintes de températures élevées et par conséquent, permettre au processeur d'atteindre la vitesse maximale de traitement de données.

La miniaturisation des composants et des équipements électroniques est principalement la réduction considérable de la taille des équipements. Néanmoins, la quantité de chaleur volumique dissipée par les circuits intégrés a considérablement augmenté. Ceci étant un facteur limitant pour un bon rendement des équipements électroniques, l'étude des transferts thermiques (entre les plaques de circuits intégrés et le fluide réfrigérant circulant entre ces plaques) est devenu une nécessité absolue.

La circulation de ce fluide entre deux plaques superposées de circuits intégrés peut être modélisée par un écoulement dans un canal plan. Les composants électroniques, placés sur chacune des plaques qui dissipent chacun une certaine quantité de chaleur, peuvent être représentés par des zones de chauffage ponctuel. Exception est faite au chauffage des plaques qui est, en général, périodique.

I.2. Bibliographie

Le comportement thermique des appareils électroniques est l'une des caractéristiques les plus importantes de leur performance. Le taux de défaillance des composants électroniques augmente de façon exponentielle avec l'augmentation de la température. Par conséquent, la chaleur ainsi générée doit être transférée. Alors, la température des composants pourra être contrôlée. Les problèmes de dissipation thermique revêtent un grand intérêt dans l'emboîtement 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 sur sa durée de vie.

Beaucoup de travaux scientifiques ont été publiés pour analyser le phénomène de refroidissement des composants électroniques en utilisant la convection sous ses trois formes.

Parmi ces travaux publiés, nous citons :

Ortega et Moffat (1986) ont réalisé des expériences afin d'étudier le transfert de chaleur par convection naturelle à partir d'un arrangement d'éléments cubiques chauffés, placés sur la paroi d'un canal vertical (Figure I. 1). Un examen du transfert de chaleur par convection à partir d'un seul élément de l'ensemble montre que :

- le transfert de chaleur est principalement alimenté par l'écoulement induit dans le canal, par les mécanismes de flottabilité locale, lorsque les parois du canal sont étroitement espacées.
- Dans le cas où $H / B = 1.5$, pour l'arrangement de cubes étudiés, le transfert de chaleur pour un élément dans un arrangement entièrement chauffé est principalement entraîné par l'écoulement forcé. Les coefficients de transfert de chaleur adiabatique h_{ad} sont les mêmes comme dans le cas où la ventilation est entraînée par l'écoulement forcé avec la même valeur du nombre de Reynolds .

- Le transfert de chaleur locale pour chaque élément est non affecté par l'effet de flottabilité dans le cas où le rapport Gr/Re^2 est inférieur à 0,3.
- Le champ thermique sous l'élément chauffé est affecté par l'effet de flottabilité de l'élément à un degré moindre par rapport à celle du coefficient de transfert de chaleur locale.
- Une superposition linéaire exacte peut être utilisée pour la prédiction de la température dans les arrangements non uniformément chauffés, où l'écoulement dans le canal est induit par la flottabilité, temps que les effets locaux de flottabilité sont négligeables dans chaque point de l'arrangement.

Des expériences en convection naturelle sur le refroidissement des blocs simulant les composants électroniques ont été réalisées par **Moffat et Ortega (1986)**. Les blocs sont montés sur l'une des deux parois parallèles et verticales (80 blocs disposés dans un arrangement de 8 colonnes et 10 lignes)(Figure I.1). Re_B et Gr_{ad} sont respectivement le nombre de Reynolds (basée sur la vitesse d'écoulement en amont du canal et la hauteur du bloc B) et le nombre de Grashof local, les expériences montrent que :

- L'écoulement du fluide à côté des blocs est en convection forcée même si le fluide est véhiculé par flottabilité.
- Quand le rapport Gr_{ad} / Re_B^2 est inférieur à 0,3, la valeur du coefficient de transfert thermique h_{ad} est dans la limite de 5% de la valeur qu'il avait lors des essais en convection forcée.
- Pour de petites largeurs H du canal ($H / B = 1,5$), tous les cas de dégagement de chaleur (sur la gamme industrielle) induisent des écoulements forts par flottabilité et les éléments eux-mêmes sont en convection forcée, basée sur le rapport local Gr_{ad} / Re_B^2 .
- Pour de grandes largeurs H du canal ($H / B = 4$), ce dernier agit comme une surface sensiblement isolée en convection naturelle et requise à une manipulation différente.

Ortiga et Moffat (1985) ont réalisé des simulations expérimentales de refroidissement des composants électroniques. Ils ont étudié la convection naturelle d'air pour le refroidissement de

10 lignes et 8 colonnes de cubes en aluminium (sources chauffées), montés sur une plaque, avec et sans emboîtement (Fig. I.1).

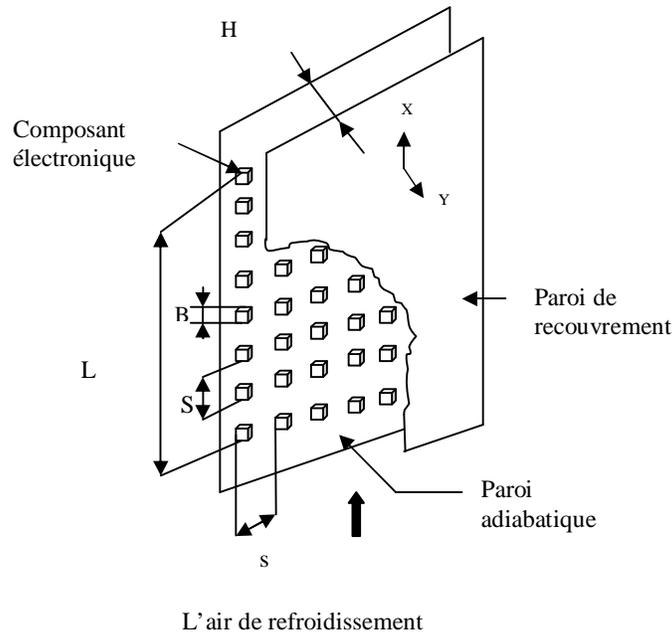


Fig. (I.1) : Arrangement des composants électroniques dans le canal
(Ortega et Moffat, 1985; Ortega et Moffat, 1986 ; Moffat et Ortega, 1986)

Behnia et al. (1998). ont fait une étude numérique sur la convection naturelle bidimensionnelle dans une série de cavités verticales, ouvertes par le haut et remplies de fluide FC-72. Les parois des cavités, parallèles et contenant chacune deux sources de chaleur, sont immergées dans le fluide (figs. I.2a - 2b)). L'intérêt particulier de cette étude est le refroidissement des deux sources de chaleur. Les effets de faibles et de fortes valeurs de conductivité thermique de substrat ont été pris en considération : une comparaison a été faite entre les configurations simples et doubles de sources de chaleur. Les températures adimensionnelles et le nombre de Nusselt ont été corrélées aussi en fonction du nombre de Rayleigh. Les résultats indiquent que l'augmentation du nombre de Rayleigh (Ra) conduit à une forte convection à l'intérieur des cavités pour toutes les valeurs de conductivité thermique (k). Deux couches limites minces, thermiques et hydrodynamiques, sont formées le long des deux faces des parois verticales mais le reste de la cavité est occupé par le fluide froid. Pour les faibles valeurs de k (substrat en bakélite), les flux thermiques et les champs de vitesses sont tous asymétriques. Par contre, les structures des flux sont symétriques pour les fortes valeurs de k (substrat en alumine céramique).

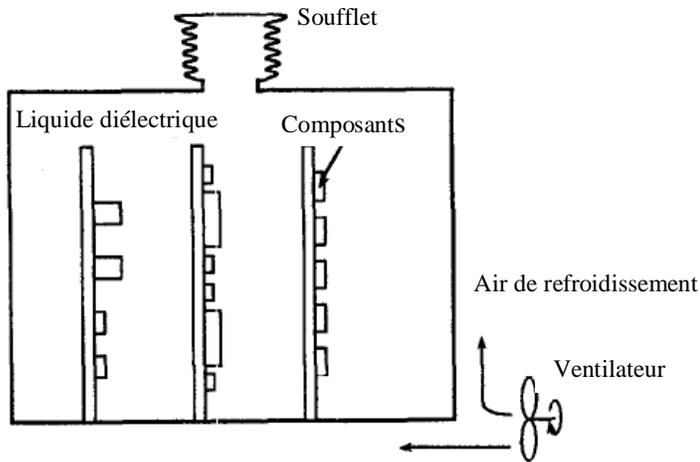


Figure (I.2 a) : Schéma du dispositif de refroidissement des composants électroniques (Behnia et al ,1998)

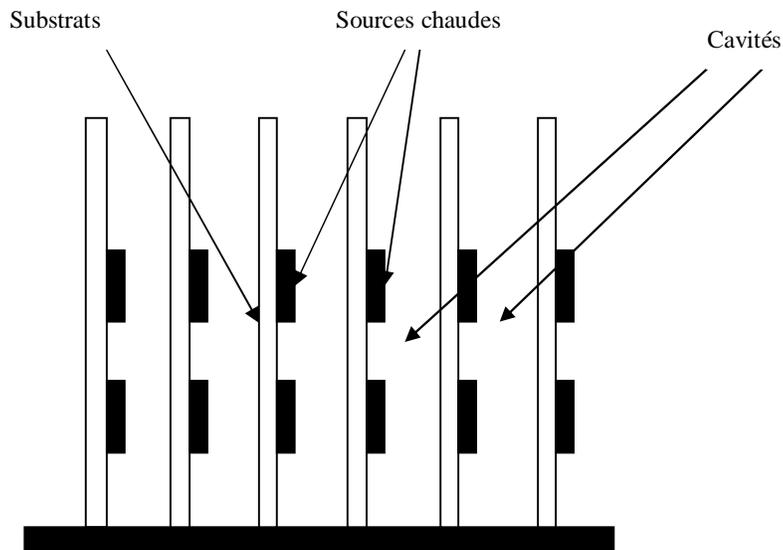


Figure (I.2b) : Schéma des cavités avec les sources de chaleurs (Behnia et al ,1998)

Silva et al. (2004). ont publié les résultats d'une étude sur la répartition optimale d'un ensemble de sources de chaleur refroidies par convection naturelle. Leur objectif était de maximiser la conductance globale entre la paroi et le fluide, lorsque le taux total de production de chaleur transmise par les sources et les dimensions du système sont précisées. Deux scénarios ont été étudiés. Le premier concernait une paroi verticale contenant un grand nombre de sources de

chaleur près d'un réservoir fluide (fig. I.3a) tandis que le second visait une enceinte bidimensionnelle contenant un petit nombre de sources de chaleur montées sur la paroi latérale (fig. I.3b). Il a été démontré que la répartition optimale n'est pas homogène car les sources de chaleur ne sont pas équidistantes et que la conductance augmente lorsqu'on ajoute des sources de chaleur. Dans le but d'avoir un bon refroidissement, les sources de chaleur (près de la région du début de la couche limite thermique) doivent être placées l'une au voisinage de l'autre, quand le nombre de Rayleigh augmente.

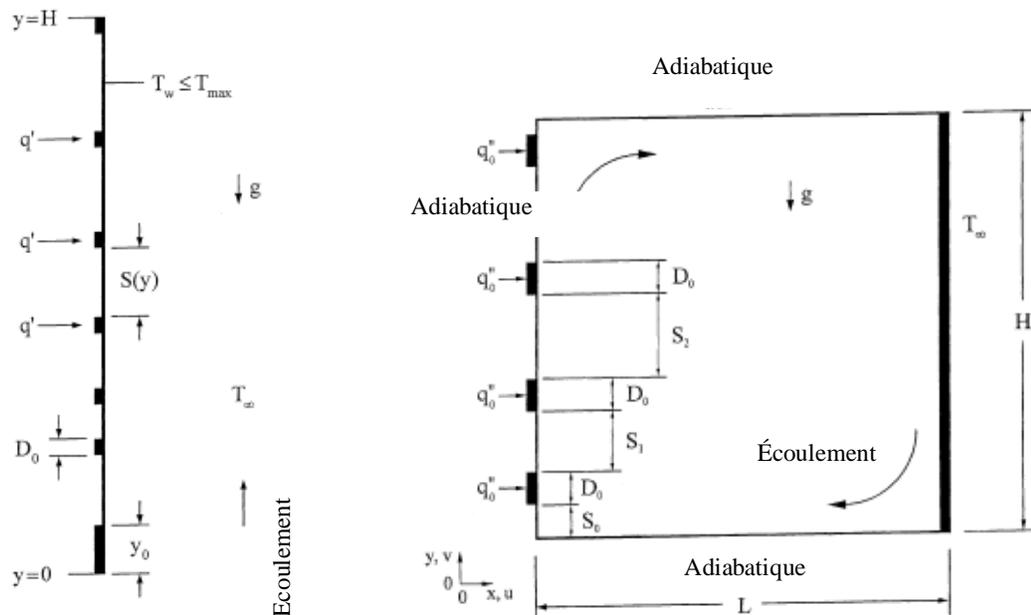


Figure (I.3a) : Distribution non uniforme des sources de chaleur de dimensions finies sur une paroi verticale (Silva et al ,2004)

Figure (I.3b) : Enceinte bidimensionnelle avec des sources de chaleur sur la paroi verticale (Silva et al , 2004)

Icoz et Jaluria (2005) ont étudié numériquement la convection naturelle bidimensionnelle, dans un canal rectangulaire ouvert des deux cotés, mis dans une position horizontale et contenant des mêmes sources de chaleur (fig. I.4). Cette étude a un intérêt particulier qui est la simulation exacte des conditions aux limites réelles dans une telle chaîne. Les effets des ouvertures et des dimensions de canal, des conditions aux limites, de la température et de l'emplacement des sources sur le transfert de chaleur sont examinés. L'apparition de l'instabilité a été étudiée aussi.

Les résultats montrent que les dimensions du canal et la présence d'ouvertures ont des effets notables sur l'écoulement du fluide. Cependant, leurs effets sur le transfert de chaleur sont jugés relativement faibles. Ainsi, l'augmentation de la hauteur du canal conduit à un écoulement moins stable, et par conséquent, à une diminution du nombre de Grashof critique.

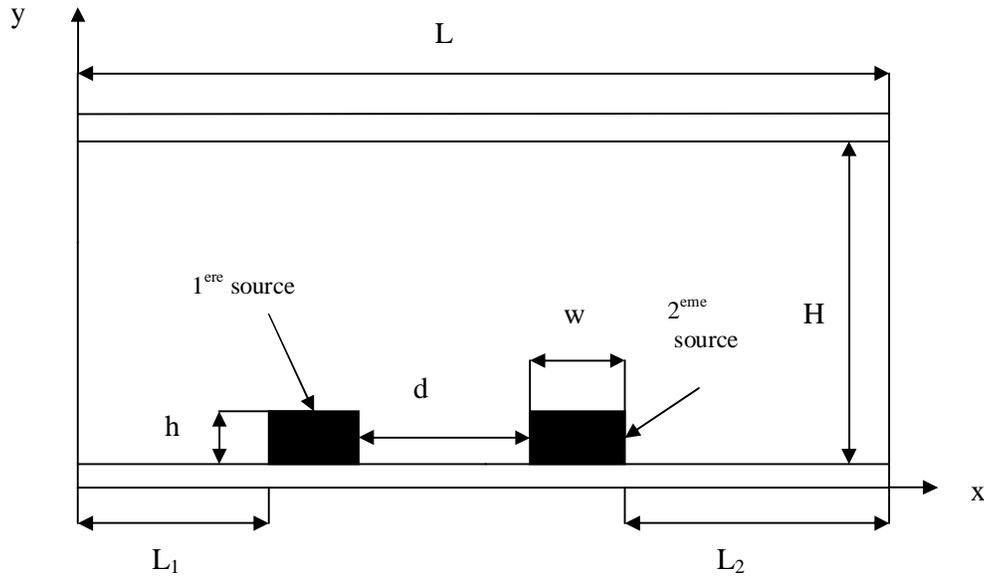


Figure (I.4) : Canal horizontal contenant deux composants électroniques (Icoz et Jaluria , 2005)

Bouttout et Bessaih (2008), ont simulé la convection naturelle bidimensionnelle non stationnaire dans un boîtier rectangulaire contenant des sources de chaleur refroidies par convection selon le schéma sur la figure (1.5). Deux configurations ont été étudiées. La première concernait une enceinte contenant une seule source de chaleur montée sur sa paroi inférieure (fig. I.5a) tandis que la deuxième configuration visait une enceinte comprenant deux sources de chaleur identiques montées, de même, sur sa paroi inférieure (fig. I.5b). Les résultats montrent que dans le cas d'une seule source de chaleur, l'écoulement devient oscillatoire pour les valeurs critiques suivantes du nombre de Rayleigh, $Ra_{cr} = 1,26 \cdot 10^4$; $1,9 \cdot 10^4$ et $1,02 \cdot 10^5$, correspondant, respectivement à la conductivité thermique de l'aluminium, du silicium et de la céramique. Toutefois, pour le cas de deux sources de chaleur, l'espacement entre elles a un effet important sur l'écoulement du fluide et de transfert de chaleur, et par conséquent, sur la valeur du nombre critique de Rayleigh. Le champ de température dans chaque composant a été trouvé comme étant à peu près uniforme. Le mouvement du fluide oscillant généré par l'instabilité thermique peut aider efficacement le transfert de chaleur le long des surfaces des composants électroniques, et

donc, peut améliorer le taux de transfert de chaleur. Les fréquences des oscillations ont été déterminées, et le diagramme de stabilité a également été présenté.

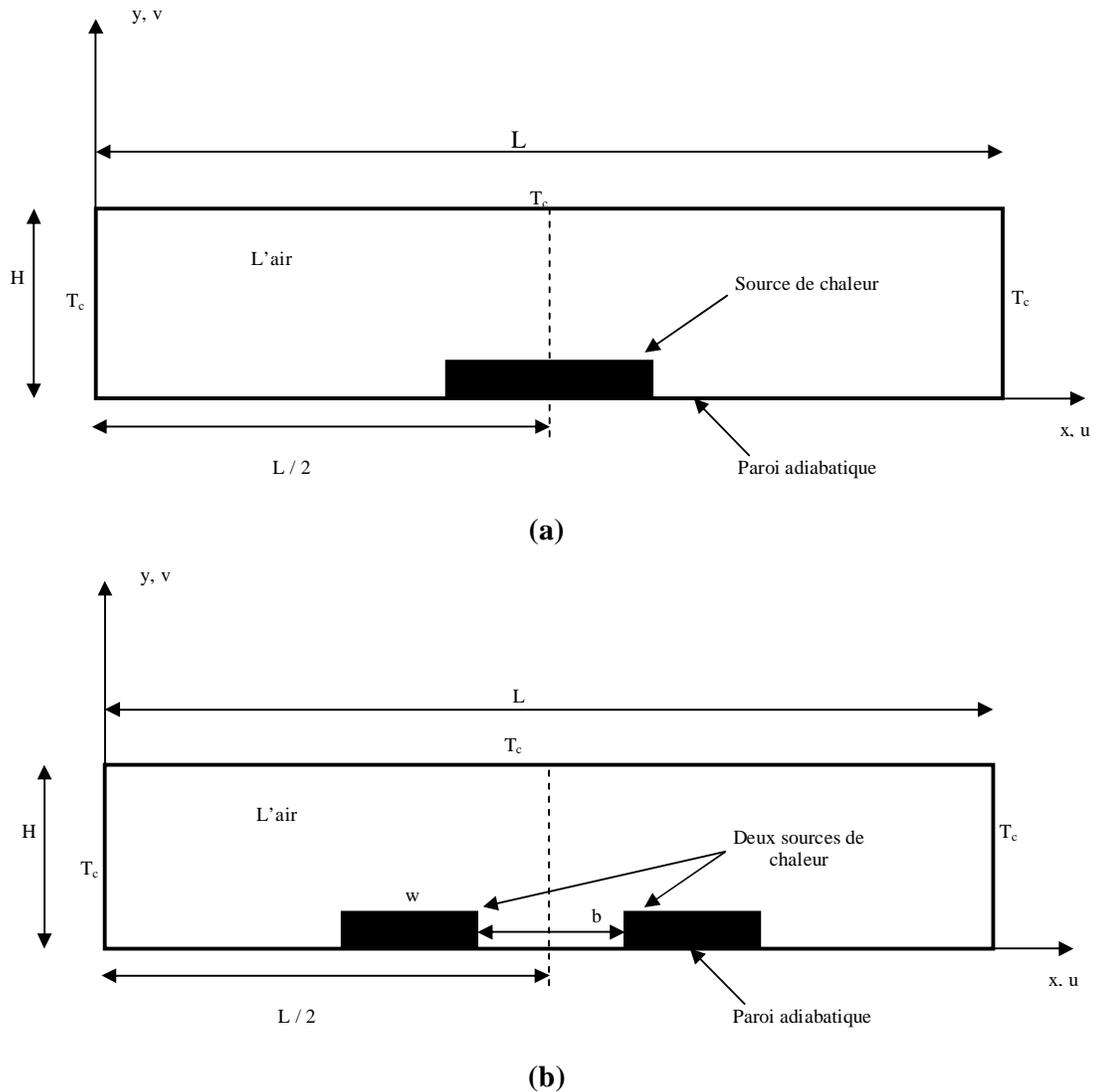


Figure (I.5) : Schéma de configuration du problème et des conditions aux limites.

(a) enceinte avec une seule source de chaleur ; (b) enceinte avec deux sources de chaleur identiques

(Bouttout et Bessaih , 2008).

Manca et al. (2002) ont réalisé une étude expérimentale sur l'effet de la convection naturelle, de la distance entre une plaque chauffée discrètement et une autre placée parallèlement à la première (fig. I.6). Les auteurs ont considéré l'angle d'inclinaison (angles d'inclinaison entre la verticale et l'horizontale) des deux plaques et des différentes positions de trois bandes chauffées, se trouvant sur la plaque discrètement chauffée. La distance "b" entre les plaques a été changée dans l'intervalle [7.0 - 40.0] mm et deux valeurs du flux de chaleur dissipée par les appareils de chauffage ont été prises en compte. La distribution de température de la paroi en fonction de

l'espacement des canaux, de l'angle d'inclinaison, du flux de chaleur des sources, du nombre et de l'arrangement des sources de chaleur ont été présentés. L'analyse montre que, pour des angles un peu plus grands que 85° C, l'augmentation de la distance entre les parois ne réduit pas la température de paroi. Aux angles largement supérieurs à 85° C, le résultat obtenu est totalement opposé.

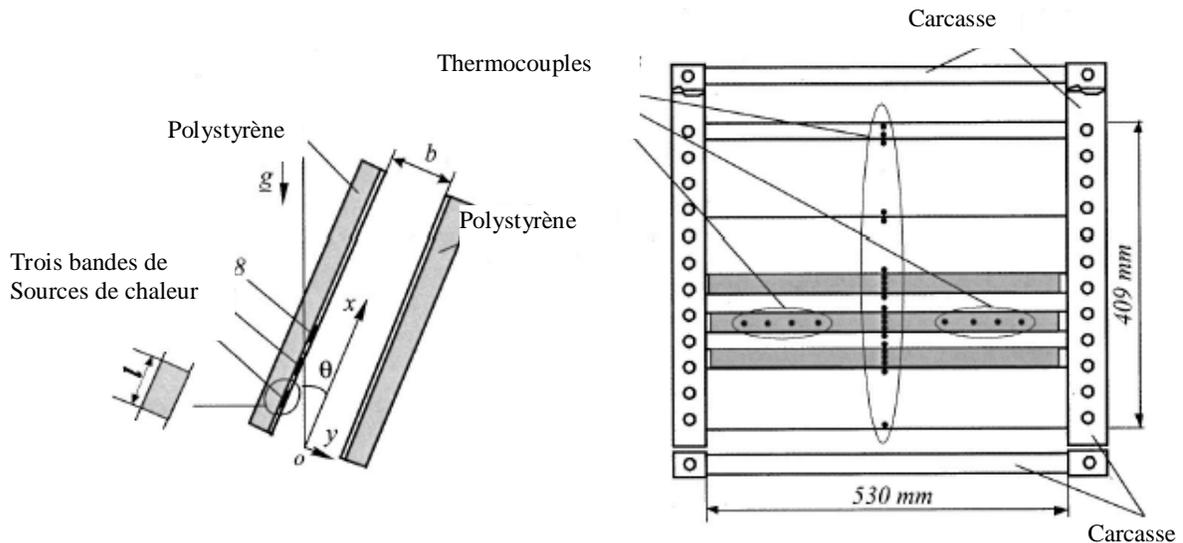


Figure (I.6) : Schéma du dispositif expérimental (Manca et al, 2002)

Weinstein et al. (2004) ont étudié expérimentalement la convection naturelle tridimensionnelle produite par deux sources de chaleur de températures différentes, placées sur la carte d'un circuit unique "FR4 et l'acier cuivre FR4" (fig. I.7). L'effet d'emplacement de chaque source de chaleur sur la dissipation maximale de puissance a été présenté pour les orientations à la fois horizontale et verticale. Les pertes de chaleur dues au rayonnement, à la convection et à la conduction sont quantifiées. Les résultats montrent que si la distance entre les deux sources est supérieure à 2 cm, ces deux dernières ne réagissent pas mutuellement au sein de circuit. Une augmentation de la dissipation de puissance de 25-30% peut être réalisée par l'organisation de fentes FR4 dans une orientation verticale. Une augmentation de 8-15% peut être réalisée par l'organisation de circuits de cuivre avec des planches dans une orientation verticale. Si les sources de chaleur sont placées l'une sur l'autre dans une disposition verticale, les positions relatives des deux sources affectent la dissipation de puissance ; la couche limite de la source inférieure affecte la source supérieure.

NB :FR4 est un matériau stratifié verre époxy avec une base continue tissée avec tissu imprégné d'un liant de résine époxy.

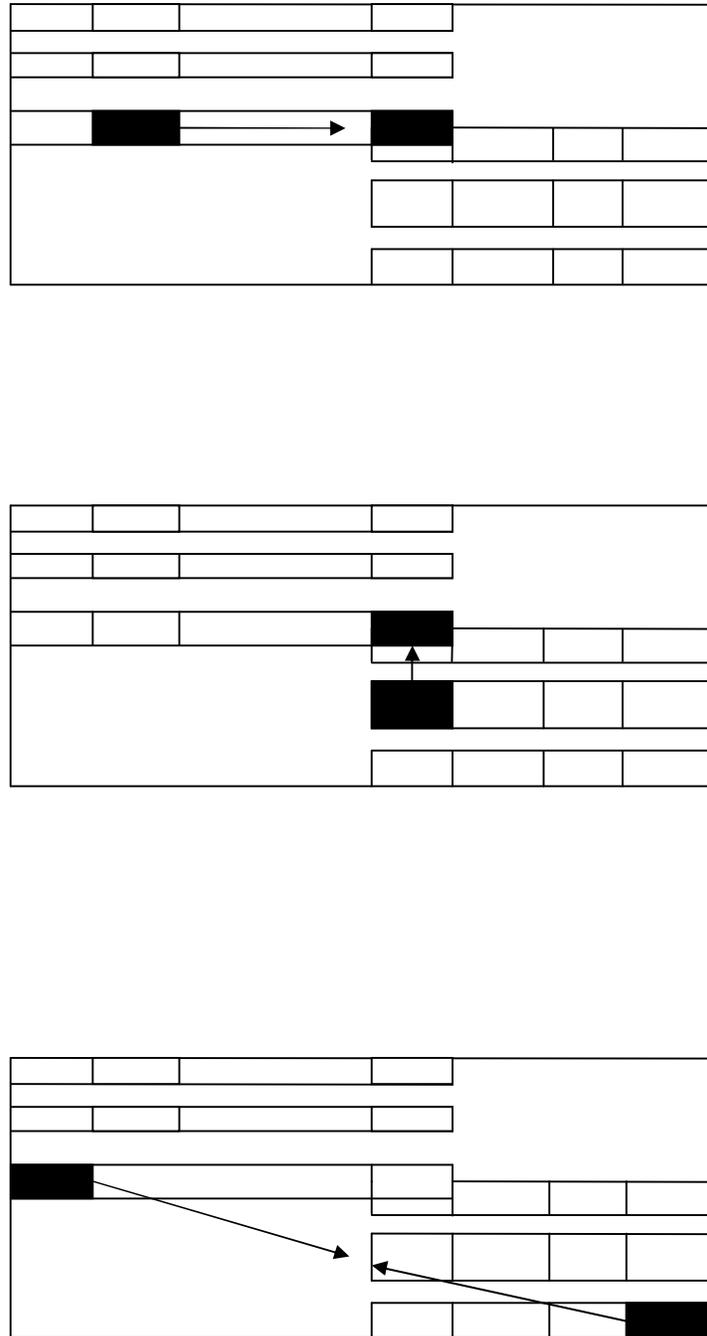


Figure (I.7) Différentes configurations des sources (Weinstein et al. 2004)

De nombreux résultats sur les conceptions des systèmes de refroidissement électronique, ont été obtenus en utilisant soit une base de données ou des sources publiées concernant les valeurs du

coefficient de transfert de chaleur ; le coefficient h est défini soit sur la base des température adiabatique du composant (h_{ad}); soit sur la base de la température moyenne du fluide (h_m). **Moffat et Anderson (1990)** ont proposé deux options pour l'application de la base de données existante : la 1^{ère} option est de calculer la température adiabatique des composants à partir de connaissance de distribution de dégagement de chaleur dans la matrice ; la 2^{ème} est de calculer les valeurs de (h_m) qui peuvent être utilisées avec (T_m) en utilisant de nouveau la distribution de dégagement de chaleur. Les résultats montrent que les données présentées dans le présent travail s'appliquent uniquement pour les matrices dont les lignes d'éléments sont régulières (fig. I.8). On peut généraliser aussi la méthode à des géométries arbitraires, mais avec de nouvelles données en plus.

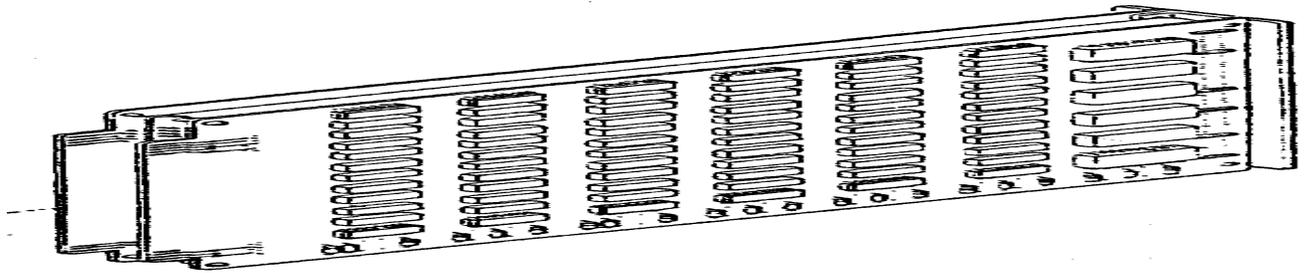


Figure (I.8) : Le type de circuit imprimé (Moffat et Anderson ,1990)

Youn et vafai (1998) ont étudié le refroidissement par convection forcée bidimensionnelle d'un ensemble de sources de chaleur montées sur la paroi inférieure d'un canal (fig. I.9). L'étude emploie les variations de la hauteur, de la largeur de la source et de la conductivité thermique de la source de chaleur normalisée k_s/k_f (k_s est la conductivité thermique de la source et k_f du fluide) et aussi l'influence du nombre de Reynolds. Les résultats de cette investigation montrent que la forme et la nature du matériau utilisé pour la source ont des effets considérables sur les caractéristiques de l'écoulement et du transfert de chaleur.

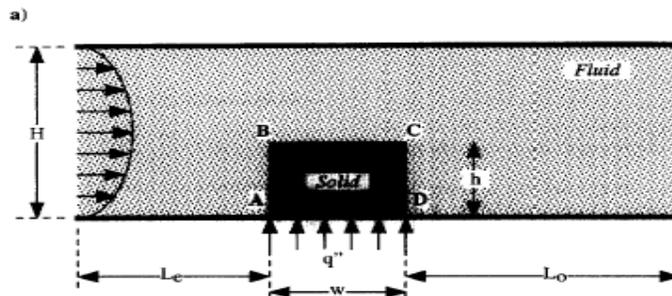


Figure (I.9) Canal contenant un seul obstacle chauffé (Timothy et Vafai ,1998)

Kim et al. (1998) ont simulé l'écoulement pulsatif forcé et les caractéristiques du transfert de chaleur qui l'accompagnent dans un canal contenant deux blocs chauffés (fig. I.10). A l'entrée du canal, l'écoulement est maintenu à une température uniforme T_c , animé d'une vitesse (où U_0 est la vitesse moyenne d'un cycle de l'écoulement à l'entrée, A est l'amplitude d'oscillations de la vitesse d'entrée axiale, ω la vitesse angulaire et t le temps). Les surfaces des blocs sont maintenues à une température constante T_h . Les résultats obtenus indiquent que la circulation des écoulements derrière les blocs situés en aval et entre les blocs est affectée substantiellement par le nombre de Reynolds, par le nombre de Strouhal ($St = f_H/U_0$)*, par l'amplitude de la pulsation et enfin par l'espace entre les blocs.

* f : Fréquence des oscillations.

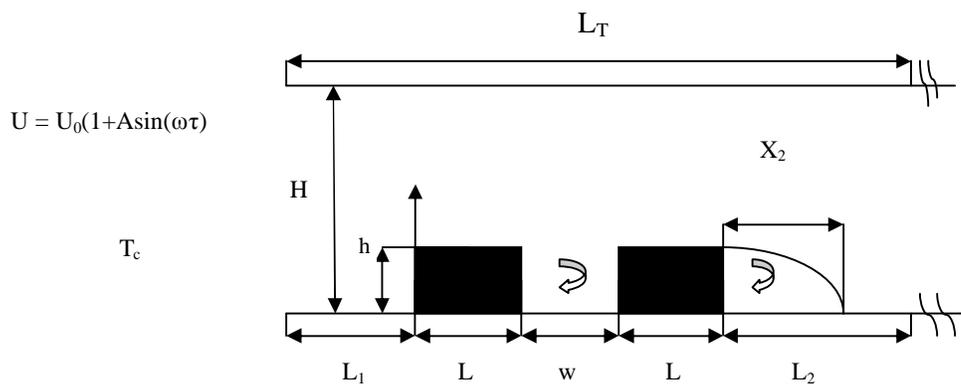


Figure (I.10) : Canal horizontal contenant des blocs chauffés en présence d'un écoulement pulsatif (Kim et al ,1998).

Kim et Anand (2000) ont étudié numériquement la convection forcée bidimensionnelle en régime laminaire, dans des canaux contenant chacun des fentes et 05 blocs chauffés, uniformément montée sur la paroi (fig. I.11). Les effets de variations du nombre de Reynolds, de la hauteur des blocs, également de la taille et position des fentes sur les performances de refroidissement ont été présentés en termes du nombre de Nusselt (Nu) et de la température des blocs. Trois cas de configuration concernant la position des fentes ont été considérés ; le cas où les fentes sont placées à gauche de la cavité (cas 1), au centre de la cavité (cas 2) et à droite de la cavité (cas 3). L'objectif de la méthode est d'améliorer les performances de refroidissement, sans augmenter la puissance de pompage thermique. Une étude comparative, portant sur les résultats obtenus, a montré une nette amélioration des performances de refroidissement dans le cas des blocs avec fentes par rapport à ceux sans fentes (situation de référence). Cette

amélioration est proportionnelle à la taille des fentes. De même les cas 3 et 2, ont donné respectivement la plus grande et la plus faible augmentation du nombre de Nusselt.

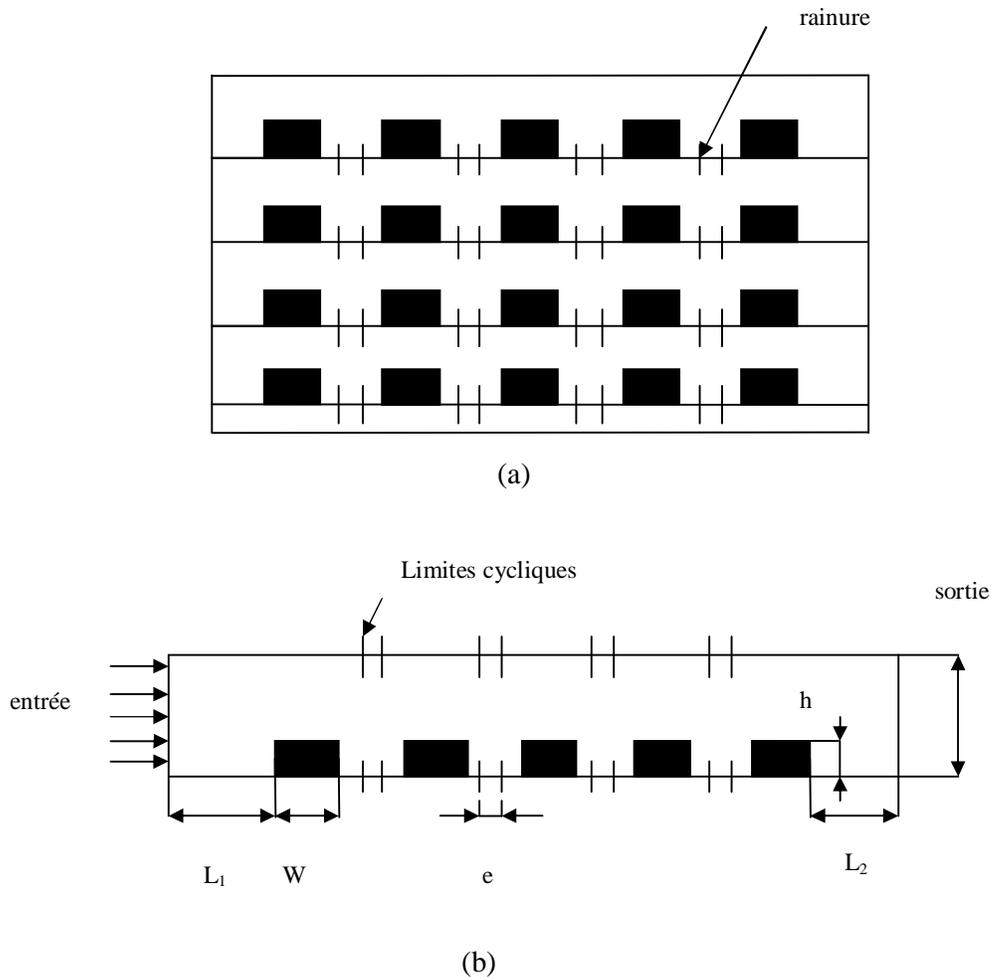


Figure (I.11) : Model d'un canal bidimensionnel et avec fentes. (a) Canaux à deux dimensions
(b) Domaine de calcul d'un canal à deux dimensions et avec fentes (Kim et Anand, 2000).

Bhowmik et Tou (2005) ont étudié expérimentalement la simple phase transitoire de transfert de chaleur par convection forcée sur une foule de montage, contenant quatre (4) sources de chaleur montées dans un canal vertical, rectangulaire (Figs. I.12a - c). L'eau est utilisée comme liquide de refroidissement. Avec un nombre de Reynolds variant de 800 à 2625, les caractéristiques de transfert de chaleur sont étudiées et les corrélations sont présentées aussi pour quatre sources de chaleur. Les résultats montrent que le transfert de chaleur est fortement lié au nombre de sources et au nombre de Reynolds ; ce transfert de chaleur est plus

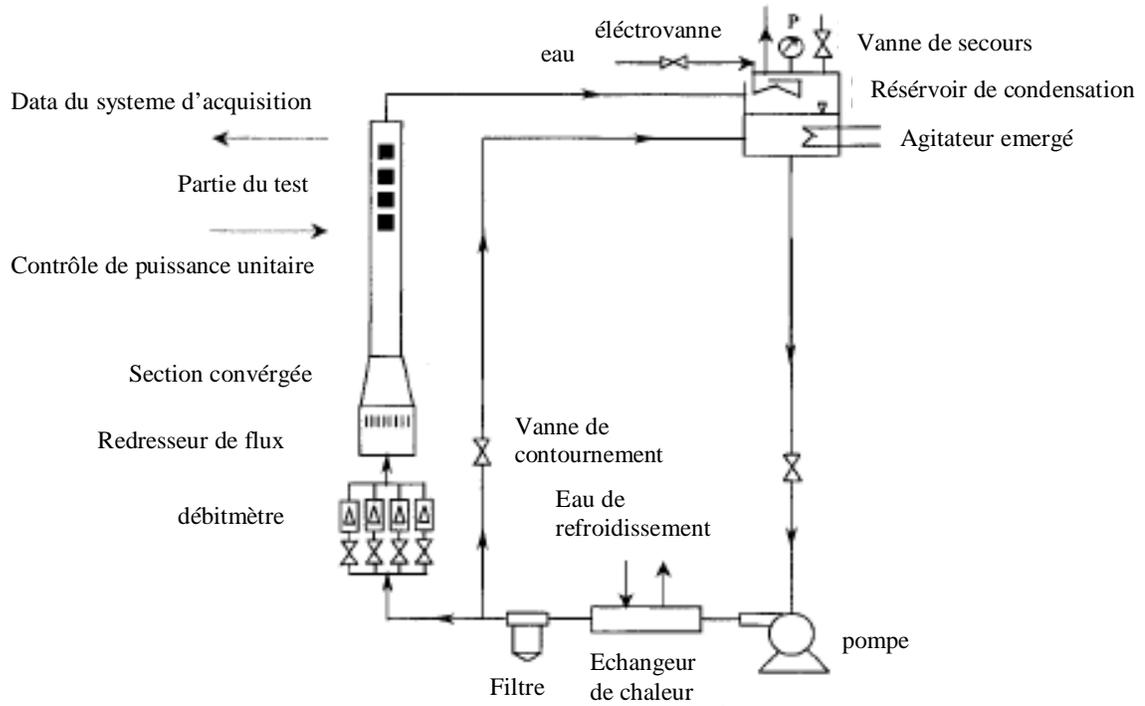


Figure (I .12 .a) Schéma de l'installation d'essais [13][31]

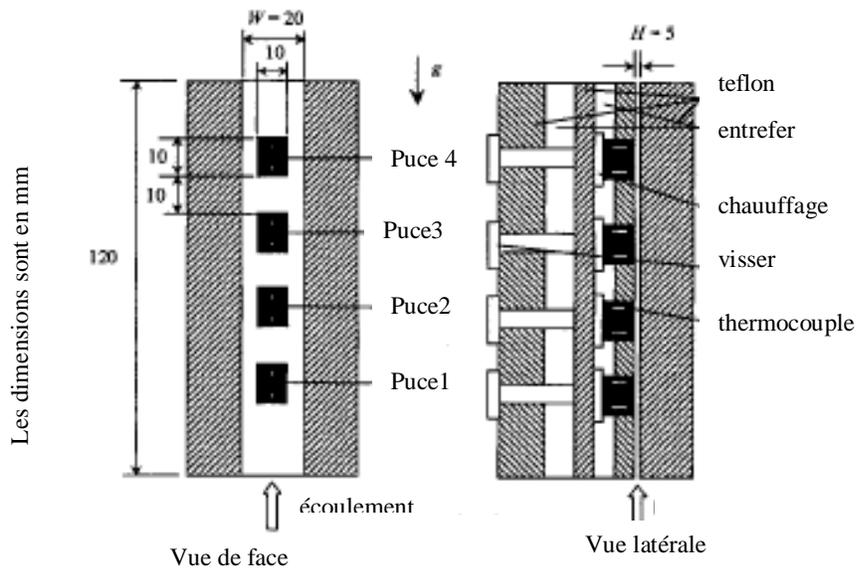
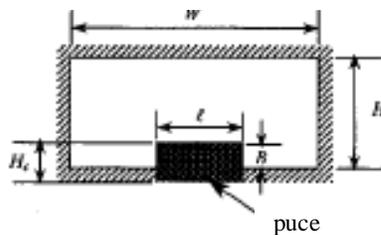


Figure (I .12.b). Montage des puces sur une paroi du canal



Figure(I.2. c) Section d'écoulement du fluide dans le canal
(Bhowmik et Tou, 2005 ; Bhowmillk et al, 2005)

important dans le cas où la hauteur des composants est plus grande.

Qu et Mudawar (2002) ont simulé la convection forcée en régime laminaire dans un micro canal rectangulaire et contenant des composants électroniques. En utilisant l'eau comme fluide de refroidissement (fig. I.13), Une description détaillée des caractéristiques de transfert de chaleur a été obtenue. Les effets du nombre de Reynolds et de la conductivité thermique du substrat, sur le processus de transfert de chaleur, ont été discutés. Les résultats montrent que l'augmentation importante du flux de chaleur est obtenue à proximité de l'entrée du canal. La température la plus élevée est rencontrée sur la surface de base du dissipateur de chaleur, immédiatement au-dessus du canal de sortie. Egalement, l'augmentation de la conductivité thermique du substrat permet de réduire la température sur la surface de base du dissipateur de chaleur, surtout près de la sortie du canal.

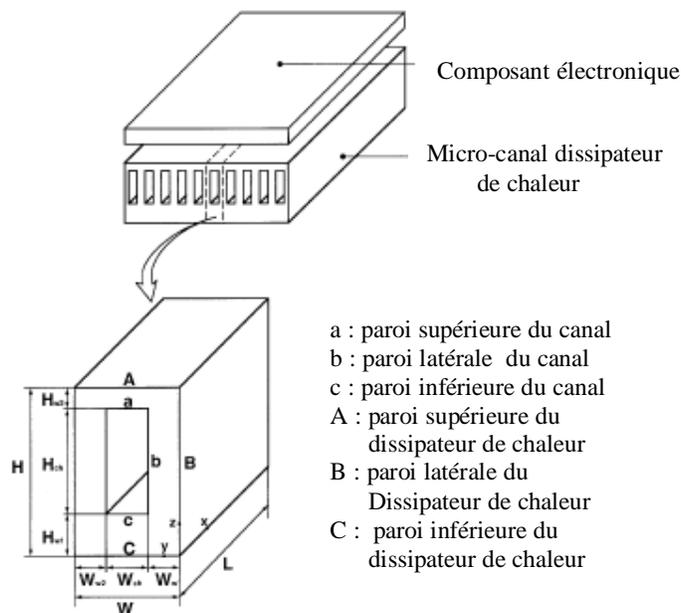


Figure (I.13) Schéma d'un micro canal rectangulaire avec source de chaleur

(Qu et Mudawar, 2002).

Kim et al. (1992) ont analysé numériquement les caractéristiques de l'écoulement et de transfert thermique en convection mixte dans un canal contenant des blocs rectangulaires attachés à une paroi du canal. Pour des nombres de Reynolds variant de 100 à 1500, des nombres de Grashof

allant de 0 à $2 \cdot 10^6$ et deux cas de positions différentes de canal (une horizontale et l'autre verticale) ; les résultats montrent que :

-Pour le cas du canal horizontal, la structure des flux (en particulier dans les régions immédiatement derrière le dernier bloc) est sensible à la variation du rapport Gr/Re^2 . L'effet de flottabilité a une influence profonde dans la détermination des champs thermiques.

-Pour le cas du canal vertical, l'impact d'effet de flottabilité sur l'écoulement et les champs thermiques est plus prononcé. L'effet de flottabilité aide la convection forcée et, par conséquent, engendre l'augmentation de transfert de chaleur.

Wu et Perng (1999) ont simulé la convection mixte à deux dimensions en régime laminaire stationnaire dans un canal horizontal contenant des blocks chauffés et une plaque en oblique (fig. I.14) au dessus d'un bloc en amont. L'effet d'une plaque oblique sur l'amélioration du transfert de chaleur est obtenu. Les résultats montrent que l'installation de la plaque peut effectivement améliorer les performances de transfert de chaleur et l'instabilité du champ d'écoulement.

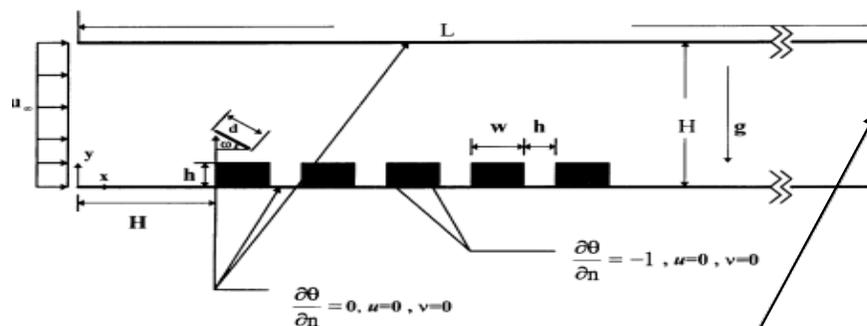


Figure (I.14) : Canal contenant des composants électroniques avec une plaque oblique (Wu et Perng, 1999).

Hung et Fu (1999) ont analysé le transfert de chaleur par convection mixte bidimensionnelle entre des plaques parallèles de circuits intégrés. Ces dernières contiennent des ouvertures et des sources de chaleur uniformes (fig. I.15). La différence de pression au-dessous et au-dessus des ouvertures de la plaque provoque l'écoulement vers le haut, ce qui rompt la région de stagnation entre les sources de chaleur et, par conséquent, améliore la quantité de chaleur dissipée à partir des sources. Pour une plaque considérée de circuit et pour un nombre successif d'ouvertures variant de un à quatre, les résultats indiquent que le refroidissement est optimal dans le cas où la 1^{ère}, 4^{ème} ouvertures sont fermées et la 2^{ème}, 3^{ème} sont ouvertes. Si l'approche est réalisable dans

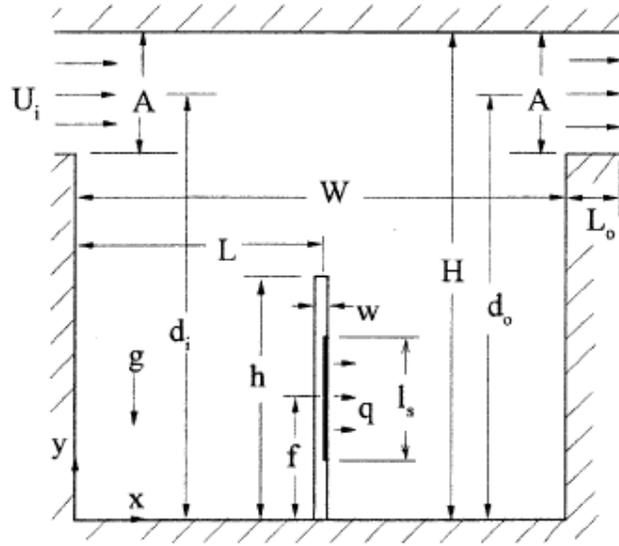
une application de refroidissement électronique, les paramètres optimaux des sources (espacement, taille, propriétés des matériaux, ...) nécessitent plus d'investigations.



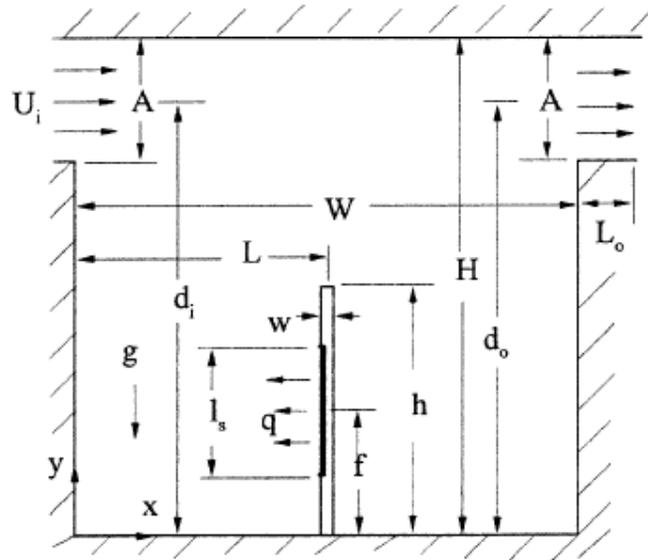
Figure (I.15). Géométrie et système de coordonnées du domaine de calcul (Hung et Fu, 1999).

Hsu et Wang (2000) ont effectué une étude numérique sur la convection mixte dans une enceinte rectangulaire bidimensionnelle. Les sources de chaleur discrètes sont placées sur une planche verticale située sur la paroi de fond de l'enceinte (figs. I.16 a - b). L'air pénètre de l'extérieur vers l'enceinte à travers une ouverture dans un mur vertical et en ressort à travers une autre ouverture dans le mur opposé. Les effets de l'orientation de la source de chaleur, du nombre de Nusselt (Nu) et du paramètre de flottabilité (Gr/Re^2) sur les caractéristiques thermiques ont été étudiés. Les résultats montrent que :

- Lorsque la source de chaleur est intégrée sur la face droite de la planche, le nombre de Nusselt Nu_{conv} est indépendant de la variation de la position de la source de chaleur et de la planche.
- Lorsque la source de chaleur est placée à gauche de la planche, les deux nombres Nu_{total} et Nu_{conv} dépendent fortement de la variation des positions des deux éléments.



Cas (a)



Cas (b)

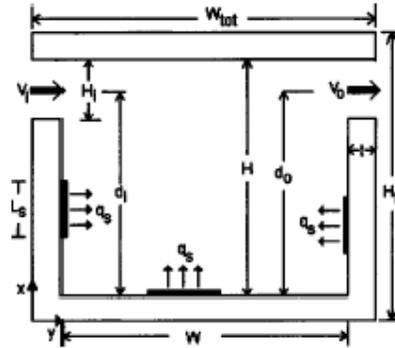


Figure (I.17b) : Cavité carrée contenant des sources de chaleur (Icoz et Jaluria, 2004).

Les données numériques et expérimentales, notamment les dimensions des composants et le nombre de Reynolds ont été utilisés pour obtenir une conception acceptable et optimale. Cette étude montre qu'on peut utiliser des résultats qui permettent de réaliser des géométries adéquates et optimales, dans le but d'avoir le meilleur dispositif de refroidissement des composants électroniques.

Bae et al. (2004) ont étudié l'amélioration du transfert de chaleur par convection mixte dans un arrangement de blocs chauffés, montés dans un canal (fig. I.18).

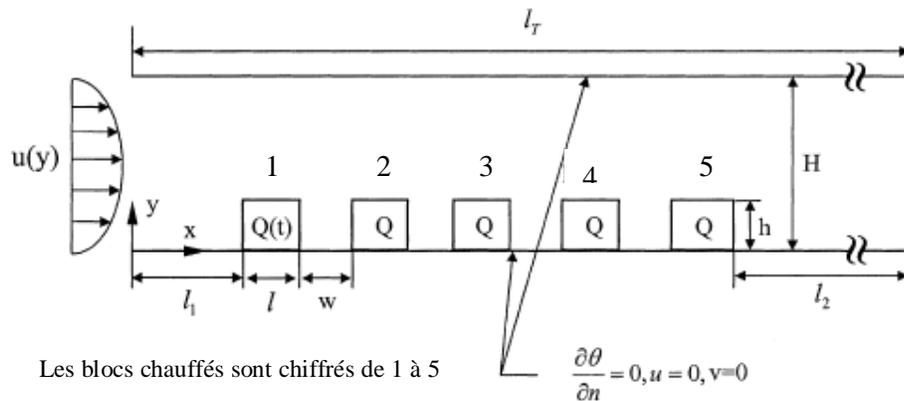
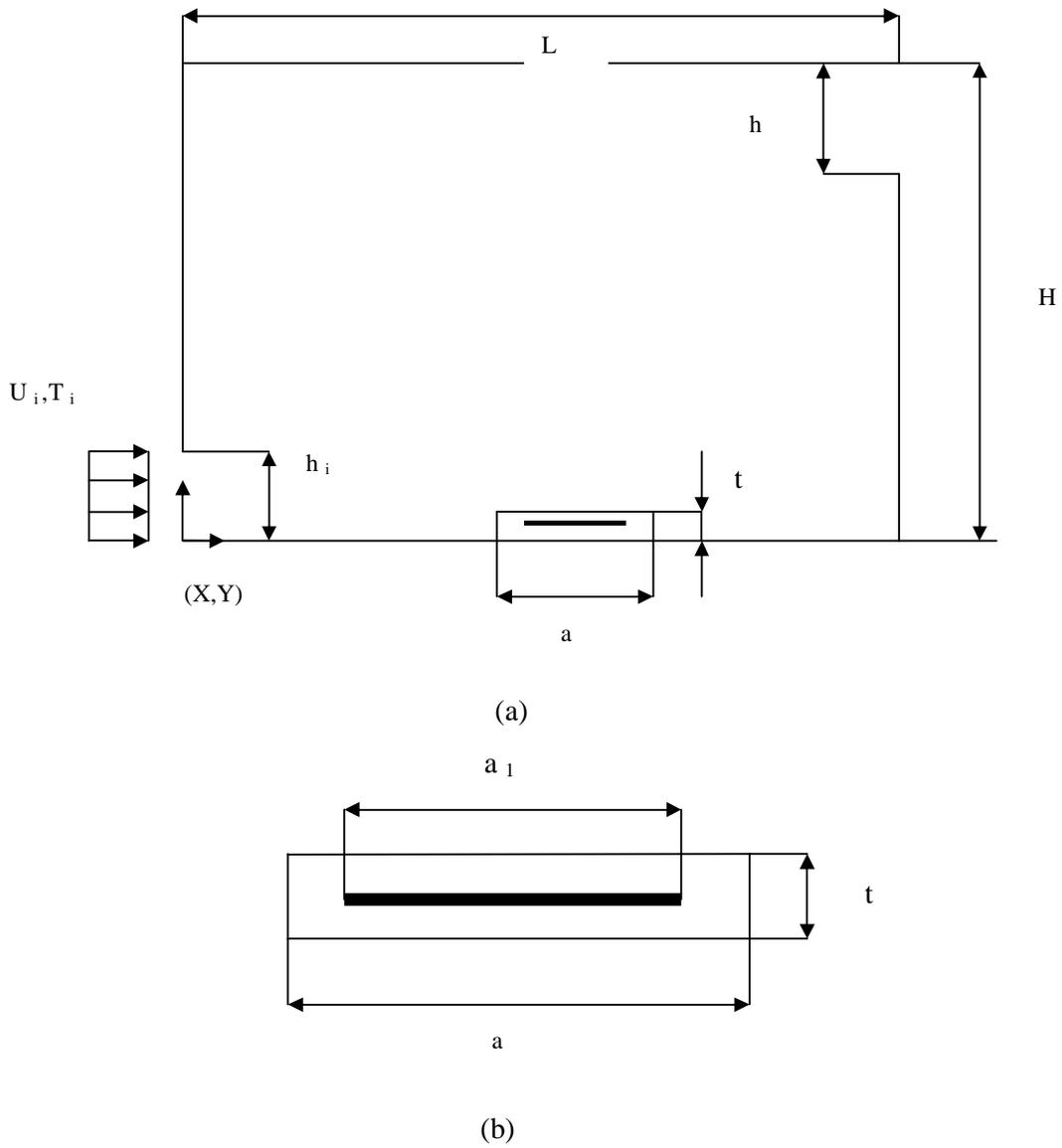


Figure (I.18) La configuration géométrique (Bae et al. , 2004).

Dans le bloc le plus chauffé, se trouvant en amont, il existe un temps de génération de chaleur périodique, alors que la production de chaleur est constante dans les autres blocs de chauffage. L'effet explicite d'utiliser la modulation thermique dans l'appareil de chauffage en amont est examiné, l'augmentation de transfert de chaleur est évaluée pour justifier l'utilisation de modulation thermique en amont. Les résultats montrent l'impact de la variation de la production de chaleur dans le temps. Le facteur d'augmentation de transfert de chaleur (F) diminue lorsque $(r c_p)^*$ augmente, ainsi l'augmentation de transfert de chaleur est maximale lorsque la résonance est réalisée. Une baisse sensible de température maximale dans le système peut être escomptée au titre des conditions de modulation correcte.

Ghasemi (2005) a simulé la convection mixte dans une cavité rectangulaire contenant un composant électronique dans le fond (fig. I.19). En raison d'une tension d'entrée périodique, une chaleur périodique est générée dans le composant électronique. Les effets des paramètres importants tels que du nombre de Rayleigh (Ra), du nombre de Strouhal (St) et de la fonction de tension d'entrée sur le champ de température et le transfert de chaleur sont étudiés. Les résultats indiquent que le taux de transfert de chaleur augmente avec l'augmentation du nombre de Rayleigh, donc un meilleur refroidissement est réalisé, en plus, l'amplitude maximale des fluctuations de températures dépend fortement de la fréquence des pulsations.

Une étude numérique sur la convection mixte avec le rayonnement de surface à partir d'un canal horizontal (fig. I.20) où quatre sources de chaleur sont montées sur la paroi inférieure du canal a été effectuée par **Premachandran et Balaji (2006)**. L'air est pris comme fluide de refroidissement. Les paramètres géométriques tels que , l'espacement entre les parois du canal, la taille des sources de chaleur, l'épaisseur du substrat et l'espacement entre les sources de chaleur sont considérés comme fixes. Les effets des paramètres tels que , des nombres de Reynolds (Re) , de Grashof (Gr) , des différentes conductivités thermiques (de la paroi (k_p) , de la source de chaleur (k_s), du fluide (k_f)) et des transmittivités thermiques (de la paroi (e_p) et de la source (e_s)) sur le transfert de chaleur et les caractéristiques d'écoulement ont été analysés. Les résultats montrent que l'augmentation du nombre de Reynolds Re et du nombre de Grashof (Gr) ont donné respectivement une diminution non linéaire et linéaire de la température adimensionnelle; en plus la température adimensionnelle maximale diminue aussi avec l'augmentation de k_p / k_f , k_s / k_f , e_p et e_s .



Figure(I.19). (a) Schéma de la cavité rectangulaire et (b) schéma du composant électronique (Ghasemi, 2005).

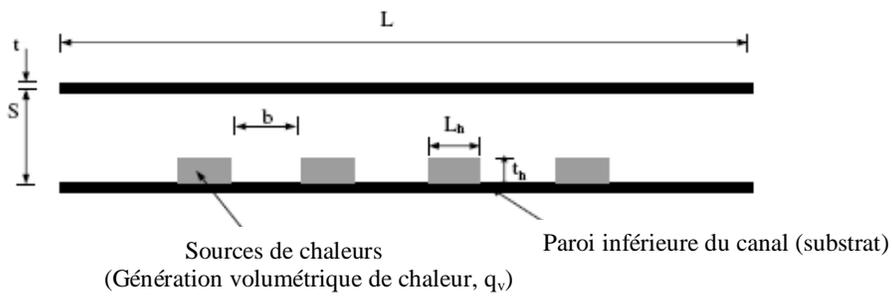


Figure (I.20). Vue schématique du problème (Premachandran et Balaji, 2006).

Guimaraes et Menon (2008) ont simulé la convection mixte dans un canal rectangulaire incliné et contenant trois sources de chaleur discrètes placées sur la surface inférieure du canal (fig. I.21). Les effets du nombre de Reynolds, de Grashof et de l'inclinaison de canal sont obtenus. Une comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques a été faite. Les résultats montrent qu'un bon accord entre les résultats est trouvé. En général, l'angle d'inclinaison a une influence plus forte sur le flux et le transfert de chaleur pour les faibles nombres de Reynolds.

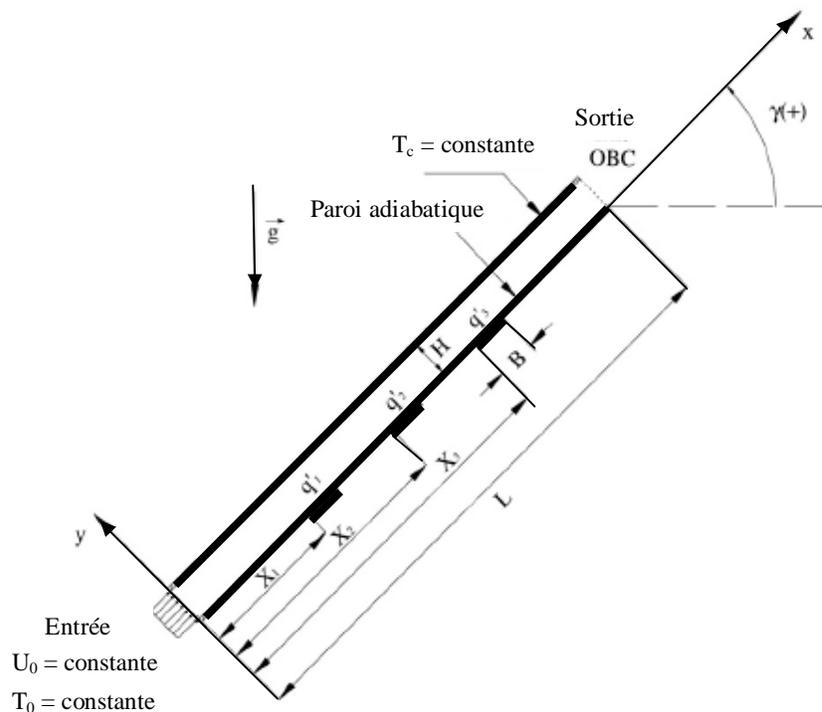
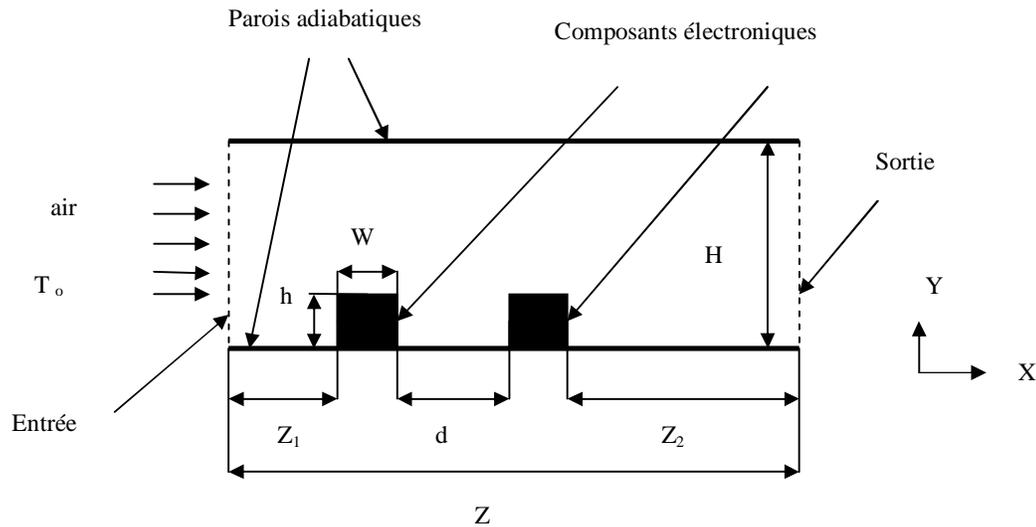


Fig.(I. 21) Géométrie du canal et les conditions aux limites
(Guimaraes et Menon, 2008).

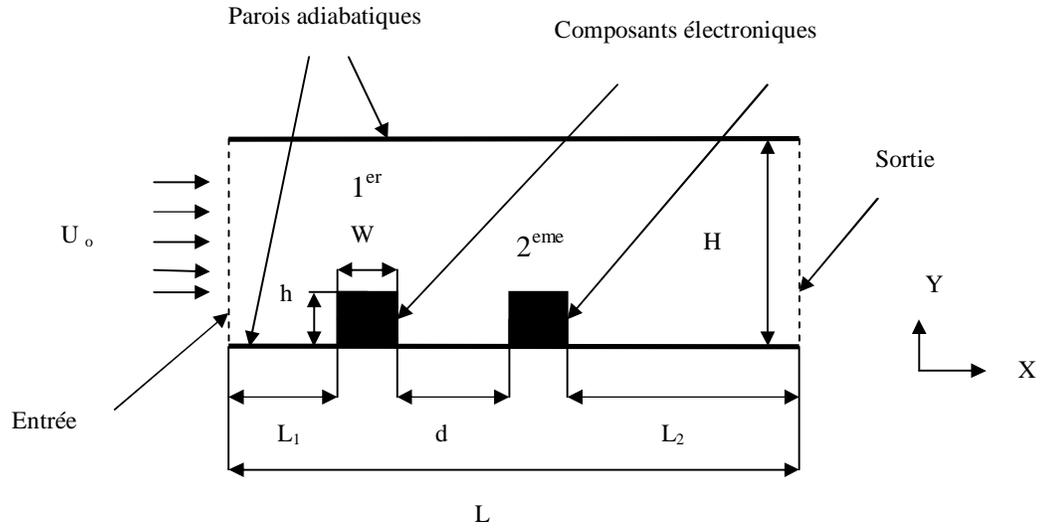
Hamouche et Bessaih (2008) ont simulé la convection mixte bidimensionnelle d'air dans un canal horizontal, ouvert des deux côtés (fig. I.22) et contenant des sources de chaleur identiques, simulant les composants électroniques. Les effets des nombres de Reynolds (Re) et de Richardson (Ri), de la température des composants, de la vitesse d'air circulant et de l'installation d'une plaque au-dessus des composants sur le transfert de chaleur à l'intérieur du canal, ont été examinés pour $0 \leq Ri \leq 5$ et $5 \leq Re \leq 30$. Les résultats montrent que les hausses de transfert de chaleur sont remarquables et se trouvent au niveau du premier volet du premier

composant (position 1) ; Par ailleurs, le second emplacement de la plaque (position 2) peut considérablement améliorer le refroidissement des composants .En plus l'installation d'une plaque rectangulaire au-dessus des composants a un effet remarquable aussi sur l'amélioration du taux d'extraction de chaleur à partir des composants.



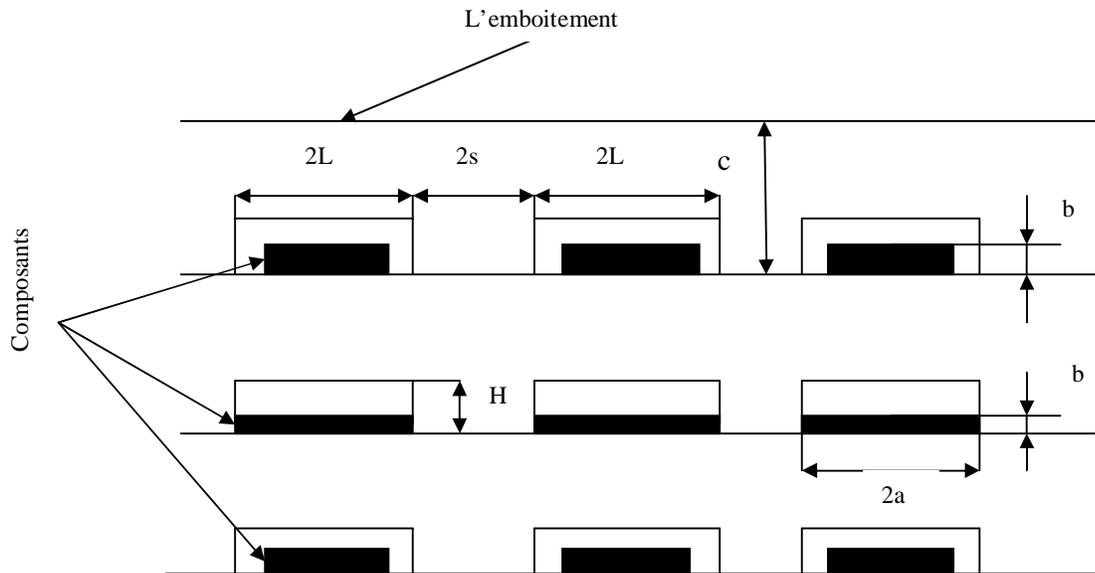
Figure(I.22) Géométrie du problème (Hamouche et Bessaih, 2008)

Hamouche et Bessaih (2009) ont simulé la convection mixte laminaire dans un canal horizontal ouvert des deux côtés (fig. I.23) et contenant deux sources de chaleur identiques (simulant les composants électroniques). Les effets du nombre de Reynolds, de la distance de séparation, de la hauteur et de la largeur des composants sur la structure des flux et transfert de chaleur à l'intérieur du canal ont été examinés ; des corrélations ont été proposées pour calculer le nombre de Nusselt moyen, du premier et deuxième composant. Les résultats montrent que, la chaleur transférée augmente remarquablement pour $5 \leq Re \leq 30$. Egalement, il a été constaté que l'augmentation de la distance de séparation, de la hauteur et de la largeur de ces composants a un renforcement considérable sur l'évacuation de la chaleur, prise à partir des composants et par conséquent, sur l'amélioration du refroidissement des composants à l'intérieur du canal ; en plus l'amélioration du taux d'évacuation de la chaleur est plus important pour le deuxième composant relativement au premier.



Fig(I.23). Géométrie du problème (Hamouche et Bessaih, 2009)

Ray et Srinivasan (1992) ont étudié numériquement la convection mixte laminaire pour un écoulement autour d'un composant électronique (fig. I.24), monté sur un tableau



Figure(I.24) : Configuration géométrique (Ray et Srinivasan, 1992).

horizontal. Pour deux types différents d'isolants entourant le composant, les variations de températures ont été déterminées. Les calculs ont été faits pour le fréon et l'eau, pour différents rapports de conductivité thermique et différents nombres de Rayleigh. Les résultats montrent que le nombre moyen de Nusselt n'est pas fortement lié au rapport de conductivité thermique et à la variation des modèles. La variation de température au sein de l'isolant devient plus importante dans le cas où le rapport de conductivité est faible et le nombre de Rayleigh est grand.

La stabilité en convection mixte dans un canal horizontal rectangulaire à faibles nombres de Reynolds a été étudiée numériquement par **Wang et Jaluria (2002)**. De multiples sources de chaleur discrètes (simulant les composants électroniques), sont montées sur la surface du fond du canal (fig. I. 25). Le fluide considéré est de l'air. Les résultats montrent qu'il y a

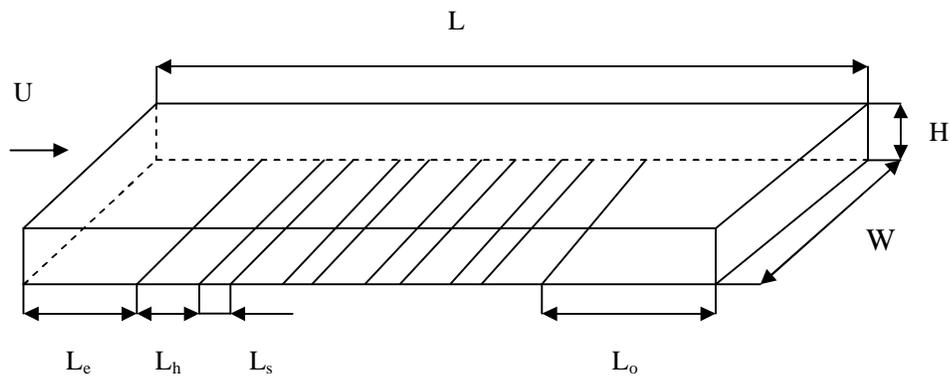
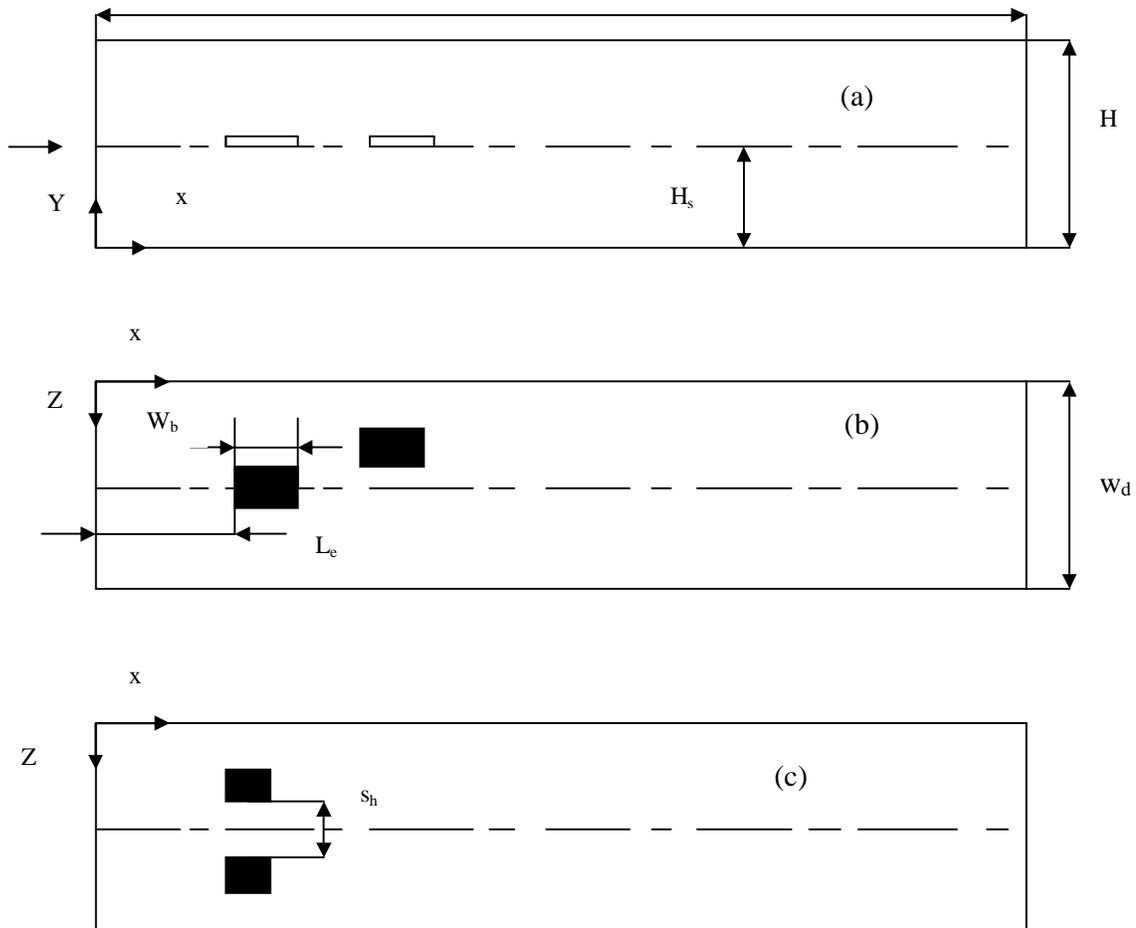


Figure (I.25) : Canal horizontal avec des sources de chaleur placées en amont (Wang et Jaluria, 2002).

quatre types d'écoulements, tels que les rouleaux, longitudinaux, transversaux, en mixture et en écoulement chaotique. Les rouleaux d'équilibre transversal n'ont pas été observés même à des valeurs sous critique du nombre de Rayleigh. Les rouleaux longitudinaux et transversaux coexistent pour des nombres de Reynolds supérieurs à 3 et des nombres de Grashof de l'ordre de 10^4 . L'écoulement devient chaotique pour des nombres de Reynolds (Re) < 3 et des nombres de Grashof (Gr) très élevés. L'écoulement secondaire améliore le mélange entre les fluides chauds

et froids, de sorte que le nombre de Nusselt le long des sources de chaleur en aval peut être plus important que celle des sources de chaleur en amont.

Le transfert de chaleur en convection mixte dans un canal rectangulaire avec deux sources de chaleur discrètes a été étudié numériquement par **Wang et Jaluria (2004)**. L'étude est dans le contexte de refroidissement des équipements électroniques. (Fig. I.26) Le nombre de Grashof est fixé à 10^6 . Les résultats montrent que le nombre de Reynolds, l'arrangement spatial des sources de chaleur et le rapport des conductivités thermiques ($K=K_s/K_{air}$) ont des effets considérables sur l'amélioration du transfert de chaleur, ce qui conduit à une température moyenne plus faible pour les deux sources de chaleur. La possibilité d'optimiser l'arrangement spatial des sources pour le transfert thermique maximal est évidente d'après ces résultats. Les magnitudes de la conduction et le transport de la convection ont été comparés pour différentes combinaisons paramétriques.



Figures I.26 a - c : Différentes configurations géométriques
(Wang et Jaluria, 2004).

Le transfert de chaleur par convection mixte dans un canal contenant des sources de chaleur en bas et en haut (fig. I.27) a été étudié expérimentalement par **Dogan et al. (2005)**. À partir des mesures expérimentales, la température de surface et la distribution du nombre de Nusselt pour des sources de chaleur distinctes ont été obtenues pour différents nombre de Grashof (Gr). En outre, la distribution du nombre de Nusselt a été calculée pour différents nombres de Reynolds. Les résultats montrent que la température de surface augmente avec les nombres de Grashof (Gr) croissants et que le début d'instabilité, l'amélioration du transfert de chaleur, notamment dans les dernières rangées des sources de chaleur sont directement liés aux nombres de Grashof et de Reynolds.

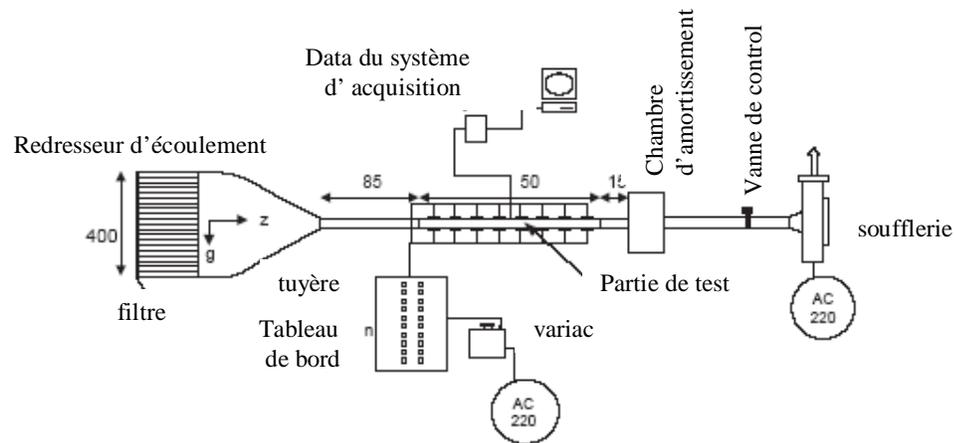


Figure (I.27) : Dispositif expérimental (Dogan et al. , 2005 ; Baskaya et al. , 2005)

Baskaya et al. (2005) ont fait une investigation expérimentale sur l'amélioration du transfert de chaleur en convection mixte, provenant de 8.4 sources de chaleur discrètes disposées sur la surface inférieure d'un canal rectangulaire horizontal (fig. I.27.) L'étude expérimentale paramétrique a été faite pour un rapport d'aspect égale à 10, Le nombre de Reynolds (Re_{Dh}) variant de 241 à 980 et le nombre de Grashof modifié (Gr^*) allant de $9,53 \cdot 10^5$ à $1,53 \cdot 10^7$. À partir des mesures expérimentales, les distributions de température de surfaces des sources de chaleur distinctes ont été obtenues et les effets des nombres de Reynolds et de Grashof sur ces températures ont été étudiés. En outre, les distributions du nombre de Nusselt ont été calculées pour différents nombres de Reynolds et de Grashof. Les résultats montrent que les températures

de surface augmentent avec le nombre croissant de Grashof et diminuent avec l'augmentation du nombre de Reynolds. Cependant, avec l'augmentation de la flottabilité l'instabilité apparaît, il s'agit d'un effet des forces de flottabilité qui devient assez fort pour déstabiliser la couche limite et le développement d'un flux secondaire est démarré, en conséquence, une augmentation du nombre de Nusselt est observée, les températures se stabilisent et même baissent en raison de l'amélioration du transfert de chaleur.

Bhowmilk et al. (2005) ont étudié expérimentalement le transfert de chaleur par convection mixte de quatre éléments électroniques chauffés, placés en ligne dans un canal rectangulaire et vertical (figure I.12. (a)). En utilisant l'eau comme fluide de refroidissement, les effets du flux de chaleur, du débit, des paramètres géométriques et du nombre d'éléments chauffés ont été étudiés. Les résultats expérimentaux ont été comparés avec les prédictions à partir d'une simulation numérique, des corrélations expérimentales ont été élaborées aussi par rapport aux corrélations numériques. Les résultats montrent que le nombre de Nusselt est fortement affecté par le nombre de Reynolds. Les corrélations présentées dans l'étude ont été utilisées pour contribuer à une meilleure compréhension du comportement thermique des puces électroniques, ce qui aide dans la conception de refroidissement des dispositifs électroniques.

Afrid et Zebib (1991) ont simulé la convection naturelle turbulente et laminaire, au voisinage de dix blocs chauffés, montés sur une paroi isolée d'un canal vertical. La géométrie était choisie de manière que la comparaison entre les résultats obtenus et expérimentaux est possible. Le problème traité a une grande importance pratique parce qu'il simule le cas de puces électroniques chauffées, montées sur des cartes imprimées et qui sont fréquemment rencontrées dans les applications d'industrie électronique. Les résultats montrent que le taux d'écoulement et les coefficients de diffusion (viscosité et diffusivité thermique) sont plus élevés dans l'écoulement turbulent, ce qui aboutit à un champ thermique turbulent, quantitativement plus petit par rapport à son homologue laminaire, et de même pour l'apport de chaleur. La prédiction du modèle turbulent montre que l'élévation de température au sein des blocs chauffés est en bon accord avec ceux obtenus expérimentalement.

Le refroidissement par convection naturelle turbulente de trois éléments identiques, chauffés et montés sur une paroi adiabatique verticale d'un canal (fig. I.28) a été étudiée numériquement par **Bessaih et Kadja (2000)**. Les résultats montrent que les champs et les flux d'état d'équilibre thermique sont atteints pour tous les paramètres considérés. Le champ de température dans

chaque composant a été trouvé à peu près uniforme. L'augmentation d'espacement entre les composants conduits à une diminution de leur température et par conséquent à un meilleur refroidissement. Le mauvais refroidissement a été obtenu lorsque tous les éléments ont été placés en amont d'un composant non alimenté. Enfin, dans le cas où les composants non alimentés étaient placés entre les composants alimentés, seuls les composants situés en aval du composant non alimenté étaient mieux refroidis

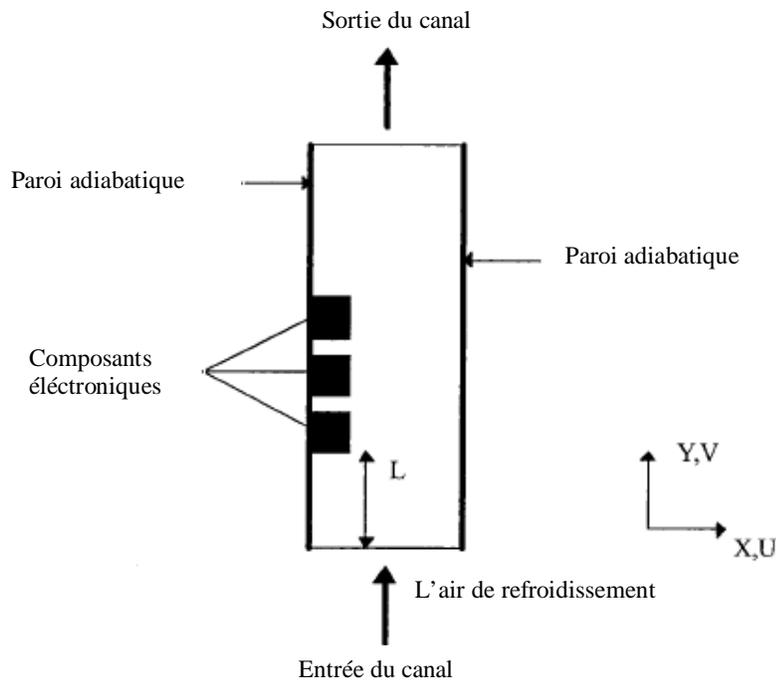


Figure (I.28).Trois composants électroniques montés sur un mur vertical (Bessaih et Kadja, 2000)

Bessaih et Soudani (2007) ont simulé la convection naturelle turbulente de l'air au voisinage d'une plaque isolante verticale, contenant 10 cubes d'aluminium chauffés, simulant les composants électroniques. Les calculs ont été effectués pour différents paramètres indépendants tel que, le nombre de Rayleigh (Ra), le rapport de conductivités (k_s / k_{air}) et le rapport d'espaces (S / L_y). Les résultats montrent que le champ de température dans chaque composant a été trouvé à peu près uniforme. Un meilleur refroidissement a été obtenu lorsque l'espacement entre les blocs chauds augmente et lorsque aussi le rapport de conductivité, (k_s / k_{air}) est très élevé. Par ailleurs, les prédictions des températures des blocs, par le modèle ($k-\epsilon$) sont en bon accord avec les résultats expérimentaux, par conséquent, ces prédictions sont recommandées pour l'étude du transfert de chaleur, sur les plaques verticales, dans les conduites et cavités comportant des protubérances de chaleur qui génèrent des turbulences.

Luo et al. (2005) ont analysé numériquement la convection forcée d'un écoulement turbulent entièrement développé à travers un assemblage de deux plaques parallèles orientés horizontalement (fig. I. 29). La plaque de fond est attachée avec des nervures, du côté de leurs sections rectangulaires. Pour les valeurs du nombre de Reynolds (Re), variants entre 22000 et 94000. Les modèles standard de turbulence ($k-\epsilon$) et de contrainte de Reynolds (RSM), ont été utilisés pour la prédiction de l'écoulement. Dans le cas de deux nervures, les résultats montrent que la norme du modèle ($k-\epsilon$) est en mesure de donner de meilleures prévisions par rapport à la norme du modèle (RSM). En plus, une décroissance du taux de transfert de chaleur a été détectée au dessus des surfaces nervurées.

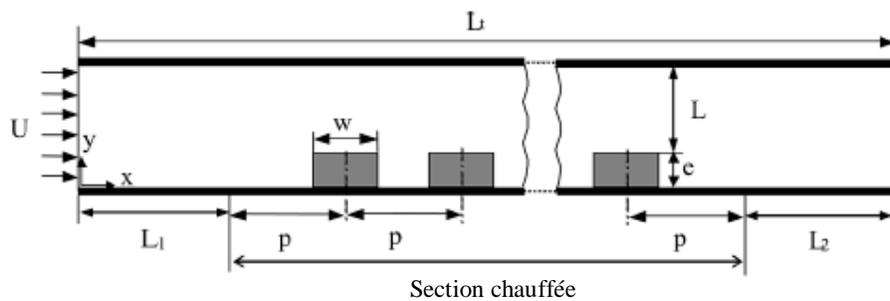


Figure (I.29). Géométrie des deux plaques parallèles avec huit côtes identiques (Luo et al. , 2005)

Les caractéristiques de la convection forcée, d'un écoulement turbulent tridimensionnel, à travers un canal triangulaire équilatéral, contenant des nervures internes (fig. I.30), ont été étudiées par **Luo et al. (2005)**. Deux approches à deux dimensions, telle que les coupes axiales et transversales, ont été simulées respectivement par deux plaques parallèles, dont la plaque de bas, contient des nervures carrées, uniformément espacées. Le canal triangulaire équilatéral, contient des surfaces internes lisses. Les effets de la géométrie compliquée sur la convection, ainsi que la formation du flux secondaire autour des nervures et dans les coins du canal triangulaire ont été analysés. Les résultats montrent que l'effet de la géométrie des nervures sur la performance thermique du canal triangulaire est plus important par rapport à celle de tous les coins du canal. En plus, il a été montré que le modèle bidimensionnel approprié, est capable de bien simuler les

caractéristiques de la convection forcée, dans un canal triangulaire, avec des nervures uniformément réparties sur les surfaces internes.

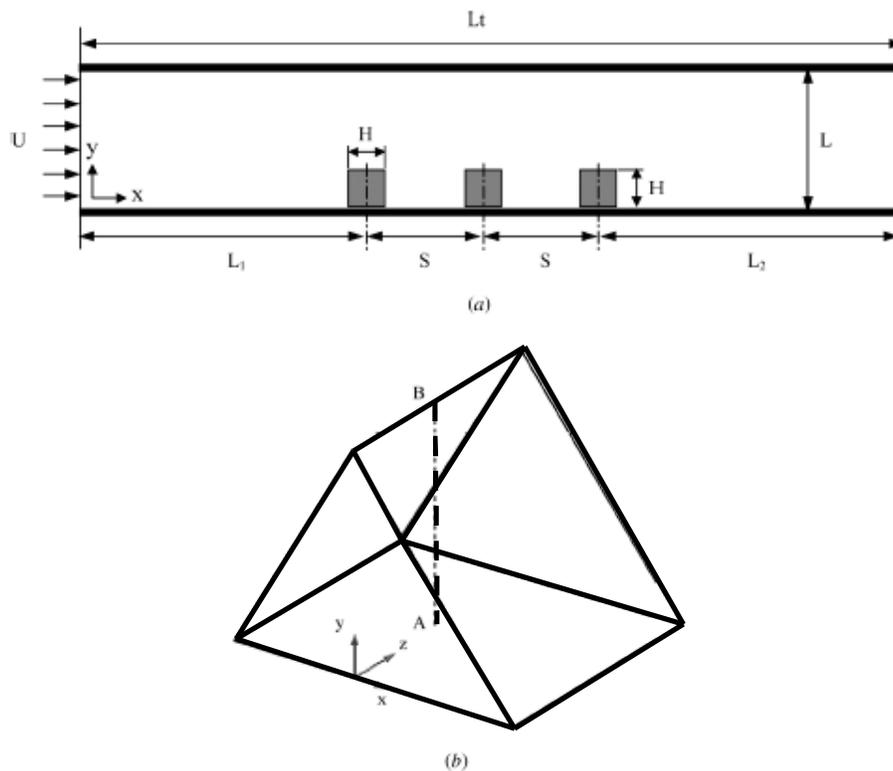


Figure (I.30). (a) Géométrie des plaques parallèles avec trois côtes identiques
(b) conduite horizontale triangulaire avec des surfaces internes lisses (Luo et al. , 2005).

Papanicolaou et Jaluria (1995) ont analysé numériquement la convection mixte turbulente à partir d'une source de chaleur isolée dans une cavité carrée avec des ouvertures sur les côtés opposés (fig. I.31). Deux valeurs du nombre de Reynolds ont été utilisées ($Re = 1000$, $Re = 2000$) et le nombre de Grashof (Gr) varie entre 5.10^7 et 5.10^8 . Pour les deux valeurs de Re , le nombre de Nusselt moyen (sur la surface de la source) dépend de la valeur de Gr . Les résultats montrent que la turbulence a été développée près de la paroi verticale droite de la cavité (en face de l'emplacement de la source de chaleur et près de l'orifice d'écoulement); la production de la turbulence à cet endroit a été principalement dûe au cisaillement, tandis qu'une petite quantité a été générée en raison de la flottabilité, le long de la paroi verticale de gauche (juste au-dessus et dans la couche limite thermique de la source de chaleur).

Wu et Perng (2005) ont simulé la convection mixte bidimensionnelle en régime turbulent dans un canal vertical contenant des blocs chauffés (fig. I.32), avec et sans l'installation d'un turbulateur rectangulaire, au-dessus d'un bloc en amont. Les résultats montrent

que l'installation du turbulateur, peut améliorer effectivement les caractéristiques du transfert de chaleur turbulent (grâce à la modification de l'écoulement). Pour $(Gr/Re^2) < 1$, l'effet de flottabilité sur l'écoulement et le transfert de chaleur est négligeable, par contre pour $(Gr/Re^2) = 20$, l'effet de flottabilité existe le long de l'horizontale des surfaces des blocs.

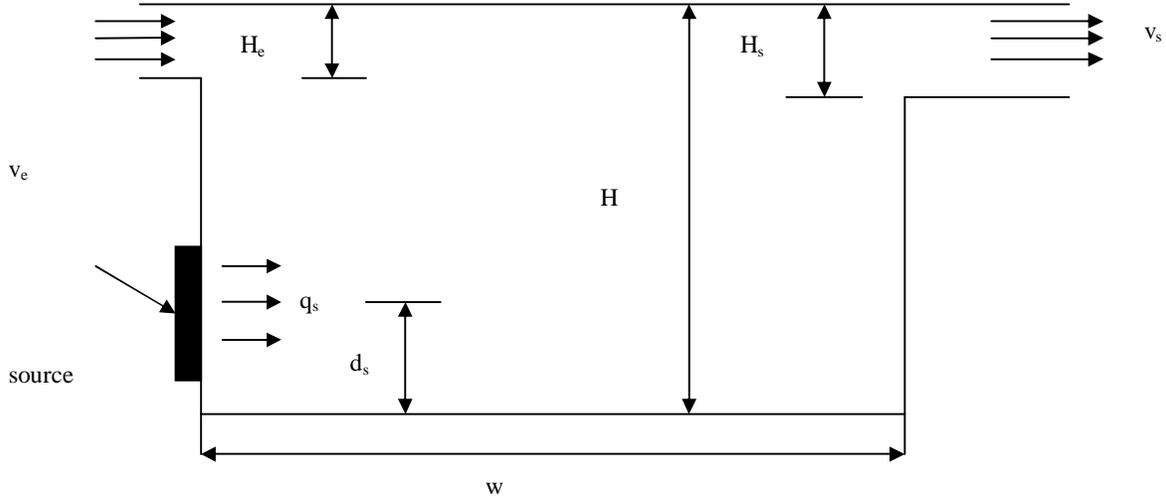
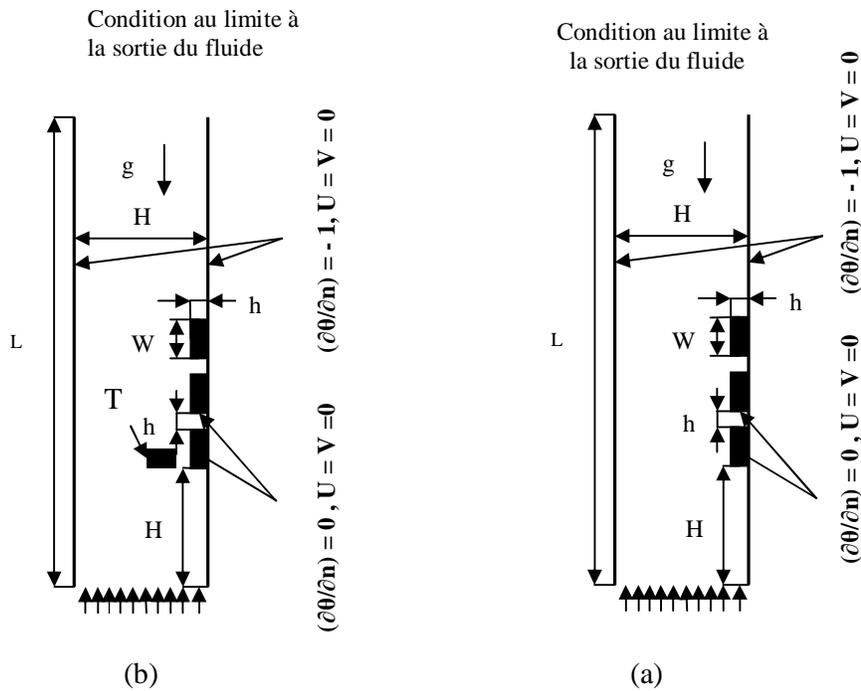


Figure (I.31) Modèle physique de la cavité avec une source de chaleur sur la paroi latérale (Papanicolaou et Jaluria, 1995).



Figure(I.32) : (a) Géométrie sans turbulateur, (b) Géométrie avec turbulateur (T) rectangulaire placé à gauche du premier bloc (Wu et Perng, 2005)

Une étude simulant les composants générateurs de chaleur a été faite numériquement par **Bhoite et Narasimham (2008)** qui ont simulé la convection mixte turbulente dans une cavité peu profonde (avec et sans cloisons), contenant une série de blocs (fig. I.33). Une série de nombres de Reynolds et de Grashof a été prise en compte dans les calculs .Les résultats montrent que l' augmentation des nombres de Reynolds tend à créer une région de circulation de force croissante dans la zone de base; en plus, l'effet de flottabilité devient insignifiant au-delà d'un certain nombre de Reynolds (au-delà de $Re = 5 \times 10^5$). Les températures adimensionnelles maximales qui ont été obtenues sont presque les mêmes, que ce soit pour la géométrie partitionnée ou non partitionnée.

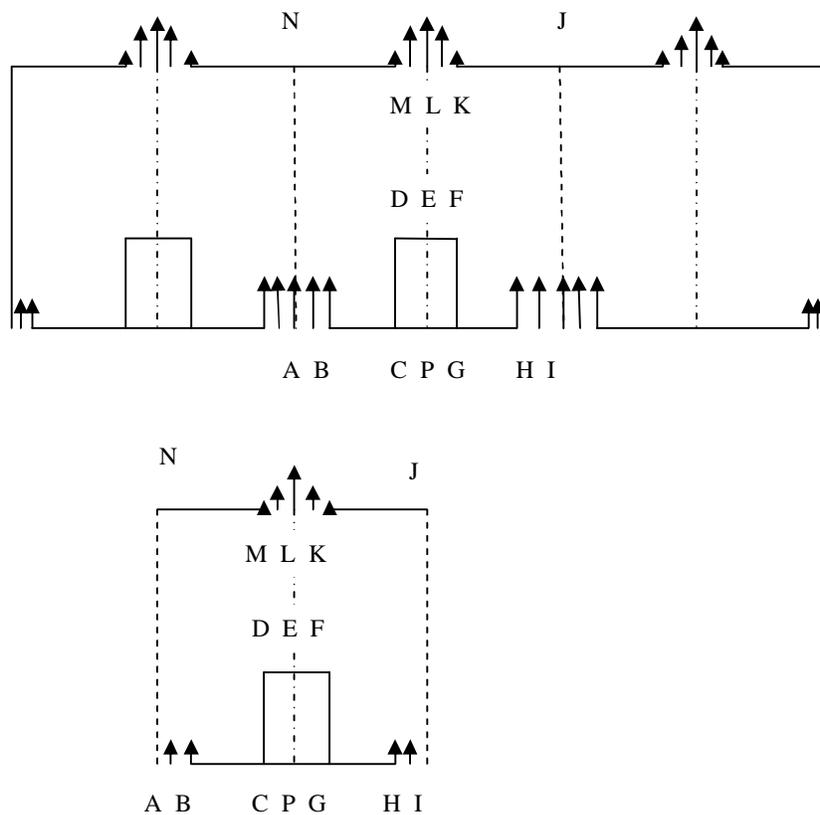


Fig. (I.33).(a) Modèle physique, (b) un modèle contenant une source de chaleur
(Bhoite, M.T. et Narasimham, G.S, 2008)

Rundstrom et Moshfegh (2009) ont réalisé une simulation numérique en convection mixte afin de prédire les caractéristiques de turbulence pour l'écoulement d'un jet (fig. I.34) sur la paroi chauffée d'un cube. Deux simulations différentes telles que, des grandes échelles (SGE) et du modèle de tensions de Reynolds (MTR) ont été effectuées, une comparaison entre les résultats de

simulation et de l'expérimentation a été faite. Les résultats ont révélé que la structure de l'écoulement est très complexe, là il y a plusieurs écoulements liés aux phénomènes, tels que les points de stagnations, de séparations, de circulations et d'effets de courbure. Les résultats montrent que la simulation de température par (SGE) est en meilleur accord avec les résultats expérimentaux par rapport à la simulation dûe au (MTR), en particulier, dans la zone de stagnation ; en plus, la prédiction des échelles de longueur de température par (SGE) est aussi plus proche des mesures expérimentales sur les faces avant et arrière du cube relativement à la prédiction par (MTR).

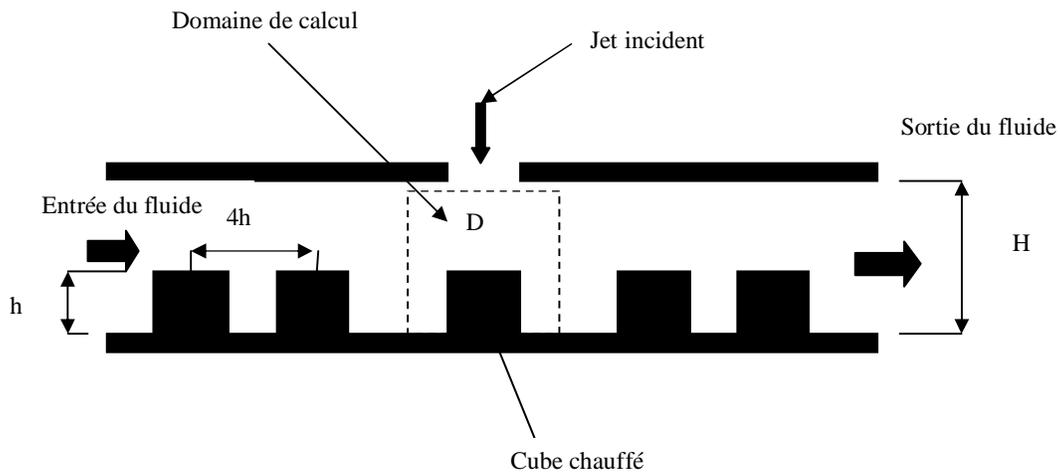


Fig.(I.34). Schéma de croquis de l'installation expérimentale (Rundstrom et Moshfegh, 2008).

La dynamique de l'écoulement et du transfert de chaleur à travers une matrice de cubes chauffés montés sur l'une des parois d'un canal plan (fig. I.35) a été étudiée numériquement par **Niceno et al. (2002)**. La configuration considérée est pertinente pour le refroidissement des composants électroniques. En utilisant la simulation à grandes échelles (SGE), le champ de température dans le cube et sur sa surface extérieure fournit les conditions aux limites pour la convection. Les résultats montrent que le transfert de chaleur local à partir du cube vers le fluide est directement liés à la cohérence des structures tourbillonnaires à la proximité directe du cube ; l'arrivée sur la face avant et la séparation des écoulements à partir des bords tranchants du cube améliorent le transfert de chaleur, tandis que les zones de circulation empêchent le refroidissement bénéfique. Les températures les plus élevées se trouvent sur la paroi arrière du cube, en raison de la présence d'un arc en forme ion des températures sur la surface du cube est très similaire aux données expérimentales. du tourbillon, ce qui provoque un long temps de séjour du fluide dans la région de sillage. La répartition des températures sur la surface du cube est très similaire aux données expérimentales.

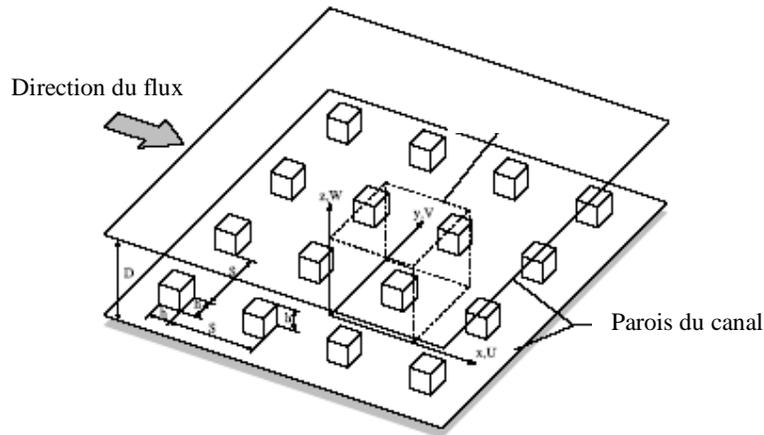


Fig.(I.35). Configuration de la matrice des cubes (Niceno et al. , (2002).

Ratnam et Vengadesan (2008) ont simulé les caractéristiques des structures tourbillonnaires et du coefficient de transfert de chaleur associée à un obstacle cubique monté sur la paroi inférieure d'un canal (fig. I.36). Les calculs ont été effectués à l'aide de cinq modèles de turbulence. Les résultats ont montré que le modèle (K- ω) amélioré, a un meilleur accord avec la simulation numérique direct (SND), ainsi que l'étude expérimentale et les modèles (K- ϵ) non linéaires ont donné de meilleures prévisions que celui des modèles (K- ϵ) standard et (K- ϵ) à faible nombre de Reynolds. Les coefficients maximal, et minimal de transfert de chaleur ont lieu respectivement à proximité des points de rattachement et de la zone de circulation.

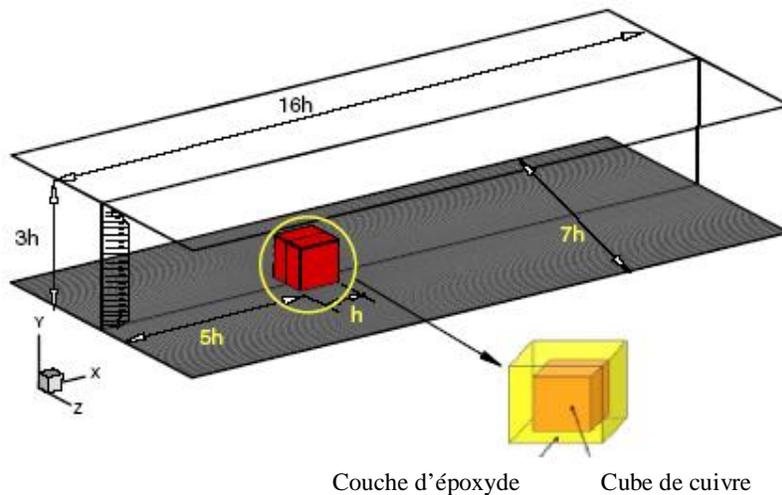


Fig.(I.36). Schéma de croquis et domaine de calcul de la présente étude (Ratnam et Vengadesan, 2008).

I.3. Objectifs :

Les objectifs de notre travail consistent en la détermination de l'effet de certains paramètres dans le but d'améliorer le transfert de chaleur à l'intérieur d'un canal vertical où sont montés dix composants électroniques pour une convection mixte laminaire et cinq composants électronique pour une convection naturelle turbulente. En d'autres termes, trouver la manière adéquate pour assurer un bon refroidissement de ces composants.

Dans le cas de la convection mixte laminaire nous avons analysé l'effet du nombre de Reynolds pour lequel nous avons pris des valeurs faibles dans le but d'essayer d'obtenir une amélioration du transfert de chaleur au sein des composants, en consommant le minimum d'énergie. Dans le but d'avoir un bon refroidissement des composants, nous avons examiné les effets du non chauffage et du chauffage alterné des composants. En outre, l'effet de la largeur du canal a été aussi étudié.

Dans le cas de la convection naturelle turbulente, les cas étudiés ici sont : Les effets du nombre de Rayleigh, de la conductivité thermique, de la largeur du canal et du non chauffage des composants, afin d'obtenir un meilleur refroidissement de ces derniers.

Notre étude permettra de donner des informations aux expérimentateurs et industriels sur les effets de la température des composants électroniques, de la vitesse d'entrée de l'air à laquelle ces derniers sont soumis, ainsi que de la géométrie considérée afin d'optimiser leur refroidissement et prolonger leur durée de vie.

Le mémoire est divisé en cinq chapitres. Le premier décrit au dessus est consacré à la présentation d'une recherche bibliographique. Le second détaille la géométrie de chaque régime étudié, les modèles mathématiques ainsi que les conditions initiales et aux limites des problèmes étudiés. Le troisième chapitre concerne la discrétisation des équations gouvernantes et la méthode numérique utilisée pour les résoudre. Le quatrième chapitre est consacré aux résultats et discussions du cas régime laminaire. Le dernier chapitre est réservé aux résultats et discussions du cas régime turbulent, suivis d'une conclusion générale et recommandation.

CHAPITRE II

Modèles mathématiques

II.1. Introduction

La convection est un mode de transfert de chaleur qui est le mécanisme le plus important de transfert d'énergie entre une surface solide et un fluide (fig. II.1). La caractéristique essentielle du transfert de chaleur par convection est le transport de l'énergie par mouvement moléculaire, ce que l'on appelle par "diffusion" ; et par mouvement macroscopique du fluide, ce que l'on appelle par "advection". Ce phénomène est formulé mathématiquement par les équations aux dérivées partielles et se passe dans la configuration considérée dans notre étude.

II.2. Cas du régime laminaire 3-D

II.2.1. Géométrie du problème

La géométrie du problème considéré est schématisée dans la figure (II.2). Elle consiste en dix cubes d'aluminium (sources de chaleur), de côtés B ($B = 1,27$ cm), montés sur une paroi de longueur L ($L = 55,56$ cm), de largeur D ($D = 3B = 3,81$ cm), la paroi du canal est constituée d'une couche de plexiglas de 0,44 cm d'épaisseur, sur laquelle est collée une couche de bois de Balsa de 0,95 cm d'épaisseur, la distance entre deux cubes consécutifs est S ($S = 2B = 2,54$ cm), la largeur du canal est H, la distance entre l'extrémité inférieure de la paroi et le premier cube et entre l'extrémité supérieure de la paroi et le dixième cube est L_y ($L_y = 10$ cm). Chaque composant est chauffé par une puissance Q, qui est répartie uniformément dans son volume, $q = Q/V$, ou V et le volume de chaque composant et q est la génération de chaleur volumétrique. La géométrie considérée est la même qu'à celle reportée dans (Ortega et Moffat, 1986 ; Moffat et Ortega, 1986) (Fig. II.3). Dans cette étude L_y est prise comme échelle de longueur.

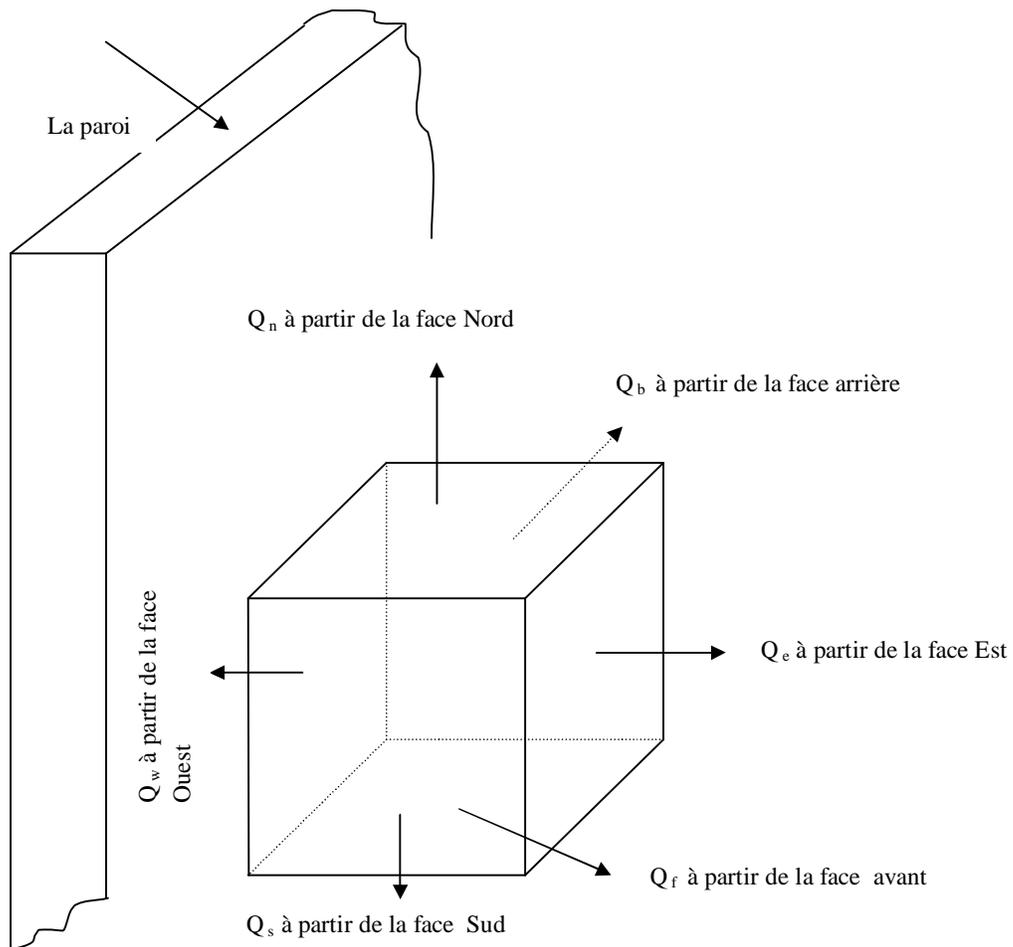


Figure (II .1). Les pertes de chaleur par les six faces d'un cube
la chaleur générée dans le cube est perdue par conduction de l'Ouest du cube
vers la plaque, et par convection à partir des autres faces .

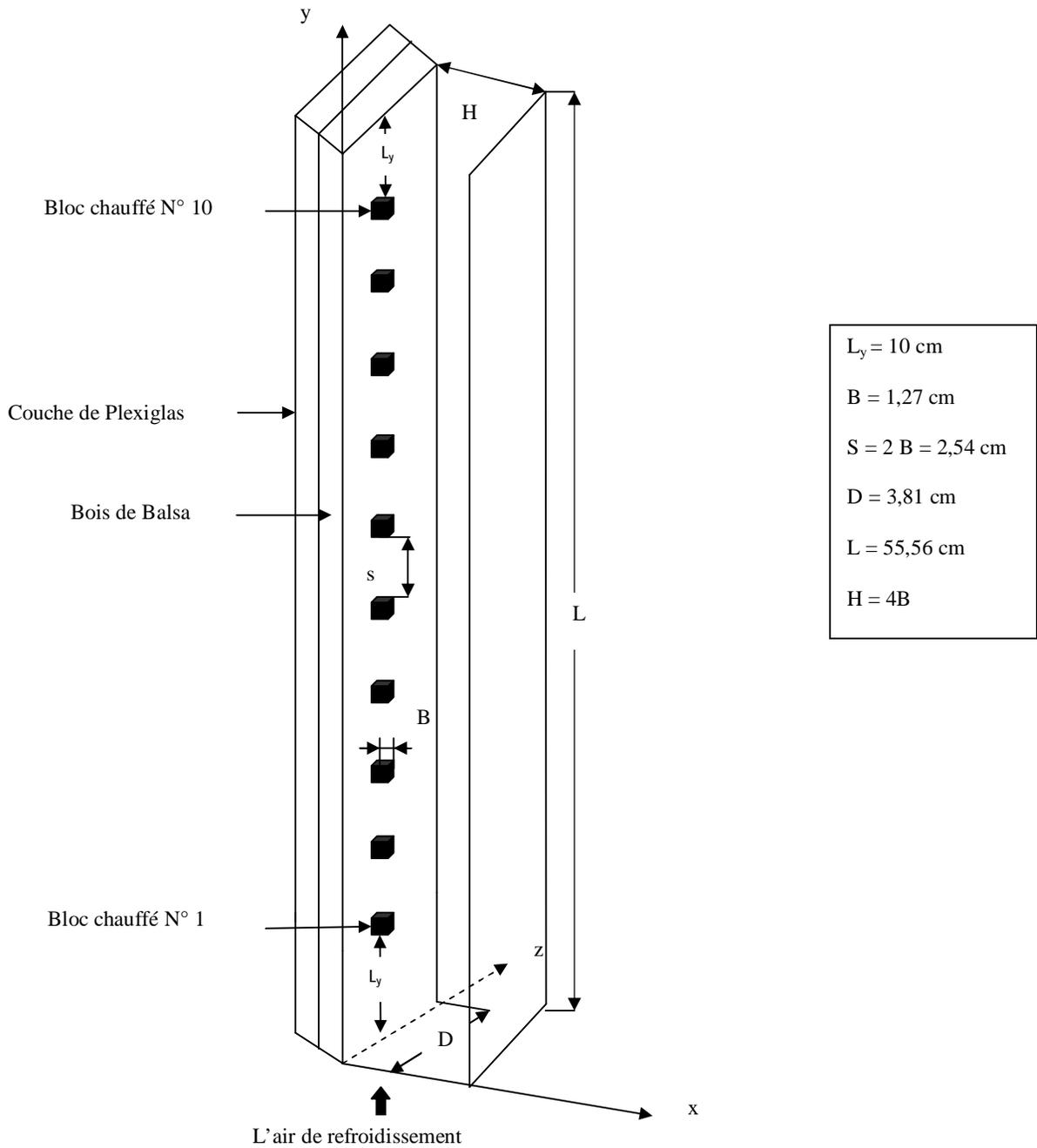


Figure (II.2). Dix sources de chaleur cubiques, simulant des composants électroniques, montées sur la paroi d'un canal vertical

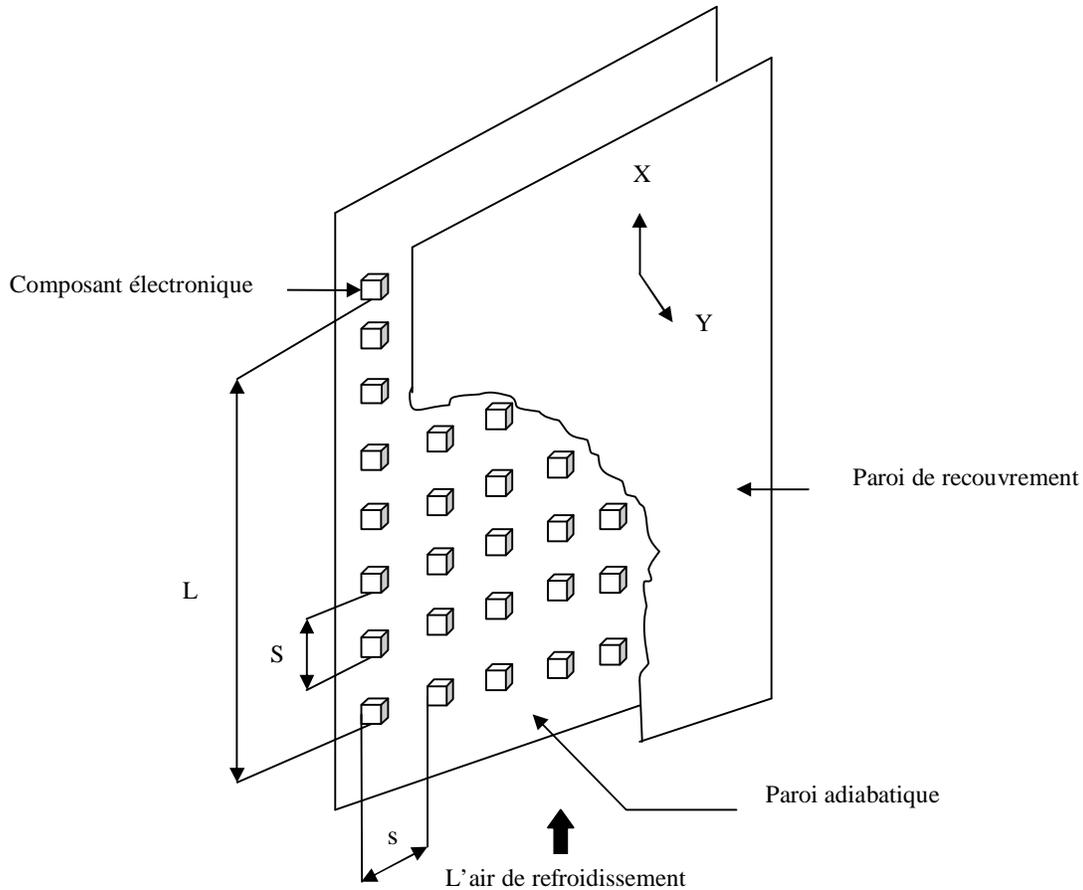


Fig (II.3) Arrangement des composants électroniques dans le canal (Ortega et Moffat, 1986 ; Moffat et Ortega, 1986)

II.2.2. Etude de l'écoulement en régime laminaire

II 2.2.1 Eléments mathématiques de base (équations gouvernantes)

La formulation mathématique des phénomènes de convection repose sur les équations liant les différents paramètres à savoir : la vitesse, la pression et la température. Ces équations sont obtenues à partir de :

- La loi de conservation de masse (équation de continuité)
- La loi de conservation de quantité de mouvement (équation de Navier-Stokes)
- La loi de conservation d'énergie (équation d'énergie)

II.2.2.2. Equation de continuité :

Cette équation est déduite du premier principe de conservation de masse. Elle s'exprime sous forme tensorielle comme suit (Bejan, 1993) :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j) = 0 \quad (2.1)$$

(où $j= 1, 2, 3$: indice de sommation)

L'air est considéré comme étant un fluide incompressible ($\rho = \text{constante}$), l'équation (2.1) devient alors :

$$\frac{\partial u_j}{\partial x_j} = 0 \quad (2.2)$$

II.2.2.3. Equation de quantité de mouvement :

Cette équation est déduite de la deuxième loi de la dynamique, qui stipule que la variation de la quantité de mouvement d'une particule fluide est égale à la somme des forces extérieures sur cette particule. Elle s'écrit sous forme tensorielle comme suit (Bejan, 1993)

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho u_i) + \frac{\partial (\rho u_j u_i)}{\partial x_j} = F_i - \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] \quad (2.3)$$

Où :

$\frac{\partial}{\partial t} (\rho u_i)$: Représente le taux de variation de la quantité de mouvement

$\frac{\partial (\rho u_j u_i)}{\partial x_j}$: Représente le taux net de transport de quantité de mouvement suivant la

direction i , par mouvement du fluide.

F_i : Représente les forces de volume suivant la direction i .

$\frac{\partial P}{\partial x_i}$: Représente les forces dues à la pression.

$\frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right]$: Représente les forces nettes de viscosité

Les équations (2.3) ne sont autres que les équations de Navier-Stokes, qui représentent la conservation de la quantité de mouvement d'un fluide visqueux incompressible pour le régime transitoire.

II.2.2.4. Equation de l'énergie :

L'équation de l'énergie est obtenue en appliquant le premier principe de la thermodynamique pour un fluide Newtonien incompressible, elle s'écrit comme suit (Bejan, 1993)

$$\rho c_p \left[\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (u_j T) \right] = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[k \frac{\partial T}{\partial x_j} \right] + q + \mu \Phi \quad (2.4)$$

Où :

k : La conductivité thermique

c_p : La chaleur spécifique à pression constante.

ρ : La masse volumique.

q : La génération de chaleur par unité de volume (densité de chaleur volumétrique)

μ : Viscosité dynamique du fluide.

Φ : La dissipation visqueuse.

II.2.2.5. Modèle mathématique et équations dimensionnelles :

II.2.2.5.1. Hypothèses :

- Fluide Newtonien et visqueux.
- Milieu continu.
- Ecoulement tridimensionnel (suivant les coordonnées x , y et z).
- Régime laminaire
- La dissipation visqueuse est négligeable ($\mu\Phi = 0$).
- L'approximation de Boussinesq est valide, elle consiste à considérer que les variations de la masse volumique sont négligeables au niveau de tous les termes des équations de quantité de mouvement ($\rho = \rho_0$), sauf au niveau du terme de gravité. La variation de ρ en fonction de la température est donnée comme suit (Bejan, 1993)

$$\rho = \rho_0 [1 - \beta(T - T_0)]$$

T_0 : Température de référence

β : Le coefficient d'expansion thermique à pression constante.

ρ_0 : Masse volumique du fluide

-Les propriétés physiques du fluide et des composants électroniques (ρ , c_p , μ , k) sont supposées constantes.

Si (X^*, Y^*, Z^*) et (U^*, V^*, W^*) sont respectivement les trois coordonnées dimensionnelles et les trois composantes de vitesse dimensionnelle, les équations dimensionnelles peuvent s'écrire comme suit :

II.2.2.5.2. Equations dimensionnelles :

-Equation de continuité :

$$\frac{\partial U^*}{\partial X^*} + \frac{\partial V^*}{\partial Y^*} + \frac{\partial W^*}{\partial Z^*} = 0 \quad (2-5)$$

-Equation de quantité de mouvement par rapport à X* :

$$\begin{aligned} \frac{\partial U^*}{\partial t^*} + \frac{\partial (U^*U^*)}{\partial X^*} + \frac{\partial (V^*U^*)}{\partial Y^*} + \frac{\partial (W^*U^*)}{\partial Z^*} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P^*}{\partial X^*} + \left[\frac{\partial}{\partial X^*} \left(\nu \frac{\partial U^*}{\partial X^*} \right) + \right. \\ \left. \frac{\partial}{\partial Y^*} \left(\nu \frac{\partial U^*}{\partial Y^*} \right) + \frac{\partial}{\partial Z^*} \left(\nu \frac{\partial U^*}{\partial Z^*} \right) \right] \end{aligned} \quad (2-6)$$

-Equation de quantité de mouvement par rapport à Y* :

$$\begin{aligned} \frac{\partial V^*}{\partial t^*} + \frac{\partial (U^*V^*)}{\partial X^*} + \frac{\partial (V^*V^*)}{\partial Y^*} + \frac{\partial (W^*V^*)}{\partial Z^*} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P^*}{\partial Y^*} + \left[\frac{\partial}{\partial X^*} \left(\nu \frac{\partial V^*}{\partial X^*} \right) + \right. \\ \left. \frac{\partial}{\partial Y^*} \left(\nu \frac{\partial V^*}{\partial Y^*} \right) + \frac{\partial}{\partial Z^*} \left(\nu \frac{\partial V^*}{\partial Z^*} \right) \right] + g\beta(T^* - T_0) \end{aligned} \quad (2-7)$$

-Equation de quantité de mouvement par rapport à Z* :

$$\begin{aligned} \frac{\partial W^*}{\partial t^*} + \frac{\partial (U^*W^*)}{\partial X^*} + \frac{\partial (V^*W^*)}{\partial Y^*} + \frac{\partial (W^*W^*)}{\partial Z^*} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P^*}{\partial Z^*} + \left[\frac{\partial}{\partial X^*} \left(\nu \frac{\partial W^*}{\partial X^*} \right) + \right. \\ \left. \frac{\partial}{\partial Y^*} \left(\nu \frac{\partial W^*}{\partial Y^*} \right) + \frac{\partial}{\partial Z^*} \left(\nu \frac{\partial W^*}{\partial Z^*} \right) \right] \end{aligned} \quad (2-8)$$

-Equation d'énergie:

$$\begin{aligned} \rho_0 c_p \left[\frac{\partial T^*}{\partial t^*} + \frac{\partial (U^*T^*)}{\partial X^*} + \frac{\partial (V^*T^*)}{\partial Y^*} + \frac{\partial (W^*T^*)}{\partial Z^*} \right] = \left[\frac{\partial}{\partial X^*} \left(k \frac{\partial T^*}{\partial X^*} \right) + \right. \\ \left. \frac{\partial}{\partial Y^*} \left(k \frac{\partial T^*}{\partial Y^*} \right) + \frac{\partial}{\partial Z^*} \left(k \frac{\partial T^*}{\partial Z^*} \right) \right] + q \end{aligned} \quad (2-9)$$

II.2.2.6. Adimensionnalisation des équations :

La forme adimensionnelle est utilisée afin de trouver des solutions générales aux problèmes physiques indépendamment des systèmes de mesure . Elles permet aussi la simplification de la resolution des systèmes d'équations et la réduction des paramètres physiques . Pour faire apparaître les paramètres de contrôle du problème étudié , il est nécessaire d'introduire des grandeurs de référence.

-Grandeurs caractéristiques :

Elles sont définies comme suit :

* L_y	:	Longueur caractéristique [m]
* V_0	:	Vitesse caractéristique [m/s]
* L_y / V_0	:	Temps caractéristique [s]
* ρV_0^2	:	Pression caractéristique [N/m ²]
* $(q L_y^2 / k_c)$:	Temperature caractéristique [K]
* k_{air}	:	Conductivité thermique de l'air[w/m.k]
* ν_{air}	:	Viscosité cinématique de l'air[m ² /s]

- Variables caractéristiques adimensionnelles :

$$X = X^* / L_y, Y = Y^* / L_y, Z = Z^* / L_y$$

$$U = U^* / V_0, V = V^* / V_0, W = W^* / V_0$$

$$P = P^* / \rho V_0^2, \theta = (T^* - T^*_0) / (q L_y^2 / k_c)$$

$$t = t^* / (L_y / V_0), k^* = k / k_{air}, \nu^* = \nu / \nu_{air}$$

* Le nombre de Prandtl (Pr) : $Pr = \nu_{air} / \alpha_{air}$

* Le nombre de Reynolds (Re) : $Re = V_0 L_y / \nu_{air}$, Re représente le rapport entre les forces d'inertie et les forces de frottement.

* Le nombre de Grashof (Gr) : $Gr = [g\beta(qL_y^2/k_c)L_y^3] / \nu_{air}^2$, Gr représente le rapport entre les forces motrices volumique et les forces visqueuses volumique.

* Le nombre de Rayleigh (Ra) = $[g\beta/(\alpha_{air}\nu_{air})][(qL_y^2/k_c)L_y^3] = Gr.Pr$, Ra fait intervenir le terme moteur (Archimede) et les deux phénomènes dissipatifs par diffusion (le frottement visqueux et la conduction thermique)

* Le nombre de Richarson (Ri) = Gr/Re^2 , Ri permet de définir précisément les domaines de prépondérance de la convection forcée et de la convection naturelle (si : $Gr \ll Re^2$, la convection forcée l'emporte. Si : $Gr \gg Re^2$, la convection naturelle l'emporte . Si : $Gr \approx Re^2$, on est dans le domaine de la convection mixte).

Après substitution des variables adimensionnelles dans les équations du modèle mathématique, le système d'équations adimensionnelles devient comme suit:

II.2.2.6.1. Equations adimensionnelles :**-Equation de continuité :**

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} + \frac{\partial W}{\partial Z} = 0 \quad (2-10)$$

-Equation de quantité de mouvement par rapport à X:

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial (UU)}{\partial X} + \frac{\partial (VU)}{\partial Y} + \frac{\partial (WU)}{\partial Z} = & -\frac{\partial P}{\partial X} + \frac{1}{Re} \left[\frac{\partial}{\partial X} \left(v^* \frac{\partial U}{\partial X} \right) \right. \\ & \left. + \frac{\partial}{\partial Y} \left(v^* \frac{\partial U}{\partial Y} \right) + \frac{\partial}{\partial Z} \left(v^* \frac{\partial U}{\partial Z} \right) \right] \end{aligned} \quad (2-11)$$

-Equation de quantité de mouvement par rapport à Y:

$$\begin{aligned} \frac{\partial V}{\partial t} + \frac{\partial (UV)}{\partial X} + \frac{\partial (VV)}{\partial Y} + \frac{\partial (WV)}{\partial Z} = & -\frac{\partial P}{\partial Y} + \frac{1}{Re} \left[\frac{\partial}{\partial X} \left(v^* \frac{\partial V}{\partial X} \right) \right. \\ & \left. + \frac{\partial}{\partial Y} \left(v^* \frac{\partial V}{\partial Y} \right) + \frac{\partial}{\partial Z} \left[\left(\frac{\partial V}{\partial Z} \right) \right] + \left(\frac{Gr}{Re^2} \right) \cdot \Theta \right] \end{aligned} \quad (2-12)$$

-Equation de quantité de mouvement par rapport à Z:

$$\begin{aligned} \frac{\partial W}{\partial t} + \frac{\partial (UW)}{\partial X} + \frac{\partial (VW)}{\partial Y} + \frac{\partial (WW)}{\partial Z} = & -\frac{\partial P}{\partial Z} + \frac{1}{Re} \left[\frac{\partial}{\partial X} \left(v^* \frac{\partial W}{\partial X} \right) \right. \\ & \left. + \frac{\partial}{\partial Y} \left(v^* \frac{\partial W}{\partial Y} \right) + \frac{\partial}{\partial Z} \left(v^* \frac{\partial W}{\partial Z} \right) \right] \end{aligned} \quad (2-13)$$

-Equation d'énergie:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \theta}{\partial t} + \frac{\partial (U\theta)}{\partial X} + \frac{\partial (V\theta)}{\partial Y} + \frac{\partial (W\theta)}{\partial Z} = & \frac{1}{Re.Pr} \left[\frac{\partial}{\partial X} \left(\mathbf{k}^* \frac{\partial \theta}{\partial X} \right) + \frac{\partial}{\partial Y} \left(\mathbf{k}^* \frac{\partial \theta}{\partial Y} \right) \right. \\ & \left. + \frac{\partial}{\partial Z} \left(\mathbf{k}^* \frac{\partial \theta}{\partial Z} \right) \right] + S \end{aligned} \quad (2-14)$$

Lorsque les propriétés physiques sont normalisées par celles de l'air. La température adimensionnelle dans l'équation énergétique est la différence entre la température et la

température ambiante, divisé par l'échelle de température. Le terme de la source d'énergie est mis égal à k^* . S'il y a production de chaleur dans un endroit donné, sinon, c'est zéro. La viscosité moléculaire adimensionnelle est:

$\nu^* = 1$ (dans le fluide) et $\nu^* = 10^{20}$ (dans le solide). Attribuer des valeurs infinies de la viscosité au sein des régions solide assure le maintien de zéro composantes de la vitesse (utilisé dans les conditions initiales) dans les régions solides à tous les temps, ce qui réduit l'équation d'énergie à une équation de conduction dans ces régions. De cette façon, nous pouvons écrire un code qui gère la conduction conjuguée de transfert de chaleur par convection dans un milieu hétérogène sans décomposition de domaine. Les conductivités thermiques adimensionnelles (k^*) des différents matériaux sont obtenues à partir des références (Steinberg, 1980) et (Ozisik, 1985). et leurs valeurs sont :

$$k^* = \left\{ \begin{array}{l} 1.00 \text{ pour l'air} \\ 7.25 \text{ pour le plexiglas,} \\ 2.1 \text{ pour le bois de balsa,} \\ 7846 \text{ pour l'aluminium,} \end{array} \right.$$

Les sources d'énergie pour les différents milieux sont:

$$S = \left\{ \begin{array}{l} 0 \text{ (dans l'air, pas de génération de chaleur),} \\ 0 \text{ (dans le plexiglas, pas de génération de chaleur),} \\ 0 \text{ (dans le bois de balsa, pas de génération de chaleur)} \\ \frac{1}{Re.Pr} k^*, \text{ avec } k^* = 7846 \end{array} \right.$$

-Conditions initiales :

$$\text{À } t = 0, U = V = W = \Theta = 0$$

-Conditions aux limites :

Les conditions aux limites pour le refroidissement en convection laminaire sont :

$$\text{À } X = 0 \quad : U = V = W = 0, \quad \frac{\partial \theta}{\partial X} = 0 \quad (\text{paroi adiabatique})$$

$$\text{À } X = \frac{H}{L_y} \quad : U = V = W = 0, \quad \frac{\partial \theta}{\partial X} = 0 \quad (\text{paroi adiabatique})$$

$$\text{À } Y = 0 \quad : U = W = 0, V = 1, \quad \theta = 0 \quad (\text{entrée du canal})$$

$$\text{À } Y = \frac{L}{L_y} \quad : \frac{\partial U}{\partial Y} = \frac{\partial V}{\partial Y} = \frac{\partial W}{\partial Y} = 0, \quad \frac{\partial \theta}{\partial Y} = 0 \quad (\text{sortie du canal})$$

$$\text{À } Z = 0 \quad : \frac{\partial U}{\partial Z} = \frac{\partial V}{\partial Z} = W = 0, \quad \frac{\partial \theta}{\partial Z} = 0 \quad (\text{ouverture du canal})$$

$$\text{À } Z = \frac{D}{L_y} \quad : \frac{\partial U}{\partial Z} = \frac{\partial V}{\partial Z} = W = 0, \quad \frac{\partial \theta}{\partial Z} = 0 \quad (\text{ouverture du canal})$$

II.3. Cas du régime turbulent 3-D :

II 3.1. Géométrie du problème :

La géométrie du problème considéré est schématisée dans la figure (II.4). Elle consiste en cinq cubes d'aluminium (sources de chaleur), de côtés B (B = 1,27 cm), montés sur une paroi de longueur L (L= 36,51 cm), de largeur D (D= 3B= 3,81 cm), la paroi du canal est constituée d'une couche de plexiglas de 0,44 cm d'épaisseur, sur laquelle est collée une couche de bois de balsa de 0,95 cm d'épaisseur, la distance entre deux cubes consécutifs est S (S=2B= 2,54 cm), la largeur du canal est H, la distance entre l'extrémité inférieure de la paroi et le premier cube et entre l'extrémité supérieure de la paroi et le dixième cube est L_y ($L_y = 10$ cm). Chaque composant est chauffé par une puissance Q, qui est répartie uniformément dans son volume, $q = Q/V$, ou V et le volume de chaque composant et q est la génération de chaleur volumétrique La géométrie considérée est la même qu' à celle reportée dans (Ortega et Moffat, 1986 ; Moffat et Ortega, 1986) (Fig. II.1). Dans cette étude L_y est prise comme échelle de longueur.

II.3.2. Etude de l'écoulement en régime turbulent :

II.3.2.1. Généralités :

Pour un écoulement en régime turbulent, toutes les variables dépendantes sont supposées être la somme d'une valeur moyenne et une fluctuation comme suit:

$$U = \bar{U} + u' \quad (2.15)$$

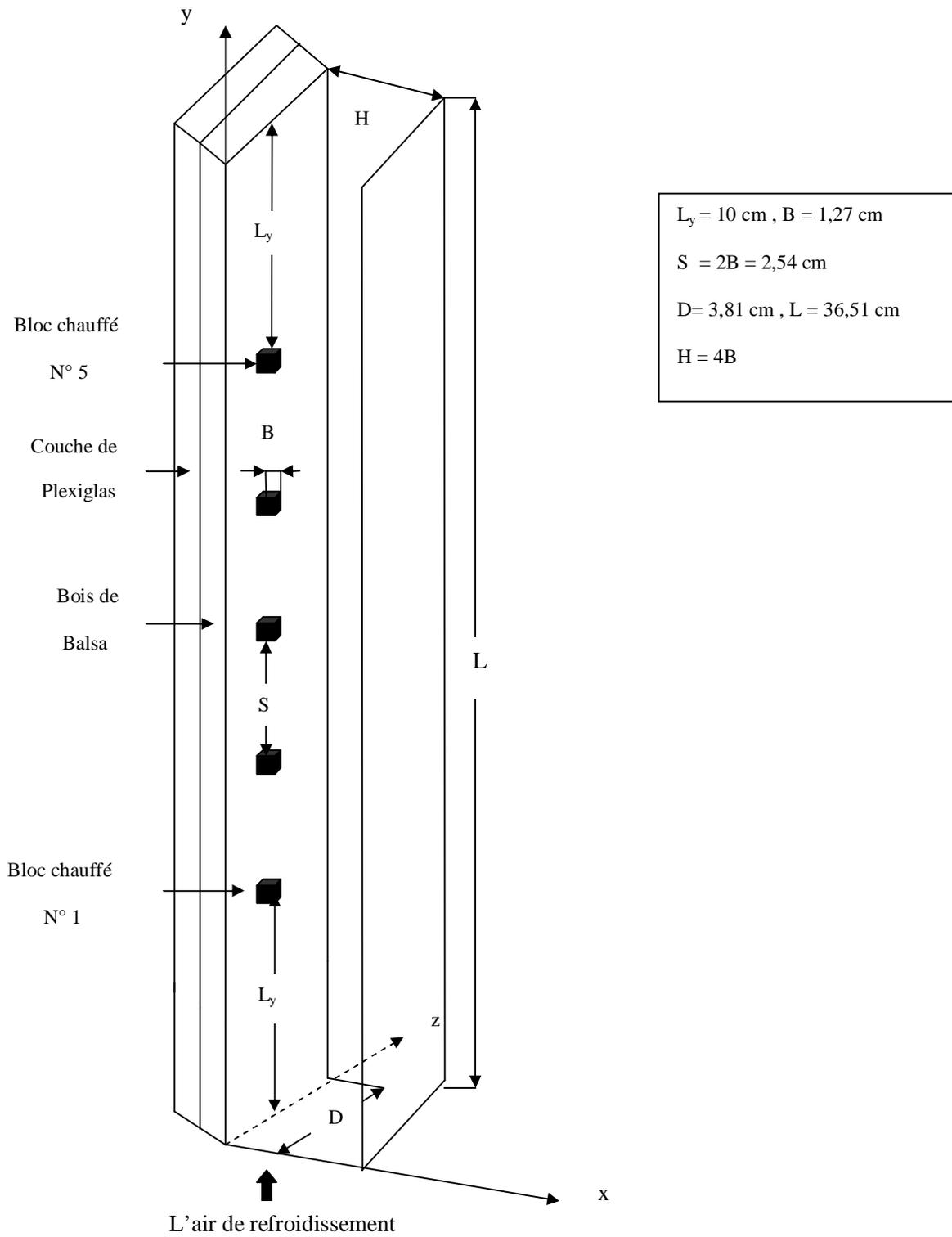


Figure (II.4). Cinq sources de chaleur cubiques, simulant les composants électroniques, montées sur une paroi verticale d'un canal

$$V = \bar{V} + v' \quad (2.16)$$

$$W = \bar{W} + w' \quad (2.17)$$

$$P = \bar{P} + p' \quad (2.18)$$

$$T = \bar{T} + T' \quad (2.19)$$

Les équations de conservation de masse, de quantité de mouvement et d'énergie, du modèle turbulent instantané sont de la forme donnée par les équations 2.10, 2.11, 2.12, 2.13, et 2.14. Lorsque les équations 2.15 à 2.19 sont remplacées dans les équations 2.10 à 2.14, les équations qui en résultent sont en valeurs moyennes dans le temps, on obtient les équations de continuité, de quantité de mouvement et d'énergie. Les valeurs moyennes sont données en utilisant les considérations suivantes :

La moyenne dans le temps d'une fluctuation est nulle, par exemple:

$$\bar{u}' = 0$$

La moyenne d'une constante multipliée par la moyenne d'une variable est égale à la constante multipliée par la moyenne de la variable.

$$\overline{c \cdot U} = c \cdot \bar{U}, \text{ c est une constante}$$

La moyenne de la somme de variables est la somme de moyennes de variables, par exemple:

$$\overline{\bar{U} + u'} = \bar{U} + \bar{u}' = \bar{U}$$

La moyenne du produit d'une fluctuation variable et d'une moyenne variable est nulle, par exemple:

$$\overline{\bar{U} \cdot u'} = \overline{u' \bar{V}} = \overline{w' \bar{T}} = 0$$

La moyenne du produit de deux fluctuations variables est non nulle, par exemple:

$$\overline{u' \cdot u'} = \overline{u'u'} \neq 0$$

La moyenne d'une dérivée est la dérivée de la moyenne, par exemple:

$$\frac{\partial \bar{U}}{\partial x} = \bar{\frac{\partial U}{\partial x}}$$

La moyenne du produit de la moyenne d'une variable et d'une autre variable est le produit de la moyenne des deux variables, par exemple :

$$\overline{\bar{U} * g} = \bar{f} * \bar{g}$$

Lorsque les équations 2.15 à 2.19 sont remplacées dans les équations instantanées 2,10 à 2,14, tous les termes obtenus sont similaires à ceux des équations 2.14 à 2.18, mais également les termes contenant la moyenne de produit de fluctuation tels que : $\overline{u \cdot u}$, $\overline{u \cdot w}$, $\overline{u \cdot T}$...etc. ces termes sont modélisés avec les considérations suivantes :

Les termes comme $\overline{u \cdot u}$ ont la dimension d'un cisaillement et sont modélisés comme suit :

$$\overline{u \cdot u} = \nu_t \frac{\partial U}{\partial X}$$

Où ν_t est la viscosité turbulente qui doit être modélisée. Les termes comme $\overline{u \cdot T}$ ont la dimension d'un flux de chaleur et sont modélisés

$$\text{Comme suit : } \overline{u \cdot T} = \alpha_t \frac{\partial T}{\partial X}$$

où α_t est la diffusivité thermique turbulente, qui est liée à la viscosité cinématique turbulente par la relation: $(\nu_t) / (\alpha_t) = Pr_t$, où Pr_t est le nombre de Prandtl turbulent (constante spécifiée, obtenue à partir des données expérimentales, qui est proche ou égale à un). Quand tous les produits des variables fluctuantes sont modélisés comme déjà illustré et la barre est retirée de la moyenne des variables, on obtient comme suit les équations non dimensionnelles de continuité, de quantité de mouvement et d'énergie.

II.3.2.2. Equations de conservation sous formes adimensionnelles :

II.3.2.2.1. Equation de continuité :

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} + \frac{\partial W}{\partial Z} = 0 \quad (2-20)$$

II.3.2.2.2. Equations de quantité de mouvement :

-Equation de quantité de mouvement par rapport à X:

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial (UU)}{\partial X} + \frac{\partial (VU)}{\partial Y} + \frac{\partial (WU)}{\partial Z} = - \frac{\partial P}{\partial X} + Pr \left[\frac{\partial}{\partial X} [(v^* + \nu_t^*) \frac{\partial U}{\partial X}] \right. \\ \left. + \frac{\partial}{\partial Y} [(v^* + \nu_t^*) \frac{\partial U}{\partial Y}] + \frac{\partial}{\partial Z} [(v^* + \nu_t^*) \frac{\partial U}{\partial Z}] \right] \end{aligned} \quad (2.21)$$

-Equation de quantité de mouvement par rapport à Y:

$$\begin{aligned} \frac{\partial V}{\partial t} + \frac{\partial (UV)}{\partial X} + \frac{\partial (VW)}{\partial Y} + \frac{\partial (WV)}{\partial Z} = -\frac{\partial P}{\partial Y} + \text{Pr} \left[\frac{\partial}{\partial X} [(v^* + v_t^*) \frac{\partial V}{\partial X}] \right] \\ + \frac{\partial}{\partial Y} [(v^* + v_t^*) \frac{\partial V}{\partial Y}] + \frac{\partial}{\partial Z} [(v^* + v_t^*) \frac{\partial V}{\partial Z}] + \text{Ra.Pr.}\Theta \end{aligned} \quad (2-22)$$

-Equation de quantité de mouvement par rapport à Z:

$$\begin{aligned} \frac{\partial W}{\partial t} + \frac{\partial (UW)}{\partial X} + \frac{\partial (VW)}{\partial Y} + \frac{\partial (WW)}{\partial Z} = -\frac{\partial P}{\partial Z} + \text{Pr} \left[\frac{\partial}{\partial X} [(v^* + v_t^*) \frac{\partial W}{\partial X}] \right] + \\ \frac{\partial}{\partial Y} [(v^* + v_t^*) \frac{\partial W}{\partial Y}] + \frac{\partial}{\partial Z} [(v^* + v_t^*) \frac{\partial W}{\partial Z}] \end{aligned} \quad (2-23)$$

II.3.2.2.3. Equation d'énergie :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \theta}{\partial t} + \frac{\partial (U\theta)}{\partial X} + \frac{\partial (V\theta)}{\partial Y} + \frac{\partial (W\theta)}{\partial Z} = + \frac{\partial}{\partial X} [(k^* + \alpha_t^*) \frac{\partial \theta}{\partial X}] + \\ \frac{\partial}{\partial Y} [(k^* + \alpha_t^*) \frac{\partial \theta}{\partial Y}] + \frac{\partial}{\partial Z} [(k^* + \alpha_t^*) \frac{\partial \theta}{\partial Z}] + S \end{aligned} \quad (2-24)$$

Conditions initiales :

$$\text{À } t=0, U=V=W=\Theta=0$$

Conditions aux limites :

$$\text{À } X=0 \quad : U=V=W=0, \quad \frac{\partial \theta}{\partial X}=0 \quad (\text{paroi adiabatique})$$

$$\text{À } X=\frac{H}{L_y} \quad : U=V=W=0, \quad \frac{\partial \theta}{\partial X}=0 \quad (\text{paroi adiabatique})$$

$$\text{À } Y=0 \quad : U=W=0, \quad \frac{\partial V}{\partial Y}=0, \quad \frac{\partial \theta}{\partial Y}=0 \quad (\text{entrée du canal})$$

$$\text{À } Y=\frac{L}{L_y} \quad : \frac{\partial U}{\partial Y}=\frac{\partial V}{\partial Y}=\frac{\partial W}{\partial Y}=0, \quad \frac{\partial \theta}{\partial Y}=0 \quad (\text{sortie du canal})$$

$$\text{À } Z=0 \quad : \frac{\partial U}{\partial Z}=\frac{\partial V}{\partial Z}=W=0, \quad \frac{\partial \theta}{\partial Z}=0 \quad (\text{ouverture du canal})$$

$$\text{À } Z=\frac{D}{L_y} \quad : \frac{\partial U}{\partial Z}=\frac{\partial V}{\partial Z}=W=0, \quad \frac{\partial \theta}{\partial Z}=0 \quad (\text{ouverture du canal})$$

II.3.2.3. Modèle de turbulence (K-ε) :

Ces modèles utilisent une vitesse caractéristique similaire à celle des modèles à une équation ($K^{0.5}$) et de la longueur de mélange turbulent : $l = K^{3/2} / \varepsilon$, la viscosité turbulente de ce modèle est donnée par $\nu_t = C_\mu K^2 / \varepsilon$, où, ε est la dissipation de l'énergie cinétique turbulente et C_μ est une constante. La longueur de mélange turbulent de ce modèle dépend de deux scalaires turbulents (K et ε) qui sont obtenues à partir de deux équations du modèle. Les équations du modèle de K et ε (qui sera présentée plus tard) sont obtenus en manipulant les équations algébriques de quantité de mouvement, élan de la multiplication par les termes de la vitesse appropriée et la modélisation découlant des termes. Ce processus algébrique long est documenté dans (Humphrey et al., 1979-1984).

L'incapacité de déterminer algébriquement une longueur de mélange turbulent, qui est valable dans tous les domaines physiques considérés est le motif de considérer le modèle (K- ε) à deux équations. Ce modèle a été proposé par Jones et Launder et qui a fourni une discussion sur sa dérivation dans (Jones et Launder, 1973). Il a été utilisé pour une variété d'écoulements des fluides et des problèmes de transfert de chaleur, certains exemples sont l'étude de la convection forcée turbulente dans une cavité carrée, qui a été faite par (Chin, E. et al, 1972) et l'étude de l'écoulement turbulent dans une conduite, qui a été faite par (Lam et Bremhorst, 1981).

où K et ε sont obtenus à partir des équations adimensionnelles suivantes (les paramètres d'échelle de K et ε sont respectivement : α^2 / L^2 et α^3 / L^4).

II.3.2.4. Equation d'énergie cinétique turbulente :

$$\begin{aligned} \frac{\partial K}{\partial t} + \frac{\partial(UK)}{\partial X} + \frac{\partial(VK)}{\partial Y} + \frac{\partial(WK)}{\partial Z} = \text{Pr} \left[\frac{\partial}{\partial X} \left[\left(\nu^* + \frac{\nu_t^*}{\sigma_k} \right) \frac{\partial K}{\partial X} \right] + \frac{\partial}{\partial Y} \left[\left(\nu^* + \frac{\nu_t^*}{\sigma_k} \right) \frac{\partial K}{\partial Y} \right] + \frac{\partial}{\partial Z} \left[\left(\nu^* + \frac{\nu_t^*}{\sigma_k} \right) \frac{\partial K}{\partial Z} \right] + \right. \\ \left. \text{Pr} \cdot \nu_t^* \left[\left(\frac{\partial U}{\partial Y} + \frac{\partial V}{\partial X} \right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial Z} + \frac{\partial W}{\partial Y} \right)^2 + \left(\frac{\partial W}{\partial X} + \frac{\partial U}{\partial Z} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial U}{\partial X} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial V}{\partial Y} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial W}{\partial Z} \right)^2 \right] - \varepsilon - R_a \frac{\text{Pr}^2}{\text{Pr}_t} \nu_t^* \frac{\partial \theta}{\partial Y} \right] \quad (2-25) \end{aligned}$$

II.3.2.5. Equation de dissipation d'énergie cinétique turbulente :

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial(U\varepsilon)}{\partial X} + \frac{\partial(V\varepsilon)}{\partial Y} + \frac{\partial(W\varepsilon)}{\partial Z} &= \text{Pr} \left[\frac{\partial}{\partial X} \left[\left(\nu^* + \frac{\nu_t^*}{\sigma_e} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial X} \right] + \frac{\partial}{\partial Y} \left[\left(\nu^* + \frac{\nu_t^*}{\sigma_e} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial Y} \right] + \frac{\partial}{\partial Z} \left[\left(\nu^* + \frac{\nu_t^*}{\sigma_e} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial Z} \right] \right. \\
 &+ C_1 \cdot \text{Pr} \cdot \frac{\varepsilon}{K} \nu_t^* \left[\left(\frac{\partial U}{\partial Y} + \frac{\partial V}{\partial X} \right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial Z} + \frac{\partial W}{\partial Y} \right)^2 + \left(\frac{\partial W}{\partial X} + \frac{\partial U}{\partial Z} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial U}{\partial X} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial V}{\partial Y} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial W}{\partial Z} \right)^2 \right] - C_2 \frac{\varepsilon^2}{K} - \\
 &C_e R_a \frac{\text{Pr}^2}{\text{Pr}_t} \nu_t^* \frac{\varepsilon}{K} \frac{\partial \theta}{\partial Y} \quad (2-26)
 \end{aligned}$$

La viscosité turbulente adimensionnelle et la diffusivité thermique sont données pour les différents domaines de calcul comme suit :

$$\nu_t^* = \begin{cases} (C_\mu/\text{Pr}) (K^2/\varepsilon) \text{ dans le domaine fluide} \\ 0 \text{ à l'intérieur des régions solides} \end{cases}$$

$$\alpha_t^* = \begin{cases} (\text{Pr}/\text{Pr}_t) \nu_t^* \text{ dans le domaine fluide} \\ 0 \text{ à l'intérieur des régions solides} \end{cases}$$

Les constantes du modèle avec leurs paramètres sont énumérées ci-dessous.

$$C_1 = 1.44,$$

$$C_2 = 1.92,$$

$$C_e = 0.70,$$

$$C_{\mu} = 0.09,$$

$$\sigma_e = 1.3,$$

$$\sigma_K = 1.0,$$

$$\text{Pr} = 0.71,$$

$$\text{Pr}_t = 1.00.$$

Le côté gauche de l'équation de l'énergie cinétique est la somme des taux de variation de l'énergie cinétique turbulente et les termes de convection. La partie droite est composée de la diffusion de K ajoutée à la production de K (somme des carrés des gradients de vitesse) et la dissipation, le dernier terme est la contribution de la flottabilité à la production ou la dissipation de K en fonction du signe du gradient de température. Si ce gradient est négatif (stratification thermique instable), ce terme est comme un terme de production de K, car nous savons que les couches de la turbulence sont renforcées en aval de la couche limite thermique due à la flottabilité. Toutefois, si le gradient de température est positif, (stratification thermique stable), le terme de flottabilité agit comme une dissipation de K. L'équation de dissipation d'énergie est similaire à celle de l'énergie cinétique. Le côté gauche de l'équation de dissipation d'énergie est la somme des taux de variation et des termes de convection, tandis que le côté droit est composée de termes de diffusion, termes de production, un terme d'épuisement et le terme de flottabilité. Les équations d'énergie cinétique turbulente et de dissipation sont résolues dans le domaine fluide uniquement. La valeur de zéro pour k et ϵ ne peuvent pas être utilisées comme conditions initiales, car ces deux variables apparaissent dans les dénominateurs de certains termes et cela provoque des divisions par zéro, de très petites valeurs (10^{-6}) sont utilisés à la place de zéro. La condition au limite de K est précisée en notant que k est nulle aux frontières solides tandis que son gradient normal est nul aux frontières ouvertes. Le gradient normal de K est supposé nul aux 'envergures des bords du canal ($Z = 0$ et $z = 3,81$) en raison de la symétrie, et est nul à l'entrée du canal ($Y = 0$) et à la sortie du canal ($Y = 36,51$), lorsque la condition de sortie est supposée acquise. Le gradient normal de ϵ est mis égal à zéro au niveau des frontières ouvertes pour les mêmes raisons mentionnées pour K. Toutefois, au niveau des parois solides, les conditions aux limites de dissipation ne sont pas faciles à préciser. Sur la paroi solide, la dissipation d'énergie est proportionnelle à $K^{1.5} / l$. La longueur de mélange est égale au produit de la constante de von Karman K et les distances à la paroi (y). La dissipation sur la paroi n'est pas définie parce que

les deux valeurs de $(K^{1.5})$ et de l sont égales à zéro à cet endroit. Cependant, une hypothèse raisonnable d'équilibre de turbulence près de la paroi, c'est-à-dire la production de K assimile sa dissipation, conduit à une approximation utile de la dissipation près de la paroi, qui est donné comme suit:

$$\varepsilon = c_{\mu}^{3/4} K^{1.5} / l \quad (2-27)$$

Dans ce chapitre, nous avons discuté les modèles d'équations et leurs conditions initiales et aux limites, avant d'aller au chapitre de la méthode numérique, il est utile et important de noter que toutes les équations différentielles mentionnées précédemment, peuvent être mise sous la forme générales:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial X_j} (U_j \cdot \Phi) = \frac{\partial}{\partial X_j} \left(\Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial X_j} \right) + S_{\Phi} \quad (2-28)$$

Où Φ est la variable dépendante (U, V, W, Θ , K et ε), Γ est le coefficient de diffusion et S_{Φ} est un terme de source.

CHAPITRE III

METHODE NUMERIQUE

III.1. Introduction

Les écoulements de fluide en régime laminaire ou turbulent, sont décrits par le système d'équations aux dérivées partielles . Ainsi, tous les phénomènes physiques sont régis par ce système formé par les équations de continuité, de quantité de mouvement et d'énergie, qu'il convient de résoudre pour connaître les caractéristiques des champs thermique et d'écoulement. Malheureusement, il est pratiquement impossible de trouver une solution analytique et exacte à de tel systèmes du fait que les équations citées précédemment soient très complexes , c'est-à-dire non-linéaires d'une part et couplées d'une autre part comme dans le cas de la convection mixte . Dans ce cas le recours à la résolution numérique s'impose et nous incite à choisir la méthode numérique adéquate pour obtenir les meilleures approximations.

III.2. Choix de la Méthode Numérique

Depuis plusieurs années, les scientifiques se penchent sur la résolution des problèmes de plus en plus complexes, pour lesquels des solutions analytiques ne peuvent être trouvées. Ces types de problèmes sont généralement modélisés par des équations aux dérivées partielles non-linéaires. Pour obtenir une solution numérique à ces problèmes étudiés, on doit transformer les équations différentielles du modèle mathématique en systèmes d'équations algébriques linéaires par une méthode de discrétisation avant de résoudre ce système par des méthodes directes ou par itérations.

Parmi les méthodes de discrétisation les plus fréquemment utilisées dans les problèmes d'écoulements et de transfert de chaleur, on peut citer les méthodes des différences finies, d'éléments finis et des volumes finis.

Pour notre présente étude, nous avons choisi la méthode des volumes finis pour sa simplicité et applicabilité à toutes les géométries (y compris les géométries complexes). Elle est aussi avantageuse, puisque :

- Elle garantit la conservation de masse et de quantité de mouvement dans tout le domaine de calcul.

- Elle facilite la linéarisation des termes de sources d'énergie (s'ils ne le sont pas),
- Elle permet un traitement plus facile des milieux hétérogènes.

Le principe de la méthode des volumes finis consiste à intégrer les équations de transport sur un ensemble discret de volume finis jointifs appelés volumes de contrôle, couvrant le domaine physique. Le résultat de la discrétisation en un point est une équation algébrique liant la valeur d'une variable aux valeurs des variables des points voisins.

III.3. Maillage

Chaque point du domaine physique (Fig. III.1) stockant une grandeur scalaire ou vectorielle vérifie les équations différentielles du modèle mathématique, gouvernant notre phénomène physique. Pour projeter ces équations sur ce domaine, on subdivise ce dernier en un certain nombre de volumes finis, localisés à l'aide d'indices **i**, **j** et **k** et en chaque milieu de chaque volume, on considère les points P, appelés centres des volumes de contrôle. **E**, **W**, **N**, **S**, **F** et **B** sont les centres des volumes de contrôle adjacents, situés respectivement à l'Est, à l'Ouest, au Nord, au Sud, en avant et en arrière du centre P. Les faces d'un volume de contrôle typique sont localisées aux points **e**, **w**, **n**, **s**, **f** et **b**. Chaque volume de contrôle a une dimension ΔX , ΔY , ΔZ . Au centre de chaque volume de contrôle (Fig. III.2) sont stockées les variables scalaires (P, Θ , K et ε) par contre pour les quantités vectorielles (les vitesses U, V et W), elles sont localisées sur les faces du volume de contrôle.

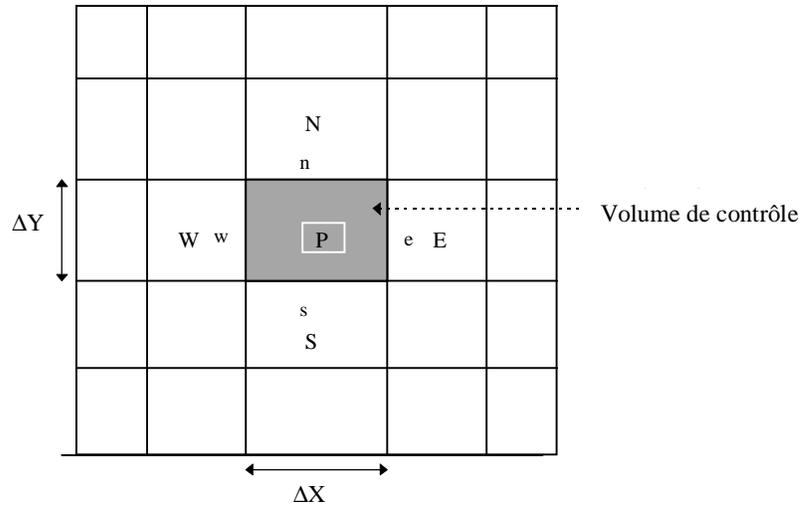


Figure. III.1: Décomposition d'un domaine physique en volumes finis bidimensionnels

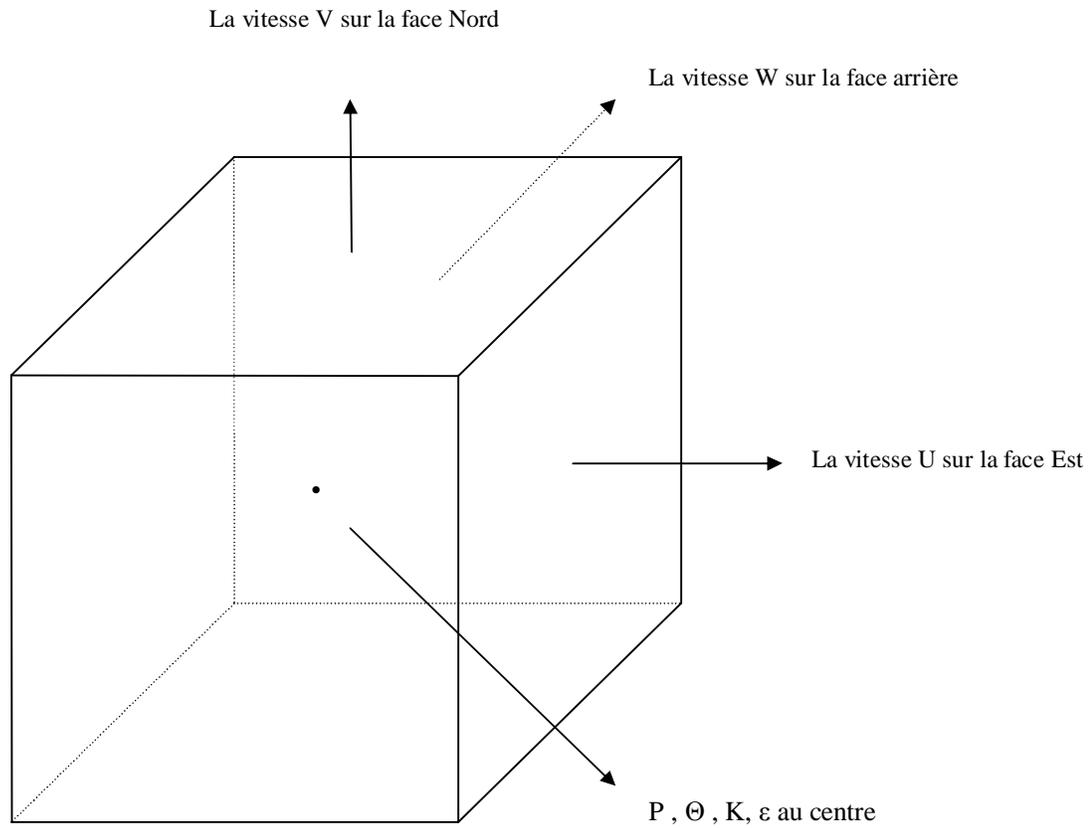


Figure III.2. Volume de contrôle typique tridimensionnel

III.4. Discrétisation implicite d’une équation générale de transport de la variable Φ :

Considérons une équation générale de transport de Φ d’un fluide incompressible (où: $\Phi = U, V, W, \Theta, K, \epsilon$):

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial X_j} (U_j \Phi) = \frac{\partial}{\partial X_j} \left(\Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial X_j} \right) + S_\Phi \tag{3.1}$$

(j : Indice de somme, j = 1, 2, 3)

avec:

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

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

$\frac{\partial}{\partial X_j} \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial X_j} \right)$: représente la diffusion de ϕ .

S_ϕ : représente le terme source.

Pour obtenir l'équation de discrétisation de la variable dépendante ϕ , on intègre l'équation générale (3.1) sur un volume de contrôle de dimension $\Delta X.\Delta Y.\Delta Z$, on obtient:

$$A_p \phi_p = A_E \phi_E + A_W \phi_W + A_N \phi_N + A_S \phi_S + A_T \phi_T + A_B \phi_B + b \quad (3.2)$$

Les coefficients de l'équation (3.2) sont rappelés ci-dessous:

$$A_E = D_e A(|P_e|) + \max(-F_e, 0) \quad (3.2a)$$

$$A_W = D_w A(|P_w|) + \max(F_w, 0) \quad (3.2b)$$

$$A_N = D_n A(|P_n|) + \max(-F_n, 0) \quad (3.2c)$$

$$A_S = D_s A(|P_s|) + \max(F_s, 0) \quad (3.2d)$$

$$A_T = D_t A(|P_t|) + \max(-F_t, 0) \tag{3.2e}$$

$$A_B = D_b A(|P_b|) + \max(F_b, 0) \tag{3.2f}$$

$$A_p = A_E + A_W + A_N + A_S + A_T + A_B + A_{p^0} \tag{3.2g}$$

$$b = \left(\bar{S}_\phi + \frac{\phi^0}{\Delta t} \right) \Delta X \Delta Y \Delta Z \tag{3.2h}$$

$$A_{p^0} = \frac{\Delta X \Delta Y \Delta Z}{\Delta t}$$

A_E , A_W , A_N , A_S , A_T , A_B et A_p sont les coefficients correspondants, respectivement, aux noeuds Est, Ouest, Nord, Sud, devant, en arrière et centre du volume de contrôle; et A_{p^0} est le coefficient de la variable à calculer au point P, à un instant précédent. b est un terme de source supposé être constant dans le volume de contrôle. F_e , F_w , F_n , F_s , F_t , F_b , et D_e , D_w , D_n , D_s , D_t , D_b sont respectivement les termes convectifs et diffusifs aux faces Est, Ouest, Nord, Sud, le devant, en arrière. P_e , P_w , P_n , P_s , P_t , P_b désignent le rapport du flux convectif au flux diffusif aux différentes faces de chaque volume de contrôle. Les coefficients A_E , A_W , A_N , A_S , A_T , A_B et A_p dépendent du schéma numérique choisi et du nombre de Peclet. Dans tous nos calculs, on a utilisé le schéma numérique de la loi de puissance « Power law » (Patankar, S.V, 1980) pour obtenir une meilleure stabilité de la solution numérique. Ce schéma est donné par la fonction suivante:

$$A(|P_i|) = \max[0.0, (1. - 0.1|P_i|)^5] \tag{3.3}$$

$$(i = e, w, n, s, t, b)$$

La résolution de l'équation (3.2) n'est pas facile et directe surtout si ϕ est l'une des composantes de vitesse, parce que:

- Les coefficients apparaissant dans l'équation de discrétisation dépendent des variables; donc l'équation n'est pas linéaire.

- Les termes de sources des équations de quantités de mouvement, impliquent les gradients de pression or nous ne disposons pas d'équation pour cette variable jusqu'à présent.

Grâce à un algorithme dit "Algorithme SIMPLER", décrit par (Patankar, 1980), on peut surmonter ces difficultés. Cet algorithme a été utilisé dans tous les calculs qui sont exposés dans cette thèse.

On a vu que la discrétisation a remplacé les équations aux dérivées partielles par des systèmes d'équations algébriques qui nécessitent la résolution par une méthode numérique itérative. Cette méthode consiste à transformer une équation algébrique discrétisée multidimensionnelle en une équation discrétisée unidimensionnelle, en ajoutant à la source de la dimension choisie des termes des autres dimensions. Le système d'équations obtenu est représenté par une matrice tridiagonale et peut être résolu par l'algorithme de Thomas

(Patankar, 1980).

III.5 Critères de Convergence :

Pour avoir une solution convergente, il faut que la différence entre le débit entrant Q_1 et le débit sortant Q_2 soit négligeable, en d'autres termes :

$$|Q_2 - Q_1| < \varepsilon = 10^{-4}$$

Avec :

$$Q_1 = \sum_{K=2}^{KL-1} \sum_{i=2}^{iL-1} V(i, 1, K) \cdot \Delta X(i) \cdot \Delta Z(K) \quad (\text{à l'entrée du canal})$$

$$Q_2 = \sum_{K=2}^{KL-1} \sum_{i=2}^{iL-1} V(i, JL - 1, K) \cdot \Delta X(i) \cdot \Delta Z(K) \quad (\text{à la sortie du canal})$$

En régime permanent, le maximum des vitesses et des températures dans le domaine de canal entre le temps t et $t + \Delta t$ est négligeable.

$$\text{Soit : } |\theta^{n+1} - \theta^n| < \varepsilon = 10^{-5} \text{ et : } |V^{n+1} - V^n| < \varepsilon = 10^{-5}$$

$n+1$ et n sont les itérations consécutives aux temps τ et $\tau + \Delta\tau$.

CHAPITRE IV

Résultats et discussions du cas régime laminaire 3-D

IV.1. Présentation des résultats :

Nos simulations numériques ont été accomplies grâce aux exécutions faites par un code de calcul sur un micro-ordinateur personnel core 2 Duo, de fréquence 2 GHz. Dans ce chapitre sont présentés tous les résultats obtenus de ces simulations, concernant l'étude du refroidissement à air par convection mixte dans un canal vertical.

Rappelons que ce canal a une longueur L et une largeur H . Dix cubes d'aluminium (sources de chaleur) sont montés sur une paroi qui est constituée d'une couche de plexiglas sur laquelle est collée une couche de bois de Balsa.

Chaque cube a un côté B , la distance entre deux cubes consécutifs est S , la distance entre l'extrémité inférieure de la paroi et le premier cube et entre l'extrémité supérieure et le dixième cube est L_y . Le fluide utilisé pour le refroidissement est de 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
- Le nombre de Grashof, Gr
- Le nombre de Richardson Ri

Dans cette étude nous avons utilisé un maillage uniforme dans les directions X , Y , Z , et avant de procéder à tous les calculs, nous avons examiné l'effet du maillage sur la solution numérique. Après cela on est passé aux calculs numériques en régime laminaire stationnaire pour faire une étude paramétrique dans le but de voir l'influence et l'effet de certains paramètres sur la nature de l'écoulement. Nous avons donc examiné :

- L'effet du nombre de Reynolds, Re
- L'effet du non chauffage des composants
- L'effet du chauffage alterné des composants
- L'effet de la largeur H de canal

Rappelons que toutes les valeurs numériques obtenues par nos simulations sont sous forme adimensionnelle.

Les champs thermiques et hydrodynamiques, les profils des températures et des coefficients de transfert de chaleurs ont été visualisés graphiquement en fonction des différents paramètres ayant un effet sur l'écoulement. Ceci a été effectué en utilisant les logiciels, Tecplot 11 et Surfer 6.

IV.2. Validation du code de calcul :

La validation préalable de notre code de calcul est nécessaire, car elle permet de lui donner plus de crédibilité, afin qu'on puisse élaborer des comparaisons justes et objectives des résultats obtenus par nos simulations numériques, avec les autres résultats expérimentaux soient-ils ou numériques.

La comparaison a été faite avec les résultats expérimentaux trouvés par (Ortega et Moffat, 1986). En effet la figure IV.13 montre la comparaison entre les valeurs des températures des composants (pour nos simulations et les résultats expérimentaux) .

IV.3. Discussion des résultats :

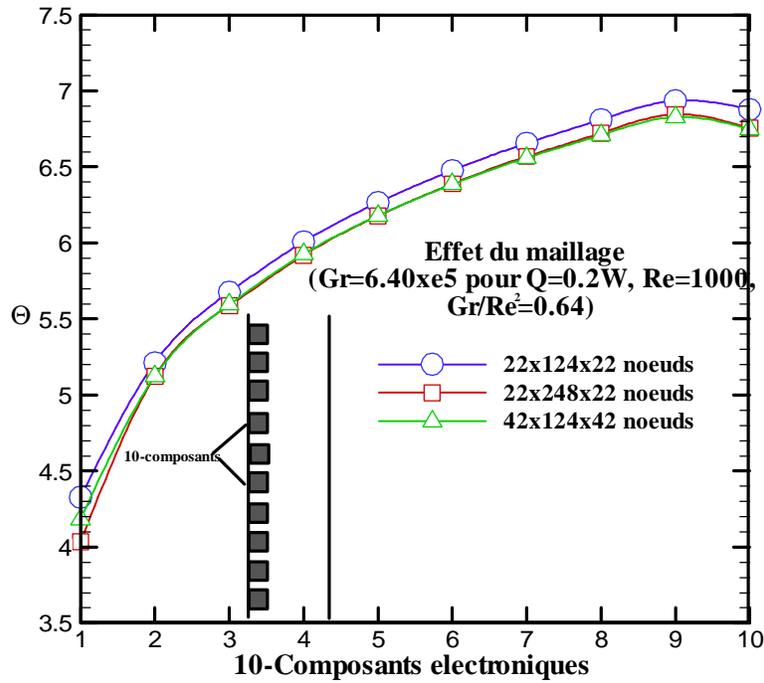
Dans la discussion des résultats nous notons que :

Pour $Q = 0.2 \text{ W}$, on a : $q = 9.76 \cdot 10^4 \text{ W/m}^3$, q est la génération de chaleur volumétrique, $q = Q/\text{Volume}$ d'un composant, $q = Q/(B \times B \times B)$, et $Gr = 6.4 \cdot 10^5$, B : dimension d'un composant (forme cubique).

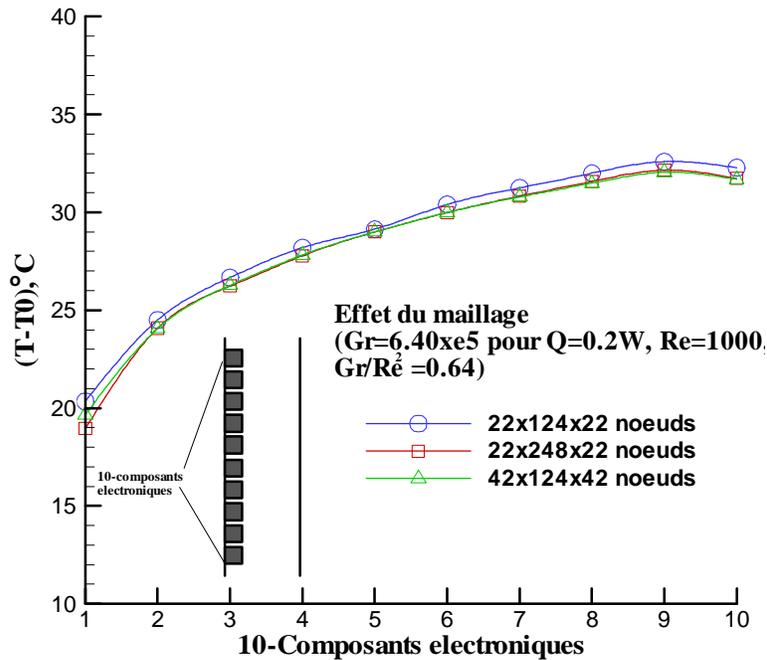
Pour $Q = 0.4 \text{ W}$, on a : $q = 1.95 \cdot 10^5 \text{ W/m}^3$, et $Gr = 1.28 \cdot 10^6$

IV.3.1 Effet du maillage sur les solutions numériques :

L'influence du maillage sur la solution numérique a été examinée avant de passer aux calculs de notre étude. Pour cela nous avons considéré le cas d'un écoulement en convection mixte, dont le nombre de Reynolds (Re) a été pris égal à 10^3 , le nombre de Grashof (Gr) égal à $6,40 \cdot 10^5$. Afin de procéder à cet examen, nous avons pris en compte trois différents maillages ($22 \times 248 \times 22$, $42 \times 124 \times 42$ et $22 \times 124 \times 22$). La consultation de la figure IV.1a-b, donnant les résultats des valeurs de températures adimensionnelles et dimensionnelles respectivement montre que les valeurs de températures de chaque composants sont légèrement différentes Pour les trois grilles indiquées ci-dessus, sauf pour le premier composant on remarque qu'il y a une différence de 0,2 .Par conséquent, la grille $22 \times 248 \times 22$ capte mieux les couches limites dynamiques et thermiques près des régions solides (la paroi et les sources chaudes), ce qui nous permet d'opter pour cette dernière grille.



(a) Temperature adimensionnelle Θ



(b) Temperature dimensionnelle (T-T0), °C (Q=0.2W)

Noter que : $(T-T_0) = \Theta \times qL_y^2/k_C$ (avec $qL_y^2/k_C = 4.78^\circ\text{C}$, pour $q = 9.76 \times 10^4 \text{ W/m}^3$, $L_y = 10\text{cm}$, $k_C = 204 \text{ W/m}\cdot^\circ\text{C}$). $q = Q/B^3$ ($B = 1.27\text{cm}$)

Figure (IV.1) : Effet du maillage sur la distribution de la température de chaque composant électronique, pour $Gr = 6.40 \times 10^5$, $Re = 1000$ ($Gr/Re^2 = 0.64$)

IV.3.2 Comparaison entre nos simulations et les résultats expérimentaux :

Le modèle de convection mixte laminaire utilisé dans ce travail a été validé avec les résultats expérimentaux effectués par (Ortega et Moffat, 1986). Les températures des dix blocs chauffés, données par le présent modèle, sont illustrées dans la figure IV.2 et comparées avec les températures expérimentales. Il est clair que le modèle de convection mixte laminaire est en bon accord avec les résultats expérimentaux, à l'exception pour les composants 4, 6, 8,10.

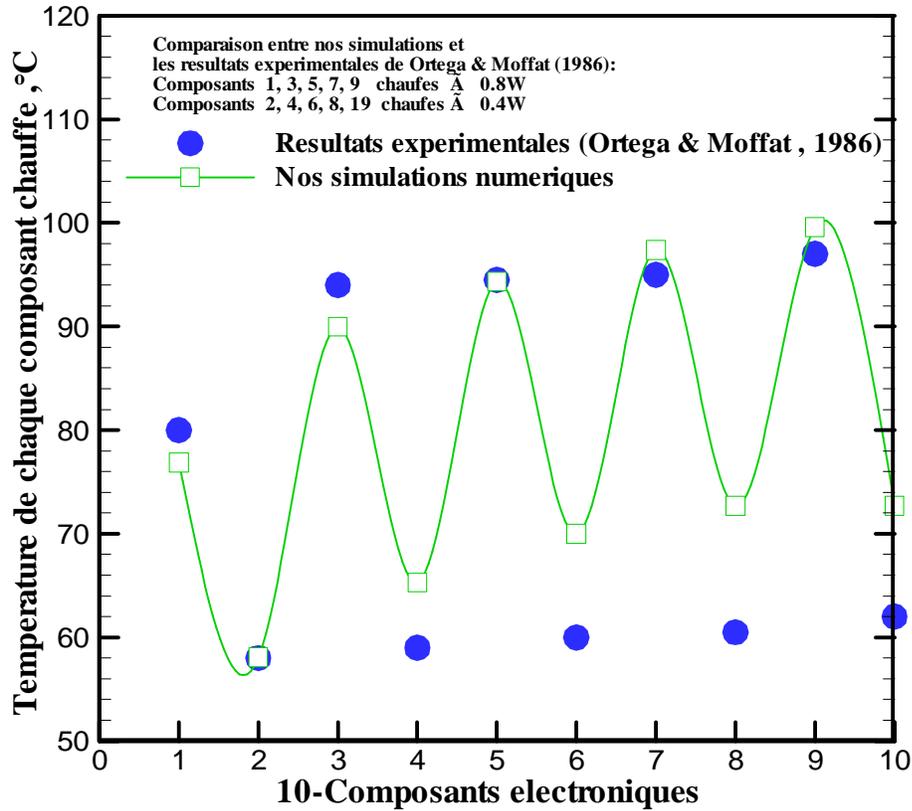
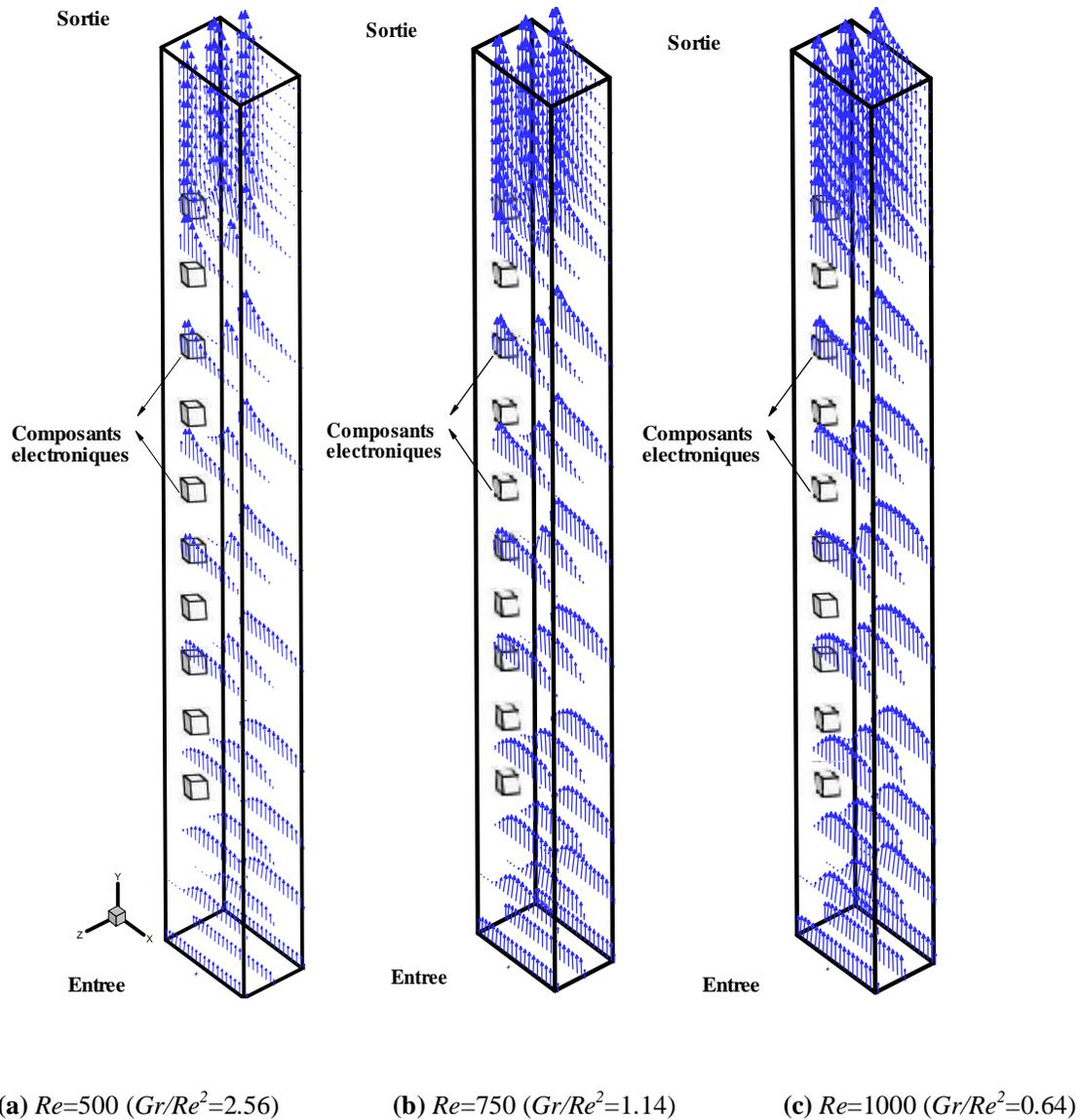


Figure (IV.2) : Température de chaque composant chauffé, en °C: Comparaison entre nos simulations numériques et les résultats expérimentaux de Ortega & Moffat (1986) pour les différentes puissances ($Q= 0.2W$ et $0.4W$)

IV.3.3 Effet du nombre de Reynolds :

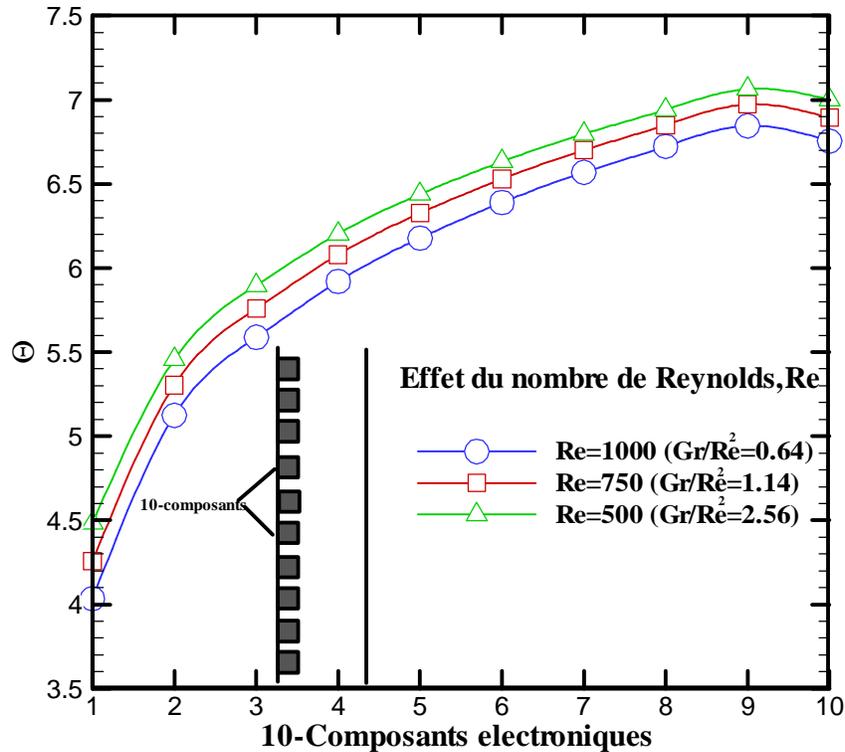
Pour avoir des détails importants sur la structure de l'écoulement, le champ des vitesses est présenté dans la figure IV.3, pour trois valeurs du nombre de Reynolds ($Re=500, 750, 1000$) et $Gr= 6,40.10^5$. On remarque que les champs d'écoulement commencent avec un profil de vitesse uniforme à l'entrée du canal, ce profil augmente dans la direction verticale le long de la paroi et particulièrement dans la région près des blocs chauffés. Dans cette région, le fluide

chaud accéléré renforce le transfert de chaleur par convection. Le profil de vitesse est déformé quand le fluide est proche des blocs chauffés. Ces déformations renforcent l'écoulement à trois dimensions.



Figure(IV.3): Vecteurs-vitesse dans le canal pour trois valeurs du nombre de Reynolds ($Gr= 6,40 \times 10^5$ ($Q=0.2W$))
 Pour un nombre de Grashof ($Gr= 6,40.10^5$), correspondant à un flux de chaleur $Q= 0,2 W$, la figure IV.4 montre l'effet des nombres de Reynolds ($Re=500, 750, 1000$) sur la distribution

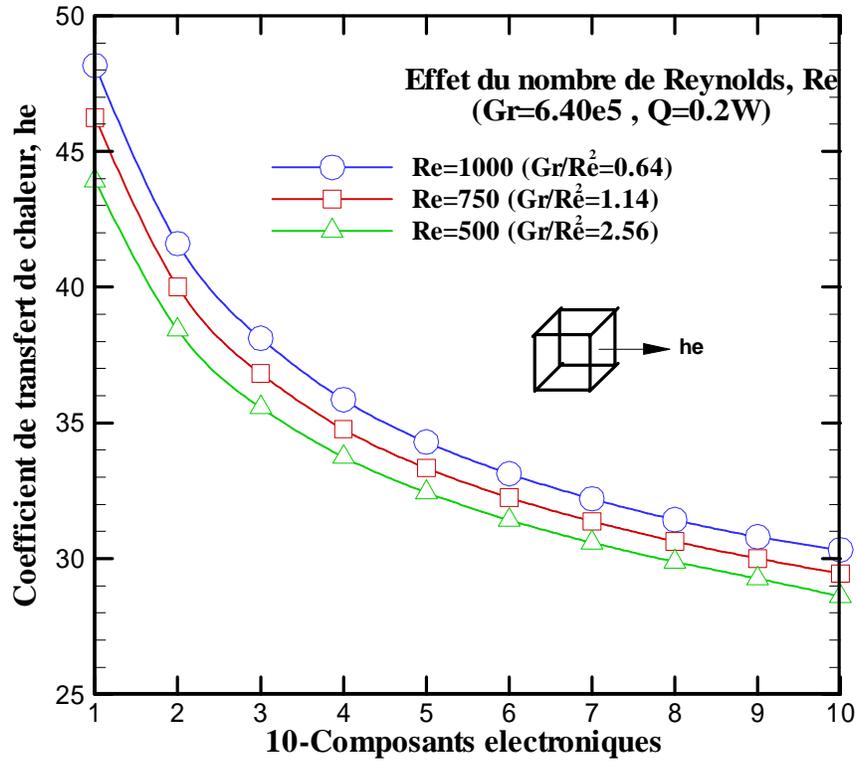
de la température adimensionnelle de chaque composant chauffé. Il est noté que la température de chaque composant chauffé diminue avec l'augmentation du nombre de Reynolds parce que si le nombre de Reynolds augmente les vecteurs vitesses d'écoulement augmentent, ce qui conduit à une meilleure évacuation de la chaleur à partir des composants et, par conséquent, une diminution de leurs températures.



Figure(IV.4) : Effet de Re ($Re= 500, 750, 1000$) sur la température de chaque composant électronique

Pour $Gr= 6,40.10^5$ et un flux de chaleur $Q= 0,2$ W, la figure IV.5 montre l'effet de trois valeurs du nombre de Reynolds ($Re= 500, 750$ et 1000) sur le coefficient de transfert de chaleur adimensionnel he de chaque composant. Il est noté que le coefficient de transfert de chaleur he de chaque composant augmente avec l'augmentation du nombre de Reynolds puisque le taux d'écoulement d'air augmente avec l'augmentation de Re , ce qui favorise de plus le phénomène conducto-convectif entre les composants et l'air en mouvement à

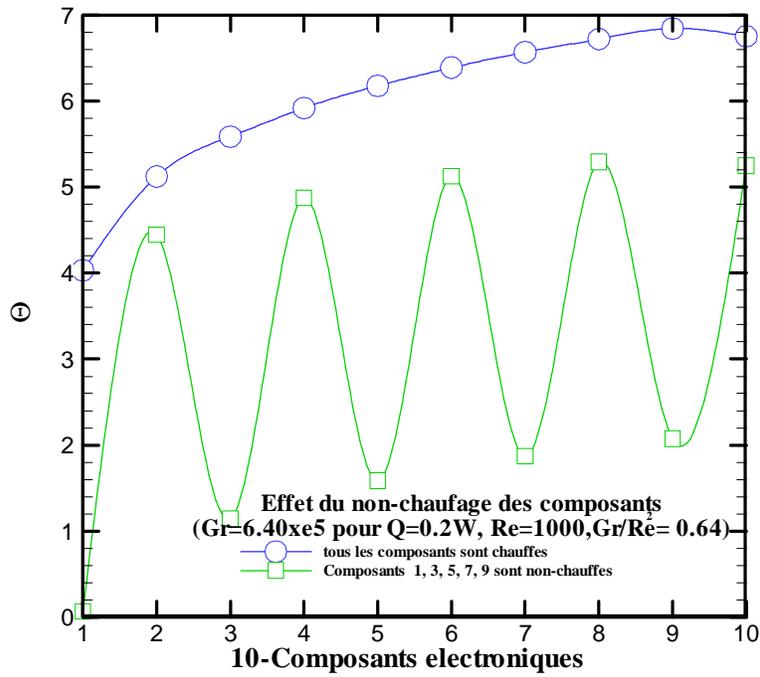
l'intérieur du canal, ce qui donne une meilleure évacuation de la chaleur à partir des composants vers l'extérieur et, par conséquent, un bon refroidissement des composants.



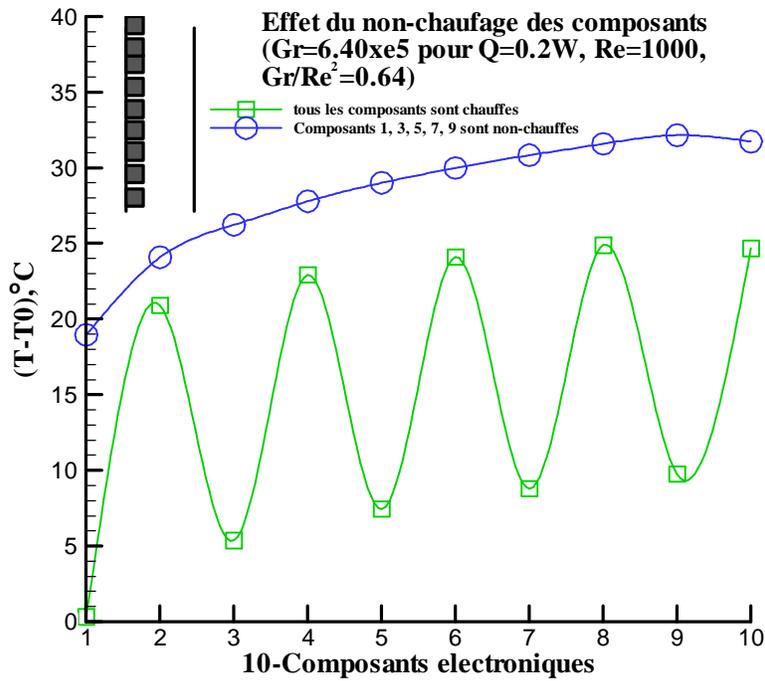
Figure(IV.5) : Effet de Re ($Re= 500, 750, 1000$) sur le coefficient de transfert de chaleur adimensionnel he de chaque composant électronique ($Q=0.2W$)

IV.3. 4 Effet du non chauffage des composants :

Pour $Gr= 6,40.10^5$ et $Re= 1000$, la figure IV.6 a-b illustre l'effet du non-chauffage des composants 1, 3, 5, 7, et 9 sur leurs températures adimensionnelles et dimensionnelles respectivement . Pour le cas de non chauffage de composants, les températures des cinq composants chauffés sont inférieures par rapport aux températures des mêmes composants où les dix blocs sont chauffés. Nous pouvons noter aussi l'augmentation des températures des cinq composants non chauffés , ce que explique l'existence d'un transfert de chaleur des composants chauffés vers les composants non chauffés, ce qui provoque la diminution des températures des cinq composants chauffés.



(a) Temperature adimensionnelle Θ



(b) Temperature dimensionnelle $(T-T_0)$, °C ($Q=0.2W$)

Figure (IV.6): Effet du non-chauffage des composants (1, 3, 5, 7, 9) sur la température de chaque composant électronique

Les iso-surfaces du champ thermique sont montrées dans la figure IV.7. Pour le cas considéré, c'est-à-dire le non-chauffage des composants 1, 3, 5, 7, et 9, nous notons que la distribution de la température est concentrée surtout autour des composants 2, 4, 6, 8, 10, où il y a une dissipation d'énergie et par conséquent la diminution des températures des composants. Le champ thermique dans le plan X-Y illustre les sauts de températures à l'intérieur des cubes chauffés avec des pics pyramidaux. Dans la direction horizontale, la température tend vers la température ambiante et forme à proximité des blocs des couches limite thermiques minces.

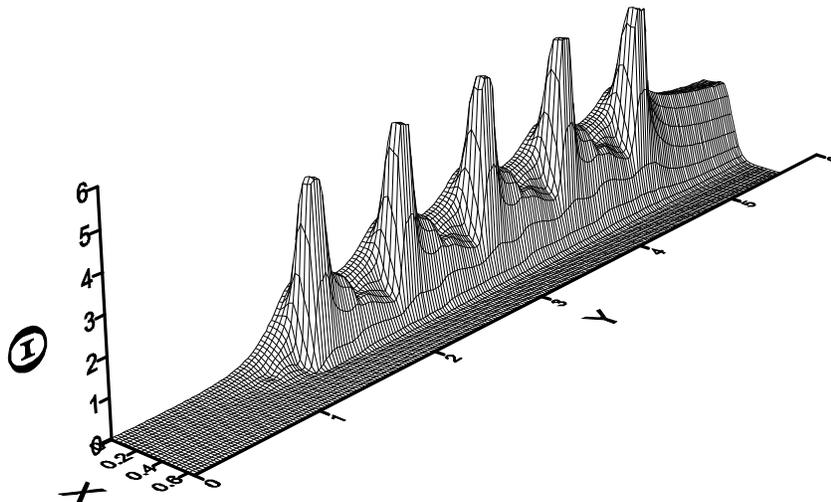


Figure (IV.7) : Iso-surfaces du champ thermique dans le plan X-Y à Z=0.19 : Effet du non-chauffage des composants (1, 3, 5, 7, 9) sur la température de chaque composant (Q=0.2W)

IV.3.5 Effet du chauffage alterné des composants :

Pour $Re = 1000$ et dans le cas où les composants 1, 3, 5, 7 et 9 sont chauffés avec un flux $Q = 0,4 \text{ W}$ et les composants 2, 4, 6, 8, et 10 sont chauffés avec un flux $Q = 0,2 \text{ W}$. La figure IV.8 montre l'effet du chauffage alterné des composants indiqués ci-dessus sur la température. D'après la courbe du chauffage alterné, nous pouvons noter que les températures des composants 2, 4, 6, 8 et 10 sont supérieures à celles des mêmes composants sans chauffage alterné (où les dix composants sont chauffés avec $0,2 \text{ W}$). En plus, il est noté que les températures des composants 1, 3, 5, 7 et 9 sont inférieures au double des valeurs de températures des mêmes composants (où les dix composants sont chauffés avec $0,2 \text{ W}$) ; ceci

explique qu'un taux de flux de chaleur est transféré par convection à partir des composants 1, 3, 5,7 et 9 vers les composants 2, 4, 6, 8, et 10.

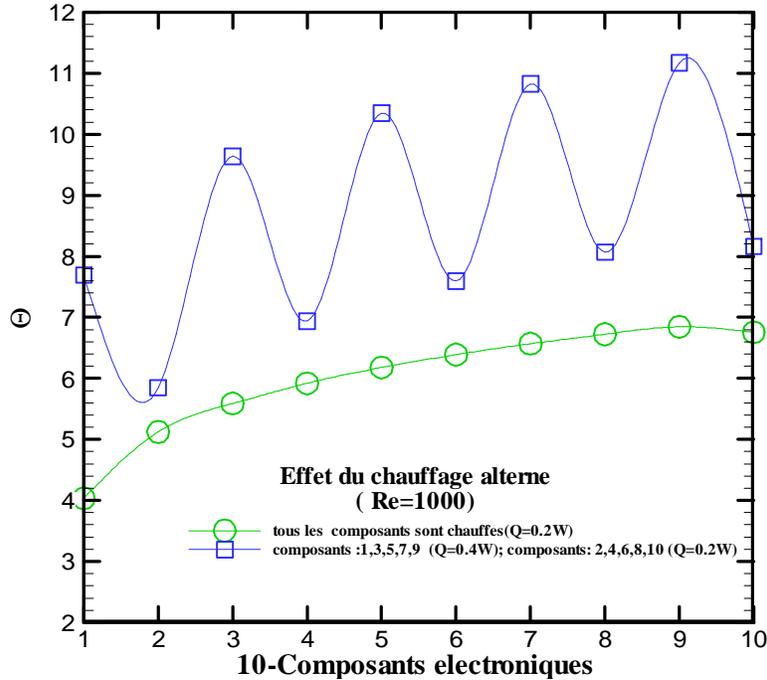


Figure (IV.8) : Effet du chauffage alterné des composants sur la température de chaque composant électronique. Ici, les composants 1,3, 5,7, 9 sont chauffés avec $Q=0.4W$ et les autres sont chauffés avec $Q=0.2W$

La figure IV.9 montre l'influence du chauffage alterné des composants sur le champ thermique. Notons qu'à l'entrée du canal l'écoulement est à la température ambiante, à l'intérieur du canal, il convecte de la chaleur dissipée par les composants et formant une couche limite thermique autour de chaque composant. En dehors de cette couche, l'écoulement est à une température inférieure à celle obtenue dans chaque composant. Dans la direction X nous remarquons que la température décroît ; et le long de la paroi verticale adiabatique, le gradient de température est nul . La variation de température est relativement faible près du sommet du canal ; par contre le maximum de température est obtenu dans chaque composant.

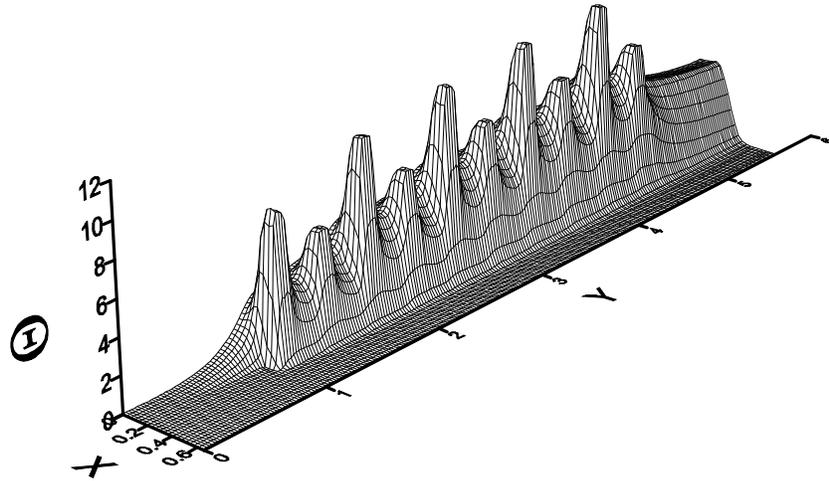


Figure (IV.9) : Iso-surfaces du champ thermique dans le plan X-Y à $Z=0.19$: Effet du chauffage alterné des composants sur la température de chaque composant électronique. Ici, les composants 1,3, 5,7, 9 sont chauffés avec $Q=0.4W$ et les autres sont chauffés avec $Q=0.2W$

IV.3.6 Effet de la largeur H du canal :

Pour $Re= 1000$, La figure IV.10 représente l'effet de la largeur du canal (H) sur le champ d'écoulement, qui est illustré par des vecteurs vitesse (U-V-W). Si la largeur du canal est deux fois la largeur initiale (H), le champ d'écoulement diffère avec celui qui est illustré dans la figure IV.3 c pour le même nombre de Reynolds. A l'entrée du canal, l'écoulement est uniforme et devient parabolique, et très concentré près des composants et de la paroi verticale à $X=0$.

Pour $Gr= 6,40.10^5$, $Re= 1000$ et deux valeurs de H ($H=2B$ et $H= 4B$, avec $B= 1,27$ cm), la figure IV.11a-b montre l'effet de H sur le champ thermique dans le plan X-Y. Dans ce cas, il existe des sauts de températures (sous forme des pics pyramidaux) à l'intérieur des cubes chauffés. Nous notons la variation de la température autour des composants, à l'entrée et à la sortie du canal. Par comparaison des figures 11a et 11b, nous remarquons que la température dans chaque composant pour $H= 4B$ (fig. 11b) est supérieure à celle pour $H= 2B$ (fig. 11 a). Le doublement de la largeur (H) entre les deux parois verticales constituant le canal, entraîne une augmentation de la température, notamment dans chaque composant et

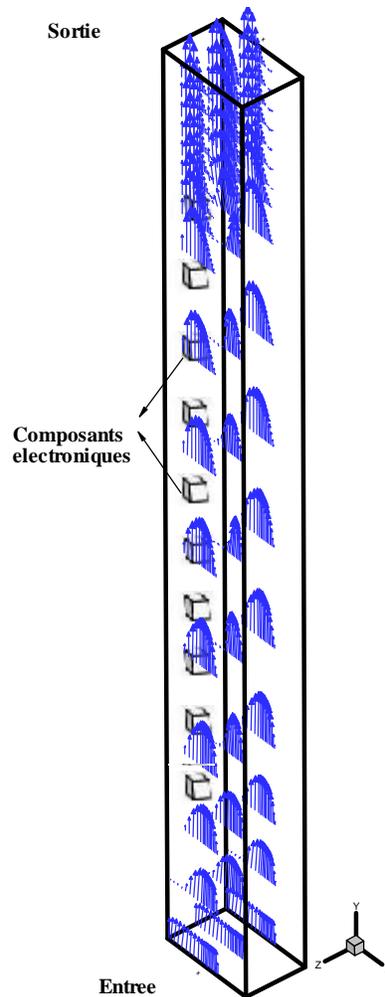


Figure (IV.10) : Vecteurs-vitesses ($U-V-W$) dans le canal pour $Gr= 6.40 \times 10^5$ ($Q=0.2W$) et $Re= 1000$ ($Gr/Re^2= 0.64$). Effet de la largeur du canal H sur le champ d'écoulement

donc un mauvais refroidissement. Dans la direction horizontale, la température tend vers la température ambiante et forme à proximité des blocs des couches limites thermiques. Pour Grashof $Gr= 6,40.10^5$, $Re= 1000$ et deux valeurs de H ($H=2B$ et $H= 4B$, avec $B= 1,27$ cm), la figure IV.12 montre l'effet de H sur la distribution de la température adimensionnelle et dimensionnelle de chaque composant respectivement. Il est noté que les valeurs de température pour $H= 4B$ sont plus grandes par comparaison avec les valeurs de températures pour $H=2B$ pour chaque composants, parce que si H est plus petite, les vitesses sont plus grandes et on a donc une évacuation maximale de la chaleur à partir des composants, ce qui explique la diminution de leurs températures.

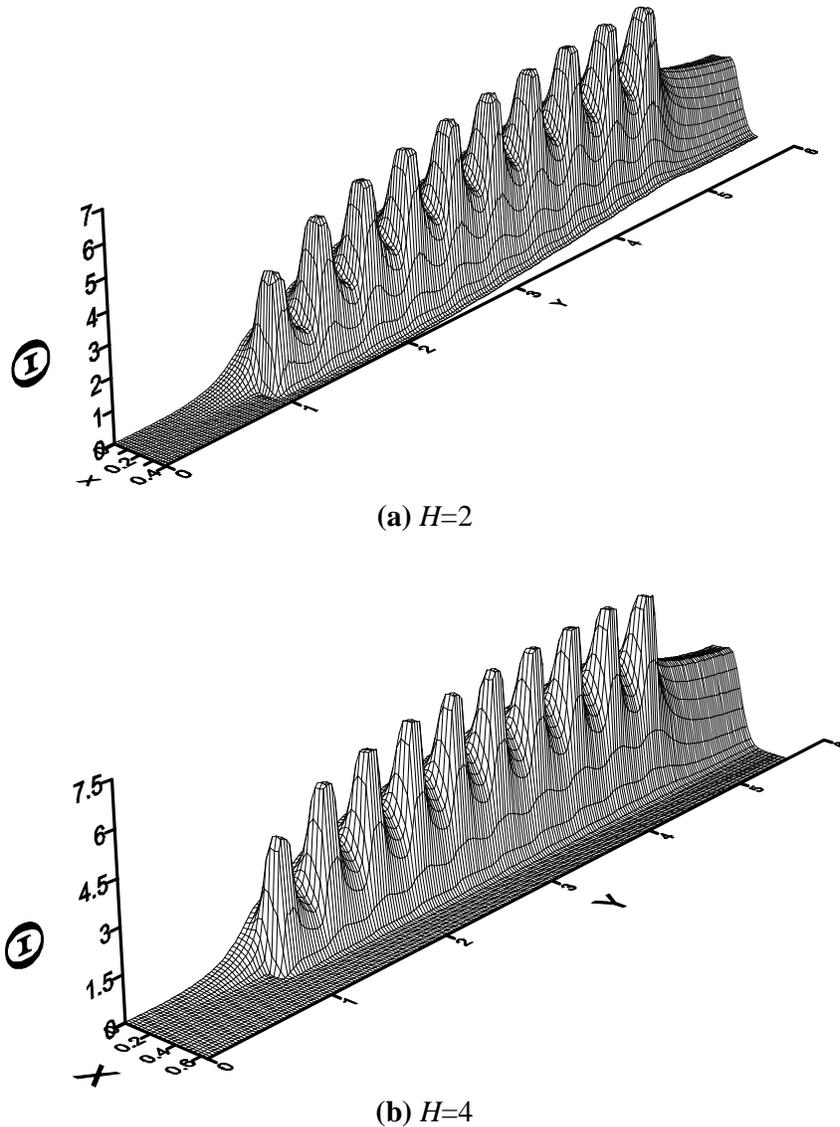
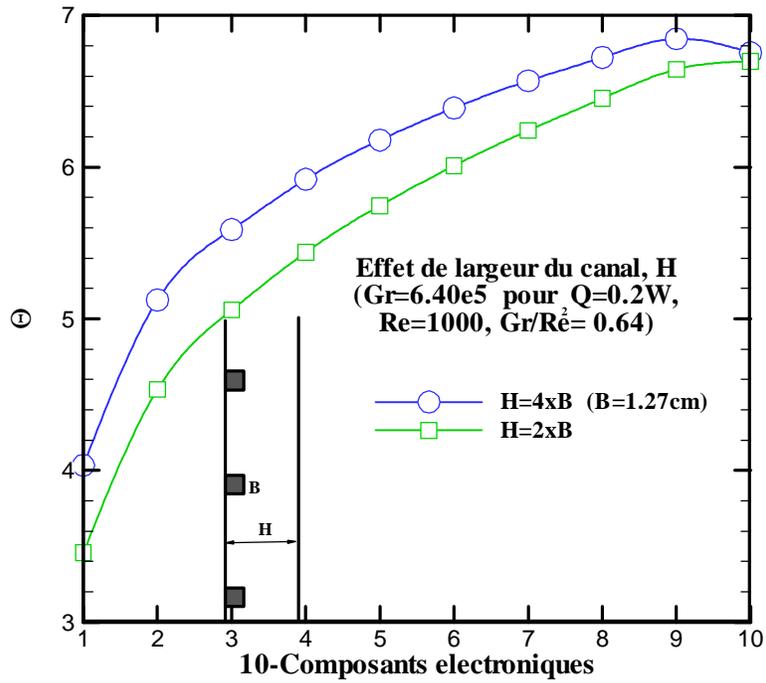
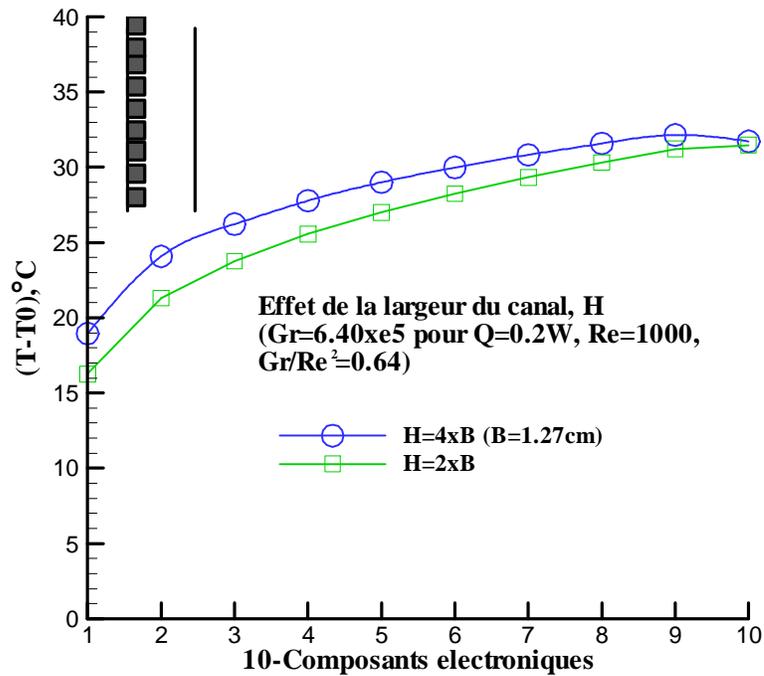


Figure (IV.11) : Iso-surfaces du champ thermique dans le plan X - Y à $Z=0.19$ for $Gr= 6.40 \times 10^5$ ($Q=0.2W$) et $Re= 1000$ ($Gr/Re^2= 0.64$) : Effet de la largeur du canal H sur le champ thermique

Pour un nombre de Grashof $Gr= 6,40.10^5$ et un flux de chaleur $Q= 0,2 W$, un nombre de Reynolds $Re= 1000$ et deux valeurs de H ($H= B$ et $H= 2B$, avec $B= 1,27 cm$), la figure IV.13 illustre l'effet de H sur la distribution du coefficient de transfert de chaleur h_c (en face de chaque composant) . Il est noté que les valeurs de h_c pour $H= 2B$ sont plus grandes en comparaison avec les valeurs du même coefficient pour $H=4B$ pour chaque composant, ce qui explique que le phénomène conducto-convectif est plus important dans le cas où la valeur de H est plus faible et cela conduit à un meilleur refroidissement des composants.



(a) Temperature adimensionnelle Θ



(b) Temperature dimensionnelle (T-T0), °C (Q=0.2W)

Figure (IV.12) : Effet de la largeur du canal H sur la température de chaque composant

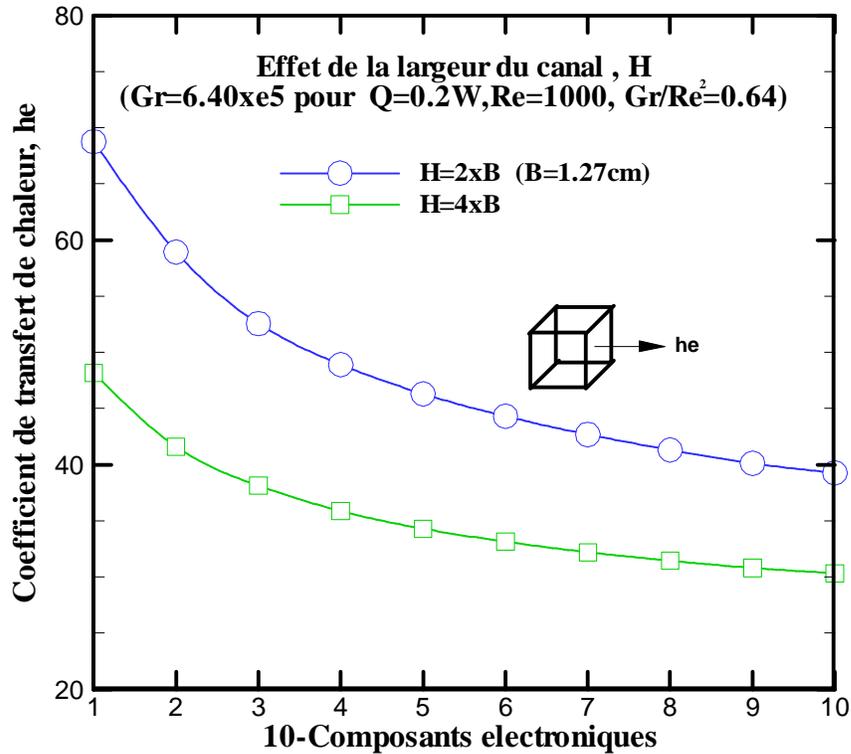


Figure (IV.13) : Effet de la largeur du canal H sur le coefficient de transfert de chaleur adimensionnel he de chaque composant ($Q=0.2W$)

IV.4 Conclusion :

Le refroidissement par convection mixte laminaire tridimensionnelle, conjuguée, de dix composants électroniques chauffés, montés sur une paroi d'un canal vertical est étudié numériquement. La méthode des volumes finis a été utilisée pour résoudre les équations de modélisation. Le champ de température dans chaque composant a été trouvé presque uniforme. Les résultats sont comparés avec les données expérimentales, obtenues avec des paramètres similaires. Un bon et meilleur refroidissement est obtenu lorsque le nombre de Reynolds augmente et l'espacement entre les parois verticales du canal diminue et quand le composant non chauffé est placé entre deux composants chauffés.

CHAPITRE V

Résultats et discussions du cas régime

Turbulent 3-D

V.1. Présentation des résultats :

Dans ce chapitre nous présentons tous les résultats de simulations obtenus pour l'étude de refroidissement à air par convection naturelle turbulente et tridimensionnelle de cinq cubes d'aluminium (sources de chaleur), montés sur une paroi d'un canal vertical. L'écoulement du fluide à l'intérieur du canal est contrôlé par les nombres adimensionnels suivants:

- Le nombre de Prandtl, Pr
- Le nombre de Rayleigh, Ra

Dans cette étude nous avons examiné l'effet du maillage sur la solution numérique. Ensuite nous avons passé aux calculs numériques en régime turbulent, pour faire une étude paramétrique dans le but de voir l'influence et l'effet de certains paramètres sur la nature de l'écoulement. Nous avons donc examiné :

- L'effet du nombre de Rayleigh, Ra
- L'effet du rapport de conductivité (k/k_{air})
- L'effet du non-chauffage des composants
- L'effet de la largeur H du canal

Les champs thermiques et hydrodynamiques, les profils des températures et des coefficients de transfert de chaleurs ainsi que les distributions de l'énergie cinétique et de sa dissipation ont été visualisés graphiquement en fonction des différents paramètres ayant un effet sur l'écoulement. Ceci a été effectué en utilisant les logiciels, Tecplot 11 et Surfer 6.

V.2. Validation du code de calcul :

La validation de notre code de calcul a été faite avec les résultats expérimentaux trouvés par (Ortega et Moffat , 1985). En effet la figure V.2 montre la comparaison entre les valeurs des températures des composants (pour nos simulations et les résultats expérimentaux) .

V.3. Discussion des résultats :

Dans la discussion des résultats nous notons que :

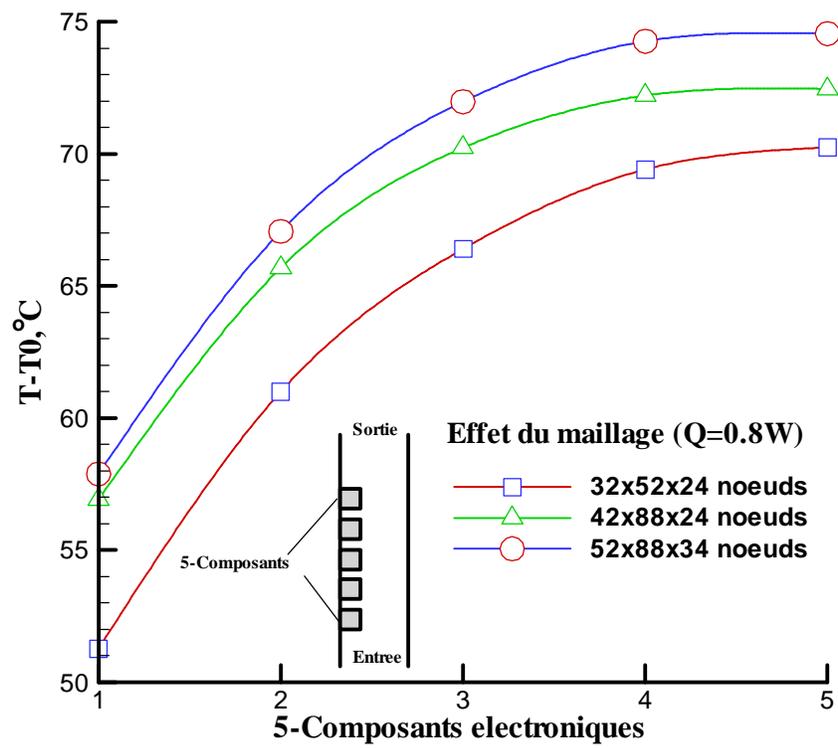
- Pour $Q = 0.8 \text{ W}$, on a $q = 3.90 \cdot 10^5 \text{ W/m}^3$, et $Ra = 1.82 \cdot 10^6$, $q=Q/(BxBxB)$
- pour $Q=1 \text{ W}$, on a $q = 4.87 \cdot 10^5 \text{ W/m}^3$, et $Ra = 2.27 \cdot 10^6$

V.3.1 Effet du maillage sur les solutions numériques :

Afin de procéder à cet effet, nous avons pris en compte trois différents maillages (32x52x24, 42x88x24 et 52x88x34). Pour un flux de chaleur ($Q = 0,8 \text{ w}$), correspondant à un nombre de Rayleigh ($Ra = 1.82 \times 10^6$), l'examen de la figure V.1 donnant les résultats des valeurs de températures dimensionnelles montre que les valeurs de températures pour les deux grilles (42x88x24 et 52x88x34) sont plus proches entre elles par rapport aux valeurs de température de la grille (32x52x24). Mais vu la structure de la grille (52x88x34), nous pouvons conclure que cette dernière capte mieux les couches limites dynamiques et thermiques près des régions solides (la paroi et les sources chaudes), donc ce qui nous permet d'opter pour cette dernière grille.

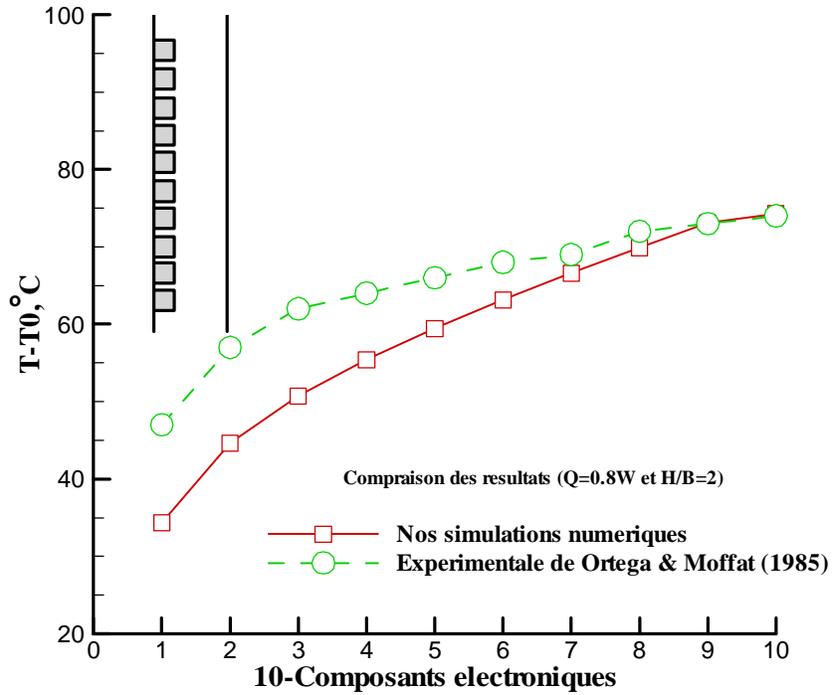
V.3.2 Distribution de la température dimensionnelle (T-T0), en °C, de chaque composant : Comparaison entre nos simulations numériques et les résultats expérimentaux:

Nous avons considéré dix composants électroniques qui sont montés sur une paroi verticale selon deux cas de géométries différentes, dans le premier cas la paroi est celle d'un canal vertical mais dans le deuxième cas la paroi est placée librement dans l'air. Les résultats des températures de nos simulations numériques pour les deux cas considérés ont été comparés avec les résultats expérimentaux effectués par (Ortega et Moffat, 1985). Les températures des dix blocs chauffés, données par les deux cas sont illustrées dans la figure V.2a-b. Il est clair que les résultats de nos simulations numériques de la convection naturelle turbulente où les dix composants sont montés sur une paroi verticale (fig. V.2b) sont en très bon accord avec les résultats expérimentaux, par rapport aux résultats du cas où les dix composants sont montés sur une paroi d'un canal vertical (fig. V.2a), qui sont en accord aussi avec les résultats expérimentaux, mais il y a une différence remarquable entre les valeurs de températures (des six premiers composants) de nos simulations numériques et des résultats expérimentaux.

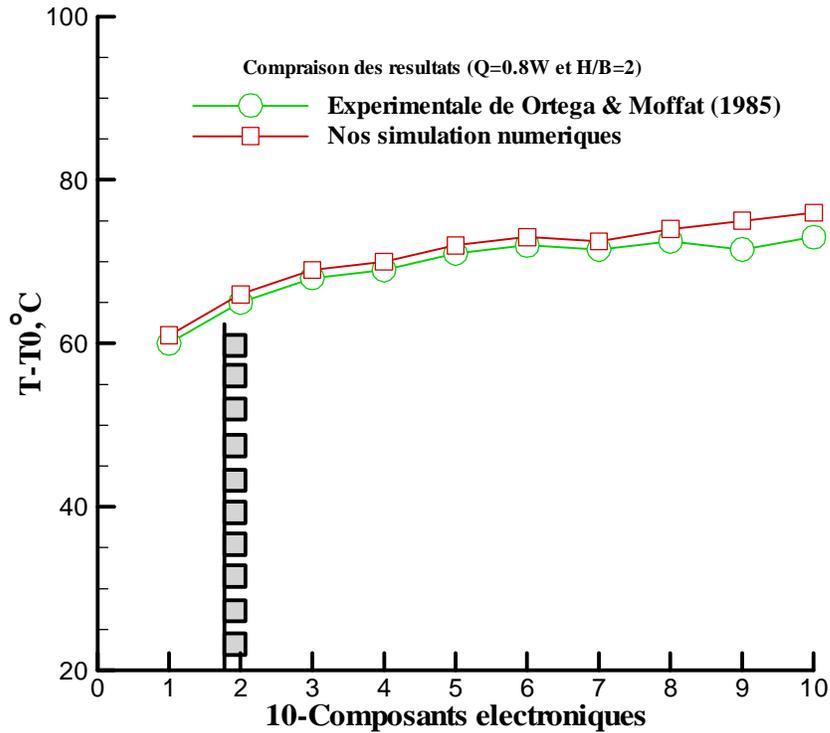


Température dimensionnelle $T-T_0$, en °C

Figure (V. 1) : Effet de trois maillages différents sur la distribution de la température Pour $Q= 0.8W$.



(a) 10-composants montés sur une paroi d'un canal vertical



(b) 10-composants montés sur une paroi verticale

Figure (V.2) : Distribution de la température dimensionnelle (T-T0), en °C, de chaque composant : Comparaison entre nos simulations numériques et les résultats expérimentaux de Ortega & Moffat (1985)

V.3.3 Effets du nombre de Rayleigh (Ra) :

Pour deux valeurs du flux de chaleur ($Q = 0,8 \text{ W}$, $Q = 1 \text{ W}$), correspondants respectivement aux valeurs du nombre de Rayleigh ($Ra = 1,82.10^6$, $Ra = 2,27.10^6$), nous présentons les interprétations des résultats des figures (V.3 – V.13) comme suit :

Vecteurs-vitesses (U-V-W) dans le canal pour différentes valeurs de Q :

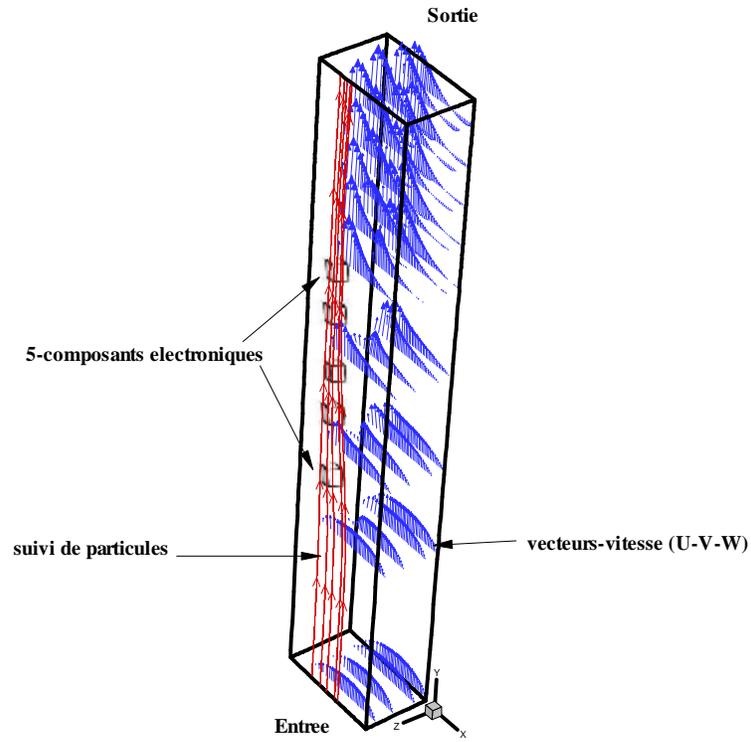
Pour les deux valeurs du nombre de Rayleigh (Ra) considérés ($Ra = 1,82.10^6$, $Ra = 2,27.10^6$) les vecteurs-vitesses (U-V-W) dans le canal sont présentés dans la figure V.3a-b. Pour chaque valeur de (Ra), il est constaté que l'écoulement commence à l'entrée du canal avec des profils de vitesses paraboliques, après une certaine distance d'écoulement ces profils se déforment et augmentent en grandeurs avec l'accroissement de la distance Y (compté dans le sens du bas vers le haut du canal). On note que les vecteurs-vitesses augmentent avec l'accroissement de Ra (à cause de l'augmentation de la force de flottabilité), ce qui conduit à l'augmentation de l'évacuation de la chaleur à l'extérieur du canal.

Distribution horizontale de la vitesse adimensionnelle V dans le canal pour différentes valeurs de Q:

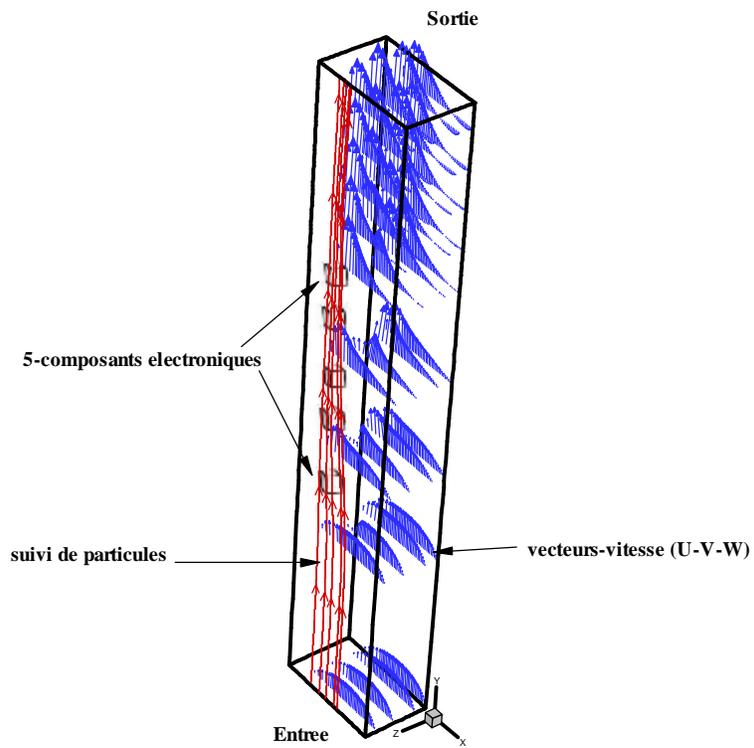
Pour les deux valeurs du nombre de Rayleigh (Ra) utilisées ($Ra = 1,82.10^6$, $Ra = 2,27.10^6$), la distribution horizontale de la vitesse adimensionnelle V dans le canal est donnée dans la figure V.4a-b. Pour chaque valeur de (Ra), il est clair que si la distance Y (comptée à partir du bas du canal) augmente, les profils des vitesses augmentent en valeurs et se rapprochent de plus en plus vers le côté de la paroi gauche. Pour les trois distances Y (Y_1 , Y_2 , Y_3) on constate que les valeurs de V dans le canal augmentent avec l'accroissement de (Ra); ce qui explique l'augmentation de la force de flottabilité et, par conséquent, l'augmentation du taux d'évacuation de la chaleur dissipée à partir des composants.

Iso-surfaces de la température adimensionnelle Q dans le plan (X-Y) le long des composants électroniques pour différentes valeurs de Q :

La figure (V.5a-b) illustre les iso-surfaces de la température adimensionnelle Θ dans le plan

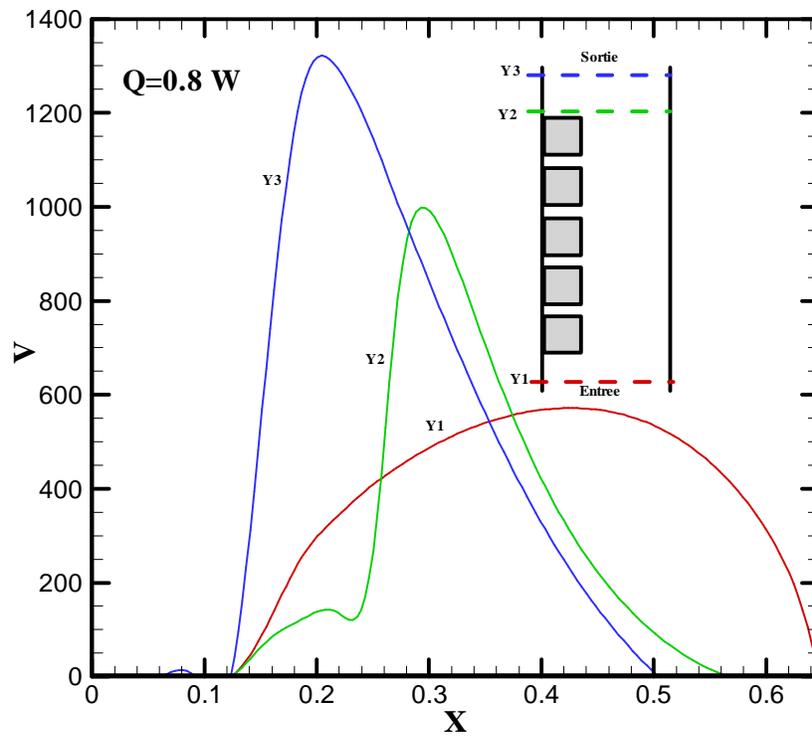


(a) $Q=0.8W$ ($Ra=1.82 \times 10^6$)

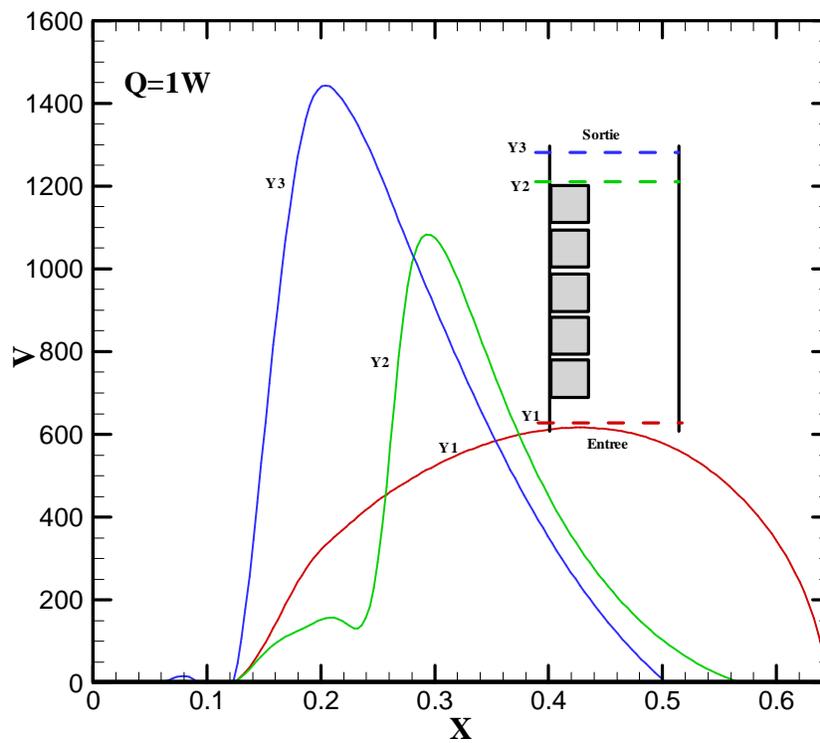


(b) $Q=1W$ ($Ra=2.27 \times 10^6$)

Figure (V.3) : Vecteurs-vitesse (U-V-W) dans le canal pour différentes valeurs de Q



(a) $Q=0.8W$



(b) $Q=1W$

Figure (V.4) : Distribution horizontale de la vitesse adimensionnelle V dans le canal pour différentes valeurs de Q

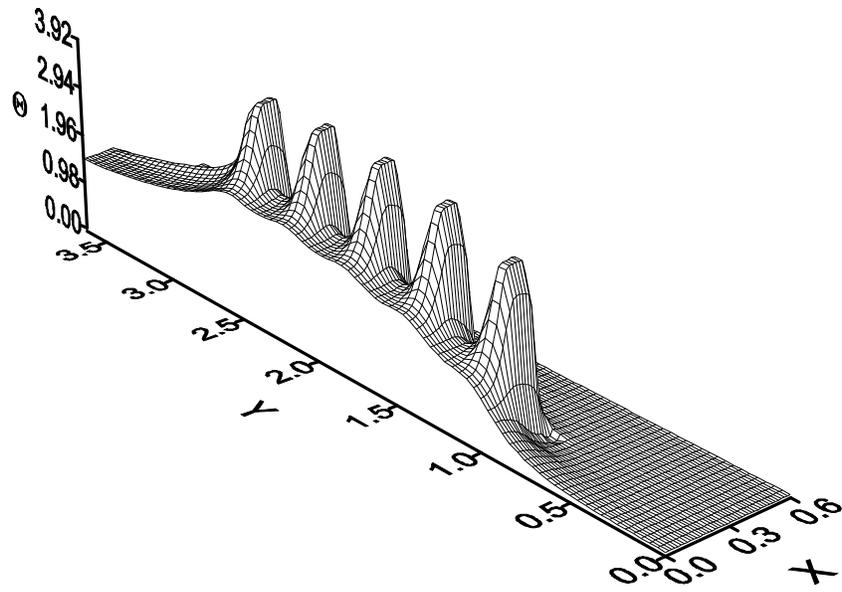
(X-Y), le long des composants électroniques pour les deux valeurs du nombre de Rayleigh (Ra) considérées ($Ra = 1,82.10^6$, $Ra = 2,27.10^6$). Pour chaque valeur de (Ra), il est clair qu'à l'entrée du canal l'écoulement est à la température ambiante, quand il s'approche des blocs il évacue de la chaleur par convection en formant une couche limite thermique fine autour des blocs, plus près de la plaque. La température à l'extrémité de chaque bloc chauffé est presque constante; aussi, les variations de température sont concentrées autour des blocs chauds. Dans la direction horizontale, la température diminue jusqu' à la température ambiante en formant ainsi des couches limites, thermiques et minces. Pour l'effet de (Ra) sur le champ thermique, on constate que la température adimensionnelle diminue avec l'accroissement de (Ra) ; Cela est dû à l'augmentation de la vitesse verticale, ce qui améliore le transfert de chaleur par convection, ce qui entraîne l'évacuation beaucoup plus de chaleur à partir des blocs.

Iso-surfaces de la température adimensionnelle Q dans le plan (X-Y) à $Z=0$ pour différentes valeurs de Q :

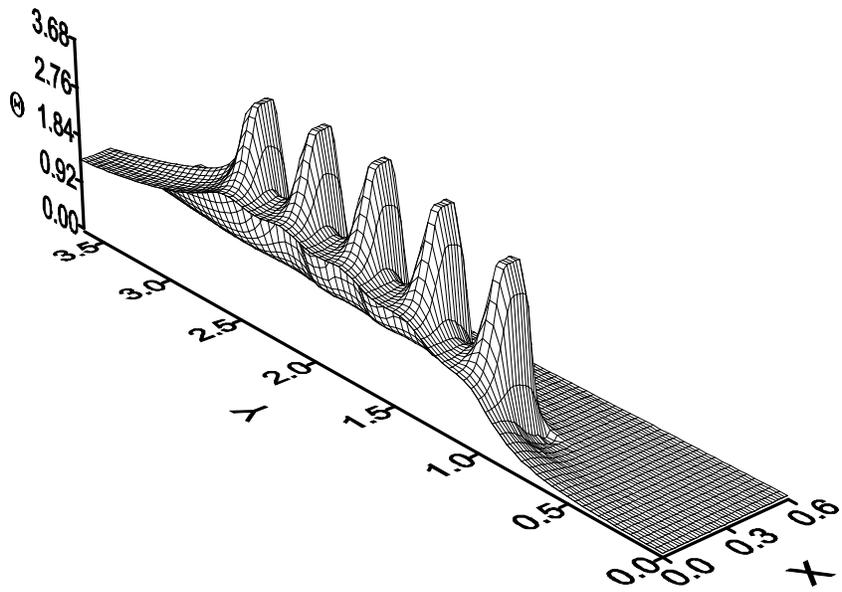
La figure V.6a-b illustre les Iso-surfaces de la température adimensionnelle Θ dans le plan (X-Y) à $Z=0$ pour les deux valeurs du nombre de Rayleigh (Ra) considérées ($Ra = 1,82.10^6$, $Ra = 2,27.10^6$). Pour chaque valeur de (Ra), On constate qu'à l'entrée du canal la température est constante et égale à celle de l'ambiance. Les variations de température sont concentrées dans la partie du plan (X-Y) qui se trouve à coté des blocs chauds. Dans la direction horizontale, la température diminue jusqu' à la température ambiante en formant ainsi des couches limite, thermique et minces. Pour l'effet de (Ra) sur le champ thermique, on constate que la température adimensionnelle diminue avec l'accroissement de (Ra) ; Cela est dû à l'augmentation de la vitesse verticale, ce qui améliore le transfert de chaleur par convection et, par conséquent, l'évacuation beaucoup plus de la chaleur à l'extérieur du canal.

Iso-surfaces de la température adimensionnelle Q dans le plan (X-Z) à la sortie du canal pour différentes valeurs de Q :

La figure V.7a-b montre les iso-surfaces de la température adimensionnelle Θ dans le plan (X-Z) à la sortie du canal pour les deux valeurs du nombre de Rayleigh (Ra) utilisées ($Ra =$

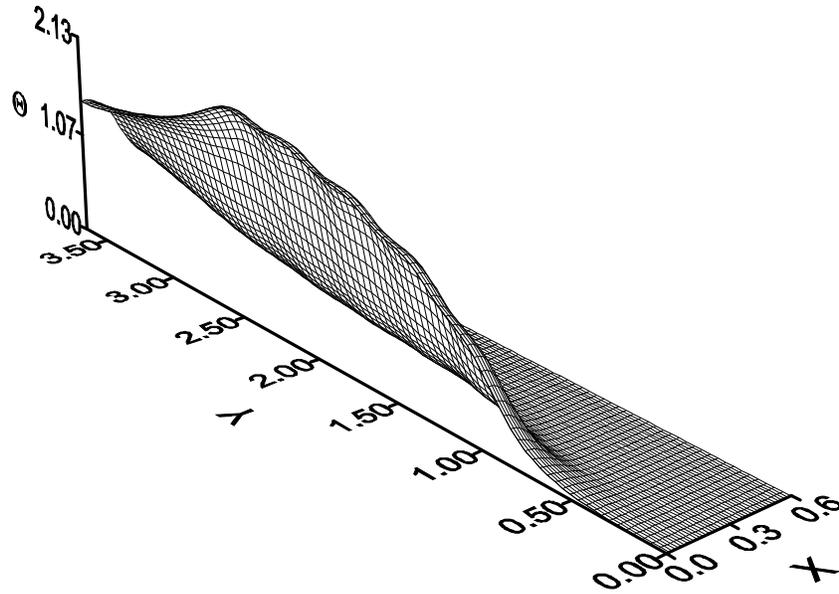


(a) $Q=0.8W$

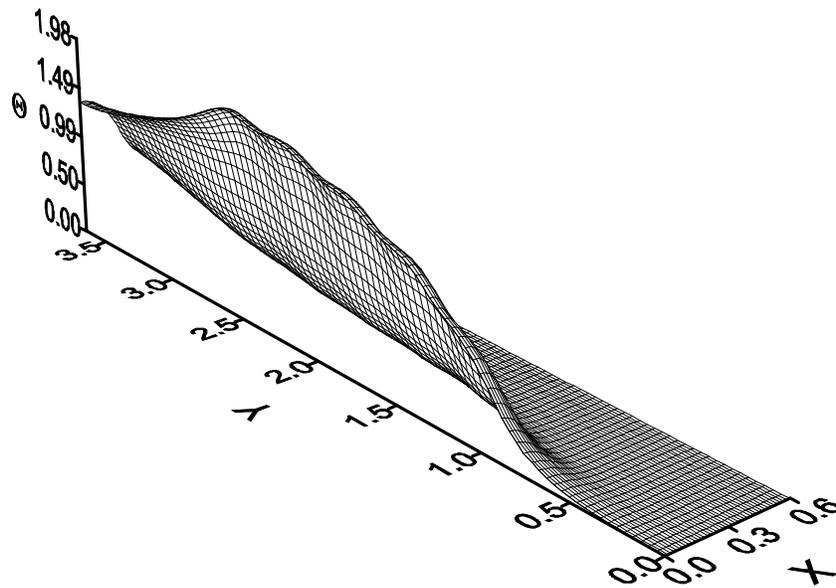


(b) $Q=1W$

Figure (V.5) : Iso-surfaces de la température adimensionnelle Θ dans le plan (X-Y) le long des composants électroniques pour différentes valeurs de Q



(a) $Q=0.8W$



(b) $Q=1W$

Figure (V.6) : Iso-surfaces de la température adimensionnelle Θ dans le plan (X-Y) à $Z=0$ pour différentes valeurs de Q

$1,82 \cdot 10^6$, $Ra = 2,27 \cdot 10^6$). Pour chaque valeur de (Ra) , avec l'accroissement de X nous remarquons qu'il existe un pic de températures du côté des composants et ensuite les températures du champ thermique diminuent jusqu'à la température ambiante en formant une couche limite thermique. Nous constatons aussi que les températures du champ thermique diminuent avec l'accroissement de (Ra) , Cela est dû à l'augmentation de la vitesse verticale, ce qui entraîne l'évacuation beaucoup plus de chaleur et, par conséquent, la diminution des températures dans le plan $(X-Z)$ à la sortie du canal.

Distribution verticale de la température pour différentes valeurs de Q:

La température de la surface de contact d'un bloc avec la paroi est la température maximale du bloc, car la distribution de température dans le bloc diminue de la paroi au bord du bloc (le bord étant en contact avec l'air et est donc la partie la plus froide du bloc). C'est la raison pour laquelle on s'intéresse à la température de la paroi plutôt que celle du bloc. La température de la paroi donc doit être inférieure à la température critique, nécessaire pour la régulation thermique. En outre, les résultats présentés dans la figure V.8a sont de la distribution verticale de la température adimensionnelle pour deux valeurs du nombre de Rayleigh ($Ra = 1,82 \cdot 10^6$, $Ra = 2,27 \cdot 10^6$). La distribution de la température dimensionnelle est obtenue en utilisant la densité de chaleur q . C'est pourquoi les résultats pour $q = 4,87 \cdot 10^5 \text{ W/m}^3$ semblent être inférieurs à ceux pour $q = 3,90 \cdot 10^5 \text{ W/m}^3$. Avec un simple calcul en utilisant la figure V.8a nous montrons que l'inverse est vrai pour la température dimensionnelle, par exemple on a:

Pour $q = 4,87 \cdot 10^5 \text{ W/m}^3$, on a : $\Theta_{\max} = 2,2$, donc $T_{\max} - T_0 = \Theta_{\max} \cdot q \cdot L_y^2 / k_c$

Avec $L_y = 10 \text{ cm}$ et $k_c = 204 \text{ W/m} \cdot ^\circ\text{C}$ on trouve : $T_{\max} - T_0 = 2,2 \cdot 4,87 \cdot 10^5 \cdot 10^{-2} / 204 = 52,5 \text{ } ^\circ\text{C}$

Pour $q = 3,90 \cdot 10^5 \text{ W/m}^3$, on a : $\Theta_{\max} = 2,35$, donc $T_{\max} - T_0 = \Theta_{\max} \cdot q \cdot L_y^2 / k_c$

Avec $L_y = 10 \text{ cm}$ et $k_c = 204 \text{ W/m} \cdot ^\circ\text{C}$ on trouve : $T_{\max} - T_0 = 2,35 \times 3,90 \cdot 10^5 \cdot 10^{-2} / 204 = 44,92 \text{ } ^\circ\text{C}$

D'après la figure V.8a il est clair que pour les deux valeurs du nombre de Rayleigh (Ra) considérées ($Ra = 1,82 \cdot 10^6$, $Ra = 2,27 \cdot 10^6$), l'élévation de température entre le cinquième et quatrième bloc est plus petite que celle entre le quatrième et le troisième bloc ; et entre le troisième et deuxième bloc est plus petite que celle entre le deuxième et le premier bloc. Cela est dû à l'augmentation progressive de la vitesse verticale, ce qui améliore le coefficient de transfert de chaleur par convection, ce qui entraîne l'évacuation beaucoup plus de la chaleur.

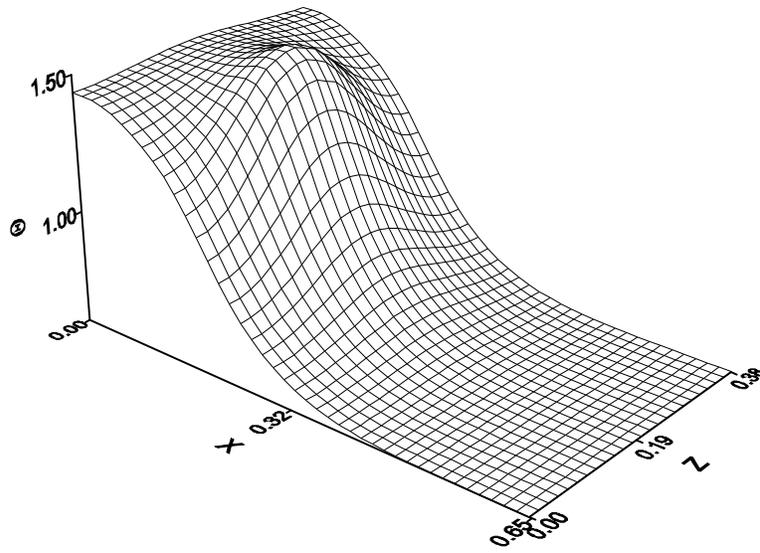
Ce résultat est confirmé par les travaux expérimentaux de (Ortega et Moffat, 1985). qui ont également signalé que l'élévation de température d'un arrangement de blocs cubiques chauffés, monté sur une paroi verticale devient constante après le quatrième bloc. Les résultats de la figure V.8b confirme se que nous avons calculé ci-dessus (fig. V.8a). On remarque que les température adimensionnelle et dimensionnelle varient en sens inverse avec l'accroissement de du nombre de Rayleigh (la température adimensionnelle diminue et la température dimensionnelle augmente) ; et que les differences de temperatures entre chaque deux bloc consécutifs pour la meme valeur de (Ra) diminue dans le sens du bas vers le haut (c'est-à-dire du premier bloc vers le cinquième bloc). Cela est dû à l'augmentation progressive de la vitesse verticale, ce qui améliore le coefficient de transfert de chaleur par convection, ce qui entraîne l'évacuation beaucoup plus de la chaleur à partir des blocs et, par conséquent, un bon refroidissement des blocs.

Iso-surfaces de l'énergie cinétique de turbulence adimensionnelle K dans le plan (X-Y) le long des composants électroniques pour différentes valeurs de Q:

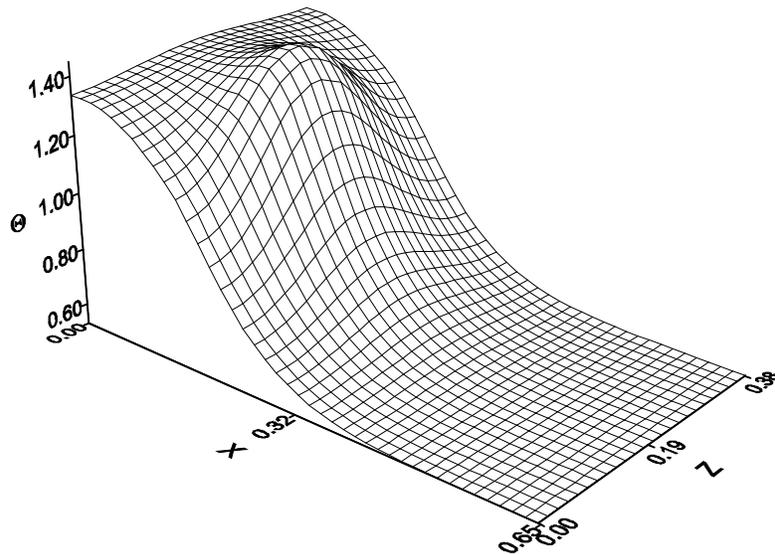
Les iso-surfaces de l'énergie cinétique de turbulence adimensionnelle K dans le plan (X-Y) le long des composants électroniques pour les deux valeurs du nombre de Rayleigh (Ra) considérées ($Ra = 1,82 \cdot 10^6$, $Ra = 2,27 \cdot 10^6$), sont illustrées dans la figure V.9a-b. Il est clair que la variation de l'énergie cinétique est affecté par les blocs, les régions solides, où K est égal à zéro. Les sauts de K autour des cubes conduisent à une variation complexe de l'énergie cinétique de turbulence. Ces sauts ont des valeurs plus élevées en aval de la conduite, où la turbulence est renforcée. Nous constatons aussi que les valeurs de l'énergie cinétique augmentent avec l'accroissement de (Ra).

Iso-surfaces de la dissipation e adimensionnelle de l'énergie cinétique de turbulence dans le plan (X-Y) le long des composants électroniques pour différentes valeurs de Q :

Les iso-surfaces de la dissipation ϵ adimensionnelle de l'énergie cinétique de turbulence dans le plan (X-Y) le long des composants électroniques pour les deux valeurs du nombre de Rayleigh (Ra) utilisées ($Ra = 1,82 \cdot 10^6$, $Ra = 2,27 \cdot 10^6$) sont données dans la figure V.9a-b. On note que. la variation de ϵ est complexe en raison des sauts de ϵ autour des cubes. Les valeurs élevées de ϵ sont concentrées autour des blocs et plus proche du haut du canal. Nous remarquons aussi que les valeurs de de la dissipation ϵ de l'énergie cinétique augmentent avec l'accroissement de (Ra).

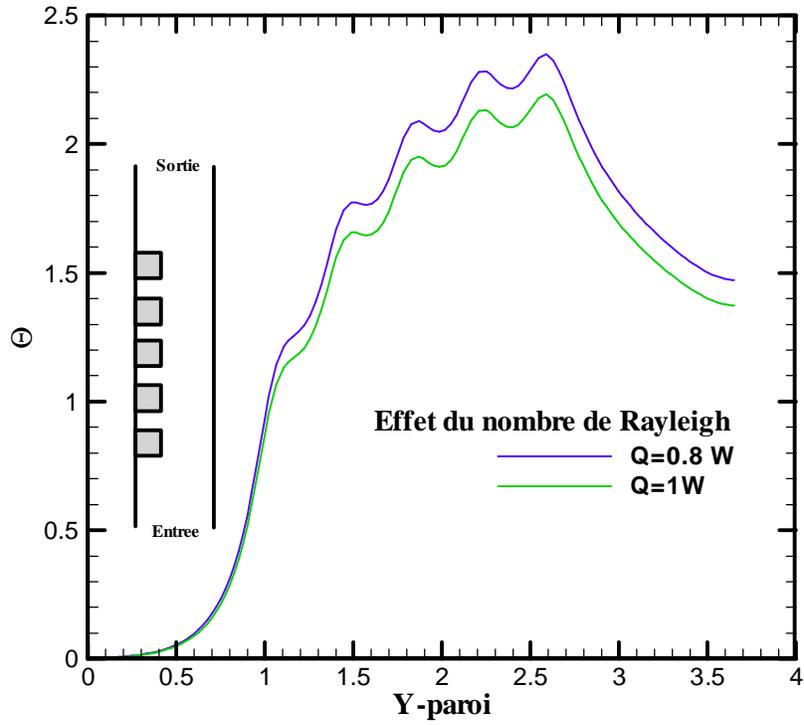


(a) $Q=0.8W$

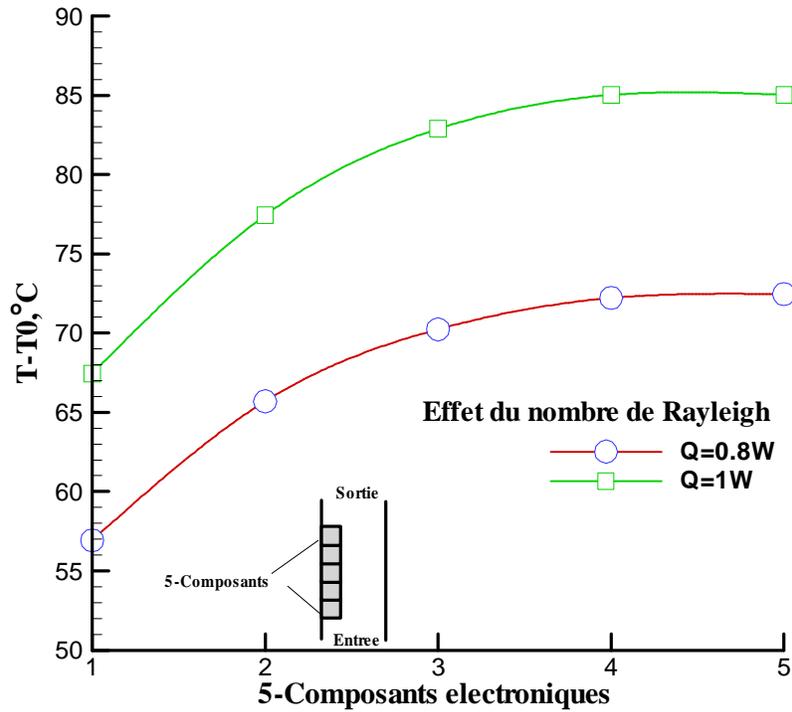


(b) $Q=1W$

Figure (V.7) : Iso-surfaces de la température adimensionnelle Θ dans le plan (X-Z) à la sortie du canal pour différentes valeurs de Q

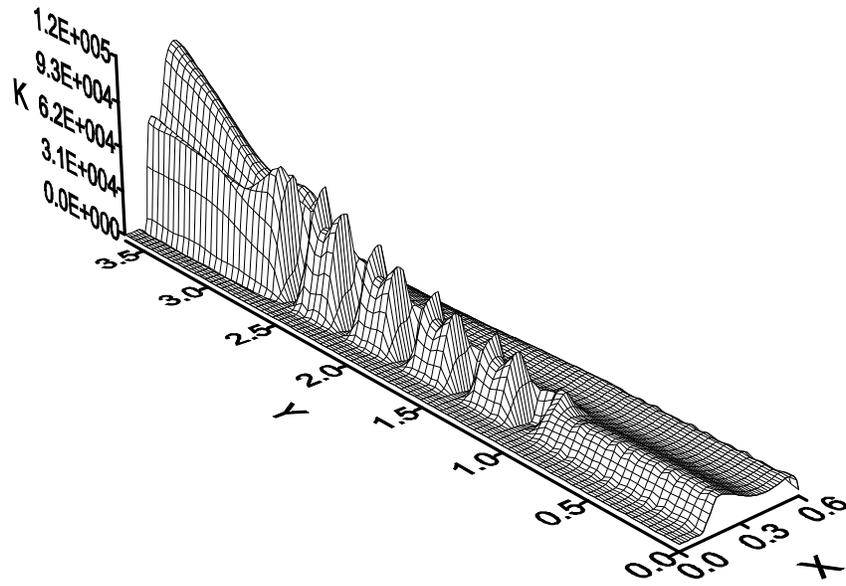


(a) Température adimensionnelle Θ

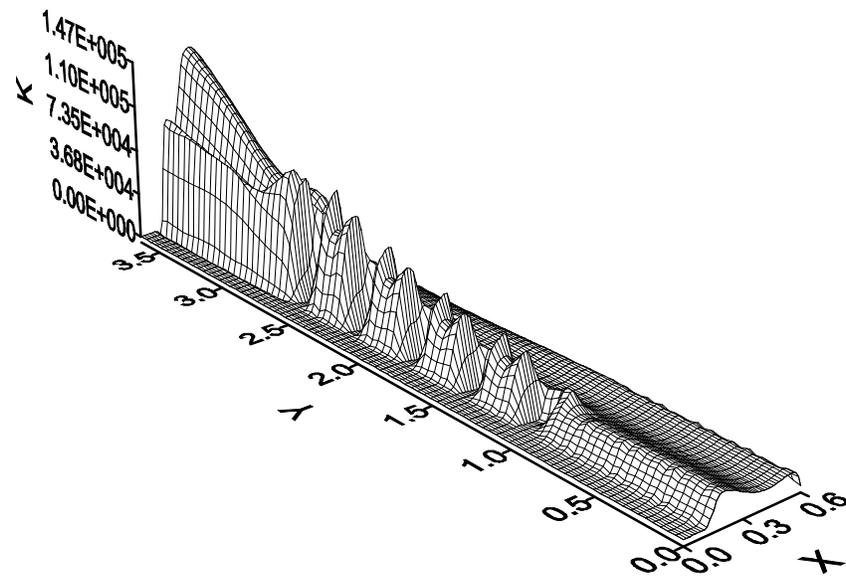


(b) Température dimensionnelle $T-T_0$, en $^{\circ}\text{C}$

Figure (V.8) : Distribution verticale de la température pour différentes valeurs de Q

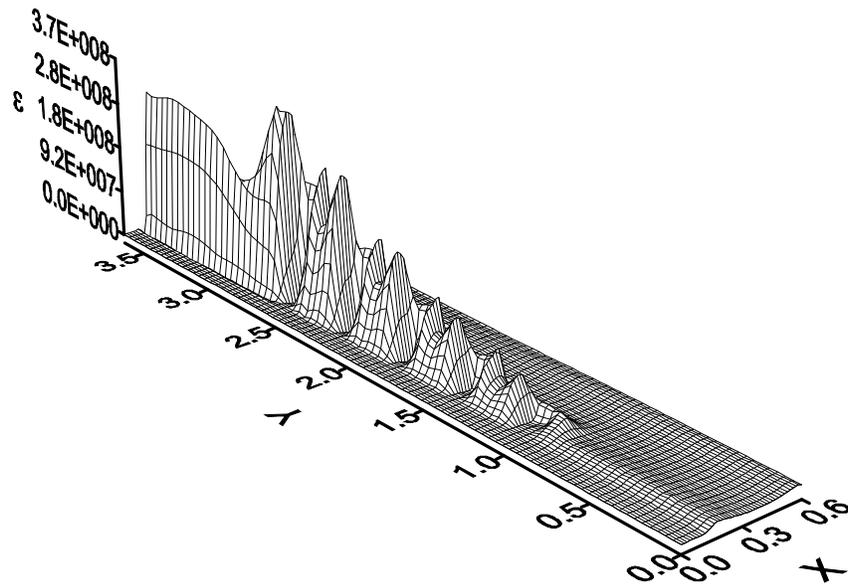


(a) $Q=0.8W$

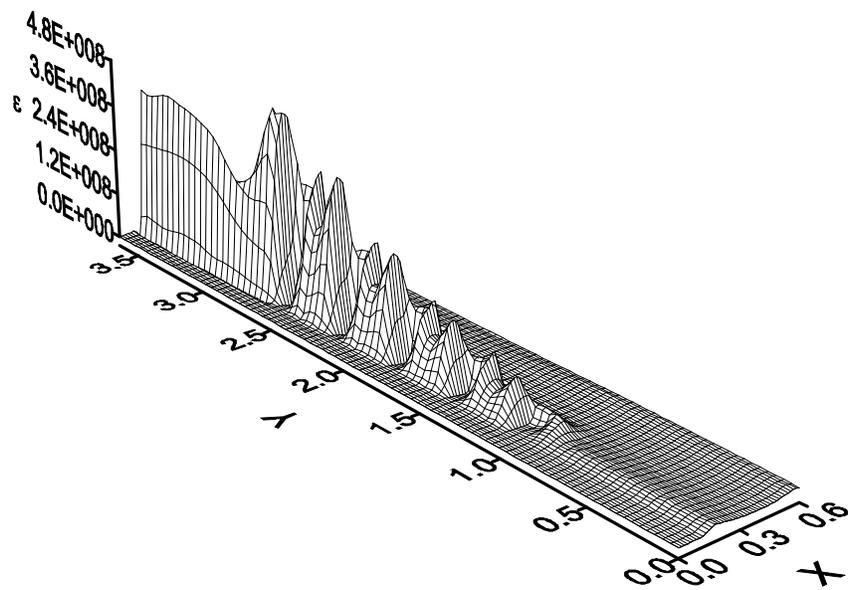


(b) $Q=1W$

Figure (V.9) : Iso-surfaces de l'énergie cinétique de turbulence adimensionnelle K dans le plan (X-Y) le long des composants électroniques pour différentes valeurs de Q



(a) $Q=0.8W$



(b) $Q=1W$

Figure (V.10) : Iso-surfaces de la dissipation ϵ adimensionnelle de l'énergie cinétique de turbulence dans le plan (X-Y) le long des composants électroniques pour différentes valeurs de Q

Iso-surfaces de la viscosité turbulente ν_t^* adimensionnelle dans le plan (X-Y) le long des composants électroniques pour différentes valeurs de Q:

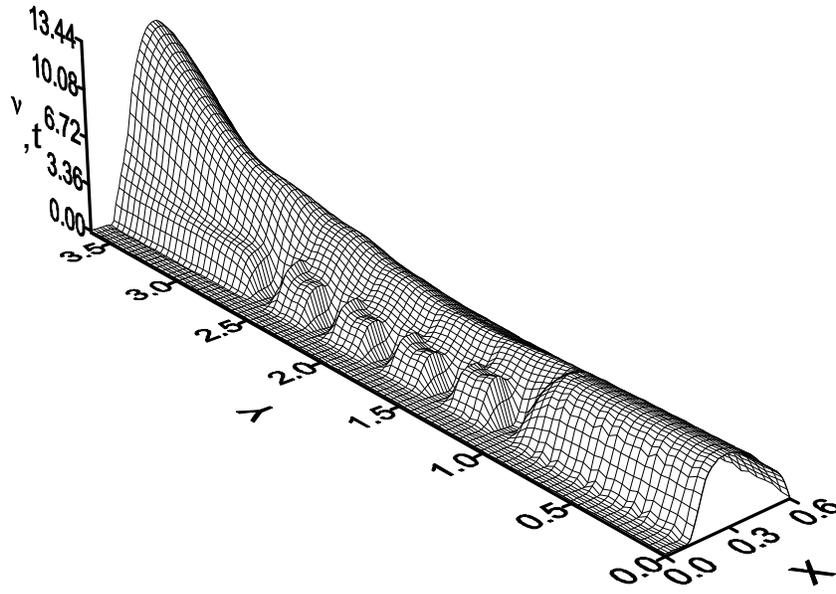
Les iso-surfaces de la viscosité turbulente v_t^* adimensionnelle dans le plan (X-Y) le long des composants électroniques pour les deux valeurs du nombre de Rayleigh (Ra) considérées (Ra = $1,82 \cdot 10^6$, Ra = $2,27 \cdot 10^6$) sont présentés dans la figure V.11a-b. Il est clair que pour chaque valeur de (Ra), la figure affiche une viscosité turbulente égale à zéro dans les surfaces solides et maintient une valeur à peu près constante loin d'elles, entre l'entrée et le milieu du canal. Toutefois, l'augmentation progressive de la viscosité est constatée entre le milieu et la sortie du canal. Près de la plaque gauche, en raison des blocs solides, dans cette région on remarque qu'il y a une succession des sauts de la viscosité turbulente entre des valeurs nulles ; ces sauts de la viscosité atteignent des valeurs maximales qui sont comparables aux valeurs du courant d'air voisin. Enfin, on remarque que les valeurs de la viscosité turbulente augmentent avec l'accroissement de (Ra).

Iso-surfaces de la viscosité turbulente v_t^* adimensionnelle dans le plan (X-Y) à Z=0 pour différentes valeurs de Q:

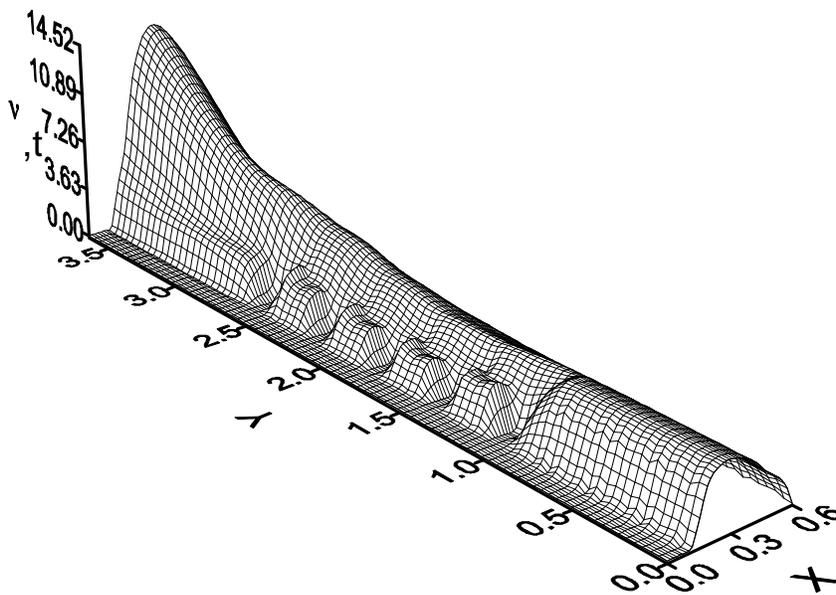
Les iso-surfaces de la viscosité turbulente v_t^* adimensionnelle dans le plan (X-Y) à Z = 0 pour les deux valeurs du nombre de Rayleigh (Ra) considérées (Ra = $1,82 \cdot 10^6$, Ra = $2,27 \cdot 10^6$) sont présentées dans la figure V.12a-b. Il est clair que pour chaque valeur de (Ra), la figure affiche une viscosité turbulente égale à zéro dans les surfaces solides et maintient une valeur à peu près constante loin d'elles, entre l'entrée et le milieu du canal. Toutefois, l'augmentation progressive de la viscosité est constatée entre le milieu et la sortie du canal. Nous constatons que les valeurs de la viscosité turbulente augmentent avec l'accroissement de (Ra).

Iso-surfaces de la viscosité turbulente v_t^* adimensionnelle dans le plan (X-Z) à la sortie du canal pour différentes valeurs de Q:

Les iso-surfaces de la viscosité turbulente v_t^* adimensionnelle dans le plan (X-Z) à la sortie du canal pour les deux valeurs du nombre de Rayleigh (Ra) considérés (Ra = $1,82 \cdot 10^6$, Ra = $2,27 \cdot 10^6$) sont présentées dans la figure V.13a-b. Il est clair que pour chaque valeur de (Ra) la viscosité turbulente v_t^* adimensionnelle dans le plan (X-Z) à la sortie du canal reste nulle pour $0 \leq X \leq 0,12$, puis augmente progressivement jusqu'à un maximum et après diminue progressivement aussi vers zéro, du côté de l'autre paroi verticale. Nous notons que les valeurs de la viscosité turbulente augmentent avec l'accroissement de (Ra).

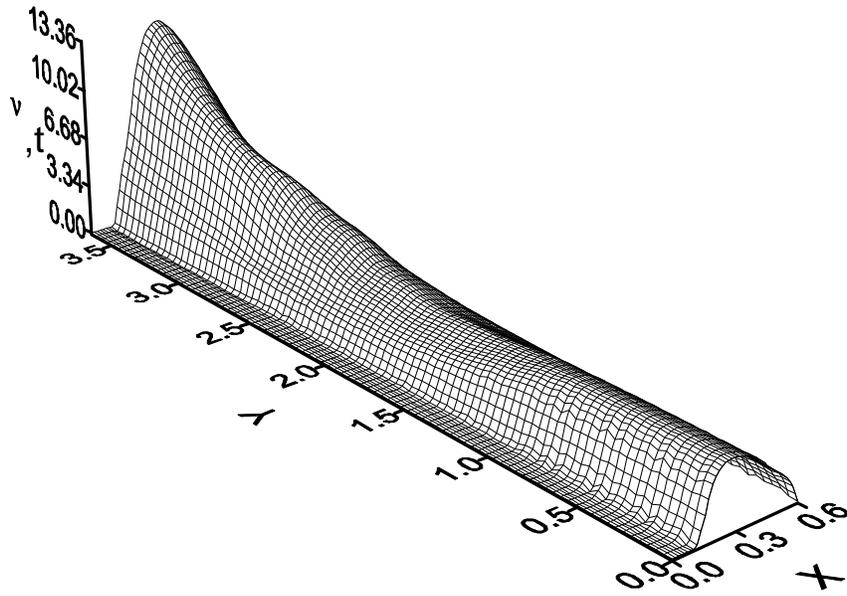


(a) $Q=0.8 W$

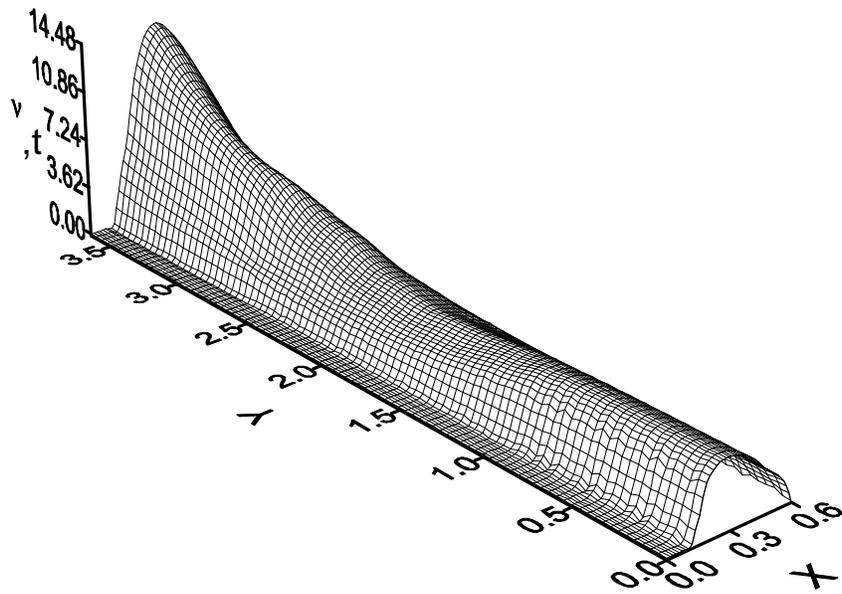


(b) $Q=1 W$

Figure (V.11) : Iso-surfaces de la viscosité turbulente v_t^* adimensionnelle dans le plan (X-Y) le long des composants électroniques pour différentes valeurs de Q

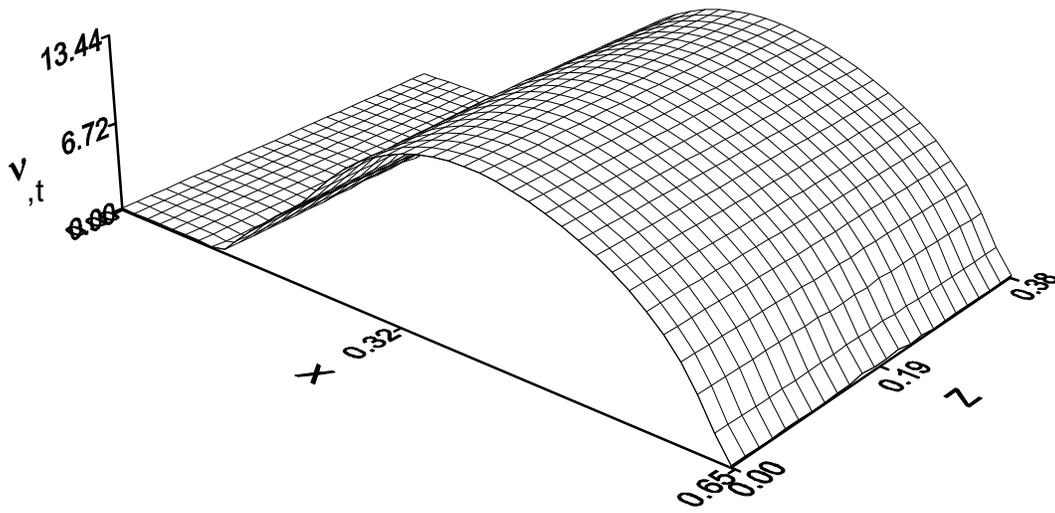


(a) $Q=0.8W$

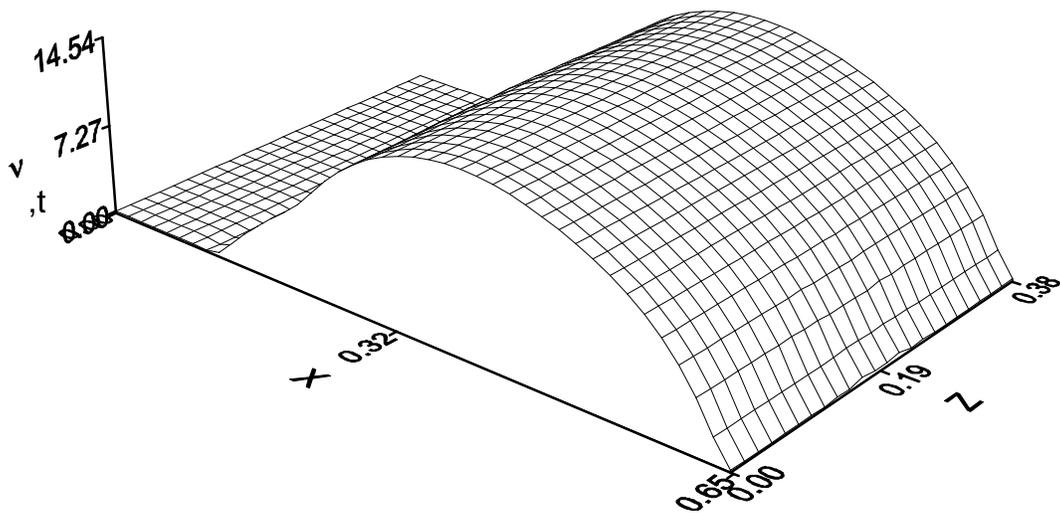


(b) $Q=1W$

Figure (V.12) : Iso-surfaces de la viscosité turbulente v_t^* adimensionnelle dans le plan (X-Y) à $Z=0$ pour différentes valeurs de Q



(a) $Q=0.8W$



(b) $Q=1W$

Figure (V.13) : Iso-surfaces de la viscosité turbulente v_t^* adimensionnelle dans le plan (X-Z) à la sortie du canal pour différentes valeurs de Q

V.3.4 Effets de la conductivité adimensionnelle (k/kair):

Pour deux valeurs de la conductivité adimensionnelle ($k/k_{air} = 0,1$ et $k/k_{air} = 10$) et un flux de chaleur ($Q = 0,8 W$), nous présentons les interprétation des résultats des figures (V.14 – V.18) comme suit :

Vecteurs-vitesses (U-V-W) dans le canal pour différentes valeurs de k/kair:

Les vecteurs-vitesses (U-V-W) dans le canal pour $Q=0.8W$ et les deux valeurs de la conductivité adimensionnelle k/k_{air} considérées ($k/k_{air} = 0,1$ et $k/k_{air} = 10$) sont présentées dans la figure V.14a-b. Il est clair que pour chaque valeur de (k/k_{air}) les profils de vitesses sont uniformes à l'entrée du canal ; mais après un certain parcours ces profils se déforment et augmentent en grandeurs près des blocs chauffés. Au voisinage des blocs chauffés, le fluide chaud est accéléré, ce qui conduit à un renforcement du transfert de chaleur par convection. On remarque que les vecteurs-vitesses (U-V-W) dans le canal diminuent avec l'accroissement de la conductivité adimensionnelle (k/k_{air}).

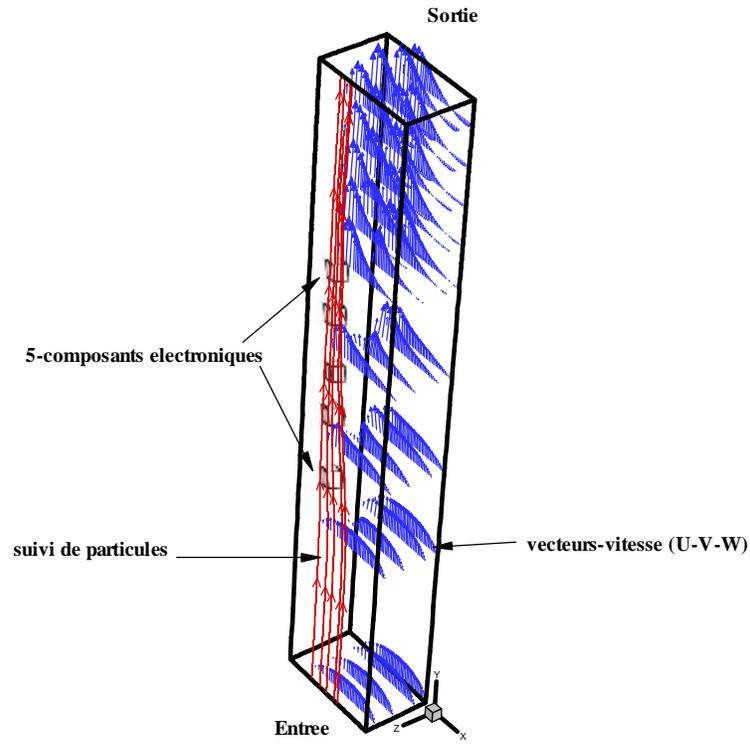
Distribution horizontale de la vitesse adimensionnelle V dans le canal pour différentes valeurs de k/k_{air} ($Q=0.8W$):

La distribution horizontale de la vitesse adimensionnelle V dans le canal pour $Q=0.8W$ pour les deux valeurs de la conductivité adimensionnelle k/k_{air} considérées ($k/k_{air} = 0,1$ et $k/k_{air} = 10$) sont illustrées dans la figure V.15a-b. Pour chaque valeur de (k/k_{air}), il est clair que si la distance Y (comptée à partir du bas du canal) augmente, ces profils augmentent en valeurs et se rapprochent de plus en plus vers le côté de la paroi gauche. Pour les trois distance Y (Y1, Y2, Y3) on constate que les valeurs de la distribution horizontale de la vitesse adimensionnelle V dans le canal diminuent avec l'augmentation de la conductivité adimensionnelle (k/k_{air}) ; ce qui explique la diminution de la force de flottabilité et, par conséquent, la diminution du taux d'évacuation de la chaleur dissipée à partir des composants.

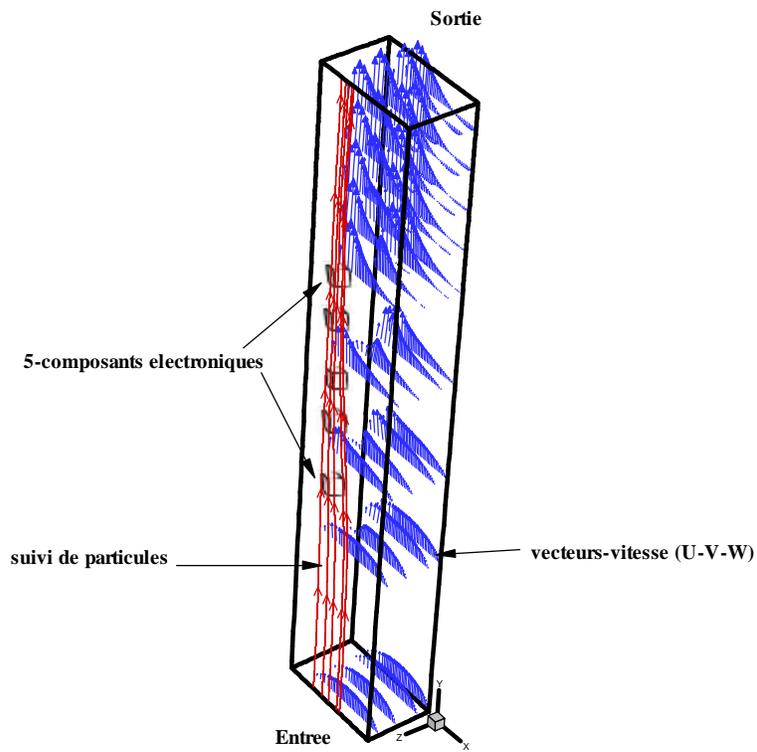
Distribution verticale de la température pour différentes valeurs de k/k_{air} ($Q=0.8W$):

Les résultats présentés dans la figure V.16a sont de la température adimensionnelle, qui est obtenue en fonction de la conductivité adimensionnelle (k/k_{air}) et de la distance verticale Y, en utilisant le flux de chaleur $Q = 0,8 W$. Avec un simple calcul, en utilisant la figure V.16a , on trouve les valeurs des températures adimensionnelles et dimensionnelles ,par exemple on a:

Pour $k/k_{air} = 0,1$, on a : $\Theta_{max} = 2,55$, donc $T_{max}-T_0 = \Theta_{max} \cdot q \cdot L_y^2 / k_c$
donc : $T_{max}-T_0 = 2,55 \times 3,90 \cdot 10^5 \cdot 10^{-2} / 204 = 48,75 \text{ } ^\circ\text{C}$

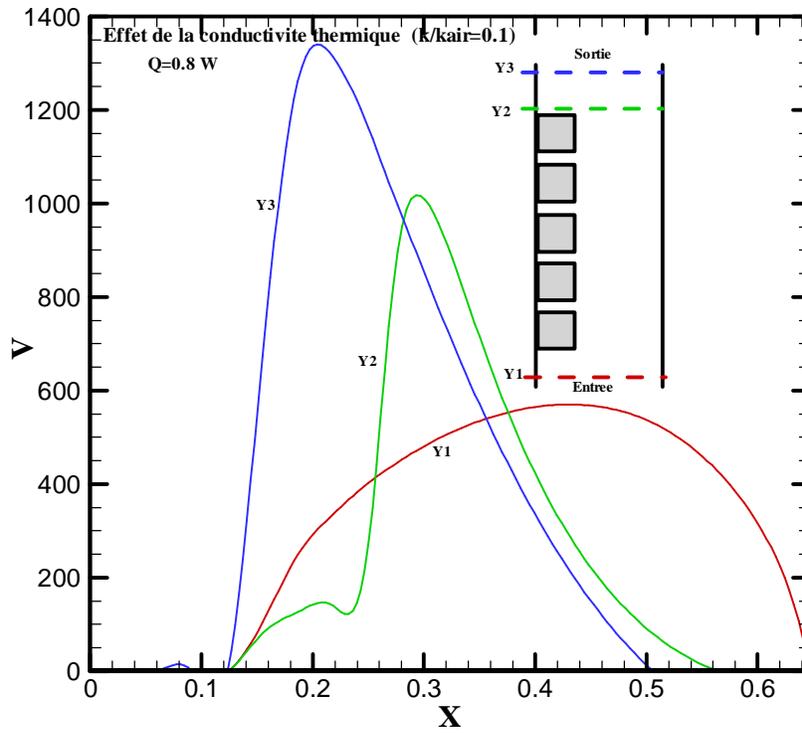


(a) $k/k_{air}=0.1$

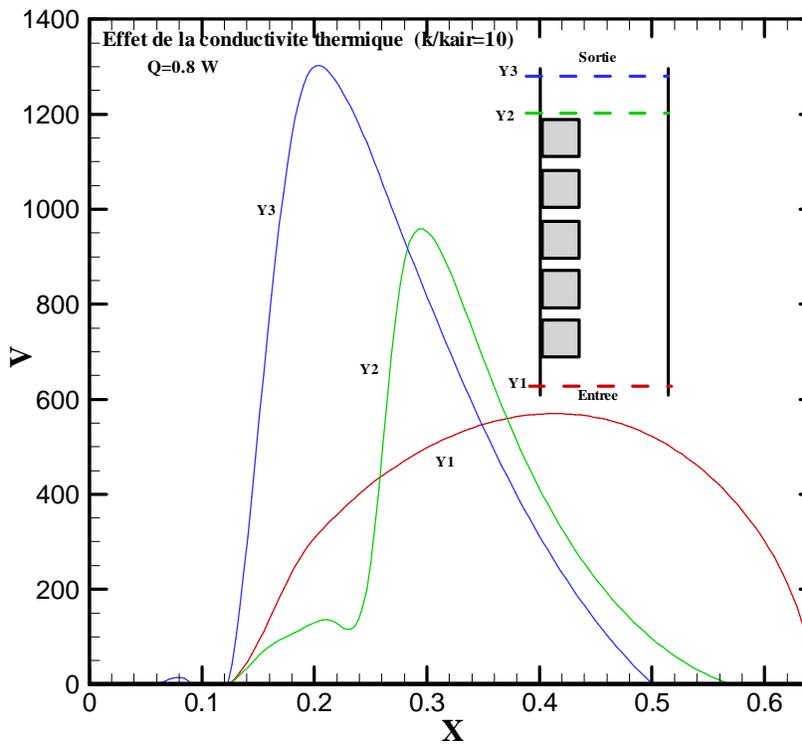


(b) $k/k_{air}=10$

Figure (V.14) : Vecteurs-vitesses (U-V-W) dans le canal pour différentes valeurs de k/k_{air}

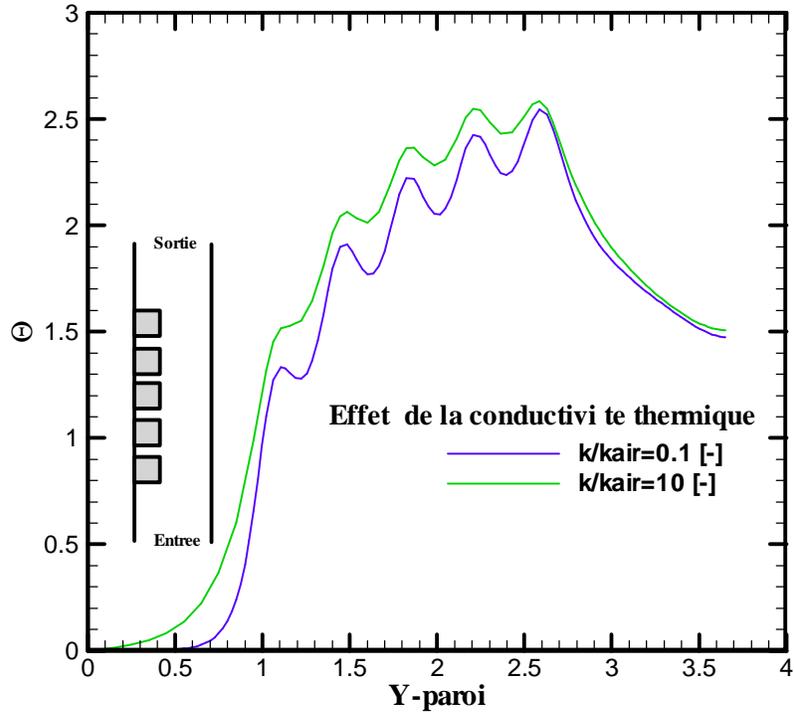


(a) $k/k_{air}=0.1$

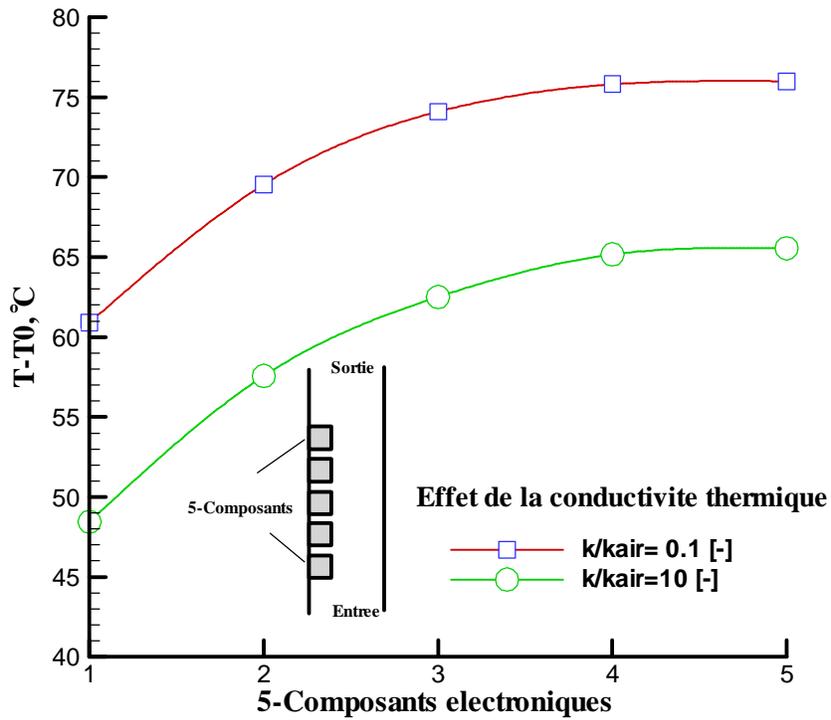


(b) $k/k_{air}=10$

Figure (V.15) : Distribution horizontale de la vitesse adimensionnelle V dans le canal pour différentes valeurs de k/k_{air} ($Q=0.8W$)



(c) Température adimensionnelle Θ



(d) Température dimensionnelle $T-T_0$, en $^{\circ}C$

Figure (V.16) : Distribution verticale de la température pour différentes valeurs de k/k_{air} ($Q=0.8W$)

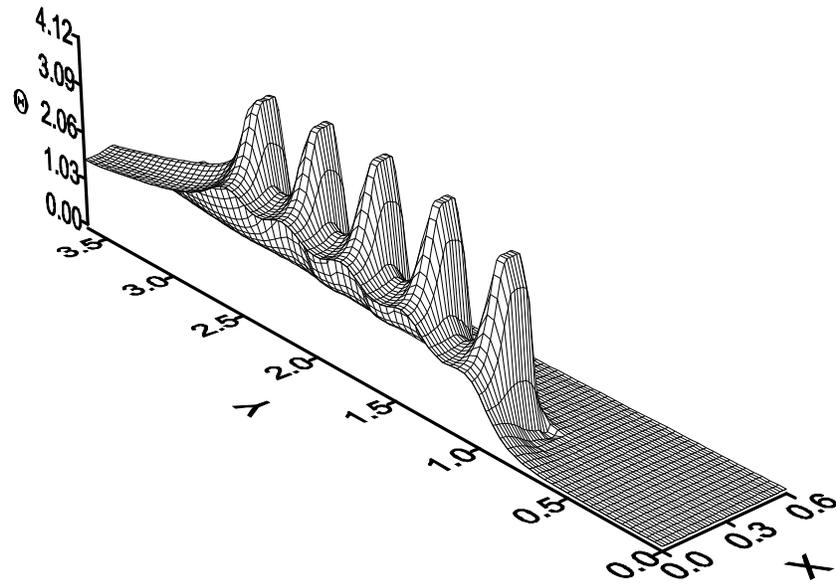
Pour $k/k_{\text{air}} = 10$, on a : $\Theta_{\text{max}} = 2,6$, donc $T_{\text{max}} - T_0 = \Theta_{\text{max}} \cdot q \cdot L_y^2 / k_c$

donc : $T_{\text{max}} - T_0 = 2,6 \times 3,90 \cdot 10^5 \cdot 10^{-2} / 204 = 49,70 \text{ } ^\circ\text{C}$

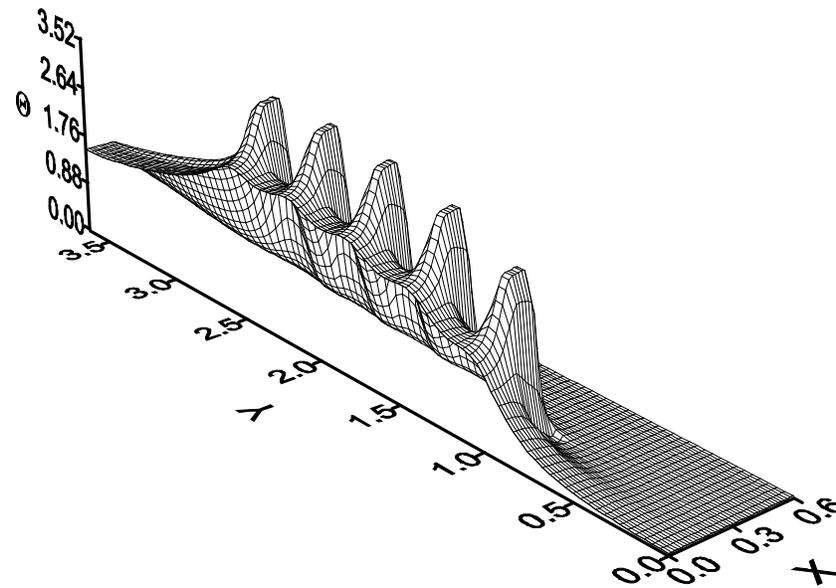
D'après la figure V.16a il est clair que pour les deux valeurs de conductivité thermique considérées ($k/k_{\text{air}} = 0,1$ et $k/k_{\text{air}} = 10$), l'élévation de la température entre le cinquième et le quatrième bloc est plus petite que celle entre le quatrième et le troisième bloc ; et entre le troisième et deuxième bloc est plus petite que celle entre le deuxième et le premier bloc. Cela est dû à l'augmentation progressive de la vitesse verticale, ce qui améliore le coefficient de transfert de chaleur par convection, ce qui entraîne l'évacuation beaucoup plus de la chaleur. Les résultats de la figure V.16b confirment ce que nous avons calculé ci-dessus pour les températures adimensionnelles et dimensionnelles (fig.V.16a). On remarque que les températures adimensionnelle et dimensionnelle varient en sens inverse avec l'accroissement de la conductivité thermique (la température adimensionnelle augmente et la température dimensionnelle diminue) ; et que les différences de températures entre chaque deux blocs consécutifs pour la même valeur de la conductivité thermique diminue dans le sens du bas vers le haut (c'est-à-dire du premier bloc vers le cinquième bloc).

Iso-surfaces de la température adimensionnelle Θ dans le plan (X-Y) le long des composants électroniques pour différentes valeurs de k/k_{air} ($Q=0.8\text{W}$):

Les iso-surfaces de la température adimensionnelle Θ dans le plan (X-Y) le long des composants électroniques pour $Q=0.8\text{W}$ et les deux valeurs de la conductivité adimensionnelle k/k_{air} considérées ($k/k_{\text{air}} = 0,1$ et $k/k_{\text{air}} = 10$) sont illustrées dans la figure (V 17a-b). Pour chaque valeur de (k/k_{air}) il est clair que lorsque le substrat est isolant ($k_s / k_{\text{air}} = 0,10$), la figure V.17a indique que la totalité de la chaleur est dissipée par chaque bloc chauffé ; le panache thermique chauffe alors le substrat au-dessus du bloc. Toutefois, lorsque ($k_s / k_{\text{air}} = 10$), la figure V.17b montre que le changement du champ thermique est considérable, une partie de la chaleur est transférée par conduction dans le substrat. Pour la valeur ($k_s / k_{\text{air}} = 10$), la température de chaque bloc est réduite par rapport à l'autre valeur considérée ($k_s / k_{\text{air}} = 0,10$). Ce résultat est important pour le refroidissement des composants électroniques chauffés. On note aussi que les valeurs de la température adimensionnelle du champ thermique diminuent avec l'accroissement de la conductivité adimensionnelle (k/k_{air}).



(a) $k/k_{air}=0.1$



(b) $k/k_{air}=10$

Figure (V.17) : Iso-surfaces de la température adimensionnelle Θ dans le plan (X-Y) le long des composants électroniques pour différentes valeurs de k/k_{air} ($Q=0.8W$)

Iso-surfaces de la viscosité turbulente ν_t^* adimensionnelle dans le plan (X-Y) le long des composants électroniques pour différentes valeurs de k/k_{air} ($Q=0.8W$)

Pour $Q=0.8W$ et les deux valeurs de la conductivité adimensionnelle k/k_{air} considérées ($k/k_{air} = 0,1$ et $k/k_{air} = 10$), les variations de la viscosité dans le plan vertical traversant les milieux des blocs sont présentées dans la figure V.18a-b. Pour chaque valeur de (k/k_{air}), la figure affiche une viscosité turbulente égale à zéro dans les surfaces solides et maintient une valeur à peu près constante loin d'elles, entre l'entrée et le milieu du canal. Toutefois, l'augmentation progressive de la viscosité est constatée entre le milieu et la sortie du canal. Près de la plaque gauche, en raison des blocs solides, dans cette région on remarque qu'il y a une succession des sauts de la viscosité turbulente entre des valeurs nulles. Ces sauts de la viscosité atteignent des valeurs maximales qui sont comparables aux valeurs du courant d'air voisin. En plus on note que les valeurs de la viscosité diminuent avec l'augmentation de la conductivité thermique (k/k_{air}).

V.3.5 Effets du non-chauffage des composants :

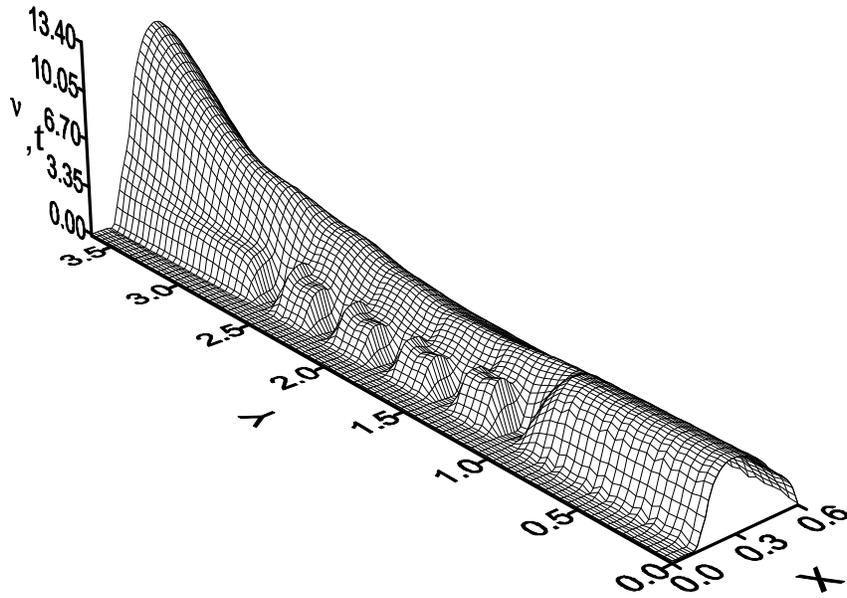
Distribution horizontale de la vitesse adimensionnelle V dans le canal pour le cas du non-chauffage des composants 2, 4 ($Q=0 W$) :

La distribution horizontale de la vitesse adimensionnelle V dans le canal pour le cas du non-chauffage des composants 2, 4 ($Q=0 W$) est illustrée la figure V.19, on constate que si la distance Y (comptée à partir du bas du canal) augmente, ces profils augmentent en valeurs et se rapprochent de plus en plus vers le côté de la paroi gauche.

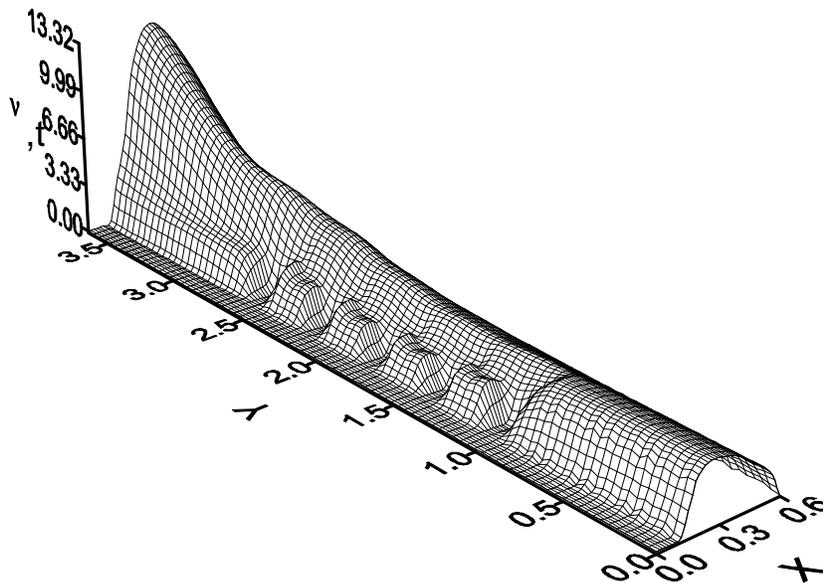
Distribution verticale de la température pour différentes valeurs de Q . Noter que pour les 5 composants chauffés (couleur rouge), $Q=0.8W$ et pour le non-chauffage des composants 2 et 4, $Q=0$ (couleur verte) :

Dans le cas où les composants 1, 3 et 5 sont chauffés avec $Q = 0.8W$ mais les composants 2 et 4, sont non chauffés ($Q=0$), la distribution verticale de la température est présentée dans la figure V.20a, il est clair qu'un bloc non alimenté placé au-dessus des blocs alimentés, conduit à des températures plus élevées de ces blocs et ce qui empire leurs refroidissement (cas du bloc 1 par exemple). Cela est dû à une force de flottabilité inférieure créée par ces sources et donc ce qui décroît la vitesse verticale et, par conséquent, la diminution du coefficient du transfert de chaleur. Lorsque le bloc intermédiaire n'est pas alimenté la température du bloc

de fond augmente pour la même raison que précédemment, tandis que la température du bloc haut est réduite (cas du bloc 5) parce qu'il ya un transfert de chaleur vers le bloc intermédiaire



(a) $k/k_{air}=0.1$



(b) $k/k_{air}=10$

Figure (V.18) : Iso-surfaces de la viscosité turbulente v^* , adimensionnelle dans le plan (X-Y) le long des composants électroniques pour différentes valeurs de k/k_{air} ($Q=0.8W$)

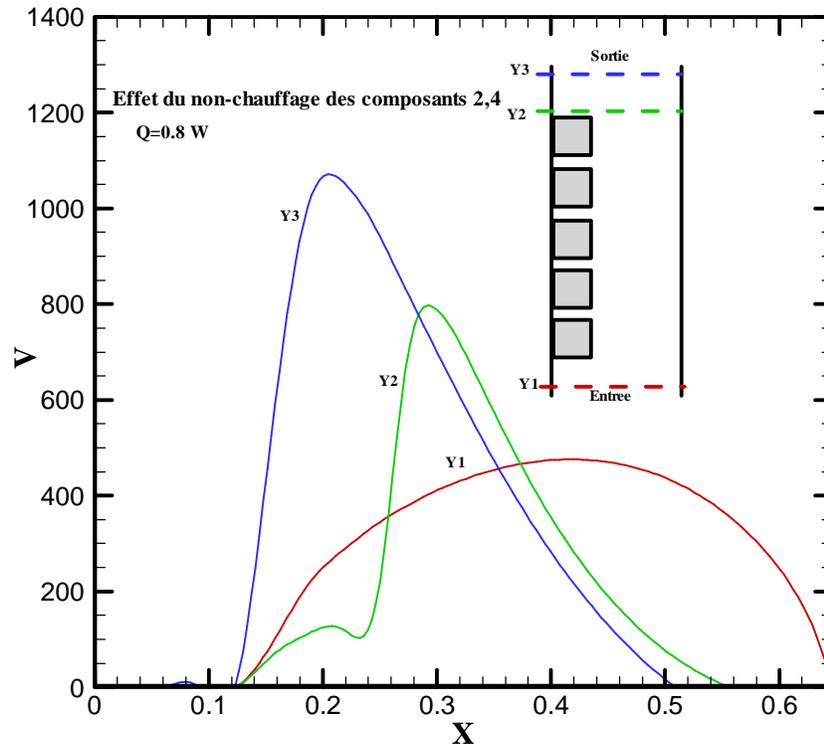
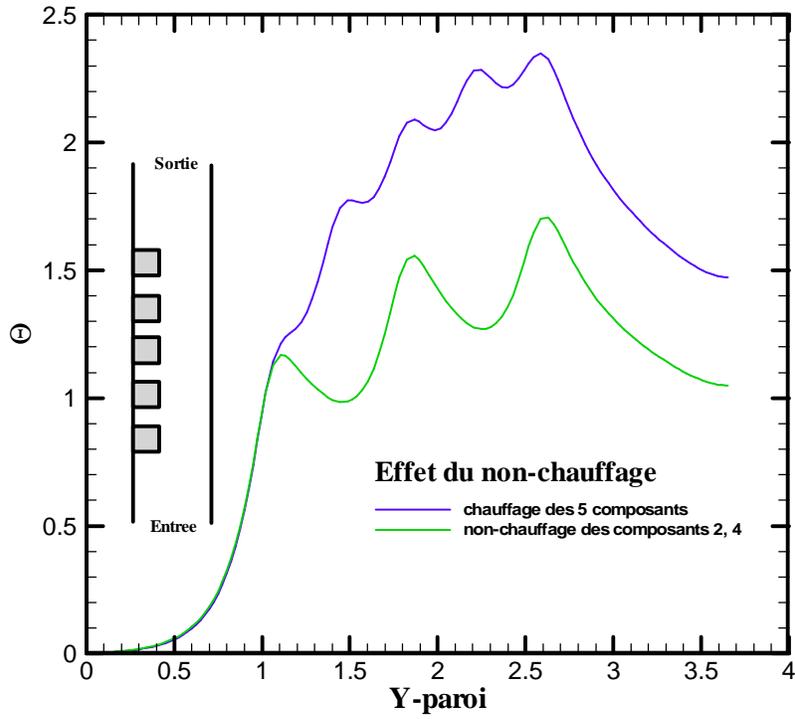


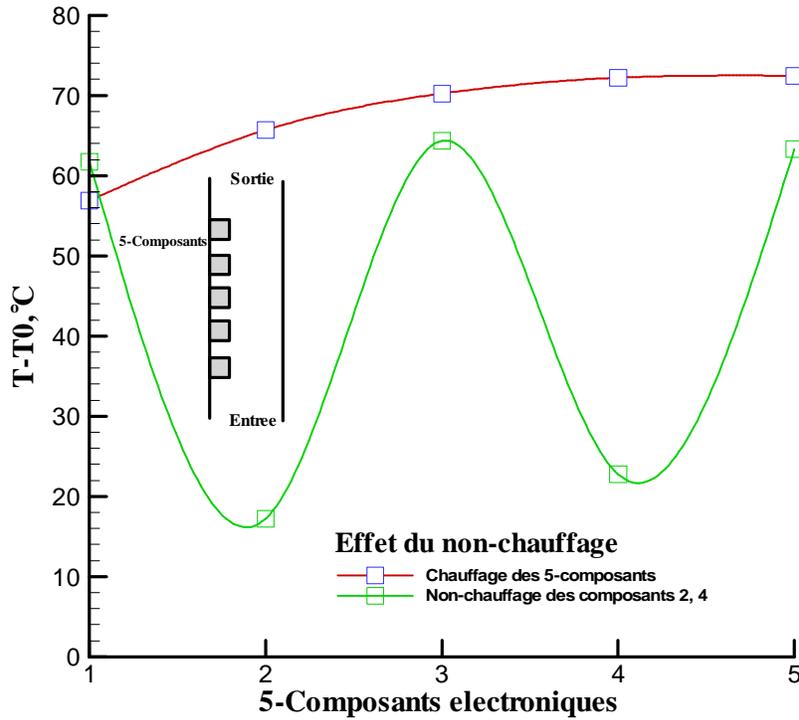
Figure (V.19) : Distribution horizontale de la vitesse adimensionnelle V dans le canal pour le cas du non-chauffage des composants 2, 4 ($Q=0$ W)

et aussi à cause de l'augmentation du gradient de température entre le haut bloc et l'air. Dans ce cas, seuls les blocs situés en aval du bloc non alimenté sont mieux refroidis.

La figure V.20b montre la variation de la température dimensionnelle des blocs pour les deux cas de chauffage des blocs (cas du chauffage de tous les blocs et le cas du non chauffage des blocs 2 et 4). Il est clair que la température du bloc 1 sur la courbe du non chauffage est supérieure à la température du même bloc sur la courbe du chauffage de tous les blocs et la diminution de la température du 3^{ème} bloc est inférieure à la diminution de la température du 4^{ème} bloc ; donc le refroidissement des bloc 1 et 3 est empiré en comparaison avec le bloc 4 .



(a) Température adimensionnelle Θ



(b) Température dimensionnelle $T-T_0$, en $^{\circ}\text{C}$

Figure (V.20) : Distribution verticale de la température pour différentes valeurs de Q . Noter que pour les 5 composants chauffés (couleur rouge), $Q=0.8\text{W}$ et pour le non-chauffage des composants 2 et 4, $Q=0$ (couleur verte)

Iso-surfaces de la température adimensionnelle Q dans le plan (X-Y) pour le cas du non-chauffage des composants 2 et 4 ($Q=0$ W), les autres 1, 3 et 5 sont chauffés ($Q=0.8$ W) :

La figure V.21a illustre le changement de la température adimensionnelle dans le plan vertical (X-Y). Il est clair qu'à l'entrée du canal l'écoulement est à la température ambiante, les variations de température sont concentrées autour des blocs chauds. Pas loin des blocs, dans la direction horizontale, la température diminue jusqu'à la température ambiante et formant ainsi des couches limites, thermiques et minces. On remarque aussi que les piques de température pour les blocs non chauffés apparaissent légèrement sur le champ thermique, en plus la température maximale a diminué par rapport au champ thermique du chauffage de tous les blocs. La figure V.21b montre le changement de la température dans le plan vertical (X-Y) à $Z=0$. On constate qu'à l'entrée du canal la température est constante et égale à celle de l'ambiance. Les variations de température sont concentrées dans la partie du plan (X-Y) qui se trouve à côté des blocs. Pas loin des blocs, dans la direction horizontale, la température diminue jusqu'à la température ambiante et formant ainsi des couches limites, thermiques et minces. En plus la température maximale a diminué par rapport au champ thermique du chauffage de tous les blocs et il existe des diminutions du profil du champ thermique au niveau des blocs non chauffés.

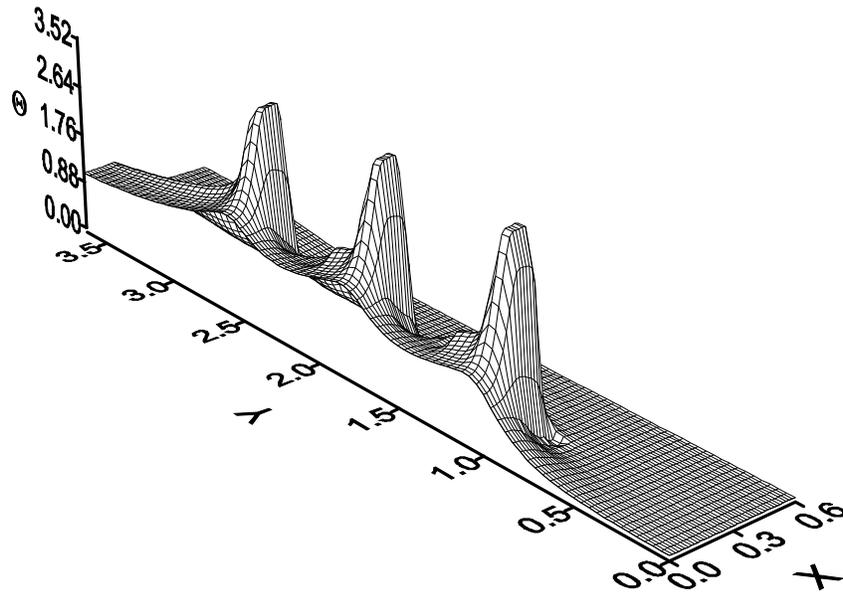
Iso-surfaces de la viscosité turbulente ν_t^* adimensionnelle dans le plan (X-Y) le long des composants électroniques pour le cas du non-chauffage des composants 2 et 4 ($Q=0$ W), les autres 1, 3 et 5 sont chauffés ($Q=0.8$ W)

Les variations de la viscosité dans le plan vertical traversant le milieu des blocs sont présentés dans la figure V.22. La figure affiche une viscosité turbulente égale à zéro dans les surfaces solides et maintient une valeur à peu près constante loin d'eux, entre l'entrée et le milieu du canal. Toutefois, l'augmentation progressive de la viscosité est constatée entre le milieu et la sortie du canal. Près de la plaque gauche, en raison des blocs solides, dans cette région on remarque qu'il y a une succession des sauts de la viscosité turbulente entre des valeurs nulles. Ces sauts de la viscosité atteignent des valeurs maximales qui sont comparables aux valeurs du courant d'air voisin. Finalement, on remarque aussi la diminution de la valeur maximale de la viscosité par rapport à sa valeur maximale dans le cas où tous les blocs sont chauffés.

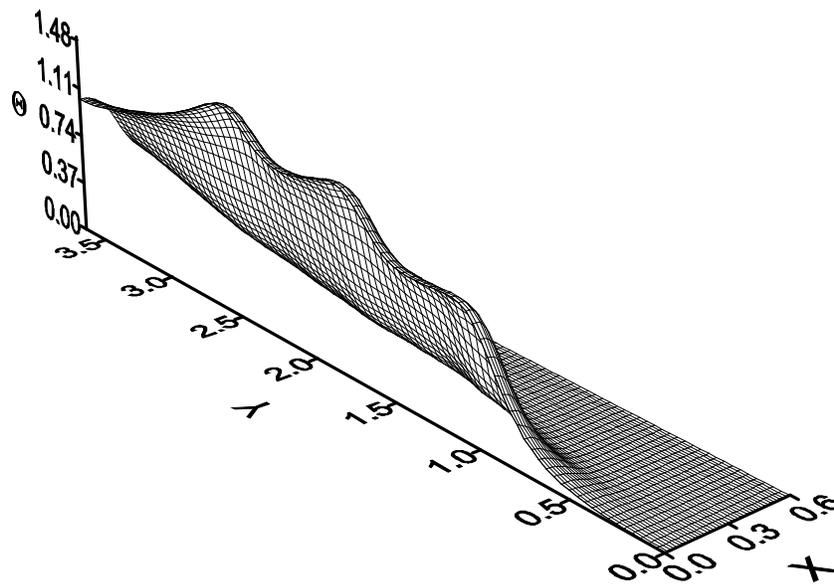
V.3.6 Effet de la largeur H du canal :

Vecteurs-vitesses (U-V-W) dans le canal pour $Q=0.8$ W et $H/B=2$:

Pour, $Q=0.8W$ et $H/B=2$, la figure V.23 illustre l'effet de la Largeur (H) du canal sur les vecteurs-vitesses (U-V-W) dans le canal. Il est clair que si la largeur du canal est deux fois la largeur initiale (H), les vecteurs-vitesses (U-V-W) diffèrent avec ceux qui sont illustrés



(a) Le long des composants électroniques



(b) à $Z=0$

Figure (V.21) : Iso-surfaces de la température adimensionnelle Θ dans le plan (X-Y) à $Z=0$ pour le cas du non-chauffage des composants 2 et 4 ($Q=0 W$), les autres 1, 3 et 5 sont chauffés ($Q=0.8W$)

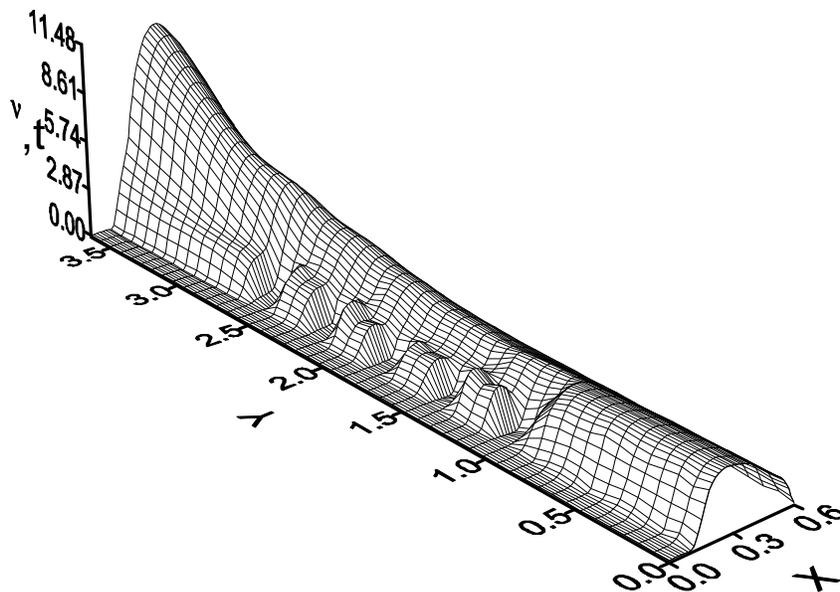


Figure (V.22) : Iso-surfaces de la viscosité turbulente v_t^* adimensionnelle dans le plan (X-Y) le long des composants électroniques pour le cas du non-chauffage des composants 2 et 4 ($Q=0$ W) , les autres 1, 3 et 5 sont chauffés ($Q=0.8$ W)

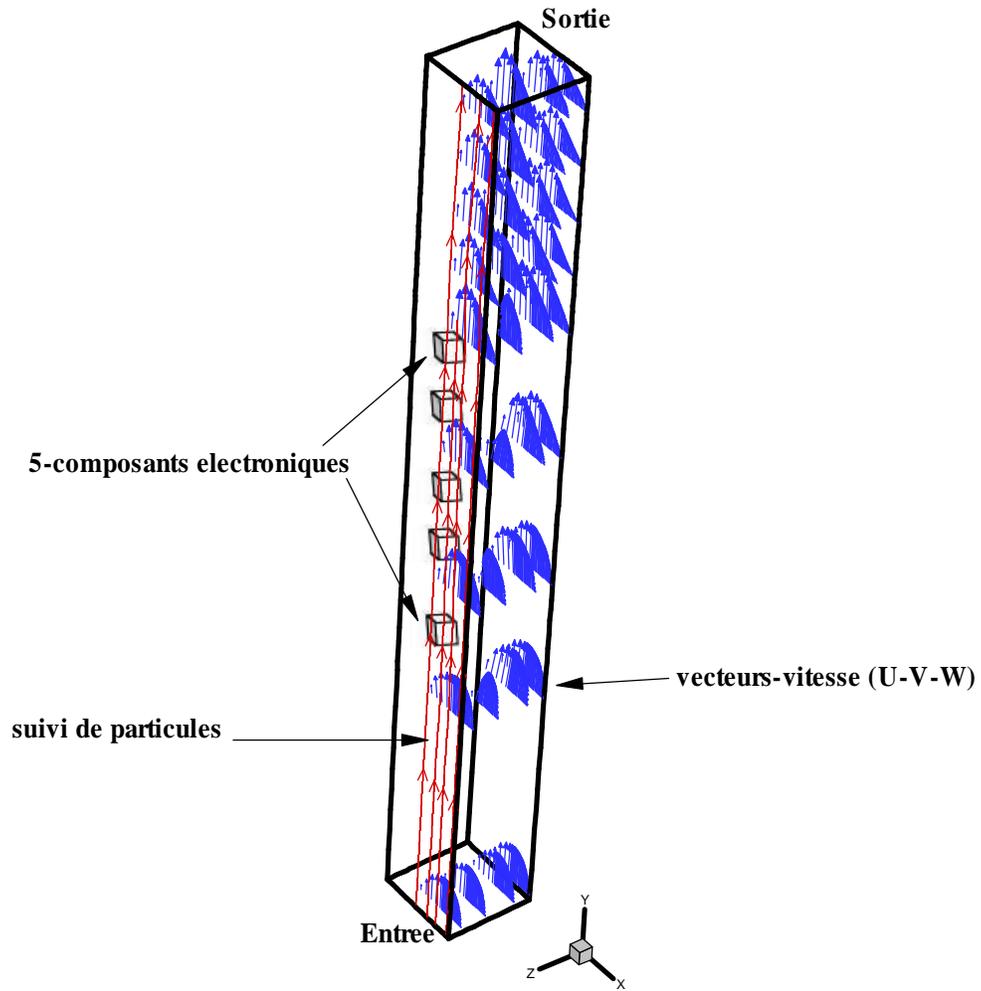


Figure (V.23) : Vecteurs-vitesses (U-V-W) dans le canal pour $Q=0.8W$ et $H/B=2$

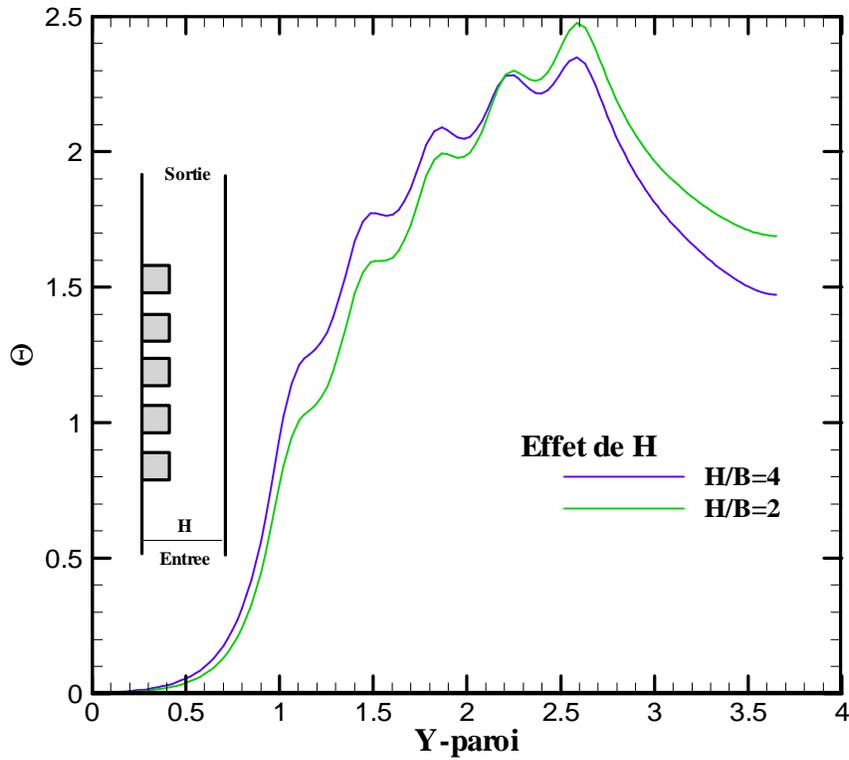
dans la figure V.3 pour le même nombre de Rayleigh. A l'entrée du canal on remarque que les profils des vitesses sont paraboliques, après une certaine distance d'écoulement ces profils se déforment et augmentent en grandeurs avec l'augmentation de la distance Y (comptée dans le sens du bas vers le haut du canal). Finalement, on peut conclure que les vecteurs-vitesses ($U-V-W$) dans le canal diminuent avec l'augmentation de la largeur (H) du canal.

Distribution verticale de la température pour différentes valeurs de H/B ($Q=0.8W$) :

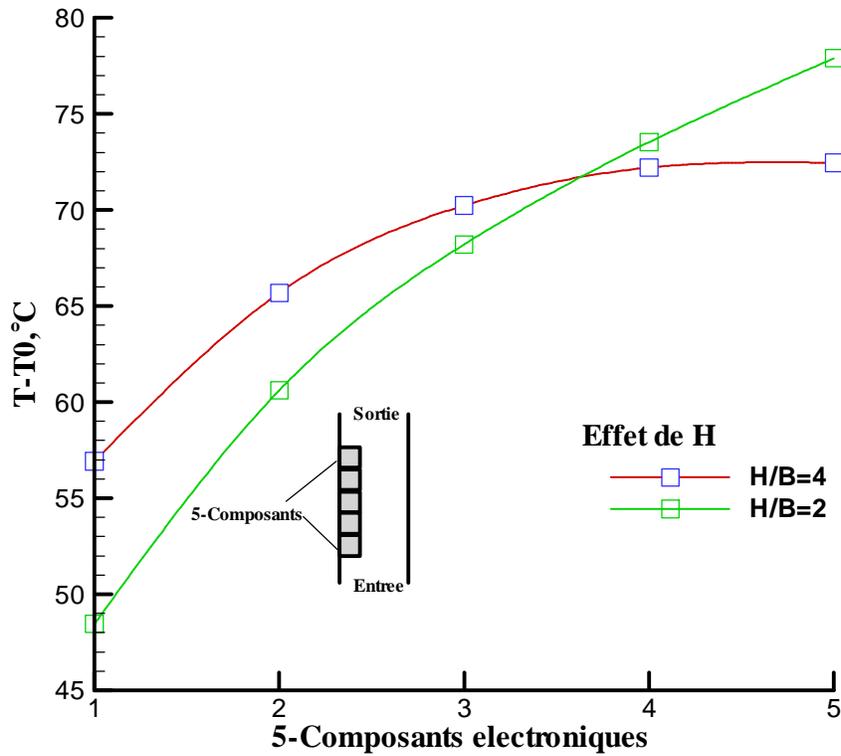
D'après la figure V.24a-b il est clair que pour $Q=0.8W$ et chaque valeur de H/B considéré ($H/B=2$ et $H/B=4$), l'élévation de température adimensionnelle et dimensionnelle entre le cinquième et le quatrième bloc est plus petite que celle entre le quatrième et le troisième bloc ; et entre le troisième et le deuxième bloc est plus petite que celle entre le deuxième et le premier bloc. Cela est dû à l'augmentation progressive de la vitesse verticale, ce qui améliore le coefficient de transfert de chaleur par convection, ce qui entraîne l'évacuation beaucoup plus de la chaleur. On remarque aussi que les deux températures dimensionnelles et adimensionnelles pour chaque bloc augmentent avec l'augmentation de (H/B), à l'exception pour les blocs 4 et 5 où on constate l'inverse (les températures des blocs 4 et 5 pour $H/B=2$ sont supérieures aux températures des deux mêmes blocs pour $H/B=4$). Donc, généralement pour (H/B) plus petit on a l'évacuation beaucoup plus de la chaleur à partir des blocs et, par conséquent, un bon refroidissement de ces derniers.

Distribution des coefficients de transfert de chaleur h (h_e, h_n, h_s , et h_f) de chaque face des composants électronique, pour différentes valeurs de H/B ($Q=0.8W$) :

Pour différentes valeurs de H/B ($Q=0.8W$), la figure V.25a-b illustre l'effet de H/B sur la distribution des coefficients de transfert de chaleur (h_e, h_n, h_s , et h_f) de chaque face des composants. Il est noté que les valeurs des coefficients indiqués sont différents pour le même composant ($h_e > h_f > h_s, h_n$) et leurs valeurs sont plus grandes pour $H=2B$ en comparaison avec les valeurs des mêmes coefficients pour $H=4B$ pour chaque composant, ce qui explique que le phénomène conducto-convectif est plus important dans le cas où la valeur de H est plus faible et cela conduit à un meilleur refroidissement des composants.

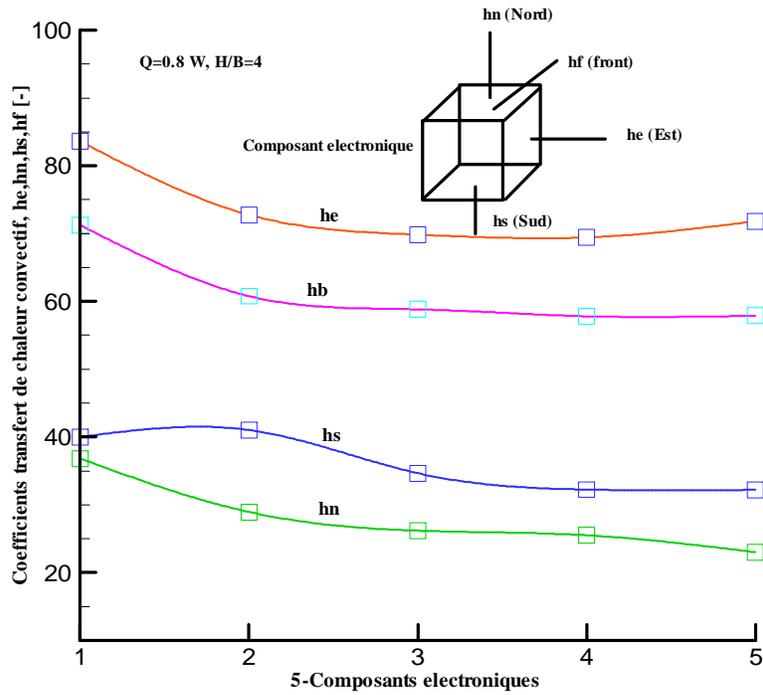


(a) Température adimensionnelle Θ

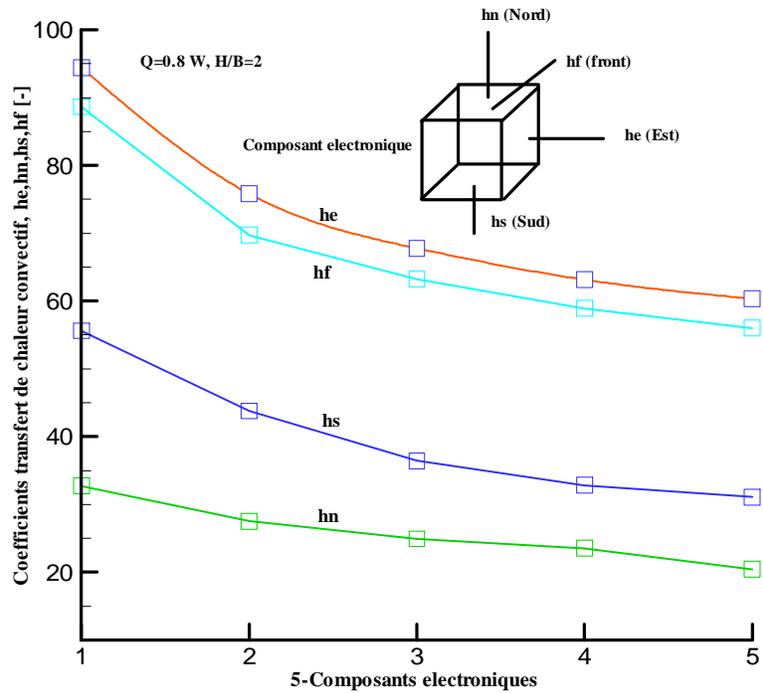


(b) Température dimensionnelle $T-T_0$, en $^{\circ}\text{C}$

Figure (V.24) : Distribution verticale de la température pour différentes valeurs de H/B ($Q=0.8\text{W}$)



(a) H/B=4



(b) H/B=2

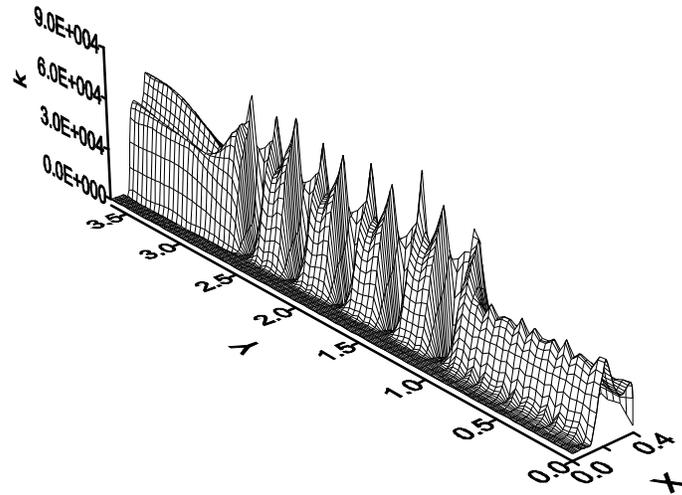
Figure (V.25) : Distribution des coefficients de transfert de chaleur h (h_e, h_n, h_s , et h_f) de chaque face des composants électronique, pour différentes valeurs de H/B ($Q=0.8W$)

Distribution de l'énergie cinétique adimensionnelle K pour ($H/B=2$ et $Q=0.8W$) :

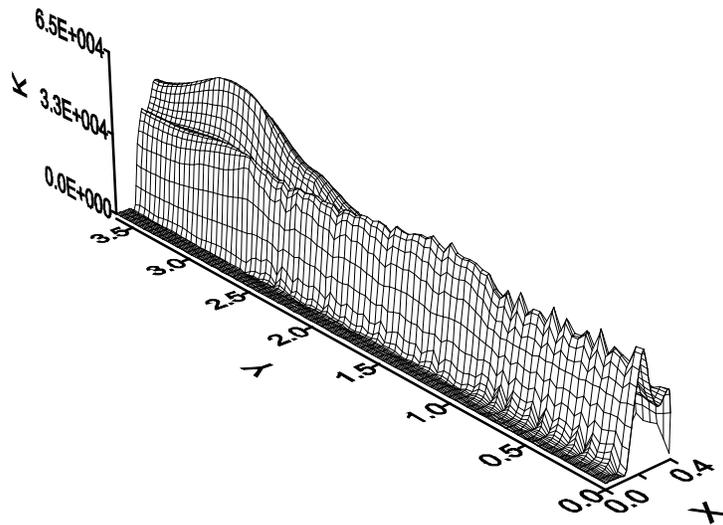
La distribution de l'énergie cinétique turbulente le long des composants électroniques, à $Z=0$ et à la sortie du canal pour ($H/B=2$ et $Q=0.8W$) est illustrée dans la figure V.26a-c. Il est clair que cette distribution le long des composants (fig. V.26a) est affectée par les blocs, les régions solides, où K est égal à zéro. Les sauts de K autour des cubes conduisent à une variation complexe de l'énergie cinétique de turbulence. Ces sauts ont une valeur maximale à $y = 1,25$, où la turbulence est renforcée. A $Z=0$ (fig. V.26b), dans la direction verticale (y), entre l'entrée du canal et $y = 2,25$, K varie faiblement, après augmente jusqu'à un maximum à $y = 3,23$, puis diminue jusqu'à la sortie du canal. Dans la direction horizontale (X), K augmente à coté de la paroi gauche, décroît au milieu du canal, puis augmente à coté de la paroi droite avant de décroître pour chuter à zéro sur cette dernière paroi. A la sortie du canal (fig. V.26c), dans le plans ($x-z$), K commence par une valeur nulle à coté de la paroi gauche, après augmente et diminue au milieu du plan indiqué, puis augmente avant de décroître jusqu'à zéro à la paroi droite.

Distribution de la dissipation ε adimensionnelle de l'énergie cinétique pour ($H/B=2$ et $Q=0.8W$) :

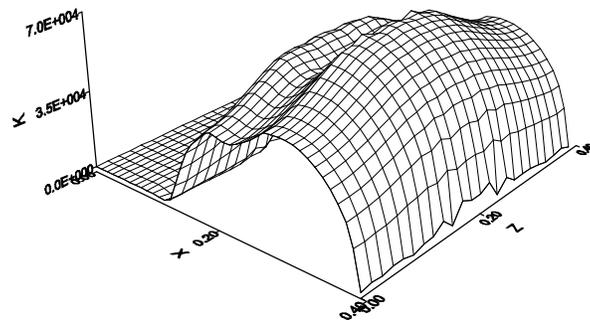
La distribution de la dissipation ε adimensionnelle de l'énergie cinétique le long des composants électroniques, à $Z=0$ et à la sortie du canal pour ($H/B=2$ et $Q=0.8W$) est illustrée dans la figure V.27a-c. On note que cette distribution le long des composants (fig. V.27a) est complexe en raison des sauts de ε autour des cubes. Les valeurs élevées de ε sont concentrées autour des blocs et le maximum de ces valeurs est obtenu au niveau du bloc 5. A $Z=0$ (fig. V.27b), dans la direction verticale (y), on remarque l'existence de deux valeurs élevées et égales de ε , la 1^{ère} pour $y = 1,25$ et la 2^{ème} pour $y = 3,25$. Dans la direction horizontale (X), ε augmente à coté de la paroi gauche, décroît au milieu du canal, puis augmente à coté de la paroi droite avant de décroître pour chuter à une certaine valeur. A la sortie du canal (fig. V.27c), dans le plans ($x-z$), ε commence par une valeur nulle à coté de la paroi gauche, après augmente à un maximum et diminue au milieu du plan indiqué, puis augmente avant de décroître pour chuter à une certaine valeur au niveau de la paroi droite.



(a) Le long des composants

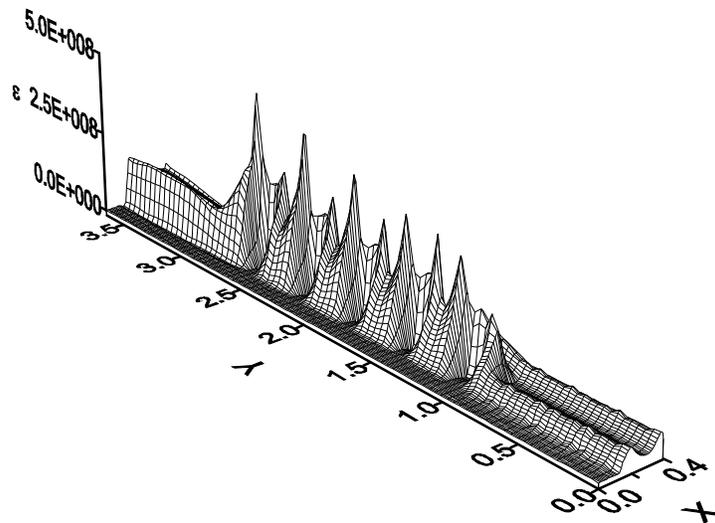


(b) à Z=0

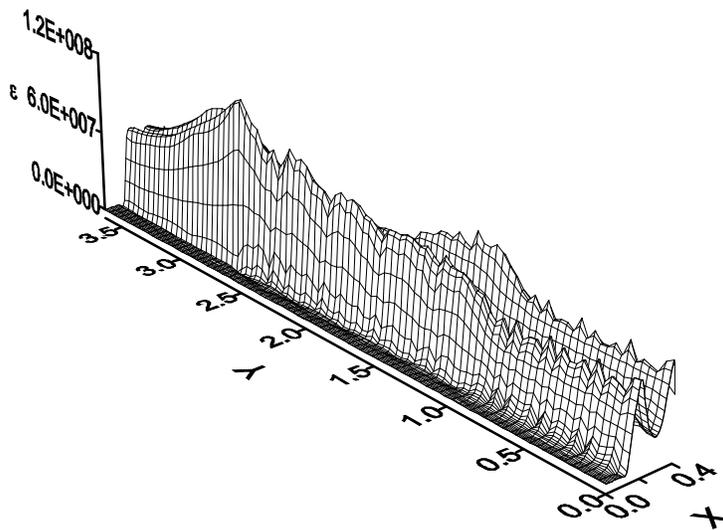


(c) à la sortie du canal

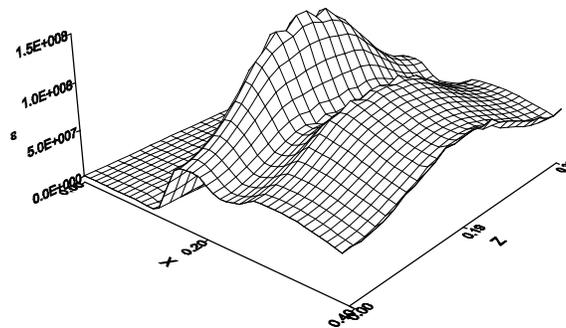
Figure (V.26) : Distribution de l'énergie cinétique adimensionnelle K (H/B=2 et Q=0.8W)



(a) Le long des composants



(b) à Z=0

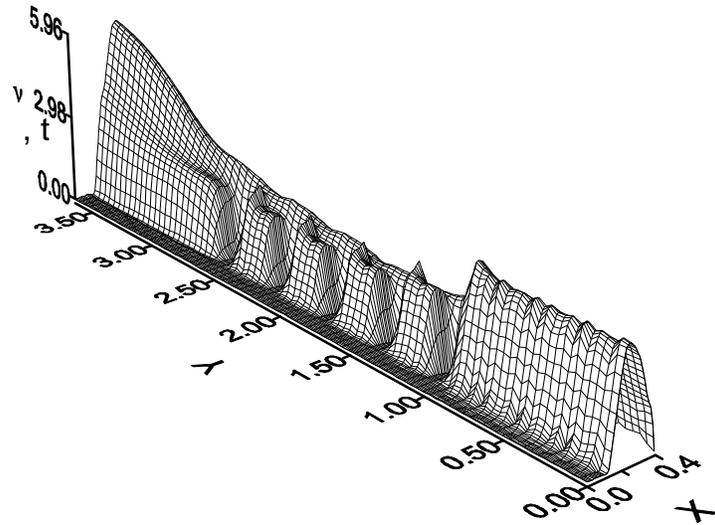


(c) à la sortie du canal

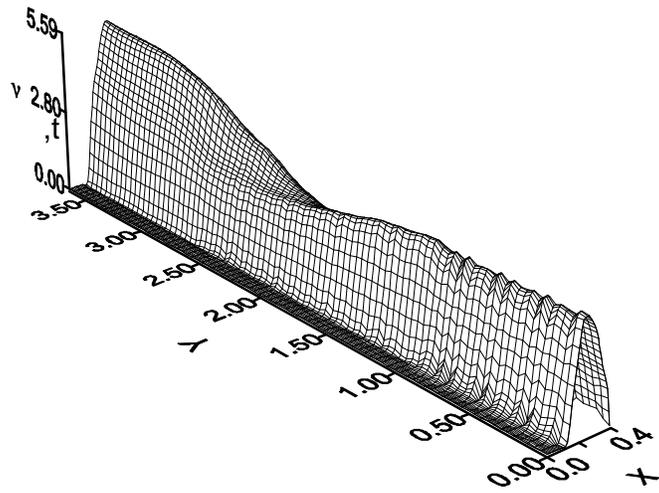
Figure (V.27) : Distribution de la dissipation ϵ adimensionnelle de l'énergie cinétique ($H/B=2$ et $Q=0.8W$)

Distribution de la viscosité turbulente v_t^* adimensionnelle pour ($H/B=2$ et $Q=0.8W$)

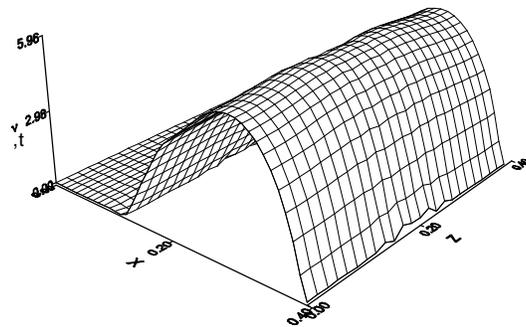
La distribution de la viscosité turbulente v_t^* adimensionnelle pour ($H/B=2$ et $Q=0.8W$) le long des composants électroniques, à $Z=0$ et à la sortie du canal est présentée dans la figure V.28a-c. D'après la figure V.28a on note que la viscosité turbulente le long des composants est égale à zéro dans les surfaces solides. Toutefois, l'augmentation progressive de la viscosité est constatée entre le bloc 4 et la sortie du canal, près de la plaque gauche, en raison des blocs solides ; dans cette région on remarque qu'il y a une succession des sauts de la viscosité turbulente entre des valeurs nulles. Ces sauts de la viscosité atteignent des valeurs maximales qui sont comparables aux valeurs du courant d'air voisin. A $Z = 0$ (fig. V.28b), dans la direction verticale (y), on remarque que la viscosité turbulente égale à zéro dans les surfaces solides et maintient une valeur à peu près constante loin d'elles, entre l'entrée et le milieu du canal. Toutefois, après une légère diminution de la viscosité au milieu du canal, l'augmentation progressive de cette dernière est constatée entre le milieu et la sortie du canal. Dans la direction horizontale (X), v_t^* augmente à coté de la paroi gauche jusqu'à un maximum au milieu du canal, puis diminue jusqu'à zéro à la paroi droite. A la sortie du canal (fig. V.28c) , dans le plans ($x-z$) v_t^* commence par une valeur nulle à coté de la paroi gauche, après augmente progressivement jusqu'à un maximum au milieu du plan indiqué, puis diminue progressivement aussi jusqu'à zéro au niveau de la paroi droite.



(a) Le long des composants



(b) à Z=0



(c) à la sortie du canal

Figure (V.28) : Distribution de la viscosité turbulente v_t^* adimensionnelle ($H/B=2$ et $Q=0.8W$)

V.4 Conclusion :

Le refroidissement par convection naturelle turbulente tridimensionnelle, conjuguée, de cinq composants électroniques chauffés, montés sur une paroi d'un canal vertical est étudié numériquement. La méthode des volumes finis a été utilisée pour résoudre les équations de modélisation. Les résultats sont comparés avec les données expérimentales. Le champ de température dans chaque composant a été trouvé presque uniforme. Un bon et meilleur refroidissement est obtenu lorsque le nombre de Rayleigh augmente, la conductivité thermique, l'espacement entre les parois verticales du canal diminuent et quand le composant non chauffé est placé entre deux composants chauffés.

Conclusion générale

L'étude de refroidissement de deux arrangements des composants électroniques, placés sur la paroi gauche d'un canal vertical a été faite pour deux cas différents des régimes d'écoulement d'air (régime laminaire et turbulent). Dans le premier cas l'écoulement est en convection mixte laminaire stationnaire et tridimensionnelle ; l'arrangement contient dix composants électroniques. Dans le deuxième cas la convection est naturelle turbulente stationnaire et tridimensionnelle ; mais l'arrangement ne contient que cinq composants électronique. La méthode des volumes finis a été utilisée pour discrétiser les équations pour les deux régimes d'écoulements et l'algorithme SIMPLER pour les résoudre.

La validation des deux codes de calcul (pour les deux régimes) a été faite avec les travaux expérimentaux trouvés dans la littérature. Un bon accord a été obtenu entre nos simulations et les données expérimentales pour les deux régimes d'écoulements.

Nos simulations numériques ont été effectuées pour une large variation de paramètres indépendants, tel que le nombre de Grashof (Gr), le nombre de Reynolds (Re) et la largeur du canal H pour le régime laminaire ; le nombre de Rayleigh (Ra), la conductivité thermique (k/k_{air}) et la largeur du canal H pour le régime turbulent. Les effets du non chauffage des composants pour les deux régimes et du chauffage alterné des composants pour le régime laminaire ont été aussi examinés.

Les résultats présentés ci-dessous concernent les deux régimes d'écoulement , ces résultats montrent que le champ de température dans chaque composant a été trouvé presque uniforme, un bon et meilleur refroidissement est obtenu lorsque le nombre de Reynolds (pour la convection mixte laminaire) , le nombre de Rayleigh (pour la convection naturelle turbulente) augmentent , l'espacement entre les parois verticales du canal diminue , la conductivité thermique (pour la convection naturelle turbulente) diminue et quand le composant non chauffé est placé entre deux composants chauffés.

En raison de la précision raisonnable du modèle turbulent (comparé avec les résultats expérimentaux), les calculs avec le modèle ($K-\epsilon$) sont recommandés pour l'étude de transfert de chaleur conjugué dans les canaux et les enceintes contenant des sources de chaleur qui génèrent des turbulences.

NOMENCLATURE

$A_E, A_W, A_N, A_S, A_T, A_B$	Sont les coefficients correspondants, respectivement, aux Nœud Est, Ouest, Nord, Sud, avant et en arrière du volume de contrôle-----[-]
A_P	Le coefficient de la variable a calculée au point P----- [-]
A_P^0	Le coefficient de la variable a calculée au point P, à un instant Précédent-----[-]
b	Terme source de l'équation de transport discrétisée-----[-]
B	Coté du cube d'aluminium----- [cm]
C_p	Chaleur spécifique a pression constante----- [J.kg ⁻¹ .K ⁻¹]
D	Largeur de la paroi-----[cm]
$D_e, D_w, D_n, D_s, D_t, D_b$	Sont respectivement les termes diffusifs aux faces Est, Ouest, Nord, Sud, avant et arrière du volume de contrôle -----[-]
$F_e, F_w, F_n, F_s, F_t, F_b$	Sont respectivement les termes convectifs aux faces Est, Ouest, Nord, Sud, avant et arrière du volume de contrôle [-]
F_i	Force suivant la direction i par unité de volume----- [Nm ³]
Gr	Nombre de Grashof $Gr = [g\beta(qL_y^2/k_c)L_y^3]/v_{air}^2$ ----- [-]
g	Accélération de la pesanteur----- [ms ⁻²]
i,j	Coordonnées logique des points-----[-]
k	Conductivité thermique dimensionnelle----- [w. m ⁻¹ .K ⁻¹]
k^*	Conductivité thermique adimensionnelle----- [-]
K	Energie cinétique de turbulence -----[(m/s) ²]
L	La longueur de la paroi-----[cm]
l	Longueur de mélange turbulent-----[m]
L_y	Longueur caractéristique-----[m]
P	Pression adimensionnelle-----[-]

P^*	Pression dimensionnelle-----[Pa]
\dot{p}	La fluctuation de pression----- [Pa]
Pr	Le nombre de Prandtl, $Pr = \nu_{air} / \alpha_{air} = 0,71$ -----[-]
Pr_t	Le nombre de Prandtl turbulent $Pr_t = \nu_{t air} / \alpha_{t air} = 1$ -----[-]
$P_e, P_w, P_n, P_s, P_t, P_b$	Sont respectivement les rapports des flux convectifs aux flux diffusifs sur les faces Est, Ouest, Nord, Sud, avant et----- arrière du volume de contrôle -----[-]
q	Génération de chaleur volumétrique -----[W. m ⁻³]
Ra	Nombre de Rayleigh, $Ra = [g\beta/(\alpha_{air}\nu_{air})][(qL_y^2/k_c)]L_y^3$ -----[-]
Re	Nombre de Reynolds, $Re = V_0L_y/\nu_{air}$ -----[-]
Ri	Nombre de Richardson, $Ri = Gr/Re^2$ -----[-]
s	Distance entre deux cubes consécutifs-----[cm]
S	Terme source de l'équation de transport discrétisée----- [-]
T_0	Température ambiante-----[K]
T_s	Température de chaque composant-----[K]
\hat{T}	La fluctuation de température-----[K]
t	Temps adimensionnel-----[-]
t^*	Temps dimensionnel-----[s]
V_0	Vitesse caractéristique-----[m. s ⁻¹]
U^*, V^*, W^*	Composantes de la vitesse dimensionnelle-----[m. s ⁻¹]
U, V, W	Composantes de la vitesse adimensionnelle-----[-]
$\dot{u}, \dot{v}, \dot{w}$	Les trois composantes de fluctuations de vitesses-----[m.s ⁻¹]
\hat{T}	Fluctuation de temperature-----[T]
X^*, Y^*, Z^*	Coordonnées cartésiennes dimensionnelles-----[m]
X, Y, Z	Coordonnées cartésiennes adimensionnelles-----[-]

Symbole grecs :

α	Diffusivité thermique-----[m ² .s ⁻¹]
----------	--

α_t	Diffusivité thermique turbulente-----[m ² .s ⁻¹]
α^*_t	Diffusivité thermique turbulente ----- adimensionnelle-----[m ² .s ⁻¹]
β	Coefficient d'expansion thermique-----[K ⁻¹]
Γ	Coefficient de diffusion général-----[-]
ΔT	Différence de température-----[k]
ΔX	Dimension d'un volume de contrôle suivant x-----[m]
ΔY	Dimension d'un volume de contrôle suivant y-----[m]
ΔZ	Dimension d'un volume de contrôle suivant z-----[m]
$\Delta \tau$	Incrément du temps adimensionnel-----[-]
δ	Kronecker delta -----[-]
Φ	Variable dépendante générale-----[-]
$\Phi_E, \Phi_W, \Phi_N, \Phi_S, \Phi_T, \Phi_B$	Sont respectivement les valeurs de la variable Φ aux----- faces Est, Ouest, Nord, Sud , avant et arriere du ----- volume de contrôle-----[-]
Φ_P	La valeurs de la variable Φ au point P-----[-]
Θ	Température adimensionnelle-----[-]
μ	Viscosité dynamique-----[kg.m ⁻¹ .s ⁻¹]
ν	Viscosité cinématique-----[m ² .s ⁻¹]
ν^*	Viscosité cinématique adimensionnelle-----[-]
ν_t	Viscosité cinématique turbulente -----[m ² .s ⁻¹]
ν^*_t	Viscosité cinématique turbulente adimensionnelle-----[-]
ρ	Masse volumique-----[kg.m ⁻³]

Indices :

E	Le nœud Est adjacent au P.
W	Le nœud Ouest adjacent au P.

N	Le nœud Nord adjacent au P.
S	Le nœud Sud adjacent au P.
F	Le nœud avant adjacent au P.
B	Le nœud arrière adjacent au P.
P	Point au centre du volume de contrôle
e	La face Est du volume de contrôle
w	La face Ouest du volume de contrôle
n	La face Nord du volume de contrôle
s	La face Sud du volume de contrôle

Operateur mathématiques :

Δ	Le Laplacien
∂	Dérivé partielle

Références bibliographiques

Afrid, M. et Zebib, A. (1991). “Three-dimensional laminar and turbulent natural convection cooling of heated blocks ”, *Numerical Heat Transfer, Part A*, vol 19:pp. 405 – 424.

Bae, J.H., Hyun, J.M . et Kwak, H.S. (2004). “ Mixed convection from a multiblock heater in a channel with imposed thermal modulation”, *Numerical Heat Transfer, Part A*, vol 45: pp. 329 – 345.

Baskaya, S., Erturhan, H. et Sivrioglu, M. (2005). “ Experimental investigation of mixed convection from an array of discrete heat sources at the bottom of a horizontal channel ”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol 42: pp. 56 -63.

Behnia,M. et Dehghan, A.A .(1998). “ A numerical study of natural convection immersion cooling of multiple heat transfer in parallel interacting open-top cavities”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol 47: pp. 203 – 214.

Bejan, A. (1993) . “ Heat Transfer ” , Wiley and Sons.

Bessaih, R. (2000). “ Etude de la convection laminaire et turbulente dans des enceintes ”, thèse de doctorat d'état, université de Constantine .

Bessaih, R. et Kadja, M. (2000) “Turbulent natural convection air-cooling of electronic components mounted on a vertical channel”, *Applied Thermal Engineering*, vol 20:pp. 141-154.

Bessaih, R. et Soudani, A. (2007) .“ Numerical simulation of turbulent natural convection air cooling in heated sources mounted in a vertical plate ” *Journal of Energy, Heat and Mass Transfer*, vol. 29: pp. 95-117, 2007.

Bhoite, M.T. et Narasimham, G.S. (2009). “Turbulent mixed convection in a shallow enclosure with a series of heat generating components” *International Journal of Thermal Sciences*, vol 48:pp.948-963.

Bhowmik, H. et Tou,K.W. (2005). “An experimental study of transient heat transfer from discrete heat sources in water cooled vertical rectangular channel”, *ASME Journal of Electronic Packaging*, vol 127: pp. 193-199.

Bhowmillk, H.,Tso, C.P. et Tou, K.W (2005). “Analyses of convection heat transfer from discrete heat sources in a vertical rectangular channel, ”, *ASME Journal of Electronic Packaging*, vol 127: pp. 215-222.

Bouttout,A. et Bessaih,R. (2008). “ Steady and oscillatory natural convection air cooling of protruding thermal sources mounted in a rectangular enclosure, ”*Journal of Energy, Heat and Mass Transfer*, vol 30: pp. 251-271, 2008.

Cebeci,T. et Bradshaw, P. (1984). “ Physical and computational aspects of convective heat transfer ” Springer- Verlag.

Dogan, A., Sivrioglu, M. et 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*, vol 32: pp. 1244 - 1252.

Ghasemi, B. (2005). “Mixed convection in a rectangular cavity with a pulsating heater electronic component ,” *Numerical Heat Ttransfer, Part A*,vol 47: pp. 505- 521.

Guimaraes, P.K. et Menon, G.J. (2008). “Combined free and forced convection in a inclined channel with discrete heat sources ”*International Communications in Heat and Mass Transfer*, vol 35: pp. 1267 -1274.

Hamouche, A. et Bessaih,R. (2008). “ Mixed convection air cooling of electronic components mounted in a horizontal channel” *International Journal of Theoretical and Applied Mechanics*, vol 3 n° 1: pp. 53-64.

Hamouche, A. et Bessaih, R. (2009), “ Mixed convection air cooling of protruding heat sources in a horizontal channel”, *International Communications in Heat and Mass Transfer* vol 36: pp. 841 -849

Hsu, T.H. et Wang, S.G. (2000). “ Mixed convection in a rectangular enclosure with discrete heat sources ” *Numerical Heat Ttransfer, Part A*,vol 38: pp. 627- 652.

Humphrey, J.A.C., Sherman, F.S. et TO, W.M. (1979-1984). “ Numerical simulation of buoyant turbulent flows ” Final report submitted to sandia national laboratories relating to the numerical work performed for contact No . 20-1012 entitled “ Investigation of free- forced convection flows in cavity-type receivers ”. October 1, 1979 to December 30, 1984.

Hung, T.C. et Fu, C.S. (1999). “Conjugate heat transfer analysis for the passive enhancement of electronic cooling through geometric modification in a mixed convection domain” *Numerical Heat Transfer, Part A*, vol 35: pp. 519- 535.

Icoz,T. et 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*,vol 48: pp. 831-847.

Icoz, T. et Jaluria, Y. (2004). “Design of cooling system for electronic equipment using both experimental and numerical inputs”, *ASME Journal of Electronic Packaging*, vol 126: pp. 465 – 471.

Jones, W.P. et Lander, B.E. (1973). “ The calculation of low- Reynolds number phenomena with a two-equation model of turbulence ” . *International Journal of Heat and Mass Transfer*. vol. 16 :pp.1119-1130..

Kim, S.Y., Sung, H.J. et Hyun, J.M.(1992).) “Mixed convection from multiple-layered boards with cross-streamwise periodic boundary conditions ” *International Journal of Heat and Mass transfer*, vol 35: pp. 2941-2952.

Kim, S.Y., Kang, B.H. et Hyun, J.M. (1998). “ Forced convective heat transfer from two heated blocks in pulsating channel flow ”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol 41, N°3 :pp. 625-634.

Kim, S.H. et Anand, N.K. (2000).)“ Use of slots to enhance forced convective cooling between channels with surface- mounted heat sources ” *Numerical HeatTransfer, Part A*, vol 38: pp 1-21.

Lam, C.K.G. et Bremhost, K. (1981). “ A modified form of the (K- ϵ) model for predicting wall turbulence ” *ASME Journal of Fluid Engineering*. vol 13:pp. 456-460.

Luo, D.D., Leung, C.W., Chan, T.L. et Wong, W.O. (2005). “ Flow and forced convection characteristics of turbulent flow through parallel plates with periodic transverse ribs ” *Numerical Heat Transfer, Part A*, vol 48:pp 43 – 58.

Luo, D.D., Leung, C.W., Chan, T.L. et Wong, W.O. (2005).) “Simulation of turbulent flow and forced convection in a triangular duct with internal ribbed surfaces” *Numerical Heat Transfer, Part A*, vol 48: pp. 447 – 459.

Manca, O., Nardini, S. et V.Nazo, V. (2002). “Effect natural convection of the distance between an inclined discretely heated plate and a parallel shroud bellow ”, *ASME Journal of Heat Transfer*, vol 124: pp. 441-451.

Moffat, R. J. et Ortega, A. (1986). “Buoyancy Induced Forced Convection”, *AIAA/ASME Thermo physics and Heat Transfer Conference*, Vol.57pp.135-144, Boston, June 1986, USA.

Moffat, R.J. et Anderson, A.M. (1990). “Applying heat transfer coefficient data to electronic cooling”, *ASME Journal of Electronic Packaging*, vol 112: pp. 882-890.

Niceno, B., Dronkers, A.D. et Hanjalic, K. (2002). “ Turbulent heat transfer from a multi-layered wall-mounted cube matrix: a large eddy simulation” *International Journal of Heat and Fluid Flow* vol 23 : pp. 173- 185.

Ortega, A., and Moffat, R.J.(1985). Heat transfer from an array of simulated electronic

components: Experimental results for free convection with and without a shrouding wall, *Heat Transfer in Electronic Equipment, ASME HTD* ,vol. 48, 5-15.

Ortega . A . et Moffat , R. J . (1986). “Buoyancy induced convection in a non-uniformly heated array of cubical elements on a vertical channel wall”, *AIAA/ASME Thermo physics and Heat Transfer Conference*, Vol.57, pp. 123-134, Boston, June 1986 , USA.

Ozisik, M.N. (1985). “ Heat Transfer , a basic approach ” . Mc Graw – Hill

Papanicolaou, E. et Jaluria, Y. (1995).“Computation of turbulent flow in mixed convection in a cavity with a localised heat source” , *ASME Journal of Heat Transfer*, vol 117: pp. 649 - 657.

Patankar, S.V., Ivanovic, M. et Sparrow, E.M. (1979) . “ Analysis of turbulent flow and heat transfer in internally fined tubes and annuli ”, *ASME Journal of Heat Transfer*, vol 101 :pp. 29-37.

Patankar, S.V. (1980). *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, Hemisphere.Washington, DC.

Premachandran, B. et Balaji, C. (2006) . “Conjugate mixed convection with surface radiation from a horizontal channel with protruding heat sources ”, *International Journal of Heat Transfer*, vol 49: pp. 3568 – 3582.

Qu,W. et Mudawar, I. (2002). “Analysis of three-dimensional heat transfer in micro-channel heat sinks”, *International Journal of Heat and Mass transfer*, vol 45: pp. 3973-3985.

Ratnam, G.S. et Vengadesan, S. (2008). “ Performance of two equation turbulence models for prediction of flow and heat transfer over a wall mounted cube ”, *International Journal of Heat and Mass transfer*, vol 51 : pp. 2834- 2846.

Ray, S. et Srinivasan,J. (1992). “ Analysis of conjugate laminar mixed convection cooling in a shrouded array of electronic components, ”*International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol 35,n ° 4: pp. 815 – 822.

Rundstrom, D. et Moshfegh, B. (2009). "Large- eddy simulation of an impinging jet in a cross-flow on a heated wall-mounted cube " *International Journal of Heat and Mass Transfer* vol 52 :pp. 921- 931.

Silva, A.K., Lorente, S. et Bejan, A. (2004). "Optimal distribution of discrete heat sources on a wall with natural convection ", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol 47: pp. 203-214.

Steinberg, D.S. (1980). " Cooling techniques for electronic equipment " Wiley and Sons,

Wang, Q. et Jaluria, Y. (2002) ."Instability and heat transfer in mixed convection flow in a horizontal duct with discrete heat sources", *Numerical Heat Transfer, Part A*, vol 42:pp. 445 – 463.

Wang, Q. et Jaluria, Y. (2004). "Three dimensional conjugate Heat Transfer in a horizontal channel with discrete heating ", *ASME Journal of Heat Transfer*, vol 126: pp. 642 -647.

Weinstein,R.D., Fleischer, A.S. et Krug, K.A. (2004). " Natural convection and passive heat rejection from two heat sources maintained at different temperatures on a printed circuit board *ASME Journal of Electronic Packaging*, vol 126 :pp. 15-21.

Wu, H.W. et Perng,S.W. (1999). "Effect of an oblique plate on the heat transfer enhancement of mixed convection over heated blocks in horizontal channel ", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol 42: pp. 1217 – 1235.

Wu, H.W. et Perng, S.W. (2005). "Turbulent flow and heat transfer enhancement of mixed convection over heated blocks in a channel " , *International Journal for Numerical Methods in Heat and Fluid Flow*", vol. 15, n° 2:pp. 205-225.

Young, T.J. et Vafai,K .(1998). " Convective cooling heated obstacle in a channel", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol 41: pp. 3131-3148.

Liste des figures

Chapitre I : Introduction

Figure (I.1) :	Représentation d'arrangement des cubes dans le canal (Ortega et Moffat, 1986 ; Moffat et Ortega, 1986)-----	4
Figure (I.2 a) :	Schéma du dispositif de refroidissement des composants électroniques (Behnia et al. ,1998)-----	5
Figure (I.2b) :	Schéma des cavités avec les sources de chaleurs (Behnia et al. ,1998) ----	5
Figure (I.3a) :	Distribution non uniforme des sources de chaleur de dimensions finies sur une paroi Verticale (Silva et al. ,2004) -----	6
Figure (I.3b):	Enceinte bidimensionnelle avec des sources de chaleur sur la paroi verticale (Silva et al. ,2004) -----	6
Figure (I.4) :	Canal horizontal contenant deux composants électroniques (Icoz et Jaluria, 2005) -----	7
Figure (I.5) :	Schéma de configuration du problème et des conditions aux limites. (a) boîtier avec une Seule source de chaleur ; (b) boîtier avec deux sources de chaleur identiques (Bouttout et Bessaih, 2008)-----	8
Figure (I.6) :	Schéma du dispositif expérimental (vue de côté de la manche) (Manca et al., 2002) -----	9
Figure (I.7) :	Différentes Configurations des sources (Weinstein et al. , 2004) -----	10
Figure (I.8) :	Le type de circuit imprimé (Moffat et Anderson,1990)-----	11

Figure (I.9) :	Canal contenant un seul obstacle chauffé (Timothy et Vafai,1998)-----	11
Figure (I.10) :	Canal horizontal contenant des blocs Chauffés en présence d'un écoulement pulsatif (Kim et al. ,1998). -----	12
Figure (I.11) :	Model d'un canal bidimensionnel et avec fentes. (a) canaux à deux dimensions (b) Domaine de calcul d'un canal à deux dimensions et avec fentes (Kim et Anand, 2000).-----	13
Figure (I.12):	(a) Schéma de l'installation d'essais, (b) Montage des puces sur une paroi du Canal (c) Section d'écoulement du fluide dans le canal canal (Bhowmik et Tou, 2005 ; Bhowmillk et al. , 2005)-----	14
Figure (I.13) :	Schéma d'un micro canal rectangulaire avec source de chaleur chaleur (Qu et Mudawar, 2002).-----	15
Figure (I.14) :	Canal contenant des composants électroniques avec une plaque oblique (Wu et Perng, 1999).-----	16
Figure (I.15) :	Géométrie et système de coordonnées du domaine de calcul calcul (Hung et Fu, 1999).-----	17
Figure (I.16) :	Modèles physiques : cas (a) , cas (b) pour une source de chaleur, mais cas (c) pour deux sources de chaleurs (Hsu et Wang, 2000)-----	18
Figure (I.17a) :	Canaux horizontal et vertical contenant des Composants électroniques (Icoz et Jaluria, 2004). -----	19
Figure (I.17b) :	Cavité carrée contenant des sources de chaleur (Icoz et Jaluria, 2004). -----	20

Figure (I.18) :	La configuration géométrique(Bae et al. , 2004)-----	20
Figure(I.19) :	(a) Schéma de la cavité rectangulaire et (b) schéma du composant électronique (Ghasemi, 2005)-----	22
Figure (I.20) :	Vue schématique du problème. (Premachandran et Balaji, 2006) -----	22
Fig.(I. 21) :	Géométrie du canal et les conditions aux limites (Guimaraes et Menon, 2008). -----	23
Figure(I.22) :	Géométrie du problème(Hamouche et Bessaih, 2008)-----	24
Figure(I.23) :	Géométrie du problème (Le canal horizontal contient deux sources de chaleur simulant les composants électroniques) (Hamouche et Bessaih, 2009) -----	25
Figure(I.24) :	Configuration géométrique (Ray et Srinivasan, 1992). -----	25
Figure(I.25) :	Canal horizontal avec des sources de chaleur placées en amont (Wang et Jaluria, 2002) -----	26
Figure (I.26) :	(a),(b),(c): Différentes configurations géométriques (Wang et Jaluria, 2004). -----	27
Figure (I.27) :	Dispositif expérimental (Dogan et al. , 2005 ; Baskaya et al. , 2005) -----	28
Figure (I.28) :	Trois composants électroniques montés sur un mur vertical (Bessaih et Kadja, 1998) -----	30
Figure (I.29) :	Géométrie des deux plaques parallèles avec huit côtes identiques (Luo et al. , 2005) -----	31

Figure (I.30) :	(a) géométrie des plaques parallèles avec trois côtes identiques (b) conduite horizontale triangulaire avec des surfaces internes lisses (Luo et al. , 2005). -----	32
Figure (I.31) :	Modèle physique de la cavité avec une source de chaleur sur la paroi latérale (Papanicolaou et Jaluria, 1995). -----	33
Figure(I.32) :	(a) Géométrie sans turbulateur , (b) Géométrie avec turbulateur rectangulaire placé à gauche du premier bloc (Wu et Pern, 2005)-----	33
Figure (I.33) :	(a) Modèle physique, (b) un modèle contenant une source de chaleur (c) domaine de Calcule (Bhoite et Narasimham, 2008)-----	34
Figure(I.34) :	Schéma de croquis de l'installation expérimentale (Rundstrom et Moshfegh, 2008)-----	35
Figure(I.35) :	Configuration de la matrice des cubes (Niceno et al., 2002). -----	36
Figure(I.36) :	Schéma de croquis et domaine de calcul de la présente étude (Ratnam et Vengadesan, 2008). -----	36

Chapitre II : Modèle mathématique

Figure (II .1) :	Les pertes de chaleur par les six faces d'un cube 3-D. la chaleur générée dans le cube est perdue par conduction de l'ouest du cube vers la plaque, et par convection à partir des autres faces. -----	39
Figure (II.2) :	Dix sources de chaleur cubiques, simulant les composants électroniques, montées sur la paroi verticale d'un canal-----	40
Figure (II.3) :	Arrangement des composants électroniques dans le canal (Ortega et	

Moffat , 1986 ; Moffat et Ortega, 1986)-----41

Figure (II.4) : Cinq sources de chaleur cubiques , simulant les composants électroniques
montées sur une paroi verticale d'un canal-----49

Chapitre III : Méthode numérique

Figure(III.1): Décomposition d'un domaine physique en volumes finis bidimensionnels
-----58

Figure (III.2) : Volume de contrôle typique tridimensionnel-----59

CHAPITRE IV : Résultats et discussions du cas régime laminaire 3-D

Figure (IV.1) : Effet du maillage sur la distribution de la température de chaque-----
composant électronique, pour $Gr= 6.40 \times 10^5$, $Re=1000$ ($Gr/Re^2=0.64$)---65

Figure (IV.2) : Température de chaque composant chauffé, en °C:-----
Comparaison entre nos simulations numériques et les résultats -----
expérimentaux de Ortega & Moffat (1986) pour les différentes -----
puissances ($Q= 0.2W$ et $0.4W$)-----66

Figure(IV.3): Vecteurs-vitesses dans le canal pour trois valeurs du nombre de Reynolds
($Gr= 6.40 \times 10^5$ ($Q=0.2W$) -----67

Figure(IV.4) :	Effet de Re ($Re= 500, 750, 1000$) sur la température de chaque composant électronique -----	68
Figure(IV.5) :	Effet de Re ($Re= 500, 750, 1000$) sur le coefficient de transfert de chaleur adimensionnel he de chaque composant électronique ($Q=0.2W$)-----	69
Figure (IV.6):	Effet du non-chauffage des composants (1, 3, 5, 7, 9) sur la température de chaque composant électronique -----	70
Figure (IV.7) :	Iso-surfaces du champ thermique dans le plan $X-Y$ à $Z=0.19$: Effet du non-chauffage des composants (1, 3, 5, 7, 9) sur la température de chaque composant ($Q=0.2W$) -----	71
Figure (IV.8) :	Effet du chauffage alterné des composants sur la température de chaque composant électronique. Ici, les composants 1,3, 5,7, 9 sont chauffés avec $Q=0.4W$ et les autres sont chauffés avec $Q=0.2W$ -----	72
Figure (IV.9) :	Iso-surfaces du champ thermique dans le plan $X-Y$ à $Z=0.19$: Effet du chauffage alterné des composants sur la température de chaque composant électronique. Ici, les composants 1,3, 5,7, 9 sont chauffés avec $Q=0.4W$ et les autres sont chauffés avec $Q=0.2W$ -----	73
Figure (IV.10):	Vecteurs-vitesses ($U-V-W$) dans le canal pour $Gr= 6.40\times 10^5$ ($Q=0.2W$) et $Re= 1000$ ($Gr/Re^2= 0.64$). Effet de la largeur du canal H sur le champ d'écoulement-----	74
Figure (IV.11) :	Iso-surfaces du champ thermique dans le plan $X-Y$ à $Z=0.19$ for $Gr= 6.40\times 10^5$ ($Q=0.2W$) et $Re= 1000$ ($Gr/Re^2= 0.64$) : Effet de la largeur du canal H sur le champ thermique -----	75

Figure (IV.12) : Effet de la largeur du canal H sur la température de chaque composant
-----76

Figure (IV.13) : Effet de la largeur du canal H sur le coefficient de transfert de chaleur
adimensionnel h_e de chaque composant ($Q=0.2W$)-----77

CHAPITRE V : Résultats et discussions du cas régime turbulent 3-D

Figure (V.1) : Effet de trois maillages différents sur la distribution de la température
pour $Q= 0.8W$. -----80

Figure (V.2) : Distribution de la température dimensionnelle $(T-T_0)$, en °C, de chaque
composant : Comparaison entre nos simulations numériques et les résultats
expérimentaux de Ortega & Moffat (1985) -----81

Figure (V.3) : Vecteurs-vitesses $(U-V-W)$ dans le canal pour différentes valeurs de Q
et (Ra) -----83

Figure (V.4) : Distribution horizontale de la vitesse adimensionnelle V dans le canal pour
différentes valeurs de Q -----84

Figure (V.5) : Iso-surfaces de la température adimensionnelle Θ dans le plan $(X-Y)$ le
long des composants électroniques pour différentes valeurs de Q -----86

Figure (V.6) : Iso-surfaces de la température adimensionnelle Θ dans le plan $(X-Y)$ à $Z=0$

pour différentes valeurs de Q-----87

Figure (V.7) : Iso-surfaces de la température adimensionnelle Θ dans le plan (X-Z) à la sortie du canal pour différentes valeurs de Q-----90

Figure (V.8) : Distribution verticale de la température pour différentes valeurs de Q-- -91

Figure (V.9) : Iso-surfaces de l'énergie cinétique de turbulence adimensionnelle K dans le plan (X-Y) le long des composants électroniques pour différentes valeurs de Q-----92

Figure (V.10) : Iso-surfaces de la dissipation ε adimensionnelle de l'énergie cinétique de turbulence dans le plan (X-Y) le long des composants électroniques pour différentes valeurs de Q-----93

Figure (V.11) : Iso-surfaces de la viscosité turbulente ν_t^* adimensionnelle dans le plan (X-Y) le long des composants électroniques pour différentes valeurs de Q-----95

Figure (V.12) : Iso-surfaces de la viscosité turbulente ν_t^* adimensionnelle dans le plan (X-Y) à Z=0 pour différentes valeurs de Q-----96

Figure (V.13) : Iso-surfaces de la viscosité turbulente ν_t^* adimensionnelle dans le plan (X-

Z) à la sortie du canal pour différentes valeurs de Q-----97

Figure (V.14) : Vecteurs-vitesses (U-V-W) dans le canal pour différentes valeurs de k/kair
-----99

Figure (V.15) : Distribution horizontale de la vitesse adimensionnelle V dans le canal pour
différentes valeurs de k/kair (Q=0.8W)-----100

Figure (V.16) : Distribution verticale de la température pour différentes valeurs de k/kair
(Q=0.8W)-----101

Figure (V.17) : Iso-surfaces de la température adimensionnelle Θ dans le plan (X-Y) le long
des composants électroniques pour différentes valeurs de k/kair (Q=0.8W)
-----103

Figure (V.18) : Iso-surfaces de la viscosité turbulente ν_t^* adimensionnelle dans le plan
(X-Y) le long des composants électroniques pour différentes valeurs de
k/kair (Q=0.8W)-----105

Figure (V.19) : Distribution horizontale de la vitesse adimensionnelle V dans le canal pour
le cas du non-chauffage des composants 2, 4 (Q=0 W)-----106

Figure (V.20) : Distribution verticale de la température pour différentes valeurs de Q.

Noter que pour les 5 composants chauffés (couleur rouge), $Q=0.8W$ et pour le non-chauffage des composants 2 et 4, $Q=0$ (couleur verte)-----107

Figure (V.21) : Iso-surfaces de la température adimensionnelle Θ dans le plan (X-Y) à $Z=0$ pour le cas du non-chauffage des composants 2 et 4 ($Q=0 W$), les autres 1, 3 et 5 sont chauffés ($Q=0.8W$)-----109

Figure (V.22) : Iso-surfaces de la viscosité turbulente v_t^* adimensionnelle dans le plan (X-Y) le long des composants électroniques pour le cas du non-chauffage des composants 2 et 4 ($Q=0 W$), les autres 1, 3 et 5 sont chauffés ($Q=0.8W$ -110

Figure (V.23) : Vecteurs-vitesses (U-V-W) dans le canal pour $Q=0.8W$ et $H/B=2$ -----111

Figure (V.24) : Distribution verticale de la température pour différentes valeurs de H/B ($Q=0.8W$)-----113

Figure (V.25) : Distribution des coefficients de transfert de chaleur h (h_e, h_n, h_s , et h_f) de chaque face des composants électronique, pour différentes valeurs de H/B ($Q=0.8W$)-----114

Figure (V.26) : Distribution de l'énergie cinétique adimensionnelle K ($H/B=2$ et $Q=0.8W$)-----116

Figure (V.27) : Distribution de la dissipation ε adimensionnelle de l'énergie cinétique
($H/B=2$ et $Q=0.8W$)-----117

Figure (V.28) : Distribution de la viscosité turbulente ν_t^* adimensionnelle ($H/B=2$ et
 $Q=0.8W$)-----119