

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



UNIVERSITE KASDI MERBAH OUARGLA
FACULTE DES SCIENCES APPLIQUEES
DEPARTEMENT DE GENIE MECANIQUE

THÈSE

Présentée pour l'obtention du diplôme de Doctorat en sciences

Spécialité : ÉNERGÉTIQUE

Par

HADJI Touta

THÈME

**Contribution à l'optimisation de transferts thermiques
conjugués dans les géométries d'intérêt pratique**

Soutenue publiquement le : 12/07/2025 devant le jury :

Saifi Nadia	Professeur	Université de Ouargla	Président
Abdi-Saad Aissa	Professeur	Université de Ouargla	Rapporteur
Kadja Mahfoud	Professeur	Université de Constantine 1	Examineur
Korichi Abdelkader	Professeur	Université de Médéa	Examineur
Belazizia Abdennacer	Professeur	Université de Tébessa	Examineur
Gharbi Abderrezak	M.C.A	Université de Ouargla	Examineur

Année universitaire 2024-2025

Dédicace

Je dédie ce travail à la mémoire de mes parents,

À mes chères enfants,

À mon époux,

À toute la famille.

Remerciements

Je tiens à remercier M. Abidi-Saad Aissa d'avoir accepté la direction scientifique de mes travaux et pour ses précieux encouragements. Je souhaite également remercier Mme Saifi Nadia d'avoir accepté la présidence du jury. Je tiens aussi à exprimer ma gratitude à M. Mahfoud Kadja, M. Abdennacer Belazizia, M. Abdelkader Korichi et M. Abderazzek Gharbi pour avoir accepté d'être membres du jury en tant qu'examineurs. Enfin, à toutes les personnes qui m'ont aidé de près ou de loin à mener à bien cette thèse, j'adresse l'expression de mes remerciements et de ma sincère gratitude.

Résumé

Cette étude porte sur la convection naturelle turbulente de l'air dans un canal en U soumis à des conditions de chauffage asymétriques. Deux configurations ont été étudiées : un canal sans nervures et un canal avec des nervures au milieu de la paroi chauffée. Les deux canaux comportent deux parois chauffées : l'une est directement chauffée à une température constante variant de 50 à 500 °C, tandis que l'autre est chauffée indirectement par le rayonnement thermique émis par la paroi directement chauffée. Les équations régissant l'écoulement dans le canal ont été résolues à l'aide du logiciel de CFD Fluent. Les propriétés physiques de l'air, qui dépendent de la température, ont été intégrées à l'aide de fonctions définies par l'utilisateur (UDF). Les résultats numériques ont été validés par des résultats expérimentaux existants, présentant une bonne concordance. L'étude examine également l'impact des variations de température de la paroi directement chauffée sur les champs de température et de vitesse de l'air, le taux d'évacuation de chaleur et le nombre de Nusselt. La comparaison des résultats pour les deux configurations montre que le canal avec nervures offre de meilleures performances en termes de taux d'évacuation de chaleur et de nombre de Nusselt.

Abstract

This study focuses on the turbulent natural convection of air in a U-shaped channel subjected to asymmetric heating conditions. Two configurations were studied: a channel without ribs and a channel with ribs in the middle of the heated wall. Both channels have two heated walls: one is directly heated to a constant temperature ranging from 50 to 500 °C, while the other is heated indirectly by thermal radiation emitted by the directly heated wall. The equations governing the flow in the channel were solved using Fluent CFD software. The temperature-dependent physical properties of the air were integrated using user-defined functions (UDFs). The numerical results were validated by existing experimental results, showing good agreement. The study also examines the impact of directly heated wall temperature variations on the air temperature and velocity fields, heat removal rate and Nusselt number. Comparison of the results for the two configurations shows that the ribbed channel provides better performance in terms of heat removal rate and Nusselt number.

ملخص

ترتكز هذه الدراسة على الحمل الحراري الطبيعي المضطرب للهواء في قناة على شكل حرف U معرضة لظروف تسخين غير متماثلة. تمت دراسة نموذجين: قناة بدون أضلاع وقناة ذات أضلاع في منتصف الجدار الساخن. تحتوي كلتا القناتين على جدارين ساخنين: يتم تسخين أحدهما مباشرة إلى درجة حرارة ثابتة تتراوح بين 50 إلى 500 درجة مئوية، بينما يتم تسخين الآخر بشكل غير مباشر عن طريق الإشعاع الحراري المنبعث من الجدار الساخن مباشرة. تم حل المعادلات التي تحكم التدفق في القناة باستخدام برنامج Fluent CFD. تم دمج الخصائص الفيزيائية للهواء المعتمدة على درجة الحرارة باستخدام وظائف محددة من قبل المستخدم UDFs. وقد تم التحقق من صحة النتائج العددية من خلال النتائج التجريبية الموجودة، مما يدل على اتفاق جيد. كما تبحث الدراسة في تأثير تغيرات درجة حرارة الجدار الساخن مباشرة على حقول درجة حرارة الهواء والسرعة ومعدل إزالة الحرارة ورقم نوسلت. تظهر مقارنة النتائج للنموذجين أن القناة المضلعة تقدم أداءً أفضل من حيث معدل إزالة الحرارة ورقم نوسلت.

TABLE DES MATIÈRES

INTRODUCTION	xi
CHAPITRE I: GENERALITES SUR LA CONVECTION NATURELLE	
I.1. Introduction	2
I.2. Convection naturelle dans les phénomènes naturels et quotidiens	3
I.2.1. Phénomènes atmosphériques et océanographiques	3
I.2.2. Applications domestiques et quotidiennes	4
I.3. Convection naturelle dans les applications industrielles et technologiques	6
I.3.1. Refroidissement passif des équipements électroniques	6
I.3.2. Refroidissement passif des réacteurs nucléaires	6
I.3.3. Ventilation naturelle des bâtiments	7
I.3.4. Production d'électricité à grande échelle	9
I.3.5. Séchage industriel et agricole	10
I.4. Caractéristiques et paramètres de la convection naturelle	11
I.4.1. Nombre de Nusselt	13
I.4.2. Paramètres gouvernants	14
I.5. Mécanismes de base et équations régissantes	15
I.5.1. Équations régissantes	15
I.5.2. Approximations de Boussinesq	16
I.6. Conclusion	18
CHAPITRE II : ETAT DE L'ART SUR L'ETUDE DE LA CONVECTION NATURELLE ENTRE DEUX PLAQUES PARALLELES	
II.1. Introduction	20
II.2. Convection naturelle laminaire	21
II.3. Convection naturelle turbulente	33
II.4. Conclusion	45
CHAPITRE III : DESCRIPTION DU PROBLEME ET FORMULATION MATHEMATIQUE	
III.1. Introduction	47
III.2. Description de la géométrie	48
III.3. Hypothèses	49
III.4. Propriétés physiques	49
III.5. Les équations gouvernantes de l'écoulement	50
III.6. Modélisation du transfert de chaleur radiatif	52
III.7. Les conditions initiales et aux limites	52
III.8. Maillage et code de calcul	53
III.9. Indépendance de maillage	55
III.10. Conclusion	55
CHAPITRE IV : RESULTATS ET DISCUSSION	
IV.1. Validation du code de calcul	57
IV.1.1. Les profils de température	57
IV.1.2. Les taux de chaleur totale et radiatif	59
IV.2. Simulation numérique du transfert de chaleur dans le canal sans nervures	61

IV.2.1. Profils de température et de vitesse	61
IV.2.2. Contours de température et de vitesse	64
IV.3. Simulation numérique du transfert de chaleur dans le canal avec nervures	67
IV.3.1. Profils de température et de vitesse	67
IV.3.2. Contours de température et de vitesse	72
IV.4. Distribution de température sur la paroi indirectement chauffée.	74
IV.5. Corrélations du transfert de chaleur	76
IV.6. Conclusion	76
Conclusions générales	80
Perspectives	81
Annexe	82
Références	83

Liste des tableaux

IV.1 Températures moyennes, numériques et expérimentales à différentes hauteurs, Cas : 500°C	58
IV.2 Taux de chaleur total numérique et expérimentale à différentes températures à la paroi DHW.....	59
IV.3 Températures moyenne à l'entrée et à la sortie pour différentes températures à la paroi DHW.....	64
IV.4 Vitesses moyennes à l'entrée et à la sortie pour différentes températures à la paroi DHW	66
IV.5 Températures moyennes à l'entrée et à la sortie à différentes températures à la paroi DHW ...	68
IV.6 Vitesses moyennes à l'entrée et à la sortie pour différentes températures à la paroi DHW	71
IV.7 Taux de chaleur évacué dans chaque configuration et pour différentes températures à la paroi.	78

Liste des figures

I.1 Convection naturelle atmosphérique	3
I.2 Schéma des courants océaniques	3
I.3. Convection naturelle dans une casserole d'eau	4
I.4. Convection naturelle dans une cheminée	4
I.5. Chauffage par le sol	5
I.6. Refroidissement des composants électroniques par des ailettes	6
I.7. Schéma du transfert de chaleur dans un réacteur nucléaire	7
I.8. Schéma des types de chauffage passif et de ventilation naturelle	8
I.9. Schéma d'une cheminée solaire	9

I.10. Schéma d'un séchoir solaire passif	10
I.11 Convection naturelle sur une surface verticale [1]	11
I.12 Distribution de la vitesse et de la température dans un écoulement	12
de convection naturelle sur une surface verticale [1]	
II.1 Convection naturelle entre deux plaques parallèles et verticales	22
II.2 Région pleinement développé [5]	23
II.3 Variation de Nu en fonction de Ra^* ,	24
en cas de deux plaques isothermes symétriques [6]	
II. 4 Canal avec différentes conditions aux limites [7]	25
II. 5 Nombre de Nusselt en fonction du nombre de Rayleigh	25
pour le cas de températures uniformes [7]	
II.6 Canal vertical bidimensionnel [8]	26
II 7 Géométrie de plaques parallèles chauffées symétriquement par flux thermique constant [9] ...	27
II.8 Schéma du canal incliné [10]	28
II.9 Nu en fonction de Ra^* et de ϵ [10]	29
II.10 Géométrie du canal avec des nervures au centre [11]	30
II.11 Lignes de courant et isotherme pour trois emplacements différents des nervures [11]	30
II.12 Géométrie du canal à parois isothermes [12]	31
II.13 Vue rapprochée de la région d'écoulement séparée	31
pour $Gr = 10^4$, $L/b = 24$, $Pr = 0,7$ ($Ra^* = 291,7$) [12]	
II.14 Schémas de systèmes de cheminées solaires avec conditions aux limites	32
(a) Cheminée solaire à paroi passive verticale, (b) Cheminée solaire à paroi passive inclinée,	
(c) les fonctions de courant pour différents angles d'inclinaison à $Ra = 10^{11}$; [13].	
II.15 Géométrie du canal avec chauffage asymétrique [14]	33
II.16 Géométrie du canal et coordonnées du système [15]	34
II.17 Géométrie et conditions aux limites pour le modèle numérique [16]	36
II.18 Géométrie du canal [17]	37
II.19 Schéma du dispositif expérimental [18]	39
II.20 Domaine du modèle numérique [19]	40
II.21 Schéma de principe du banc d'essai [20]	41
II.22 Schéma de deux types de cavité en fonction de la position d'entrée [21]	42
II.23 Schéma du dispositif expérimental [22]	44
III.1 Géométrie des deux configurations, (a) 1ère configuration sans nervures	48
(b) 2ème configuration avec nervures	
III.2 Conditions aux limites pour les deux configurations	53
III.3 Raffinage du maillage dans les deux configurations, (a) 1ère configuration sans nervures	54
(b) 2ème configuration avec nervures	

III.4 Nombre de Nusselt pour différents maillages	54
IV.1 Différentes hauteurs des niveaux de l'air chauffé dans le canal	57
IV.2 Profils de température à différentes altitudes (cas : 500°C)	58
IV.3 (a) Taux de chaleur totale évacuée en fonction du temps	60
(b) Taux de chaleur radiatif en fonction du temps	
IV.4 Nombre de Nusselt en fonction du nombre de Rayleigh	60
IV.5 Profils de température à différentes hauteurs pour différents cas de température à la paroi	62
IV.6 Profils de vitesse à différentes hauteurs pour différents cas de température à la paroi DHW...	63
IV.7 Contours de température pour différents cas de température à la paroi DHW	65
IV.8 Différents tailles des zones de recirculation	66
IV.9 Profils de température à différentes hauteurs pour différents cas de température à la paroi	67
IV.10 Profils de température de l'air lorsque : a) la recirculation ne se produit pas	69
b) la recirculation se produit	
IV.11 Profils de vitesse à différentes hauteurs pour différents cas de température à la paroi	70
IV.12 Contours de température et de vitesse pour différents cas de température à la paroi DHW ...	73
IV.13 (a) contours de température dans l'espace contracté, Cas : 500°C	74
(b) contours de vitesse dans l'espace contracté, Cas : 500°C	
IV.14 (a) Distribution de température à la paroi IHW (canal sans nervures)	75
(b) Distribution de température à la paroi IHW (canal avec nervures)	
IV.15 Résultats expérimentaux et numériques du nombre de Nusselt	77
par rapport au nombre de Rayleigh pour les cas étudiés	

Nomenclatures

SYMBOLES LATINS :

A	Aire totale de la surface verticale, m ²
c _p	Chaleur spécifique à pression constante, J/kg.K
DHW	Directly Heated Wall
DO	Discrete Ordinates radiation model
g	Gravité, m/s ²
Gr _L	Nombre de Grashof basé sur la longueur L
H	Hauteur des plaques, m
$\bar{h}$	Coefficient moyen de transfert de chaleur par convection, W/m ² .K
h _x	Coefficient de transfert de chaleur local, W/m ² .K
IHW	Indirectly Heated Wall
L	Hauteur de la surface verticale, m

k	Energie cinétique turbulente, m^2/s^2
$\dot{m}$	Débit massique, kg/s
$\overline{Nu}$	Nombre de Nusselt moyen
Nu_x	Nombre de Nusselt local
P	Pression, Pa
P_0	Pression de référence, Pa
Pr	Nombre de Prandtl
Pr_t	Nombre de Prandtl turbulent
$\dot{q}$	Taux de transfert de chaleur, W
$\dot{q}'$	Taux de transfert de chaleur par unité de surface, W/m^2
$\dot{Q}_{total}$	Taux d'évacuation de la chaleur total du canal
$\dot{Q}_{conv}$	Taux de chaleur convective
$\dot{Q}_{Rad}$	Taux de chaleur radiative
r_{air}	Constante spécifique de l'air, $J/kg.K$
Ra	Nombre de Rayleigh
Ra^*	Nombre de Rayleigh modifié
Re	Nombre de Reynolds
S	Espacement entre les deux plaques, m
t	Temps, s
T	Température, K
T_∞	Température ambiante, K
T_w	Température à la paroi, K
u	Vitesse dans la direction x, m/s
v	Vitesse dans la direction y, m/s
$\mathbf{V}$	Vecteur de vitesse, m/s

SYMBOLES GRECS :

α	Diffusivité thermique, m^2/s
β	Coefficient de dilatation thermique, K^{-1}
μ	Viscosité dynamique, Pa.s
μ_t	Viscosité dynamique turbulente, Pa.s
ε	Energie de dissipation, m^2/s^3
ν	Viscosité cinématique, m^2/s
ν_t	Viscosité cinématique turbulente, m^2/s
ρ	Masse volumique, kg/m^3
σ	constante de Stefan-Boltzmann, $Wm^{-2} K^{-4}$
σ_k	Nombre de Prandtl turbulent pour k
σ_ε	Nombre de Prandtl turbulent pour ε
λ	Conductivité thermique, $Wm^{-1} K^{-1}$
ϵ	Emissivité

Introduction

Les systèmes de convection naturelle de l'air connaissent un intérêt croissant en raison de leur efficacité énergétique et de leur durabilité. Ces mécanismes sont au cœur d'applications variées, telles que les cheminées intégrées aux bâtiments, les dissipateurs thermiques pour composants électroniques ou encore les radiateurs à ailettes parallèles. Dans ces configurations, le transfert thermique entre les parois peut être modélisé par une convection naturelle entre plaques parallèles. L'efficacité de ce transfert, ainsi que les schémas d'écoulement au sein des canaux, dépendent fortement de la disposition des plaques et des conditions aux limites thermiques imposées.

Depuis plusieurs décennies, ce phénomène fait l'objet de recherches expérimentales et numériques approfondies. Les travaux fondateurs d'Elenbaas [1] et de Bodoia et Osterle [2] ont porté sur l'étude de plaques isothermes chauffées symétriquement. Par la suite, des chercheurs tels qu'Ostrach [3], Aung [4], Miyatake et al. [5], Nelson et Wood [6], Yilmaz et Gilchrist [7], Bar-Cohen et Rohsenow [8], ou encore Cheng et Müller [9], ont exploré des configurations asymétriques, élargissant la compréhension des interactions thermiques dans des géométries complexes. Pour quantifier les performances thermiques, de nombreuses corrélations ont été établies entre le nombre de Nusselt, le nombre de Rayleigh et le rapport hauteur/largeur des canaux. Ces corrélations varient significativement selon les conditions de surface des plaques – symétriques ou asymétriques – et selon la nature des contraintes thermiques (flux de chaleur imposé ou conditions isothermes).

Ce mémoire se structure en quatre chapitres :

Chapitre 1 : Présentation des principes fondamentaux de la convection naturelle, incluant ses mécanismes physiques, les équations gouvernantes et les paramètres adimensionnels clés (nombre de Rayleigh, de Nusselt, etc.).

Chapitre 2 : Revue bibliographique critique des études expérimentales et numériques sur la convection entre plaques parallèles. L'accent est mis sur les effets de la géométrie, des conditions de chauffage et des corrélations proposées dans la littérature.

Chapitre 3 : Description détaillée des configurations étudiées – un canal en forme de U et un canal en U équipé de nervures –, accompagnée des hypothèses simplificatrices et des conditions aux limites. Le modèle mathématique repose sur les équations de conservation en régime turbulent, spécifiques à la convection naturelle de l'air.

Chapitre 4 : Analyse des résultats numériques, incluant les champs de température et de vitesse, les taux de transfert thermique (convection et rayonnement) et les corrélations Nusselt-Rayleigh. Ces résultats sont validés par comparaison avec des données expérimentales, suivie d'une discussion interprétative des phénomènes observés.

CHAPITRE I

Généralités sur la convection naturelle

I.1. Introduction :

L'intérêt porté aux transferts de chaleur et de masse liés à la convection naturelle s'est accru au cours des dernières décennies, en raison de leur rôle essentiel dans de nombreux domaines, tels que le refroidissement des équipements électroniques, le contrôle de la pollution, le traitement des matériaux, les systèmes énergétiques et la sécurité des procédés thermiques. La convection naturelle se manifeste dès qu'il existe une non-uniformité de température dans un fluide, combinée à un champ d'accélération tel que la gravité.

Dans certaines applications, elle constitue le principal mécanisme du transfert de chaleur. Cependant, dans d'autres cas, elle est négligeable, notamment lorsque son intensité est faible comparée à d'autres modes de transfert. Cela est particulièrement vrai lorsque la conduction prédomine, par exemple dans les espaces d'air très étroits où le mouvement du fluide est limité (faible nombre de Rayleigh), ou encore en présence de fluides très visqueux. De plus, la convection naturelle devient souvent insignifiante face à une convection forcée intense, dans laquelle un écoulement externe induit un transfert de chaleur bien plus efficace. Enfin, à très haute température, le rayonnement thermique devient le mode de transfert dominant, reléguant la convection naturelle au second plan.

I.2. Convection naturelle dans les phénomènes naturels et quotidiens:

La convection naturelle est un mécanisme omniprésent qui façonne de nombreux phénomènes naturels et se manifeste couramment dans notre vie quotidienne. Sa prévalence à travers une gamme aussi vaste de contextes souligne son rôle fondamental dans la dynamique thermique de notre monde.

I.2.1. Phénomènes atmosphériques et océanographiques :

La convection naturelle est un moteur principal des mouvements fluides à grande échelle sur terre. Les phénomènes atmosphériques comme les orages et la formation des nuages sont des exemples classiques de convection naturelle, voir Figure .I.1. Lorsque le sol est chauffé par le rayonnement solaire, l'air en contact devient plus chaud, donc moins dense, et commence à s'élever. En montant, cet air se refroidit, et la vapeur d'eau qu'il contient peut se condenser pour former des nuages, voire provoquer des orages si la convection est intense. Ce processus intervient aussi dans des phénomènes locaux comme les brises marines, où l'air chaud au-dessus de la terre est remplacé par de l'air plus frais venant de la mer. Ainsi, la convection naturelle joue un rôle central dans la régulation du climat, la formation des précipitations et le transport de l'énergie thermique sur Terre.

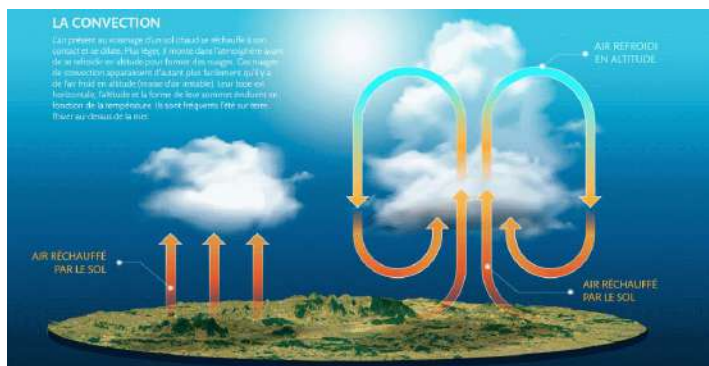


Figure. I.1: Convection naturelle atmosphérique.

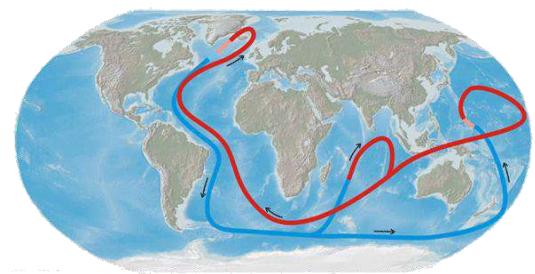


Figure. I.2: Schéma des courants océaniques.

Dans les océans, les variations de température de l'eau (et de salinité) créent des différences de densité, voir Figure.I.2. L'eau plus chaude et moins salée a tendance à monter ou à s'écouler sur l'eau plus froide et plus dense, générant de vastes courants océaniques. Ces courants jouent un rôle crucial dans la redistribution globale de la chaleur et la régulation du climat.

I.2.2. Applications domestiques et quotidiennes :

L'un des exemples les plus courants et facilement observables de convection naturelle est l'eau bouillante dans une casserole, voir Figure.I.3. Lorsque de l'eau est chauffée sur une cuisinière, l'eau au fond absorbe la chaleur, devient moins dense et monte. L'eau plus froide et plus dense en surface descend alors vers le fond, où elle est à son tour chauffée. Cette circulation continue crée un courant convectif visible, qui s'amorce spontanément une fois que la différence de température entre le haut et le bas de la couche d'eau atteint une valeur critique.

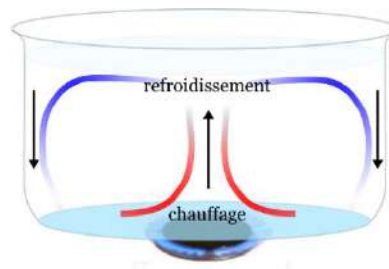


Figure. I.3 : Convection naturelle dans une casserole d'eau.

La fumée de cigarette ou de cheminée est un autre exemple clair, voir Figure.I.4. La fumée émanant d'une cigarette ou d'une cheminée est constituée de gaz de combustion chauds. Ces gaz sont significativement plus chauds et donc moins denses que l'air ambiant environnant. Sous l'influence de la gravité, la force de flottabilité provoque l'ascension naturelle de cette fumée chaude et moins dense.

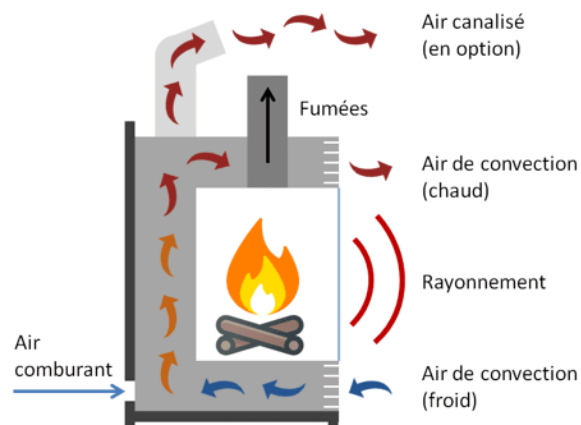


Figure. I.4 : Convection naturelle dans une cheminée.

Le chauffage par le sol est un système moderne qui repose fortement sur la convection naturelle ; voir Figure.I.5. Le sol chauffé réchauffe l'air directement au-dessus de lui. Cet air chaud, étant moins dense, monte et circule dans toute la pièce, distribuant la chaleur. L'air plus froid près des fenêtres et des murs extérieurs devient plus dense et descend, retournant au sol pour être réchauffé, établissant ainsi un environnement thermique confortable.

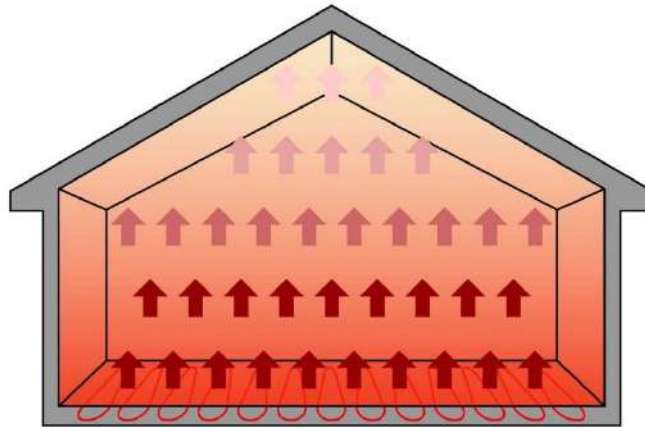


Figure. I.5 : Chauffage par le sol.

La vaste gamme d'exemples présentés, allant des processus géophysiques à grande échelle (courants océaniques, magma) aux objets ménagers courants (eau bouillante, lampes à lave, chauffage par le sol) et aux phénomènes atmosphériques (orages, fumée), démontre de manière univoque la nature omniprésente et fondamentale de la convection naturelle en tant que mécanisme dominant de transfert de chaleur dans des environnements et à des échelles incroyablement diverses.

I.3. Convection naturelle dans les applications industrielles et technologiques :

La convection naturelle est également un mécanisme de transfert de chaleur privilégié dans de nombreuses applications industrielles et technologiques, particulièrement là où la fiabilité, l'efficacité énergétique et la maintenance réduite sont des considérations primordiales.

I.3.1. Refroidissement passif des équipements électroniques:

Dans divers appareils électroniques, la convection naturelle est employée de manière stratégique pour le refroidissement passif. Les composants tels que les alimentations ou les processeurs sont souvent équipés de dissipateurs thermiques à ailettes conçus pour maximiser la surface d'échange, voir Figure.I.6. La chaleur du composant réchauffe l'air adjacent aux ailettes ; cet air chaud monte, aspirant de l'air plus froid par le bas, dissipant ainsi la chaleur sans nécessiter de ventilateurs bruyants ou sujets aux pannes.



Figure. I.6 : Refroidissement des composants électroniques par des ailettes.

I.3.2. Refroidissement passif des réacteurs nucléaires:

La convection naturelle joue également un rôle de sécurité essentiel dans les centrales nucléaires, voir Figure.I.7. Dans les scénarios d'urgence, notamment en cas de panne de courant totale, les systèmes de sécurité passifs reposent sur des boucles de circulation naturelle pour évacuer la chaleur résiduelle du cœur du réacteur, empêchant la surchauffe même sans pompes actives. Cela

assure le refroidissement du noyau grâce à des principes physiques inhérents, ce qui en fait un mécanisme robuste et dominant pour l'évacuation de la chaleur en cas d'urgence.

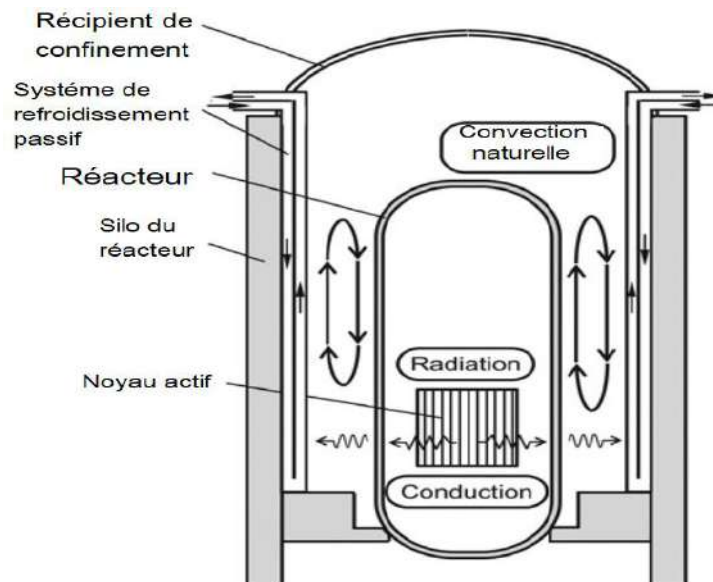


Figure. I.7 : Schéma du transfert de chaleur dans un réacteur nucléaire.

La convection naturelle est souvent délibérément choisie comme mécanisme dominant de transfert de chaleur dans les conceptions techniques où la fiabilité, le silence, l'efficacité énergétique et la faible maintenance sont primordiaux. Cette préférence existe même si elle implique un taux de transfert de chaleur potentiellement inférieur à celui de la convection forcée. Cette approche met en évidence un choix de conception stratégique dicté par des exigences au niveau du système qui vont au-delà de la simple performance thermique.

I.3.3. Ventilation naturelle des bâtiments :

La conception architecturale exploite fréquemment la convection naturelle pour une ventilation durable des bâtiments. Des structures comme les "cheminées solaires" ou des fenêtres et bouches d'aération stratégiquement placées exploitent la tendance de l'air chaud à monter. L'air chaud à l'intérieur du bâtiment s'échappe par des ouvertures situées en hauteur, créant une pression négative qui aspire de l'air frais et plus froid par des ouvertures situées plus bas, réalisant ainsi une circulation d'air naturelle sans assistance mécanique.

La Figure I.8 présente trois concepts architecturaux solaires passifs, tous basés sur l'utilisation du rayonnement solaire pour la régulation thermique et la ventilation naturelle des bâtiments : le Mur Trombe emploie une lame d'air entre un vitrage et un mur de stockage pour chauffer l'air de la pièce par convection naturelle, la cheminée solaire utilise le même principe de chauffage de l'air dans un conduit pour créer un tirage ascendant et extraire l'air intérieur, favorisant ainsi la ventilation, et la façade à double peau crée une cavité d'air entre deux couches de vitrage où l'air chauffé par le soleil s'élève pour ventiler naturellement l'espace, illustrant la polyvalence du soleil comme source d'énergie passive pour le confort des occupants.

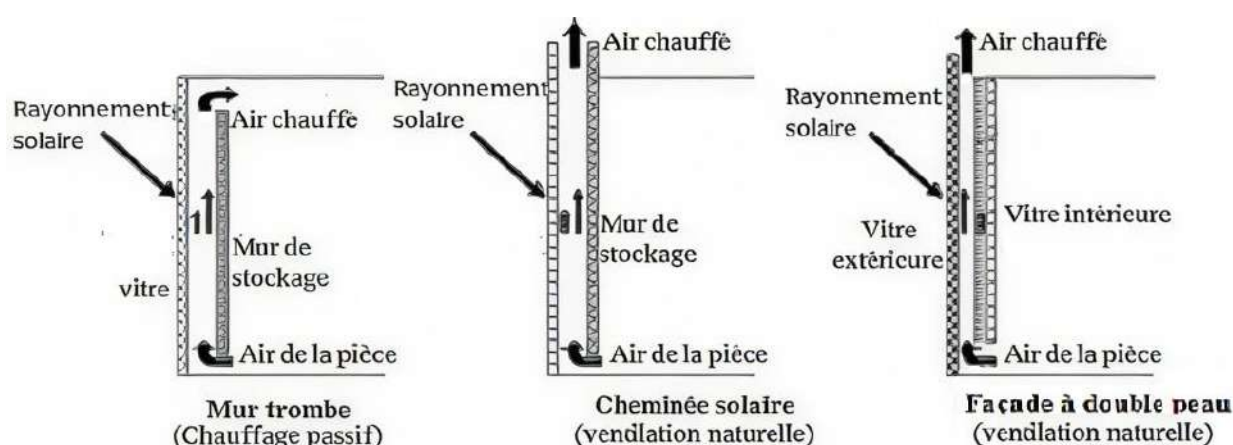


Figure. I.8 : Schéma des types de chauffage passif et de ventilation naturelle.

Bien que de nombreux systèmes de Chauffage, Ventilation et Climatisation modernes utilisent la convection forcée (ventilateurs, soufflantes), les principes de la convection naturelle sont souvent intégrés pour optimiser l'efficacité énergétique et le confort. Par exemple, le système de chauffage par le sol mentionné précédemment en est une application directe. De même, dans certaines conceptions de refroidissement passif, l'air frais d'un sous-sol ou d'une zone ombragée peut être aspiré dans les espaces de vie par l'air chaud ascendant, démontrant le rôle de la convection naturelle dans le confort thermique.

I.3.4. Production d'électricité à grande échelle :

Les centrales à cheminée solaire représentent une technologie prometteuse pour la production d'électricité à grande échelle, voir Figure.I.9. Le processus est le suivant : l'air ambiant est chauffé par rayonnement solaire dans un vaste collecteur vitré, s'élève par convection naturelle à travers une haute cheminée, et ce courant ascendant entraîne les turbines situées à la base de la cheminée. L'efficacité de cette conversion est directement influencée par des paramètres de conception clés, notamment la hauteur de la cheminée, la surface du collecteur et le différentiel de température atteint. Des cheminées plus hautes et des collecteurs plus étendus sont généralement associés à une production d'énergie plus élevée.

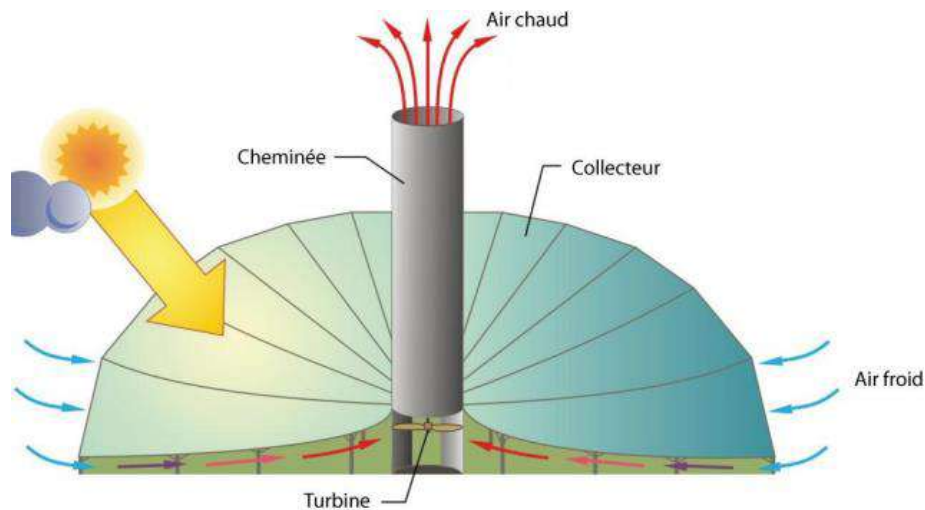


Figure. I.9 : Schéma d'une cheminée solaire.

Bien que les coûts d'investissement initiaux soient élevés, les cheminées solaires offrent des bénéfices à long terme significatifs : elles ne nécessitent pas de carburant, ont de faibles coûts de maintenance, une très longue durée de vie, et, un avantage crucial dans les régions arides, elles ne consomment pas d'eau de refroidissement. De plus, la capacité de stockage thermique permet un fonctionnement 24 heures sur 24. Ces atouts suggèrent que les centrales à cheminée solaire pourraient trouver leur niche dans des contextes où la durabilité, l'indépendance énergétique et la gestion des ressources en eau sont des priorités stratégiques.

I.3.5. Séchage industriel et agricole :

Les séchoirs solaires à convection naturelle, également appelés séchoirs solaires passifs, sont une solution efficace et polyvalente pour sécher une large gamme de produits agricoles et industriels tels que les fruits, les légumes, les plantes médicinales et aromatiques, ainsi que le bois. Leur fonctionnement repose sur le chauffage de l'air ambiant par l'énergie solaire, suivi de sa circulation naturelle par convection à travers les produits, ce qui permet d'évacuer l'humidité. Particulièrement performants, les séchoirs solaires à cheminée intègrent une chambre de séchage directement reliée à un capteur solaire, voir Figure.I.10. Ce dernier est équipé d'une plaque de cuivre peinte en noir pour une absorption optimale de la chaleur, surmontée d'une plaque de verre transparente qui assure la circulation de l'air et optimise l'effet de serre, le tout reposant sur une base isolée pour minimiser les pertes de chaleur. Une cheminée, parfois recouverte de plastique transparent, favorise la circulation ascendante de l'air chaud, tandis que les produits sont placés sur des plateaux en plaques métalliques non corrosives à l'intérieur de la chambre.

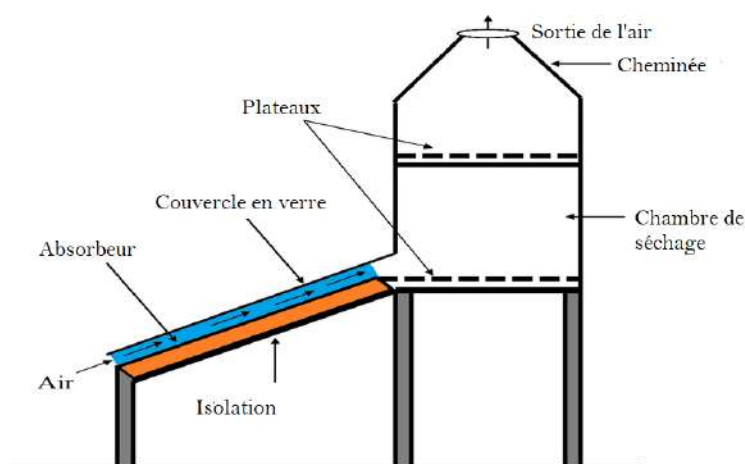


Figure. I.10: Schéma d'un séchoir solaire passif.

La conception de la cheminée est optimisée pour assurer un flux d'air continu et des vitesses d'air élevées autour des produits, ce qui accélère le processus de séchage.

I.4. Caractéristiques et paramètres de la convection naturelle :

Le mouvement des fluides en convection naturelle est entraîné par des forces naturelles. En général, deux conditions sont requises pour que les fluides soient mis en mouvement en convection naturelle : (1) la présence d'un champ d'accélération et (2) un gradient de densité dans le fluide. Le champ d'accélération le plus courant est la gravité. Étant donné que tous les fluides subissent des changements de densité en raison des changements de température, il s'ensuit qu'un gradient de température créera un gradient de densité. Ce dernier donne naissance à des forces de flottabilité, ou appelée poussée d'Archimède, grâce auxquelles l'écoulement est généré. Par exemple soit une surface verticale chauffée à une température uniforme, comme le montre la figure I.11.a. Si la température de la plaque T_w est supérieure à la température ambiante T_∞ , le fluide adjacent à la surface verticale s'échauffe, devient plus léger et s'élève. Le fluide des zones voisines se déplace, en raison des différences de pression générées, pour prendre la place de ce fluide ascendant. Si la surface verticale est initialement à la température T_∞ , puis qu'à un instant donné, la chaleur est activée, par exemple par un courant électrique, l'écoulement subit une phase transitoire avant que l'écoulement illustré ne soit atteint.

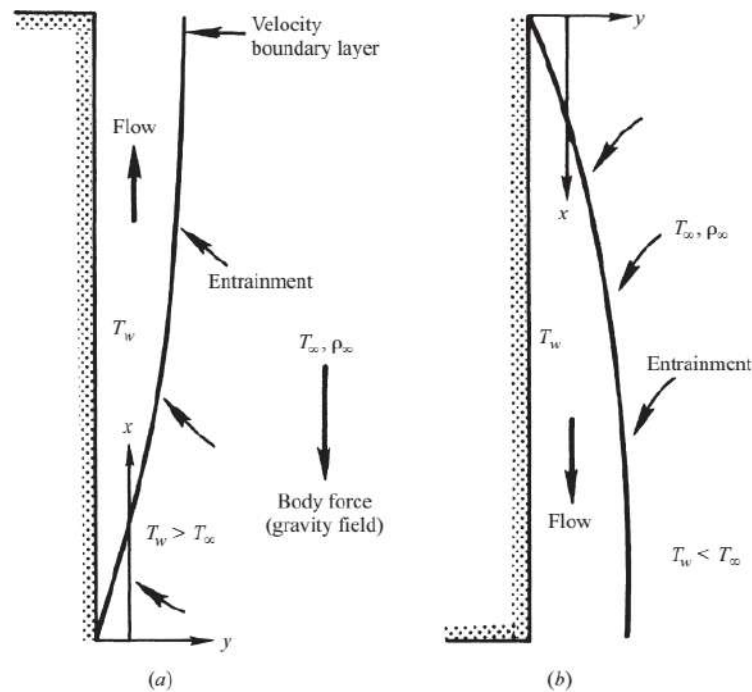


Figure.I.11: Convection naturelle sur une surface verticale [1].

L'écoulement adjacent à une surface refroidie est descendant, comme le montre la figure I.11.b. Cependant, il existe des cas dans lesquels la présence d'un gradient de densité dans un champ d'accélération n'entraîne pas de mouvement du fluide. Un exemple est un fluide qui est contenu entre deux plaques horizontales avec la plaque supérieure à une température plus élevée que la plaque inférieure. D'autre part, si le mouvement du fluide provient d'un agent extérieur, par exemple un ventilateur, une soufflerie, le vent ou le mouvement de l'objet chauffé lui-même, qui transmet la pression nécessaire à l'écoulement, le processus est appelé convection forcée.

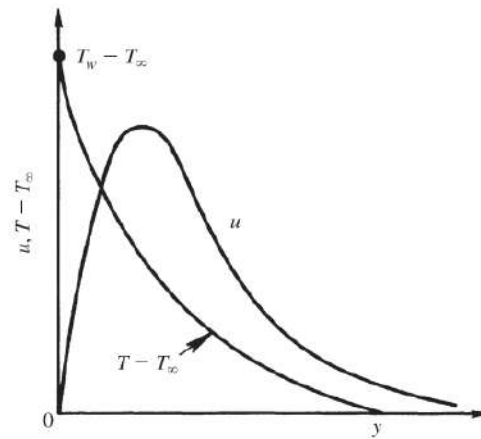


Figure. I.12 : Distribution de la vitesse et de la température dans un écoulement de convection naturelle sur une surface verticale [1].

La figure I.12 montre que le fluide loin de la surface verticale est stationnaire, car le milieu est considéré extensif. Le fluide à côté de la surface est également stationnaire, en raison de la condition de non-glissement. Par conséquent, l'écoulement existe dans une couche adjacente à la surface, avec une vitesse verticale nulle de chaque côté. Une petite composante de vitesse normale existe au bord de cette couche, en raison de l'entraînement dans l'écoulement. La température varie de T_w à T_∞ . Par conséquent, la vitesse verticale maximale se produit à une certaine distance de la surface. Son emplacement exact et son amplitude doivent être déterminés par analyse ou expérimentation.

L'écoulement près du fond ou du bord d'attaque de la surface est laminaire, sans perturbation significative. Cependant, à mesure que l'écoulement se déroule verticalement vers le haut ou vers l'aval, l'écoulement devient de plus en plus désordonné et perturbé, en raison de l'instabilité de l'écoulement, devenant finalement chaotique et aléatoire, une condition appelée écoulement turbulent. La région entre les régimes d'écoulement laminaire et turbulent est appelée région de transition. Sa localisation et son étendue dépendent de plusieurs variables, telles que la température de la surface, du fluide, ainsi que la nature et l'ampleur des perturbations externes à proximité de l'écoulement. La plupart des processus rencontrés dans la nature sont généralement turbulents. Cependant, les écoulements dans de nombreuses applications industrielles, telles que celles des systèmes électroniques, sont souvent en régime laminaire ou de transition. Il est donc important de déterminer le régime de l'écoulement et son effet sur les paramètres d'écoulement et les taux de transfert de chaleur.

I.4.1. Nombre de Nusselt :

Le transfert de chaleur à partir de la surface verticale peut être exprimé en termes de la loi de Newton, qui donne la relation entre le taux de transfert de chaleur q et la différence de température entre la surface et l'environnement comme suit :

$$\dot{q} = \bar{h} \cdot A \cdot (T_w - T_\infty) \dots (I.1)$$

Où $\bar{h}$ est le coefficient moyen de transfert de chaleur par convection et A est l'aire totale de la surface verticale. Le coefficient $\bar{h}$ dépend de la configuration de l'écoulement, des propriétés du fluide, des dimensions de la surface chauffée et généralement aussi de la différence de température, de sorte que la dépendance de q sur $(T_w - T_\infty)$ n'est pas linéaire.

Étant donné que le mouvement du fluide devient nul à la surface, le transfert de chaleur de la surface chauffée au fluide dans son voisinage immédiat se fait par conduction. Il est donc donné par la loi de Fourier comme suit :

$$\dot{q} = -\lambda \cdot A \cdot \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_{y=0} \dots (I.2)$$

Ici, le gradient de température est évalué à la surface, $y = 0$, dans le fluide et λ est la conductivité thermique du fluide. D'après cette équation, il est évident que l'écoulement de la convection naturelle affecte largement le gradient de température à la surface, puisque les autres paramètres restent essentiellement inchangés. L'analyse vise donc à déterminer ce gradient, qui dépend à son tour de la nature et des caractéristiques de l'écoulement, du champ de température et des propriétés du fluide.

Le coefficient de transfert de chaleur $\bar{h}$ représente une valeur intégrée du taux de transfert de chaleur sur toute la surface, car, en général, la valeur locale h_x varierait avec la distance verticale par rapport au bord d'attaque, $x = 0$, de la surface verticale. Le coefficient de transfert de chaleur local h_x est défini par l'équation :

$$\dot{q}' = h_x \cdot (T_w - T_\infty) \dots (I.3)$$

Où q' est le taux de transfert de chaleur par unité de surface par unité de temps à un endroit x , où la différence de température de surface est $T_w - T_\infty$, qui peut elle-même être une fonction de x . Le coefficient de transfert de chaleur moyen $\bar{h}$ est obtenu à partir de l'équation (I.3) par intégration sur toute la surface. Les coefficients $\bar{h}$ et h_x sont généralement donnés en termes d'un paramètre adimensionnel appelé le nombre de Nusselt, Nu . Là encore, une valeur globale (ou moyenne) $\overline{Nu}$ et une valeur locale Nu_x peuvent être définies comme suit :

$$\overline{Nu} = \frac{\bar{h} \cdot L}{\lambda} \dots (I.4) \quad \text{et} \quad Nu_x = \frac{h_x \cdot L}{\lambda} \dots (I.5)$$

Où L est la hauteur de la surface verticale et représente donc une dimension caractéristique.

I.4.2. Paramètres gouvernants :

Deux paramètres jouent un rôle clé dans la détermination du nombre de Nusselt en convection naturelle : (1) le nombre de Grashof et (2) le nombre de Prandtl.

- Le nombre de Grashof est défini comme suit :

$$Gr_L = \frac{g\beta(T_w - T_\infty)L^3}{\nu^2} \dots (I. 6)$$

Où L est une dimension caractéristique du corps. Pour un cylindre horizontal, c'est le diamètre et pour une plaque verticale, c'est une dimension dans la direction verticale. Le coefficient β est le coefficient de dilatation thermique. Pour les gaz parfaits, il est donné par : $\beta = \frac{1}{T}$ [K⁻¹] .

- Le nombre de Prandtl est défini comme suit : $Pr = \frac{\nu}{\alpha} \dots (I. 7)$

Dans certaines solutions, le nombre de Grashof apparaît multiplié par le nombre de Prandtl. Ce produit sans dimension est appelé le nombre de Rayleigh, défini comme suit :

$$Ra_L = Gr_L \cdot Pr = \frac{g\beta(T_w - T_\infty)L^3}{\nu \alpha} \dots (I. 8) \quad \text{où } \alpha \text{ est la diffusivité thermique.}$$

I.5. Mécanismes de base et équations régissantes :

I.5.1. Équations régissantes :

Les équations régissant le processus de transfert de chaleur par convection sont obtenues en tenant compte de la conservation de la masse et de l'énergie et de l'équilibre entre le taux de variation de la quantité de mouvement et les forces appliquées.

Ces équations peuvent s'écrire, pour une viscosité constante μ , comme suit :

$$\frac{D\rho}{Dt} = \frac{\partial \rho}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla \rho = -\rho \nabla \cdot \mathbf{V} \dots (I. 9)$$

$$\rho \frac{D\mathbf{V}}{Dt} = \rho \left(\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla \mathbf{V} \right) = \mathbf{F} - \nabla p + \mu \nabla^2 \mathbf{V} + \frac{\mu}{3} \nabla (\nabla \cdot \mathbf{V}) \dots (I. 10)$$

$$\rho c_p \frac{DT}{Dt} = \rho c_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla T \right) = \nabla \cdot (\lambda \nabla T) + q''' + \beta \cdot T \frac{Dp}{Dt} + \mu \Phi_v \dots (I. 11)$$

Où $\mathbf{V}$ est le vecteur de vitesse, T la température locale, t le temps, $\mathbf{F}$ la force du corps par unité de volume, c_p la chaleur spécifique à pression constante, P la pression statique, ρ la masse volumique du fluide, Φ_v la dissipation visqueuse, et q''' la génération d'énergie par unité de volume.

Dans les écoulements de convection naturelle, la force motrice de base provient du champ de température. La variation de température provoque une différence de densité, qui se traduit ensuite par une force de flottabilité due à la présence du champ de force du corps. Pour un champ gravitationnel, la force du corps $\mathbf{F} = \rho \cdot \mathbf{g}$, où $\mathbf{g}$ est l'accélération gravitationnelle. Par conséquent, ces équations doivent être résolues simultanément pour déterminer les distributions de vitesse, de pression et de température dans l'espace et dans le temps. En raison de cette complexité dans l'analyse de l'écoulement, plusieurs hypothèses simplificatrices et approximations sont généralement faits pour résoudre les écoulements de convection naturelle.

Dans l'équation de la quantité de mouvement, la pression statique locale p peut être décomposée en deux termes : l'un, p_a , dû à la pression hydrostatique, et l'autre, p_d , la pression dynamique due au mouvement du fluide (c'est-à-dire $p = p_a + p_d$). La première composante de pression, couplée à la force du corps agissant sur le fluide, constitue la force de flottabilité qui est le mécanisme moteur de l'écoulement. Si ρ_∞ est la densité du fluide dans le milieu ambiant, nous pouvons écrire le terme de flottabilité comme suit :

$$\mathbf{F} - \nabla p = (\rho \mathbf{g} - \nabla p_a) - \nabla p_d = (\rho \mathbf{g} - \rho_\infty \mathbf{g}) - \nabla p_d = (\rho - \rho_\infty) \mathbf{g} - \nabla p_d \dots (I.12)$$

L'équation du mouvement (10) régissant la convection naturelle devient :

$$\rho \frac{D\mathbf{V}}{Dt} = (\rho - \rho_\infty) \mathbf{g} - \nabla p_d + \mu \nabla^2 \mathbf{V} + \frac{\mu}{3} \nabla(\nabla \cdot \mathbf{V}) \dots (I.13)$$

I.5.2. Approximations de Boussinesq :

Les équations régissant l'écoulement par convection naturelle sont des équations aux dérivées partielles couplées et elliptiques, et sont donc d'une complexité considérable. Un autre problème pour obtenir une solution à ces équations réside dans la variation inévitable de la densité ρ avec la

température. Plusieurs approximations sont généralement faites pour simplifier ces équations. Un des plus importantes d'entre elles sont les approximations de Boussinesq.

Les approximations de Boussinesq impliquent deux aspects. Tout d'abord, la variation de densité dans l'équation de continuité est négligée. Ainsi, l'équation de continuité, équation (9), devient : $\nabla \cdot \mathbf{V} = 0$. Deuxièmement, la différence de densité, qui cause l'écoulement, est approximée comme un effet pur de température. En fait, la différence de densité est estimée pour la poussée thermique comme suit :

$$\rho_{\infty} - \rho = \rho\beta(T - T_{\infty}) \dots (I.14)$$

Ces approximations sont largement utilisées pour la convection naturelle. Une condition importante pour la validité de ces approximations est que : $\beta(T - T_{\infty}) \ll 1$ (Jaluria, 1980) [2]. Par conséquent, les approximations de Boussinesq sont valables que pour de faibles différences de température si β reste essentiellement inchangé.

I.6. Conclusion

L'étude des transferts de chaleur et de masse par convection naturelle a montré son importance capitale dans une multitude de domaines, allant du refroidissement des équipements électroniques à la régulation climatique planétaire. Ce mécanisme fondamental se manifeste dès qu'une non-uniformité de température coexiste avec un champ d'accélération, tel que la gravité, entraînant des mouvements de fluide.

La convection naturelle est omniprésente dans les phénomènes naturels, agissant comme un moteur essentiel des mouvements fluides à grande échelle sur Terre, notamment dans la formation des orages et des nuages, ainsi que dans la dynamique des courants océaniques. Au quotidien, elle est à l'œuvre dans des situations courantes comme l'eau qui bout dans une casserole ou la montée de la fumée. Ses applications s'étendent également aux domaines industriels et technologiques, où elle est privilégiée pour le refroidissement passif des équipements électroniques et des réacteurs nucléaires, assurant fiabilité et sécurité. De plus, elle est exploitée dans la ventilation naturelle des bâtiments et dans des technologies de production d'électricité à grande échelle comme les cheminées solaires, ainsi que dans les séchoirs solaires pour l'agriculture et l'industrie.

Les caractéristiques de la convection naturelle sont gouvernées par des paramètres adimensionnels clés tels que le nombre de Nusselt, le nombre de Grashof et le nombre de Prandtl, ce dernier étant souvent combiné au nombre de Grashof pour former le nombre de Rayleigh. La résolution des équations régissant la convection naturelle, bien que complexe en raison des équations aux dérivées partielles couplées et elliptiques, est simplifiée par des approximations, notamment celles de Boussinesq, qui permettent de négliger la variation de densité dans l'équation de continuité et d'estimer la différence de densité comme un effet thermique pur. Ces approximations sont valables pour de faibles différences de température. En somme, la convection naturelle est un processus de transfert de chaleur et de masse d'une importance fondamentale, dont la compréhension et l'application continuent d'être essentielles dans de nombreux domaines scientifiques et techniques.

CHAPITRE II

**Etat de l'art sur l'étude de la convection naturelle entre
deux plaques parallèles**

II.1. Introduction :

La convection naturelle dans les structures constituées de plaques parallèles verticales, a suscité un grand intérêt en raison de ses applications variées et significatives dans de nombreux domaines industriels. L'une des applications les plus notables se trouve dans le refroidissement des appareils électriques. Les dissipateurs de chaleur conçus avec des plaques parallèles verticales sont largement utilisés pour maintenir la température des composants électroniques dans des limites sécuritaires, prolongeant ainsi leur durée de vie et améliorant leur performance. Ce type de refroidissement est essentiel dans les ordinateurs, les serveurs et autres équipements électroniques où la gestion de la chaleur est cruciale.

Dans la gestion des bâtiments, la convection naturelle est également mise à profit pour améliorer l'efficacité énergétique et le confort thermique. Les systèmes de ventilation naturelle qui utilisent des conduits et des ouvertures stratégiquement placés exploitent la tendance de l'air chaud à s'élever et de l'air froid à descendre, créant ainsi une circulation d'air constante et naturelle. Cette approche permet de réduire la dépendance aux systèmes de climatisation et de ventilation mécaniques, entraînant des économies d'énergie significatives et une réduction des émissions de gaz à effet de serre. De plus, ces systèmes peuvent améliorer la qualité de l'air intérieur en facilitant l'évacuation des polluants et en apportant de l'air frais de l'extérieur.

Le refroidissement passif des réacteurs nucléaires constitue un autre domaine où la convection naturelle joue un rôle crucial. Les réacteurs nucléaires de conception moderne intègrent souvent des systèmes de refroidissement passif basés sur la convection naturelle pour assurer la sécurité en cas de défaillance des systèmes de refroidissement actifs. En utilisant des plaques parallèles verticales et d'autres structures pour guider le flux d'air ou d'eau, ces systèmes peuvent dissiper la chaleur résiduelle du réacteur sans nécessiter de source d'énergie externe. Cette capacité de refroidissement autonome est vitale pour prévenir la surchauffe et les accidents nucléaires, renforçant ainsi la sûreté des installations nucléaires.

La convection naturelle au sein de canaux verticaux à plaques parallèles est un phénomène physique qui a été largement étudié depuis plus de six décennies. Alors que la convection laminaire, caractérisée par un écoulement régulier et prévisible, a fait l'objet de nombreuses recherches, la

convection turbulente, avec ses fluctuations de vitesse et de température, a récemment suscité un intérêt renouvelé grâce aux avancées technologiques en matière de mesure et de simulation numérique. Cette section propose une synthèse des travaux de recherche portant sur la dynamique des fluides et les transferts thermiques associés à ces écoulements, en considérant à la fois les régimes laminaire et turbulent.

II.2. Convection naturelle laminaire :

Elenbaas [3] fut l'un des premiers à étudier en profondeur le transfert de chaleur par convection naturelle entre des plaques verticales isothermes chauffées symétriquement. Utilisant des résistances électriques intégrées pour contrôler le flux thermique, il a mené des expériences et des analyses théoriques. En considérant un régime d'écoulement laminaire, ses résultats ont montré un bon accord avec les modèles théoriques, à condition de prendre en compte la géométrie finie des plaques utilisées (carrées). Afin de maximiser le transfert de chaleur par unité de longueur, Elenbaas a déterminé l'espacement optimal entre les plaques et a proposé une modification du nombre de Rayleigh, en introduisant un nouveau paramètre, le rapport d'aspect S/H (espacement entre les plaques sur leur hauteur), voir figure II.1. Ce nouveau nombre de Rayleigh, noté Ra^* , est défini par :

$$Ra^* = Ra \cdot \left(\frac{S}{H}\right) = \left[\frac{g\beta(T_w - T_0)S^3}{\nu\alpha}\right] \cdot \left(\frac{S}{H}\right) \quad \dots (II. 1)$$

Cette modification tient compte de la nature confinée de l'écoulement dans les canaux étroits, où l'écoulement en développement joue un rôle prépondérant. En effet, le degré de développement de la couche limite dépend fortement du rapport d'aspect. Les résultats expérimentaux d'Elenbaas ont conduit à la corrélation suivante :

$$Nu = \frac{Ra^*}{24} \left[1 - \exp\left[-\left(\frac{35}{Ra^*}\right)\right]\right]^{3/4}, \quad 0.1 \lesssim Ra^* \leq 10^5 \quad \dots (II. 2)$$

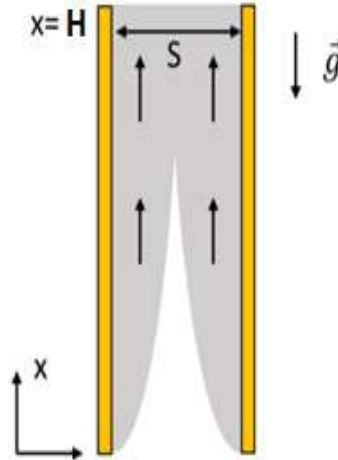


Figure. II.1 : Convection naturelle entre deux plaques parallèles et verticales

Cette corrélation permet de retrouver les deux cas limites :

- $Ra^* \rightarrow 0$: L'écoulement est pleinement développé dans le canal et le nombre de Nusselt tend vers la valeur caractéristique de ce régime, c'est-à-dire :

$$Nu = \frac{Ra^*}{24} \quad \dots (II.3)$$

- $Ra^* \rightarrow \infty$: L'écoulement se comporte comme s'il s'agissait d'une seule plaque verticale, telle que :

$$Nu = 0.6 \cdot Ra^{*0.25} \quad \dots (II.4)$$

Bodoia et Osterle [4] ont poursuivi les travaux d'Elenbaas en effectuant une étude numérique de la convection naturelle entre deux plaques verticales isothermes chauffées symétriquement. Ils ont employé la méthode des différences finies pour résoudre les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie en régime d'écoulement laminaire. Leurs simulations ont permis de visualiser les champs de vitesse, de température et de pression, en considérant des conditions d'entrée caractéristiques : fluide à température ambiante et profil de vitesse uniforme. Ils ont ainsi mis en évidence la notion de hauteur de développement, distance à partir de l'entrée du canal au-delà de laquelle l'écoulement atteint un profil de vitesse parabolique, caractéristique d'un

écoulement de Poiseuille pleinement développé, comme illustré dans la figure II.2. Une comparaison avec les résultats expérimentaux d'Elenbaas a révélé une bonne concordance, excepté pour de faibles valeurs du nombre de Grashof. Dans ce cas, les effets de fuite latérale dus à l'espacement étroit des plaques induisent une augmentation de la dissipation thermique, conduisant à des valeurs de Nusselt plus élevées.

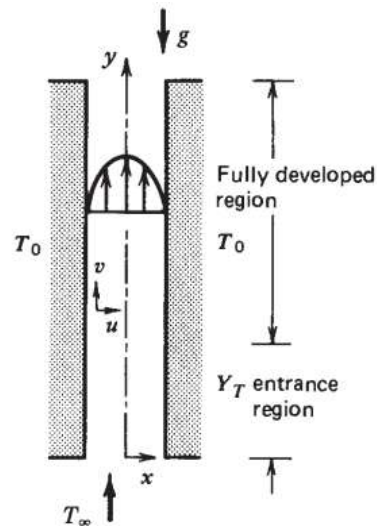


Figure. II.2 : Région pleinement développée [5].

A. Bar-Cohen et W.M. Rohsenow [6] ont mené des études sur quatre configurations différentes de plaques verticales isothermes ou à flux de chaleur constant, avec des conditions thermiques symétriques ou asymétriques. Ils ont développé une corrélation analytique applicable à une large gamme de rapports d'aspect, en combinant les corrélations pour une plaque verticale isolée et pour un écoulement pleinement développé, comme illustré sur la figure II.3.

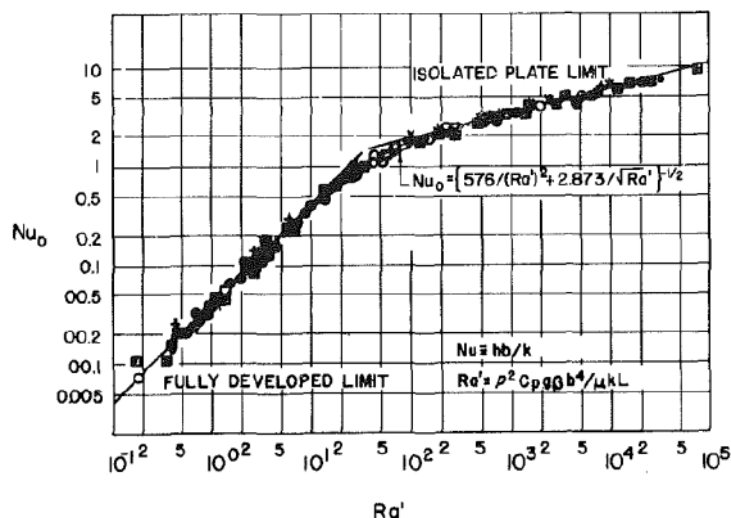


Figure. II.3 : Variation de Nu en fonction de Ra^* , en cas de deux plaques isothermes symétriques [6].

Pour des plaques isothermes symétriques et asymétriques, ils ont proposé la corrélation suivante :

$$Nu = \left[\frac{C_1}{(Ra^*)^2} + \frac{C_2}{(Ra^*)^{1/2}} \right]^{-0.5} \dots (II.5)$$

Avec : $Ra^* \leq 10$ pour la limite d'un écoulement pleinement développé et $Ra^* \gtrsim 100$ pour la limite d'une plaque isolée.

L'espace optimal correspondant à un transfert de chaleur maximal a été donné par la relation

suivante :

$$S_{opt} = C_3 \cdot \left(\frac{Ra^*}{S^3 H} \right)^{-0.25} \dots (II.6)$$

Le tableau suivant rapporte les valeurs des coefficients C_1 , C_2 , C_3 et le nombre de Nusselt optimal pour différentes conditions de surface isotherme :

Tableau. II.1 : Nombre de Nusselt optimal pour différentes conditions de surface isotherme [6]

Conditions	C_1	C_2	C_3	$(Nu)_{opt}$
Plaques isothermes symétriques ($T_1=T_2$)	576	2.873	2.714	1.31
Plaques asymétriques (isotherme/adiabatique : $T_1, q_2 = 0$)	144	2.873	2.154	1.04

Aung et al [7], ont présenté une étude numérique et expérimentale de la convection naturelle laminaire dans des canaux avec chauffage asymétrique. Ils ont considéré deux types de conditions aux limites thermiques : flux thermiques uniformes et températures uniformes aux parois, voir figure II.4.

Des solutions d'écoulement en développement ont été obtenues pour l'air, en faisant varier les rapports de flux thermiques pariétaux et de différences de température pariétales, tels que :

$$r_H = \frac{q_2}{q_1}, r_T = \frac{T_2 - T_0}{T_1 - T_0} \dots (II.7)$$

Les résultats numériques ont montré que les solutions convergent asymptotiquement vers la solution analytique pour un écoulement pleinement développé. Pour les conditions de flux thermiques uniformes, la différence de température maximale entre les deux parois diminue progressivement jusqu'à atteindre une valeur constante lorsque l'écoulement est pleinement développé. En revanche, pour les conditions de températures uniformes aux parois, le nombre de Nusselt est corrélé au nombre de Rayleigh par une courbe universelle, pour tous les rapports des différences de température pariétales, comme illustré sur la figure II.5.

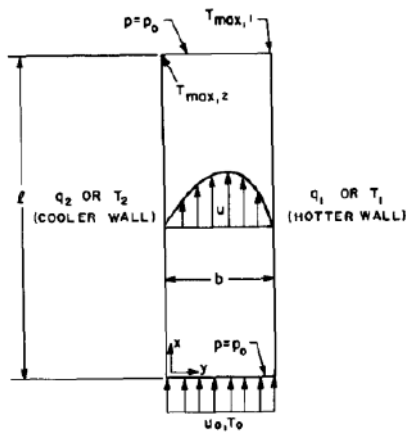


Figure.II. 4 : Canal avec différentes conditions aux limites [7].

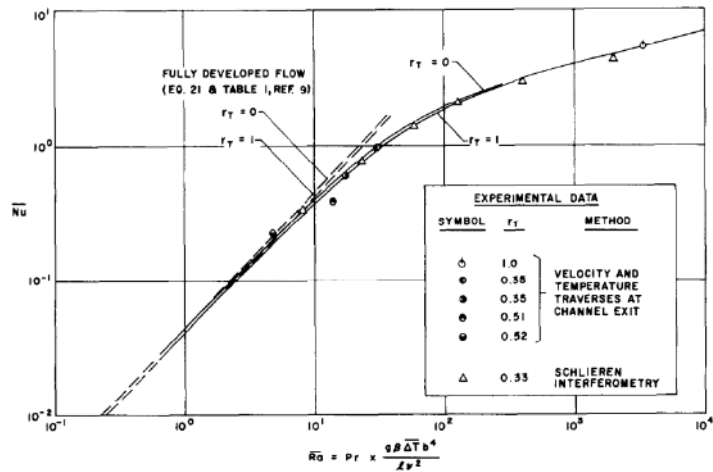


Figure.II. 5 : Nombre de Nusselt en fonction du nombre de Rayleigh pour le cas de températures uniformes [7].

A.M. Dalbert et al [8] ont étudié numériquement le développement de l'écoulement de convection naturelle laminaire dans un canal vertical formé de deux plaques parallèles soumises à des flux thermiques différents, voir figure II.6. Les équations de l'écoulement ont été résolues par une méthode aux différences finies, en tenant compte de la chute de pression due à l'entrée du fluide dans le canal. Les auteurs ont montré que pour de faibles nombres de Rayleigh, leurs résultats concordent avec ceux de la littérature pour des écoulements pleinement développés. Ils ont également validé leur modèle en le comparant au cas d'une plaque plane unique.

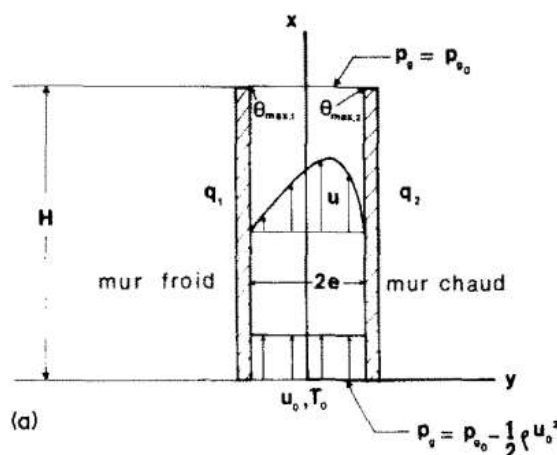


Figure. II.6 : Canal vertical bidimensionnel [8]

Dalbert et al ont présenté des résultats détaillés sur l'écoulement, notamment les profils de vitesse et de température, ainsi que les distributions de température pariétale et les nombres de Nusselt, pour différentes conditions de chauffage asymétrique. Leurs simulations ont mis en évidence l'influence de la chute de pression à l'entrée du canal sur le développement de l'écoulement et sur les transferts thermiques.

R. A. Wirtz et R. J. Stutzman [9] ont réalisé des expériences sur la convection naturelle de l'air confinée entre deux plaques verticales parallèles soumises à des flux de chaleur uniformes et symétriques, voir la figure II.7. Leurs travaux se sont concentrés sur des régimes où le champ de température est en développement. Ils ont acquis des données expérimentales par mesures directes de température à l'aide de thermocouples et par analyse d'interférogrammes de l'écoulement. Cette approche leur a permis d'explorer une large gamme de flux de chaleur et de configurations géométriques.

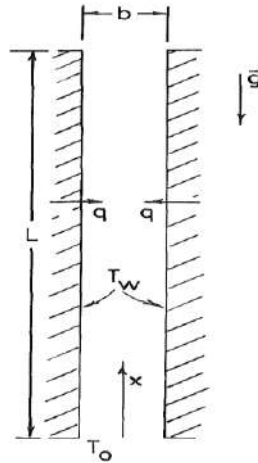


Figure.II 7 : Géométrie de plaques parallèles chauffées symétriquement par flux thermique constant [9]

Les résultats expérimentaux obtenus ont montré un bon accord avec les simulations numériques par différences finies réalisées par Aung et al. [7]. Sur la base de leurs données, Wirtz et Stutzman ont développé une corrélation permettant de prédire le nombre de Nusselt local au sommet des plaques. Cette corrélation est particulièrement utile pour estimer la variation maximale de température des plaques en fonction du flux de chaleur appliqué et des dimensions géométriques du système. Elle peut s'exprimer de la manière suivante :

$$Nu(L) = \frac{0.144Ra^{0.5}}{[1+0.0156Ra^{0.9}]^{0.33}} \dots (II. 8)$$

J. Cadafalch et al. [10] ont mené une étude approfondie, tant sur le plan expérimental que numérique, du transfert de chaleur au sein de canaux inclinés constitués d'une plaque isotherme et d'une plaque adiabatique. Les auteurs ont particulièrement porté leur attention sur l'impact du rayonnement thermique émis par les surfaces, comme illustré dans la figure II.8, une configuration géométrique fréquemment rencontrée dans les systèmes d'énergie solaire passive.

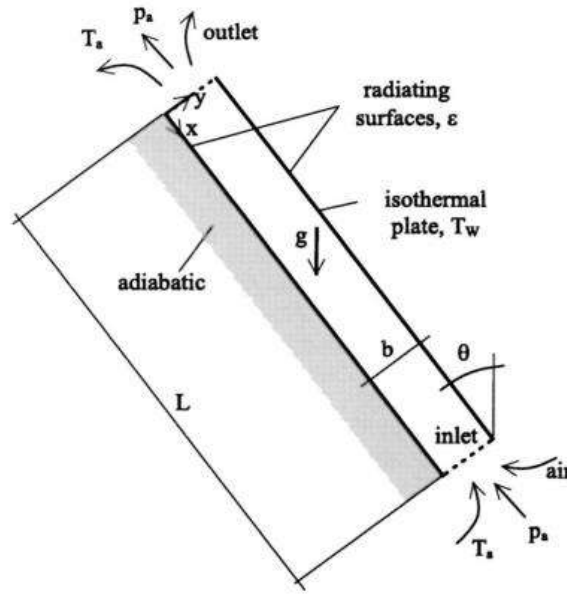


Figure. II.8 : Schéma du canal incliné [10].

En faisant varier divers paramètres géométriques et physiques tels que la longueur du canal, l'espacement entre les plaques, l'angle d'inclinaison, l'émissivité des surfaces et le gradient de température, les chercheurs ont exploré en détail les mécanismes du transfert de chaleur. Pour les simulations numériques, ils ont opté pour une méthode de volumes finis afin de discrétiser les équations de Navier-Stokes, couplées à l'équation de l'énergie et basées sur l'approximation de Boussinesq.

À partir de leurs résultats, Cadafalch et al ont proposé une nouvelle corrélation pour le nombre de Nusselt. Cette corrélation, qui prend en compte l'émissivité des surfaces, le nombre de Rayleigh modifié, ainsi que le rapport d'aspect du canal et l'angle d'inclinaison, peut s'écrire sous la forme suivante :

$$Nu = \left[\left(\frac{1}{12} Ra^* \cdot \cos\theta \right)^{-2} + \left(0.59 [Ra^* \cdot \cos\theta]^{1/4} [1 + \epsilon^{4/5}]^{4/5} \right)^{-2} \right]^{-1/2} \dots (II.9)$$

Les auteurs ont également représenté graphiquement leur corrélation en figure II.9, mettant ainsi en évidence l'influence de l'émissivité sur le transfert de chaleur. Il est intéressant de noter que pour des surfaces non rayonnantes ($\varepsilon = 0$), leur corrélation converge vers la corrélation classique de Bar-Cohen et Rohsenow, établie pour la convection naturelle dans des plaques isothermes asymétriques verticales. De plus, la ligne discontinue représente la corrélation de Bar-Cohen et Rohsenow pour des plaques verticales isothermes symétriques, soulignant ainsi l'importance de prendre en compte les effets du rayonnement dans les configurations étudiées.

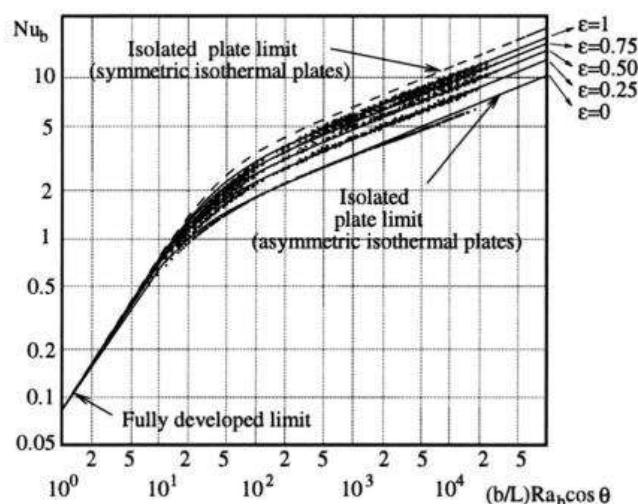


Figure. II.9 : Nu en fonction de Ra^* et de ε [10].

G. Desrayaud et A. Fichera [11] ont réalisé une étude numérique de la convection naturelle laminaire au sein d'un canal isotherme vertical obstrué par deux nervures rectangulaires, situées symétriquement sur chaque paroi, comme illustré dans la figure II.10. Les auteurs ont caractérisé les profils du nombre de Nusselt local ainsi que les lignes de courant, les isothermes en trois positions distinctes le long du canal : à l'entrée, au centre et à la sortie (voir figure II.11). Ils ont étudié l'influence de la conductivité thermique des nervures, en considérant des cas limites : des nervures parfaitement conductrices (isothermes) et des nervures adiabatiques. Ils ont également analysé l'évolution du nombre de Nusselt moyen et du débit en fonction du nombre de Rayleigh.

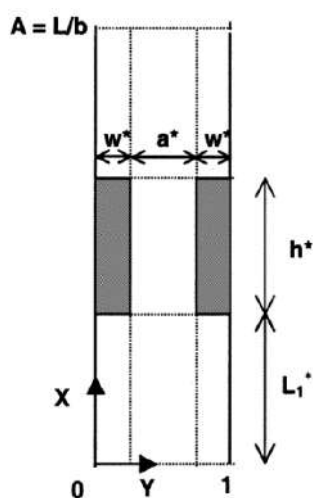


Figure. II.10 : Géométrie du canal avec des nervures au centre [11].

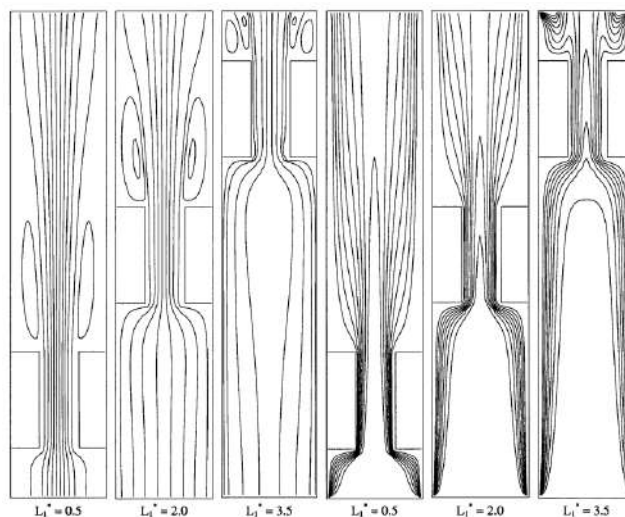


Figure. II.11 : Lignes de courant et isotherme pour trois emplacements différents des nervures [11].

Des calculs supplémentaires ont été réalisés pour différentes tailles de nervures (largeur et longueur) et pour des rapports d'aspect variés, pour des nervures en position centrée. Ils ont montré que seulement pour des valeurs élevées du nombre de Rayleigh, le nombre de Nusselt moyen augmente lorsque les nervures sont déplacées vers la sortie. Ils ont également constaté que le comportement du nombre de Nusselt moyen à un nombre de Rayleigh élevé est très similaire pour les nervures isothermes et adiabatiques quelle que soit leur localisation. Néanmoins, la valeur du nombre de Nusselt moyen est évidemment plus faible pour les obstructions adiabatiques. Enfin, ils ont démontré que l'augmentation de la longueur de la nervure n'a qu'une influence limitée sur le transfert de chaleur tandis que l'augmentation de sa largeur diminue considérablement le débit massique et le transfert de chaleur surtout si plus de la moitié de l'ouverture est obstruée.

D. Naylor et al [12] ont mené une étude numérique de la convection naturelle laminaire entre deux plaques verticales isothermes, en prenant en compte les effets de l'écoulement d'entrée, voir figure II.12. Ils ont résolu numériquement les équations de Navier-Stokes et de l'énergie, en introduisant de nouvelles conditions aux limites d'entrée inspirées de l'écoulement de Jeffrey-Hamel. Les résultats ont été obtenus, pour un nombre de Prandtl $Pr = 0,7$, un intervalle de nombres de Grashof : $50 < Gr_b < 5 \times 10^4$ et des rapports d'aspect du canal $L/b = 10, 17, 24$.

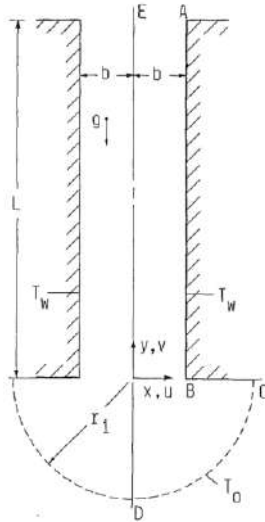


Figure.II.12 : Géométrie du canal à parois isothermes [12]

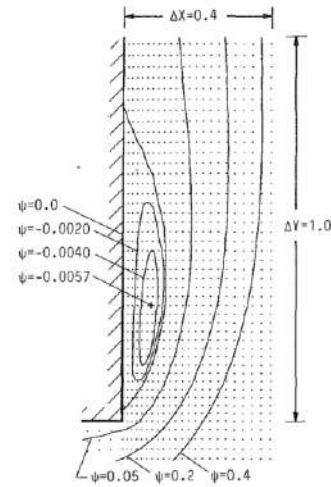


Figure. II.13 : Vue rapprochée de la région d'écoulement séparée pour $Gr = 10^4$, $L/b = 24$, $Pr = 0,7$ ($Ra^* = 291,7$)

La comparaison avec des solutions approchées de la couche limite souligne la nécessité d'une résolution elliptique complète pour obtenir des valeurs locales précises, en particulier près de l'entrée du canal. La bonne concordance entre les solutions elliptiques et paraboliques remet en question la validité des solutions elliptiques de Nakamura et al. (1982) et Kettleborough (1972). L'approximation de la pression d'entrée (10), couramment utilisée dans les solutions paraboliques, a été validée.

$$p = -\frac{\rho v_0^2}{2} \dots \text{(II.10)}$$

Par ailleurs, leurs résultats ont révélé un phénomène de séparation du fluide à l'entrée du canal, directement lié au débit dimensionnel induit. Ils ont démontré que cette séparation a un effet négatif sur le transfert de chaleur local près de l'entrée du canal. En effet, pour $Gr = 10^4$ et $L/b = 24$; ($Ra^* = 291,7$), le nombre de Nusselt local présente un minimum local à proximité de l'entrée du canal, mettant en évidence l'impact de la séparation sur les échanges thermiques (voir figure 13).

R. Khanal et C. Lei [13] ont présenté une étude numérique des effets de l'écoulement inverse sur l'écoulement d'air induit par flottabilité dans une cheminée solaire pour des applications de ventilation, voir figure II.14.a, appuyée par une expérience de visualisation qualitative de l'écoulement. Leurs travaux, étayés par des visualisations expérimentales, ont mis en évidence que le débit massique total à travers la cheminée solaire avec une paroi passive verticale est fortement affecté par la présence d'un écoulement inverse se produisant à la sortie du canal, dont la profondeur de pénétration dépend du nombre de Rayleigh, voir figure II.14.c.

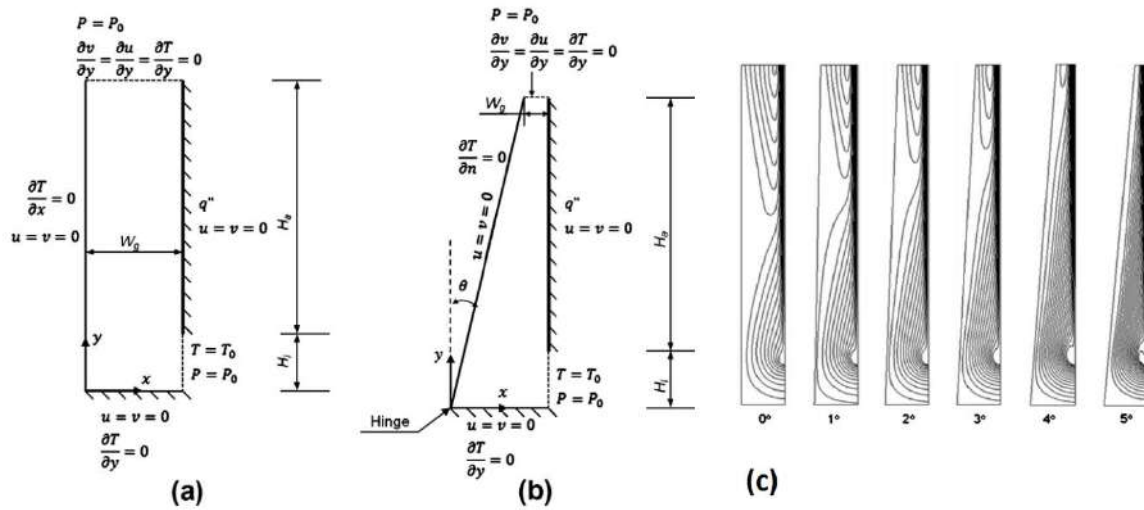


Figure. II.14 : Schémas de systèmes de cheminées solaires avec conditions aux limites.

(a) Cheminée solaire à paroi passive verticale. **(b)** Cheminée solaire à paroi passive inclinée.

(c) les fonctions de courant pour différents angles d'inclinaison à $Ra = 10^{11}$; [13].

Afin de réduire cet écoulement inverse et d'améliorer les performances de ventilation, une configuration avec un mur passif incliné et muni d'une entrée horizontale est proposée comme nouvelle conception, voir figure II.14.b ; l'efficacité de cette conception a été examinée sur un intervalle de nombres de Rayleigh ($10^9 \leq Ra \leq 10^{11}$). Les auteurs ont examiné le phénomène d'écoulement inverse quantitativement en calculant sa profondeur de pénétration. Ils ont déterminé le débit massique maximal en optimisant l'angle d'inclinaison et le rapport d'aspect pour un nombre de Rayleigh donné. Ils ont conclu que la nouvelle conception peut améliorer considérablement les performances de ventilation par rapport à la configuration de paroi passive verticale, et l'amélioration est obtenue en contrôlant ou en supprimant le flux inverse et en minimisant sa profondeur de pénétration.

II.3. Convection naturelle turbulente :

A. G. Fedorov et R. Viskanta [14] ont développé une étude numérique pour prédire la convection naturelle turbulente dans un canal vertical à plaques parallèles chauffé de manière asymétrique, voir la figure II.15. Ils ont utilisé un modèle de turbulence $k-\epsilon$ à faible nombre de Reynolds en conjonction avec l'analyse du transfert de chaleur dans le canal. Les prédictions du modèle ont été comparées aux données expérimentales disponibles dans le but de valider leur modèle numérique.

Ils ont constaté d'après leurs résultats numériques que l'intensité de la turbulence à l'entrée du canal affecte l'emplacement de la transition de l'écoulement laminaire à l'écoulement turbulent ainsi que le coefficient moyen de transfert de chaleur.

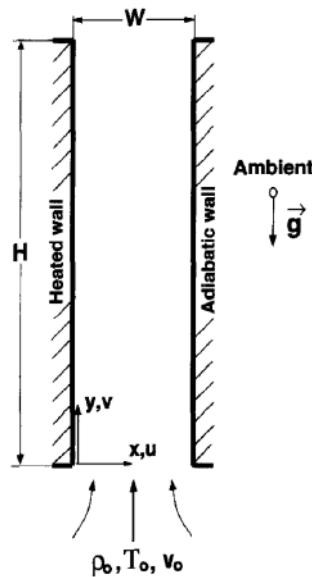


Figure. II.15 : Géométrie du canal avec chauffage asymétrique [14].

Par ailleurs, les auteurs ont présenté des distributions locales du flux de chaleur et du nombre de Nusselt pour approfondir la compréhension des phénomènes physiques en jeu. Ils ont établi des corrélations entre les nombres de Reynolds et de Nusselt moyen et des paramètres sans dimension pertinents, à savoir :

$$\frac{Re}{Gr} = 3.9(Ra^*)^{-4/5} \dots (II. 10), \quad Nu = 2.10(Ra^*)^{1/5} \dots (II. 11)$$

Les auteurs ont montré d'après l'équation (10) que le débit massique induit dans le canal ($\rho_0 v_0$) dépend de la différence de température ΔT et des paramètres géométriques comme suit :

$$\rho_0 v_0 \propto \left(\frac{\Delta T}{WH} \right)^{\frac{1}{5}} \left(\frac{H}{W} \right) \dots (II. 12)$$

Ils ont montré aussi d'après l'équation (11) que le coefficient moyen du transfert de chaleur le long de la paroi chauffée du canal est donné par la dépendance suivante :

$$\bar{h} \propto \left(\frac{\Delta T}{WH} \right)^{\frac{1}{5}} \dots (II. 13)$$

X. Cheng et U. Müller [15] ont mené une étude numérique et expérimentale approfondie sur la convection naturelle turbulente de l'air couplée au rayonnement thermique, dans un canal vertical tridimensionnel comme indiqué sur la figure II.16. L'une des parois ($Y=L$) est chauffée et maintenue à une température constante T_1 . Les autres parois sont isolées thermiquement du milieu ambiant.

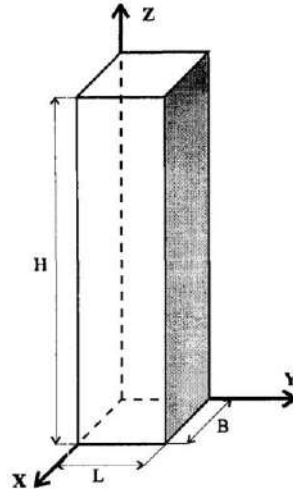


Figure. II.16 : Géométrie du canal et coordonnées du système.

Ils ont développé un modèle de rayonnement innovant intégrant une méthode analytique pour le facteur de vue et la méthode des macro-éléments pour optimiser les calculs numériques. Sur la base de leurs résultats expérimentaux et numériques, ils ont développé la corrélation semi-empirique suivante :

$$Nu_t = 0,1.Ra^{1/3} \left[1 + (1 + 2.l) \frac{0,919.R_s}{1+0,513.R_s} \right] \dots (II.14)$$

Avec : $R_s = \frac{1}{2+2l-\varepsilon} \cdot \frac{St}{0,1.Ra^{1/3}}$ et $Ra = \frac{\beta.C_p.\rho.g(T_1-T).l_0^3}{\nu.\lambda}$

Nombre de Rayleigh Ra : $10^7 - 2 \times 10^9$, nombre de Stefan St : $0 - 6 \times 10^2$

Rapport d'aspect l : $0.1 - 10.0$, la température de la plaque chauffée T_1 : $20 - 200^\circ\text{C}$

Ils ont montré qu'à des émissivités de paroi intermédiaires et élevées, le rayonnement thermique contribue de manière significative au transfert de chaleur total, même à de basses températures de la paroi chauffée. Ils ont également observé que le rapport entre la puissance thermique radiative et la puissance thermique convective atteint son minimum à une température des parois chauffées d'environ 80°C . L'analyse révèle également un effet d'entrée significatif : le transfert de chaleur par convection est nettement plus intense dans la région proche de l'entrée du canal, s'atténuant rapidement pour devenir négligeable au-delà de 2 m. Par ailleurs, les pertes de chaleur radiative vers l'environnement induisent une augmentation du flux de chaleur radiative aux extrémités du canal, avec un minimum observé près du centre du canal.

B. Moshfegha et M. Sandberg [16] ont effectué une analyse numérique et expérimentale des caractéristiques d'écoulement de l'air et du transfert de chaleur par convection naturelle et par rayonnement simulant l'espace situé derrière des panneaux photovoltaïques. Le canal, d'une hauteur de 7 m et d'une largeur de 0,23 m, a été soumis à différents flux de chaleur et à des surfaces présentant diverses émissivités, comme illustré sur la figure II.17.

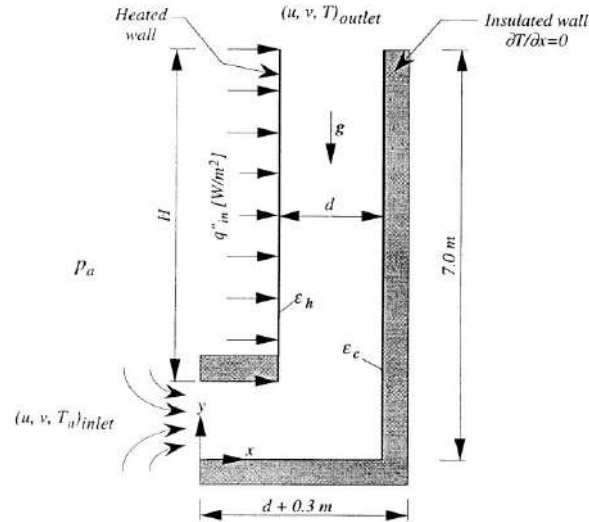


Figure. II.17 : Géométrie et conditions aux limites pour le modèle numérique [16].

Les auteurs ont résolu numériquement les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement, de l'énergie et de la turbulence en utilisant la méthode des éléments finis. Les résultats numériques ont été confrontés aux mesures expérimentales. Les profils de vitesse et de température à la sortie du canal, ainsi que la température de surface des parois, ont été déterminés. D'après leurs résultats, ils ont conclu que la vitesse et la température à la sortie du canal (respectivement U_o et T_o) augmentent avec l'augmentation du flux de chaleur; q''_{in} .

Cependant, pour un flux de chaleur constant, la vitesse à la sortie diminue lorsque l'émissivité des surfaces diminue en raison des augmentations de température à la sortie du canal. En termes d'efficacité du panneau solaire, ils ont indiqué qu'il est bénéfique d'avoir des surfaces avec un facteur d'émissivité élevé pour favoriser la dissipation thermique et ainsi limiter la surchauffe des panneaux.

Pour un écoulement turbulent, les auteurs ont prédit que U_o et T_o sont proportionnels au flux de chaleur, telles que :

$$U_o \propto q''_{in}^{0.353} \dots \text{(II.15)} \quad \text{et} \quad T_o \propto q''_{in}^{0.654} \dots \text{(II.16)}.$$

Selon leur analyse, ils ont constaté que pour des flux de chaleur supérieur à 200 W/m^2 , près de 30 % de la quantité de chaleur est transférée par rayonnement vers la paroi non chauffée avant d'être dissipée dans l'air par convection.

T. Yilmaz et S.M. Fraser [17] ont étudié expérimentalement et numériquement la convection naturelle turbulente dans des canaux verticaux à plaques parallèles avec chauffage asymétrique où une paroi est maintenue à une température uniforme et la paroi opposée est en verre, voir la figure II.18.

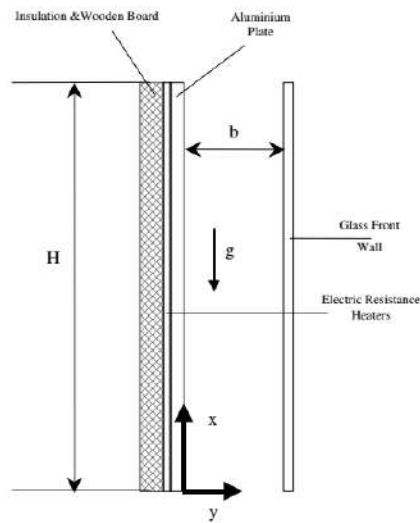


Figure. II.18 : Géométrie du canal [17]

Grâce à un anémomètre laser Doppler à effet Doppler (LDA), ils ont obtenu des mesures détaillées des profils de vitesse le long du canal. Parallèlement, des simulations numériques du transfert de chaleur et de l'écoulement ont été réalisées à l'aide d'un code commercial, personnalisé pour intégrer trois modèles de turbulence $k-\varepsilon$ à bas nombre de Reynolds (LRN). Les auteurs ont comparé les profils expérimentaux et numériques de vitesse et d'énergie cinétique turbulente à différentes hauteurs, mettant en évidence l'évolution de l'écoulement le long du canal. Ils ont également effectué des mesures simultanées de température et de vitesse à la sortie du canal.

À partir des résultats numériques et expérimentaux, ils ont établi des corrélations pour le transfert de chaleur et le débit induit, telles que :

$$\frac{Re}{Gr} = n \left(Ra \left(\frac{b}{H} \right) \right)^P \dots \text{(II. 17)} , \quad Nu = m \left(Ra \left(\frac{b}{H} \right) \right)^C \dots \text{(II. 18)}$$

Les coefficients n , m , P et C de ces corrélations ont été ajustés en fonction des conditions expérimentales et du modèle numérique utilisé. Ces corrélations ont été présentées sous forme graphique et confrontées à celles de Fedorov et Viskanta [14].

Les profils d'énergie cinétique turbulente obtenus indiquent clairement l'établissement d'un régime d'écoulement totalement turbulent à proximité de la sortie du canal. Les auteurs soulignent par ailleurs l'intérêt particulier des données expérimentales, notamment dans la plage de nombres de Rayleigh modifié Ra^* inférieure à 10^5 , pour une meilleure caractérisation de la transition laminaire-turbulent.

T. F. Ayinde et al [18] ont présenté une étude expérimentale des caractéristiques d'écoulements de convection naturelle dans un canal vertical à plaques parallèles chauffé asymétriquement. En utilisant la vélocimétrie par image de particules (PIV), ils ont visualisé et quantifié ces écoulements, voir la figure II.19. Les parois du canal ont été maintenues à des températures uniformes, l'une étant chauffée au-dessus de la température ambiante et l'autre refroidie en dessous. Leurs mesures ont couvert deux rapports d'aspect (6.25 et 12.5) et deux nombres de Rayleigh (1×10^8 et 2×10^8). Pour valider la bi-dimensionnalité des écoulements, les auteurs ont réalisé des mesures de vitesse en trois sections horizontales différentes. De plus, afin d'établir les profils moyens de vitesse verticale, des mesures ont été effectuées à trois hauteurs verticales différentes.

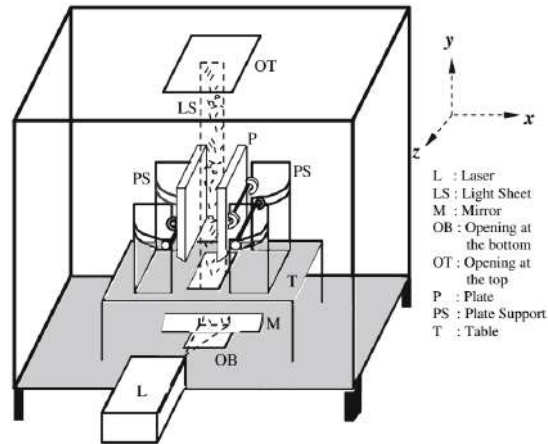


Figure. II.19 : Schéma du dispositif expérimental [18].

Les résultats obtenus montrent que la recirculation de l'écoulement à l'intérieur du canal présente des caractéristiques similaires à celles observées dans une cavité fermée. Cependant, le débit induit par cette convection est nettement plus faible que celui mesuré dans un canal à parois chauffées symétriquement. Sur la base de leurs données expérimentales, Ayinde et al ont proposé une corrélation pour le débit adimensionnel, telle que :

$$M = 0.032(Ra^*)^{-0.39} \dots \text{(II.19)}$$

G.E. Lau et al [19] ont réalisé des simulations numériques en appliquant le modèle de turbulence LES pour étudier la convection naturelle dans les canaux verticaux, voir figure II.20, un phénomène pertinent pour le refroidissement passif des systèmes photovoltaïques intégrés au bâtiment.

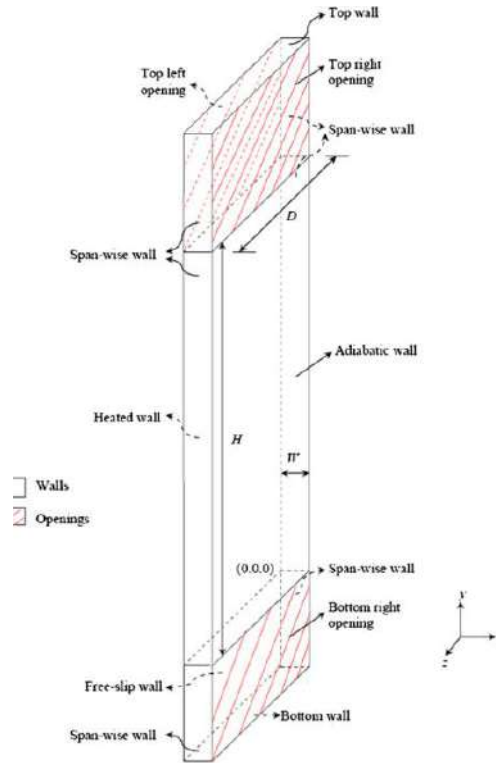


Figure. II.20 : Domaine du modèle numérique [19].

Après avoir validé leur modèle numérique par comparaison avec des résultats expérimentaux existants, les auteurs ont montré qu'il prédit avec précision le nombre de Nusselt moyen. De plus, la capacité du modèle de turbulence LES à capturer les fluctuations turbulentes a permis d'obtenir de nouvelles informations sur les champs d'écoulement et de température.

Les résultats de ces simulations révèlent que les canaux verticaux étroits, de rapports d'aspect variés, présentent des caractéristiques turbulentes et des comportements de transfert de chaleur distincts. Ces différences soulignent l'importance de la géométrie du canal dans la conception de systèmes de refroidissement passifs. En particulier, les auteurs ont observé une diminution du taux de transfert de chaleur pour les canaux de faible largeur. Sur la base de leurs simulations, Lau et al ont développé une corrélation permettant de prédire le nombre de Nusselt moyen en fonction du rapport d'aspect du canal et du nombre de Rayleigh modifié, telle que :

$$Nu = 0.8544[Ra^*(H/S)]^{0.2374}, \text{ où : } 10^4 < Ra^*(H/S) < 10^6 \dots(\text{II.20})$$

S.A.M. Burek et A. Habeb [20] ont présenté une étude expérimentale sur le transfert de chaleur et le débit massique dans les réchauffeurs d'air à thermosiphon, tels que les cheminées solaires et les murs Trombe. Leur banc d'essai, d'une surface d'environ 1 m², consistait en un canal vertical ouvert simulant un capteur solaire ou une cheminée solaire (voir figure II.21). Les températures et la vitesse de l'air ont été mesurées à une hauteur de 1.025 m.

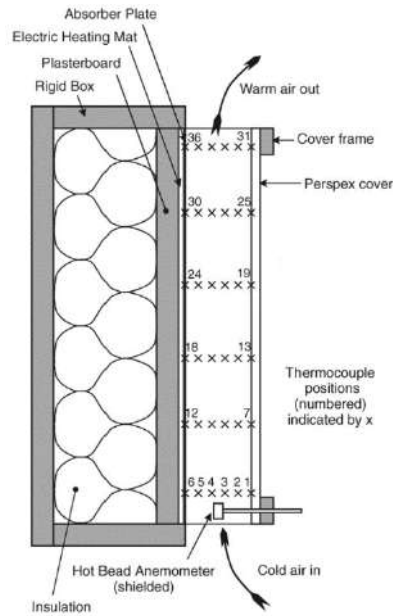


Figure. II.21 : Schéma de principe du banc d'essai [20].

Les auteurs ont établi que le débit massique dans le canal dépend à la fois de l'apport de chaleur et de l'espacement du canal, tels que :

$$\dot{m} \propto Q_i^{0.572} \dots \text{(II. 21)} \quad \text{et} \quad \dot{m} \propto s^{0.572} \dots \text{(II. 22)}$$

Cependant, l'efficacité du système, fonctionnant comme un capteur solaire passif ne dépendait que de l'apport de chaleur et que l'espacement du canal n'affecte pas l'efficacité thermique ni la production de chaleur, tel que :

$$\eta \propto Q_i^{0.298} \dots \text{(II. 23)}$$

Guohui Gan [21] s'est intéressé aux phénomènes de convection naturelle au sein de cavités solaires et autres espaces confinés fortement chauffés par le soleil, utilisés pour améliorer la ventilation naturelle des bâtiments. Il a mené une étude numérique approfondie de l'écoulement de l'air et du transfert de chaleur dans des cavités verticales de géométries variées. En faisant varier la largeur et la hauteur de ces cavités, il a obtenu des rapports d'aspect compris entre 5 et 60, couvrant ainsi une large gamme de configurations. De plus, il a exploré différentes distributions de flux thermique sur les parois verticales, allant des chauffages symétriques à des chauffages totalement asymétriques. La Figure II.22 illustre deux types de cavités typiques : l'une avec une entrée d'air verticale et l'autre avec une entrée horizontale.

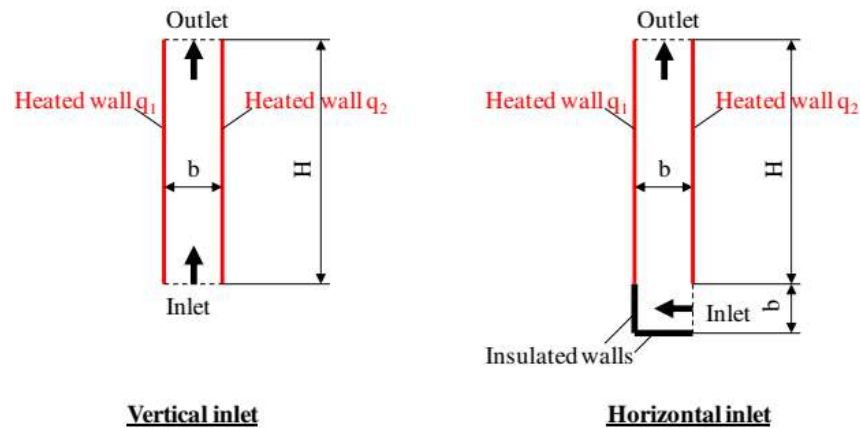


Figure. II.22 : Schéma de deux types de cavité en fonction de la position d'entrée [21].

Pour modéliser les écoulements turbulents, il a utilisé le modèle de turbulence RNG $k-\varepsilon$. Ses résultats ont mis en évidence l'influence de plusieurs paramètres sur le débit d'air et le taux de transfert de chaleur, notamment : l'apport thermique total, la distribution thermique sur les murs, le rapport d'aspect et la position de l'ouverture d'admission. En effet, une entrée horizontale, caractéristique des cheminées solaires, induit des écoulements différents par rapport à une entrée verticale, avec généralement des débits d'air plus faibles mais des taux de transfert de chaleur plus élevés.

À partir de ces résultats, l'auteur a proposé des corrélations permettant d'estimer le débit d'air et le taux de transfert de chaleur en fonction des paramètres géométriques et thermiques des cavités étudiées, telles que :

$$Nu = c_1 \left[Ra \left(\frac{H}{b} \right)^{3/2} \right]^m \dots (II.24), \quad Re = \frac{\left(\frac{Nu}{c_2} \right)^{1/n}}{Ra^a} \dots (II.25)$$

Les coefficients c_1 , c_2 , a , b , m , n dépendent des conditions de géométrie de l'entrée et de la distribution thermique sur les murs de la cavité.

Dans leur étude, en utilisant un canal d'air rectangulaire avec des parois isolées et chauffées. Ils ont visualisé l'absence de flux inverse à la sortie et ont montré un écart entre les températures moyennes et mesurées de l'air au centre du canal. De plus, à partir de leurs résultats expérimentaux, ils ont suggéré deux schémas d'écoulement de recirculation distincts et ont proposé deux corrélations pour le transfert de chaleur par convection naturelle.

K. M. Kim et al. [22] ont réalisé une étude expérimentale de la convection naturelle de l'air turbulent dans un canal rectangulaire constitué de deux plaques parallèles verticales en acier inoxydable et dans des conditions de chauffage asymétriques. Leur dispositif expérimental est constitué de quatre sections : un canal rectangulaire principal, un conduit descendant, un connecteur et une colonne montante, voir figure II.23. Le canal d'air rectangulaire est constitué de deux parois chauffées et de deux parois pour isolation thermique. La paroi chauffée directement (DHW) est maintenue dans des conditions de température uniformes de 50 à 500°C. Cette paroi est assemblée en 10 unités de plaques chauffantes (hauteur totale de 3,0 m). La paroi chauffée indirectement (IHW) est soumise au rayonnement thermique de la DHW. Cette paroi est assemblée en 9 unités (hauteur totale de 2,7 m). Le conduit descendant vertical et le connecteur horizontal sont des canaux de forme circulaire et sont connectés par un coude. Une partie de transition permet de connecter le canal circulaire horizontal au canal rectangulaire principal. La colonne montante est un canal rectangulaire sans aucune source de chaleur.

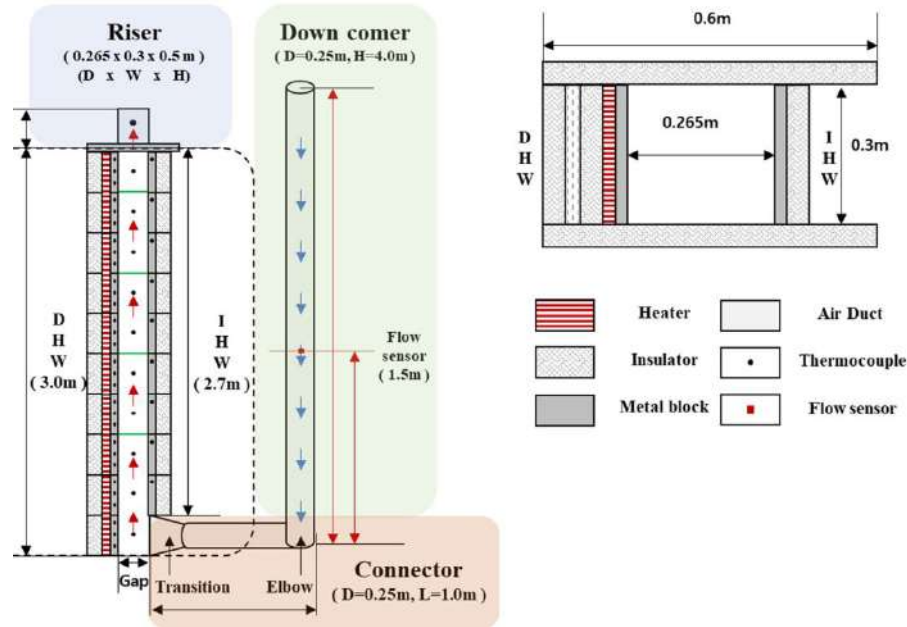


Figure. II.23 : Schéma du dispositif expérimental [22].

Ils ont mesuré les deux distributions de température des deux parois chauffées dans la direction verticale et les profils de température de l'air dans la direction horizontale à 0.9, 1.5, 2.1 et 2.7 m de hauteurs. Ils ont montré qu'aucun flux inverse n'a été généré à la sortie du canal, comme il est confirmé par une méthode de visualisation simple. Cela est dû à cause des températures de la paroi chauffée et de la paroi indirectement chauffée sont supérieures à la température de l'air. À partir des résultats des distributions de température de paroi et des profils de température de l'air, ils ont suggéré un comportement d'écoulement raisonnable, qui est la génération de deux modèles d'écoulement de recirculation différents qui ne sont pas affectés par des changements dans la limite thermique. De plus, Ils ont comparé le rapport entre les taux de chaleur convective et radiative sur la paroi chauffée directement. Sur la base de leurs résultats expérimentaux, ils ont proposé deux corrélations. La corrélation du transfert de chaleur, telle que :

$$Nu_{conv} = 0.1(Ra)^{1/3} \dots (II.26)$$

Cette corrélation correspond bien à la corrélation pour la convection naturelle turbulente sur une seule plaque verticale infinie. La corrélation liée au débit induit a été présentée sous la forme d'un nombre de Rayleigh modifié pour estimer le débit, telle que : $\Phi = 0.0007(Ra^*)^{-0.4} \dots (II.27)$

II.4. Conclusion :

L'étude approfondie de la convection naturelle entre plaques parallèles verticales met en lumière l'importance de ce phénomène dans de nombreuses applications industrielles, notamment dans le domaine du refroidissement passif des équipements électroniques, des réacteurs nucléaires ou encore des systèmes de ventilation naturelle et solaire. Les travaux examinés couvrent à la fois les régimes laminaires et turbulents, avec une grande diversité de configurations thermiques (isothermes, flux imposés, chauffage asymétrique) et géométriques (plaques lisses, nervurées, canaux inclinés).

Dans le régime laminaire, les corrélations classiques proposées par Elenbaas, Bar-Cohen et Aung permettent de prédire efficacement les transferts de chaleur. Les approches numériques ont permis de mieux comprendre les phénomènes locaux, notamment l'influence de l'entrée du fluide, des conditions aux limites thermiques et de la géométrie des canaux.

En régime turbulent, l'introduction de modèles de turbulence (k - ϵ , LES) a permis de prédire avec précision les profils d'écoulement et de température. L'effet combiné du rayonnement thermique devient alors non négligeable, surtout dans les applications à haute température ou dans les systèmes exposés au rayonnement solaire. Les résultats montrent que le couplage convection-rayonnement et la configuration géométrique jouent un rôle crucial dans l'efficacité thermique des systèmes.

En somme, cette synthèse met en évidence la richesse et la complexité des mécanismes de convection naturelle entre plaques parallèles, tout en soulignant l'intérêt d'approches hybrides expérimentales et numériques pour optimiser la conception des systèmes thermiques passifs.

CHAPITRE III

Description du problème et formulation mathématique

III.1. Introduction :

Dans cette étude, on présente une simulation numérique de la convection naturelle turbulente d'un écoulement d'air au sein de deux canaux en forme de U soumis à des conditions de chauffage asymétriques. Ces deux configurations distinctes se différencient par la présence ou l'absence de nervures internes, introduisant ainsi une complexité géométrique supplémentaire.

- **Première configuration :**

Inspirée du dispositif expérimental de K. M. Kim et al. [22] (voir les détails dans la dernière page du troisième chapitre : Etat de l'art), cette configuration de base, dépourvue de nervures (Figure III.1.a), a été simplifiée en une géométrie bidimensionnelle tout en conservant les dimensions principales et les conditions aux limites expérimentales. Cette approche a pour objectif primordial de valider notre modèle numérique en le confrontant directement aux résultats expérimentaux de K. M. Kim et al. [22]. Cette étape de validation est essentielle pour asseoir la crédibilité de nos résultats ultérieurs.

- **Deuxième configuration :**

La seconde configuration, caractérisée par l'intégration de nervures internes, constitue une innovation majeure de cette étude (Figure III.1.b). Cette géométrie plus complexe permet d'explorer de nouveaux mécanismes physiques liés à la convection naturelle turbulente et d'évaluer l'influence des nervures sur les transferts thermiques et hydrodynamiques. Cette configuration originale servira de base à des analyses comparatives approfondies entre les deux géométries, permettant ainsi de mettre en évidence les effets spécifiques induits par la présence des nervures. Les résultats obtenus à partir de cette configuration ouvriront de nouvelles perspectives pour la conception de systèmes de refroidissement plus performants et plus compacts.

III.2. Description de la géométrie :

Les deux configurations de canaux en U se composent de :

○ Un canal chauffé principal :

- Parois: Deux parois verticales, espacées de 26,5 cm, avec un rapport largeur/hauteur de 0,0883.
 - Paroi directement chauffée (DHW) : Hauteur de 3 m, représentée en rouge.
 - Paroi indirectement chauffée (IHW) : Hauteur de 2,7 m, représentée en jaune.
- Colonne montante : Une colonne isolée, haute de 50 cm, est positionnée au-dessus du canal chauffé.

○ Une conduite d'air ambiant :

- Positionnement : Située sur le côté opposé au canal chauffé principal.
- Dimensions : Haute de 4 m et un espacement de 25 cm.
- Composition : Constituée de deux plaques isolées, reliées au canal chauffé par un coude et un connecteur horizontal de 1 mètre.

○ Deuxième configuration :

- Différenciation : Le deuxième canal en U se distingue par la présence de nervures rectangulaires positionnées au centre du canal chauffé principal, voir figure III.1(b).

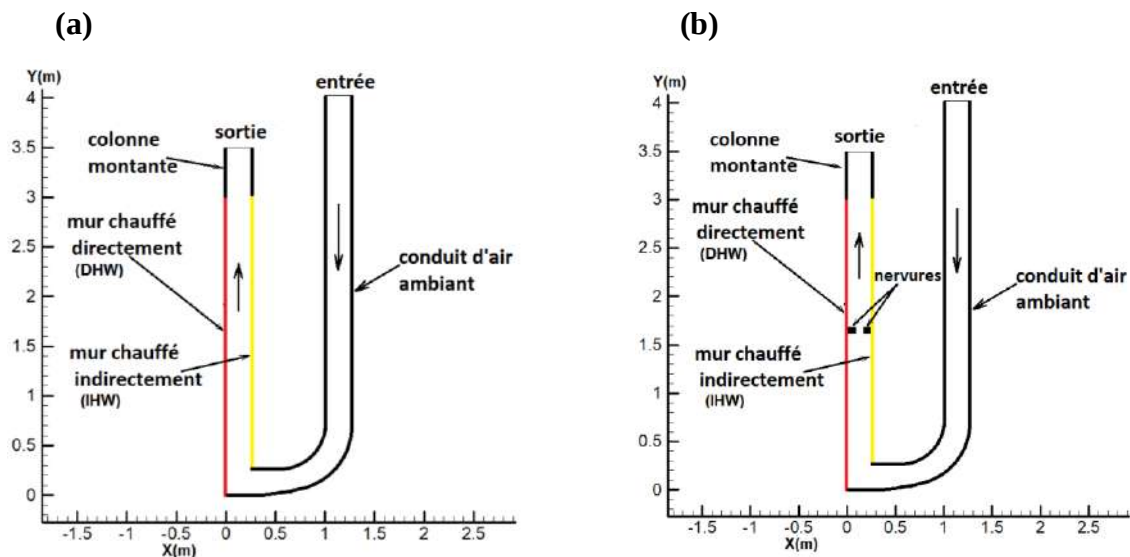


Figure. III.1 : Géométrie des deux configurations,

(a) 1^{ère} configuration sans nervures

(b) 2^{ème} configuration avec nervures

III.3. Hypothèses :

- **Chauffage de la paroi gauche (DHW) :** La paroi gauche est soumise à un chauffage direct permettant de maintenir une température de surface uniforme et ajustable entre 50°C et 500°C.
- **Chauffage de la paroi droite (IHW) :** La paroi droite est chauffée indirectement par rayonnement thermique émis par la paroi gauche.
- **Écoulement de l'air :**
 - **Induction :** L'écoulement de l'air à travers les canaux est entièrement induit par les forces de flottabilité.
 - **Conditions d'entrée :** L'air froid est aspiré dans le canal aux conditions ambiantes, avec une température d'entrée maintenue constante T_0 variant de (15 – 25 °C).
 - **Conditions de sortie :** L'air chaud est rejeté dans l'environnement sans être mélangé avec l'air d'entrée.
- **Régime d'écoulement :** L'écoulement de l'air est considéré comme turbulent.
- **Régime thermique :** Le transfert de chaleur et l'écoulement de l'air sont considérés comme transitoires.
- **Matériaux des parois :** Les parois (DHW) et (IHW) sont constituées d'acier inoxydable avec une émissivité ϵ commune de 0,209, selon la référence [22].

III.4. Propriétés physiques :

- La densité de l'air change avec la température en utilisant la loi des gaz parfaits comme suit :

$$\rho(T) = \frac{P_0}{R_{air} \cdot T} \quad \dots (III.1)$$

- Les propriétés physiques telles que la viscosité dynamique, la conductivité thermique et la capacité thermique spécifique dépendent également de la température et sont déterminées à l'aide des équations suivantes [23] :

$$\mu(T) = 3.2575 \times 10^{-5} - 7.56163 \times 10^{-7} \cdot T + 7.47253 \times 10^{-9} \cdot T^2 - 2.86507 \times 10^{-11} \cdot T^3 + 3.89067 \times 10^{-14} \cdot T^4 \quad \dots (III.2)$$

$$\lambda(T) = -3.06000 \times 10^{-4} + 9.89089 \times 10^{-5} \cdot T - 3.46571 \times 10^{-6} \cdot T^2 \quad \dots (III.3)$$

$$C_p(T) = 1178.8 - 2.8765 \cdot T + 1.8105 \times 10^{-2} \cdot T^2 - 5.1 \times 10^{-5} \cdot T^3 + 5.4 \times 10^{-8} \cdot T^4 \quad \dots (III.4)$$

- L'émissivité de l'acier inoxydable poli, peut être variée en fonction de la température selon la courbe de référence [24] et peut être décrite par la relation suivante :

$$\epsilon(T) = 0.17812 - 6.12677 \times 10^{-5} \cdot T + 5.51186 \times 10^{-8} \cdot T^2 + 1.08033 \times 10^{-10} \cdot T^3, \quad 300 < T < 773 \text{ K}$$

... (III.5)

III.5. Les équations gouvernantes de l'écoulement :

Pour simuler l'écoulement et le transfert de chaleur, des modèles de turbulence k-ε réalisables bidimensionnelles sont appliqués. Les équations de base peuvent être exprimées comme suit :

– **Equation de Continuité :**

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} = 0 \quad \dots \text{(III.6)}$$

– **Equation de mouvement suivant X :**

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} + \rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left((\mu_t + \mu) \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left((\mu_t + \mu) \frac{\partial u}{\partial y} \right) \quad \dots \text{(III.7)}$$

– **Equation de mouvement suivant Y :**

$$\rho \frac{\partial v}{\partial t} + \rho u \frac{\partial v}{\partial x} + \rho v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left((\mu_t + \mu) \frac{\partial v}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left((\mu_t + \mu) \frac{\partial v}{\partial y} \right) + (\rho - \rho_0)g \quad \dots \text{(III.8)}$$

– **Equation de l'énergie cinétique turbulente K :**

$$\rho \frac{\partial k}{\partial t} + \rho u \frac{\partial k}{\partial x} + \rho v \frac{\partial k}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial y} \right) + G_k + G_b - \rho \epsilon \quad \dots \text{(III.9)}$$

– Equation du taux de dissipation d'énergie ε :

$$\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \rho u \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} + \rho v \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} \right) + \rho C_{1\varepsilon} S \varepsilon - \rho C_{2\varepsilon} \frac{\varepsilon^2}{k + \sqrt{\nu \varepsilon}} + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} C_{3\varepsilon} G_b \quad \dots (III.10)$$

Où : G_k représente la génération d'énergie cinétique de turbulence due aux gradients de vitesse moyenne et est donnée par :

$$G_k = -\rho \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = \mu_t S^2 \quad \text{Avec :} \quad \mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad \dots (III.11)$$

G_b est la génération de cinétique turbulente due à la flottabilité donnée par :

$$G_b = \beta g \frac{\mu_t}{\sigma_t} \frac{\partial T}{\partial y} \quad \dots (III.12)$$

Les coefficients relatifs au modèle sont donnés comme suit :

$$\eta = S \frac{k}{\varepsilon}, \quad S = \sqrt{2 S_{ij} S_{ij}}, \quad S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \quad \dots (III.13)$$

$$C_1 = \max \left[0.43, \frac{\eta}{\eta + 5} \right], \quad C_2 = 1.9, \quad \sigma_k = 1.0, \quad \sigma_\varepsilon = 1.2, \quad C_{1\varepsilon} = 1.44$$

– Equation de l'énergie :

$$c_p \rho \frac{\partial T}{\partial t} + c_p \rho u \frac{\partial T}{\partial x} + c_p \rho v \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\left(\lambda + \frac{c_p \mu_t}{\sigma_t} \right) \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\left(\lambda + \frac{c_p \mu_t}{\sigma_t} \right) \frac{\partial T}{\partial y} \right) \quad \dots (III.14)$$

III.6. Modélisation du transfert de chaleur radiatif :

Pour la modélisation du transfert de chaleur radiatif, le modèle de rayonnement à ordonnées discrètes (DO) est choisi. Il est utilisé pour modéliser le transport du rayonnement thermique dans les milieux participants tels que les gaz, les liquides et les solides et fournit une approche polyvalente et efficace sur le plan informatique dans une large gamme d'applications d'ingénierie [25]. Ce modèle de rayonnement résout l'équation du transfert radiatif (15) pour un nombre fini d'angles solides discrets, chacun associé à une direction vectorielle $\vec{s}$ fixée dans le système cartésien global (x, y, z).

$$\nabla \cdot (I(\vec{r}, \vec{s})\vec{s}) + (a + \sigma_s)I(\vec{r}, \vec{s}) = an^2 \frac{\sigma T^4}{\pi} + \frac{\sigma_s}{4\pi} \int_0^{4\pi} I(\vec{r}, \vec{s}^t) \Phi(\vec{s}, \vec{s}^t) d\Omega^t \quad \dots (III.15)$$

Où ; $\vec{r}$: vecteur de position, $\vec{s}$: vecteur de direction, $\vec{s}^t$: vecteur de direction de diffusion, a : coefficient d'absorption, n : indice de réfraction, σ_s : coefficient de diffusion, σ : constante de Stefan-Boltzmann, I : intensité du rayonnement, qui dépend de $\vec{r}$ et de $\vec{s}$, T : température locale, Φ : fonction de phase, Ω^t : angle solide.

III.7. Les Conditions initiales et aux limites :

- Dans les conditions initiales, l'air est au repos : $u = v = 0, T = T_0$... (III.16)
- Une condition au limite de non-glissement est imposée sur les composantes de vitesse aux parois :

$$u = v = 0 \quad \dots (III.17)$$

- L'air ambiant accélère du repos et atteint la vitesse induite v_{in} à l'entrée du canal de telle sorte que la pression relative:

$$p_{g,in} = -\frac{1}{2}\rho_0 v_{in}^2, \quad T_{in} = T_0 \quad \dots (III.18)$$

- Cette condition de la pression à l'entrée est directement liée au théorème de Bernoulli, appliqué entre deux points : un point situé dans l'air ambiant loin de l'entrée du canal, où l'air est au repos (vitesse v_0 nulle et à la pression atmosphérique), et un point juste à l'entrée du canal, où l'air accélère jusqu'à la vitesse v_{in} et à la pression P_{in} .

$$\text{Soit:} \quad p_{atm} + \frac{1}{2}\rho_0 v_0^2 = p_{in} + \frac{1}{2}\rho_0 v_{in}^2, \quad \text{donc:} \quad p_{in} - p_{atm} = \frac{1}{2}\rho_0 v_{in}^2 - \frac{1}{2}\rho_0 v_0^2$$

$$\text{D'où : } p_{g,in} = -\frac{1}{2}\rho_0 v_{in}^2$$

- À la sortie du canal, l'air chauffé est spécifié comme une condition au limite de sortie de pression relative telle que :

$$p_{g,out} = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial y} = 0 \quad \dots (III.19)$$

- Les parois sont définies comme adiabatiques à l'exception de la paroi (DHW) où la température reste uniforme : $T=T_w$... (III.20)

- La température T à la paroi adiabatique IHW résulte d'un bilan énergétique de surface considérant que le flux de chaleur radiatif net arrivant à la paroi est égal au flux de chaleur transféré par conduction de la paroi à l'air adjacent : $\frac{\epsilon}{2-\epsilon} \sigma (T_w^4 - T^4) = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x}$... (III.21)

Où : σ est la constante de Stefan-Boltzmann et λ est la conductivité thermique de l'air.

- Le flux de chaleur radiatif net arrivant à la paroi donné par le terme gauche de l'équation (III.21) est dérivé de l'équation générale de l'échange net de rayonnement entre deux surfaces de même aire: $q_{1-2} = \frac{\sigma(T_1^4 - T_2^4)}{\frac{1-\epsilon_1}{\epsilon_1} + \frac{1}{F_{1-2}} + \frac{1-\epsilon_2}{\epsilon_2}}$ [28]. Dans le cas de deux plaques parallèles le facteur de forme $F_{1-2} = 1$ et étant donné que les deux plaques sont de même émissivité, $\epsilon_1 = \epsilon_2 = \epsilon$, l'expression se simplifie en : $q_{1-2} = \frac{\sigma(T_1^4 - T_2^4)}{\frac{2(1-\epsilon)}{\epsilon} + 1} = \frac{\epsilon}{2-\epsilon} \sigma (T_1^4 - T_2^4)$

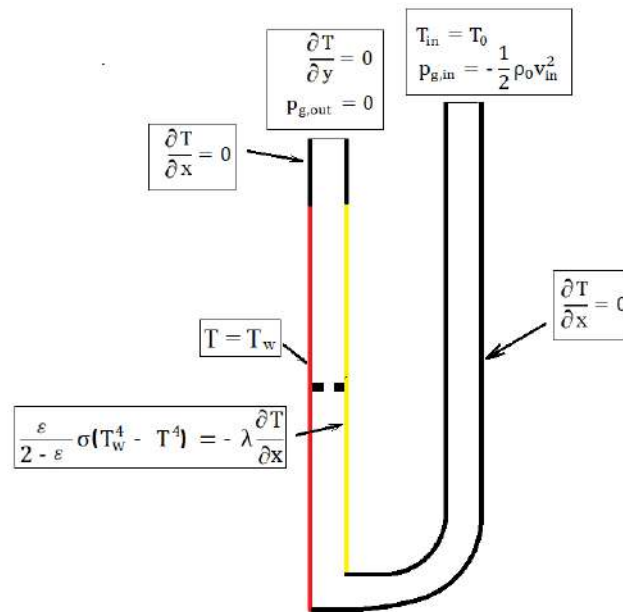


Figure. III.2 : Conditions aux limites pour les deux configurations.

III.8. Maillage et code de calcul :

Afin de discrétiser les domaines de calcul représentés en Figure III.1, un maillage hexaédrique a été généré à l'aide du logiciel ICEM CFD. Ce choix de maillage, constitué d'éléments hexaédriques, est motivé par la meilleure adéquation des éléments hexaédriques aux géométries régulières et par leur tendance à fournir des résultats plus précis que les maillages tétraédriques.

Compte tenu de l'importance des phénomènes physiques se produisant au voisinage des parois, un raffinement local du maillage a été mis en œuvre dans ces zones, comme illustré dans la figure III.3. Ce raffinement permet d'améliorer la précision des résultats dans les régions critiques.

Les simulations numériques ont été réalisées à l'aide du code de calcul Fluent CFD. Ce logiciel, basé sur la méthode des volumes finis, a été utilisé pour résoudre les équations régissant l'écoulement fluide et les transferts thermiques par convection et rayonnement. Un schéma de couplage pression-vitesse a été adopté pour résoudre les équations de Navier-Stokes, tandis qu'un schéma d'ordre deux a été utilisé pour la discrétisation spatiale des termes convectifs et diffusifs.

Les propriétés thermo physiques de l'air, ainsi que les émissivités des parois chauffées intervenant dans les équations (1) à (5), ont été introduites dans le modèle numérique sous forme de fonctions définies par l'utilisateur (UDF). Un organigramme résumant le processus de calcul est présenté en annexe.

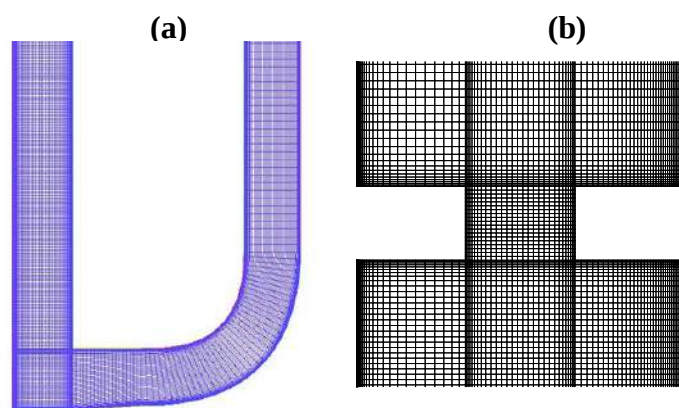


Figure. III.3 : Raffinage du maillage dans les deux configurations, (a) 1^{ère} configuration sans nervures
(b) 2^{ème} configuration avec nervures

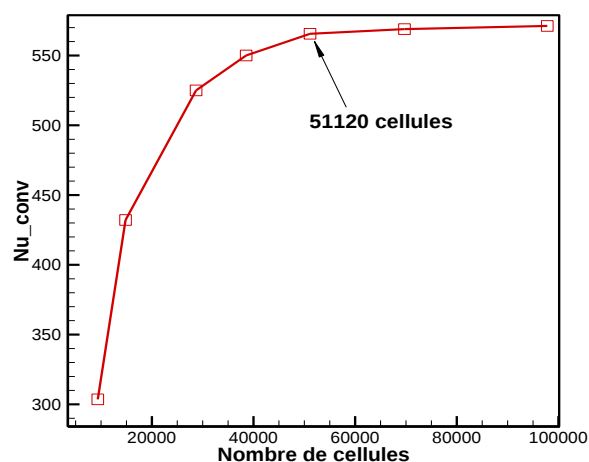


Figure.III.4: Nombre de Nusselt pour différents maillages.

III.9. Indépendance de maillage :

Afin d'assurer un maillage adapté au canal, l'impact du maillage sur les résultats numériques a été évalué pour le cas de température de paroi fixée à 500°C. Comme l'illustre la figure III.4, il a été déterminé qu'un maillage d'au moins 51120 cellules est indispensable pour atténuer les erreurs de discrétisation dans la simulation. L'indépendance du maillage a été confirmée en augmentant le nombre de cellules jusqu'à 97 800 (soit environ 1,9 fois plus). Malgré cet accroissement, le nombre de Nusselt n'a varié que d'environ 1%, démontrant que les résultats sont relativement insensibles à un raffinement supplémentaire au-delà de la configuration la plus fine testée.

III.10. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté de manière détaillée la problématique physique étudiée, à savoir la convection naturelle turbulente de l'air dans un canal vertical en U, soumis à un chauffage asymétrique. Deux configurations géométriques ont été analysées : l'une simple sans nervures, servant de base de validation par comparaison avec des résultats expérimentaux, et une seconde plus complexe intégrant des nervures internes, conçue pour explorer l'impact de ces éléments sur les transferts thermiques et l'écoulement. La modélisation repose sur les équations de Navier-Stokes couplées à un modèle de turbulence k- ϵ réalisable, ainsi qu'à une modélisation du transfert de chaleur radiatif par la méthode des ordonnées discrètes (DO). Les propriétés thermo-physiques de l'air, dépendantes de la température, ont été rigoureusement intégrées, de même que les conditions aux limites spécifiques à chaque paroi du système.

Cette formulation mathématique complète, accompagnée d'un maillage soigné et d'une discrétisation adaptée, constitue une base solide pour les simulations numériques à venir. Elle permettra d'analyser avec précision les phénomènes d'écoulement et de transfert de chaleur dans les deux géométries, ouvrant la voie à une meilleure compréhension et à l'optimisation de systèmes thermiques passifs à convection naturelle.

CHAPITRE IV

Résultats et discussion

IV.1. Validation du code de calcul :

Afin de valider le modèle numérique, les résultats obtenus pour la première configuration (sans nervure), lorsque le régime d'écoulement est établi, sont comparés aux résultats expérimentaux de Kim et al. [22].

IV.1.1. Les profils de température :

Les profils numériques de température horizontaux sont présentés dans la figure IV.2, à différentes hauteurs: 0,9 m, 1,5 m, 2,1 m et 2,7 m montrées dans la figure IV.1. Ces profils sont confrontés aux profils mesurés de Kim et al. [22] correspondants pour le cas d'une paroi DHW maintenue à 500°C. Globalement, la concordance entre les résultats numériques et expérimentaux est satisfaisante. Cette comparaison s'appuie notamment sur l'analyse des températures moyennes pondérées de surface pour chaque profil (Tableau IV.1). Les écarts observés sont généralement inférieurs à 10%, confirmant ainsi la bonne adéquation du modèle. Il est toutefois à noter un écart près de la paroi DHW, où les mesures expérimentales ne coïncident pas parfaitement avec les résultats numériques. Néanmoins, cette divergence localisée n'altère pas de manière significative la validité globale du modèle.

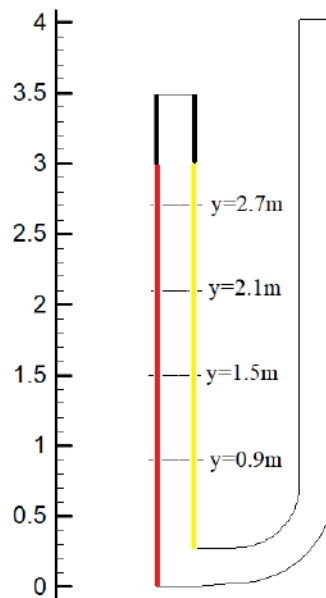


Figure. IV.1 : Différentes hauteurs des niveaux de l'air chauffé dans le canal.

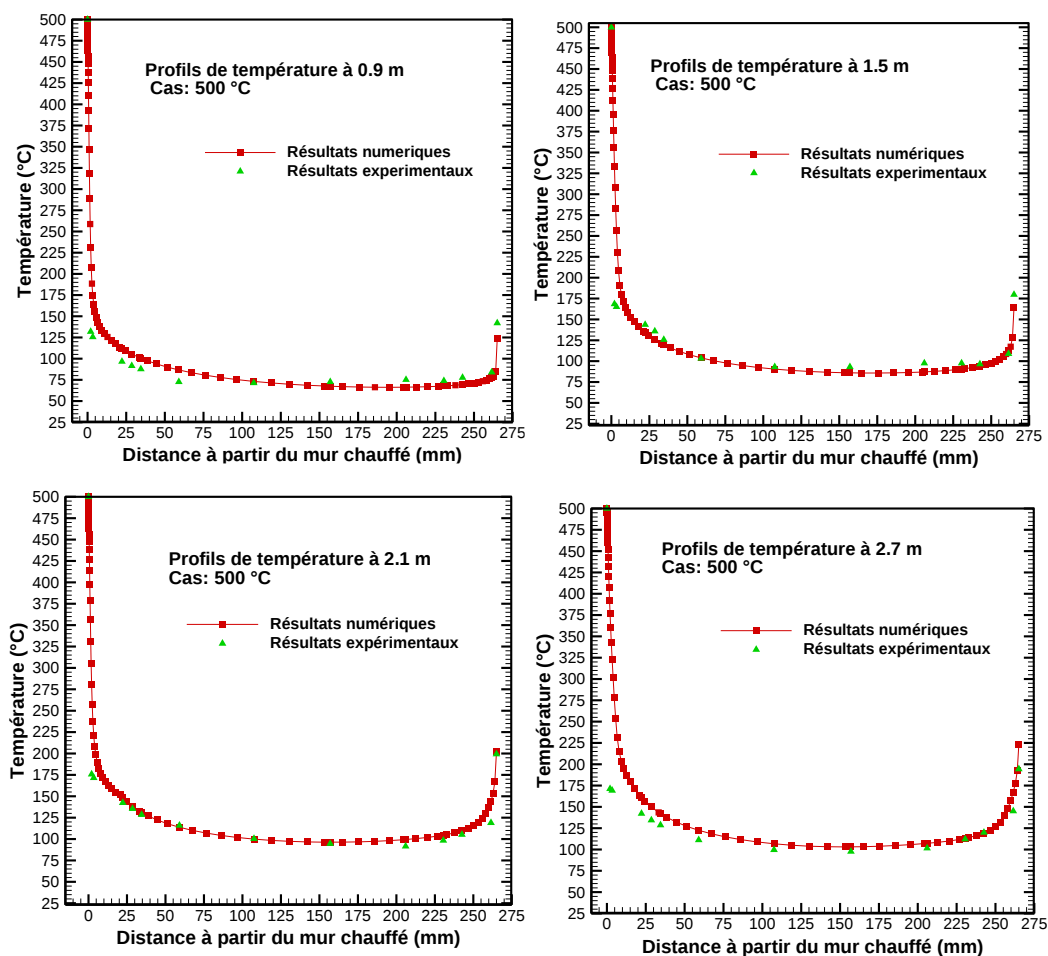


Figure.IV.2 : Profils de température à différentes hauteurs (cas : 500°C)

Tableau. IV.1 Température moyenne numérique et expérimentale à différentes hauteurs, Cas : 500°C.

Hauteur (m)	$T_{\text{moy, Num}} (^{\circ}\text{C})$	$T_{\text{moy, Exp}} (^{\circ}\text{C})$	Erreur relative (%)
0.9	81.13	78.11	3.86
1.5	102.57	104.05	1.4
2.1	113.9	107.20	6.24
2.7	124.84	112.7	10.78

IV.1.2. Les taux de chaleur totale et radiatif :

Le taux d'évacuation de la chaleur total du canal est déterminé à partir de l'équation suivante :

$$\dot{Q}_{\text{total}} = \dot{m} \cdot C_{p,\text{moy}} (T_{\text{sortie}} - T_{\text{entrée}}) \quad \dots \quad (\text{IV.1})$$

D'autre part, le taux d'évacuation de chaleur total est la somme du taux de chaleur convective transportée par l'air ($\dot{Q}_{\text{conv}}$) et du taux de chaleur radiative nette transférée de la paroi DHW vers la paroi IHW ($\dot{Q}_{\text{Rad}}$) qui est déterminé avec le modèle de rayonnement à ordonnées discrètes (DO). Par conséquent, le taux de chaleur convective est calculé à partir de l'équation suivante :

$$\dot{Q}_{\text{conv}} = \dot{Q}_{\text{total}} - \dot{Q}_{\text{Rad}} \quad \dots \quad (\text{IV.2})$$

Les nombres de Rayleigh et de Nusselt sont définis comme suit :

$$Ra = \left[\frac{g\beta(T_w - T_0)S^3}{\nu^2} \right] Pr, \quad Nu_{\text{conv}} = \frac{\bar{h}H}{\lambda} \quad \text{où : } \bar{h} = \frac{\dot{Q}_{\text{conv}}(T_w - T_0)}{A} \quad \dots \quad (\text{IV.3})$$

Tableau. IV.2 : Taux de chaleur évacuée, numérique et expérimentale, pour différentes températures à la paroi.

Cas :	500°C	400°C	300°C	200°C	100°C	50°C
$\dot{Q}_{\text{total,num}}$ (kW)	5.90	4.07	2.3	1.13	0.30	0.095
$\dot{Q}_{\text{total,exp}}$ (kW)	6.05	3.7	2.2	1.08	0.27	0.1
Erreur (%)	2.47	10	4.5	4.6	11	5
$\dot{Q}_{\text{rad,num}}$ (kW)	1.56	0.84	0.42	0.17	0.044	0.014
$\dot{Q}_{\text{rad,exp}}$ (kW)	1.70	0.75	0.4	0.18	0.04	0.015
Erreur (%)	8	12	5	5	10	6

Les figures IV.3.a et IV.3.b représentent les résultats numériques du taux d'évacuation thermique totale et du taux de chaleur radiative en fonction du temps, respectivement, pour chaque configuration de température de la paroi DHW. Les résultats indiquent que le régime permanent est atteint après environ 30 secondes. Une bonne concordance est observée entre les données numériques et expérimentales, comme le confirment également les valeurs détaillées du tableau IV.2 avec une erreur relative ne dépassant pas 11 %.

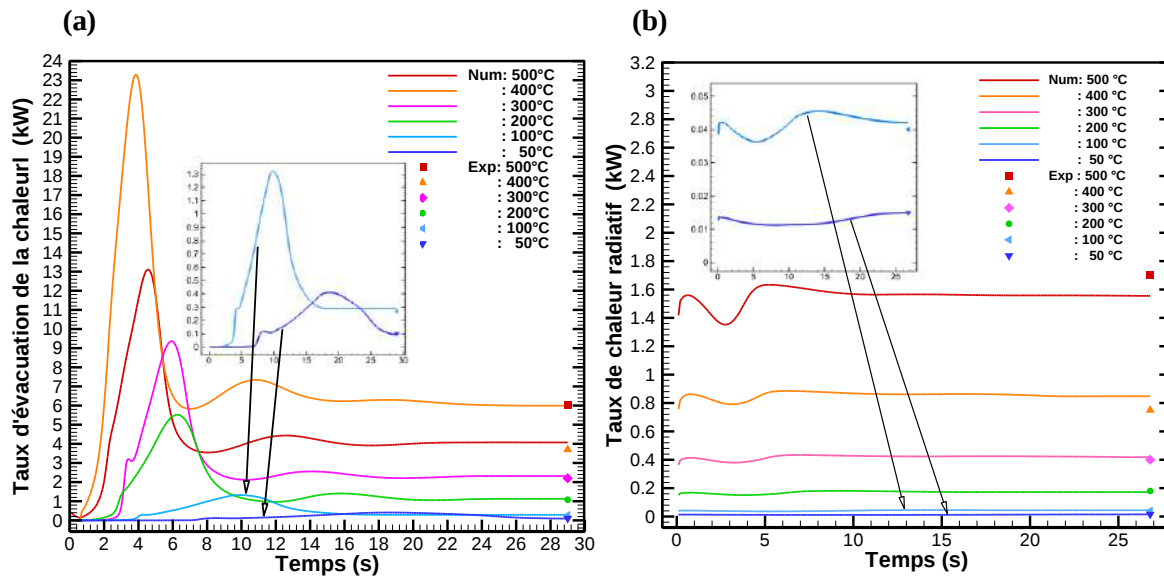


Figure. IV.3 : (a) Taux de chaleur totale évacuée en fonction du temps

(b) Taux de chaleur radiatif en fonction du temps

La figure IV.4 illustre les résultats numériques du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Rayleigh, montrant une bonne concordance avec les données expérimentales de K. M. Kim et al. [22].

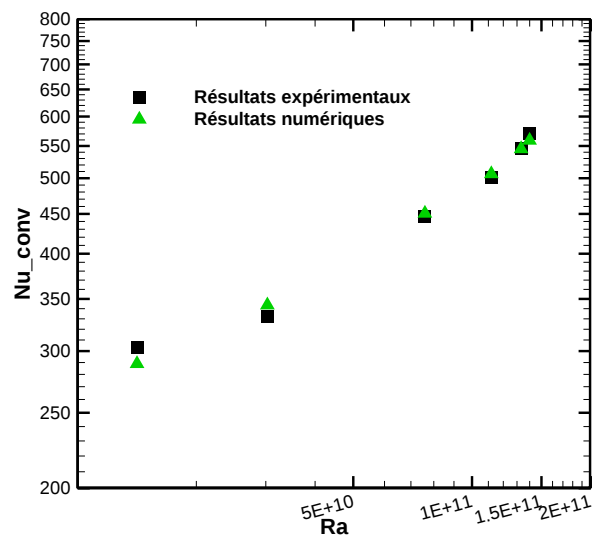


Figure. IV.4 : Nombre de Nusselt en fonction du nombre de Rayleigh.

IV.2. Simulation numérique du transfert de chaleur dans le canal sans nervures :

IV.2.1. Profils de température et de vitesse :

La figure IV.5 met en évidence les profils de température de l'air à différentes hauteurs du canal pour chacun des cas de paroi chauffée directement (DHW). Dans tous les cas, on observe une décroissance rapide de la température de l'air à proximité immédiate de la paroi chauffée. Cette décroissance s'atténue progressivement à mesure que l'on s'éloigne de la paroi, jusqu'à atteindre un minimum dans la zone centrale du canal.

À une hauteur de 0,9 m, le minimum de température se situe plus près de la paroi indirectement chauffée (IHW) que de la paroi DHW, puis ce minimum migre progressivement vers le centre du canal au fur et à mesure que l'on s'élève. Ce phénomène est attribuable au rayonnement thermique, qui induit une augmentation de la température de l'air à proximité de la paroi IHW.

Avec l'augmentation de la hauteur, la température de l'air s'élève près des parois et la zone d'influence thermique s'élargit, entraînant une augmentation significative de la température dans la zone centrale du canal. Par ailleurs, l'augmentation de la température de la paroi DHW entraîne une augmentation corrélative de la température de la paroi IHW, en raison des effets du rayonnement thermique.

La figure IV.6 présente les profils de vitesse de l'air pour différentes hauteurs du canal et températures de la paroi DHW. La vitesse maximale est observée près de la paroi DHW, caractéristique typique de la convection naturelle. La vitesse décroît ensuite progressivement en s'éloignant de la paroi. Des points d'inflexion sont notables près de la paroi IHW, particulièrement marqués pour les températures de 400 °C et 500 °C à une hauteur de 2,7 m. Ces points d'inflexion, associés à une légère augmentation de la température, sont attribuables aux effets du rayonnement thermique. Pour une température de paroi DHW plus faible, comme 50 °C, le profil de vitesse présente une décroissance continue jusqu'à une valeur proche de zéro. À une hauteur de 0,9 m, on observe une inversion du sens du flux d'air, ce qui souligne la complexité des phénomènes de transfert de chaleur par convection dans cette configuration.

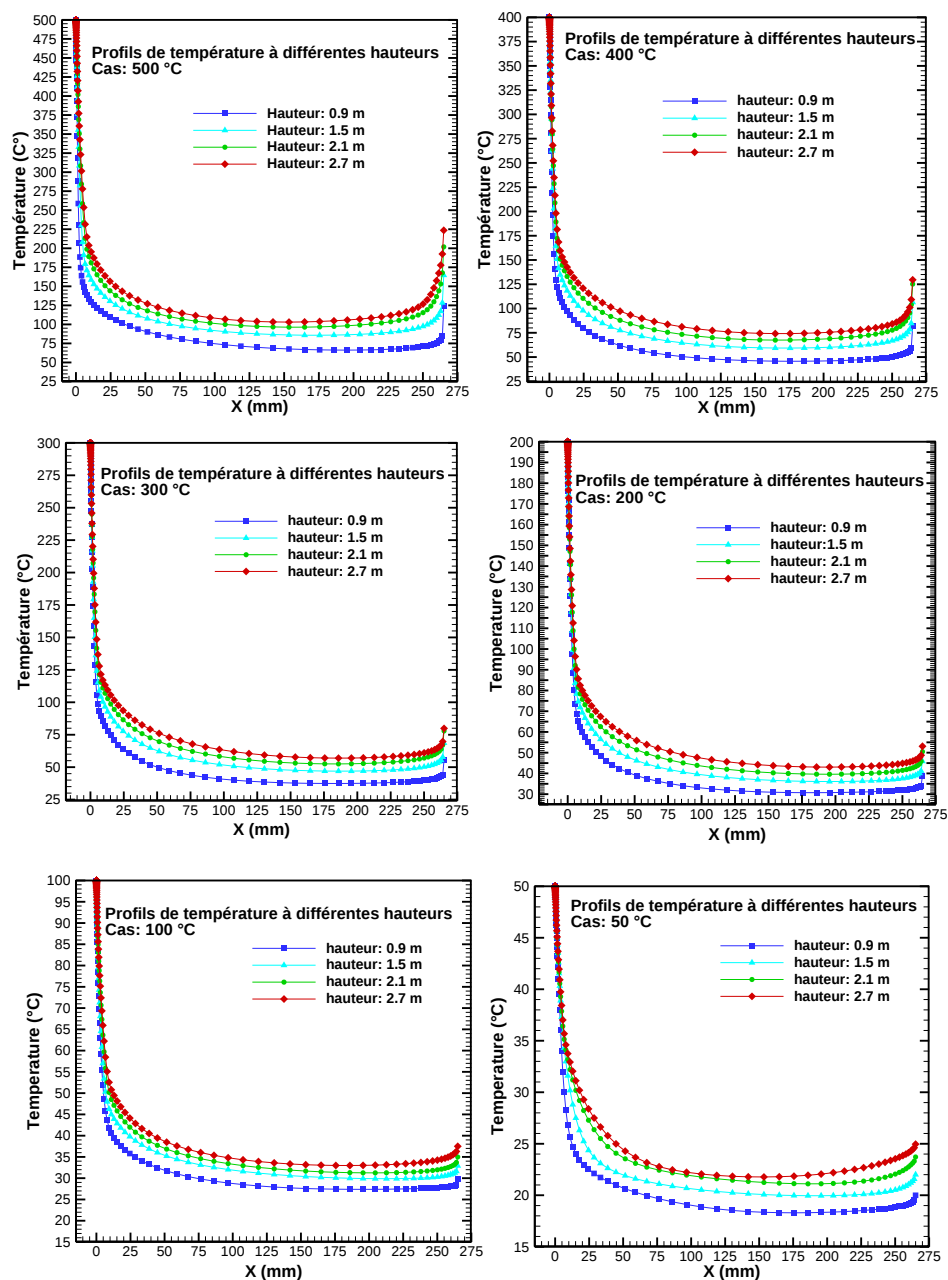


Figure. IV.5 : Profils de température à différentes hauteurs pour différents cas de température à la paroi DHW.

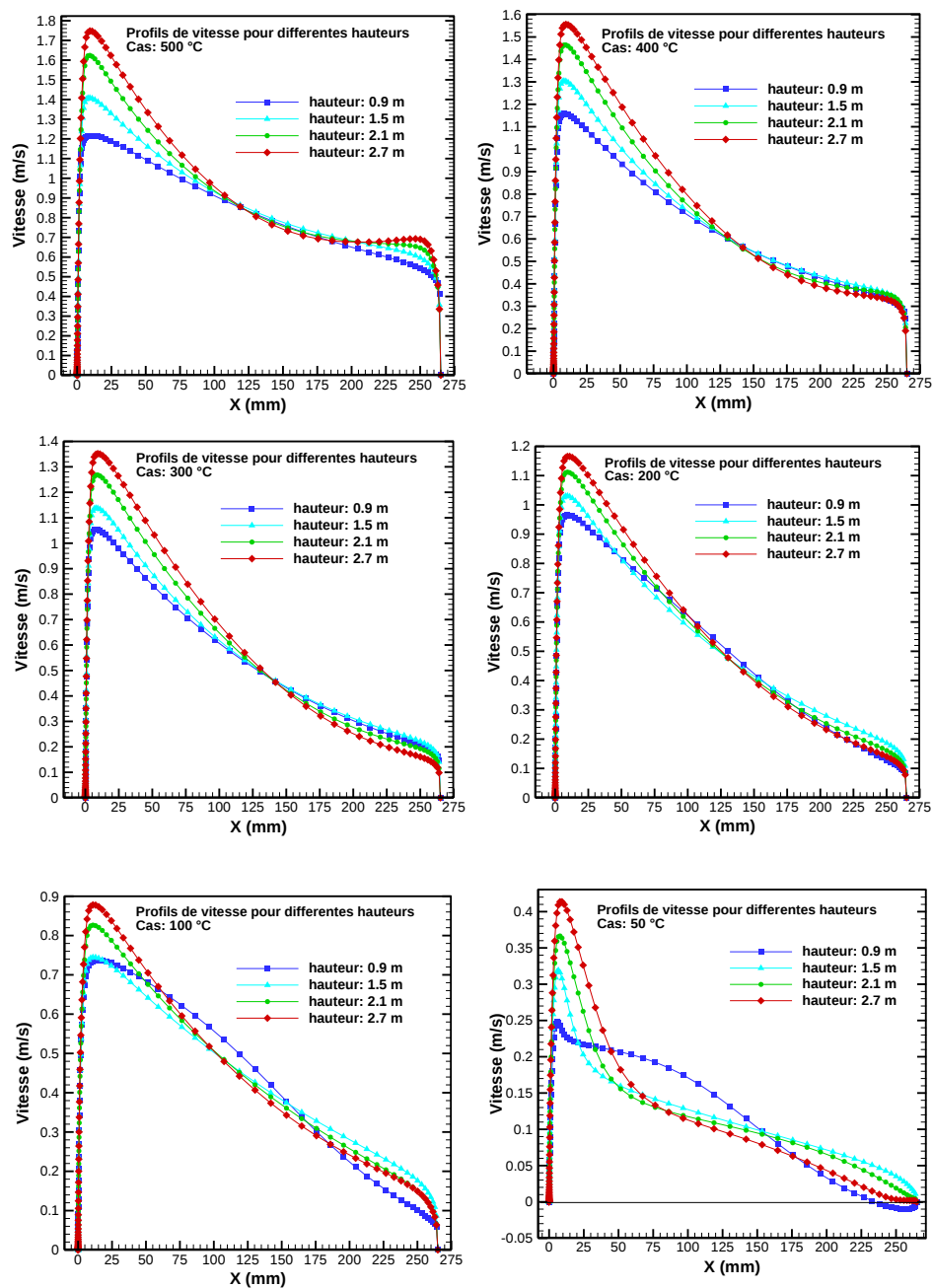


Figure. IV.6 : Profils de vitesse à différentes hauteurs pour différents cas de température à la paroi DHW.

IV.2.2. Contours de température et de vitesse :

La figure IV.7 illustre les contours de température et les contours de vitesse avec les lignes de courant, au sein du canal sans nervures, mettant en évidence les variations thermiques induites par les différentes températures imposées à la paroi DHW. On constate un écart significatif par rapport à un profil parabolique symétrique classique, conséquence directe du gradient thermique établi entre les deux parois chauffées, comme déjà évoqué dans l'analyse des profils de température (figure IV.5). Cette asymétrie est particulièrement marquée dans la zone inférieure du canal, où la différence de température entre les parois est plus importante, notamment pour les valeurs élevées de température de la paroi DHW. En effet, comme l'indique la figure IV.5, les températures d'air les plus basses sont localisées à proximité de la paroi latérale soumise au rayonnement thermique. En s'élevant dans le canal, cette zone de température minimale se déplace progressivement vers l'axe central. D'autre part, il est évident que la température de sortie de l'air augmente avec la température de la paroi DHW, en raison de l'intensification de la convection naturelle. Le tableau IV.3 synthétise les températures de sortie moyennes pondérées avec les conditions d'entrée pour chaque cas étudié.

Tableau. IV.3 : Températures moyenne à l'entrée et à la sortie pour différentes températures à la paroi.

Cas :	500°C	400°C	300°C	200°C	100°C	50°C
Température moyenne de sortie (°C)	125	87	70	62	42	25
Température moyenne d'entrée (°C)	25	25	23	23	25	15

Bien que les lignes de courant suggèrent un écoulement globalement uniforme, le profil de vitesse révèle une non-uniformité. La vitesse est nettement plus élevée près de la paroi chauffante (DHW) et diminue progressivement vers la paroi (IHW), mettant en évidence l'influence du gradient thermique. La poussée d'Archimède induite aux parois DHW et IHW entraîne une aspiration de l'air ambiant par l'entrée verticale, puis concentré et dévié au niveau de la paroi DHW en raison de l'inertie du fluide. Cet écoulement engendre deux zones de recirculation : l'une au niveau du coin inférieur de la paroi DHW, due à la stagnation de l'écoulement, et l'autre près de la paroi IHW, due à la séparation de l'écoulement.

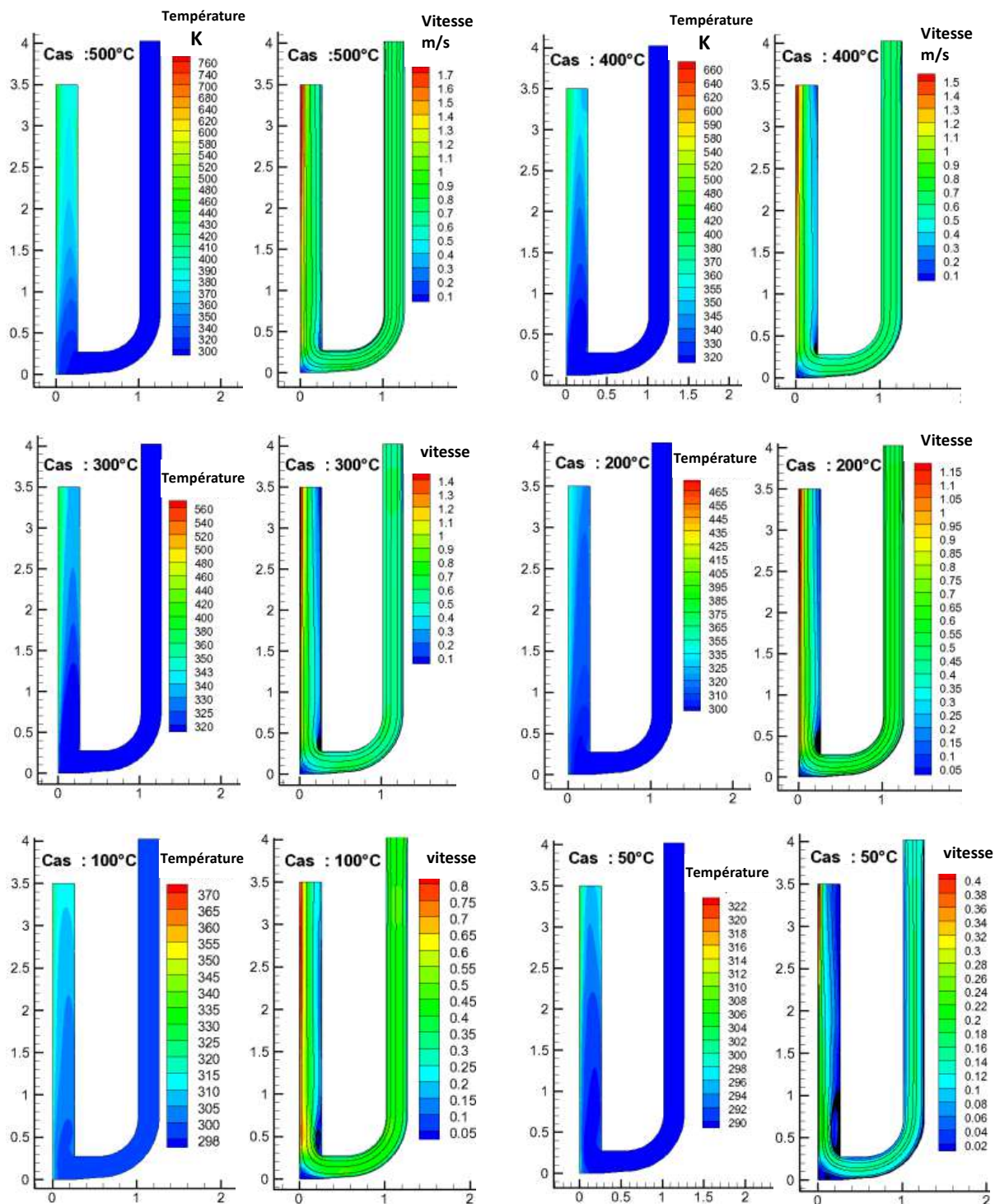


Figure. IV.7 : Contours de température pour différents cas de température à la paroi DHW.

Ces zones de recirculation sont particulièrement marquées à basse température (50°C), où celle située près de la paroi IHW atteint 1,1 mètre de hauteur. La figure IV.8 montre qu'au fur et à mesure que la température imposée à la paroi DHW augmente, la hauteur de cette zone de recirculation se réduit progressivement pour disparaître dans le cas correspondant à 500°C.

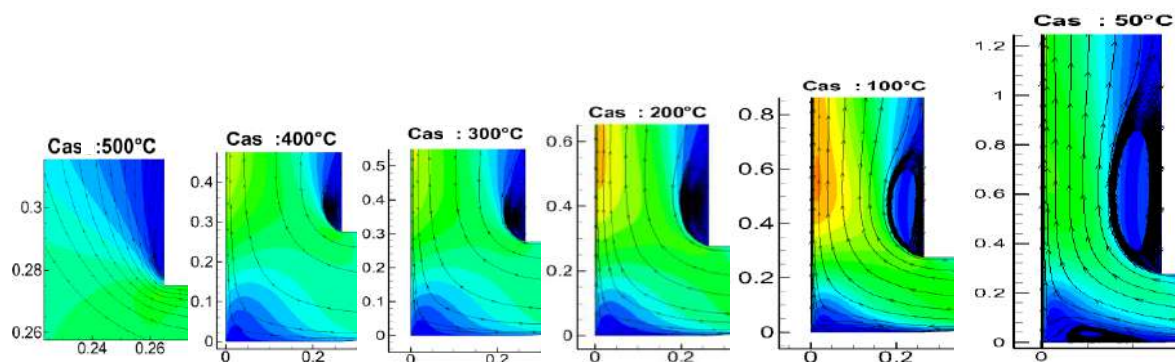


Figure. IV.8 : Différentes tailles des zones de recirculation

Ces résultats confirment les observations de K. M. Kim et al. [22] qui avaient mis en évidence l'influence de la température sur la distribution de la température de l'air et sur l'apparition de zones de recirculation. Par ailleurs, la vitesse moyenne à l'entrée et à la sortie du canal augmentent avec la température de la paroi chauffante, comme le montre le tableau IV.4. D'autre part, on observe que la vitesse moyenne à la sortie est systématiquement supérieure à celle à l'entrée, quelle que soit la condition de chauffage. Ce phénomène s'explique par la conservation de la masse : la diminution de la masse volumique de l'air, due à l'augmentation de température, entraîne une augmentation de sa vitesse pour maintenir un débit massique constant.

Tableau. IV.4 : Vitesses moyennes à l'entrée et à la sortie pour différentes températures à la paroi.

Cas :	500°C	400°C	300°C	200°C	100°C	50°C
Vitesse moyenne à l'entrée (m/s)	1.169	1.032	0.698	0.579	0.529	0.26
Vitesse moyenne à la sortie (m/s)	1.279	1.230	0.806	0.608	0.532	0.25

IV.3. Simulation numérique du transfert de chaleur dans le canal avec nervures :

IV.3.1. Profils de température et de vitesse :

Les figures IV.9 et IV.11 illustrent respectivement les profils de température et de vitesse pour la configuration incluant des nervures, à différentes températures de la paroi (DHW). Ces profils sont évalués aux mêmes hauteurs précédentes de la configuration de référence (sans nervures), telles que 0.9, 1.5, 2.1 et 2.7 m, ainsi qu'au milieu du canal (soit 1,64 m), où l'effet de rétrécissement induit par les nervures est le plus marqué. Globalement, les températures sont supérieures dans la configuration avec nervures par rapport à la configuration de référence. Cependant, l'impact des nervures sur l'augmentation de température à la sortie du canal varie en fonction de la température imposée à la paroi DHW.

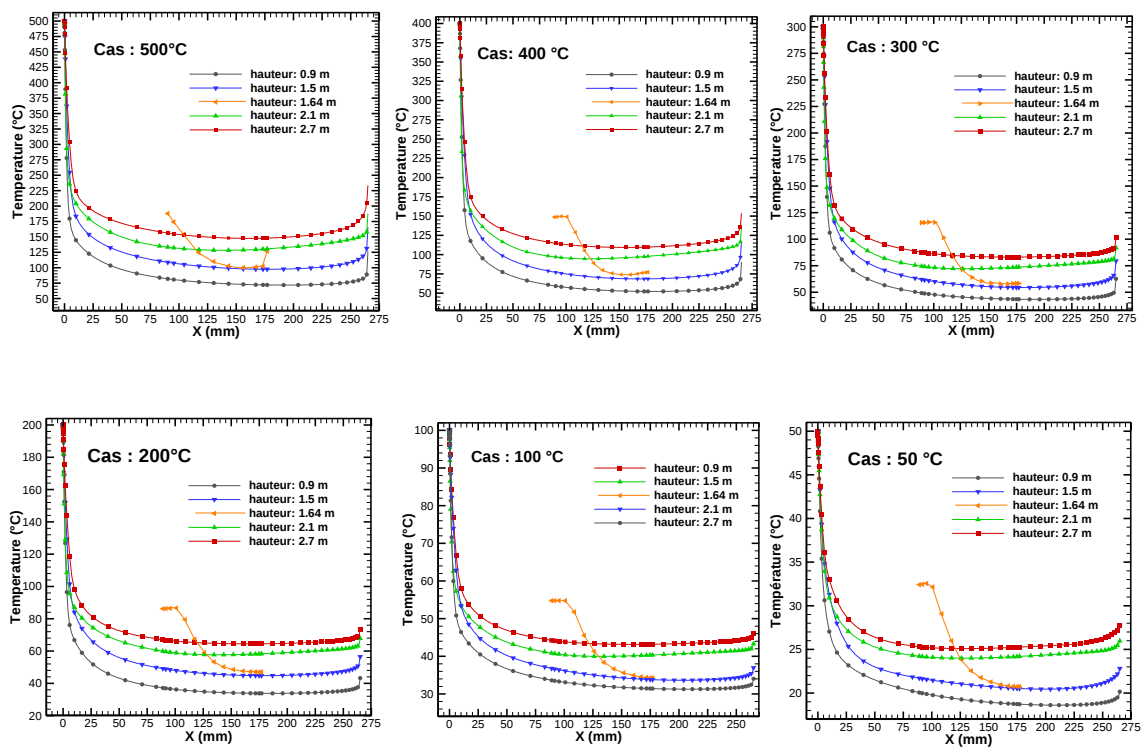


Figure. IV.9 : Profils de température à différentes hauteurs pour différents cas de température à la paroi DHW.

Comme le montrent les tableaux IV.3 et IV.5, pour des températures de paroi DHW élevées (par exemple, 500°C), la présence des nervures favorise significativement le transfert de chaleur par convection naturelle, entraînant une augmentation de température à la sortie allant jusqu'à 47% par rapport à la configuration de référence. À l'inverse, pour des températures de paroi DHW plus faibles (comme dans le cas 50°C), l'effet des nervures est moins prononcé, avec une augmentation de température à la sortie limitée allant jusqu'à 8%.

Tableau. IV.5 : Températures moyennes à l'entrée et à la sortie pour différentes températures à la paroi.

Cas de DHW	500°C	400°C	300°C	200°C	100°C	50°C
Température moyenne de sortie (°C)	167.29	128.57	96.01	71.92	45.41	27.5
Température moyenne d'entrée (°C)	25	25	23	23	25	15

A des hauteurs de 0.9 et 1.5 m (partie inférieure du canal), on constate que tous les profils de températures sont paraboliques et présentent un minimum de température situé plus près de la paroi indirectement chauffée IHW. Ce minimum de température tend à migrer progressivement vers le centre du canal au fur et à mesure qu'on s'élève dans le canal. Cependant, pour les hauteurs situées en aval de la contraction, soit par exemple à 2.1 m, on constate clairement que le profil de température ne conserve plus la forme parabolique. Cette déformation de profil est due à l'apparition d'un écoulement de recirculation près de la paroi IHW au-dessus des nervures, et perturbe le flux d'air principal ascendant près de la paroi DHW. Lorsque l'écoulement se poursuit vers la sortie du canal, la recirculation de l'air disparaissait, ce qui est constaté pour une hauteur de 2.7 m, où le profil de température reprend sa forme parabolique.

En effet, avec le développement de la couche limite thermique, sans aucune perturbation de l'écoulement, la forme du profil de température de l'air devrait être parabolique, comme le montre la figure IV.10 (a). Cela signifie que la température de l'air diminue progressivement à mesure que l'on s'éloigne des deux parois. En présence d'un écoulement de recirculation localisé près de la paroi IHW, l'air ascendant est renvoyé à contre-courant dans le canal, provoquant une augmentation locale de la température de l'air, y compris au centre du canal, comme illustré dans la figure IV.10 (b).

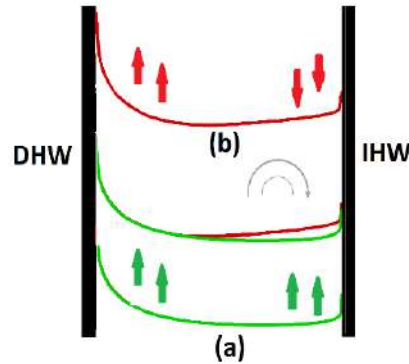


Figure. IV.10 : Profils de température de l'air lorsque :
 (a) la recirculation ne se produit pas
 (b) la recirculation se produit

À mi-hauteur de l'espace contracté ($y = 1,64$ m), le profil de température présente un maximum à la surface verticale ($x = 88$ mm) de la nervure attachée à la paroi DHW. Bien que cette surface soit adiabatique, sa température est bien supérieure à celle aux points de même abscisse le long du canal. Cela s'explique que la couche limite thermique au niveau de la paroi isotherme DHW s'élargisse à l'approche de la surface horizontale de la nervure où l'air chaud, ainsi dévié, se concentre au niveau de la surface verticale, entraînant une augmentation de température locale (voir figure IV.13).

De plus, une séparation de l'écoulement se produit le long de cette surface verticale, créant une zone de recirculation à faible vitesse qui favorise l'augmentation de la température au voisinage de cette surface. Les températures diminuent ensuite progressivement, en passant par un point d'inflexion, à mesure que l'on s'approche de la surface verticale de la nervure attachée à la paroi IHW. Cela est dû à la remontée du flux d'air moins chaud par convection naturelle, en provenance de la paroi IHW soumise au rayonnement thermique, et dévié par la surface horizontale de la nervure droite.

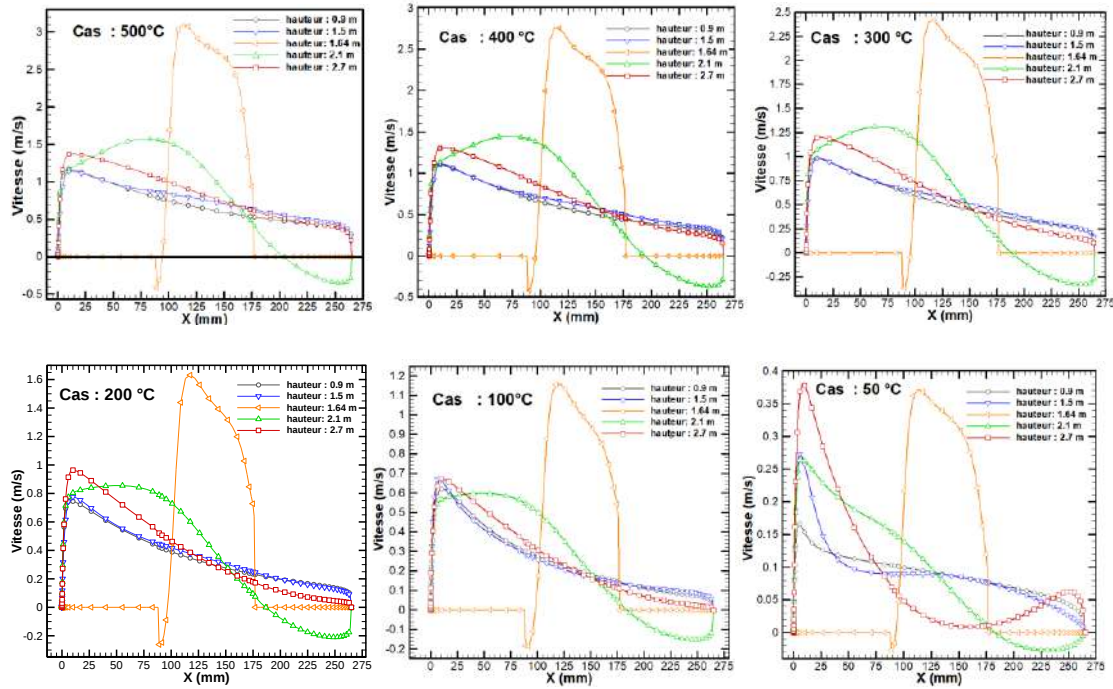


Figure. IV.11 : Profils de vitesse à différentes hauteurs pour différents cas de température à la paroi

D'après la figure IV.11, on constate que les vitesses sont généralement inférieures à celles observées dans la configuration de référence (sans nervures). Selon le tableau IV.6, l'impact des nervures sur la diminution de la vitesse moyenne à la sortie et à l'entrée du canal augmente avec l'élévation de la température imposée à la paroi DHW. Par ailleurs, la vitesse moyenne à la sortie reste toujours supérieure à celle à l'entrée, quelles que soient les conditions de chauffage. Cette accélération de l'écoulement résulte directement du principe de conservation de la masse : la dilatation thermique de l'air, entraînant une diminution de sa masse volumique, nécessite une augmentation de sa vitesse pour maintenir un débit massique constant.

Tableau. IV.6 : Vitesses moyennes à l'entrée et à la sortie pour différentes températures à la paroi.

Cas de DHW :	500°C	400°C	300°C	200°C	100°C	50°C
Vitesse moyenne à l'entrée (m/s)	0.607	0.559	0.515	0.358	0.261	0.095
Vitesse moyenne à la sortie (m/s)	0.855	0.721	0.610	0.396	0.265	0.132

Comme observé précédemment dans la configuration de référence (sans nervures), la vitesse maximale (hors zone de contraction) est atteinte à proximité de la paroi DHW. Elle décroît ensuite graduellement en s'éloignant de cette paroi pour atteindre des valeurs minimales au niveau de la paroi IHW.

Dans la zone inférieure du canal (en amont des nervures), les profils de vitesse à $y=0,9$ m et 1,5 m sont quasiment identiques, sauf pour une température de 50 °C. Cette similitude s'explique par une décélération du flux d'air ascendant à proximité des deux parois, induite par l'approche des nervures qui agissent comme des obstacles.

La vitesse maximale se situe au centre du canal, dans la zone de contraction ($y = 1,64$ m) et plus particulièrement près de la surface verticale de la nervure gauche. Cette augmentation significative de la vitesse (presque le double de celle déterminée près de la paroi DHW) est due à la réduction de la section de passage causée par les nervures.

En aval des nervures ($y = 2,1$ m), les profils de vitesse révèlent une accélération près de la paroi DHW et une décélération marquée près de la paroi IHW, où des vitesses négatives indiquent la présence d'une zone de recirculation. À une hauteur de $y = 2,7$ m, les profils retrouvent leur forme caractéristique d'un écoulement ascendant, indiquant la disparition de cette zone de recirculation.

IV.3.2. Contours de température et de vitesse :

La figure IV.12 présente les isothermes et les contours de vitesse, avec lignes de courant, à l'intérieur du canal avec nervures, pour différents cas de température à la paroi DHW. Dans la partie inférieure du canal, en amont des nervures, le comportement thermique est comparable à celui observé dans le canal de référence (sans nervures). Les profils de température, bien que paraboliques, présentent une asymétrie notable, conséquence directe du fort gradient thermique entre les deux parois chauffées, notamment pour les cas de températures élevées appliquées à la paroi DHW. Comme l'illustre la figure IV.10, les températures d'air les plus basses sont localisées près de la paroi IHW soumise au rayonnement thermique. À mesure que l'on se rapproche de la zone contractée, cette zone de température minimale migre progressivement vers l'axe central, tandis que la couche limite thermique s'épaissit. Pendant ce temps, l'air chaud provenant de la paroi DHW est dévié par la nervure gauche vers la zone contractée (figure IV.13.a), ce qui explique que la région la plus chaude se situe au voisinage de la face verticale de la nervure gauche. De plus, une petite zone de recirculation favorise cette augmentation (figure IV.13.b). L'air moins chaud se retrouve quant à lui à proximité de la face verticale de la nervure droite. Dans la partie supérieure du canal, en aval des nervures, les isothermes perdent leur régularité parabolique entre les hauteurs $y = 1,6$ m et $2,5$ m. Ces irrégularités sont particulièrement marquées au niveau du coin supérieur de la nervure gauche, où l'air est quasi stagnant en raison de la zone de recirculation et atteint des températures élevées. Cette zone de recirculation conserve une taille similaire dans tous les cas de conditions de chauffage. D'autre part, la zone de recirculation située au-dessus de la nervure droite et à proximité de la surface IHW s'allonge verticalement dans la direction du flux d'air à mesure que la température imposée à la paroi DHW diminue. Cela est dû au fait que la paroi IHW est moins affectée par le rayonnement thermique émanant de la paroi DHW soumise à de faibles températures, ce qui engendre de très faibles vitesses à proximité de la paroi IHW par rapport à celles à proximité de la paroi DHW. De ce fait, ce phénomène est plus marqué dans le cas de 50 °C, où la hauteur de cette zone de recirculation atteint $y = 3$ m, tandis que pour les autres cas, cette hauteur ne dépasse pas $y = 2,5$ m. On peut également noter qu'il est prévu qu'un flux inversé à la sortie du canal soit identifié pour des températures inférieures à 50 °C. À des hauteurs supérieures à $y = 3$ m pour le cas de 50 °C et supérieures à $y = 2,5$ m pour les autres cas, les profils de température retrouvent leur caractère parabolique, indiquant la sortie de la zone de recirculation.

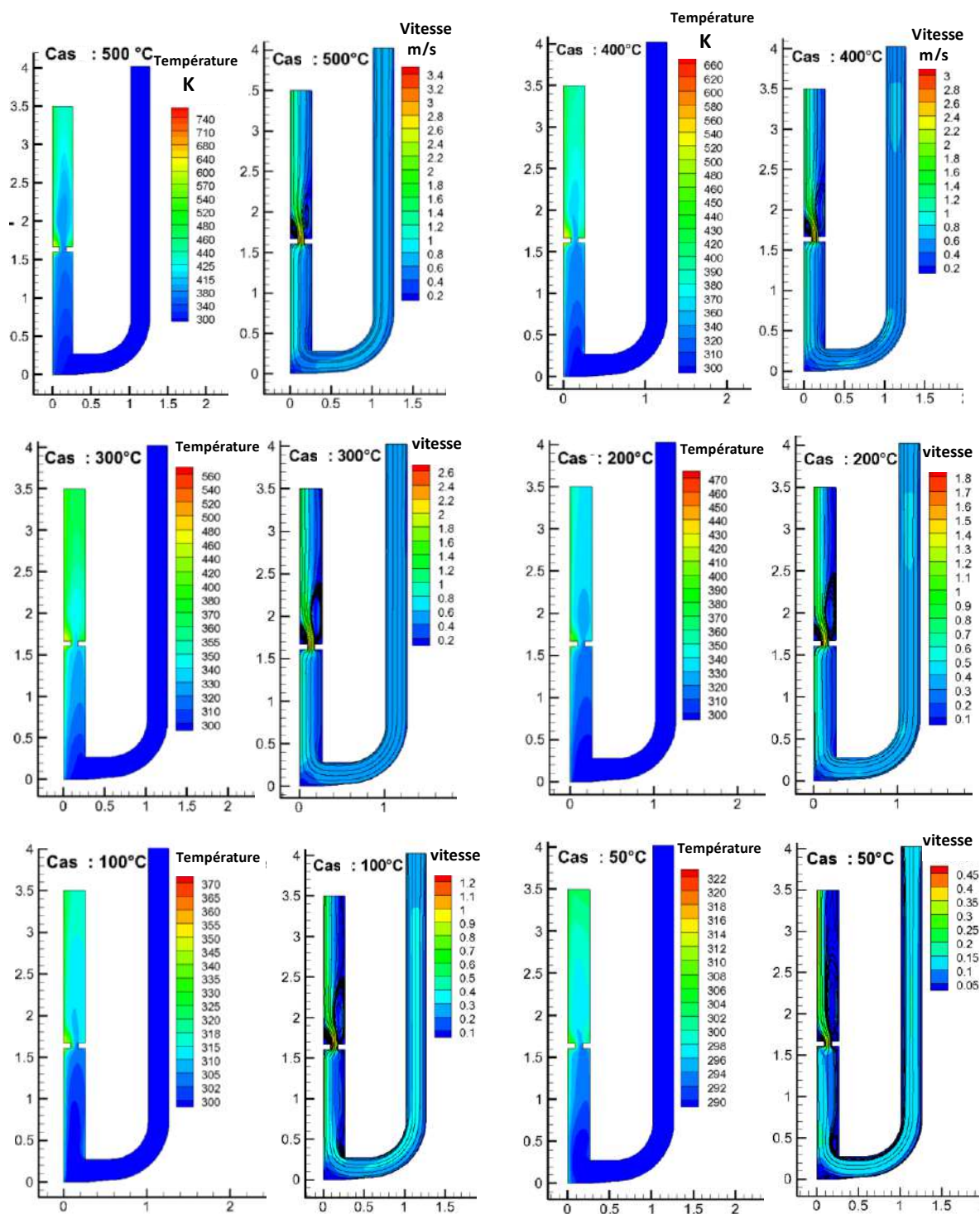


Figure. IV.12 : Contours de température et de vitesse pour différents cas de température à la paroi DHW.

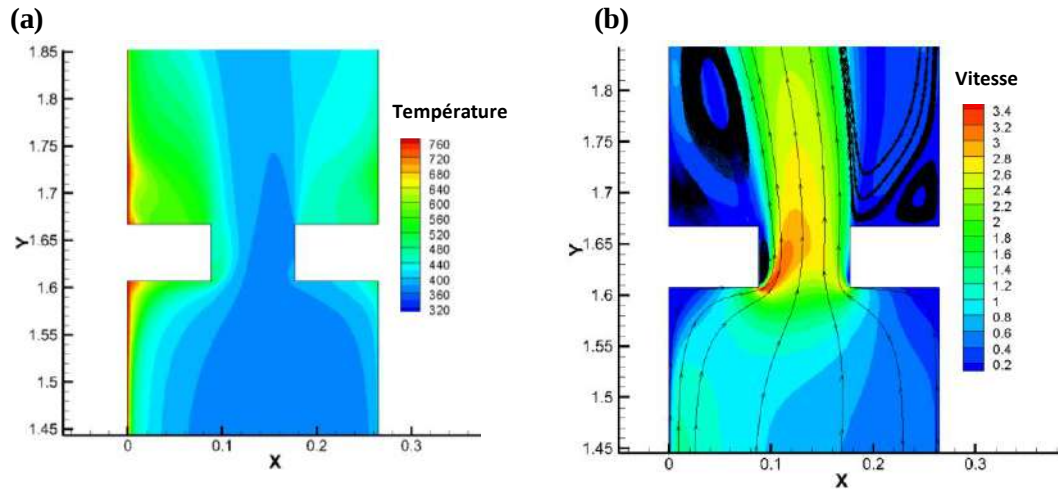


Figure. IV.13 : a. contours de température dans l'espace contracté
b. contours de vitesse dans l'espace contracté. Cas: 500°C.

IV.4. Distribution de température sur la paroi indirectement chauffée :

La Figure IV.14 illustre la distribution de la température au niveau de la paroi IHW pour les deux configurations, en considérant différentes températures imposées à la paroi DHW. Dans la figure IV.14 (a), représentant le canal sans nervures, la distribution de température sur la paroi IHW peut être divisée en trois zones distinctes. Dans la première zone, entre 0,3 et 0,5 m, la température diminue, sauf pour le cas de 500 °C. Cette diminution est marquée par un gradient de température initialement élevé pour le cas de 400 °C, qui diminue progressivement à mesure que la température imposée à la paroi DHW diminue. Dans la deuxième zone, entre 0,5 et 2 m, la température augmente de manière linéaire. Enfin, dans la troisième zone, à partir de 2,2 m jusqu'à l'extrémité du canal, la température devient uniforme, sauf pour le cas de 500 °C, où elle continue d'augmenter.

Dans la Figure IV.14 (b), correspondant au canal avec nervures, la distribution de température de la paroi IHW peut être divisée en quatre zones. Dans la première zone, entre 0,3 et 0,5 m, on observe une diminution de la température, plus marquée pour le cas de 400 °C. Dans la deuxième zone, la température augmente linéairement jusqu'à 1,5 m, correspondant à l'amont de l'espace contracté. Dans la troisième zone, la température augmente brusquement, atteignant des valeurs maximales à environ 1,7 m (située à l'aval de l'espace contracté), suivie d'une chute rapide jusqu'à

environ 2,1 m. Enfin, dans la quatrième zone, la température augmente à nouveau de manière linéaire à partir de différentes hauteurs (par exemple à partir de 2.4 m pour le cas 500°C) jusqu'à la sortie du canal.

D'après ces observations, on remarque que les variations de température au niveau de la paroi IHW sont plus prononcées pour les températures élevées imposées à la paroi DHW. En revanche, pour des températures plus faibles, comme le cas de 50 °C, les profils de température tendent à être presque uniformes. Il est également notable que les régions où la température augmente linéairement sur la paroi IHW, que ce soit pour le canal avec ou sans nervures, correspondent généralement aux zones situées hors des régions de recirculation près de la paroi IHW.

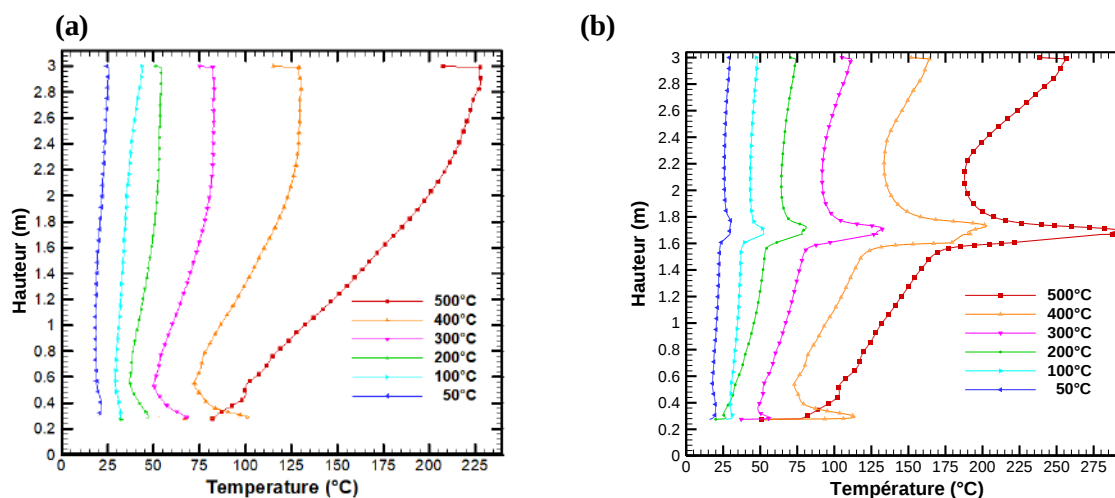


Figure. IV.14 : **a.** Distribution de température à la paroi IHW (canal sans nervures)
b. Distribution de température à la paroi IHW (canal avec nervures)

IV.5. Corrélations du transfert de chaleur :

La figure IV.15 présente la relation entre le nombre de Nusselt et le nombre de Rayleigh pour les deux configurations : le canal sans nervures et le canal avec nervures.

Pour le canal sans nervures, on peut constater que les résultats expérimentaux de K. M. Kim et al. [22], et les résultats numériques, s'alignent bien avec la corrélation suivante (représentée par la ligne rouge) :

$$Nu_{conv} = 0.1 Ra^{1/3}$$

Cette corrélation empirique, élaborée par K. M. Kim et al., concorde étroitement avec les résultats des études de Cheng et Müller [15]. Ces derniers ont rapporté que cette corrélation était comparable à celle de la convection naturelle turbulente pour une plaque verticale infinie unique. Par ailleurs, Sparrow et Azevedo [26] ont indiqué que lorsque le rapport d'aspect dépassait une valeur critique ($S/H > 0,032$), le comportement du transfert de chaleur entre deux plaques verticales parallèles devenait similaire à celui d'une plaque verticale unique. Ainsi, cette corrélation est considérée comme fiable dans la mesure où elle correspond à un rapport d'aspect supérieur à cette valeur critique ($S/H=0,088$). Ces travaux confirment la similitude avec la convection naturelle turbulente observée pour une plaque verticale infinie, comme l'ont également noté S.W. Churchill et H.H. Chu [27].

Pour le cas du canal avec nervures, on observe que le transfert de chaleur par convection naturelle est significativement amélioré par rapport au canal sans nervures. Cette amélioration est estimée à environ 42 %, en se basant sur le nombre de Nusselt.

Une nouvelle corrélation peut être proposée pour le canal avec nervures (représentée par la ligne verte), obtenue par une méthode de régression polynomiale :

$$Nu_{conv} = 0.734 Ra^{1.874}$$

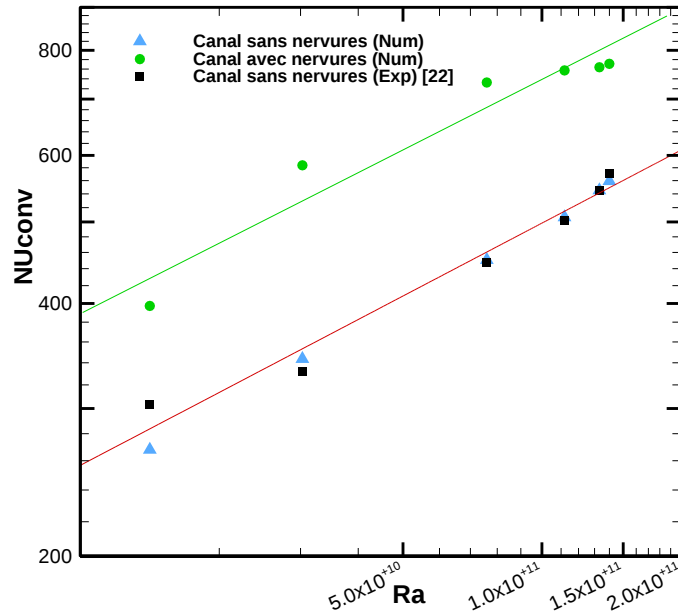


Figure. IV.15 : Résultats expérimentaux et numériques du nombre de Nusselt par rapport au nombre de Rayleigh pour les cas étudiés.

Les équations (IV.1) et (IV.2) ont été utilisées pour calculer les taux de chaleur totale évacuée par convection et par rayonnement pour chaque configuration. Les résultats sont résumés dans le tableau IV.7. Il est évident que lorsque la température imposée à la paroi DHW augmente, le taux d'évacuation de la chaleur totale augmente également.

Pour des températures élevées, telles que 500°C et 400°C, le taux d'amélioration de l'évacuation de chaleur totale atteint environ 30%. En revanche, pour des températures intermédiaires comme 200°C et 100°C, le taux d'amélioration est encore plus marqué et peut atteindre 60%. Cela s'explique par le fait que, dans ces conditions, le transfert de chaleur par convection devient prépondérant par rapport au rayonnement, en raison de l'effet de l'espace contracté.

En revanche, pour des températures basses, comme 50°C, le taux d'amélioration ne dépasse pas 7%. Cela signifie que les nervures ont peu d'effet sur le transfert de chaleur lorsque la température imposée sur la paroi DHW est faible.

Tableau. IV.7 : Taux de chaleur évacué dans chaque configuration et pour différentes températures à la paroi DHW

	Cas :	500°C	400°C	300°C	200°C	100°C	50°C
Canal sans nervures	$\dot{Q}_{\text{conv}}$ (kW)	4.34	3.23	1.88	0.96	0.256	0.081
	$\dot{Q}_{\text{ray}}$ (kW)	1.56	0.84	0.42	0.17	0.044	0.014
	$\dot{Q}_{\text{total}}$ (kW)	5.90	4.07	2.3	1.13	0.30	0.095
Canal avec nervures	$\dot{Q}_{\text{conv}}$ (kW)	5.88	4.18	2.77	1.60	0.427	0.086
	$\dot{Q}_{\text{ray}}$ (kW)	1.93	1.05	0.50	0.21	0.053	0.016
	$\dot{Q}_{\text{total}}$ (kW)	7.81	5.20	3.27	1.81	0.48	0.102
Taux d'amélioration (%)		32	28	42	60	60	7

IV.6. Conclusion

Ce chapitre a permis d'analyser en détail le comportement thermique et dynamique de l'air dans deux configurations de canaux en U soumis à une convection naturelle turbulente : l'une sans nervures, utilisée pour valider le modèle numérique, et l'autre avec nervures, introduite pour évaluer leur impact sur les transferts thermiques.

La première partie a démontré une bonne concordance entre les résultats numériques et les données expérimentales de référence, tant en termes de profils de température que de taux de chaleur évacuée. Ces validations ont renforcé la fiabilité du modèle utilisé et des hypothèses formulées dans la modélisation.

L'analyse comparative a montré que l'ajout de nervures améliore significativement le transfert de chaleur, surtout pour des températures de paroi élevées. Cette amélioration, pouvant atteindre jusqu'à 60 %. Les profils de température, de vitesse et les lignes de courant ont mis en évidence des phénomènes de recirculation complexes induits par la géométrie, affectant fortement la distribution thermique. Le rayonnement thermique entre les parois a également un rôle non négligeable, particulièrement pour les températures de parois élevées ou modérées.

Enfin, des corrélations spécifiques ont été établies pour les deux configurations, permettant de prédire efficacement le transfert de chaleur en fonction du nombre de Rayleigh. Ces corrélations constituent un outil utile pour la conception de systèmes de refroidissement passifs, notamment dans des applications où la gestion thermique est cruciale.

Conclusions générales

La convection naturelle de l'air dans un canal en forme de U a été étudiée numériquement avec deux parois chauffées dans des conditions de chauffage asymétriques. Deux configurations du canal ont été envisagées : l'une avec des nervures et l'autre sans nervures. La température de la paroi directement chauffée (DHW) était maintenue entre 50 et 500 °C de manière uniforme, et la paroi opposée (IHW) était chauffée indirectement par le rayonnement thermique de la paroi DHW. La hauteur de la section chauffée était de 3,0 m et son rapport hauteur/largeur était de 0,0883.

Les principales conclusions de cette étude sont les suivantes :

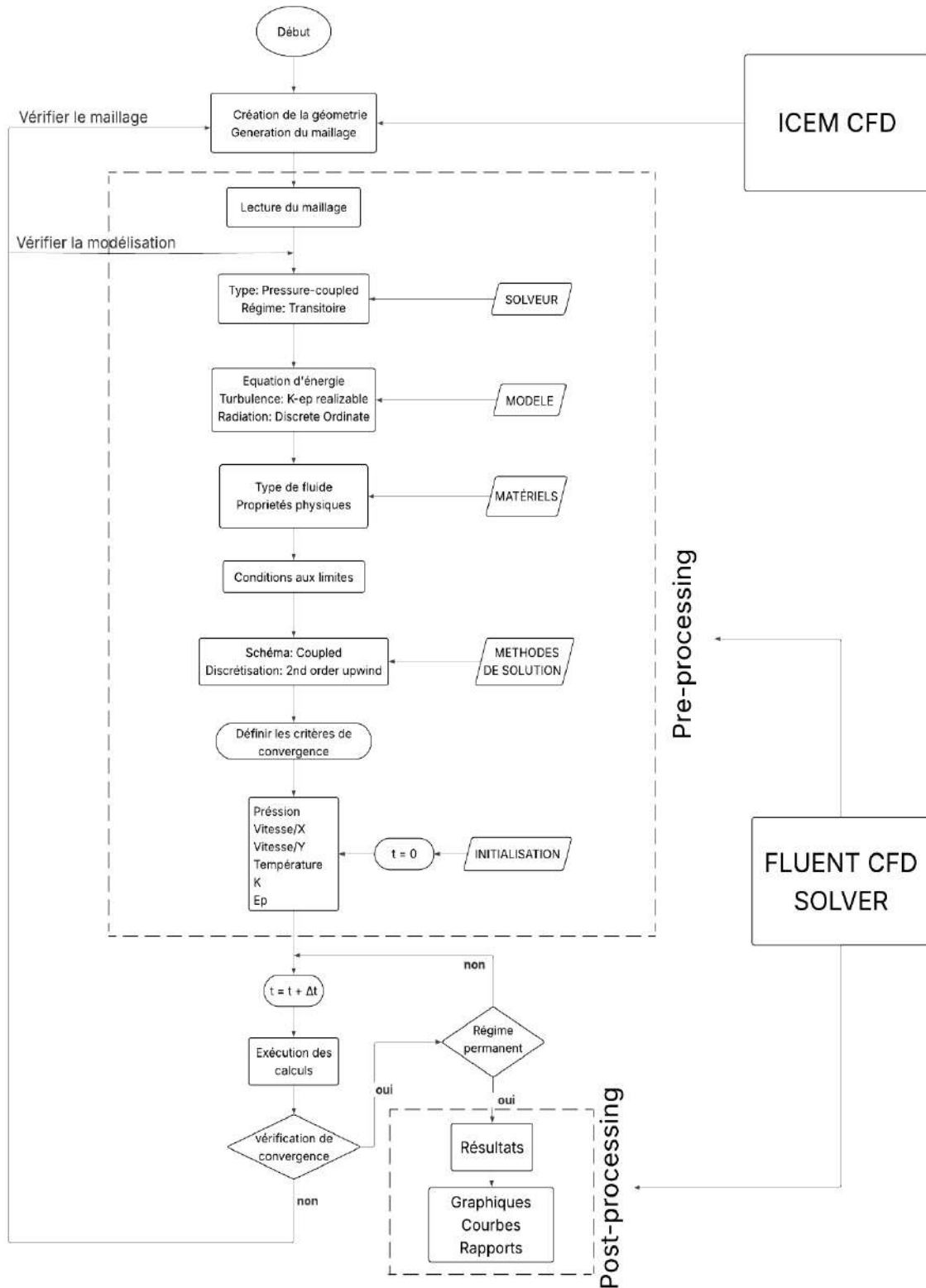
- Les résultats numériques dans la première configuration (sans nervures), portant sur les profils de température, la chaleur évacuée et le nombre de Nusselt, ont été validés en les comparant avec des mesures expérimentales existantes et ont montré une bonne concordance. Les écarts observés sont généralement inférieurs à 10 %, confirmant ainsi la bonne adéquation du modèle numérique.
- D'après les contours de vitesse et les lignes de courant, nous avons pu identifier la génération de plusieurs zones de recirculation. Pour la première configuration, une zone de recirculation s'est produite sur la paroi DHW près du coin inférieur et une autre zone de recirculation sur la paroi IHW au-dessus de l'entrée horizontale. Cette dernière zone peut atteindre une hauteur de 1,2 m pour des températures basses ; ensuite, cette hauteur diminue à mesure que la température aux parois augmente. Pour la deuxième configuration (avec nervures), quatre zones de recirculation se sont produites, deux dans la partie basse près de l'entrée horizontale du canal et les deux autres en amont des nervures. La taille de ces zones de recirculation dépend de la température imposée aux parois DHW et IHW.
- Ces zones de recirculation augmentent localement la température de l'air ascendant, ce qui permet de déformer leurs profils qui étaient initialement paraboliques.
- Aucun flux inverse n'a été généré à la sortie dans les deux configurations, car les températures de la paroi latérale chauffée et de la paroi latérale indirectement chauffée étaient supérieures à la température de l'air.

- La corrélation du transfert de chaleur pour la première configuration a montré une bonne concordance avec les corrélations précédemment rapportées pour la convection naturelle turbulente sur une seule plaque verticale.
- L'ajout de nervures améliore significativement le transfert de chaleur, avec une augmentation d'environ 42 % en se basant sur le nombre de Nusselt.
- Une nouvelle corrélation est proposée pour le canal avec nervures, basée sur une régression polynomiale des résultats numériques.
- L'analyse du transfert de chaleur total (convection et rayonnement) révèle que l'amélioration est plus marquée à des températures intermédiaires (allant jusqu'à 60 %), où la convection est prédominante.

Perspectives :

Dans la continuité de ce travail, plusieurs perspectives de recherche peuvent être envisagées pour approfondir la compréhension et l'optimisation des transferts thermiques conjugués. Il serait particulièrement intéressant d'étendre l'étude à des configurations tridimensionnelles plus complexes et d'explorer systématiquement l'impact de la géométrie des nervures (forme, taille, disposition) sur la convection naturelle pour différentes plages de températures et de configurations géométriques. Par ailleurs, l'intégration d'autres paramètres, tels que l'orientation du canal ou l'utilisation de fluides innovants, offrirait de nouvelles opportunités d'optimisation et permettrait d'analyser leurs effets sur l'efficacité du transfert thermique, y compris les régimes de convection mixte pour des applications industrielles spécifiques. L'étude pourrait également être étendue à des modélisations plus poussées, telles que la turbulence à grande échelle (LES), pour une compréhension plus fine des phénomènes d'écoulement et de transfert de chaleur. Enfin, une exploration expérimentale approfondie serait cruciale pour valider et généraliser les modèles numériques proposés, notamment en quantifiant finement les pertes de charge et les incertitudes, ouvrant ainsi la voie à des applications industrielles concrètes dans des domaines tels que l'énergie solaire, la microélectronique et le bâtiment bioclimatique, tout en considérant les effets de vieillissement (encrassement, corrosion) sur la durabilité des systèmes dans des environnements sévères. Ces axes de recherche renforceraient la robustesse des corrélations proposées et élargiraient leur applicabilité à des solutions énergétiques plus efficaces.

Annexe:



Références

- [1] A. Bejan, A. D. Kraus, 2003, Heat Transfer Handbook, John Wiley & Sons, Inc.
- [2] Y. Jaluria, 1980, Natural Convection Heat and Mass Transfer, Pergamon Press, Oxford.
- [3] W.Elenbaas, 1942, Heat dissipation of parallel plates by free convection, *Physica* 9 (1)1–28.
- [4] J.R. Bodoia, J.F. Osterle, 1962, the Development of Free Convection between Heated Vertical Plates, *Journal of Heat Transfer*, 84 (1), 40–43.
- [5] A. Bejan, , 2013, Convection heat transfer, fourth edition, by John Wiley & Sons, Inc.
- [6] A. Bar-Cohen, W.M. Rohsenow, 1984, Thermally optimum spacing of vertical, natural convection cooled, parallel plates, *Journal of Heat Transfer*, 106 (1) 116–123.
- [7] W.Aung, 1972, Fully developed laminar free convection between vertical plates heated asymmetrically. *Orf.J.Heat Mass Transfer* vol.15, pp 2293-2308.
- [8] A. M. Dalbert et al, 1981, Convection naturelle laminaire dans un canal vertical chauffé à flux constant, *Int. J. Heat Mass Transfer*. Vol. 24. No. 9. PP. 1463 1473.
- [9] R.A. Wirtz, R.J. Stutzman, 1982, Experiments on free Convection between vertical plates with symmetric heating, *Journal of Heat Transfer* 104 (3), 501–507.
- [10] J. Cadafalch et al, 2003, Natural convection in a large, inclined channel with asymmetric heating and surface radiation, *J. Heat Transfer*, 125(5): 812-820.
- [11] G. Desrayaud and A. Fichera, 2002, Laminar natural convection in a vertical isothermal channel with symmetric surface-mounted rectangular ribs, *International journal of heat and fluid flow*, 23 519–529.
- [12] D. Naylor, J.M. Floryan J.D. Tarasuk, 1991, A Numerical Study of Developing Free Convection Between Isothermal Vertical Plates, *J. Heat Transfer*, 113(3): 620-626.
- [13] R. Khanal and C. Lei, 2012, Flow reversal effects on buoyancy induced air flow in a solar chimney, *Solar Energy* 86, 2783–2794.
- [14] A.G. Fedorov, R. Viskanta, 1997, Turbulent natural convection heat transfer in an asymmetrically heated, vertical parallel-plate channel, *Int Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol 40, Issue 16, 3849-3860.
- [15] X. Cheng, U. Müller, 1998, Turbulent natural convection coupled with thermal radiation in large vertical channels with asymmetric heating, *Int. J. Heat Mass Transf*, 41 (12), 1681–1692.
- [16] B. Moshfegh, M. Sandberg, 1998, Flow and heat transfer in the air gap behind photovoltaic panels, *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 2, 287-301.
- [17] T. Yilmaz, S. M. Fraser, 2007, Turbulent natural convection in a vertical parallel-plate channel with asymmetric heating, *Int Journal of Heat and Mass Transfer*, 50, 2612–2623.
- [18] T. F. Ayinde, S. A. M. Said, M. A. Habib, 2008, Turbulent natural convection flow in a vertical channel with anti-symmetric heating, *Heat Mass Transfer*, 44:1207–1216.

- [19] G. Lau, G. Yeoh, V. Timchenko, J. Reizes, 2012, Numerical investigation of passive cooling in open vertical channels, *Appl. Therm. Eng.* 39, 121–131
- [20] S. Burek, A. Habeb, 2007, Air flow and thermal efficiency characteristics in solar chimneys and Trombe Walls, *Energy Build.* 39 (2), 128–135.
- [21] G. Gan, 2011, General expressions for the calculation of air flow and heat transfer rates in tall ventilation cavities, *Building and Environment*, 46, 2069-2080.
- [22] K. M. Kim, 2020, Experimental study of turbulent air natural convection in open-ended vertical parallel plates under asymmetric heating conditions, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 159, 120135.
- [23] A. Shitzer, 2006, Wind-chill-equivalent temperatures: regarding the impact due to the variability of the environmental convective heat transfer coefficient, *Int J Biometeorol*, 50: 224–232.
- [24] V.S. Touloukian, D.P. DeWitt, 1970, *Thermal radiative properties: Metallic Elements and Alloys*, Springer Science.
- [25] ANSYS Inc, 2010, *Fluent User Guide and Fluent Theory Guide*, Version 13.0.
- [26] E.M. Sparrow, L. Azevedo, 1985, Vertical-channel natural convection spanning between the fully-developed limit and the single-plate boundary-layer limit, *Int.J. Heat Mass Transf.* 28 (10), 1847–1857.
- [27] S.W. Churchill, H.H. Chu, 1975, Correlating equations for laminar and turbulent free convection from a vertical plate, *Int. J. Heat Mass Transf.* 18 (11), 1323–1329.
- [28] F.P. Incropera et al, 2007, *Fundamentals of Heat and Mass Transfer*, John Wiley & Sons, Inc.
- [29] Giovanni Tanda et al, 2023, Natural convection heat transfer from a ribbed vertical plate: Effect of rib size, pitch, and truncation, *Experimental Thermal and Fluid Science*.
- [30] Barilelo Nghana et al, 2022, Numerical assessment of the impact of transverse roughness ribs on the turbulent natural convection in a BIPV air channel, *Building and Environment*.
- [31] Ankit Srivastava et al, 2022, Performance evaluation of an industrial solar dryer in Indian scenario: a techno-economic and environmental analysis, *Clean technologies and environmental policy*.
- [32] Hiroyuki Sato et al, 2014, Thermal analysis of heated cylinder simulating nuclear reactor during loss of coolant accident, *Journal of Nuclear Science and Technology*, Taylor & Francis.
- [33] Jing Pu et al, 2024, Investigation on the Natural Convection Inside Thermal Corridors of Industrial Buildings, *Buildings*.
- [34] Essam Nabil Ahmed , Giovanni Tanda, 2024, An experimental and numerical study of laminar natural convection along vertical rib-roughened surfaces, *International Journal of Heat and Mass Transfer*.
- [35] Sheng-Wei Chang et al, 2022, Numerical study of oblique fins under natural convection with experimental validation, *International Journal of Thermal Sciences*.

- [36] Ihssane El Ghandouri et al, 2022, A comprehensive review of methods used to improve the thermal performance of heat sinks in natural convection, Heat and Mass Transfer.
- [37] Assunta Andreozzi et al, 2020, Transient air natural convection in asymmetrically heated vertical channels, International Communications in Heat and Mass Transfer.
- [38] Digpal Kumar, B. Premachandran, 2022, Investigation of transition in a natural convection flow in an inclined parallel Plate Channel, International Communications in Heat and Mass Transfer.