



UNIVERSITE KASDI MERBAH OUARGLA

Faculté des Sciences et de la Technologie
et des Sciences de la Matière

Département de Génie des Procédés

Thèse Doctorat en Sciences

Spécialité : Génie des Procédés

Option :Energétique

Présenté par :

HADJADJ SOUAD

Thème :

*CALCUL DE LA PRODUCTION D'ENTROPIE D'UN
ECOULEMENT VISQUEUX ET INCOMPRESSIBLE
EN CONVECTION MIXTE ASSISTEE DANS UN
CONVERGENT VERTICAL*

Soutenu publiquement devant le jury le : 07 / 04 / 2019

Mr DOUNIT Salah	Professeur	Président	Université Kasdi Merbah, Ouargla
Mr DAOUDI Bahmed	Professeur	Examineur	Université de Ghardaia
Mr MOHCENE Hacène	M. C. A.	Examineur	Université Kasdi Merbah, Ouargla
Mr SAOULI Salah	Professeur	Rapporteur	Centre Universitaire Abdelhafidh Boussouf, Mila

Année Universitaire 2018 / 2019

RESUME

Dans le cadre de la recherche des systèmes d'écoulement plus efficaces, répondant à l'enjeu énergétique principal de nos jours, la maîtrise de la consommation d'énergie, parvient la convection mixte dans les convergents par ses multiples applications pour le refroidissement, l'échauffement, l'isolation, le conditionnement des bâtiments et les systèmes solaires.

L'objectif de cette étude est de discerner et calculer la production d'entropie d'une convection mixte assistée, d'un écoulement incompressible, permanent et laminaire entre deux plaques non parallèles, verticales en convergence symétrique, isothermes et chauffées uniformément, en utilisant un fluide newtonien.

La convection mixte assistée est étudiée selon deux cas, un écoulement ascendant d'une température inférieure à la température des parois et un écoulement descendant d'une température supérieure à celle des parois.

Cette problématique était résolue numériquement par la méthode des volumes finis, en utilisant le solveur ANSYS FLUENT 17.0.

Afin de balayer les causes de la dégradation d'énergie dues aux gradients de températures et à la viscosité de fluide, au sein de ce système d'écoulement. La production d'entropie a été calculée dans plusieurs situations, où certains paramètres ont été modifiés comme le régime d'écoulement, la convection thermique mixte assistée, la géométrie, le fluide caloporteur et le gradient de température, par le biais des nombre adimensionnels.

Les architectures optimales de ce système d'écoulement répondent aux deux modes d'utilisation, hydrodynamique et thermique (l'effet cheminé). Le régime d'écoulement et l'inclinaison des parois ont eu un rôle primordial sur le comportement des couches limites et l'efficacité du transfert thermique entre les parois et le fluide caloporteur qui n'est pas moins important par rapports aux autres paramètres.

Abstract

In order to respond to the current expectations of energy, the mastery of its consumption, noting the mixed convection in the convergent channel by its multiple applications for cooling, heating and insulation, conditioning of buildings or solar systems.

The aim of this study is to investigate the entropy generation of the permanent and laminar aiding mixed convection within two nonparallel vertically symmetrical converging, isothermal and uniformly heated plates, using a Newtonian and incompressible fluid.

The mixed convection flow in the heated vertical channel is studied for two aiding buoyancy conditions, upstream flow between hot plates and downstream flow between cold plates.

The computational procedure of this problem is made by solving the governing equations, by finite volume method, using the ANSYS FLUENT 17.0 solver. These calculations are performed for several cases and parameters such as flow and convection, geometry, working fluid and gradient of temperature

Two modes of use hydrodynamic and thermal (the chimney effect) are selected as optimal architectures of this flow system meet. The flow regime and the inclination of the walls have carried out a major role in the behaviour of the boundary layers and the efficiency of the thermal transfer between the walls and the working fluid.

ملخص

في إطار البحث عن أنظمة تدفق ناجعة، تخضع لإحدى أهم التطلعات الطاقوية الحديثة ألا وهي ترشيد استهلاك الطاقة. يأتي نظام الحمل الحراري المزدوج عبر القنوات المتقاربة واستعمالاته المتعددة لا سيما في إطار التبريد، التسخين أو العزل أو في إطار تكييف بنايات أو في إطار أنظمة الطاقة الشمسية

الهدف من هذه الدراسة حساب انتاج الانتروبي و تحديد مناطقه أثناء حمل حراري مزدوج متزايد، منتظم ورفائقي بين جدارين عموديين، غير متوازيين، متقاربين بالتناظر بالنسبة لمحوره الطولي، ذوي حرارة متساوية وموحدة ، المائع المستعمل غير قابل للانضغاط ويخضع لقانون نيوتن.

دراسة هذا الحمل الحراري المزدوج المتزايد كانت وفق حالتين، جريان متصاعد ذو حرارة أقل من حرارة الجدارين و جريان متنازل ذو حرارة أكبر من حرارة الجدار. أما حل جملة المعادلات التفاضلية الرياضية الخاصة بها، تمت بواسطة طريقة الحجم المتناهية ، باستعمال برنامج الرقمي (ANSYS FLUENT 17.0)

من أجل اجراء مسح كامل لأسباب تدهور الطاقة في نظام الجريان هذا، تم حساب انتاج الانتروبي، الناتجة عن التبادل الحراري و لزوجة المائع، وفق عدة حالات و عدة متغيرات مثل نظام التدفق والحمل الحراري، الأبعاد الهندسية، المائع المستعمل و فرق الحرارة بينه وبين الجدارين، باستعمال الاعداد

الهندسة المناسبة لنظام الجريان هذا يمثل في عمليتين هما الهيدروديناميك والانتشار الحراري بواسطة التعادل الحراري أو أثر المدخنة. نظام التدفق وميل الجدارين لعبا دورا محوريا على سلوك الطبقات الحدية وكفاءة النقل الحراري بين الجدران وسائل التبريد الذي لا يقل أهمية بالمقارنة مع غيره من المؤثرات.

بادئ ذي بدء أحمد الله تعالى على توفيقه لي لإنجاز هذا العمل وعلى فضله، نعمته وكرمه، فهو عزّ من قال " ﴿وَعَلَّمَكَ مَا لَمْ تَكُنْ تَعْلَمُ وَكَانَ فَضْلُ اللَّهِ عَلَيْكَ عَظِيمًا﴾، فالحمد لله حمدا كثيرا

ثانيا أنقدم بخالص شكري لأستاذي " البروفيسور صالح صاولي" على موافقته تأطير هذا العمل وإشرافه على إنجازته ومرافقته العلمية الثمينة لي، على طول مدة تحضير ومناقشة أطروحة الماجستير و أطروحة الدكتوراه، حيث تمكنت من الاستفادة من زاهر علمه وحكمته التي جعلتني أجد بعض مكونات العلم، خاصة في المجال العلمي (القديم – الحديث) "تقهر الطاقة في أنظمة الجريان".

الشكر الخالص موصول الى رئيس لجنة المناقشة، الأستاذ "صالح دونيت" بروفيسور بقسم هندسة الطرائق، جامعة قاصدي مرباح – ورقلة ، المناقش الأستاذ "باحمد داودي" بروفيسور بجامعة غرداية و المناقش الأستاذ "محسن حسن" أستاذ محاضر "أ" بقسم علوم المادة، جامعة قاصدي مرباح – ورقلة، على شرف قبولهم مراجعة، تصحيح ومناقشة هذا العمل.

الشكر الجزيل لزملائي في العمل وكل من ساهم من قريب أو بعيد في تذليل العقبات والصعوبات التي صادفتني أثناء إنجازته، خاصة "عبيدي عيسى"، "نيقرو بلخير"، "رزايقية عصام"، "شايش زينب"، "دواق محمد"، "تجاني زكرياء"، "نادية كراز" و "سعاد مرسلي".

الشكر العميق لنبع الحب الدائم والديّ – أطال الله عمرهما – ومرافقتهما لي منذ نعومة أظفاري إلى يومنا هذا بالحرص على اكمال مشواري الدراسي إلى منتهاه بالتشجيع والدعاء وتوفير كل ما باستطاعتها ماديا ومعنويا. ذات الشكر يمتد لباقي الأسرة و الأصدقاء.

لجميع أنحني تقديرا و عرفانا

حجاج سعاد

Sommaire

Résumé	I
Remerciements	IV
Sommaire.....	V
Liste des tableaux.....	VIII
Liste des figures	IX
Nomenclature	XVII

Chapitre I : Introduction

I.1. La revue bibliographique.....	2
I.1.1. La convection mixte dans un convergent (écoulement de Jeffery Hamel).....	2
I.1.2. La production d'entropie en convection mixte et naturelle	10
I.2. Les objectifs de cette étude.....	21

Chapitre II : Applications et analyse

II.1. Les applications réelles de la convection mixte dans les convergents verticaux	25
II.1.1. La cheminée solaire	25
II.1.2. Le mur trombe	27
II.1.3. La tour solaire (à effet cheminée).....	29
II.1.4. Tours de refroidissement à tirage naturel	31
II.1.5. Radiateurs Thermiques électroniques.....	32
II.2. La production d'entropie et l'optimisation thermodynamique	34
II.2.1. Le bilan énergétique ou thermique	35
II.2.2. Le bilan exergetique	35
II.2.2.1. Théorème de Gouy-Stodola.....	35
II.2.3. Calcul de la production d'entropie	40
II.2.4. La production d'entropie dans les systèmes d'écoulement convectifs.....	44

Chapitre III : Formulation mathématique et numérique

III.1. Description physique	49
III.2. Les hypothèses.....	50
III.3. Formulation mathématique :	51
III.3.1. L'approximation de Boussinesq.....	51
III.3.2. L'équation de continuité.....	52
III.3.3. Les équations de quantité de mouvements.....	52

III.3.4. L'équation d'énergie	53
III.3.5. L'équation de production d'entropie.....	53
III.3.6. Les nombres adimensionnels	54
III.4. Formulation numérique	57
III.4.1. Le maillage.....	58
III.4.2. Les conditions aux limites imposées :.....	61
III.4.3. La méthode des volumes finis.....	61
III.4.3.1. Le processeur de calcul (le solveur) ANSYS Fluent.....	62
III.4.3.2. Les schémas utilisés sur le solveur ANSYS Fluent.....	62
III.4.4. La validation numérique :	62
Chapitre IV : Résultats et discussions	
IV.1. Le conditionnement de ce système d'écoulements.....	65
IV.2. Le choix de la longueur caractéristique	66
IV.3. Optimisation du système d'écoulement par le calcul de la production d'entropie.....	70
IV.3.1. Le 1 ^{er} cas : Les effets du régime d'écoulement et la flottabilité sur la production d'entropie d'une convection mixte entre deux plaques verticales, non parallèles en convergence.....	70
IV.3.1.1. Paramètres géométriques et physiques.....	70
IV.3.1.2. Résultats et discussions.....	71
IV.3.1.3. Conclusion	84
IV.3.2. Le 2 ^{ème} Cas : Les effets des paramètres géométriques sur la production d'entropie d'une convection mixte entre deux plaques verticales, non parallèles en convergence.	86
IV.3.2.1. Paramètres géométriques et physiques.....	Erreur ! Le signet n'est pas défini.
IV.3.2.2. Résultats et discussions	Erreur ! Le signet n'est pas défini.
IV.3.2.3. Conclusion.....	Erreur ! Le signet n'est pas défini.
IV.3.3. Le 3 ^{ème} Cas : Les effets du fluide caloporteur sur la production d'entropie d'une convection mixte entre deux plaques verticales, non parallèles en convergence.....	103
IV.3.3.1. Paramètres géométriques et physiques	104
IV.3.3.2. Résultats et discussions.....	105
IV.3.3.3. Conclusion.....	117
IV.3.4. Le 4 ^{ème} Cas : les effets des écarts de température entre les parois et le fluide sur la production d'entropie d'une convection mixte entre deux plaques verticales, non parallèles en convergence.....	119
IV.3.4.1. Paramètres géométriques et physiques	119
IV.3.4.2. Résultats et discussions.....	120

IV.3.4.3. Conclusion.....	126
Conclusion générale	139
Bibliographie	141
Annexes	150
Glossaires	152

LISTE DES TABLEAUX

Chapitre I

Tab.I.1: les limites des trois types de convection mixte en fonction de Ri3

Chapitre II

Tab.II. 1: flux et forces conjugués [83].....42

Chapitre III

Tab.III. 1: les détails des maillages opérés60

Tab.III. 2: Le nombre de Nusselt moyen des maillages opérés et leurs erreurs relatives par rapport à $M1$ 60

Chapitre IV

Tab.VI. 1: les caractéristiques thermophysiques de l'air à 20°C et à 50°C65

Tab.VI. 2: l'erreur absolue et relative de la production d'entropie à l'entrée du convergent...67

Tab.VI. 3: l'erreur absolue et relative de la production d'entropie au milieu du convergent...69

Tab.VI. 4: l'erreur absolue et relative de la production d'entropie à la sortie du convergent ..69

Tab.VI. 5: la distribution du maillage des convergents étudiés**Erreur ! Le signet n'est pas défini.**

Tab.VI. 6: les caractéristiques thermophysiques de l'Eau à 20°C et à 50°C104

LISTES DES FIGURES

Chapitre I

Fig.I.1 : le modèle physique et les coordonnées	3
Fig.I.2: distribution de températures (à gauche) et de vitesses (à droite)	4
Fig.I.3: Schéma du convergent utilisé en expérimental	5
Fig.I.4: Schéma des couches limites thermiques dans l'enceinte triangulaire	6
Fig.I.5: la configuration du convergent vertical.....	7
Fig.I.6: la configuration du domaine computationnel.....	7
Fig.I.7: la géométrie d'une conduite convergente	8
Fig.I.8: a. la configuration du convergent, b. les détails de plaques conductives.....	9
Fig.I.9: a. la configuration du convergent, b. le domaine computationnel	9
Fig.I.10: la configuration du système d'écoulement.....	12
Fig.I.11 : la configuration de cavité inclinée	13
Fig.I.12 : schéma du problème sous les conditions aux limites.....	14
Fig.I.13: la géométrie, le domaine physique et les conditions aux limites de cavité sous forme Γ	15
Fig.I.14: Ecoulement établi de convection mixte entre deux plaques verticales Géométrie et coordonnées.	16
Fig.I. 15: Géométrie du système d'écoulement, a. écoulement ascendant, b. écoulement descendant.....	16
Fig.I.16: Géométrie du système d'écoulement	17
Fig.I.17: Géométrie du système d'écoulement	17
Fig.I.18: le système physique, pour le cas 1 (paroi de fond chaude isotherme) et le cas 2 (paroi de fond chaude non isotherme) lorsque l'angle d'inclinaison est (a) $\varphi = 30^\circ$, (b) $\varphi = 45^\circ$ et (c) $\varphi = 75^\circ$	18
Fig.I.19: Géométrie de la cavité: (1) mur froid; (2) mur chaud; (3) murs isolés.	19
Fig.I.20: Ecoulement ascendant dans une conduite rectangulaire verticale chauffée en tridimensionnelle.....	19
Fig.I.21: Configuration géométrique et conditions aux limites	20
Fig.I.22: Le système physique avec les conditions aux limites, en montrant les trois cas cités ci-dessus et φ est l'angle d'inclinaison	21

Chapitre II

Fig.II. 1: (En haut) Cheminées solaires à l'école Stewart Middle, Washington [67].	26
Fig.II. 2: principe de fonctionnement et quelques types des cheminées solaires [69].	27
Fig.II. 3: Applications des murs trombes (en haut) à Saint-Genès-Champanelle, France [70]	28
Fig.II. 4 : le principe de fonctionnement des murs trombes [72].	29
Fig.II. 5: Principe de fonctionnement d'une tour solaire [73]	30
Fig.II. 6: Tour solaire pour la génération d'électricité à Arizona, USA [74]	30
Fig.II. 7: processus d'utilisation de l'eau comme fluide caloporteur dans un réacteur nucléaire [77].	31
Fig.II. 8: Tours de refroidissement à tirage naturelle en cours de réalisation (les entrées d'air en bas) [75]	32
Fig.II. 9: exemples de radiateurs thermiques à ailettes et des radiateurs thermiques en refroidissement naturel [78].	33
Fig.II. 10: Système plongé dans un thermostat [83].	36
Fig.II. 11: Indice exergetique de différentes formes d'énergies. Température du milieu ambiant prise à 15°C.	39
Fig.II. 12: L'Exergie et la production d'entropie [88].	40
Fig.II. 13: Le champ interdisciplinaire couvert par la méthode de minimisation de production d'entropie [94]	41
Fig.II. 14: Approches et applications de la méthode de Minimisation de la Production d'Entropie (EGM)[96]	43
Fig.II. 15: Représentation bidimensionnelle des transferts associés à la convection [83].	46

Chapitre III

Fig.III. 1 : représentation du système d'écoulement étudié	50
Fig.III. 2: les maillages opérés du système d'écoulement	59
Fig.III. 3: Les profils des vitesses sous plusieurs maillages. a. à $Re = 10$ et $Ri = 100$, b. à $Re = 10$ et $Ri = 0.1$, c. à $Re = 100$ et $Ri = 10$, d. à $Re = 100$ et $Ri = 0.1$	59
Fig.III. 4: la comparaison entre Nu locaux de ce travail avec ceux de [16]	63

Chapitre IV

Fig.IV. 1: les trois distances inter-plaques D_E , D_M et D_S	67
Fig.IV. 2: les profils des vitesses en fonction du paramètre de flottabilité, à $Re = 100$. a- à l'entrée, b- au milieu, c- à la sortie du convergent.....	72
Fig.IV. 3: les profils des vitesses en fonction du paramètre de flottabilité (En écoulement ascendant seulement), à $Re = 10$. a- à l'entrée, b- au milieu, c- à la sortie du convergent.....	72
Fig.IV. 4: Effet du paramètre de flottabilité sur le champ des vitesses, à $Re = 100$. A gauche : l'écoulement ascendant et à droite : l'écoulement descendant	73
Fig.IV. 5: Effet du paramètre de flottabilité sur le champ des vitesses, à $Re = 10$	74
Fig.IV. 6: Effet du paramètre de flottabilité sur le champ des vitesses, à $Re = 50$. A gauche : l'écoulement ascendant et à droite : l'écoulement descendant	75
Fig.IV. 7: les profils des températures en fonction du paramètre de flottabilité, à $Re = 100$. a- à l'entrée, b- au milieu, c- à la sortie du convergent.....	76
Fig.IV. 8: les profils des températures en fonction du paramètre de flottabilité, à $Re = 10$. a- à l'entrée, b- au milieu, c- à la sortie du convergent.....	76
Fig.IV. 9: Effet du paramètre de flottabilité sur le champ des températures, à $Re = 100$	77
Fig.IV. 10: Effets du paramètre de flottabilité sur la production d'entropie due au transfert thermique, à $Re = 100$. a- à l'entrée, b- au milieu, c- à la sortie du convergent.....	79

Fig.IV. 11: Effets du paramètre de flottabilité sur la production d'entropie due au transfert thermique, à $Re = 10$. a- à l'entrée, b- au milieu, c- à la sortie du convergent	79
Fig.IV. 12: Effets du Re sur la production d'entropie thermique en fonction de Ri , le long du convergent.....	80
Fig.IV. 13: Effets du paramètre de flottabilité sur la production d'entropie due à la viscosité, à $Re = 100$. a- à l'entrée, b- au milieu, c- à la sortie du convergent	82
Fig.IV. 14: Effets du paramètre de flottabilité sur la production d'entropie visqueuse, à $Re = 10$. a- à l'entrée, b- au centre, c- à la sortie du convergent	82
Fig.IV. 15: l'effet du Re sur la production d'entropie visqueuse en fonction de Ri , le long du convergent.....	83
Fig.IV. 16: l'effet du Re sur la production d'entropie totale en fonction de Ri , le long du convergent.....	83
Fig.IV. 17: l'effet du Re sur le nombre de Bejan en fonction de Ri , le long du convergent	84
Fig.IV. 18: la distribution de maillage dans les cas étudié Erreur ! Le signet n'est pas défini.	
Fig.IV. 19: Les profils des vitesses en fonction du paramètre de flottabilité sur le champ de vitesses, à $D'' = 2D_{min}$, à $Re = 100$	87
Fig.IV. 20: Les profils des vitesses en fonction du paramètre de flottabilité sur le champ de vitesses, à $D' = D_{min}/2$, à $Re = 100$	87
Fig.IV. 21: Effet du paramètre de flottabilité sur le champ de vitesses, variation de D_{min} , à $Re = 100$	88
Fig.IV. 22: Les profils des vitesses en fonction du paramètre de flottabilité sur le champ de vitesses, à $D'' = 2D_{min}$, à $Re = 10$	89
Fig.IV. 23: Les profils des vitesses en fonction du paramètre de flottabilité sur le champ de vitesses, à $D' = D_{min}/2$, à $Re = 10$	89

Fig.IV. 24: Effet du paramètre de flottabilité sur le champ de vitesses, variation de D_{\min} , à $Re = 10$	90
Fig.IV. 25: Les profils des vitesses en fonction du paramètre de flottabilité sur le champ de vitesses, à $\alpha = 20^\circ$, à $Re = 100$	91
Fig.IV. 26: Les profils des vitesses en fonction du paramètre de flottabilité sur le champ de vitesses, à $\alpha = 10^\circ$, à $Re = 100$	91
Fig.IV. 27: Les profils des vitesses en fonction du paramètre de flottabilité sur le champ de vitesses, à $\alpha = 20^\circ$, à $Re = 10$	92
Fig.IV. 28: Les profils des vitesses en fonction du paramètre de flottabilité sur le champ de vitesses, à $\alpha = 10^\circ$, à $Re = 10$	92
Fig.IV. 29: Effet du paramètre de flottabilité sur le champ de vitesses, variation de l'angle de convergence, en haut à $Re = 100$ et en bas à $Re = 10$	93
Fig.IV. 30: Effet du paramètre de flottabilité sur le champ des températures, variation de D_{\min} , à $Re = 100$	Erreur ! Le signet n'est pas défini.
Fig.IV. 31: Effet du paramètre de flottabilité sur le champ des températures, variation de D_{\min} , à $Re = 10$	94
Fig.IV. 32: Effet du paramètre de flottabilité sur le champ des températures, variation de α , en haut à $Re = 100$ et en bas à $Re = 10$	95
Fig.IV. 33: Effet du paramètre de flottabilité sur la production d'entropie due au transfert thermique, variation de D_{\min} , à $Re = 100$	Erreur ! Le signet n'est pas défini.
Fig.IV. 34: Effet du paramètre de flottabilité sur la production d'entropie due au transfert thermique, variation de D_{\min} , à $Re = 10$	96
Fig.IV. 35: La production d'entropie due au transfert thermique en fonction du paramètre de flottabilité, variation de D_{\min} le long de la conduite, à $Re = 100$	96

Fig.IV. 36: La production d'entropie due au transfert thermique en fonction du paramètre de flottabilité, variation de D_{min} le long de la conduite, à $Re = 10$	Erreur ! Le signet n'est pas défini.
Fig.IV. 37: Effet du paramètre de flottabilité sur la production d'entropie due au transfert thermique, variation de l'angle de convergence, à $Re = 100$	97
Fig.IV. 38: Effet du paramètre de flottabilité sur la production d'entropie due au transfert thermique, variation de l'angle de convergence, à $Re = 10$	97
Fig.IV. 39: La production d'entropie due au transfert thermique en fonction du paramètre de flottabilité, variation de l'angle de convergence le long de la conduite, à $Re = 100$	98
Fig.IV. 40: La production d'entropie due au transfert thermique en fonction du paramètre de flottabilité, variation de l'angle de convergence le long de la conduite, à $Re = 10$	98
Fig.IV. 41: Effet du paramètre de flottabilité sur la production d'entropie due à la viscosité, variation de D_{min} , à $Re = 100$	Erreur ! Le signet n'est pas défini.
Fig.IV. 42: Effet du paramètre de flottabilité sur la production d'entropie due à la viscosité, variation de D_{min} , à $Re = 10$	99
Fig.IV. 43: La production d'entropie due à la viscosité en fonction du paramètre de flottabilité, variation de D_{min} le long de la conduite, à $Re = 100$	99
Fig.IV. 44: La production d'entropie due à la viscosité en fonction du paramètre de flottabilité, variation de D_{min} le long de la conduite, à $Re = 10$	100
Fig.IV. 45: Effet du paramètre de flottabilité sur la production d'entropie due à la viscosité, variation de l'angle de convergence, à $Re = 100$	100
Fig.IV. 46: Effet du paramètre de flottabilité sur la production d'entropie due à la viscosité, variation de l'angle de convergence, à $Re = 10$	101
Fig.IV. 47: La production d'entropie due à la viscosité en fonction du paramètre de flottabilité, variation de l'angle de convergence le long de la conduite, à $Re = 100$	101

Fig.IV. 48: La production d'entropie due à la viscosité en fonction du paramètre de flottabilité, variation de l'angle de convergence le long de la conduite, à $Re = 10$ **Erreur ! Le signet n'est pas défini.**

Fig.IV. 49: le nombre de Bejan en fonction de Ri et Re , variation de D_{min} le long de la102

Fig.IV. 50: le nombre de Bejan en fonction de Ri et Re , variation de de l'angle de convergence le long de la conduite.....102

Fig.IV. 51: Effet du paramètre de flottabilité sur le champ des vitesses, variation du fluide caloporteur (W : eau et A : air), à $Re = 100$106

Fig.IV. 52: Effet du paramètre de flottabilité sur le champ des vitesses, variation du fluide caloporteur (W : eau et A : air), à $Re = 10$107

Fig.IV. 53: Les profils des vitesses de l'eau en fonction de Re , à $Ri = 10$ 108

Fig.IV. 54: Les profils des vitesses de l'eau en fonction de Re , à $Ri = 0.1$ 108

Fig.IV. 55: Effet du paramètre de flottabilité sur le champ des températures, variation du fluide caloporteur (W : eau et A : air), à $Re = 100$ 110

Fig.IV. 56: Effet du paramètre de flottabilité sur le champ des températures, variation du fluide caloporteur (W : eau et A : air), à $Re = 10$ 110

Fig.IV. 57: Fig.VI.59: Les profils des températures de l'eau en fonction de Re , à $Ri = 10$..111

Fig.IV. 58: Les profils des températures de l'eau en fonction de Re , à $Ri = 0.1$ 111

Fig.IV. 59: Effet du paramètre de flottabilité sur la production d'entropie due au transfert thermique, variation du fluide caloporteur (W : eau et A : air), à $Re = 100$112

Fig.IV. 60: Effet du paramètre de flottabilité sur la production d'entropie due au transfert thermique, variation du fluide caloporteur (W : eau et A : air), à $Re = 10$113

Fig.IV. 61: La production d'entropie due au transfert thermique de l'eau en fonction du paramètre de flottabilité, variation de Re113

Fig.IV. 62: Effet du paramètre de flottabilité sur la production d'entropie due à la viscosité, variation du fluide caloporteur (W : eau et A : air), à $Re = 100$	114
Fig.IV. 63: Effet du paramètre de flottabilité sur la production d'entropie due à la viscosité, variation du fluide caloporteur (W : eau et A : air), à $Re = 10$	115
Fig.IV. 64: Effet du paramètre de flottabilité sur la production d'entropie visqueuse de l'eau, à $Re = 100$	115
Fig.IV. 65: Effet du paramètre de flottabilité sur la production d'entropie visqueuse de l'eau, à $Re = 10$	116
Fig.IV. 66: La production d'entropie visqueuse de l'eau en fonction du paramètre de flottabilité, le long de la conduite, variation de Re	116
Fig.IV. 67: le nombre de Bejan de l'eau en fonction de Ri , variation Re	117
Fig.IV. 68: Les profils des vitesses en fonction de Ri , variation de ΔT , à $Re = 100$	120
Fig.IV. 69: Les profils des vitesses en fonction de Ri , variation de ΔT , à $Re = 10$	121
Fig.IV. 70: Les profils des températures en fonction de Ri , variation de ΔT , à $Re = 100$	122
Fig.IV. 71: Les profils des températures en fonction de Ri , variation de ΔT , à $Re = 10$	122
Fig.IV. 72: La production d'entropie due au transfert thermique en fonction du paramètre de flottabilité, le long du convergent, variation de ΔT , à $Re = 100$	123
Fig.IV. 73: La production d'entropie due au transfert thermique en fonction du paramètre de flottabilité, le long du convergent, variation de ΔT , à $Re = 10$	124
Fig.IV. 74: La production d'entropie due à la viscosité en fonction du paramètre de flottabilité, le long du convergent, variation de ΔT , à $Re = 100$	124
Fig.IV. 75: La production d'entropie due à la viscosité en fonction du paramètre de flottabilité, le long du convergent, variation de ΔT , à $Re = 10$	125
Fig.IV. 76: le nombre de Bejan en fonction de Ri , variation de ΔT , à $Re = 100$	125

Fig.IV. 77: le nombre de Bejan en fonction de Ri, variation de ΔT , à $Re = 100$ 126

A	Surface	[m ²]
An	Anergie	[J]
C _f	Coefficient de frottement	/
C _p	Chaleur massique à pression constante	[J.kg ⁻¹ .K ⁻¹]
D _{max}	Espace maximal entre les plaques	[m]
D _{min}	Espace minimal entre les plaques	[m]
D _h	Diamètre hydraulique	[m]
E	Energie	[J]
Ex	Exergie	[J]
g	Gravité terrestre	[m.s ⁻²]
h	Enthalpie spécifique massique	[J]
H	Enthalpie	[J]
I	Indice exergetique	//
J	Densité de flux par unité de surface	//
k	Conductivité thermique	[W.m ⁻¹ .K ⁻¹]
L	Hauteur	[m]
l	Longueur des parois	[m]
\vec{n}	Vecteur normal	//
m	Masse	[kg]
\dot{m}	Débit massique	[kg.s ⁻¹]
P	Pression	[N.m ⁻²]
P _m	Pression motrice	[N.m ⁻²]
P _h	Pression hydrostatique	[N.m ⁻²]
Q	Energie calorifique	[J]
q	Flux de chaleur	[W]
\dot{q}	Puissance calorifique	[W]
r		
S	Entropie	[J.K ⁻¹]
S _T	Production d'entropie total	[J.K ⁻¹]
S _{Th}	Production d'entropie due au transfert thermique	[J.K ⁻¹]
S _{Fric}	Production d'entropie due à la viscosité du fluide	[J.K ⁻¹]
\dot{s}	Flux d'entropie	
T	Température	[K]
T ₀	Température de référence	[K]
t	Temps	[s]
U	Energie interne	[J]
V	Volume	[m ³]
v	Vitesse	[m.s ⁻¹]
W	Travail	[J]
\dot{w}	Puissance mécanique	[W]
x, y, z	Coordonnées cartésiennes	

Les caractères latins

α	Angle de convergence	[°]
β	Dilatabilité du fluide à pression constante	[K ⁻¹]
ρ	Masse volumique	[kg.m ⁻³]
μ	Viscosité dynamique	[Pa.s]
ν	Viscosité cinématique	[m ² .s ⁻¹]

ϕ	Fonction de dissipation	//
Φ	Rapport de distribution d'irréversibilité	//

Les nombres adimensionnels

Be	Nombre de Bejan
Br	Nombre de Brinkman
Gr	Nombre de Grachof
Nu	Nombre de Nusselt
Pr	Nombre de Prandtl
Ra	Nombre de Rayleigh
Re	Nombre de Reynolds
Ri	Nombre de Richardson
Ω	Groupe adimensionnel de température

Les indices

c	Caractéristique
d	Dégradé
e	Entrée
ex	Externe
i	Interne
s	Sortie
∞	A l'entrée du canal

CHAPITRE I

INTRODUCTION

La convection mixte représente la situation médiane entre les deux modes de convection forcée et naturelle. Lorsque les forces caractérisées par le gradient de pression diminuent, ou bien de point de vue pratique, l'apport mécanique externe s'affaiblit, un autre effort naturel commence à s'imposer, tant qu'il existe des fluctuations thermiques dans le système d'écoulement, ce qu'on appelle la poussée thermique, la poussée d'Archimède, ou la flottabilité qui est originaire de la nature de fluide.

Cette situation a prêté l'attention de Boussinesq vers la fin du XIX^{ème} siècle, puis de plusieurs chercheurs au début du siècle passé, tels que W. Elenbaas [1], S. Ostrach [2-4], E. M. Sparrow [5-6], T. M. Hallman [7], ...etc. A cette époque le souci de leurs recherches était beaucoup plus académique, pour discerner ces phénomènes physiques. Actuellement la recherche scientifique a changé de cap vers l'utilité énergétique de ce mode de convection pour atteindre l'objectivité d'y aller de plus en plus vers l'autonomie des systèmes d'écoulement, donc vers l'actualisation de l'énergie passive, ce qui répond à l'enjeu énergétique principal de nos jours, la maîtrise de la consommation d'énergie.

Si on part encore loin, l'enjeu énergétique est devenu un objectif minutieux, car réduire ou éliminer l'apport mécanique d'un système d'écoulement est insuffisant et il nécessite encore l'optimisation énergétique, c'est-à-dire d'arranger ce dernier jusqu'une perte d'énergie qui tend vers le zéro, ou bien vers le parfait !!!

Ce besoin a pu développer la thermodynamique, de sa vision classique fondée sur ses deux fameux principes, vers une vision plus vaste et moderne, qui peut répondre aux évolutions techniques actuelles. Cet élargissement a lui imposé d'être multidisciplinaires, en intégrant la mécanique des fluides, le transfert thermique, la diffusion de matière et les réactions chimiques, ainsi que l'économie et la biologie, par le biais de l'analyse exergetique (ou le bilan exergetique), qui comportent l'analyse énergétique (ou le bilan d'énergie) et le calcul de la production d'entropie (ou le bilan entropique) plus la thermo-économie, et l'environnement (autant qu'une limite), où l'étude d'un système d'écoulement devient réaliste.

À présent, malgré que la convection mixte est relativement moins bien étudiée d'un point de vue fondamental (comme elle manque d'édicter des règles censées d'être généralisées et les études plus fondamentales consistent à entamer les deux cas limites, où l'un des deux modes de convection est prédominant, alors que l'autre n'agit que comme une perturbation) elle connaît un large domaine d'application, tels que les écoulements lents en

canalisation (les radiateurs à eau), les jets anisothermes (conditionnement des locaux et panache de fumée), les écoulements atmosphériques et les courants marins (pollution et effet de serre), ... etc.

La verticalité pour ces exemples est une exigence, pour que cette convection aura lieu, donc l'inclinaison du système d'écoulement peut empêcher ou excité la flottabilité du fluide, et l'écoulement dans un convergent (dit écoulement de Jeffery Hamel), peut répondre à cette supposition à partir de ses applications en chauffage, refroidissement ou isolation des installations, ainsi qu'au conditionnement des bâtiments et le confort humain, les cheminées et les systèmes solaires.

La citation des travaux antérieurs sur la convection mixte et naturelle dans un convergent et le calcul de la production d'entropie en convection mixte interne, peuvent affirmer l'originalité de cette étude, de chercher à optimiser la convection mixte assistée dans un convergent par le calcul de la production d'entropie.

I.1. La revue bibliographique

I.1.1. La convection mixte dans un convergent (écoulement de Jeffery Hamel)

La première étude thermique de l'écoulement de **Jeffery** [8] et **Hamel** [9], en convection forcée a eu lieu en 1953, réalisée par **K. Millsaps** et **K. Pohlhausen** [10], dont ils ont considéré la distribution de température le long des parois proportionnelle à la (distance radiale : r^{-2}), ce problème était traité numériquement, en utilisant la méthode des différences finies.

Par contre cet écoulement en convection mixte (ou bien en intégrant l'effet de la poussée thermique), n'était abordé qu'au 1959, par **E. M. Sparow et al.** [11], qui ont pu le résoudre numériquement, en mettant la vitesse et la température respectivement en fonction de x^{+m} et x^{2m-1} (selon la fig.I.1) et en négligeant les dissipations visqueuses, vu que la vitesse est très petite. Vis-à-vis le sens de vitesse et la différence des températures ($\Delta T = T_p - T_\infty$) entre les parois et le fluide de travail (le nombre de Prandtl (Pr) = 0.7), on peut définir deux types de convection mixte, assistée où la vitesse sera ascendante et $\Delta T > 0$ et opposée, où la vitesse sera descendante et $\Delta T < 0$.

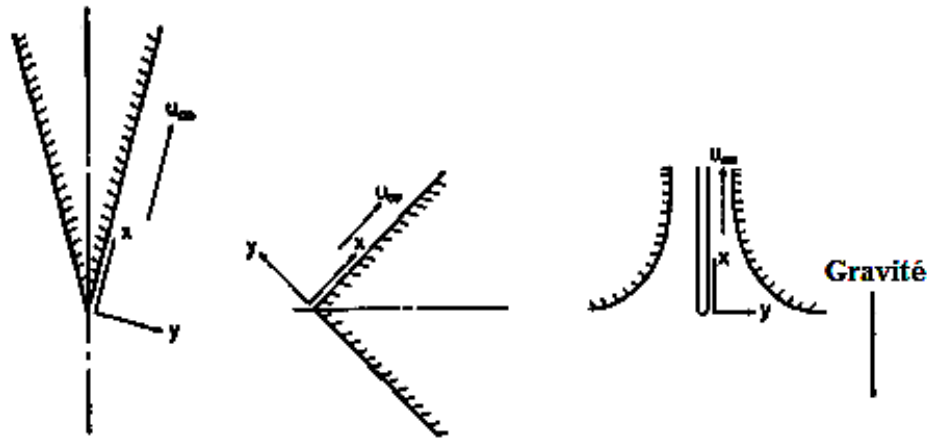


Fig.I.1 : le modèle physique et les coordonnées [11]

Ils ont aussi, à travers ce travail, essayé de déterminer les limites, de la transition entre la convection forcée et la convection naturelle, par le nombre de Richardson (Ri), en utilisant le nombre de Nusselt (Nu) et le facteur de frottement (C_f), pour des parois à une température uniforme, ou un flux uniforme imposé sur ces dernières. Le tab.I.1 décrit les limites des trois types de convection mixte en fonction de Ri.

Tab.I.1: les limites des trois types de convection mixte en fonction de nombre de Richardson

Convection mixte assistée	Convection mixte opposée
$0 < Ri < 0.3 \rightarrow$ Convection forcée	$0 < Ri < 0.06 \rightarrow$ Convection forcée
$0.3 < Ri < 16 \rightarrow$ Convection mixte	$0.06 < Ri < 16 \rightarrow$ Convection mixte
$16 < Ri \rightarrow$ Convection naturelle	$16 < Ri \rightarrow$ Convection naturelle

V. L. Katkov (en 1968) [12] a essayé de résoudre analytiquement ce problème, où la vitesse et la température sont proportionnelles à r^{-1} et r^{-3} respectivement, en coordonnées polaires, en négligeant la dissipation visqueuse. Les équations différentielles gouvernantes de vitesse et de température deviennent comme suit :

$$\begin{cases} F'' + F^2 + 2P + \lambda T \sin \alpha = 0 \\ T'' + 9T = -3\sigma^{-1} FT \\ P' = 2F' + \lambda T \cos \alpha \end{cases} \quad (I.1)$$

Où la vitesse radiale (en coordonnées polaires) : $v_r = \frac{F(\alpha)}{r}$

T. H. Chen (en 1973) [13] a intégré plusieurs paramètres à ce système d'écoulement, en lui redonnant une vision plus générale, tels que : l'utilisation d'une large gamme des fluides (un $Pr = [0.73, 3]$), l'écoulement est magnétohydrodynamique (MHD), permanent et incompressible, en convection libre, les plaques sont poreuses et elles convergent symétriquement d'un angle de convergence $\alpha = 20^\circ$, en plusieurs positions : horizontale ($\alpha = [-10^\circ, 10^\circ]$), verticale ($\alpha = [260^\circ, 280^\circ]$) et rectangulaire ($\alpha = [0^\circ, 90^\circ]$), en plusieurs états thermiques (isothermes, différentes températures et sous un flux de chaleur imposé) (voir fig.I.2).

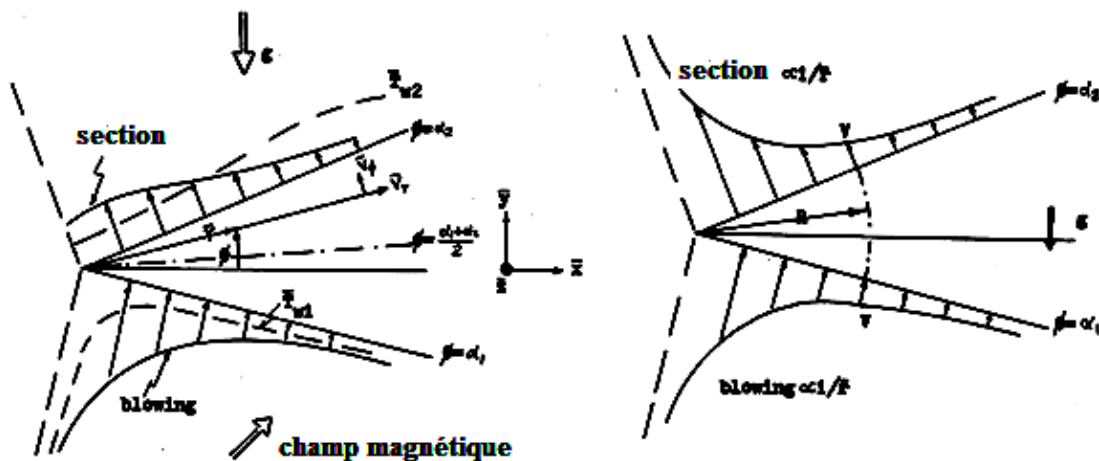


Fig.I.2: distribution de températures (à gauche) et de vitesses (à droite) [13]

Vers la fin du XXème siècle, les études des systèmes d'écoulement sont orientées beaucoup plus vers l'optimisation énergétique, c'est-à-dire quantifier leur chaleur transférée, ainsi que la convection mixte ou naturelle devient une des sources d'énergie passive qui diminue ou parfois élimine les apports d'énergie mécanique.

Donc la corrélation d'un nombre de Nusselt plus précis qui traduit bien l'échange thermique convectif, notamment en convergence, où la longueur caractéristique est devenue un vrai souci, comme l'inclinaison d'une ou des deux parois la rend variable, en rétrécissement vers la sortie.

E. M. Sparrow et al (en 1988) [14] ont confronté entre l'expérimental et la simulation numérique en convection naturelle entre deux plaques verticales, inclinées (de 0° jusqu'à 15°) symétriquement en convergence et maintenues à une température uniforme (voir fig.I.3). Le fluide caloporteur est l'eau distillée ($Pr = 5$). La corrélation de Nu est calculée en utilisant trois distances (à l'entrée : D_{max} , au milieu : D_{av} et à la sortie : D_{min}), en comparant les résultats avec celle des plaques en parallèles, D_{max} a amenés un très bon accord, dont l'écart entre les deux cas est limité à environ 5%, selon l'équation suivante :

$$Nu_{D_{max}} = 0.740 [(D_{max} / L) Ra_{D_{max}}]^{0.240} \quad (I.2)$$

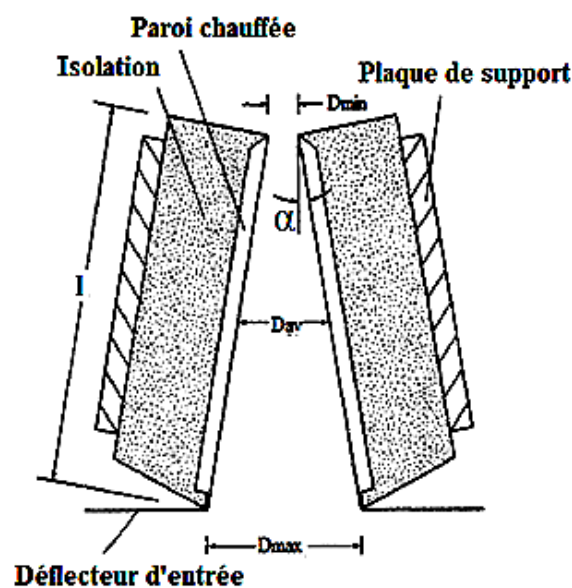


Fig.I.2: Schéma du convergent utilisé en expérimental [14].

En utilisant la technique de laser speckle gramme pour mesurer les changements de température auprès des parois, **K. D. Kihm et al** (en 1993) [15] ont tenté d'optimiser le convergent géométriquement, en étalant la variation de l'angle de convergence jusqu'à 60° et le rapport entre D_{min} et la longueur de paroi, varie à partir de 0.02 jusqu'à 2.

Ils ont rajouté une plaque adiabatique en dessous des deux plaques inclinées en convergence par symétrie, en laissant deux ouvertures pour l'accès de l'air (voir fig.I.4), ce design sert à contrôler le comportement des couches limites thermique à l'entrée du convergent.

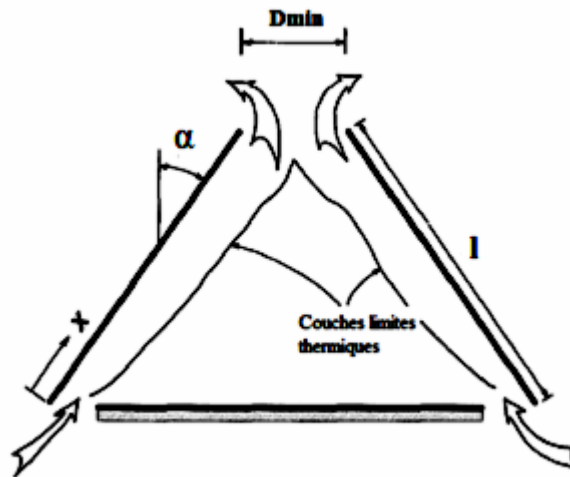


Fig.I.3: Schéma des couches limites thermiques dans l'enceinte triangulaire [15].

T. M. HUANG et al. 1994 [16]. Par rapport à toute cette recherche bibliographique, cet article a entamé expérimentalement la convection mixte à travers une conduite convergente, afin d'adapter une corrélation aux deux modes de transferts de chaleurs (forcé et mixte). Une des deux parois est inclinée de 3° et l'autre était verticale. Ainsi qu'une des deux plaques est isolée thermiquement et l'autre est chauffée uniformément, plus la direction de l'écoulement (ascendant ou descendant), on peut identifier le type de convection mixte (opposée ou assistée). Le nombre de Richardson a couvert un grand intervalle, allant de 0.3 au 907, ainsi que le nombre de Reynolds varie entre 100 et 4000.

Les chercheurs ont discuté les champs des vitesses et des températures et ils ont corrélé le Nu moyen, comme suit :

En convection mixte assistée

Pour $0 \leq Gr/Re^2 \leq 907$ et $105 \leq Re \leq 2000$

$$\frac{Nu_0}{Re^{0.4}} = 0.9232 \left(\frac{x}{D_h} \right)^{-0.3306} \left[1 + 0.086 \left(\frac{Gr}{Re^2} \right)^{0.042} \right] \quad (I.3)$$

S. A. M. Said (en 1996) [17] a comparé entre les trois distances inter-plaques du convergent, la distance maximale, à l'entrée, la distance moyenne, au milieu et la distance minimale, à la sortie, en plusieurs inclinaisons (de 0° - 10°), comme le montre la fig.I.5. La corrélation de Nu , aux petit Ra ($< 10^2$), était meilleure, en utilisant la distance maximale entre les parois inclinées du convergent, autant que longueur caractéristique

$$Nu_{D_{max}} = \frac{Ra'_{D_{max}}}{24} [1 + 0.01944(Ra'_{D_{max}})^{9/8}]^{-2/3} \quad (I.4)$$

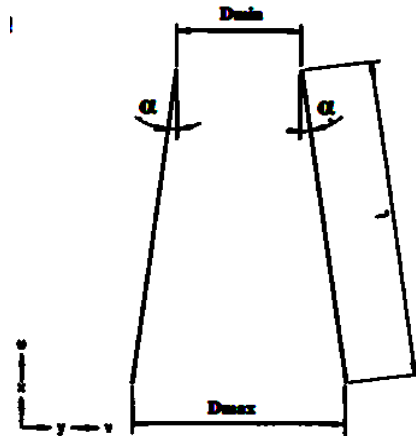


Fig.I.4: la configuration du convergent vertical [17]

Schalash et al. (En 1997) [18] ont étudié les écoulements en ascendant et en descendant, en utilisant l'interféromètre Mach-Zehnder, afin d'avoir des résultats plus performants. Ils ont découvert une relation entre le nombre de Rayleigh (Ra), l'angle d'ouverture de la conduite et Nu (le long de la conduite).

A.S. Kaiser et al (en 2004) [19] ont pris en considération la littérature précédentes, afin de bien accommoder leur corrélation de Nu , d'un convergent vertical (voir fig.I.6), en expliquant et prouvant leur choix de la distance minimale entre les plaques convergentes comme longueur caractéristique, pour un nombre de Rayleigh (Ra) variant de 1 à 10^6 et plusieurs angles d'ouvertures, à partir de 1° jusqu'à 30° . En utilisant les codes numériques Fluent et Phoenix.

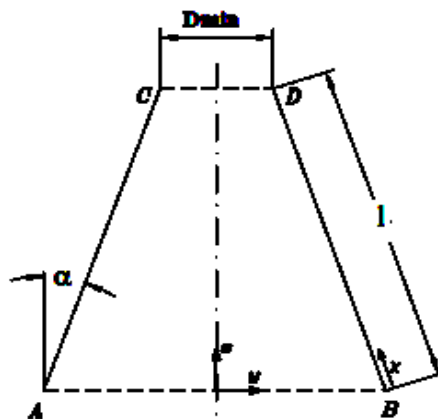


Fig.I.5: la configuration du domaine computationnel [19]

En convection mixte, les parois du convergent étudié par **B. Premachandran et C. Balaji** (en 2006) [20] ont une source volumétrique de chaleur, l'angle d'ouverture maximal est de 2° (voir fig.I.7), le fluide de travail utilisé est l'air, le nombre de Reynolds (Re), varie entre 250 et 1000, le nombre de Grashof modifié aussi, varie entre $6E+05$ et $9E+06$. Ce problème était résolu numériquement par la méthode des volumes finis, en utilisant le programme SIMPLE.

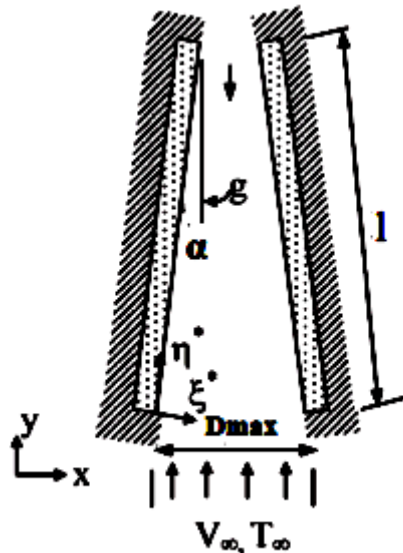


Fig.I.6: La géométrie d'une conduite convergente [20]

F. Marcondes et al. (en 2006) [21] ont essayé de généraliser la corrélation de Nu sur un intervalle plus large : des fluides de travail, où $Pr = [0.7, 88]$, de géométrie, dont l'angle de convergence varie de 0° jusqu'à 15° et Ra ($10^5 < (D_{max}/l) Ra_{D_{max}} < 10^8$). Cette corrélation est basée sur celle de [14], en rajoutant un facteur de correction ($F = 1/(1 + 1/Pr)$), Nu moyen s'écrit comme suit :

$$Nu_{D_{max}} = 0.773 [(D_{max} / L) Ra_{D_{max}} F]^{0.240} \quad (I.5)$$

N. Bianco et al (en 2004) ont proposé des abaques de forme géométrique (design charts) pour optimiser la conduite convergente en : convection mixte turbulente [22] et en mode de transfert thermique conjugué (convection naturelle et conduction) [23], par une simple procédure numérique qui se base sur le flux de chaleur, la température maximale des parois et les paramètres géométriques, tel que la longueur des plaques, plus D_{max} et D_{min} .

L'application de cette méthode était sur des parois chauffées symétriquement par un flux uniforme ($30 \leq (q_c + q_r) \leq 220 \text{ W/m}^2$) et l'émissivité de surface est de 0,10 à 0,90, un angle de convergence qui ne dépasse pas 10° et les rapports entre les distances du convergent ($2.0 \leq l/D_{\max} \leq 60$, $0.03 \leq D_{\min}/D_{\max} \leq 1.0$), (voir fig.I.8).

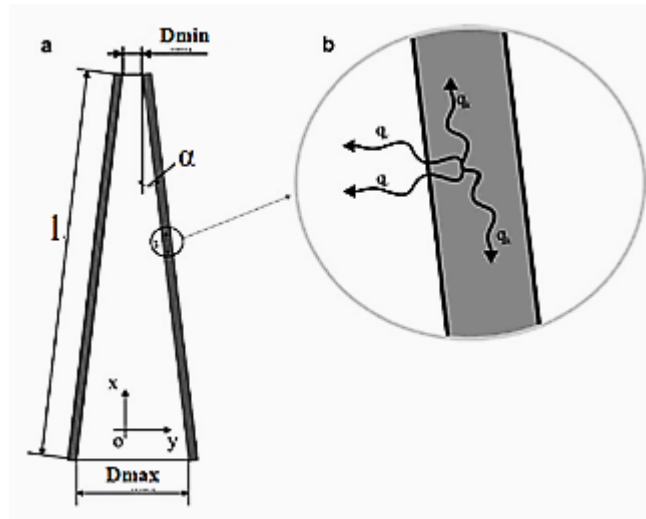


Fig.I.7: a. la configuration du convergent, b. les détails de plaques conductrices [23]

En 2005, une autre application [24] sur ces abaques était aussi présentée sous forme analytique et graphique. Cette méthode est considérée pour l'évaluation de la distance optimale entre les plaques, afin de minimiser l'augmentation moyenne de leur température, pour un taux de transfert de chaleur total donné, ou bien pour maximiser le taux de transfert thermique total

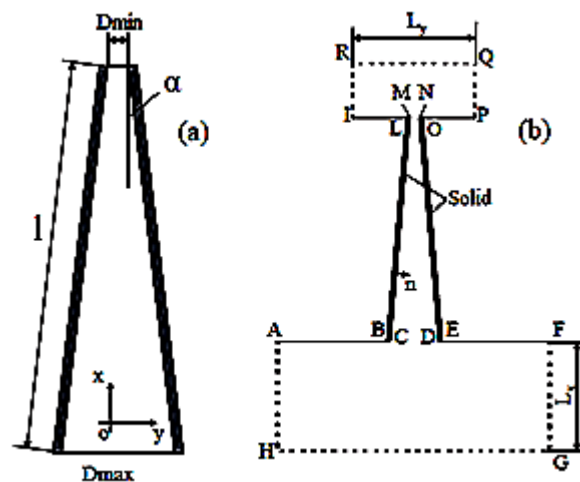


Fig.I.8: a. la configuration du convergent, b. le domaine computationnel [25]

En utilisant le code FLUENT 6.1, **N. Bianco et S. Nardini** (en 2005) [25] ont pris en charge d'étudier l'effet de la géométrie d'un convergent vertical en convection naturelle, dont ($\alpha = 2^\circ$ et 10° , $D_{\min} = 7\text{mm}$ et 32.3 mm) avec un flux thermique imposé sur les parois ($q = 60\text{ W/m}^2$ et 120 W/m^2), (voir fig.I.9).

Plus une large comparaison entre leur actuel travail et les travaux précédents, afin de justifier leur choix de la longueur caractéristique, **N. Bianco et al** (en 2007) [26] ont réalisé l'étude précédente expérimentalement dans l'objectif d'optimisation. Le fluide utilisé était les fumés afin d'avoir une bonne visualisation des profils des vitesses et des températures. La température maximale adimensionnelle et les Nu sont évalués et corrélés par rapport au nombre de Rayleigh (Ra), variant de 2.85 au $1.22\text{E}+05$, basé sur la distance maximale à l'entrée du convergent.

Parmi ces recherches ils existent des recherches qui ne concernent pas seulement les convergents, ils traitent aussi les divergents, telles que [13], [20-21]. Lors de ma discussion je ne les ai pas entamés comme cette étude concerne que les convergents.

I.1.2. La production d'entropie en convection mixte et naturelle

La « production d'entropie » est une grandeur physique associée à la thermodynamique irréversible, dont elle aura lieu dès qu'un processus énergétique commence son fonctionnement en dehors de l'équilibre strict, c'est-à-dire la dégradation d'énergie noble accompagnante d'une cinétique irréversible, en transformant le travail en une chaleur.

A cet effet, elle a servi comme indicateur de mesure efficace des pertes d'énergies dans un système énergétique, pour quantifier et décerner ses causes et ses conséquences et ramener les améliorations nécessaires, donc pour l'optimiser.

L'optimisation des systèmes d'écoulement par le calcul de la production d'entropie ont été entrepris qu'à partir du mi- siècle passé, dont la plupart des recherches ont entamé la convection forcée en plusieurs régime d'écoulement, sur et dans diverses géométries telles que les plaques, les cylindres, les tubes, ... etc et en variant aussi les types des fluides de travail utilisés.

A. Bejan (en 1979) [27] a illustré analytiquement le calcul de la production d'entropie en fonction des dissipations dues aux gradients de température et des dissipations dues aux effets

de la viscosité, sur quatre configurations d'écoulement fondamentales : écoulement dans un tube circulaire, couche limite sur une plaque plane, écoulement transversal dans un cylindre unique, écoulement dans la région d'entrée d'une conduite rectangulaire plate. En mettant en cause l'effet de l'architecture d'écoulement et ses paramètres sur la distribution des irréversibilités et les profils de leurs dissipations, donc sur la minimisation de la production d'entropie.

A Bejan et P. A. Pfister (en 1980) [28] ont proposé d'utiliser la production d'entropie comme une mesure efficace des techniques d'augmentation des transferts thermiques ainsi qu'aux dispositifs d'échange thermique, dans lequel elles peuvent être incorporées. Dans ce contexte, ces techniques autant que concept d'échange sont capables de réduire la destruction de l'énergie utile (exergie) dans les équipements thermiques.

A. Z. Sahin [29] a commencé par le calcul de la production d'entropie dans une conduite circulaire isotherme. Après, il a montré l'influence de la géométrie, à partir de l'examen de plusieurs types des conduites (circulaire, triangulaire, rectangulaire, sinusoïdale) sur le rendement d'un système d'écoulement interne [30]. Il a aussi étudié l'effet de la variation de viscosité sur les pertes d'énergie, dans une conduite circulaire adiabatique [31].

M. Shohel et A. F. Roydon [32] ont analysé la génération d'entropie d'une convection forcée et laminaire, de fluide incompressible à l'intérieur des deux types des canaux, l'un a une section transversale circulaire et l'autre est formé de deux plaques en parallèles. En envisageant le phénomène dominant par le biais du nombre de Bejan. Dans un autre article [33] l'écoulement forcé traité, était dans un espace cylindrique et annulaire.

Ko et Ting ont optimisé plusieurs formes géométriques pour une convection forcée, comme le serpent adiabatique [34], la conduite rectangulaire courbée et adiabatique en trois dimensions [35]. Après Ko [36] a étudié numériquement le problème précédent [35] en mettant la courbure à 180° et en tenant en compte des nervures longitudinales, en calculant la production d'entropie minimale.

S. Hadjadj et al [37] Ont optimisé numériquement la convection forcée laminaire ($Re = 684, 1340$ et 5000) d'un fluide newtonien ($Pr = 0.5, 1,5$ et 10) entre deux plaques horizontales non parallèles et isothermes en convergence symétriques, d'un demi-angle $\alpha = 5^\circ$ (voir fig.I.10). En utilisant la méthode de Runge Kutta traduite en FORTRAN, pour la résolution.

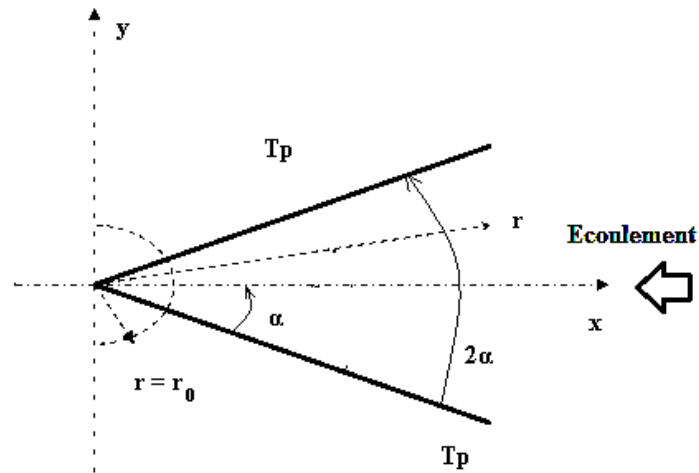


Fig.I.9: la configuration du système d'écoulement [37]

Ils existent encore d'autres recherches en convection forcée interne tels que les travaux de : **Abdul Aziz** [38] et **Erbay et al.** [39] qui ont abordé l'écoulement forcé entre deux plaques en parallèles, où une des deux plaques est mobile. **Oztop** [40], **Naphon** [41], ... etc.

A l'arrivée du XXI^{ème} siècle et ses contraintes économiques et environnementales majeurs, les chercheurs ont donné beaucoup plus l'importance aux convections thermiques mixtes et naturelles, vu qu'elles diminuent ou élimine l'apport mécanique, en encourageant l'exploitation des énergies passives et propres, pour se rapprocher de plus en plus vers l'autonomie énergétique.

Dans ce cadre, plusieurs recherches ont été réalisées en convection mixte ou naturelle, en interne ou en externe, dans les milieux poreux, dans les micro-canaux, en régime laminaire et turbulent, en utilisant plusieurs types de fluides, ...etc. Parmi ces travaux, on va citer ceux en convection mixte ou naturelle, laminaire et interne des fluides newtoniens incompressibles dans des canaux imperméables.

A. C. Baytas en (1997) [42] a cherché les angles d'inclinaison les plus optimaux, par le biais de la production d'entropie, d'une cavité carrée inclinée enveloppant l'air ($Pr = 0.7$) en convection naturelle laminaire. Pour deux nombres de Rayleigh interne et externe, dont $10^4 < Ra_I < 10^7$ et $10^3 < Ra_E < 10^7$ respectivement, (voir fig.I.11).

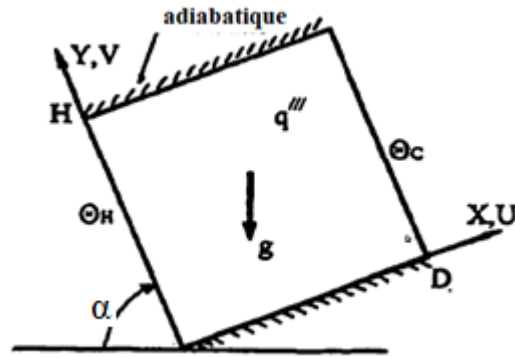


Fig.I.10 : la configuration de cavité inclinée [42]

B. S. Yilbas et al. (en 1998) [43] ont calculé la production d'entropie d'une convection naturelle dans une cavité carrée avec des températures différentes, de paroi supérieure et inférieure. En utilisant le schéma numérique des volumes finis, calculé par l'algorithme SIMPLE.

U. Narusawa (en 2001) [44] a essayé d'optimiser la convection mixte développée à travers un canal rectangulaire, horizontal, chauffé en bas, en ajustant sa géométrie (le rapport entre largeur et longueur) pour éliminer l'instabilité de Rayleigh-Bernard, à un nombre de Rayleigh de 2427 et 3777.

S. H. Tasnim et S. Mahmud (en 2002) [45] ont calculé analytiquement la production d'entropie d'une convection mixte dans un cylindre annulaire et vertical (voir fig.I.12) afin d'optimiser le rapport de rayon optimal (Π_{opt}), en corrélant ce dernier en fonction du paramètre de groupe (Br / Ω) et le paramètre de flottabilité (Gr / Re). Suivant cette équation :

$$\Pi_{opt} = 3,2 \cdot \left(\frac{Gr}{Re}\right)^{-0,3} \left(\frac{Br}{\Omega}\right)^n \quad (I.6)$$

Avec :

$$n = -0,2182 + 0,01367 \left(\frac{Gr}{Re}\right) - 0,00068 \left(\frac{Gr}{Re}\right)^2 \quad (I.7)$$

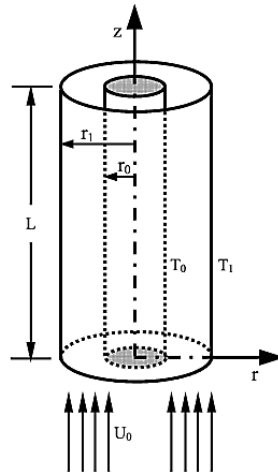


Fig.I.11 : schéma du problème sous les conditions aux limites [45]

H. Abbassi et al (en 2003) [46], ont entamé l'écoulement de Poiseuille-Bernard, obéit par l'approximation classique de Boussinesq. Ce problème était simulé numériquement par la méthode des volumes finis et l'algorithme de SIMPLER. Les résultats sont obtenus en variant le nombre de Rayleigh (10^3 au $5E+04$ puis 10^{-4} et 10 respectivement), à un nombre de Reynolds ($Re = 10$) et un nombre de Peclet ($Pe = 20/3$).

L. Z. Erbay et al (en 2003) [47] ont calculé la génération d'entropie d'une convection naturelle, laminaire et transitoire, dans une enceinte carrée, chauffée complètement ou partiellement par sa gauche et refroidit par sa droite, isolée en bas et en haut. Le nombre de Prandtl prend deux valeurs sont : 0.01 et 1 ; le nombre de Rayleigh varie entre 10^2 et 10^8 . Ce problème est résolu numériquement par la méthode des volumes finis.

A. Andreozzi et al (en 2006) [48] ont quantifié la production d'entropie (locale et globale) de l'écoulement permanent de l'air dans une conduite verticale isotherme, en convection naturelle, en variant le nombre de Rayleigh ($10^3 \leq Ra \leq 10^6$) et la longueur caractéristique ($5 \leq L/b \leq 20$).

R. Ben Mansour et al (en 2006) [49] ont repris l'étude de la convection mixte, laminaire et permanente dans une conduite verticale et isotherme, en présence d'une source de chaleur interne et des dissipations visqueuses. Ce problème a eu des solutions analytiques.

G. G. Ilis et al. (en 2006) [50] ont travaillé sur les cavités rectangulaires sous plusieurs rapports d'aspects, afin de définir la géométrie optimale, d'une convection naturelle laminaire

de l'air, sous $10^2 < Ra < 10^5$ et ses parois verticales sont à des températures constantes différentes et ses parois horizontales sont adiabatiques.

I. Dagtekin et al. (En 2007) [51] ils ont choisi une cavité sous forme Γ (voir fig.I.13), pour leur optimisation, par le calcul de la production d'entropie. L'évacuation de la chaleur est obtenue à partir de parois verticales plus froides, tandis que les parois horizontales sont parfaitement isolées, le nombre de Rayleigh couvre l'intervalle entre 10^3 et 10^6 .

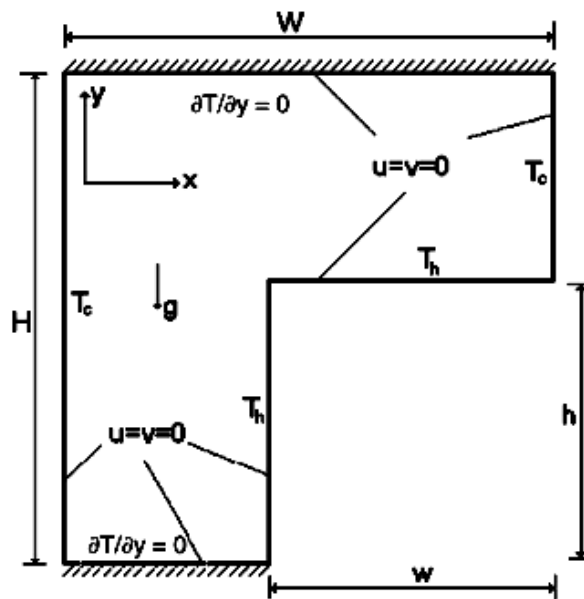


Fig.I.12: la géométrie, le domaine physique et les conditions aux limites de cavité sous forme Γ [51]

C. Padet et al (en 2009) [52] ont exprimé analytiquement la dissipation visqueuse et la production d'entropie dans un écoulement établi de convection mixte laminaire, entre deux plaques verticales planes, en parallèles à températures constantes asymétriques (voir fig.I.14).

A travers ce travail ils ont prouvé l'existence d'une distance optimale entre les parois, où la production d'entropie tient son minimum, ainsi que le calcul de la dissipation visqueuse aide à établir des critères de sélection entre la convection mixte et la convection forcée

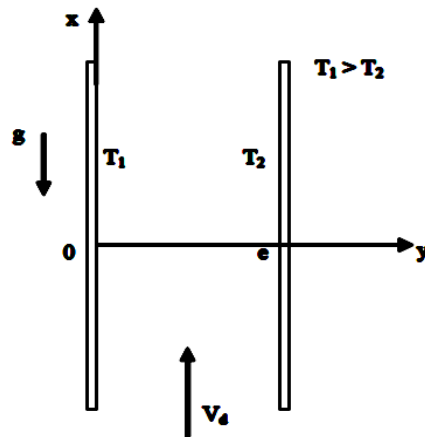


Fig.I.13: Ecoulement établi de convection mixte entre deux plaques verticales Géométrie et coordonnées [52].

E. M.A. Mokheimer (en 2009) [53] a défini numériquement en fonction de la production d'entropie, le paramètre de flottabilité optimal de l'écoulement entre deux plaques en parallèle isothermes, chauffées différemment et uniformément, en convection mixte assistée et opposée (voir fig.I.15). Le nombre de Reynolds varie de 500 jusqu'à 2000 et le nombre de Prandtl égale à 0.7.

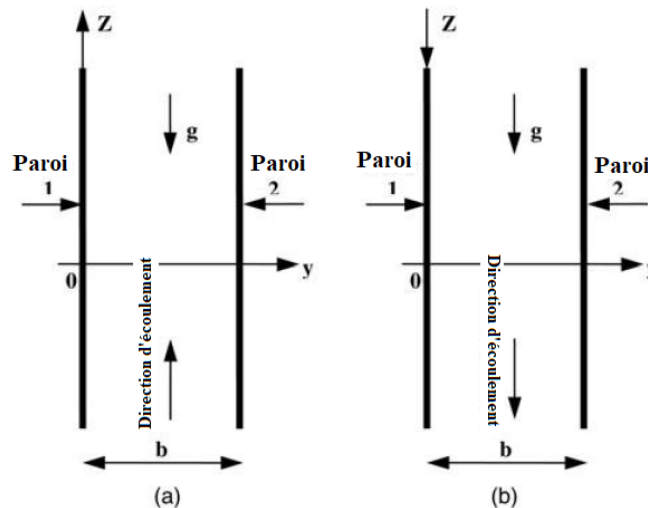


Fig.I. 14: Géométrie du système d'écoulement, a. écoulement ascendant, b. écoulement descendant [53]

M. Nourollahi et al. (En 2010) [54] ont effectué le calcul du nombre de Nusselt et la production d'entropie de l'écoulement laminaire en 2D de Poiseuille--Benard incliné, afin de définir l'angle optimal d'inclinaison, en fixant le nombre de Reynolds à 10, le nombre de

Peclet à $20/3$, le nombre de Rayleigh à 10^4 et en variant l'irréversibilité et l'angle d'inclinaison de $(10^{-5} - 1)$ et $(-25^\circ$ au $30^\circ)$ respectivement (voir fig.I.16).

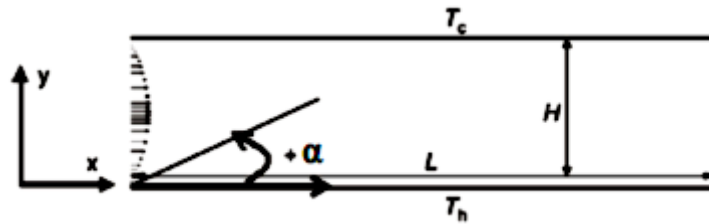


Fig.I.15: Géométrie du système d'écoulement [54]

M. Bouabid et al. (en 2011) [55] ont travaillé sur la convection naturelle transitoire, d'un fluide incompressible enfermé dans une cavité carrée, inclinée, une de ses parois est chauffée et l'autre est froide, son couvercle et sa base sont adiabatiques (voir fig.I.17).

Le problème est résolu numériquement par la méthode des éléments finis (CVFEM : Control Volume Finite Element Method).

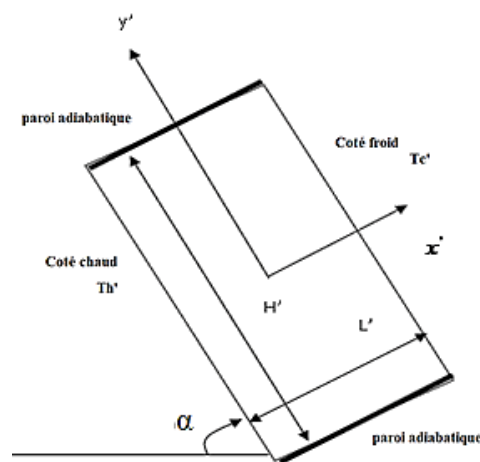


Fig.I.16: Géométrie du système d'écoulement [55]

R. Anandalakshmi et T. Basak (en 2014) [56] ont travaillé sur l'optimisation d'une convection naturelle au sein d'une cavité rhombique ou bien sous forme d'un polyèdre ses faces sont des losanges (voir fig.I.18) avec plusieurs angles d'inclinaison ($\alpha = 30^\circ, 45^\circ$ et 75°), Ra varie de 10^3 jusqu'à 10^5 , cette enceinte est délimitée par une paroi supérieure adiabatique, des parois latérales froides et une paroi inférieure chauffée, isotherme (cas 1) et

non isothermique (cas 2), sous l'effet de plusieurs types des fluides ($Pr = 0,015, 0,7, 7,2$ et 1000).

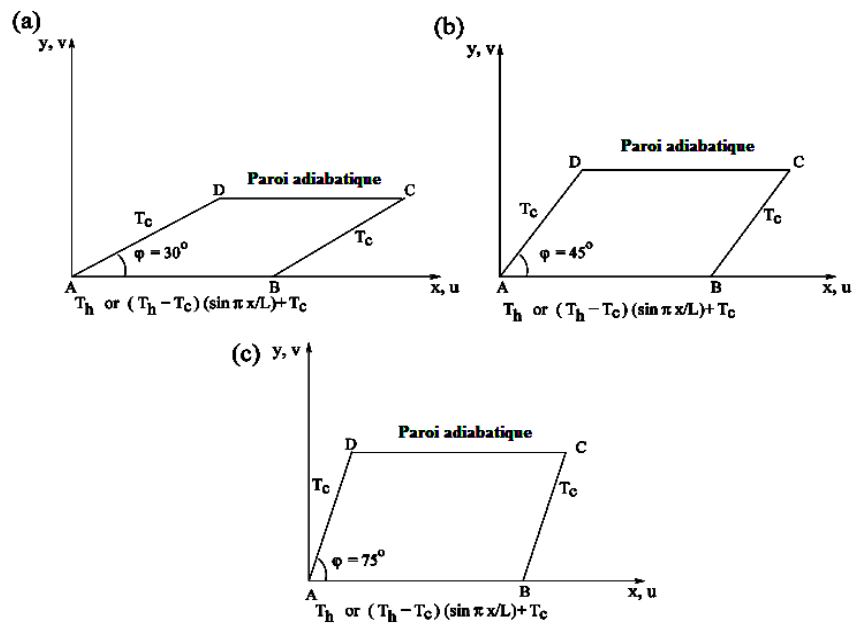


Fig.I.17: le système physique, pour le cas 1 (paroi de fond chaude isotherme) et le cas 2 (paroi de fond chaude non isotherme) lorsque l'angle d'inclinaison est (a) $\varphi = 30^\circ$, (b) $\varphi = 45^\circ$ et (c) $\varphi = 75^\circ$ [56]

Dans d'autres travaux qui concerne la même géométrie sous l'effet du même type de transfert de chaleur, en examinant encore d'autres angle d'inclinaison $\alpha = 50^\circ$ et 90° sous d'autres conditions aux limites (en 2013) [57], et en convection de Rayleigh–Benard (en 2015) [58].

En utilisant la méthode des éléments finis Galerkin, B. **Basak et al.** (En 2014) [59] ont examiné la convection naturelle dans une cavité carrée en plusieurs conditions aux limites thermiques :

- Le 1^{er} cas : cavité isotherme, son bas est chauffé et ses facettes sont maintenues froides
- Le 2^{ème} cas : le bas est chauffé sinusoïdalement ($\sin \pi x$) et les facettes sont maintenues froides isothermes
- Le 3^{ème} cas : le bas est maintenu chaud isotherme et les facette sont refroidies linéairement

- Le 4^{ème} cas : le bas est chauffé sinusoïdalement, la face gauche est maintenue froide isotherme, par contre la droite est refroidi linéairement
- Le 5^{ème} cas : le bas et la face gauche sont chauffés isotherme et la face droite est maintenue froide isotherme.

En utilisant un métal liquide ($Pr = 0.026$) et l'huile d'olive ($Pr = 988.24$).

S. Morsli et A. Sabeur-Bendehina (en 2013) [60] ont étudié la convection naturelle dans une cavité extensible (voir fig.I.19), renfermant l'air, sous plusieurs ondulations et nombre de Rayleigh ($10^3 < Ra < 10^5$).

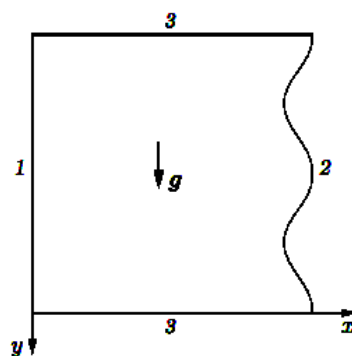


Fig.I.18: Géométrie de la cavité : (1) mur froid ; (2) mur chaud ; (3) murs isolés [60].

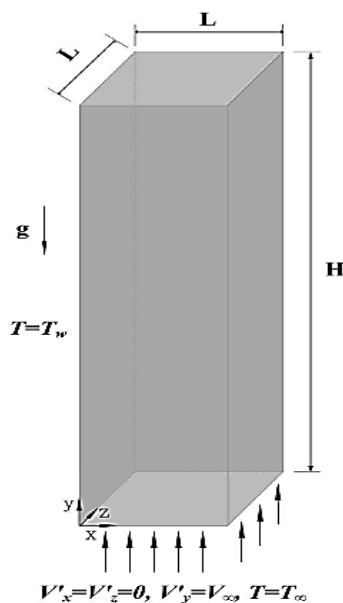


Fig.I.19: Ecoulement ascendant dans une conduite rectangulaire verticale chauffée en tridimensionnelle [62]

G. Yang et J. Y. Wu (en 2013) [61] ont étudié les effets des forces de flottabilité Gr/Re , dont ($0 \leq Gr \leq 2E+05$) sur la production d'entropie, d'une convection mixte assistée, laminaire ($50 \leq Re \leq 300$) et permanente d'un fluide incompressible ($Pr = 0.7$), à l'entrée d'une conduite rectangulaire verticale et isotherme (voir fig.I.20).

En 2016, [62] ils ont entamé l'influence de paramètre de flottabilité ($-500 \leq Gr/Re \leq 0$) sur l'écoulement tridimensionnel en convection mixte opposée, à travers la même conduite rectangulaire.

W. M. El-Maghlany et al. (En 2014) [63] leur optimisation était aussi sur une cavité carrée aux dimensions infinies, en utilisant la méthode numérique de Gauss-Seidel, traduite par l'algorithme TDMA, sous le langage FORTRAN. La validation de ce programme était par rapport à [64]. En variant le nombre de Rayleigh, ils ont tenté de corrélérer la production d'entropie totale moyenne.

F. Zamzari et al. (En 2015) [64] ont réalisé leur optimisation sur une cavité ouverte chauffée par le bas avec une distribution de température uniforme (voir fig.I.21), en convection mixte laminaire ($200 < Re < 500$) de l'air, le nombre de Richardson (Ri) varie de 0.25 jusqu'au 1.

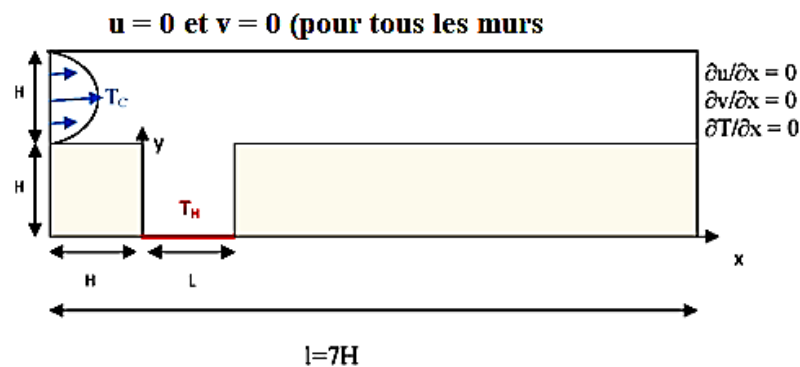


Fig.I.20: Configuration géométrique et conditions aux limites [64]

V. M. Rathnama et al. (En 2016) [65] ont essayé d'optimiser une convection naturelle dans une cavité triangulaire, où ces parois sont inclinées et chauffées linéairement sous plusieurs configurations (le cas a. et le cas b.) sont en symétrie par rapport à Y et dans le cas (c.) sont en symétrie par rapport à X (voir fig.I.22). L'inclinaison des parois égale à 45° et 60° , Ra varie de 10^3 jusqu'au 10^5 , en utilisant une gamme des fluides où le nombre de Prandtl varie de (0.015 à 1).

Les résultats obtenus montrent que la symétrie des parois par rapport à X en 60° et $Ra = 10^5$ est le cas le plus optimal, où la production d'entropie tient son minimum.

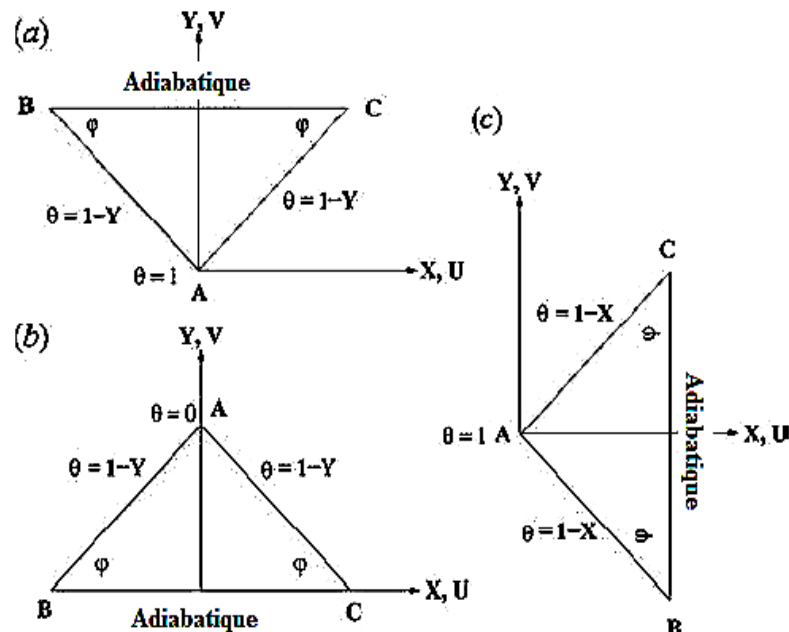


Fig.I.21: Le système physique avec les conditions aux limites, en montrant les trois cas cités ci-dessus et φ est l'angle d'inclinaison [65]

I.2. Les objectifs de cette étude

On constate depuis cette revue bibliographique que :

- La majorité des recherches ont entamé la convection naturelle dans les convergents plus l'analyse thermique à travers la comptabilisation des flux de chaleur aux frontières et le calcul du coefficient global de transfert thermique, le coefficient thermique de convection. Traduites sous deux points principaux sont : le choix de la longueur caractéristique pour calculer les nombres sans dimension et la corrélation du nombre de Nusselt.

Donc l'étude des dégradations d'énergie dans les convergents n'est pas encore entamée

- Dans le deuxième volet, le calcul de la production d'entropie en convection mixte et naturelle est réalisé en plusieurs géométries telles que les cylindres, les cavités, les conduites rectangulaires, mais la conduite convergente verticale n'est pas encore étudiée.

A cet égard, ce travail doit répondre aux plusieurs objectifs, notamment pour :

- ❖ Prouver le choix de la longueur caractéristique
- ❖ Prouver les limitations de ce système, c'est-à-dire le choix de son dimensionnement, les conditions aux limites imposées ainsi que les intervalles des nombres sans dimension.
- ❖ Détecter et quantifier la dégradation d'énergie dans ce système d'écoulement. Donc calculer, représenter et interpréter les champs des vitesses et des températures plus la production d'entropie en fonction du régime d'écoulement, le paramètre de flottabilité, des paramètres géométriques (l'angle de convergence et la distance minimale entre les plaques), le type de fluide caloporteur (l'air et l'eau), le gradient de température entre les parois et le fluide de travail
- ❖ Discerner la dominance du type de la production d'entropie

Afin d'atteindre ces objectifs, on a réparti ce travail en quatre chapitres plus une conclusion générale. L'introduction ou le premier chapitre représente une vision générale sur ce sujet, la revue bibliographique pour prouver l'originalité de ce travail qui se base sur :

- Le type de transfert thermique (convection mixte)
- Le type de la conduite (deux plaques non parallèles, verticales en convergence symétrique : le convergent)
- Utilisation de calcul de la production d'entropie pour la quantification et la détection des dissipations d'énergie

En deuxième lieu, dans l'objectif de dévoiler l'importance de cette étude, sur les deux aspects pratique et scientifique, on a cité quelques applications, les plus répondues, de ce système d'écoulement, plus une lecture analytique sur l'optimisation thermodynamiques et la production d'entropie.

Le dernier chapitre comprend les résultats et les discussions obtenus par la simulation numérique réalisée par le solveur commercial AnsysFluent 17.0, du modèle étudié. Les formulations mathématique et numérique ainsi que sa validation, sont en troisième chapitre.

CHAPITRE II
APPLICATIONS ET
ANALYSE

Pour faire mieux comprendre et éclaircir la problématique étudiée sur les deux aspects pratique et scientifique, on a entamé dans ce chapitre quelques applications réelles sur la convection mixte dans les convergents verticaux, suivi par une analyse sur l'optimisation thermodynamique et la production d'entropie.

II.1. Les applications réelles de la convection mixte dans les convergents verticaux

Les manifestations de convection mixte dans les convergents nous entourent partout dans la vie quotidienne, là où l'inclinaison d'une ou des deux parois devient un paramètre essentiel dans le procédé thermique [66], tels que :

- Le chauffage, le refroidissement ou l'isolation des installations, comme l'utilisation des cheminées industrielles
- En énergie solaire, pour la ventilation domestique par les cheminées solaires, ou la génération d'électricité par les tours solaires
- Le conditionnement des bâtiments, comme la technique des murs trombes ...etc

Dans ce qui suit, on va entamer quelques applications, sans rentrer dans les détails, afin de montrer l'utilité du design convergent, en convection mixte et naturelle, et le fonctionnement de ces systèmes d'écoulement.

II.1.1. La cheminée solaire : nommée aussi la cheminée provençale

C'est un ancien dispositif permettant d'améliorer la ventilation naturelle d'un bâtiment en utilisant le mouvement convectif de l'air chauffé passivement dans une conduite exposée au rayonnement solaire (voir fig.II.1).

Le principe de fonctionnement consiste à surchauffer le haut d'une colonne d'air. L'air chaud plus léger provoque un mouvement d'air ascendant, en créant ainsi une dépression en bas de la colonne pour aspirer l'air froid, donc causer une circulation d'air (voir fig.II.2).

La mise en œuvre de cheminées solaires optimise la ventilation naturelle par un système passif, en assurant des débits moyens, contrairement à la ventilation naturelle par ouverture des fenêtres. Ainsi qu'elle minimise les déperditions d'hiver par un calcul délicat des débits générés.



Fig.II. 1: (En haut) Cheminées solaires à l'école Stewart Middle, Washington [67]. (En bas)
The Solar Dragon's cheminée solaire, Nord Alberta [68].

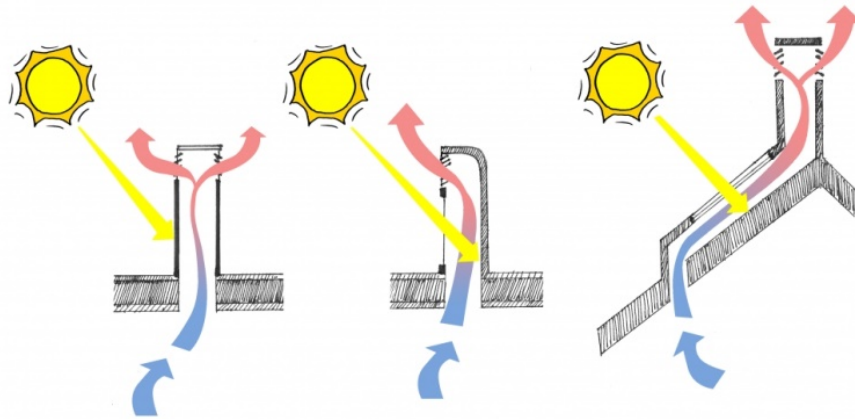


Fig.II. 2: principe de fonctionnement et quelques types des cheminées solaires [69]

II.1.2. Le mur trombe

C'est un mur capteur accumulateur, conçu pour acquérir un maximum de chaleur solaire pendant la journée pour pouvoir la partager durant la nuit. C'est un concept consacré aux maisons bioclimatiques (voir fig.II.3).

Ce mur est constitué de béton ou de pierre, peint en noir et orienter vers le sud pour capter et retenir le maximum de chaleur durant la journée. Une vitre extérieure est placée devant ce mur pour provoquer un effet de serre, où une lame d'air se réchauffe, puis elle pénètre à travers des ouvertures supérieures dans le mur trombe, pour chauffer les locaux par effet thermosiphon. Automatiquement l'air frais s'évacue par les ouvertures inférieures pour se réchauffer à nouveau.

L'utilisation d'un volet ou un store de couleur claire, sur l'extérieur du vitrage, peut compléter l'isolation de mur Trombe, la nuit en hiver, en empêchant les déperditions excessives de la chaleur et le jour en été, pour isoler le mur en évitant les surchauffes. Une prise d'air haute dans la serre peut aussi évacuer l'air chaud vers l'extérieur. (Voir fig.II.4)



Fig.II. 3: Applications des murs trombes (en haut) à Saint-Genès-Champanelle, France [70],
(En bas) à Orleans, Allemagne [71]

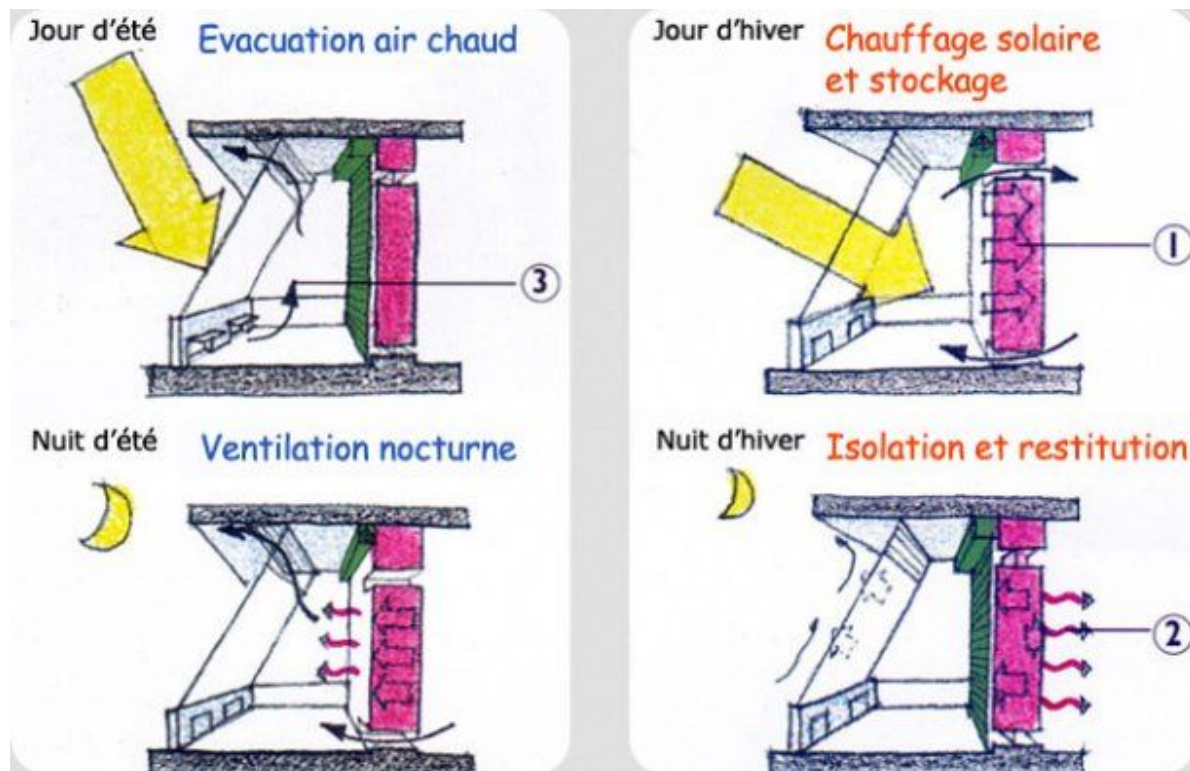


Fig.II. 4 : le principe de fonctionnement des murs trombes [72]

II.1.3. La tour solaire (à effet cheminée)

C'est une centrale à énergie renouvelable, construite de manière à canaliser l'air chauffé par le soleil afin d'actionner des turbines pour produire de l'électricité (voir fig.II.5).

Ce système se compose d'une serre, d'une cheminée et des turbines. Son principe de fonctionnement comprend une serre gigantesque, dit « collecteur », placée tout autour de la cheminée centrale où l'air se réchauffe en provoquant un vent puissant exploité par des turbines situées à l'embouchure de la cheminée pour produire de l'électricité (voir fig. II.6).

Cette installation est dotée par des systèmes d'accumulation de chaleur, pour rendre le système opérationnel d'une manière permanente.

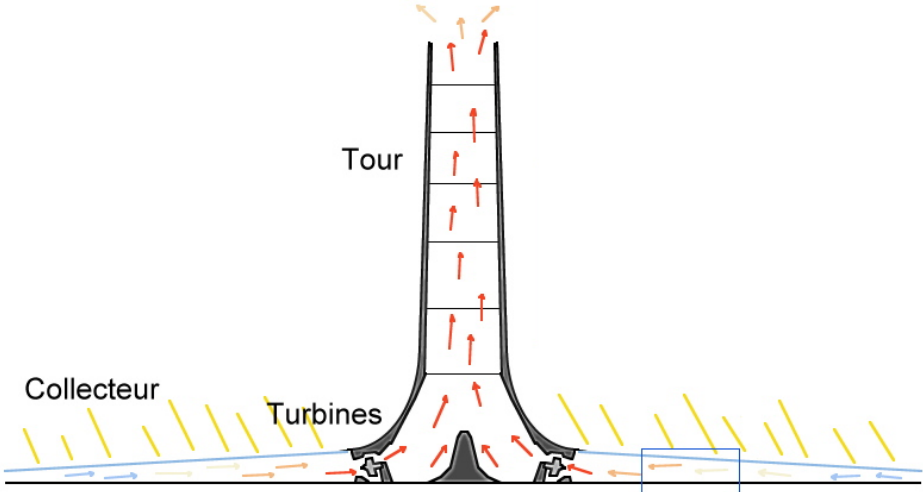


Fig.II. 5: Principe de fonctionnement d’une tour solaire [73]



Fig.II. 6: Tour solaire pour la génération d’électricité à Arizona, USA [74]

II.1.4. Tours de refroidissement à tirage naturel

Également connues sous le nom de tours de refroidissement hyperboliques, ou de Tours Aéro Réfrigérantes (TAR) à tirage naturelle. Elles sont habituellement privilégiées lors du traitement de grands volumes d'eau, comme pour les applications dans les centrales électriques.

En utilisant « l'effet de cheminée », elle fonctionne sans apport d'énergie mécanique pour des coûts d'exploitation extrêmement faibles. L'air chaud se déplace vers le haut tandis que l'air froid est entraîné à l'intérieur de la tour via des entrées d'air situées en bas, pour refroidir l'eau chaude, utilisée comme fluide caloporteur au cours du processus de production (voir fig.II.7 et II.8) [75-76].

Les principaux avantages de ces tours résident dans le fait qu'aucun ventilateur n'est utilisé, permettant ainsi d'économiser l'énergie et de réduire le niveau sonore. Ainsi que l'absence de pièces en mouvement réduit les opérations de maintenance et augmente le cycle de vie opérationnel.

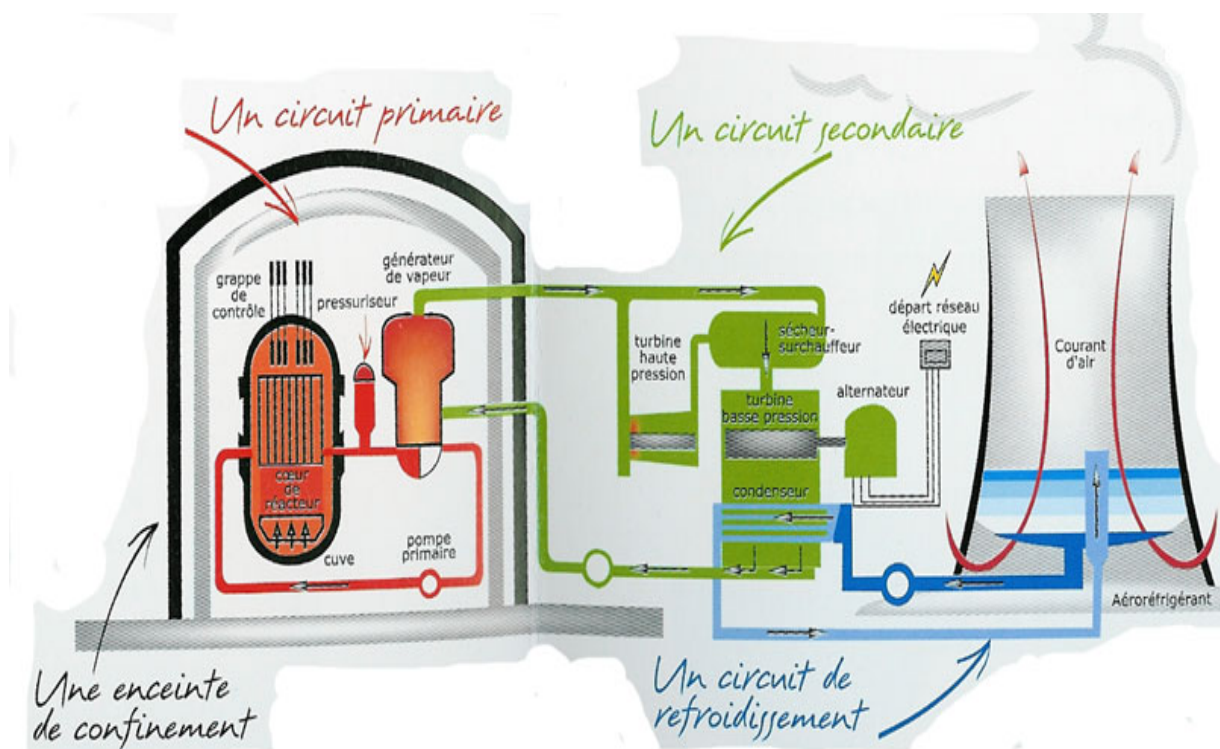


Fig.II. 7: processus d'utilisation de l'eau comme fluide caloporteur dans un réacteur nucléaire

[77]



Fig.II. 8: Tours de refroidissement à tirage naturelle en cours de réalisation (les entrées d'air en bas) [75]

II.1.5. Radiateurs Thermiques électroniques

Ces dispositifs ont pour but d'améliorer l'évacuation de la chaleur vers l'atmosphère ambiante, par augmentation de la surface d'échange. Ils sont fabriqués en matériau très bon conducteur de la chaleur tel que l'aluminium et sont généralement peints en noir pour augmenter l'émissivité. Ces radiateurs sont de deux types (voir fig. II.9)

- Ailettes directement montées sur le boîtier du composant

Elles sont utilisées lorsque les puissances thermiques à évacuer sont faibles, de l'ordre de quelques watts.

Les résistances thermiques données par le fabricant englobent la résistance thermique interne (conductive) du radiateur et la résistance thermique de transfert entre la surface externe du radiateur et l'ambiant par la convection naturelle et le rayonnement

- Composants montés sur l'ensemble ailetté

Ces radiateurs ont des formes variées et sont souvent peints en noir. Ils sont utilisés lorsqu'il s'agit d'évacuer des puissances thermiques importantes. Ces radiateurs comportent en général une partie surfacée à l'emplacement de la fixation du composant afin d'améliorer le contact entre les deux éléments et de réduire ainsi la résistance thermique de contact. Cette résistance peut également être réduite par l'utilisation au montage de graisse en silicone [78].

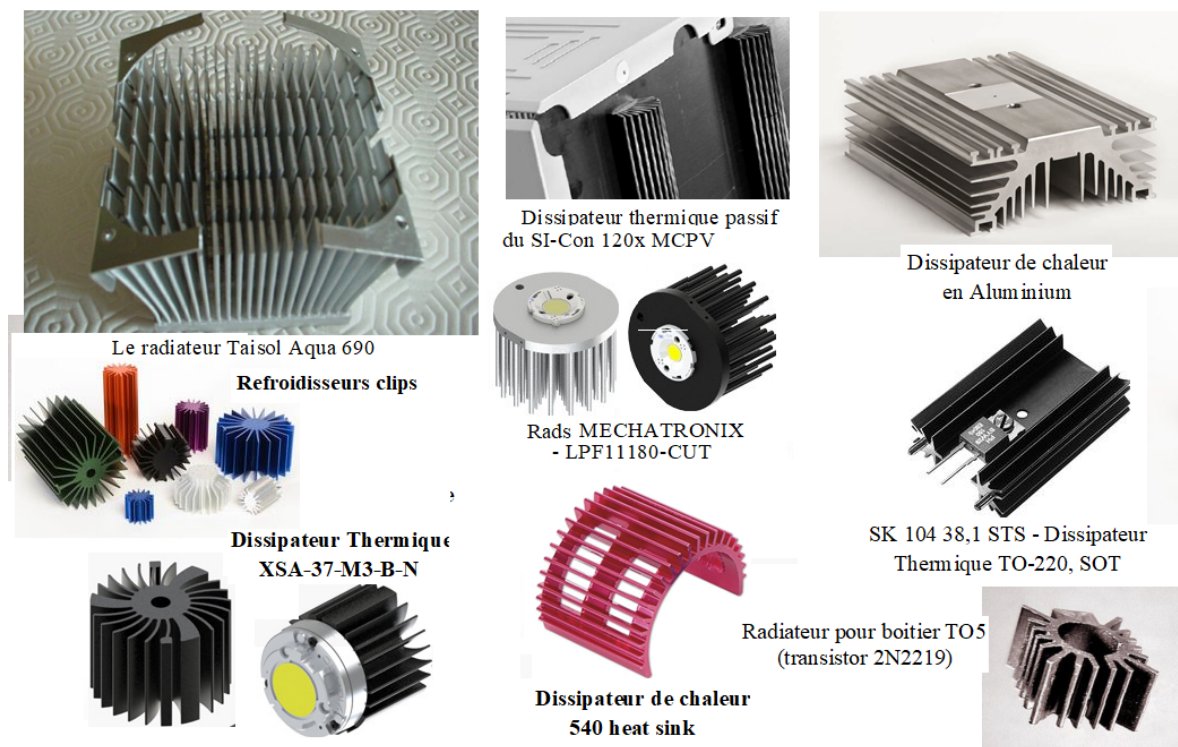


Fig.II. 9: exemples de radiateurs thermiques à ailettes et des radiateurs thermiques en refroidissement naturel [78]

On remarque que ces applications se convergent en plusieurs points comme le type de convection étudiée et la forme géométrique du système d'écoulement. Mais chacune a ses propres conditions aux limites (notamment en ce qui concerne la température impliquée sur les parois et la température du fluide de travail à l'entrée du système, ainsi que sa vitesse) et son propre dimensionnement.

II.2. La production d'entropie et l'optimisation thermodynamique

Les systèmes d'écoulement entamés au début de ce chapitre se produisent en raison des flux causés par des différences de température et de pression en entraînant un fluide réel, en présentant un siège de processus irréversibles des dissipations d'énergie.

L'irréversibilité est un concept important de la thermodynamique, elle est causée notamment par la non-uniformité des grandeurs intensives, la transformation systématique des travaux des forces en énergie interne et/ou en chaleur (tels que : la viscosité, le transfert thermique, la turbulence, les frottements solides, l'effet Joule, ...), la brutalité et la rapidité de la transformation (en tenant en compte la nature du phénomène dissipatif selon l'échelle du temps, exemple : les gradients de température sont particulièrement lents par rapport aux gradients de pression).

En thermodynamique ce concept est formalisé dans le cadre du second principe par un terme de création d'entropie qui caractérise le fait que le désordre global (système + environnement) augmente, en dissipant l'énergie sous forme de chaleur.

Réduire les irréversibilités ou bien améliorer les performances d'un système n'est pas un souci récent, il existe depuis Lazare Carnot (le père de Sadi Carnot), depuis la création des premières machines thermiques jusqu'à notre époque, où il devient plus compliqué. Notamment lorsqu'il est rentré en conflits avec les contraintes économiques, écologiques et politiques, dont son objectivité est changée de l'efficacité et la survie vers la durabilité. Cette impulsion a ressorti l'utilité multidisciplinaire et multi-échelle de la thermodynamique [79]. Donc, il ne s'agit pas seulement d'une science de plus à côté des autres, mais aussi d'un nouveau regard porté sur le monde, une transition de phase, à travers laquelle le développement n'est pas resté uniquement un concept quantitatif, mais il est devenu également qualitatif [80].

Pour répondre aux attentes actuelles face aux problématiques universelles d'énergie et la maîtrise de sa consommation, la thermodynamique a été enrichie par des nouvelles approches pour effectuer des analyses qui conduisent à une amélioration des performances et une augmentation d'efficacité. En intégrant de nouveaux concepts, tels que l'énergie utile (auparavant est appelée le travail utile), le travail disponible, l'exergie, la minimisation et la maximisation d'entropie, l'anergie, ... etc.

Tous ces concepts se regroupent sous la tutelle de l'optimisation thermodynamique, qui comporte deux types de bilans sont : le bilan énergétique et le bilan exergetique [81], ou bien l'analyse thermique et l'analyse exergetique et systémique [82].

II.2.1. Le bilan énergétique ou thermique

D'une grande utilité, ces bilans sont très largement utilisés, ils présentent toutes fois une limite importante, dérivés du premier principe de la thermodynamique, ou le principe de conservation d'énergie entre l'entrée et la sortie d'une opération unitaire continue, ou entre l'instant initial et l'instant final pour une opération unitaire discontinue. Il convient évidemment de choisir un système d'étude comme pour un problème de la thermodynamique classique [81].

Ils comportent un bilan d'enthalpie (bilan de matière), le travail utile et la comptabilisation des flux aux frontières de chaleur, en calculant le coefficient global de transfert thermique, le coefficient thermique de convection ou l'échange thermique par rayonnement entre deux corps.

Lors de ces calculs on a ignoré la qualité de l'énergie. Pour la tenir en compte, on ajoute l'entropie, donc on doit intégrer le second principe de la thermodynamique.

II.2.2. Le bilan exergetique

II.2.2.1. Théorème de Gouy-Stodola

Soit un système ouvert (fig II.10) qui change une quantité de chaleur (\dot{Q}) avec l'environnement. La température ambiante absolue T_0 égale à la température au frontière de chaleur, ce qui implique que la surface de contrôle définissant ce système est, conventionnellement, fermée par des régions non affectées par les interactions de flux thermique \dot{Q} . Réellement les interactions thermiques sont entraînées par une différence de température finie. Ces derniers sont situés à l'intérieur de cette surface de contrôle [94].

En régime transitoire, le 1^{ier} et le 2nd principe de la thermodynamique décrivent ce qui suit :

$$\frac{\partial E}{\partial t} = \sum_e \dot{m} \left(h + \frac{1}{2} V^2 + gz \right) - \sum_s \dot{m} \left(h + \frac{1}{2} V^2 + gz \right) + \dot{Q} - \dot{W} \quad (\text{II.1})$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} \geq \sum_e \dot{m} s - \sum_s \dot{m} s + \frac{\dot{Q}}{T_0} \quad \text{II.2}$$

Dans laquelle :

\dot{m} est le débit de matière qui traverse le système (en cas où il rentre et sort la même matière de la machine)

E représente l'énergie interne totale spécifique du système et S est l'entropie créée dans la transformation

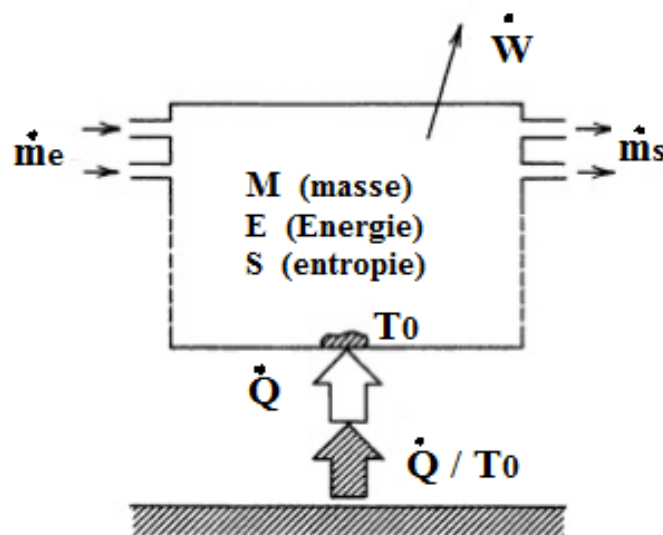


Fig.II. 10: un système thermodynamique ouvert en contact thermique avec réservoirs de chaleur atmosphériques [94]

En termes de la production d'entropie transitoire \dot{S}_{gen} , l'équation II.2 devient :

$$\dot{S}_{gen} = \frac{\partial S}{\partial t} - \frac{\dot{Q}}{T_0} - \sum_e \dot{m} s + \sum_s \dot{m} s \geq 0 \quad (\text{II.3})$$

L'élimination de \dot{Q} entre les équations (II.1) et (II.2), arrange les termes, en donnant une limite supérieure théorique pour la puissance mécanique transférée \dot{W} , sous la forme suivante :

$$\dot{W} \leq \sum_e \dot{m} \left(h + \frac{1}{2} v^2 + gz - T_0 s \right) - \sum_s \dot{m} \left(h + \frac{1}{2} v^2 + gz - T_0 s \right) - \frac{\partial}{\partial t} (E - T_0 S) \quad (\text{II.4})$$

Irréversibilité de ce système implique la non équivalence de l'équation (II.3), dont la puissance mécanique transférée tient son maximum, strictement, en réversibilité, c'est-à-dire :

$$\dot{W}_{max} = \sum_e \dot{m} \left(h + \frac{1}{2} v^2 + gz - T_0 s \right) - \sum_s \dot{m} \left(h + \frac{1}{2} v^2 + gz - T_0 s \right) - \frac{\partial}{\partial t} (E - T_0 S) \quad (\text{II.5})$$

La différence entre \dot{W}_{max} et \dot{W} implique une perte de puissance mécanique \dot{W}_d

Il en résulte que :

$$\dot{W} = \dot{W}_{max} - \dot{W}_d \quad (\text{II.6})$$

Dont :

\dot{W}_{max} est le travail réversible, correspond au travail minimum à fournir à une machine réceptrice ou à céder à l'extérieur par une machine motrice

\dot{W}_d est le travail dégradé ou perdu dans la transformation

La combinaison des équations (II.3), (II.4), (II.5) et (II.6) permet de trouver [94], [83] :

$$\dot{W}_d = T_0 \dot{S} \quad (\text{II.7})$$

Ceci constitue l'essence du théorème de Gouy-Stodola et montre le lien entre le travail détruit et la création d'entropie, à savoir la température de référence T_0 .

Le choix de cette dernière, peut donner lieu à un problème par exemple pour les systèmes adiabatiques. Il est alors envisageable de prendre une température moyenne sur l'espace-temps ou lorsque le système est en contact avec plusieurs thermostats au cours de la transformation ou simultanément. L'usage courant veut dire que la température de référence soit la température ambiante conventionnelle [83]

Les travaux de Gouy-Stodola [84], [85] ont été généralisés par J. Szargut [86] qui a proposé pour l'exergie la définition suivante « l'exergie est la quantité d'énergie mécanisable qu'il est possible d'obtenir avec de la matière qui est portée, dans la transformation réversible

mise en œuvre, à l'équilibre thermodynamique avec les composants naturels de l'environnement avec lesquels, elle interagit et uniquement avec ceux-ci »

En définissant ses diverses formes, selon :

$$Ex = Ex_C + Ex_P + Ex_{Ph} + Ex_{Ch} \quad (II.8)$$

Dont :

Ex_C : exergie cinétique

Ex_P : exergie potentielle

Ex_{Ph} : exergie physique (englobant les phénomènes nucléaires, électrique, magnétique, tension superficielle, ...)

Ex_{Ch} : exergie chimique

Dans la pratique courante, l'exergie physique fait intervenir un état de référence dépendant des deux variables P_0 et T_0 , ainsi :

$$\Delta Ex = Ex - Ex_0 = (H - H_0) - T_0(S - S_0) \quad (II.9)$$

Où : H est l'enthalpie [84]

Plus la part utile de l'énergie noble est importante, plus elle est de haute qualité. Le rapport (I) de l'exergie (Ex) sur l'énergie (E) est appelé indice exergetique, il représente la qualité d'énergie c'est-à-dire son degré d'utilité

$$I = Ex / E \quad (II.10)$$

La figure II.11 représente la qualité de plusieurs types d'énergie, à partir de leur indice exergetique. On remarque que l'énergie électrique et l'énergie mécanique sont des formes d'énergie de très haute qualité. A l'inverse la qualité de l'énergie thermique est variable [82].

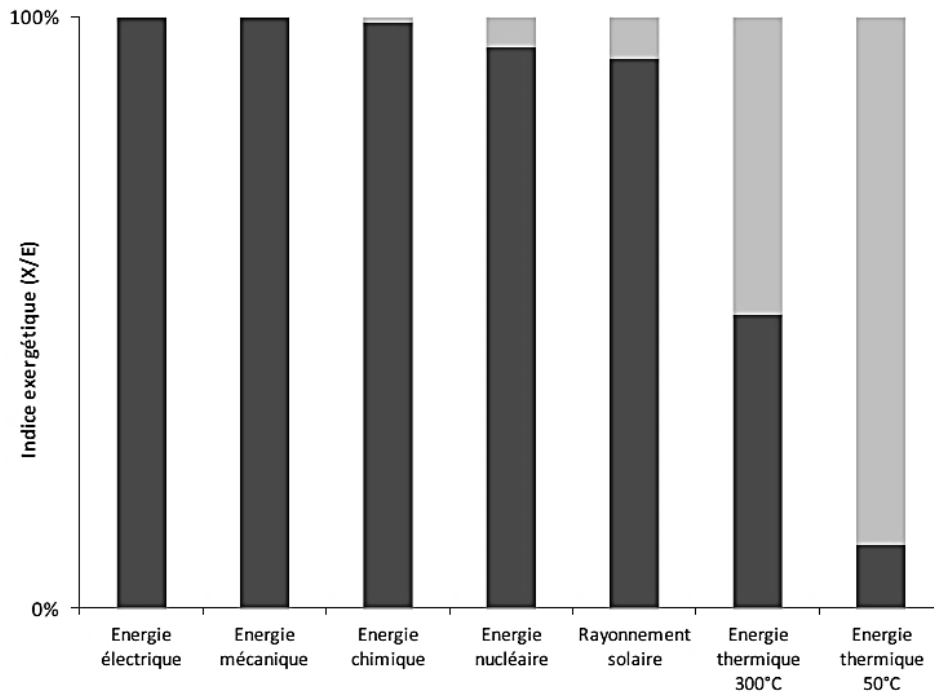


Fig.II. 11: Indice exergetique de différentes formes d'énergies. Température du milieu ambiant prise à 15°C

Un bilan exergetique permet l'évaluation qualitative et quantitative de la dégradation d'énergie dans un système, c'est-à-dire de discerner et de calculer les conséquences des irréversibilités.

Il fournit un cadre, tout à fait rigoureux, pour quantifier la qualité thermodynamique d'un système quelconque, ouvert ou fermé, en régime dynamique ou non. Il définit une méthode d'analyse intégrée qui englobe les deux principes de la thermodynamique et permet de tenir en compte à la fois des quantités d'énergie mises en jeu de leur qualité, ce que le premier principe ne le permet pas [81].

Ce bilan résulte directement du théorème de Gouy-Stodola et, selon l'équation (II.6) :

$$Ex_{utile} = Ex_r + T_0 S_{crée} \quad (II.11)$$

Où : $T_0 S_{crée}$ représente l'exergie perdue [87]

La production d'entropie est proportionnelle à l'exergie détruite, ces deux quantités sont équivalentes, si non très proches pour ce qui concerne l'analyse des irréversibilités et l'optimisation thermodynamique.

Donc le calcul de la production d'entropie est une étape indispensable dans un bilan exergétique, pour décerner et quantifier les irréversibilités, leurs causes et leurs types (voir fig.II.12).

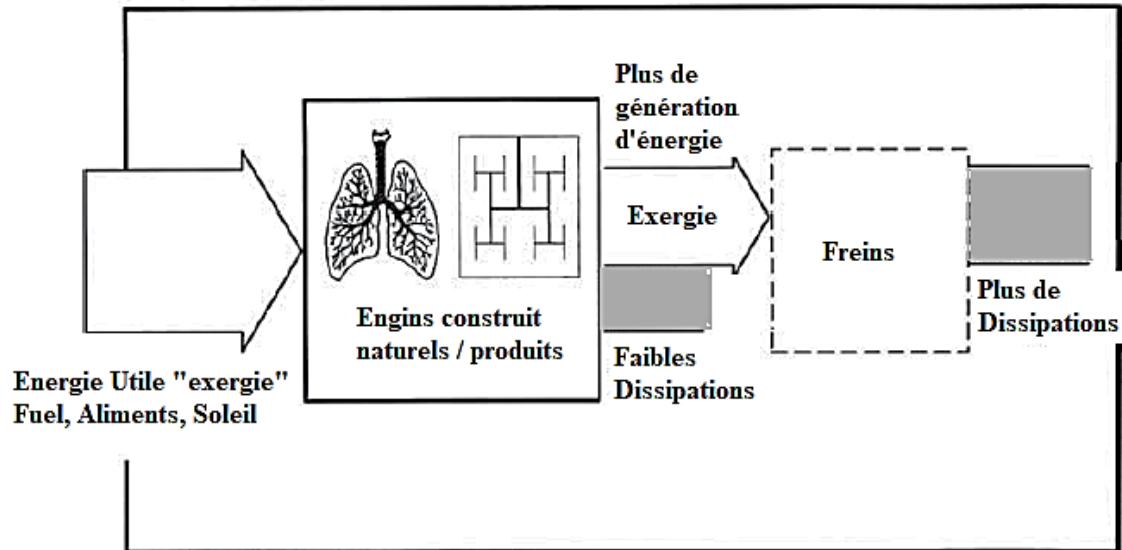


Fig.II. 12: L'Exergie et la production d'entropie [88]

II.2.3. Calcul de la production d'entropie

La production d'entropie interprète les dissipations d'énergie et le déséquilibre dans un système irréversible, donc elle est toujours positive et elle grandit seulement, car dans le cas d'une transformation réversible, elle s'annule.

Le calcul de la production d'entropie (appelé aussi le calcul des pertes d'exergie, ou sa destruction) est un outil de diagnostic et de mesure de l'inefficacité énergétique, comme critère d'évolution et critère d'optimisation, dans l'objectif de réduire les irréversibilités, d'améliorer les performances, de rendre la conception efficace et d'utiliser rationnellement les ressources énergétiques et matérielles [87].

Cette approche thermodynamique est en cours de développement depuis son apparition, autant qu'un théorème, aux années quarante du XXème siècle, jusqu'aux nos jours, grâce à la continuité des travaux de Tolman [89], Keenan[90], DeGroot & Mazur [91], Prigogine[92], Glansdorff[93], Bejan[94], ... etc.

Elle repose sur les applications simultanées des principes de transfert de chaleur et de masse, de la mécanique des fluides et de la thermodynamique (voir fig.II.13), sur des modèles réels (irréversibles) des processus, des appareils et des installations, dans l'objectif d'identifier un minimum de production d'entropie, c'est-à-dire un minimum de destruction d'exergie, d'après le théorème de Gouy-Stodola (cité précédemment dans 2.1).

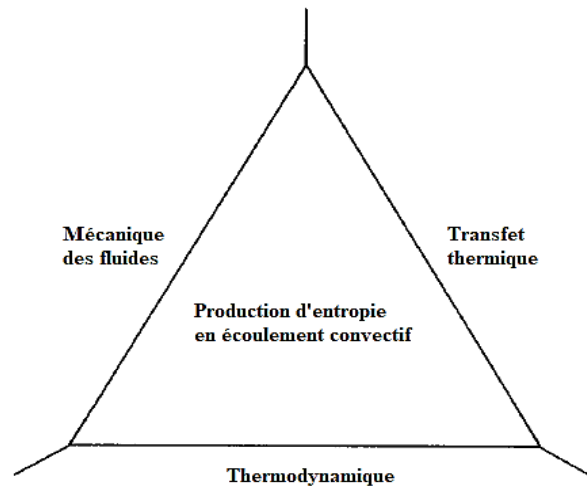


Fig.II. 13: Le champ interdisciplinaire couvert par la méthode de minimisation de production d'entropie [94]

En basant sur la modélisation, la minimisation de la production d'entropie consiste la répartition du système étudié en sous-systèmes, soumis soit à l'hypothèse d'équilibre local, où – malgré le déséquilibre dans le système - on peut définir des échelles de longueur et de temps sur lesquelles les variables ont localement une valeur d'équilibre ; soit à l'hypothèse de la réponse linéaire, qui dépend de l'existence d'une grandeur A , appelée affinité, qui s'annule à l'équilibre. En situation de déséquilibre, $A \neq 0$ et le transport (ou la variation) d'une grandeur associée se traduit par un flux de densité J , proportionnel et de même nature tensorielle que A (scalaire, vecteur, . . .etc). [91], [95]

L'ordre tensoriel des flux et forces conjugués (voir Tab.II.1) sont déterminés par le principe de Curie- Prigogine et les relations de réciprocité d'Onsager [83]

Le principe de l'état local impose que la production locale d'entropie S''' soit ≥ 0 . Il correspond à une fonction de dissipation locale donnée par $T.S'''$. Pour un système global, il y a lieu de sommer l'expression précédente sur son volume, selon (II.10).

$$\frac{dS}{dt} = \iiint_V \dot{S}''' dV \geq 0 \quad (\text{II. 12})$$

Tab.II. 1: flux et forces conjugués [83]

Ordre du tenseur	Flux	Force	Energie
0	Vitesse de réaction	Affinité	Chimique
1	Flux de chaleur	Gradient T	Thermique
1	Flux de matière	Gradient ϵ	Diffusion
2	Tenseur des contraintes	Gradient v	Mécanique (viscosité)

A titre d'exemple, la fig.II.14 présente la structure du champ de la méthode de minimisation de la production d'entropie (EGM). Sur la verticale, la liste croissante des applications et sur l'horizontale, les deux approches de modélisation qui sont utilisées.

Une approche consiste à se concentrer dès le départ sur le système global, le diviser en compartiments qui représentent un ou plusieurs mécanismes d'irréversibilité et à déclarer le reste du système comme irréversible libre. Dans cette approche, le succès dépend de l'intuition du modélisateur, car les compartiments supposés ne correspondent pas toujours aux pièces matérielles du système réel.

Dans l'approche alternative (à droite de la fig. II.14), la modélisation commence par diviser le système en ses composants réels, chaque composant peut contenir un grand nombre d'une ou de plusieurs caractéristiques élémentaires. La minimisation de la production d'entropie s'effectue d'une manière fondamentale à chaque niveau, en partant du simple vers le plus compliqué. Il est important de noter que lorsqu'une composante ou un élément élémentaire est imaginé séparément du système plus grand, les quantités supposées spécifiées aux points de séparation agissent comme des contraintes sur l'optimisation du système plus petit [96].

Avec une meilleure compréhension de la façon dont l'entropie se produit dans les processus et les composants d'ingénierie, il est possible de réduire l'irréversibilité du processus, enregistrant ainsi l'économie de puissance utile (disponible) [27].

La simulation sera en fonction de cette méthodologie, sans oublier d'imposer les contraintes ou les spécifications, explicites ou implicites, là où toutes les grandeurs physiques soient finies et que les tâches utiles attendues du procédé soient bien effectuées, selon l'approche de la thermodynamique en temps fini, ou en dimension fini ou encore à tâche finie. Si on ne prend pas ces précautions, en intégrant les contraintes de finitudes, cette minimisation peut nous conduire à des dimensionnements et des conditions opératoires complètement irréalistes et dépourvues de tout intérêt pratique, comme par exemple des dimensions de surfaces de transfert qui deviennent très grandes ou des vitesses de processus extrêmement lentes. En présence de telles contraintes, l'optimisation du système ne conduit jamais à la disparition totale des irréversibilités, mais elle les minimise [87].

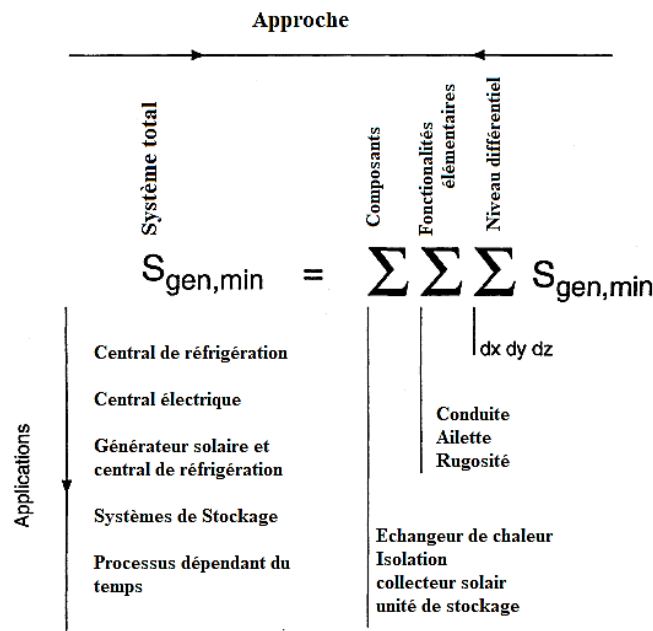


Fig.II. 14: Approches et applications de la méthode de Minimisation de la Production d'Entropie (EGM) [96].

- **Bilan entropique local**

la variation d'entropie par unité de temps est donnée par la dérivé :

$$\frac{\partial}{\partial t} \int \rho s dV = \int \frac{\partial(\rho s)}{\partial t} dV \tag{II. 13}$$

Pour un système continu ouvert, en absence du champ magnétique, le principe de l'équilibre local appliqué au volume élémentaire représentatif, nous permet d'écrire :

$$\frac{\partial(\rho s)}{\partial t} = \text{div} \vec{J}_s + \dot{S}''' \quad (\text{II.14})$$

Dont le premier terme de l'équation (II.13) représente le terme d'accumulation d'entropie dans le volume élémentaire, le deuxième terme rend compte des flux d'entropie à travers la frontière du volume élémentaire par l'intermédiaire de la densité surfacique de flux total d'entropie $\overrightarrow{J}_{S \text{ tot}}$, avec :

$$\overrightarrow{J}_{S \text{ tot}} = \rho s \cdot \vec{v} + \vec{J}_s \quad (\text{II.15})$$

Où $\rho s \cdot \vec{v}$ est la densité surfacique de flux entropique convectif

Le dernier terme \dot{S}''' rend compte de la densité volumique de création d'entropie par unité de temps, qui selon le second principe, est positive ou nulle [83].

- **L'expression intégrale du bilan entropique**

En utilisant le théorème de la moyenne et le théorème d'Ostrogradsky, cette expression s'écrit sous la forme suivante [83]:

$$\iiint_V \frac{\partial \rho s}{\partial t} dV = \iint_A \overrightarrow{J}_{S \text{ tot}} \cdot \vec{n} dA + \iiint_V \dot{S}''' dV \quad (\text{II.16})$$

II.2.4. La production d'entropie dans les systèmes d'écoulement convectifs

Les irréversibilités associées au transfert de chaleur convectif sont dues à deux causes principales, le gradient de température finie et les frottements du fluide associés à son mouvement.

Pour un milieu en mouvement l'expression différentielle du bilan entropique convenable est l'équation (II.13) dans un système continu ouvert.

Conformément à l'équation (II.15), on a :

$$\text{div} \vec{v} + \text{div} \vec{J}_s + \frac{\partial S}{\partial t} = 0 \quad (\text{II.17})$$

Pour avoir une expression locale pour la création d'entropie (\dot{S}''') par unité de volume. On particularise (II.17) à un volume élémentaire, représenté sur la figure II.15. Le raisonnement de ce schéma est monodimensionnel autour d'un point en coordonnées cartésiennes (x, y, z) et l'élément (dx, dy, dz) représente ce système ouvert.

$$\begin{aligned} \dot{S}''' dx dy dz &= \frac{\dot{Q}_x'' + \frac{\partial \dot{Q}_x''}{\partial x} dx}{T + \frac{\partial T}{\partial x} dx} dy dz - \frac{\dot{Q}_x''}{T} dy dz \\ &+ \left(s + \frac{\partial s}{\partial x} dx \right) \left(v_x + \frac{\partial v_x}{\partial x} dx \right) \\ &x \left(\rho + \frac{\partial \rho}{\partial x} dx \right) dy dz - s v_x \rho dy dz \\ &+ \frac{\partial}{\partial t} (\rho s) dx dy dz \end{aligned} \quad (\text{II. 18})$$

La première ligne de l'équation (II.18) correspond au transfert d'entropie associé au transfert thermique. La deuxième ligne correspond à l'entropie convecté dans et hors système et le dernier terme représente l'accumulation d'entropie dans le volume de contrôle.

Le rapport de (II.18) par un élément de volume nous donne :

$$\dot{S}''' = \frac{1}{T} \frac{\partial \dot{Q}_x''}{\partial x} - \frac{1}{T^2} \dot{Q}_x'' \frac{\partial T}{\partial x} + \rho \left(\frac{\partial s}{\partial t} + v_x \frac{\partial s}{\partial x} \right) + s \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + v_x \frac{\partial \rho}{\partial x} + \rho \frac{\partial v_x}{\partial x} \right) \quad (\text{II. 19})$$

Prendre en compte l'expression de conservation de masse, il vient :

$$\dot{S}''' = \frac{1}{T} \text{div} \dot{Q}'' - \frac{1}{T^2} \dot{Q}'' \cdot \overrightarrow{\text{grad} T} + \rho \frac{ds}{dt} \quad (\text{II. 20})$$

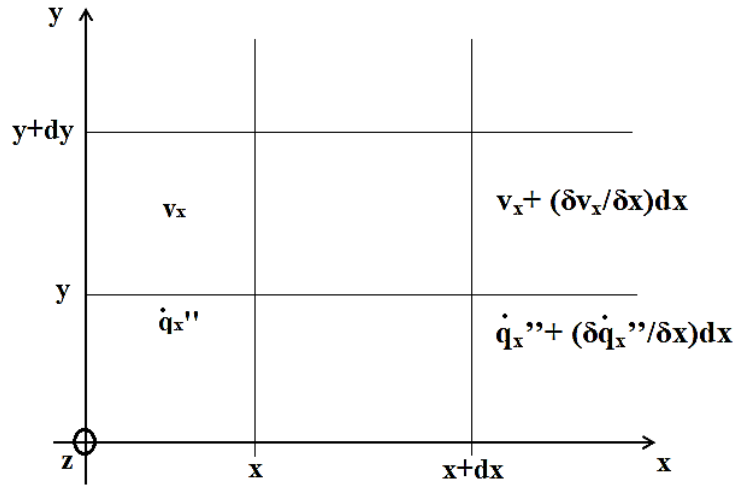


Fig.II. 15: Représentation bidimensionnelle des transferts associés à la convection [83]

L'écriture locale de la conservation d'énergie dans un milieu convectif, en négligeant les effets de la gravité et en supposant qu'il n'y a pas des sources interne de chaleur, permet par ailleurs d'écrire :

$$\rho \frac{du}{dt} = -\text{div}\dot{Q}'' - P\text{div}\vec{v} + \varphi \quad (\text{II. 21})$$

Le premier terme de l'équation (II.21) représente la variation d'énergie interne volumique. Le second terme indique le transfert de chaleur par conduction. Le troisième terme montre le travail des forces de pression et le dernier terme montre la fonction de dissipation positive. Cette fonction sera particularisée aux dissipations visqueuses d'un fluide newtonien de viscosité μ , conformément à :

$$\delta = \mu \left[2 \sum_i \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_i} \right)^2 + \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right)^2 + \left(\frac{\partial v_j}{\partial x_k} + \frac{\partial v_k}{\partial x_j} \right)^2 + \left(\frac{\partial v_k}{\partial x_i} + \frac{\partial v_i}{\partial x_k} \right)^2 \right] \quad (\text{II. 22})$$

L'équation classique de la variation de l'énergie interne d'une transformation infinitésimale associée à un système fermé, s'écrit :

$$dU = TdS - PdV \quad (\text{II.23})$$

L'équation (II.23) permet d'écrire :

$$\rho \frac{ds}{dt} = \frac{\rho}{T} \frac{du}{dt} - \frac{P}{\rho T} \frac{d\rho}{dt} \quad (\text{II. 24})$$

Pour un fluide incompressible, la combinaison de (II.20), (II.21) et (II.24), donne :

$$\dot{S}''' = -\frac{1}{T^2} \dot{Q}'' \cdot \overrightarrow{\text{grad}T} + \frac{\Phi}{T} \quad (\text{II. 25})$$

Cette équation comporte deux termes, le premier concerne la création d'entropie due à la conduction de chaleur dans le fluide et le second concerne la dissipation d'énergie due à la viscosité d'un fluide newtonien et incompressible [83].

L'approche de la production d'entropie d'un système d'écoulement convectif n'était qu'un simple exemple de la liaison multidisciplinaire entre la mécanique des fluides, le transfert de chaleur et la thermodynamique, pour discerner et quantifier les pertes subies par les contraintes, puis développer l'architecture du système d'écoulement.

Il existe encore d'autres liaisons multidisciplinaires avec la thermodynamique qui concernent d'autres processus thermiques d'ingénierie plus compliqués que cet exemple et qui méritent l'application sur terrain. Car la place occupée par la thermodynamique dans le transfert de chaleur est très importante et il est regrettable que ce lien qui existe entre les deux domaines ne soit pas débattu comme il se doit, compte tenu de sa pertinence pour les questions de consommation d'énergie. L'analyse des irréversibilités associées au transfert de chaleur, n'inclue pas un effet supplémentaire dans un modèle déjà compliqué, au contraire, à travers l'irréversibilité nous faisons ressortir ses caractéristiques présentent même dans le modèle (de transfert de chaleur) le plus simple possible [27].

Finalement, à travers cette analyse, il nous semble, cependant que l'entropie est la notion la plus générale, qu'elle est maintenant assise sur des bases physiques extrêmement larges et solides. Son caractère quelque peu abstrait et mystérieux ne doit pas nous empêcher d'en développer l'usage [87].

CHAPITRE III
FORMULATION
MATHEMATIQUE
ET NUMERIQUE

Le véritable cas général de la convection comporte la coexistence des deux mécanismes de convection, forcé (dû à un apport externe d'énergie mécanique) et naturel (sous l'effet conjugué de gradient de masse volumique et d'un champ de pesanteur), cette situation est nommée « la convection mixte »

Ces deux mécanismes vont s'être aidés (assistés) ou contrariés (opposés), selon le sens relatif du mouvement forcé par rapport au mouvement gravitaire [66], lorsque tout ou une partie du mouvement est généré par l'action combinée des gradients de température et du champ de pesanteur.

Ce chapitre comporte la formulation de problématique étudiée d'une manière générale, en abordant sa description physique et mathématique, ses hypothèses, les équations de conservation qui la gèrent, les conditions aux limites imposées sur le système d'écoulement, plus sa formulation et sa validation numérique.

III.1. Description physique

Le système d'écoulement étudié est bidimensionnel, il consiste une convection mixte assistée entre deux parois non parallèles, en convergence symétrique par un angle (α). La nature du fluide et le régime d'écoulement et la nature des parois répondent aux hypothèses suivantes. Son dimensionnement physique est basé sur le travail expérimental de Huang et al. [16]. Dont la hauteur verticale des parois (L) égale à 45 cm, la distance minimale entre les parois à la sortie du convergent (D_{\min}) est de 5 cm et l'angle d'inclinaison de chaque paroi égale à 2° .

Le choix de ce modèle pour la réalisation de ce travail était pour deux raisons, dont la première est que les travaux de Huang et al [16] constituent la seule réalisation expérimentale en convection mixte, qu'on a pu trouver lors de la recherche bibliographique et la deuxième raison concerne la géométrie elle-même, où son domaine représente le demi domaine entamé dans ce travail, vu sa symétrie par rapport à l'axe longitudinal central, qui découpe le convergent en deux parties identiques géométriquement et physiquement (Voir fig.III.1).

La convection mixte assistée va être traitée en deux cas [11], [97] :

- Le 1^{er} cas : le fluide se réchauffe en montant : écoulement ascendant entre deux plaques plus chaudes que le fluide ($T_p - T_\infty > 0$)
- Le 2^{ème} cas : le fluide se refroidit en descendant : écoulement descendant entre deux plaques plus froides que le fluide ($T_p - T_\infty < 0$)

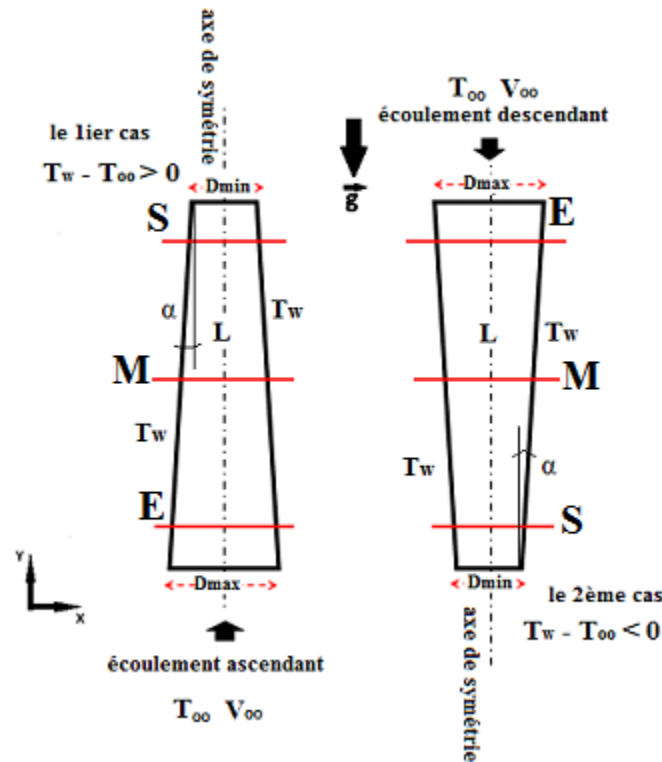


Fig. III. 1 : représentation du système d'écoulement étudié

III.2. Les hypothèses

Afin de simplifier la reformulation mathématique de problématique. Les hypothèses proposées sont :

- ❖ L'écoulement est permanent et laminaire
- ❖ Les paramètres thermophysiques (la masse volumique, la viscosité, la conductivité thermique, la capacité thermique massique et la dilatabilité) sont constants et leurs valeurs sont calculées à une température de référence T_0 . D'après Padet [98] cette température ne doit pas être choisie arbitrairement. Les références [99] et [100] ont évoqué la température de film ($T_f = (T_\infty + T_p) / 2$) et [101] la définit selon l'équation suivante :

$$T_f = \frac{1}{2} \int_{-L}^{+L} T(y) dy \quad (\text{III.1})$$

- ❖ Les parois sont imperméables et isothermes à une température uniforme (T_p)
- ❖ Les dissipations visqueuses sont négligées
- ❖ Le fluide caloporteur est Newtonien et incompressible

III.3. Formulation mathématique :

Dans le cas général, le champ de forces volumiques ($\rho \vec{F}$) comporte deux sources : le poids du fluide ($\rho \vec{g}$) et une force ascensionnelle due à un gradient local de masse volumique ($\partial \rho \vec{g}$), lui-même est provoqué par des différences de température, de pression ou de concentration.

Les causes de mouvement peuvent être donc à la fois d'origine externe (poids, gradient de pression) et d'origine interne (forces d'Archimède : $\partial \rho \vec{g}$). Ce cas général est appelé convection mixte [102].

III.3.1. L'approximation de Boussinesq

« Dans un fluide pur, la masse volumique peut être supposée constante, sauf dans le terme de poussée d'Archimède lorsque les écarts de température ne conduisent pas à de fortes variations de la pression motrice, dans ces conditions :

$$\rho \vec{g} = \rho(T) \vec{g} \quad (\text{III.2.a})$$

$$\rho = \rho(T), \text{ indépendante de } P \quad (\text{III.2.b})$$

Dans tous les autres termes, T_0 étant une température de référence » [99]

Donc les gradients de masse volumique sont beaucoup plus dus aux écarts de température qu'aux écarts de pression, liés à l'écoulement [66]

En posant $\rho_0 = \rho(T_0)$, (III.2.b) s'exprime par :

$$\rho = \rho_0 [1 - \beta(T - T_0)] \quad (\text{III.3})$$

β étant la dilatabilité du fluide, ou bien le coefficient de dilatation volumique à pression constante

III.3.2. L'équation de continuité

L'équation générale de continuité égale à :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \dots\dots\dots (III.4)$$

Pour un fluide newtonien et incompressible, l'approximation de Boussinesq ramène cette équation à :

$$\text{div} \vec{v} = 0 \dots\dots\dots (III.5)$$

Selon les coordonnées cartésiennes en 2D, l'équation (III.5) se réduit à :

$$\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} = 0 \dots\dots\dots (III.6)$$

III.3.3. Les équations de quantité de mouvements

L'équation générale est sous la forme suivante :

$$\rho \frac{D\vec{v}}{Dt} = -\nabla P + \nabla \cdot \bar{\tau} + \rho \vec{g} \dots\dots\dots (III.7)$$

Où $\rho \vec{g}$ représente la force de poussée d'Archimède.

En notant : $\frac{Df}{Dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{V}$

Pour un fluide de comportement rhéologique newtonien, le tenseur des contraintes visqueuses, selon l'hypothèse de Stokes égale a :

$$\bar{\tau} = \mu \left[\nabla \vec{v} + (\nabla \vec{v})^T - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \vec{v}) \bar{I} \right] \dots\dots\dots (III.8)$$

Donc l'équation (III.7), peut prendre la forme suivante :

$$\rho_0 \frac{d\vec{v}}{dt} = -\nabla P_m + \nabla \cdot \left(\mu \left[\nabla \vec{v} + (\nabla \vec{v})^T \right] \right) + \rho_0 [\beta_0 (T - T_0)] \vec{g} \dots\dots\dots (III.9)$$

Avec : $P = P_h + P_m$ (P_h et P_m sont la pression hydrostatique et la pression motrice respectivement) [99].

Prenant en considération les hypothèses précédentes, donc l'équation (III.7) se réduit aux :

$$\rho \left(v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_x}{\partial y} \right) = -\frac{\partial P}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 v_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_x}{\partial y^2} \right) \dots\dots\dots (III.10.a)$$

$$\rho \left(v_x \frac{\partial v_y}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_y}{\partial y} \right) = -\frac{\partial P}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial^2 v_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_y}{\partial y^2} \right) - \rho_0 [1 - \beta(T - T_0)] g \dots\dots\dots (III.10.b)$$

III.3.4. L'équation d'énergie

L'équation d'énergie générale égale à :

$$\rho_0 c_p \frac{DT}{Dt} = \nabla \cdot (k \nabla T) + \mu \bar{\omega} + q'' + \beta T \frac{DP}{Dt} \dots\dots\dots (III.11)$$

En absence d'une source de chaleur (q'') et en négligeant les dissipations visqueuses ($\bar{\omega}$), ainsi que l'effet de compressibilité ($\beta T \frac{DP}{Dt}$), comme l'écoulement est considéré incompressible (voir §III.2, ci-dessus), l'équation (III.11) s'écrit comme suit :

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{k}{\rho c_p} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \dots\dots\dots (III.12)$$

III.3.5. L'équation de production d'entropie

La production d'entropie locale égale à [103]:

$$S_T = S_{Th} + S_{fric} \dots\dots\dots (III.13)$$

Dont S_{Th} et S_{fric} représentent la production d'entropie due au transfert de chaleur et la production d'entropie due aux frottements visqueux, respectivement.

En appliquant (II.26) sur l'écoulement convectif étudié, la production d'entropie thermique et la production d'entropie visqueuse respectivement prennent les formes suivantes [27] :

$$S_T = \frac{k}{T} \left(\left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)^2 \right) + \frac{\mu}{T} \left[\left\{ \left(\frac{\partial v_x}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v_y}{\partial x} \right)^2 \right\} + \left(\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial x} \right)^2 \right] \quad (\text{III.14})$$

On peut avoir la production d'entropie moyenne, au niveau de chaque stade (E, M et S) (voir fig III.1), par analogie, à partir de l'équation générale suivante dans le solveur Fluent [104] :

$$\frac{1}{A} \int \phi dA = \frac{1}{A} \sum_{i=1}^n \phi_i |A_i| \quad \dots\dots\dots (\text{III.15})$$

Où : ϕ est la fonction sélectionnée et A est la surface

III.3.6. Les nombres adimensionnels

Les nombres adimensionnels constituent la base de toute étude des systèmes d'écoulement, car ils supportent toutes les simplifications nécessaires à un traitement rationnel des équations de conservation. Ils représentent leurs caractéristiques, telles que le régime d'écoulement, le mode de transfert thermique, les types des fluides de travail. Ainsi qu'ils interprètent les rapports (les échanges thermiques) et la dominance (les dégradations d'énergie), ...etc.

Les nombres sans dimension utilisés dans ce problème sont :

➤ Le nombre de Prandtl

Il représente le rapport entre la diffusivité de quantité de mouvement ν (ou viscosité cinématique) et la diffusivité thermique, afin de comparer entre la rapidité entre les phénomènes thermiques et les phénomènes hydrodynamiques dans un fluide

$$\text{Pr} = \frac{\text{les forces d'inertie}}{\text{les forces de viscosité}} = \frac{\mu \cdot C_p}{k}$$

➤ **Le nombre de Reynolds (Re)**

Il représente le rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses dans un écoulement. Pour caractériser la nature de son régime (laminaire, transitoire ou turbulent).

$$\text{Re} = \frac{\text{les forces d'inertie}}{\text{les forces de viscosité}} = \frac{\rho \cdot D_h \cdot v}{\mu}$$

➤ **Le nombre de Grashof (Gr)**

Il correspond au rapport des forces de gravité sur les forces visqueuses. En caractérisant la convection libre (naturelle) ou bien le transfert thermique dû au déplacement naturel d'un fluide.

$$\text{Gr} = \frac{\text{les forces de gravité}}{\text{les forces visqueuses}} = \frac{\rho^2 \cdot g \cdot \beta \cdot \Delta T \cdot D_h^3}{\mu^2}$$

➤ **Le nombre de Richardson (Ri)**

Il s'agit du rapport entre l'énergie potentielle gravitationnelle d'une parcelle de fluide et son énergie cinétique.

$$\text{Ri} = \frac{\text{l'énergie potentielle gravitationnelle}}{\text{l'énergie cinétique}} = \frac{\text{poussée thermique}}{\text{forces de pression}} = \frac{g \cdot \beta \cdot \Delta T \cdot D_h}{v^2} = \frac{\text{Gr}}{\text{Re}^2}$$

➤ **Le coefficient de poussée thermique**

Le nombre de Richardson ne représente que l'aspect poussée thermique par rapport aux forces de pression. On doit prendre en compte le rapport des coefficients thermiques et des gradients de vitesse, ce qui est appelé « coefficient de poussée thermique »

$$\text{coefficient de poussée thermique} = \text{Ri} \cdot \frac{1}{\text{Re}} = \frac{\text{Gr}}{\text{Re}}$$

Ceci permet de resituer la convection mixte entre les deux cas limites qui l'encadrent.

$\text{Ri} \gg 1/\text{Re}$ (soit $\text{Ri} \cdot \text{Re} \rightarrow \infty$) : convection libre

$\text{Ri} \ll 1/\text{Re}$ (soit $\text{Ri} \cdot \text{Re} \rightarrow 0$) : convection forcée

Par contre, il doit être bien claire qu'on ne peut pas caractériser une frontière physique de la convection mixte par des valeurs précises de Ri ou de coefficient de poussée thermique. Cette fourchette dépend évidemment des autres paramètres, tels que la géométrie considérée, ...etc.

➤ **Le nombre de Nusselt (Nu)**

Il est utilisé pour caractériser les transferts thermiques entre un fluide et une paroi, appelé transfert convectif.

$$\text{Nu} = \frac{h.L_c}{k}$$

En cas d'un écoulement dans une conduite, on prendra le diamètre de la canalisation, ou le diamètre hydraulique si la conduite n'a pas une section circulaire.

Comme tout nombre sans dimension, la valeur de Nu dépend fortement des grandeurs de référence que l'on choisit, et de la signification physique que l'on entend lui donner (local ou global par exemple).

➤ **Le nombre de Bejan (Be)**

Il confirme la dominance du type de la production d'entropie.

$$\text{Be} = \frac{S_{\text{Th}}}{S_{\text{T}}}$$

Il varie de 0 à 1. En conséquence, $\text{Be} = 1$ est la limite à laquelle l'irréversibilité thermique domine, tandis que $\text{Be} = 0$ est la limite opposée à laquelle l'irréversibilité est dominée par les effets de viscosité du fluide et $\text{Be} = 0.5$ est le cas à laquelle les taux des irréversibilités sont égaux [103]

III.4. Formulation numérique

Généralement, les simulations numériques fournissent des solutions, approchées à la réalité, aux systèmes énergétiques, pour :

- La compréhension de leurs structurations et leurs interactions (déterminer le rendement, la performance, ...)
- L'étude de leurs comportements par rapport à leurs environnements extérieurs (consommation énergétique/coût, ...)
- La prédiction de leurs attitudes pour des situations nouvelles ou extrêmes.
- La conception de nouveaux dispositifs/ composants, étude de système (composant) avant la création de prototype et mise en œuvre de nouveaux procédés (stratégies et algorithmes de contrôle).
- L'optimisation des solutions lors de la conception.

La simulation n'exclut pas l'expérimentation mais elle la complète, en permettant d'étudier les systèmes dans des conditions réelles (reproduire des tests expérimentaux pour une compréhension meilleure et à moindre coût), ou au contraire dans des conditions d'essais extrêmes/marginales (climats extrêmes, défauts d'installations, ...).

La modélisation est l'étape initiale qui consiste à la création d'un modèle géométrique, la génération du maillage, puis le prescrit des conditions aux limites.

En deuxième lieu, vient la sélection de la méthode numérique convenable pour obtenir les résultats, qu'on doit les valider puis les interpréter ultérieurement.

La modélisation et la simulation se présentent souvent sous forme d'un programme numérique qui nécessite l'outil informatique. Ces derniers sont couramment appelés des environnements de simulation.

L'impact d'un modèle mathématique efficace sur la simulation de conception et les résultats d'optimisation ne peut être surestimé. Un bon modèle peut faciliter l'optimisation, tandis qu'un mauvais modèle peut rendre l'optimisation correcte difficile ou impossible. Dans tous les cas, la qualité des résultats d'optimisation ne peut être meilleure que la qualité du modèle mathématique utilisé pour les obtenir. Il ne faut pas oublier que la modélisation et l'analyse mathématique ne sont pas une théorie.

La modélisation est descriptive (empirique), tandis que la théorie est prédictive. Un modèle est un fac-similé simplifié d'un objet observé et les mathématiques sont un langage compressé (concis) pour exprimer les caractéristiques du modèle [79]

III.4.1. Le maillage

Le domaine de calcul est divisé en une série de sous domaines appelés volume de contrôle. Ces volumes de contrôle (mailles) enveloppent tout le domaine de calcul sans chevauchement, de telle façon que la somme de leurs volumes soit égale exactement au volume du domaine de calcul.

Le choix du maillage influe sur la solution calculée, pour cela il faut sélectionner le maillage adaptable au problème traité.

Pratiquement, il n'existe pas des règles précises pour la création d'un maillage convenable, cependant il existe des différentes approches qui permettent d'obtenir une grille acceptable, comme :

- Le maintien d'une bonne qualité des éléments.
 - L'assurance d'une bonne résolution dans les régions à fort gradient.
 - L'assurance d'un bon lissage dans les zones de transition entre les parties à maillage fin et celles à maillage grossier.
 - La minimisation du nombre total des éléments (temps de calcul raisonnable).
- **Indépendance du maillage**

Dans une modélisation CFD, la solution doit être indépendante de la densité du maillage pour être sûr du réalisme de la solution que donne le solveur après la convergence. La fig.III.2 représente quelques maillages de type quadrilatéral, opérés durant la simulation de cette problématique et le tableau III.1 montre leurs détails.

Le maillage adapté pour ce travail est le M1, à partir d'un examen des profils des vitesses aux plusieurs nombres de Reynolds et Richardson (voir fig.III.3), la meilleure représentation de la couche limite était par ce dernier grâce au raffinement auprès des parois par un rapport double size 1.1, plus la vitesse abordable d'exécution.

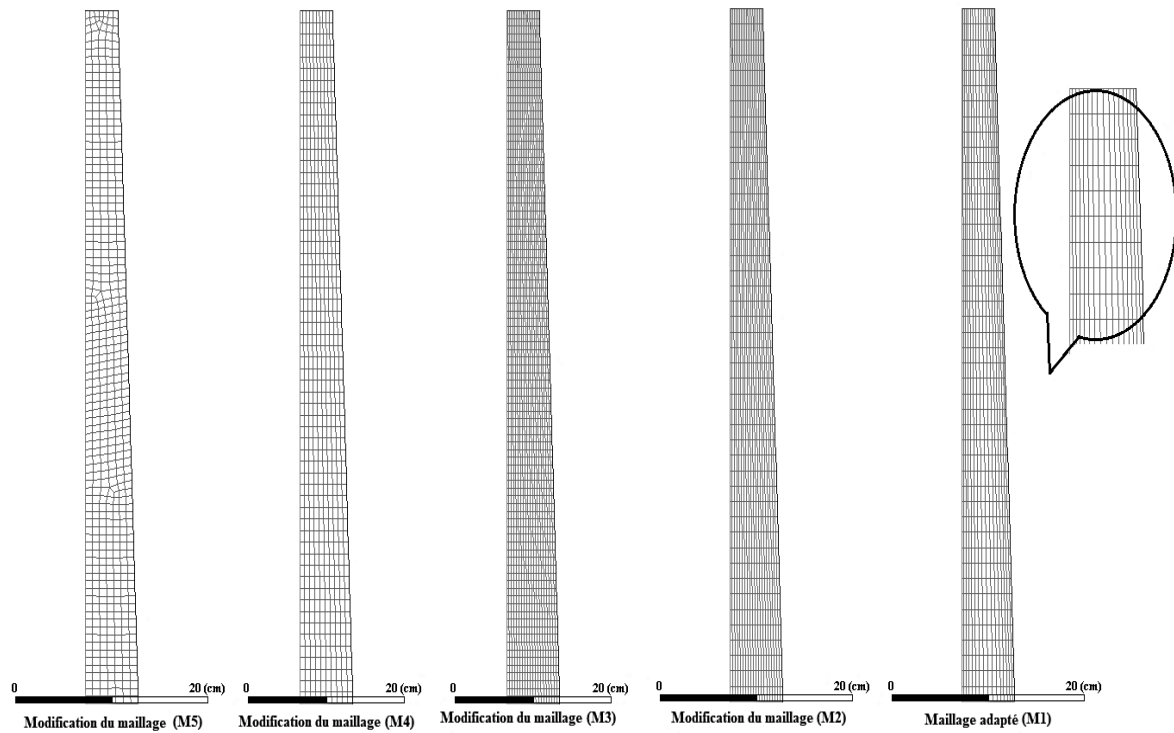


Fig.III. 2: les maillages opérés du système d'écoulement

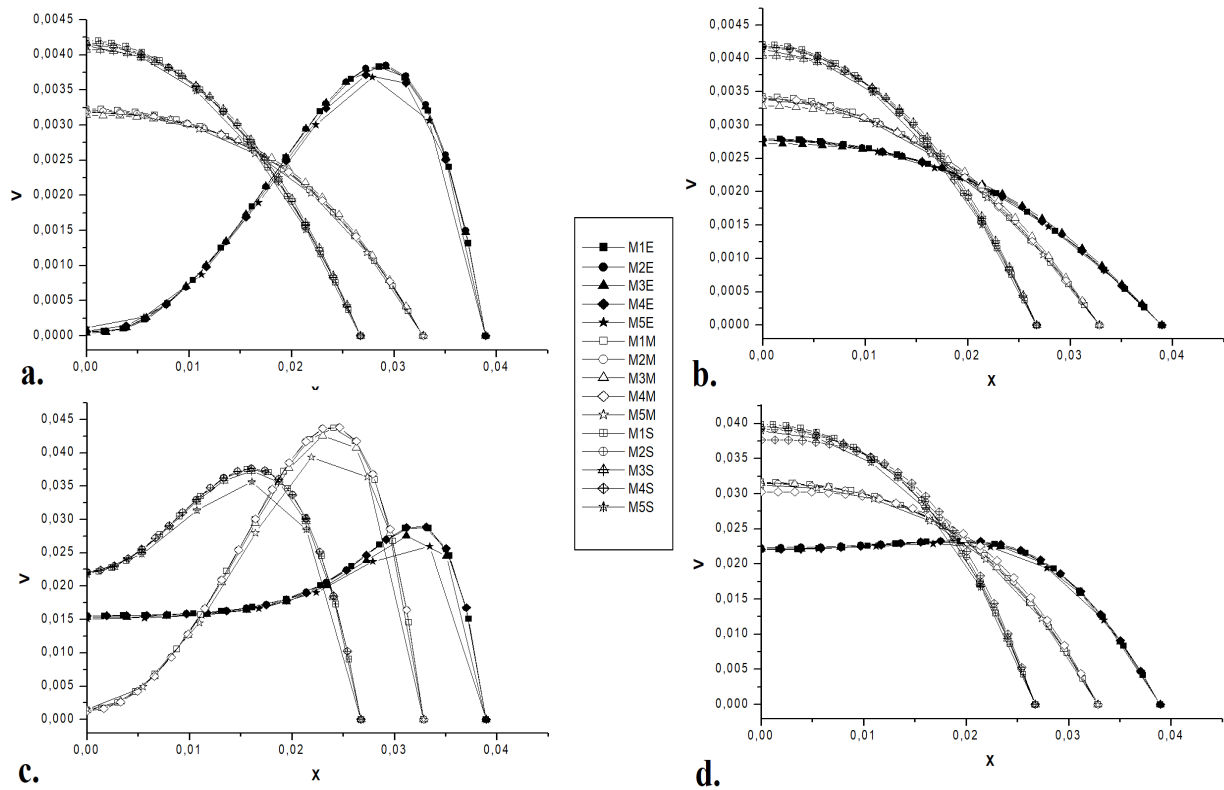


Fig.III. 3: Les profils des vitesses sous plusieurs maillages. a. à $Re = 10$ et $Ri = 100$, b. à $Re = 10$ et $Ri = 0.1$, c. à $Re = 100$ et $Ri = 10$, d. à $Re = 100$ et $Ri = 0.1$

Tab.III. 1: les détails des maillages opérés

Ref	Nbres des cellules
M1	720
M2	900
M3	1800
M4	600
M5	630

Pour tester ces maillages, plusieurs nombres de Nusselt moyen ont été présentés sur le tableau (Tab.III.2), à un nombre de Reynolds qui égale à 100 et aux nombres de Richardson de 0.1 et 10. Les écarts aperçus entre le maillage M1 adapté pour ce travail et les autres maillages sont mentionnés aussi sur le même tableau. Donc l'erreur relative moyenne maximale est de 2.55 %.

Tab.III. 2: Le nombre de Nusselt moyen des maillages opérés et leurs erreurs relatives par rapport à M1

Le maillage	M1	M2	M3	M4	M5	
Nu_{moy} (Ri = 10)	26,839602	26,920843	27,013606	27,02673	27,525313	Erreur relative moy
Erreur relative	//	0,30 %	0.64 %	0.69 %	2,55 %	1,05 %
Numoy (Ri = 0.1)	21,826469	21,921803	22,157236	21,763844	21,828856	Erreur relative moy
Erreur relative	//	0,43 %	1.51 %	0.28 %	0,01 %	0.42 %

III.4.2. Les conditions aux limites imposées :

Les conditions aux limites imposées sur ce système d'écoulement sont :

- À l'entrée du convergent : la vitesse (v_∞) et la température (T_∞) du fluide
- À la sortie du convergent : la pression de sortie (la pression ambiante)
- Aux parois : la température de paroi (T_p)
- Au centre du convergent : l'axe de symétrie

Comme les parois sont inclinées symétriquement par rapport à l'axe de symétrie (voir fig.III.1) et elles sont isothermes à une température uniforme, seulement le demi-domaine du convergent qui va être étudié.

III.4.3. La méthode des volumes finis

Cette méthode a été développée comme une formulation spéciale de la méthode des différences finies. L'algorithme numérique suit les cas suivants :

- Le domaine d'analyse (de calcul) est divisé en volumes finis (génération de maillage)
- L'intégration formelle des équations sur tous les volumes de contrôle
- La discrétisation, qui implique la substitution des différentes approximations de type différences finies pour les termes intégrés, en représentant différents processus d'écoulement comme la convection, la diffusion et le terme source. Le résultat est la conversion des intégrales dans un système d'équations algébriques.
- La résolution du système d'équations algébriques par l'utilisation d'une méthode itérative.

Le premier pas qui est l'intégration sur le volume de contrôle, fait la distinction entre la méthode des volumes finis et les autres méthodes numériques. Le résultat de l'intégration exprime la conservation exacte d'une grandeur physique, sur chaque volume de contrôle. Cette relation claire entre l'algorithme numérique et le principe de conservation physique, détermine le principe attractif de cette méthode, où son concept devient plus facile à comprendre que le concept de la méthode des éléments finis.

III.4.3.1. Le processeur de calcul (le solveur) ANSYS Fluent

ANSYS Fluent est un code de calcul dans la CFD, qui modélise par la méthode des volumes finis, des écoulements très variés dans des configurations plus ou moins complexes.

Ce solveur offre toutes les capacités physiques nécessaires pour la modélisation des écoulements des fluides, des turbulences, des transferts de chaleur et des réactions chimiques.

Ce logiciel est utilisé pour des applications industrielles allant de l'écoulement d'air autour d'une aile d'avion, à la combustion à l'intérieur d'un four ; des colonnes à bulles aux plates-formes pétrolières ; de flux sanguin à la fabrication de semi-conducteurs ; de la conception de salles blanches aux usines de traitement des eaux usées.

Des modèles spécifiques sont proposés pour modéliser les phénomènes de combustion interne, d'aéroacoustique ainsi que les turbomachines et les systèmes multiphasiques, ce qui élargit encore son champ d'application.

III.4.3.2. Les schémas utilisés sur le solveur ANSYS Fluent

Les équations différentielles gouvernantes de ce problème (III.6), (III.10.a), (III.10.b), (III.12) et (III.14) ont été résolues par la méthode des volumes finis, en utilisant le simulateur AnsysFluent® 17.0. En distinguant les schémas suivants [105]:

- le schéma SIMPLE, pour déterminer le champ de pression,
- le schéma PRESTO, pour la discrétisation des termes convectifs dans l'équation dynamique
- le schéma du second ordre UPWIND, pour la discrétisation de l'équation d'énergie.

III.4.4. La validation numérique :

Afin de confirmer la crédibilité de ce travail, le nombre de Nusselt local est calculé et comparé avec celui corrélé expérimentalement par Huang et al. [16] suivant l'équation (I.3), à $Re = 200$ et $Ri = 10$ et 20 . Cette comparaison représentée dans la fig.III.4 a attribué une marge d'erreur moyenne considérable de 2.2 %.

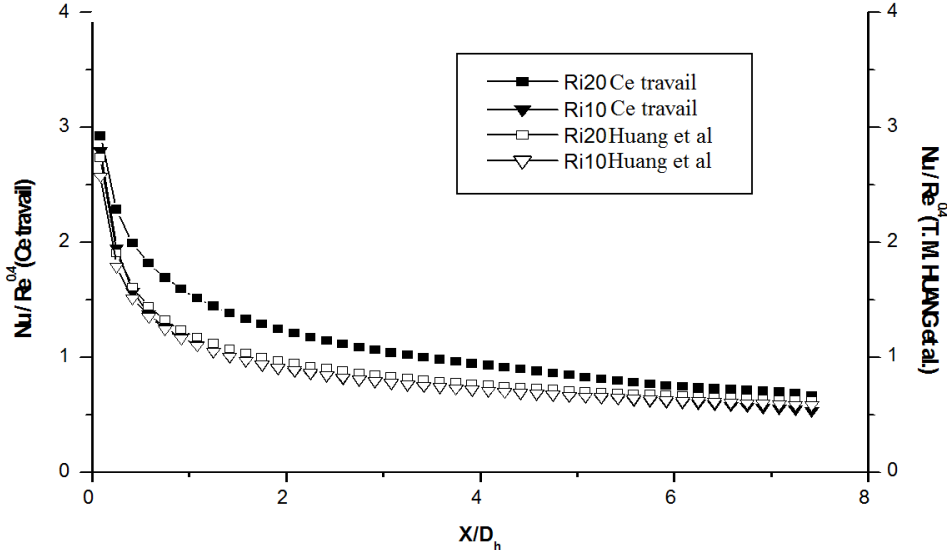


Fig.III. 4: la comparaison entre Nu locaux de ce travail avec ceux de [16]

CHAPITRE IV
RESULTATS ET
DISCUSSIONS

En simulation numérique, l'obtention des résultats logiques à partir d'un logiciel solveur implique le choix minutieux des données, afin que le problème étudié se rapproche de plus en plus de la réalité. Ce choix repose sur plusieurs volets, sont :

- Les hypothèses
- Les nombres adimensionnels
- Les conditions aux limites et initiales
- Les caractéristiques thermophysiques du fluide de travail

IV.1. Le conditionnement de ce système d'écoulements

- ❖ Le fluide du travail utilisé est l'air
- ❖ Les caractéristiques thermo-physiques de l'air sont considérés constantes lors de l'écoulement, elles doivent être définies à une température de référence T_0 (voir III.2). La température de référence choisie est T_∞ . Selon le tableau suivant [106] :

Tab.IV. 1: les caractéristiques thermophysiques de l'air à 20°C et à 50°C

	Le 1 ^{er} cas de convection mixte assistée	Le 2 ^{ème} cas de convection mixte assistée
T_∞	20°C (293 K)	50°C (343 K)
Pr	0.713	0.710
ρ	1.205 kg/m ³	1.097 kg/m ³
μ	1.82e-05 kg / m s	1.7935e-05 kg / m s
k	0.0257 W / m K	0.0278 W / m K
Cp	1005 J / kg K	1007 J / kg K
β	0.00343 K ⁻¹	0.0031 K ⁻¹

- ❖ La différence de température absolue entre la paroi et le fluide ($|\Delta T| = 50$ K), dans les deux cas de la convection mixte assistée
- ❖ Le régime d'écoulement est laminaire. On a choisi un intervalle du nombre de Reynolds varie de 10 jusqu'à 200, d'après l'abaque de Metais et Eckert [107].

- ❖ La convection est mixte et assistée. En basant sur [11], le nombre de Richardson ou le paramètre de flottabilité s'étend de 0.1 jusqu'à 10
- ❖ L'angle de convergence $\alpha = 2^\circ$
- ❖ Les comportements des vitesses, des températures et des productions d'entropies ont été discutés le long du convergent, en trois stades (par rapport à la verticale du convergent): à 5 cm de l'entrée (E), au milieu à 22.5 cm (M) et à 5 cm avant la sortie (S), comme il s'est représenté sur la figure IV.1.
- ❖ La vitesse (v_∞) est choisie sur la base de deux critères : la nature du fluide de travail et le régime d'écoulement

IV.2. Le choix de la longueur caractéristique

La longueur caractéristique est le paramètre géométrique à décrire minutieusement en convection mixte interne, vu son influence sur l'efficacité énergétique de ce système d'écoulements, car il existe un compromis entre les échanges thermiques et les pertes de charge [83], traduites en nombres adimensionnels, de Grashof, de Reynolds, ..., en influant sur la dégradation d'énergie [52].

Conventionnellement, en convection mixte interne, entre deux plaques en parallèle, la longueur caractéristique est la distance entre ces plaques, en exprimant le développement des couches limites le long des parois, si elle est suffisamment importante, les couches limites sont de types « séparée », elles ne se rejoignent pas à la sortie de la conduite. Si elle est faible, les couches limites se rejoignent dès que l'échange thermique entre les parois et le fluide finira, où l'écoulement ressemble à un écoulement de convection forcée en régime établi et le profil de vitesse devient invariant et unidimensionnel [108].

Lorsqu'on incline une ou les deux plaques verticales, cette longueur varie de l'entrée vers la sortie de la conduite, à titre d'exemple le convergent, où la distance entre les deux plaques non parallèles, rétrécisse de l'entrée vers la sortie, dont le choix de la longueur caractéristique devient difficile.

Les recherches antérieures ont essayé de décrire une distance entre les parois inclinées, pour avoir des résultats plus précis. En visant vers une des deux distances extrêmes du convergent, la distance maximale (D_{\max}) à son entrée et la distance minimale (D_{\min}) à sa sortie, prouvé par la corrélation du nombre adimensionnel de Nusselt. Dont [15], [19], [22],

[24-25] ont choisi le D_{\min} et [16], [20-21] ont utilisé le D_{\max} . En particulier [14], [17-18] et [26] ont justifié leur choix en passant par la comparaison entre trois distances, D_{\max} , D_{\min} et D_{moy} , où les deux premiers ont recommandé le D_{\max} , [18] a réalisé sa corrélation par $D_{\min}/2$ et [26] a utilisé trois distances le long du convergent (à l'entrée, à la sortie et au milieu).

Dans ce chapitre, afin de décider quelle distance va être prise en compte. Un calcul de la production d'entropie totale (S_T) réelles au niveau des trois stades cités ci-dessus (E, M et S) (voir figure IV.1) est effectué, ensuite les valeurs calculées sont comparées avec celles calculées aux distances D_{\max} et D_{\min} , aux positions E, M et S, calculées à partir des équations, (IV.1.a), (IV.1.b) et (IV.1.c) respectivement, pour trouver la marge d'erreurs.

$$D_E = D_{\min} + 2L_E \tan \alpha \quad (\text{IV.1.a})$$

$$D_M = D_{\min} + 2L_M \tan \alpha \quad (\text{IV.1.b})$$

$$D_S = D_{\min} + 2L_S \tan \alpha \quad (\text{IV.1.c})$$

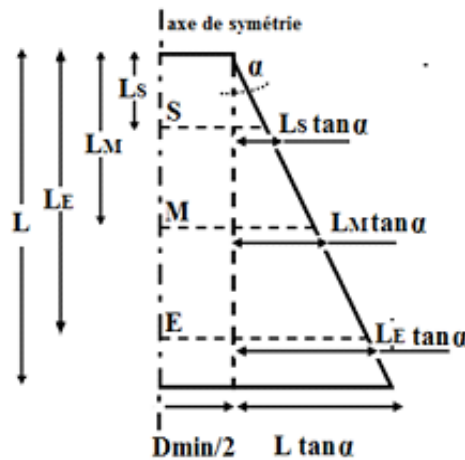


Fig.IV. 1: les trois distances inter-plaques D_E , D_M et D_S

Résultats et discussions

Par définition, l'erreur absolue égale à :

$$\varepsilon_a = \text{Val}_{\text{Th}} - \text{Val}_{\text{Cal}} \quad (\text{IV. 4})$$

L'erreur relative égale à :

$$\varepsilon_r = \text{Val}_{\text{Th}} - \text{Val}_{\text{Cal}}/\text{Val}_{\text{Th}} = \varepsilon_a/\text{Val}_{\text{Th}} \quad (\text{IV. 5})$$

Les résultats sont calculés à $Re = 10$ et $Ri = 0.1$ et 10

D’après le tableau (IV.2), on remarque que l’erreur relative moyenne de la production d’entropie calculée par D_{max} n’a pas dépassé 03 % par rapport à celle calculée par D_{min} , rapprochée de 50 %. Au milieu (au niveau de 22.5 cm), l’erreur relative moyenne de $S_T (D_{\text{max}})$ atteint 58 % et $S_T (D_{\text{min}})$ dépasse 150 % (voir tab.IV.3). Par contre à 5 cm de la sortie du convergent ε_r moyenne de $S_T (D_{\text{min}})$ est diminuée jusqu’au 50 % et automatiquement ε_r moyenne de $S_T (D_{\text{max}})$ aboutit environ 100 %, comme on s’est éloigné de 40 cm de l’entrée (voir tab. VI.4). Malgré ça si on compare l’écartement de $S_T (D_{\text{max}})$ par rapport à celui de $S_T (D_{\text{min}})$, on constate que l’espace inter-plaques maximal à l’entrée du canal est le mieux adaptable comme une longueur caractéristique à notre étude.

Tab.IV. 2: l’erreur absolue et relative de la production d’entropie à l’entrée du convergent

X [m]	$S_T (D_{\text{min}}) [J.K^{-1}]$				$S_T (D_{\text{max}}) [J.K^{-1}]$			
	Ri = 10		Ri = 0.1		Ri = 10		Ri = 0.1	
	ε_a	ε_r	ε_a	ε_r	ε_a	ε_r	ε_a	ε_r
0	0,0074247	0,1777022	0,01151786	0,30399276	0,0005968	0,01428377	0,0010013	0,02642747
0.00170322	0,007573	0,17624006	0,0113734	0,28857415	0,0005686	0,01323255	0,000927	0,02352052
0.00357675	0,0083055	0,17108304	0,008052	0,17308424	0,0004467	0,00920147	0,0005959	0,01280935
0.00563764	0,0093359	0,15716845	0,0015862	0,02637074	0,0001898	0,00319525	3,92E-05	0,0006517
0.00790462	0,009811	0,12788511	0,0087736	0,10785679	0,0002759	0,00359632	0,0010317	0,01268303
0.0103983	0,0078059	0,07672777	0,023737	0,21421545	0,00107	0,01051752	0,002422	0,02185743
0.0131413	0,000457	0,00335191	0,044578	0,2984561	0,002386	0,01750037	0,004233	0,02834054
0.0161587	0,021403	0,11976118	0,069638	0,35994769	0,004383	0,02452522	0,006386	0,03300821
0.0194778	0,061643	0,27139008	0,097143	0,40594821	0,007152	0,03148747	0,008608	0,03597173
0.0227969	0,121097	0,4337254	0,125325	0,44003947	0,010481	0,03753913	0,010709	0,0376013
0.0258142	0,182627	0,5747325	0,144515	0,45798829	0,013331	0,04195305	0,01217	0,03856844
0.0285573	0,231945	0,6813335	0,154452	0,46640958	0,015281	0,04488761	0,012884	0,03890672
0.0310509	0,265942	0,75057646	0,159524	0,46913994	0,01651	0,04659669	0,013246	0,03895481
0.0333179	0,283589	0,78721148	0,160638	0,4682368	0,017072	0,04738997	0,01332	0,0388259
0.0353788	0,286891	0,79949782	0,158432	0,46522117	0,017066	0,04755893	0,013146	0,03860203
0.0372523	0,286114	0,7972192	0,156937	0,46118198	0,017001	0,04737106	0,013045	0,03833461
0.0389556	0,283542	0,78997122	0,15561	0,45718701	0,016899	0,047082	0,012962	0,03808276
Moyenne		40.6 %		34.5 %		02.9 %		02.96 %

Tab.IV. 3: l'erreur absolue et relative de la production d'entropie au milieu du convergent

X [m]	$S_T (Dmin) [J.K^{-1}]$				$S_T (Dmax) [J.K^{-1}]$			
	Ri = 10		Ri = 0.1		Ri = 10		Ri = 0.1	
	ϵ_a	ϵ_r	ϵ_a	ϵ_r	ϵ_a	ϵ_r	ϵ_a	ϵ_r
0	0,00036709	0,58485726	0,00067061	0,82327883	0,00025888	0,41245814	0,00037577	0,46131408
0.00143627	0,00041709	0,62950363	0,00076749	0,89030799	0,00027965	0,42206177	0,0004061	0,47108868
0.00301616	0,00064824	0,78470738	0,0012148	1,12047815	0,00037621	0,45541682	0,00054714	0,50465421
0.00475405	0,00109106	0,95799456	0,00206824	1,37091194	0,00056091	0,49249802	0,00081648	0,54119417
0.00666572	0,00177935	1,09612458	0,0033852	1,56379779	0,00084696	0,52175062	0,00123255	0,56937724
0.00876856	0,00273481	1,19292743	0,00519367	1,69259273	0,00124228	0,54188404	0,00180527	0,58832904
0.0110817	0,00399451	1,26307818	0,00753896	1,77862711	0,00175582	0,55519649	0,00254534	0,60050865
0.0136261	0,00541996	1,30702228	0,01013834	1,82522828	0,00233887	0,56401804	0,00337825	0,60819399
0.016425	0,00691097	1,3398468	0,01277505	1,85267822	0,00293757	0,56951394	0,00422243	0,61262137
0.0192239	0,00842639	1,36669797	0,01538023	1,87069415	0,00353145	0,572775	0,00505589	0,61494684
0.0217683	0,00946597	1,38007415	0,01710245	1,87425137	0,00394195	0,57470954	0,00562209	0,61612283
0.0240814	0,01004192	1,38821734	0,01799944	1,87401247	0,00416342	0,57556043	0,00592079	0,61644331
0.0261843	0,01040723	1,39218404	0,01854902	1,87146824	0,00430518	0,5759076	0,00610968	0,61642459
0.028096	0,01058758	1,39313563	0,0188002	1,86763756	0,00437687	0,57591759	0,00620293	0,61620754
0.0298338	0,01059214	1,39207976	0,0187664	1,86326178	0,00438062	0,57572619	0,00620312	0,61588991
0.0314137	0,01066442	1,38984867	0,018871	1,85871739	0,00441526	0,57542213	0,00624923	0,61552395
0.03285	0,01075353	1,38752182	0,0190141	1,85469035	0,00445736	0,57513061	0,00630695	0,61519816
Moyenne		119.1 %		163.8 %		53.7 %		58.1 %

Tab.IV. 4: l'erreur absolue et relative de la production d'entropie à la sortie du convergent

X [m]	$S_T (Dmin) [J.K^{-1}]$				$S_T (Dmax) [J.K^{-1}]$			
	Ri = 10		Ri = 0.1		Ri = 10		Ri = 0.1	
	ϵ_a	ϵ_r	ϵ_a	ϵ_r	ϵ_a	ϵ_r	ϵ_a	ϵ_r
0	7,4937E-06	3,22E-01	0,000015424	4,16E-01	2,14184E-05	9,22E-01	3,49038E-05	9,41E-01
0.00116932	8,4679E-06	3,36E-01	1,73424E-05	4,30E-01	2,3337E-05	9,25E-01	3,80189E-05	9,43E-01
0.00245557	1,2972E-05	3,76E-01	2,62147E-05	4,75E-01	3,22445E-05	9,35E-01	5,24816E-05	9,51E-01
0.00387045	0,00002158	4,14E-01	4,31663E-05	5,16E-01	4,92712E-05	9,45E-01	8,01224E-05	9,58E-01
0.00542682	3,4903E-05	4,39E-01	0,000069384	5,44E-01	7,56202E-05	9,51E-01	0,000122883	9,63E-01
0.00713882	5,3296E-05	4,55E-01	0,000105545	5,61E-01	0,000111989	9,55E-01	0,000181875	9,66E-01
0.00902202	7,7172E-05	4,64E-01	0,000152427	5,71E-01	0,000159185	9,58E-01	0,000258378	9,68E-01
0.0110935	0,00010416	4,70E-01	0,000205314	5,77E-01	0,000212527	9,59E-01	0,000344754	9,69E-01
0.0133722	0,00013188	4,74E-01	0,000259469	5,81E-01	0,000267273	9,60E-01	0,000433274	9,70E-01
0.0156509	0,00015935	4,76E-01	0,000313039	5,83E-01	0,000321584	9,60E-01	0,000520994	9,70E-01
0.0177224	0,00017829	4,77E-01	0,000349816	5,84E-01	0,000359025	9,61E-01	0,000581353	9,70E-01
0.0196056	0,00018863	4,78E-01	0,000369776	5,84E-01	0,000379469	9,61E-01	0,000614204	9,70E-01
0.0213176	0,00019534	4,78E-01	0,000382682	5,84E-01	0,000392794	9,61E-01	0,00063558	9,70E-01
0.022874	0,00019886	4,78E-01	0,000389417	5,84E-01	0,000399867	9,61E-01	0,000646883	9,70E-01
0.0242889	0,0001993	4,78E-01	0,000390157	5,84E-01	0,000400823	9,61E-01	0,000648331	9,70E-01
0.0255751	0,00020114	4,78E-01	0,000393686	5,84E-01	0,000404655	9,61E-01	0,000654459	9,70E-01
0.0267444	0,00020333	4,77E-01	0,000397917	5,84E-01	0,000409179	9,61E-01	0,000661724	9,70E-01
Moyenne		44.5 %		54.9 %		95.3 %		96.4 %

IV.3. Optimisation du système d'écoulement par le calcul de la production d'entropie

Pour répondre aux deux derniers objectifs de ce travail (voir I.2), l'optimisation de ce système d'écoulement étudie :

- L'influence des paramètres d'écoulement et de la convection mixte assistée
- L'Influence des paramètres géométriques
- L'Influence du fluide caloporteur
- L'Influence des conditions thermiques

Chacune de ces dernières comporte une vision indépendante, là où on fixe des paramètres et on varie d'autres, afin de cerner l'architecture de ce système d'écoulement la plus performante vis-à-vis les procédés industriels concernés, en question d'une convection mixte assistée dans les convergents verticaux.

Toutes les courbes (de vitesse, de température, de productions d'entropies) étudiées dans ce travail sont aux unités SI, uniformément à la nomenclature.

IV.3.1. Le 1^{er} cas : Les effets du régime d'écoulement et la flottabilité sur la production d'entropie d'une convection mixte entre deux plaques verticales, non parallèles en convergence.

L'architecture de l'écoulement incombe sur le comportement du fluide vis-à-vis de la convection mixte assistée (l'écoulement inverse et la création des zones de recirculation), son orientation (ascendant en réchauffant le fluide ou descendant on le refroidissant), son régime (lent ou très lent) et le type de la conduite traversée (la convergence des parois). Ces phénomènes dépendent de deux paramètres principaux sont : le paramètre de flottabilité (le nombre de Richardson) et le régime d'écoulement (le nombre de Reynolds).

IV.3.1.1. Paramètres géométriques et physiques

On maintient les mêmes conditions aux limites et les mêmes hypothèses, ainsi que les mêmes intervalles des nombres adimensionnels cités au début de ce chapitre.

IV.3.1.2. Résultats et discussions

- **Le champ de vitesses**

Généralement en convection mixte assistée, lorsque les écarts absolus de température $|\Delta T|$ entre les parois et le fluide de travail, sont égaux, les vitesses sont opposées et de même module si l'écoulement peut être modélisé par un ensemble d'équations satisfaisant des conditions de symétrie [108], (voir Fig.IV.4, IV.5 et IV.6)

Lorsque Ri augmente, dans le 1^{er} cas, auprès des parois chaudes, le fluide se réchauffe, en devenant léger, il s'accélère vers le haut. Dans le 2^{ème} cas, le fluide se refroidit auprès des parois froides, en étant plus lourd, il se pousse vers le bas, sous l'effet de son poids. Automatiquement, le fluide au centre du convergent se ralentit à un point où l'écoulement s'inverse, comme le débit est considéré constant. Cette vitesse peut atteindre le zéro, là où l'écoulement devient instable, en formant une zone de recirculation [109], sous forme de (V) [110], comme la montre en bleu la figure IV.4 et IV.6. Quand le paramètre de flottabilité diminue (à $Ri = 0.1$), ce phénomène disparaît et les profils ont une forme parabolique, dont l'influence de la convection forcée commence à dominer. (Voir fig.IV.2 et IV.3)

Le régime d'écoulement influe aussi sur l'apparition et la disparition de l'écoulement inverse et la recirculation du fluide. Dont Gau et al [110] ont constaté que l'augmentation de (Gr / Re^2) peut favoriser l'inversement d'écoulement, alors que l'augmentation de Re peut favoriser sa disparition. C'est-à-dire que le paramètre de flottabilité a pour effet de faire avancer plus rapidement le flux flottant chauffé, ce qui conduit à une pénétration plus profonde de l'écoulement inverse et à une zone de recirculation plus large. Cependant, l'augmentation de Re a un effet opposé, il pousse l'écoulement inverse vers la sortie du canal, là où le flux flottant chauffé devient plus mince et plus rapide.

A partir des figures IV.4, IV.5 et IV.6 on remarque qu'il existe un nombre de Reynolds limite ($Re \geq 50$), où ce système d'écoulement change de comportement, malgré que le régime d'écoulement soit encore laminaire, c'est-à-dire qu'au-delà de cette limite l'influence de Re n'est pas identique. Ainsi que le paramètre de flottabilité Ri ne réagit pas de la même façon.

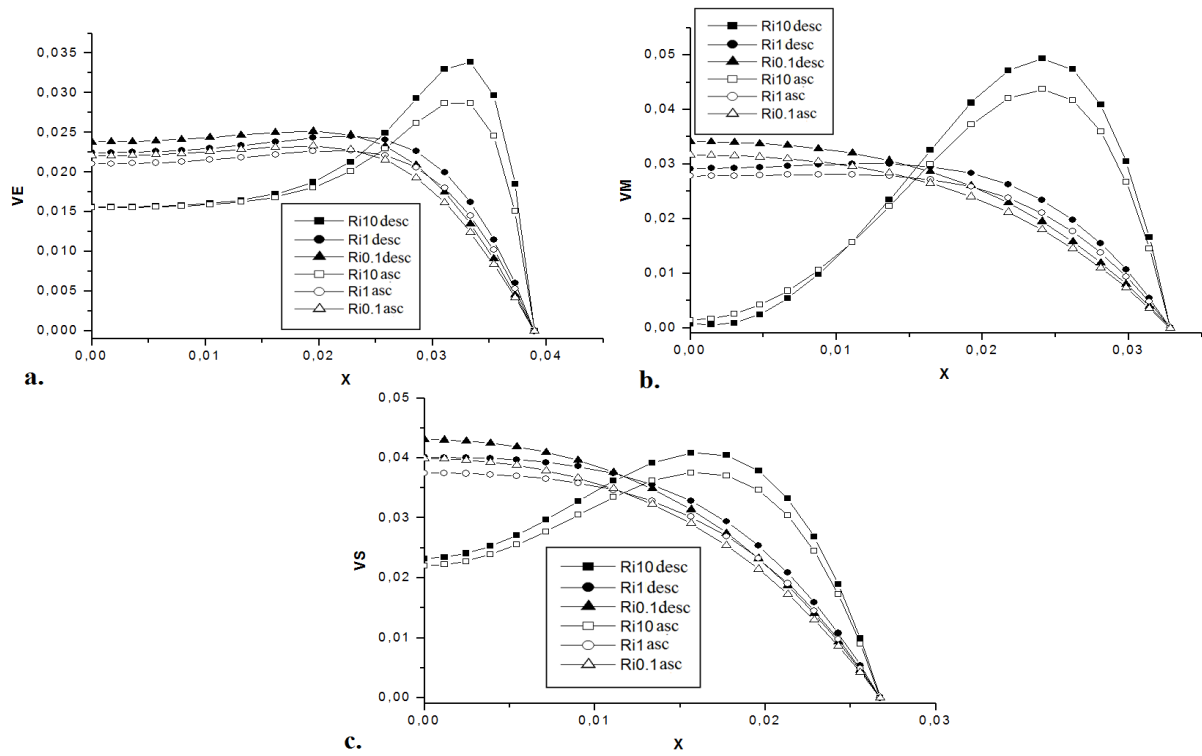


Fig.IV. 2: les profils des vitesses en fonction du paramètre de flottabilité, à $Re = 100$. a- à l'entrée, b- au milieu, c- à la sortie du convergent

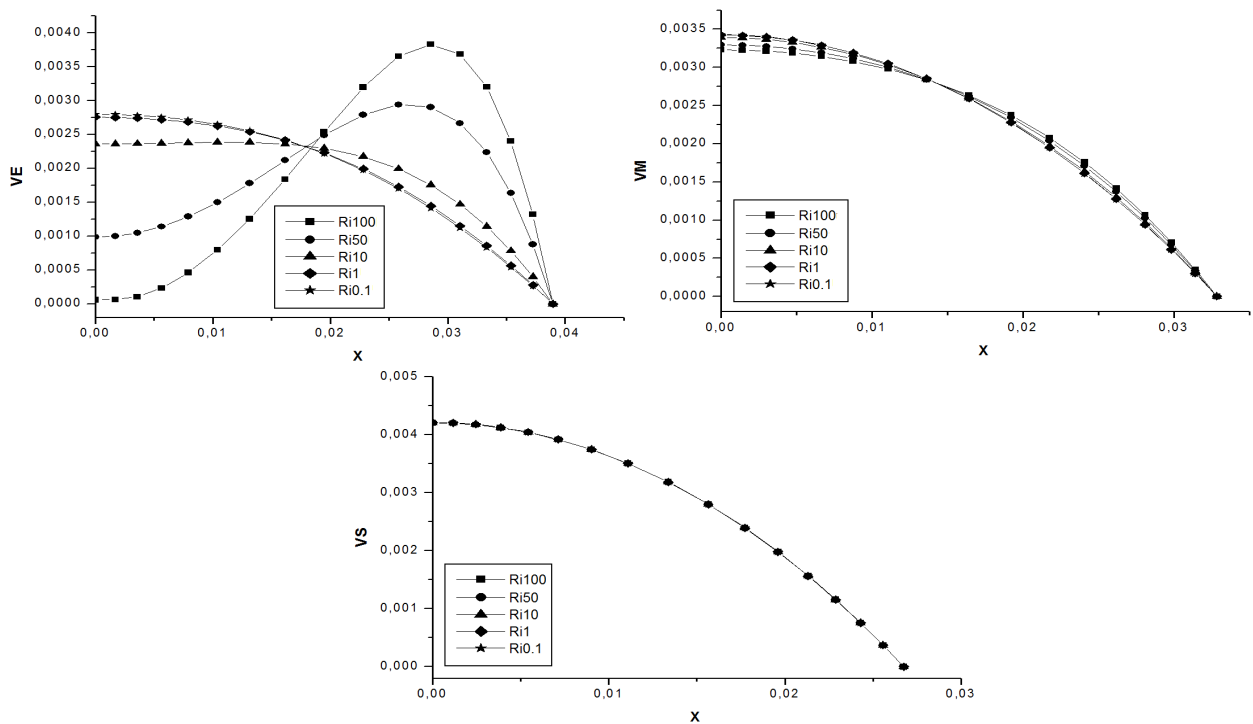


Fig.IV. 3: les profils des vitesses en fonction du paramètre de flottabilité (En écoulement ascendant seulement), à $Re = 10$. a- à l'entrée, b- au milieu, c- à la sortie du convergent

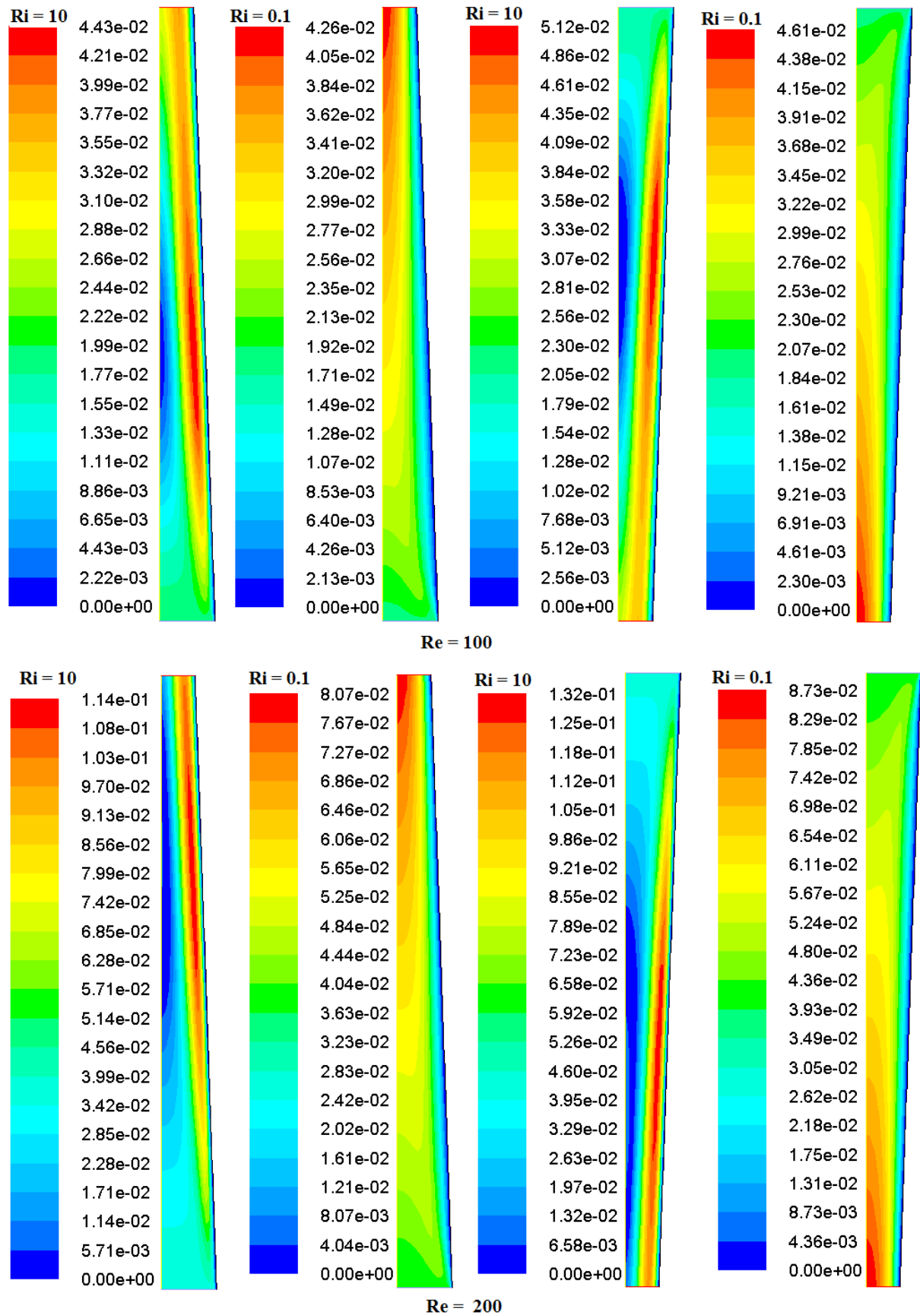


Fig.IV. 4: Effet du paramètre de flottabilité sur le champ des vitesses, à $Re = 100$. A gauche : l'écoulement ascendant et à droite : l'écoulement descendant

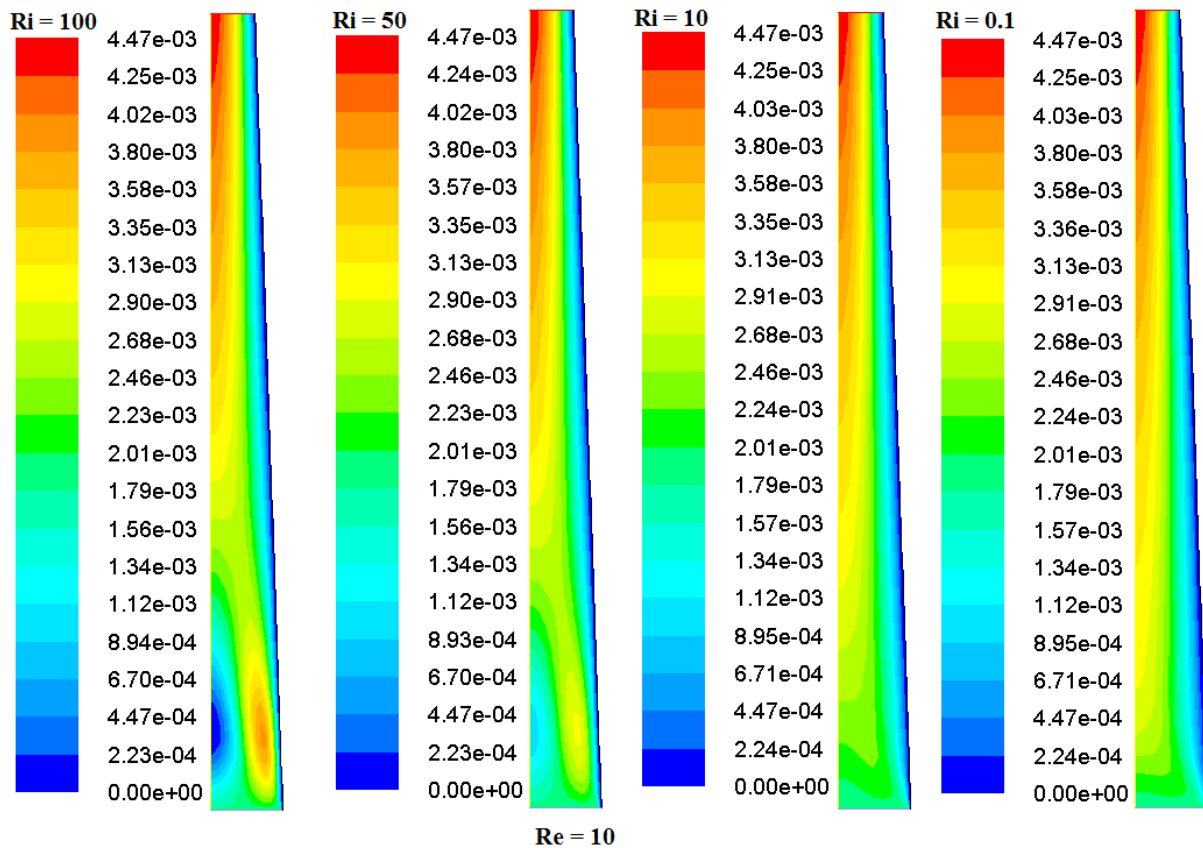


Fig.IV. 5: Effet du paramètre de flottabilité sur le champ des vitesses, à $Re = 10$.

Jeng et al. [111] ont prêté attention à cet effet, dont ils ont constaté que la dynamique et les caractéristiques thermiques deviennent indépendantes de Re , aux environs de 50 et lorsqu'il la dépasse ($Re \geq 50$), à un paramètre de flottabilité et un gradient de température fixes.

On note aussi que la disposition de la zone de recirculation est influencée par le régime d'écoulement, car à un faible $Re = 10$, elle se limite à l'entrée du convergent (voir fig.IV.6). Par contre lorsque Re augmente, cette dernière se positionne à un endroit plus avancé le long de la conduite. Entre $Re = 50$, 100 et 200, on remarque que cette zone avance de plus en plus vers la sortie. Donc l'augmentation de vitesse d'écoulement essaye de balayer cette zone en aval du convergent (voir fig.IV.4).

Les phénomènes d'inversement d'écoulement et d'instabilité (apparition d'une zone de recirculation) surviennent à des Ri importants, sous un régime d'écoulement plus lent ($Re \leq 50$). Selon les figures IV.5 et IV.6, à $Re = 10$, ces phénomènes surviennent à $Ri \approx 100$. Par contre lorsque le nombre de Reynolds augmente ($Re \geq 50$), ces phénomènes commencent

leurs apparitions sous des faibles paramètres de flottabilité. Les figures IV.2 et IV.3 nous confirment que l'instabilité d'écoulement s'impose à $Ri \approx 10$, lorsque $Re = 100$ et 200 . Donc l'effet de flottabilité (point de vu instabilité) devient plus accentué sur l'écoulement lorsque Re dépasse le seuil en question.

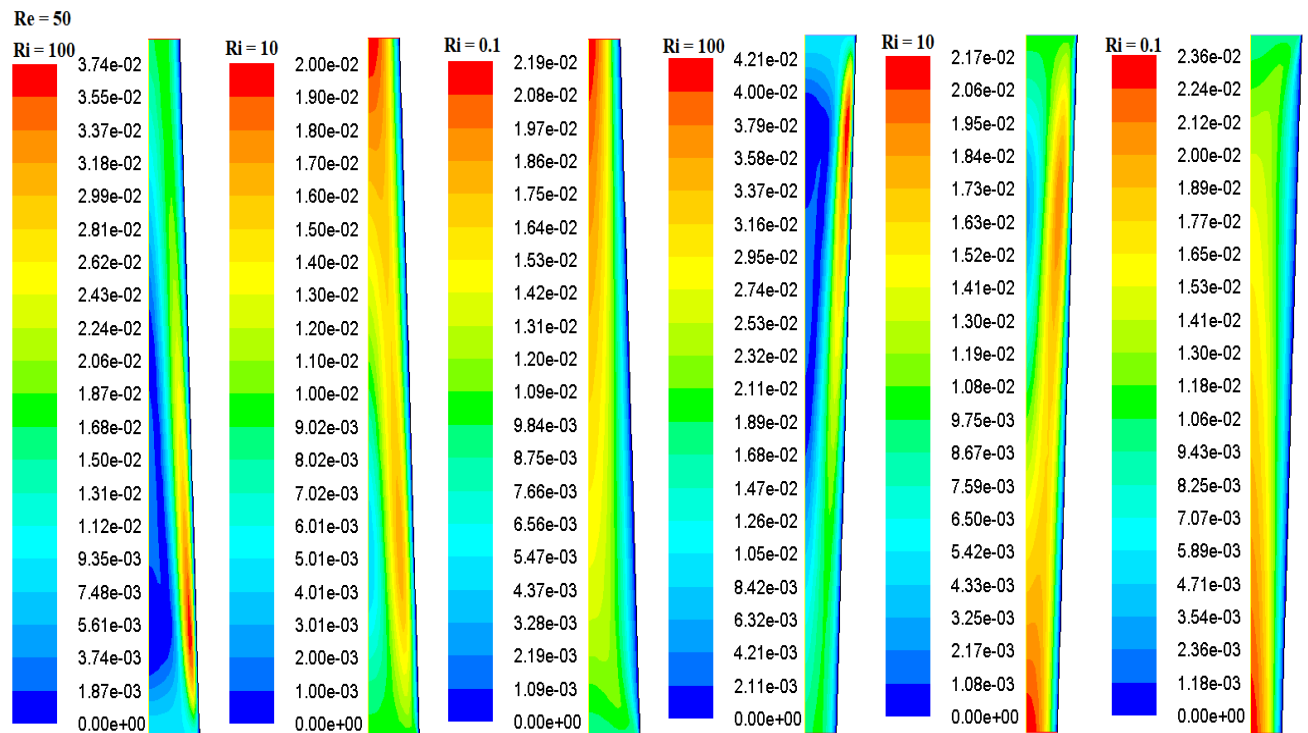


Fig.IV. 6: Effet du paramètre de flottabilité sur le champ des vitesses, à $Re = 50$. A gauche : l'écoulement ascendant et à droite : l'écoulement descendant

▪ **Le champ des températures**

L'influence du paramètre de flottabilité sur le processus thermique est remarquable. De plus en plus Ri augmente, plus l'air obtient ou perd la chaleur (voir fig.IV.9).

Par analogie, la même remarque citée dans la discussion précédente sur le champ des vitesses, il existe un Re limite ($Re \approx 50$) où l'effet du paramètre de flottabilité et l'échange thermique changent d'attitudes.

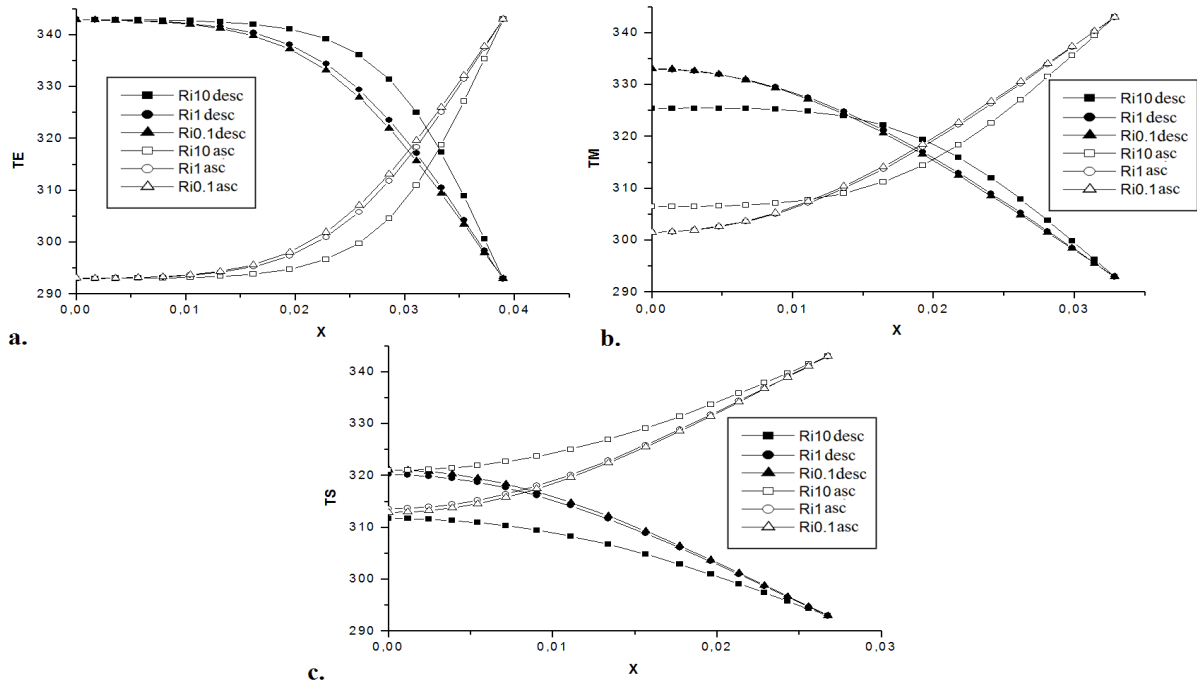


Fig.IV. 7: les profils des températures en fonction du paramètre de flottabilité, à $Re = 100$. a- à l'entrée, b- au milieu, c- à la sortie du convergent

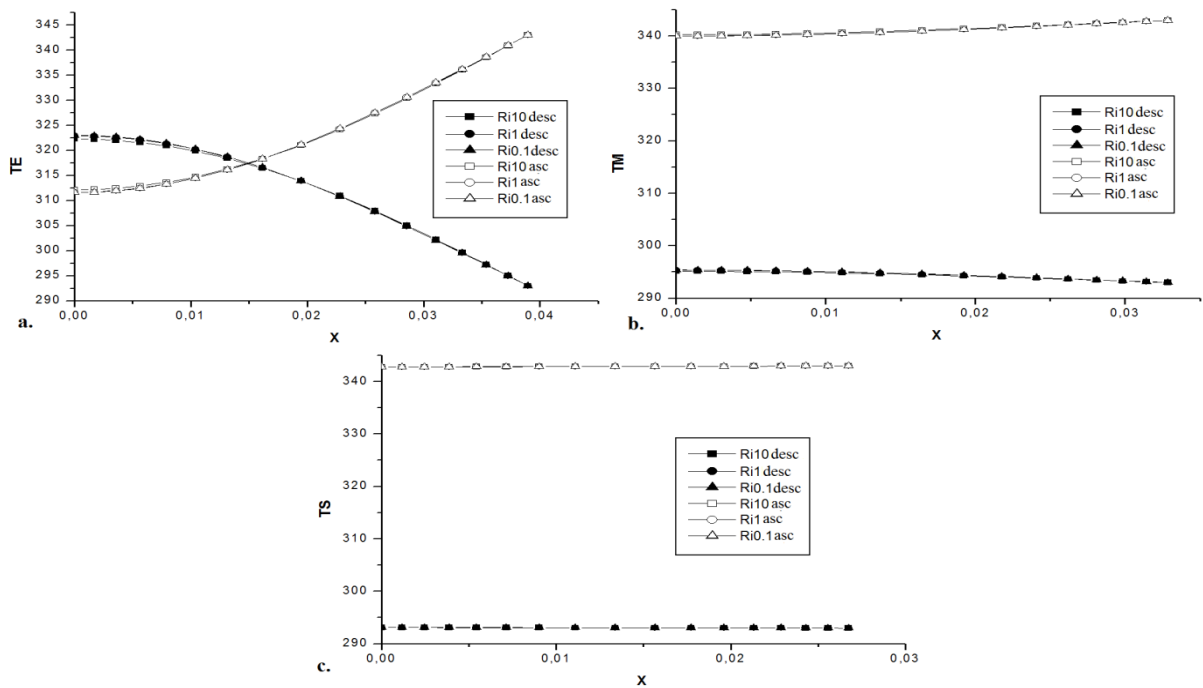


Fig.IV. 8: les profils des températures en fonction du paramètre de flottabilité, à $Re = 10$. a- à l'entrée, b- au milieu, c- à la sortie du convergent

La rapidité de processus du transfert thermique est inversement proportionnelle au régime d'écoulement. Lorsque Re augmente ($Re = 100$), à l'entrée du convergent, la figure IV.7-a présente des profils des températures similaire à ceux en convection forcée pure. Ensuite, le fluide se réchauffe ou se refroidit progressivement le long du canal (fig.IV.7-b, c et IV.9), en se rapprochant de la température du mélange vers la sortie, où les deux couches limites thermiques deviennent plus épaisses. Par contre pour des nombres de Reynolds faibles ($Re = 10$) l'effet de convection naturelle devient significatif et dominant même aux petits Ri (voir fig.IV.8 et IV.9), où l'échange thermique, entre l'air et les parois, s'effectue et se limite à l'entrée du canal, et les deux couches limites thermiques se rejoignent au milieu, en gagnant la température des parois.

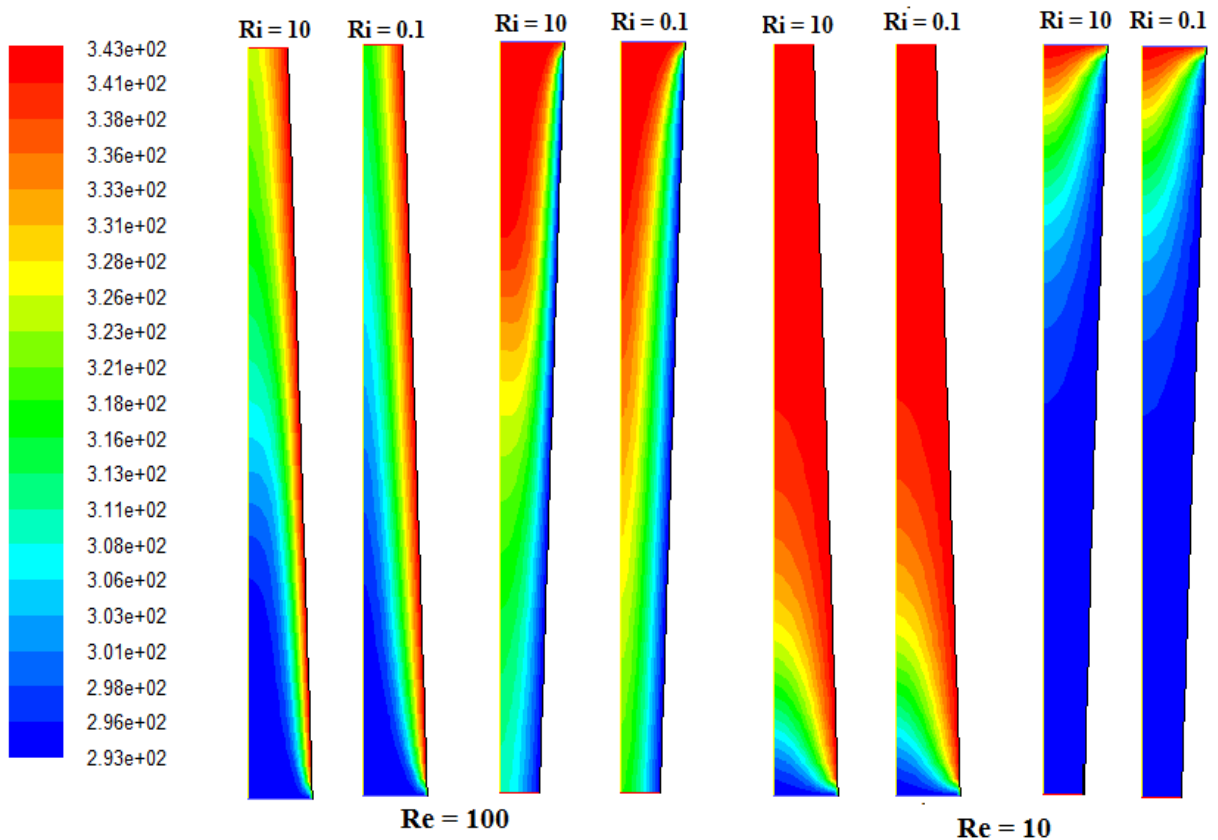


Fig.IV. 9: Effet du paramètre de flottabilité sur le champ des températures, à $Re = 100$.

▪ La production d'entropie

L'effet du mode de convection joue un rôle sur la répartition de l'énergie dans le système d'écoulement. En convection mixte, comme le débit massique est constant, l'écoulement inverse au centre du convergent tend la vitesse vers le zéro, donc elle porte le minimum d'énergie thermique, une quantité équivalente de fluide est ajoutée à l'écoulement adjacent aux parois, en lui fournissant une quantité plus grande d'énergie [112]. Comme-ci la poussée thermique attire le fluide vers les parois.

Aux parois, les processus de dissipation d'énergie reflètent toujours une certaine irréversibilité thermodynamique de l'écoulement, résultant de l'existence de forces de frottement internes (viscosité) et d'une conductibilité thermique dans les fluides [113].

On constate d'après la figure IV.10 et IV.11 que la production d'entropie due au transfert thermique (S_{Th}) atteint son maximum auprès des parois, là où les gradients de chaleur sont importants et elle diminue au centre du convergent, où ces gradients décroissent ou disparaissent.

La S_{Th} diminue le long du canal. Pour un nombre de Reynolds important ($Re = 100$), à l'entrée et au milieu, elle est influencée par le paramètre de flottabilité. Au centre, elle diminue lorsque Ri augmente, sous le faible effet du transfert thermique entre l'air et les parois. Lorsque l'écoulement s'inverse, les courbes de S_{Th} inversent aussi leurs allures et l'influence du Ri sur S_{Th} devient proportionnelle. Ce comportement est abordé aussi par Yang et al [60]. A la sortie, la variation de S_{Th} redevient inversement proportionnelle à Ri du centre jusqu'aux parois. En revanche pour un Re faible ($Re = 10$), le phénomène d'inversement d'ordre se réserve qu'à l'entrée du canal. Au milieu et à la sortie S_{Th} diminue quand Ri augmente, vu l'achèvement du transfert thermique et la confluence des couches limites où l'écoulement ressemble à un écoulement de convection forcée en régime établi [108].

Plus les deux figures précédentes, La figure IV.12, nous montre que la production d'entropie thermique moyenne augmente avec l'augmentation du nombre de Reynolds.

La dégradation d'énergie thermique en écoulement descendant est supérieure à celle, d'un écoulement ascendant. Car le fluide perd de l'énergie en faisant refroidir les parois.

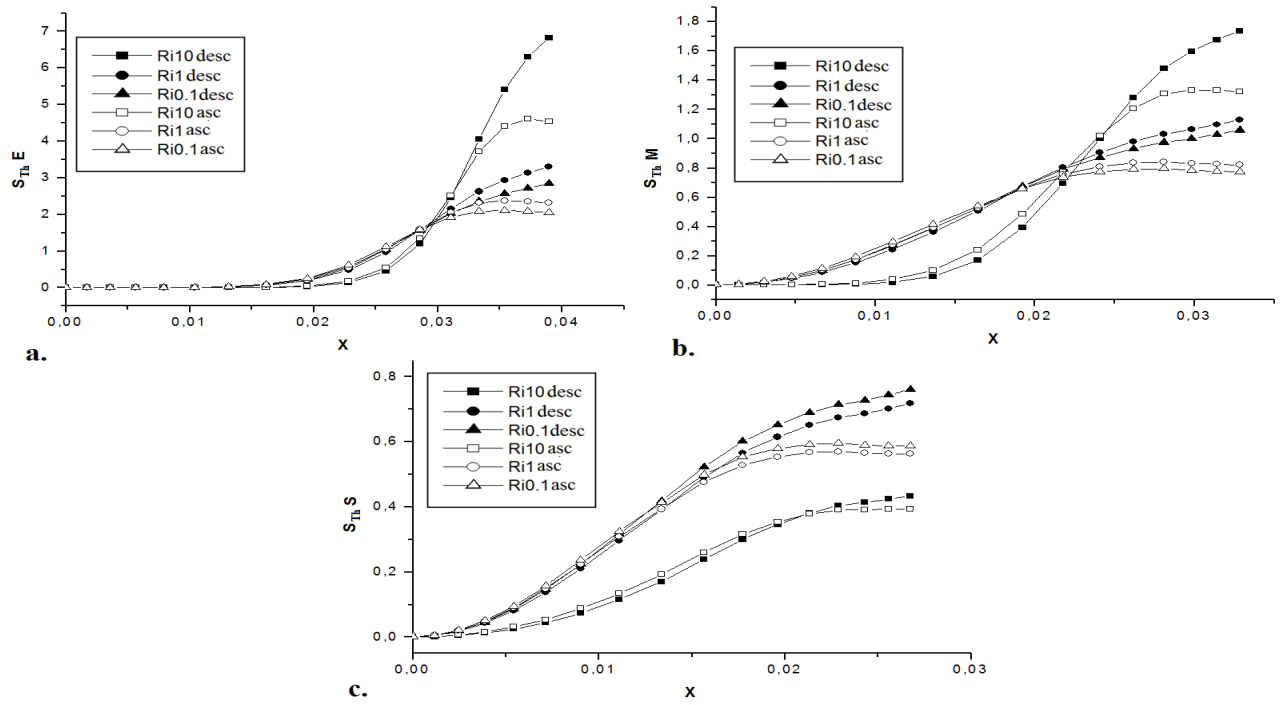


Fig.IV. 10: Effets du paramètre de flottabilité sur la production d'entropie due au transfert thermique, à $Re = 100$. a- à l'entrée, b- au milieu, c- à la sortie du convergent

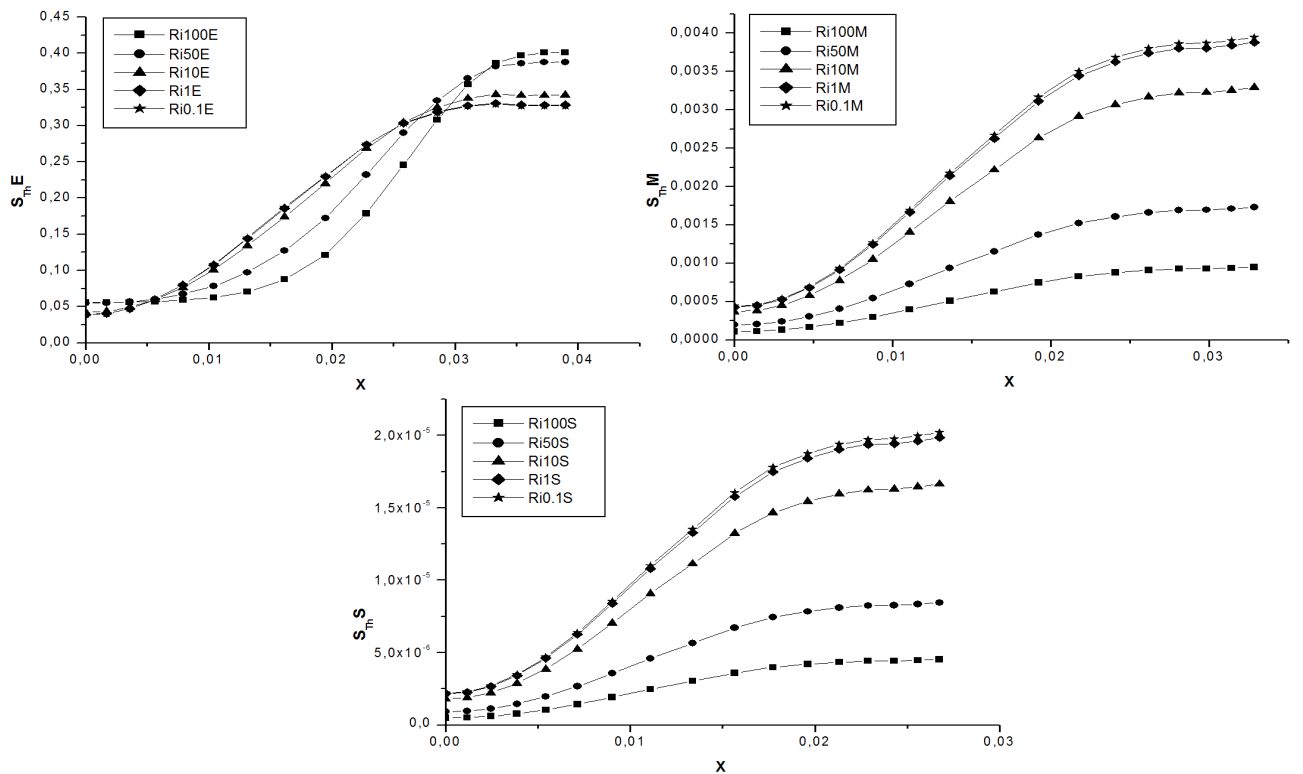


Fig.IV. 11: Effets du paramètre de flottabilité sur la production d'entropie due au transfert thermique, à $Re = 10$. a- à l'entrée, b- au milieu, c- à la sortie du convergent

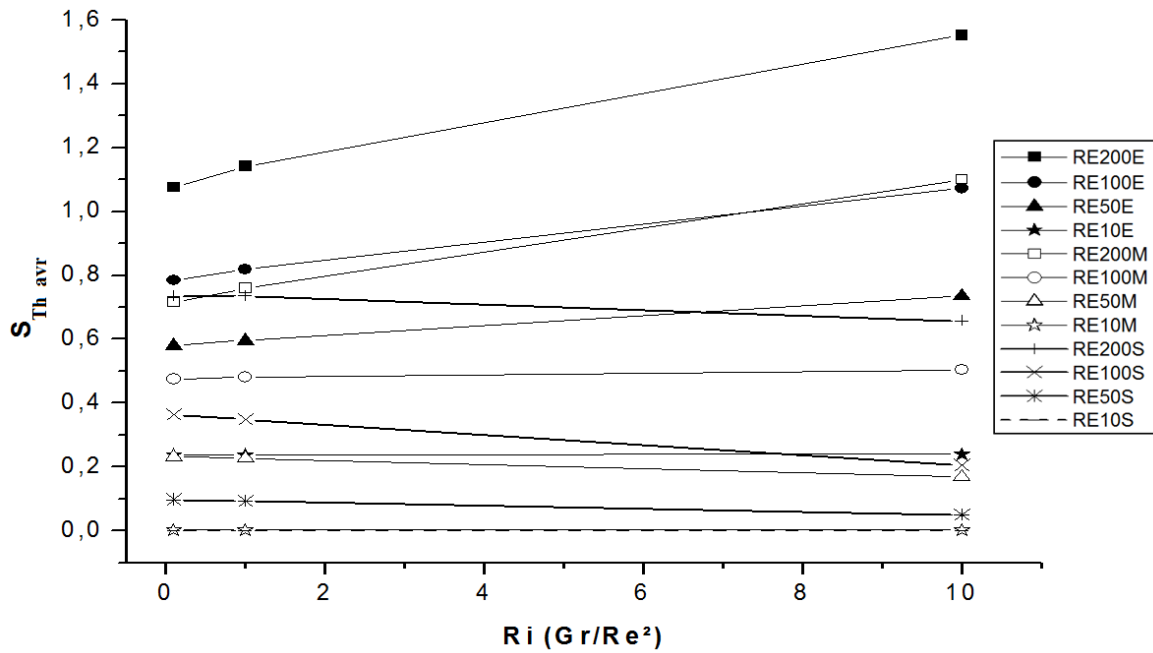


Fig.IV. 12: Effets du Re sur la production d’entropie thermique en fonction de Ri, le long du convergent

Généralement, la production d’entropie due aux frottements ou bien à la viscosité (S_{Fric}), tient ses maximums (elle aussi) auprès des parois, là où les gradients des vitesses sont plus développés. Elle se rapproche ou égale à zéro au centre du convergent, comme le mouvement du fluide est très lent ou il possède des vitesses nulles (voir fig.IV.13 et IV.14).

Entre la surface des corps solides et les fluides visqueux, se manifestent toujours les forces moléculaires, dont la couche de fluide adjacente à la paroi solide est immobilisée comme si elle adhérait intimement à la paroi, ce qui implique la disparition de ses composantes normale et tangentielle.

La viscosité (le frottement interne) du fluide se manifeste par l’existence d’un transport supplémentaire d’impulsion, qui, lui est irréversible à partir des endroits où la vitesse est plus grande vers les endroits où elle est plus petite. Ce qui donne lieu à une dissipation d’énergie, qui finalement, elle se converti en chaleur [113].

Cette chaleur (des dissipations visqueuses) réduit les différences de température ou bien le processus thermique entre la paroi et le fluide. Ce qui était prouvé par Iqbal et al.

[114], dont ils expliquent que l'effet de la convection libre est d'augmenter les contraintes de cisaillement auprès des parois et que la dissipation visqueuse les réduit.

Lorsque Re est important ($Re = 100$), la S_{Fric} est proportionnelle à Ri (voir fig.IV.15). Au milieu et à la sortie du convergent, quand Ri devient important ($Ri = 10$) on remarque qu'elle signe une augmentation au voisinage du centre sous forme d'une convexité (voir fig. IV.13-b), qui interprète la disposition auprès d'une zone de recirculation, où ces distorsions du fluide dissipent de l'énergie. Hanratty et al. [109] ont assimilé ce phénomène à un solide placé sur le chemin du fluide.

Par contre lorsque le régime d'écoulement ralentisse ($Re = 10$), à l'entrée de la conduite S_{Fric} croit avec l'accroissement de Ri , en marquant aussi (à $Ri = 100$) une convexité de la courbe au voisinage de la zone de recirculation (voir fig.IV.14. a). Le nombre de Richardson n'aura aucune influence sur cette dernière à la sortie du convergent, vu que le processus du transfert thermique est achevé, où les courbes de S_{Fric} s'appliquent les uns sur les autres, comme nous indique la figure IV.14-c et la ligne en pointillés dans la figure IV.15.

La S_{Fric} augmente aussi de l'entrée vers la sortie du convergent, sous l'effet de la convergence des plaques qui accélère le fluide le long de ce dernier (voir fig.IV.15)

D'après la figure IV.13, la production d'entropie visqueuse est plus importante dans le flux descendant refroidi (2^{ème} cas) que celle de flux ascendant chauffé (1^{er} cas). L'effet de la dissipation visqueuse est d'augmenter le transfert de chaleur lorsque la surface solide est refroidie et d'inhiber le transfert de chaleur lorsque la surface solide est chauffée [114].

Les deux figures IV.12 et IV.16 montrent une ressemblance entre la production d'entropie totale (S_T) et la production d'entropie due au transfert thermique (S_{Th}), vu qu'elle est plus élevée (point de vu quantité) que la production d'entropie visqueuse, à titre d'exemple, à l'entrée du convergent à $Re = 100$ et $Ri = 10$, la $S_{Th \max}$ est à environ 7 déca Joule K^{-1} (voir fig.IV.10. a), par contre $S_{Fric \max}$ est d'environ 10^{-5} déca Joule K^{-1} (voir fig.IV.13.a). Ainsi que l'écoulement inverse et la distorsion du fluide résultent principalement sous l'effet de convection naturelle plutôt que des dissipations de viscosité [109]

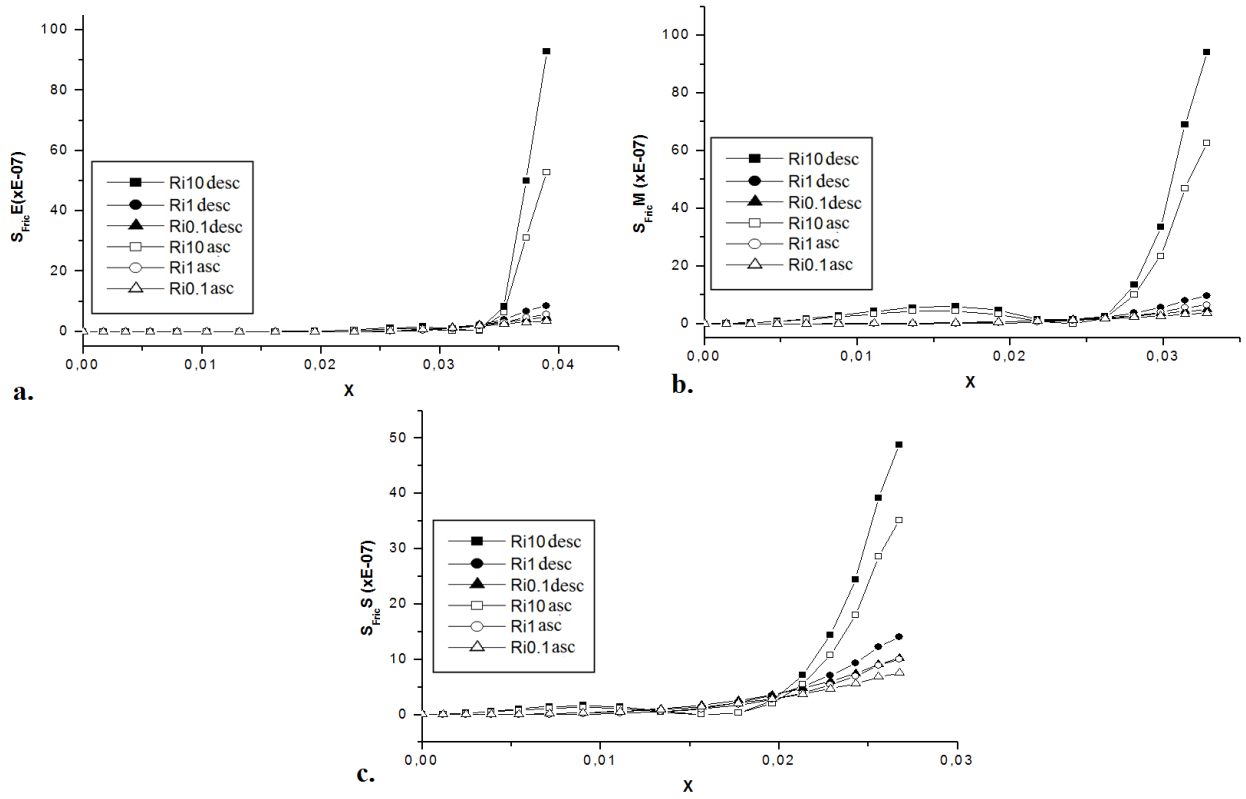


Fig.IV. 13: Effets du paramètre de flottabilité sur la production d'entropie due à la viscosité, à $Re = 100$. a- à l'entrée, b- au milieu, c- à la sortie du convergent

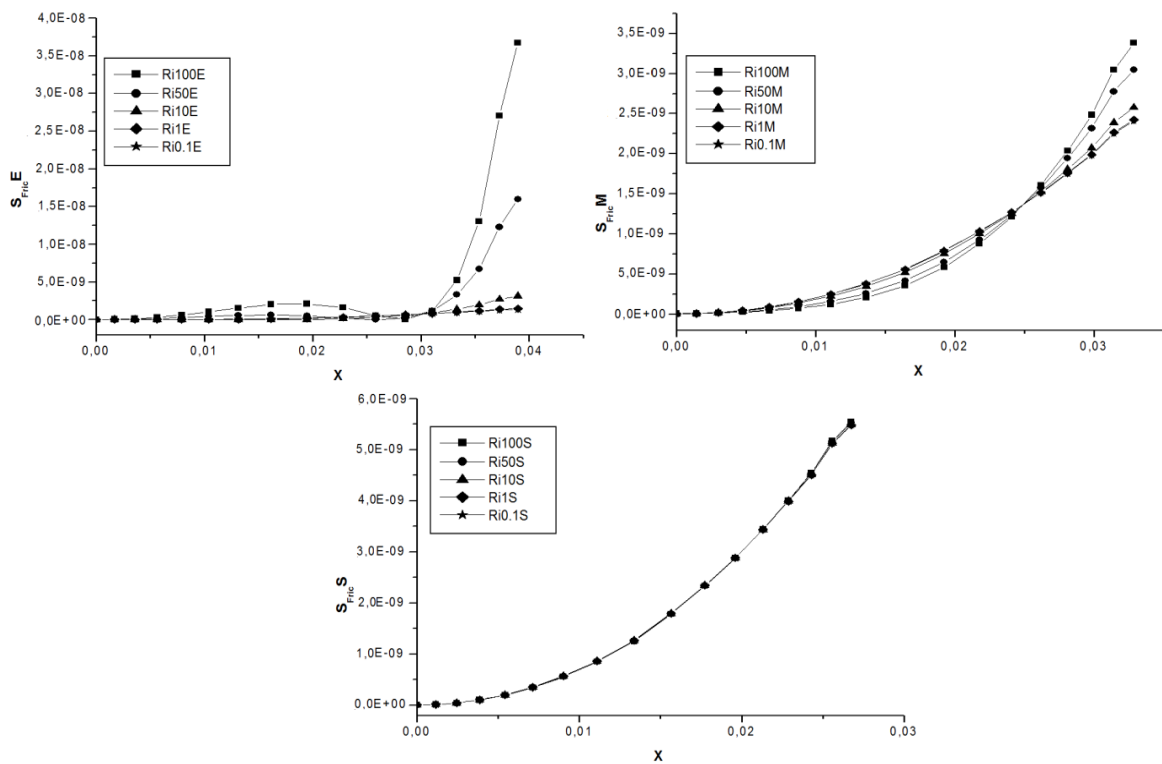


Fig.IV. 14: Effets du paramètre de flottabilité sur la production d'entropie visqueuse, à $Re = 10$. a- à l'entrée, b- au centre, c- à la sortie du convergent

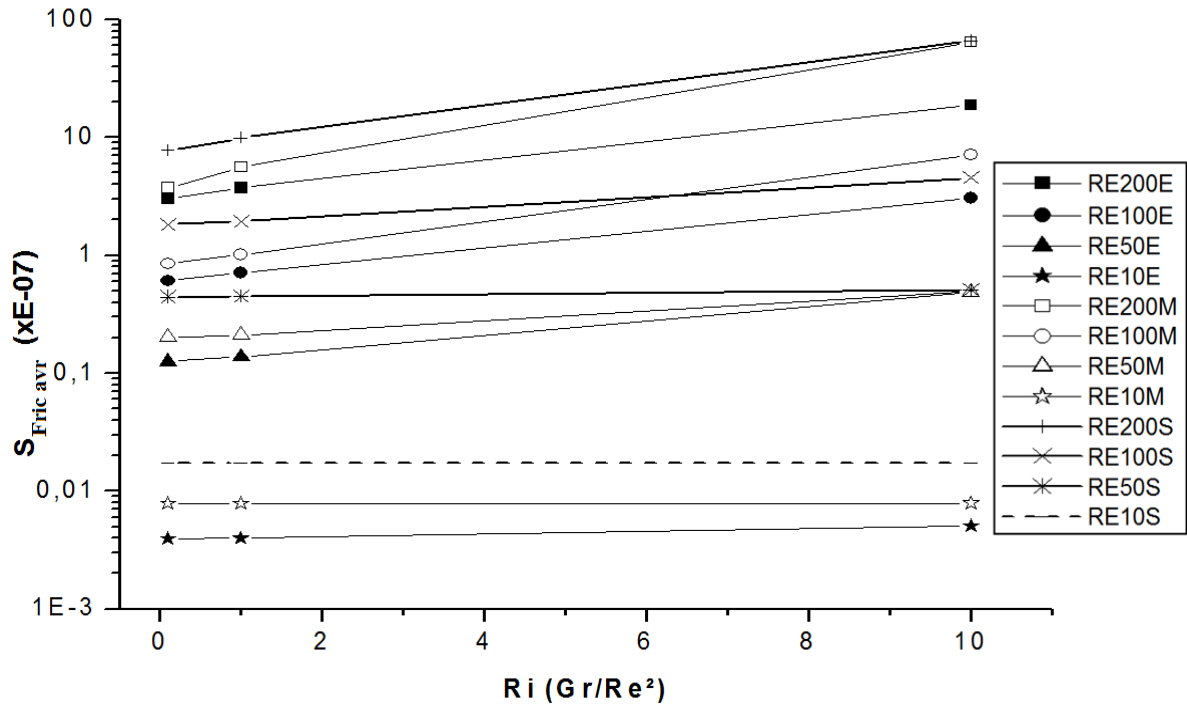


Fig.IV. 15: l'effet du Re sur la production d'entropie visqueuse en fonction de Ri, le long du convergent

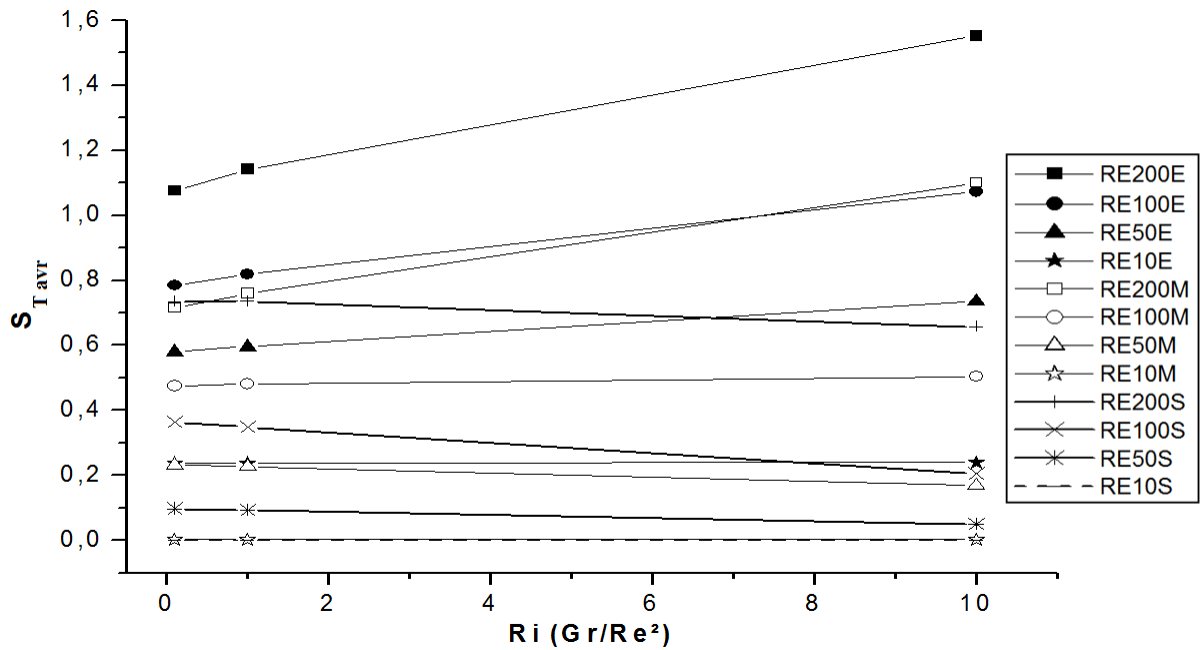


Fig.IV. 16: l'effet du Re sur la production d'entropie totale en fonction de Ri, le long du convergent

▪ Le nombre de Bejan

Selon la figure IV.17, pour les petits nombres de Reynolds, le long du convergent, la dissipation d'énergie due au transfert de chaleur domine, quel que soit le paramètre de flottabilité. Lorsque Re devient assez grand ($Re = 200$), ce mode de dissipation tend vers 0.5, où les deux types de production d'entropie deviennent équivalents.

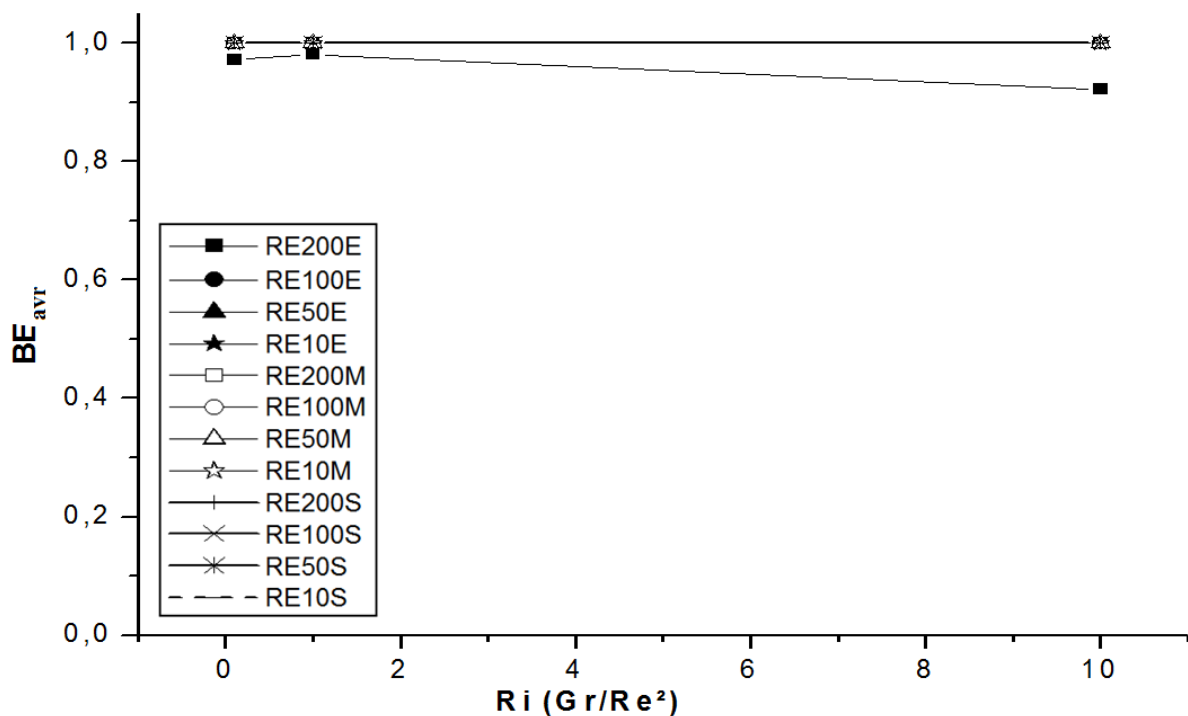


Fig.IV. 17: l'effet du Re sur le nombre de Bejan en fonction de Ri , le long du convergent

IV.3.1.3.Conclusion

L'optimisation de l'architecture d'une convection mixte assistée, laminaire et permanente de l'air, entre deux plaques non parallèles, verticales et isothermes (en convergence symétrique), dans deux cas : échauffement du fluide en mouvement ascendant et son refroidissement en mouvement descendant, par le calcul de la production d'entropie est fondée beaucoup plus sur les effets de la poussée thermique traduite par le nombre de Richardson ou bien le paramètre de flottabilité et le régime d'écoulement (le nombre de Reynolds).

On a pu conclure que : l'influence du nombre de Richardson ou bien le paramètre de flottabilité dépend du régime d'écoulement, sa lenteur ou sa rapidité, peut rétrécir ou élargir l'intervalle de la convection mixte. Plus le nombre de Reynolds s'affaiblit, plus la convection naturelle s'impose et l'échange thermique entre le fluide de travail et les parois sera plus rentable. Par contre quand la vitesse d'écoulement augmente, il devient instable, là où le système perd son énergie en rechassant les zones de recirculation au lieu de la gagner dans le processus d'échange thermique.

A l'entrée du convergent l'augmentation du paramètre de flottabilité augmente la production d'entropie thermique auprès des parois et la diminue au centre, quel que soit le régime d'écoulement. Par contre à la sortie du convergent Ri est inversement proportionnel à cette dissipation d'énergie, elle diminue lorsque Ri augmente, quand le processus du transfert de chaleur s'achève.

La production d'entropie visqueuse est proportionnelle au paramètre de flottabilité et la convergence des plaques l'augmente le long du convergent

En outre, l'irréversibilité du transfert de chaleur domine beaucoup plus lorsque l'écoulement est lent. Cette constatation est confirmée par la ressemblance entre les courbes de la production d'entropie totale et ceux de la production d'entropie thermique, ainsi que par le calcul du nombre de Bejan

IV.3.2. Le 2^{ème} Cas : Les effets des paramètres géométriques sur la production d'entropie d'une convection mixte entre deux plaques verticales, non parallèles en convergence.

Les recherches antérieures ont essayé d'optimiser le convergent lors d'une convection mixte ou naturelle par l'analyse thermique, en comptabilisant les flux aux frontières de chaleur ou en calculant le coefficient global de transfert thermique (voir §II.2.1), ou en corrélant le nombre de Nusselt avec sa géométrie compliquée, vu que la distance inter-plaques n'est pas constante, de son entrée vers sa sortie (voir §IV.2). Cette variation qui dépend trigonométriquement de l'angle de convergence et la longueur des parois. Donc pour optimiser ce type de conduite, il faut mettre en cause les trois paramètres : l'angle de convergence, la longueur de la plaque et/ou l'espace inter-plaque choisi. [14], [15], [17-19], [21-24] ont travaillé sur l'angle d'ouverture et le rapport entre une des distances inter-plaques et la longueur de la plaque (ou l'inverse), en essayant d'ajuster le nombre de Rayleigh. Par contre [25-26] ont tenté d'ajuster que l'angle de convergence et la distance minimale entre les plaques pour améliorer le rendement de cette conduite, en variant le flux thermique.

Dans cette partie, en utilisant l'approche de calcul de la production d'entropie, on essaye d'optimiser l'espace confiné entre les plaques non parallèles en convergence, où l'air écoule en convection mixte assistée, laminaire et permanente, afin de déterminer les paramètres géométriques adéquats à ce système d'écoulement, en rassurant la fiabilité de ses performances ultérieures. A cet effet, on va seulement étudier deux paramètres, l'angle de convergence et l'espace minimal entre les deux plaques à la sortie du canal (D_{\min}). La sélection de ces deux paramètres est basée sur l'équation (IV.1), où :

$$D_{\max} = D_{\min} + 2 \cdot L \tan \alpha \quad (\text{IV.6})$$

Donc la distance entre les plaques à l'entrée du convergent (D_{\max}) et la longueur des plaques sont écarter de l'étude, vu qu'elles dépendent (du point de vu trigonométrique) elles-mêmes de l'angle de convergence et la distance D_{\min} .

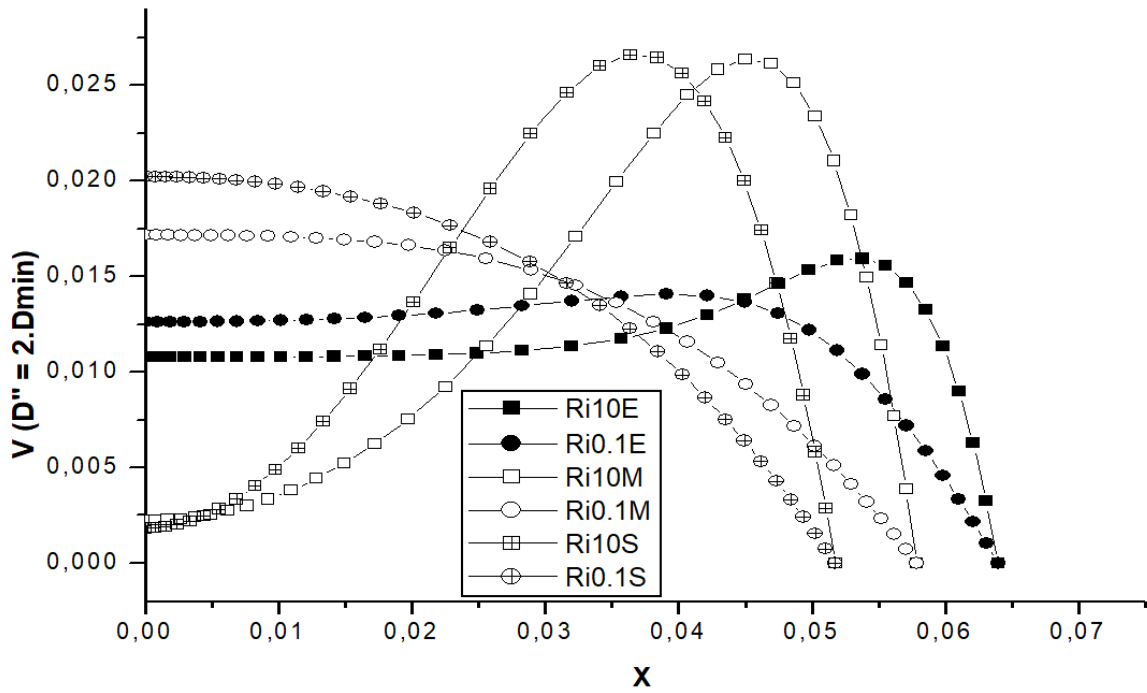


Fig.IV. 18: Les profils des vitesses en fonction du paramètre de flottabilité sur le champ de vitesses, à $D'' = 2D_{min}$, à $Re = 100$

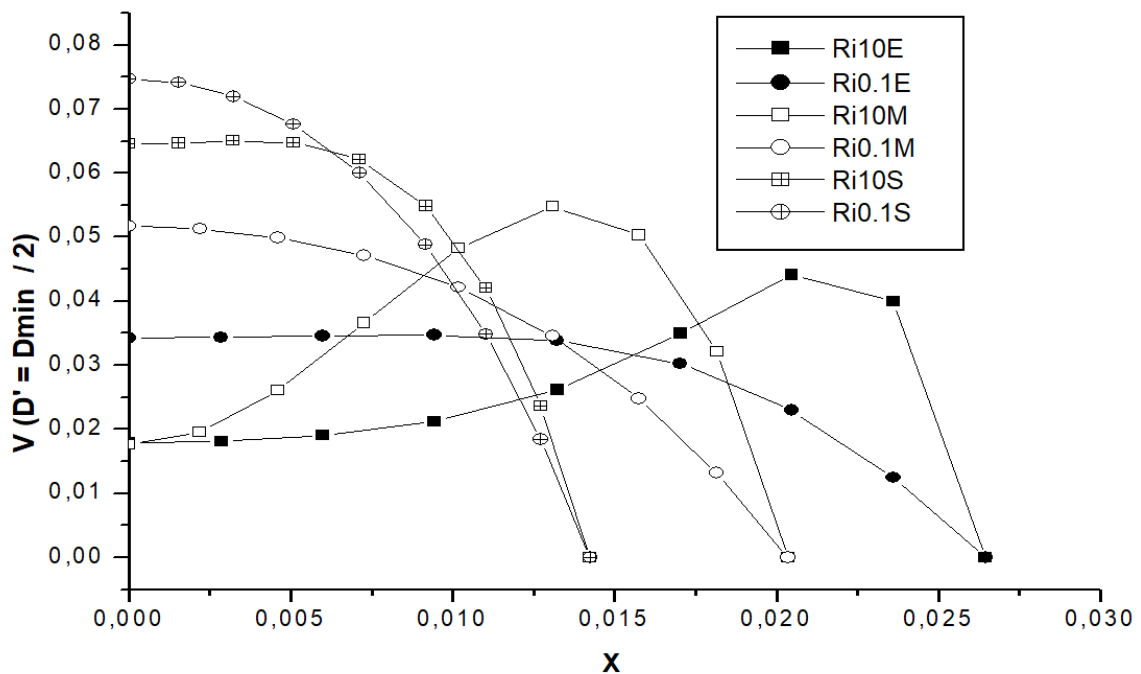


Fig.IV. 19: Les profils des vitesses en fonction du paramètre de flottabilité sur le champ de vitesses, à $D' = D_{min}/2$, à $Re = 100$

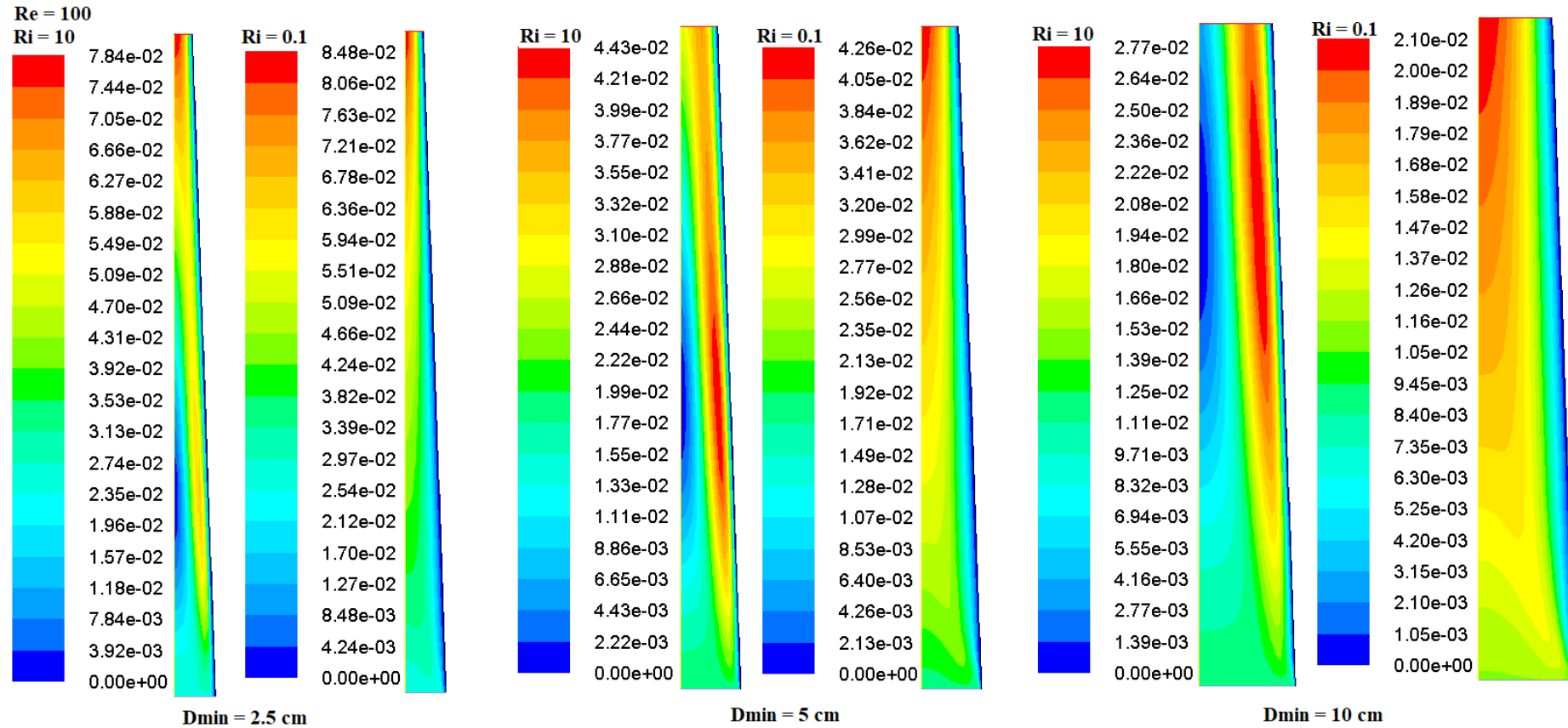


Fig.IV. 20: Effet du paramètre de flottabilité sur le champ de vitesses, variation de D_{min} , à $Re = 100$

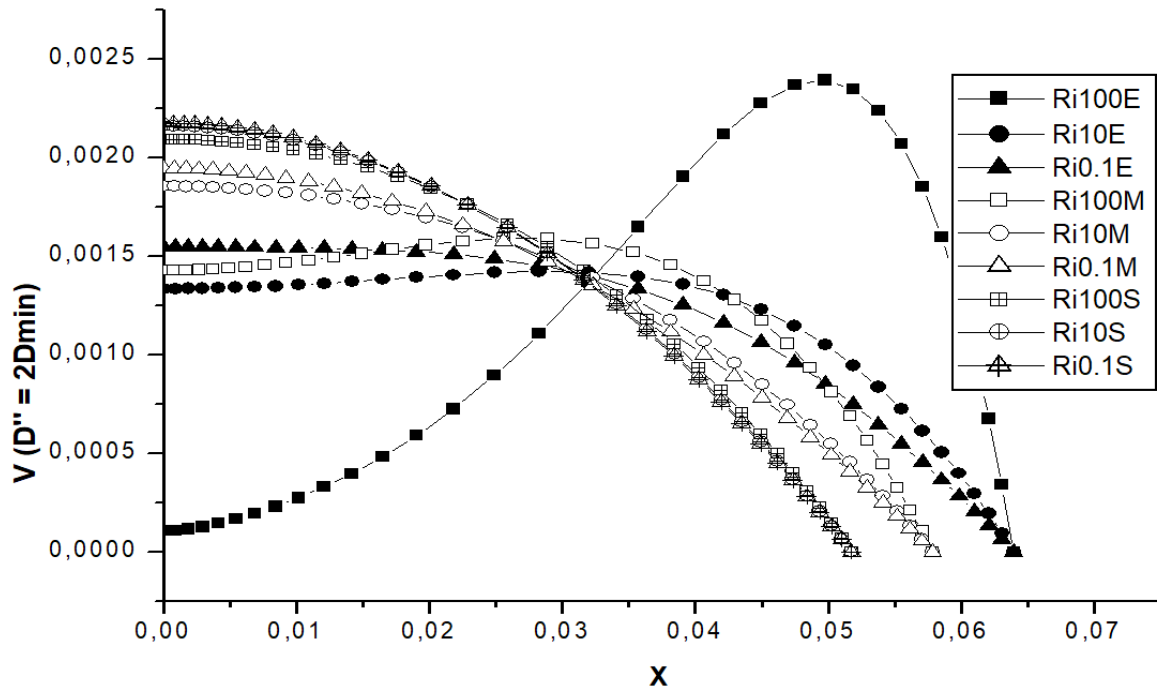


Fig.IV. 21: Les profils des vitesses en fonction du paramètre de flottabilité sur le champ de vitesses, à $D'' = 2D_{min}$, à $Re = 10$

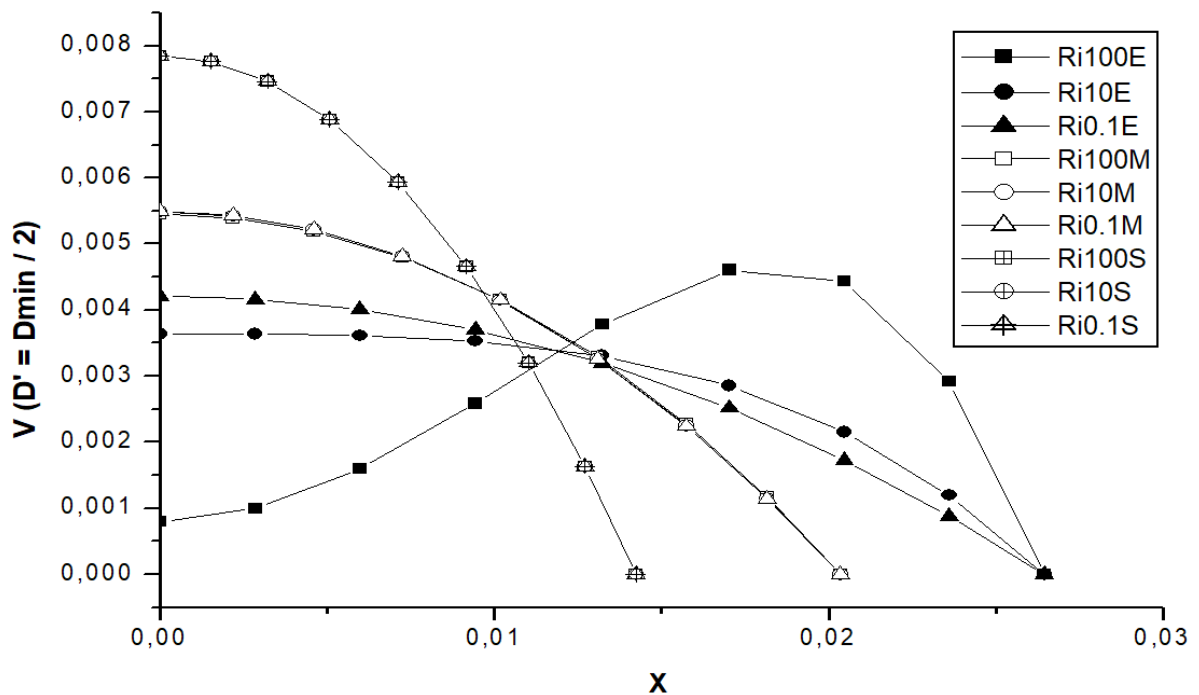


Fig.IV. 22: Les profils des vitesses en fonction du paramètre de flottabilité sur le champ de vitesses, à $D' = D_{min} / 2$, à $Re = 10$

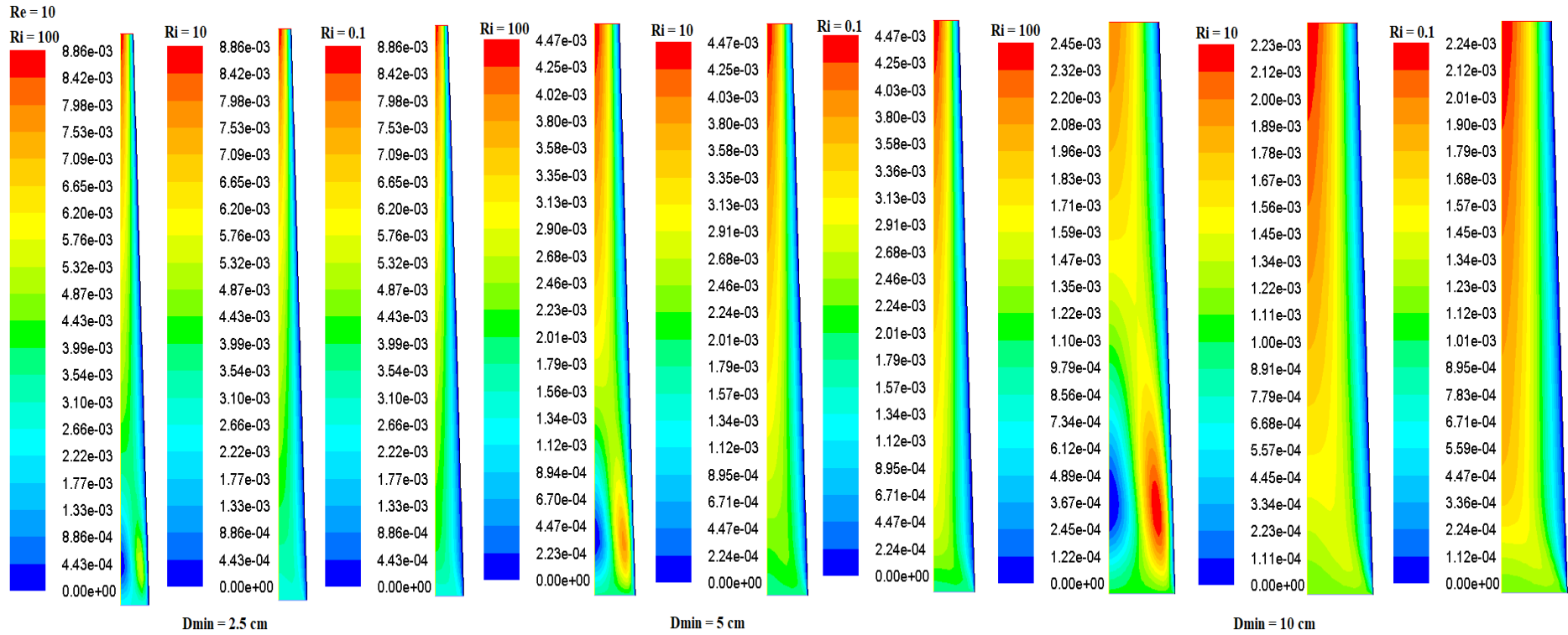


Fig.IV. 23: Effet du paramètre de flottabilité sur le champ de vitesses, variation de D_{min} , à $Re = 10$

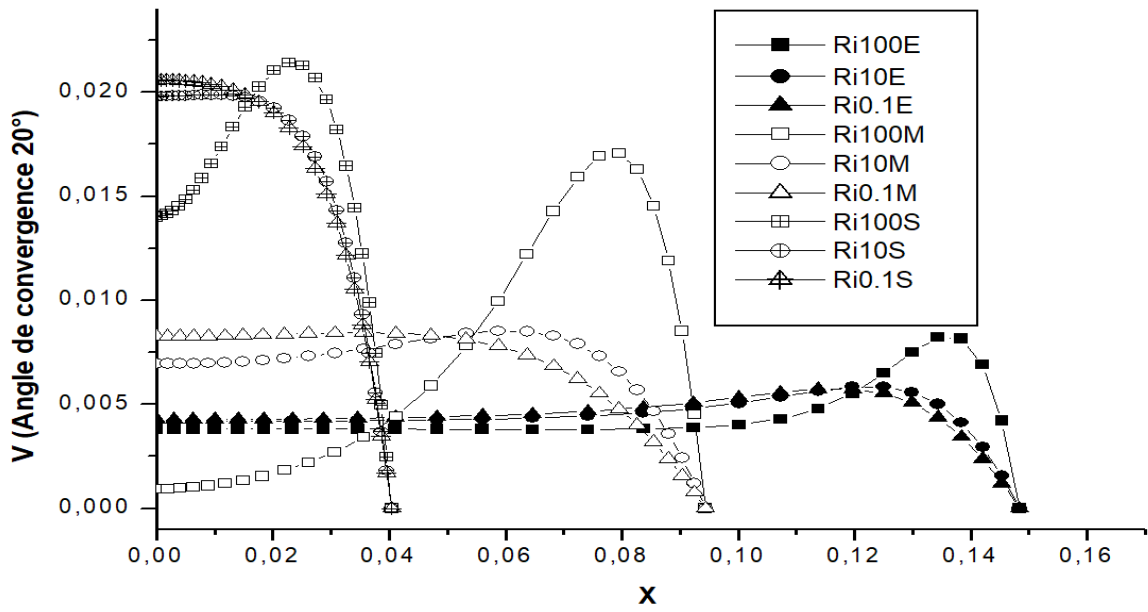


Fig.IV. 24: Les profils des vitesses en fonction du paramètre de flottabilité sur le champ de vitesses, à $\alpha = 20^\circ$, à $Re = 100$

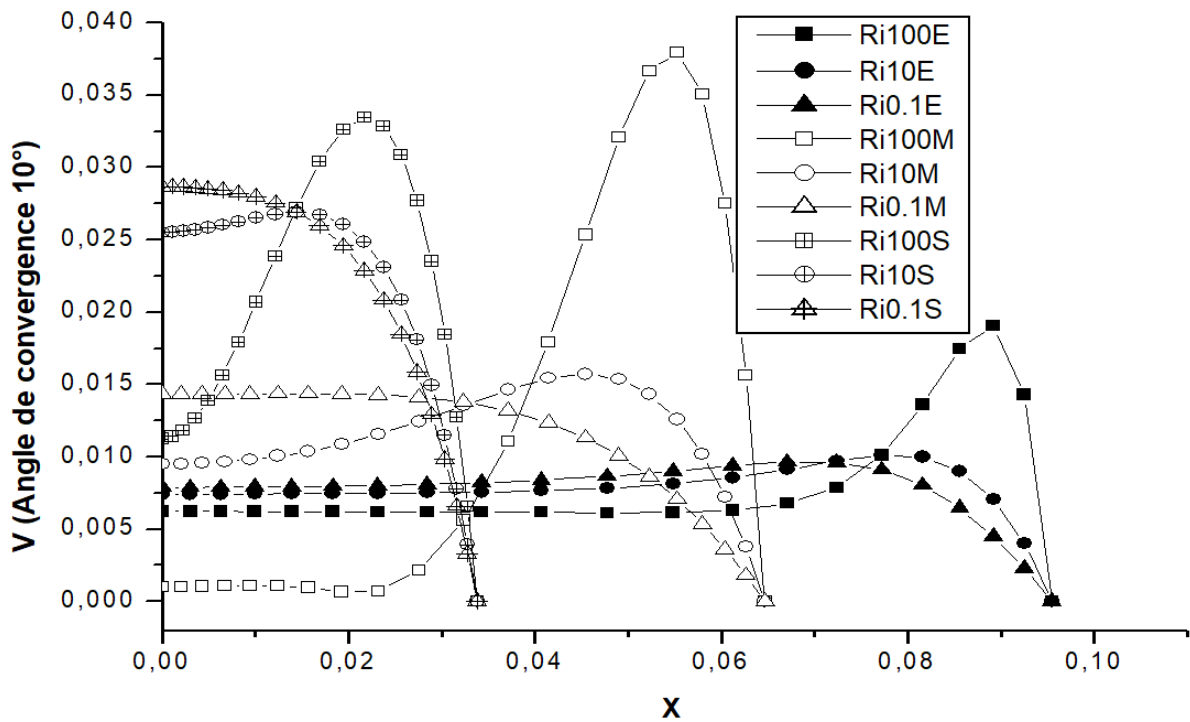


Fig.IV. 25: Les profils des vitesses en fonction du paramètre de flottabilité sur le champ de vitesses, à $\alpha = 10^\circ$, à $Re = 100$

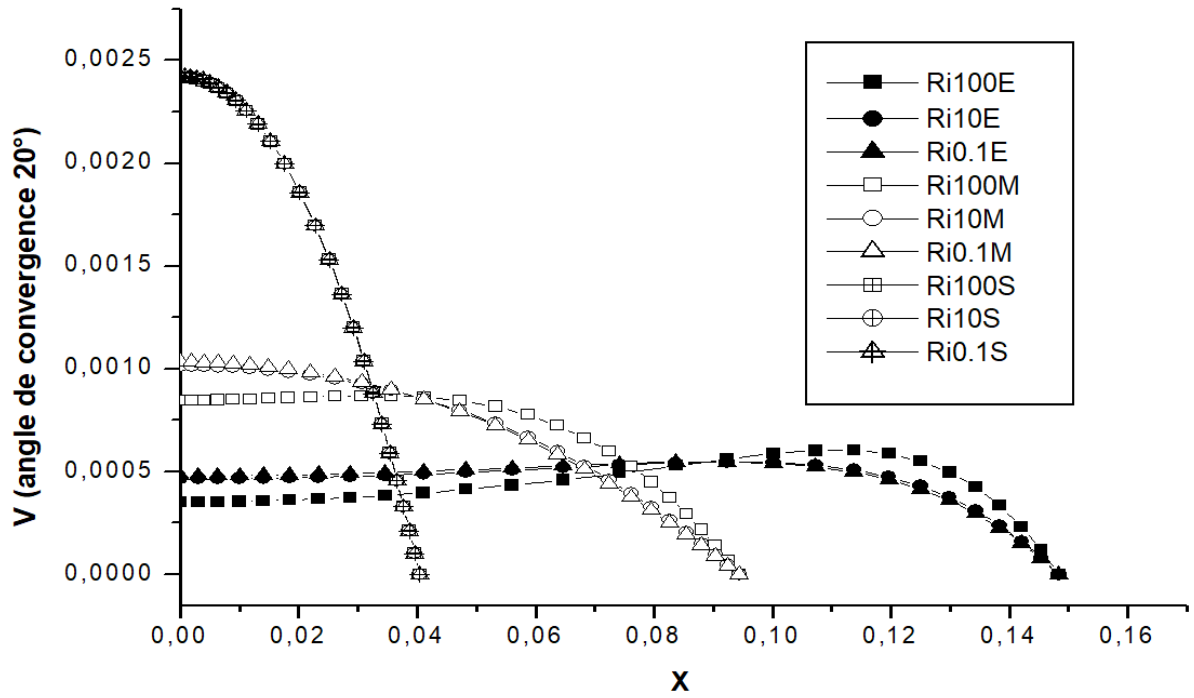


Fig.IV. 26: Les profils des vitesses en fonction du paramètre de flottabilité sur le champ de vitesses, à $\alpha = 20^\circ$, à $Re = 10$

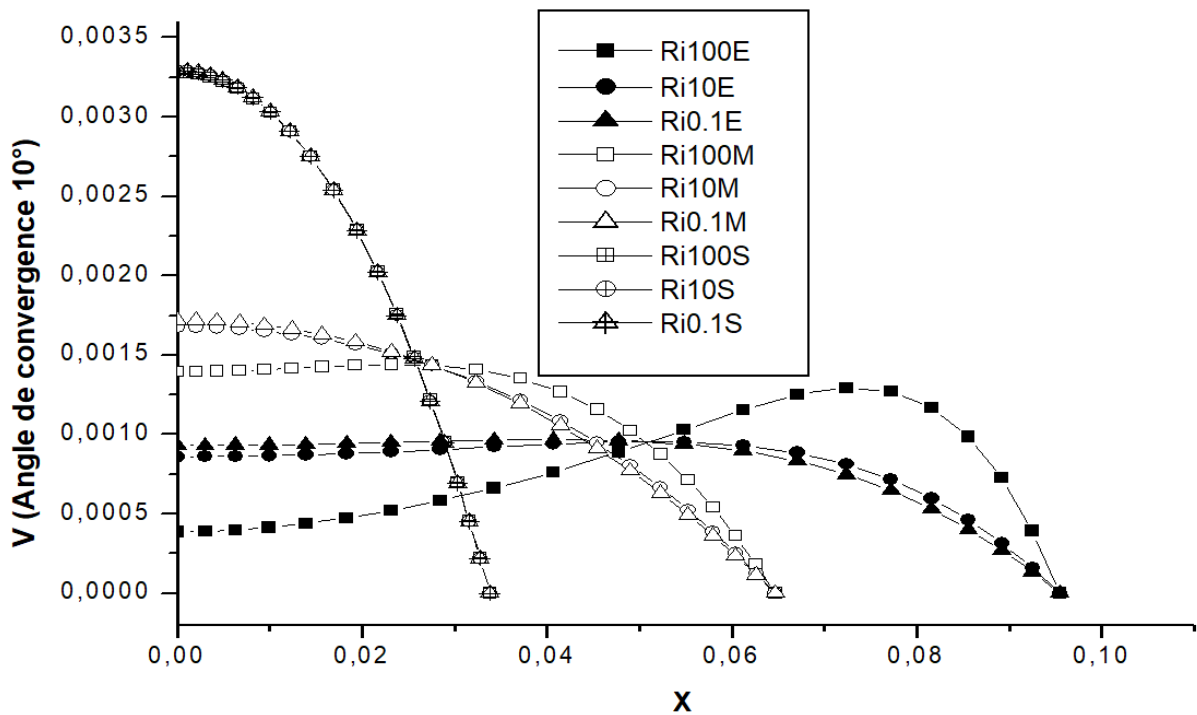


Fig.IV. 27: Les profils des vitesses en fonction du paramètre de flottabilité sur le champ de vitesses, à $\alpha = 10^\circ$, à $Re = 10$

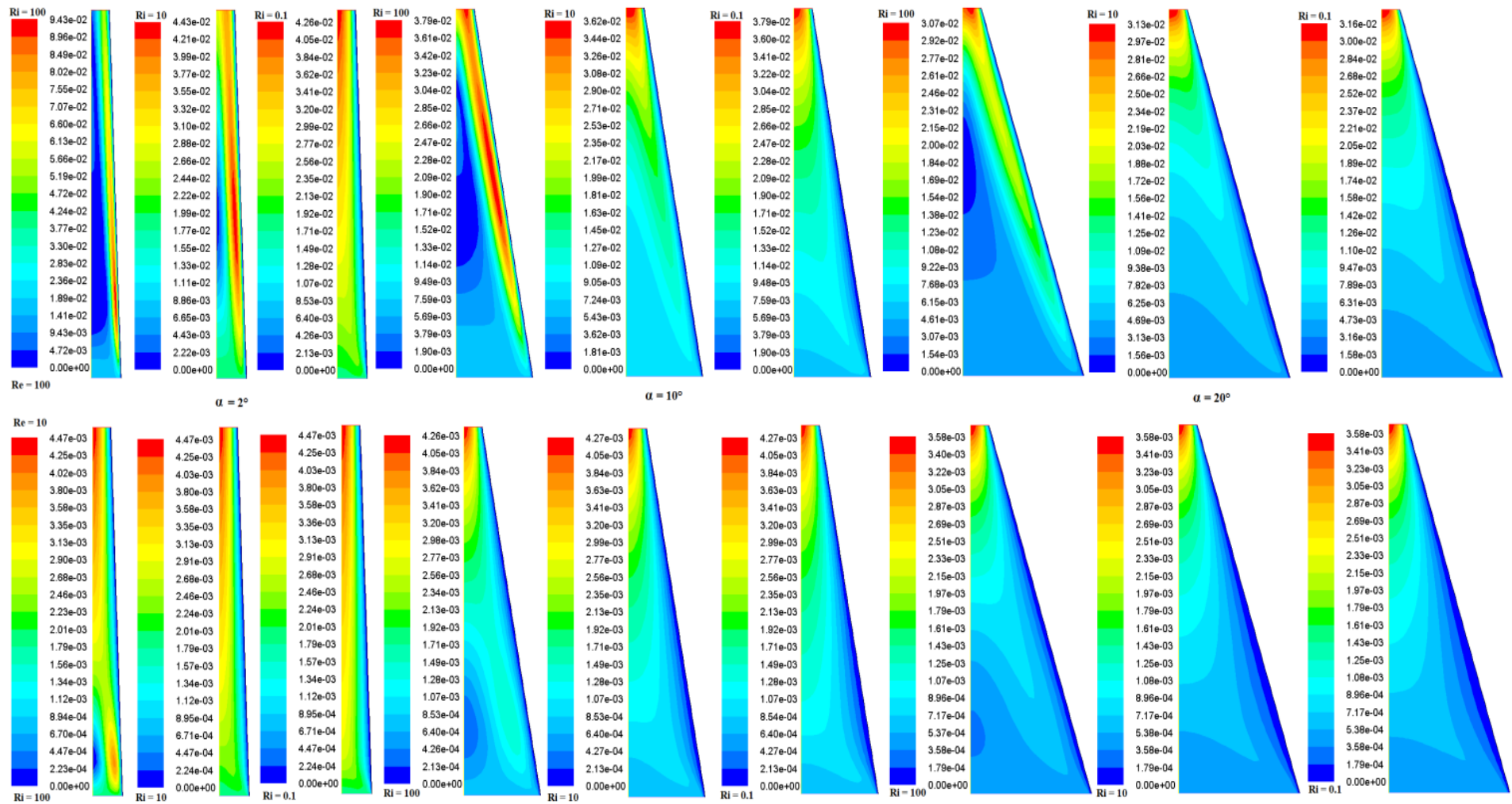


Fig.IV. 28: Effet du paramètre de flottabilité sur le champ de vitesses, variation de l'angle de convergence, en haut à $Re = 100$ et en bas à $Re =$

10.

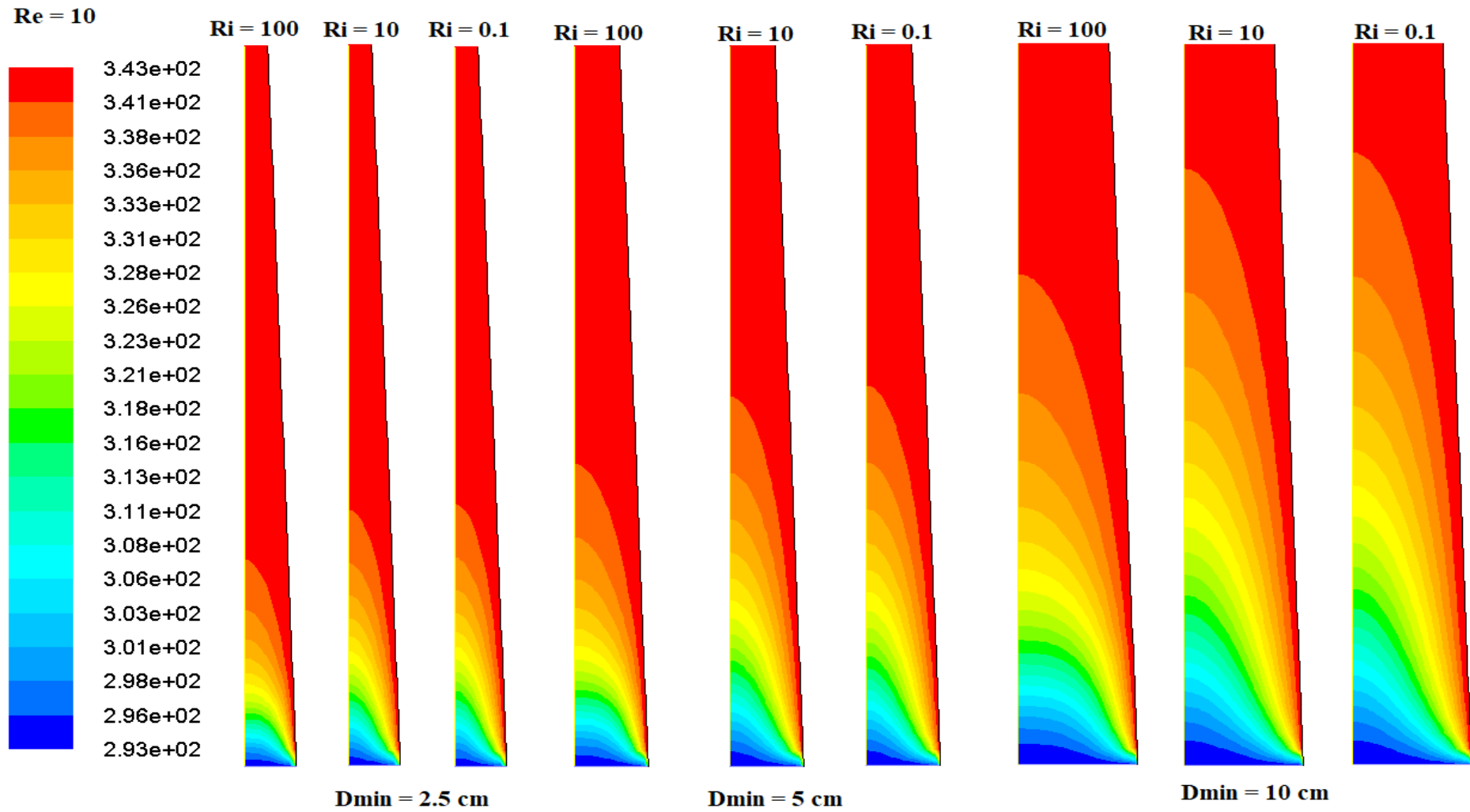


Fig.IV. 29: Effet du paramètre de flottabilité sur le champ des températures, variation de D_{min} , à $Re = 10$

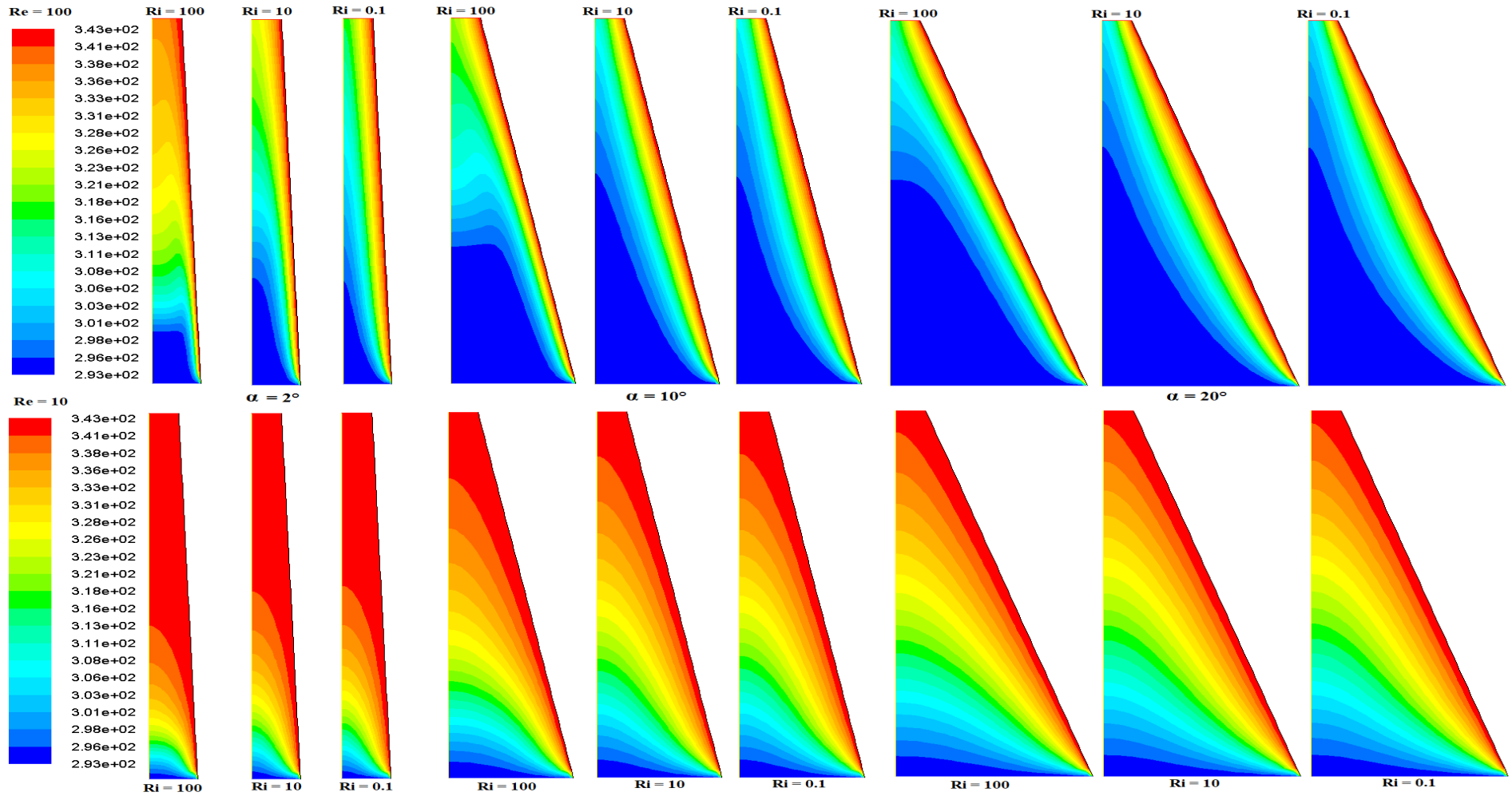


Fig.IV. 30: Effet du paramètre de flottabilité sur le champ des températures, variation de α , en haut à $Re = 100$ et en bas à $Re = 10$

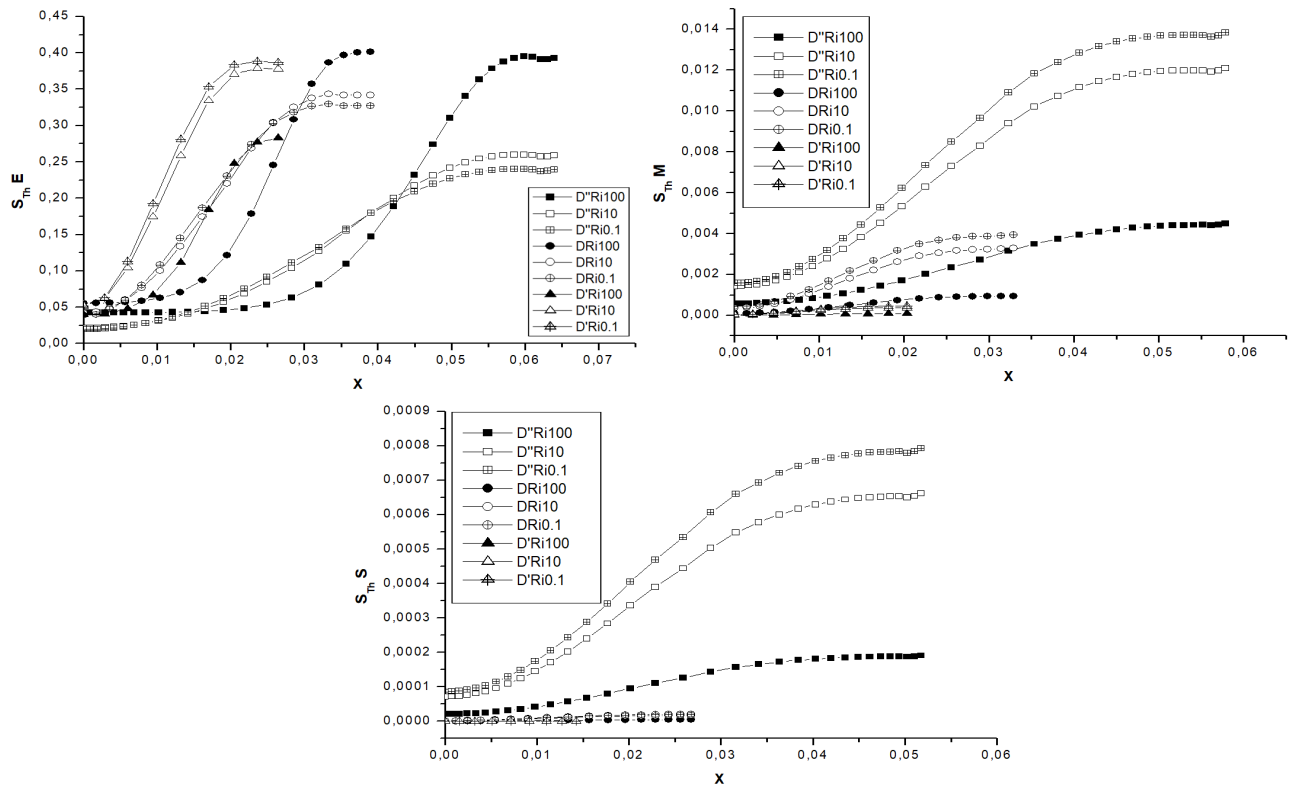


Fig.IV. 31: Effet du paramètre de flottabilité sur la production d'entropie due au transfert thermique, variation de D_{min} , à $Re = 10$

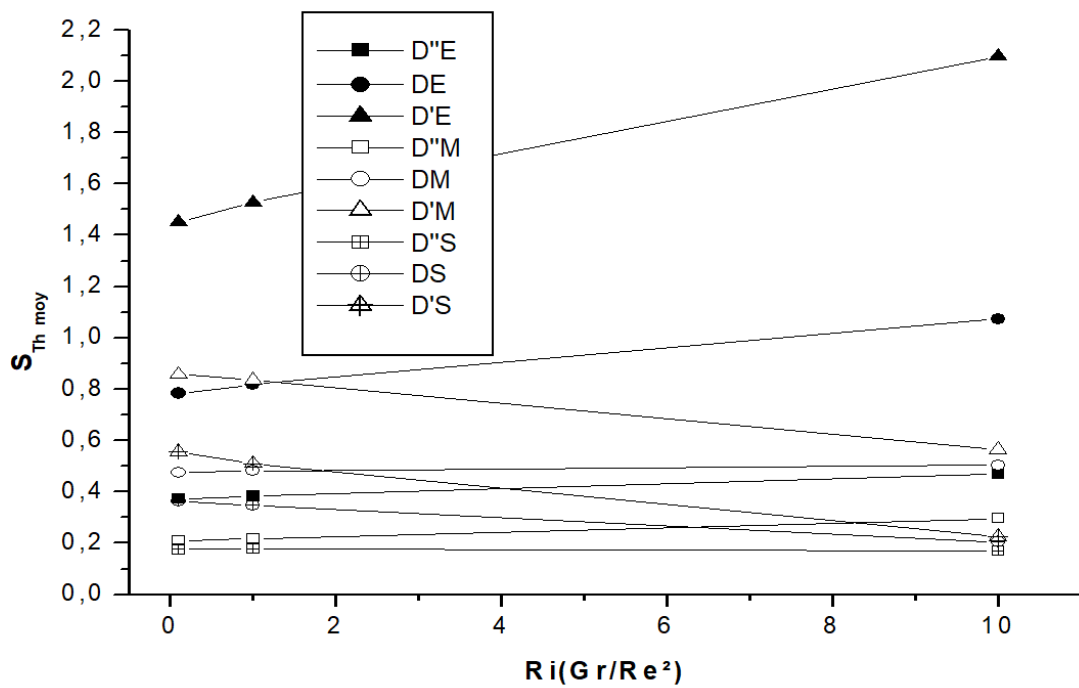


Fig.IV. 32: La production d'entropie due au transfert thermique en fonction du paramètre de flottabilité, variation de D_{min} le long de la conduite, à $Re = 100$

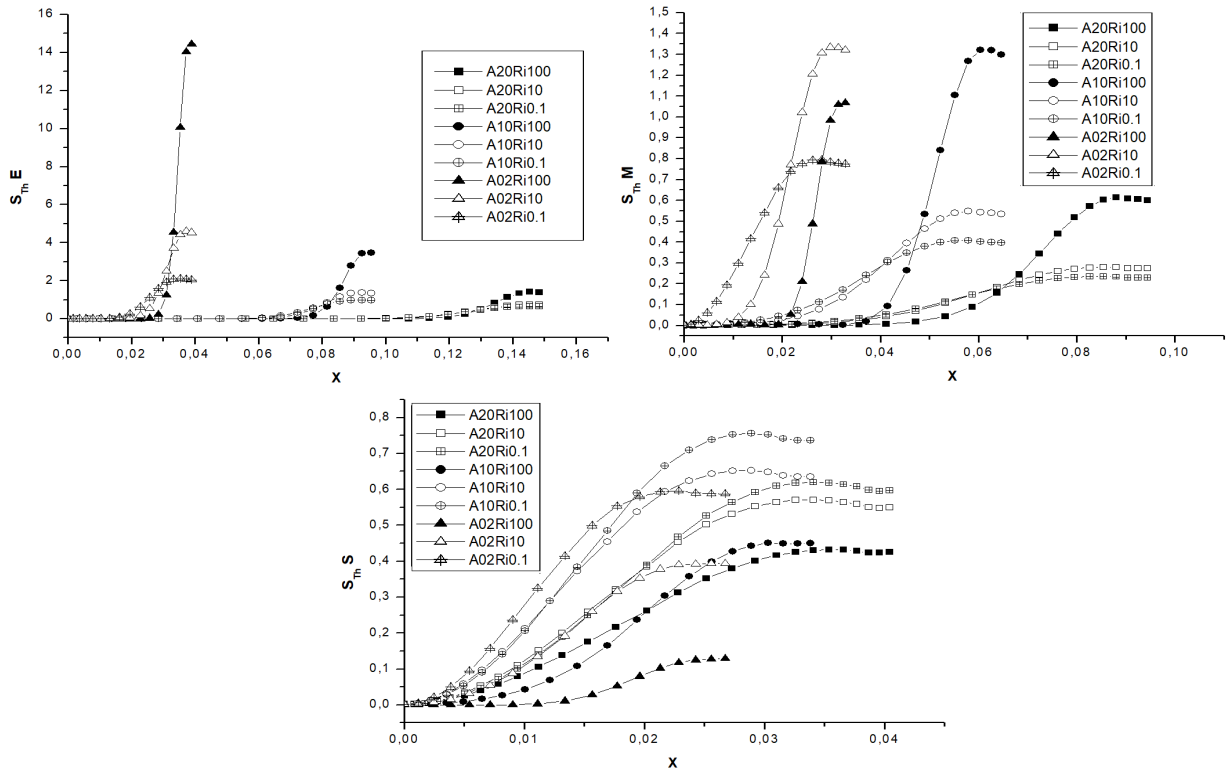


Fig.IV. 33: Effet du paramètre de flottabilité sur la production d'entropie due au transfert thermique, variation de l'angle de convergence, à $Re = 100$

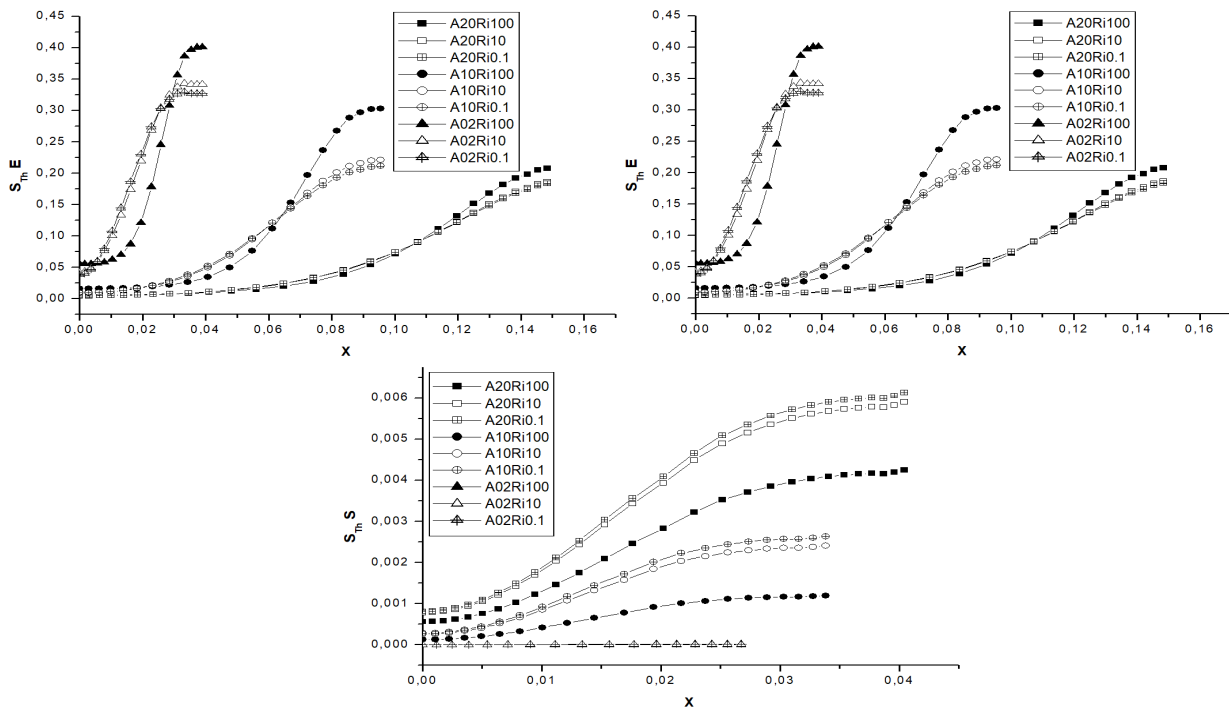


Fig.IV. 34: Effet du paramètre de flottabilité sur la production d'entropie due au transfert thermique, variation de l'angle de convergence, à $Re = 10$

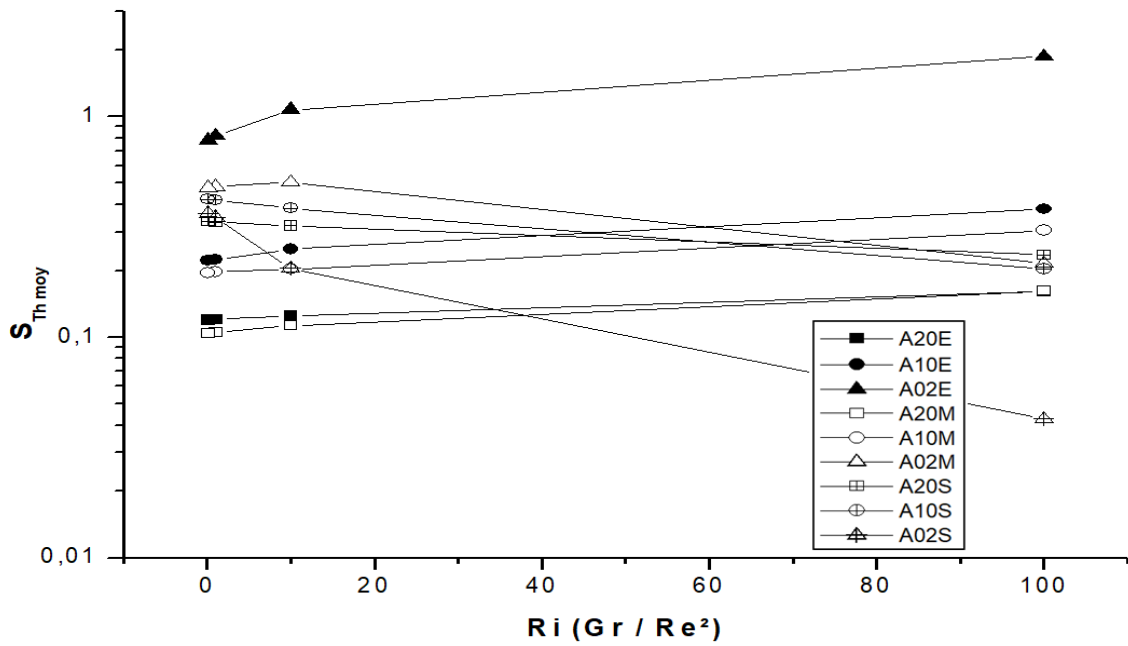


Fig.IV. 35: La production d'entropie due au transfert thermique en fonction du paramètre de flottabilité, variation de l'angle de convergence le long de la conduite, à $Re = 100$

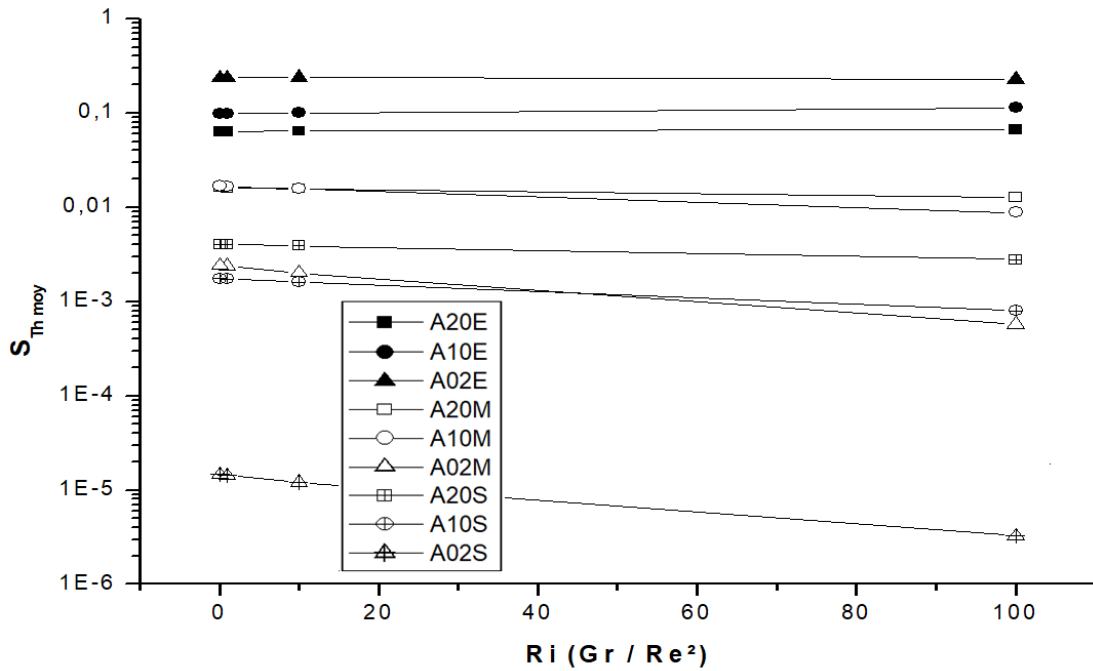


Fig.IV. 36: La production d'entropie due au transfert thermique en fonction du paramètre de flottabilité, variation de l'angle de convergence le long de la conduite, à $Re = 10$

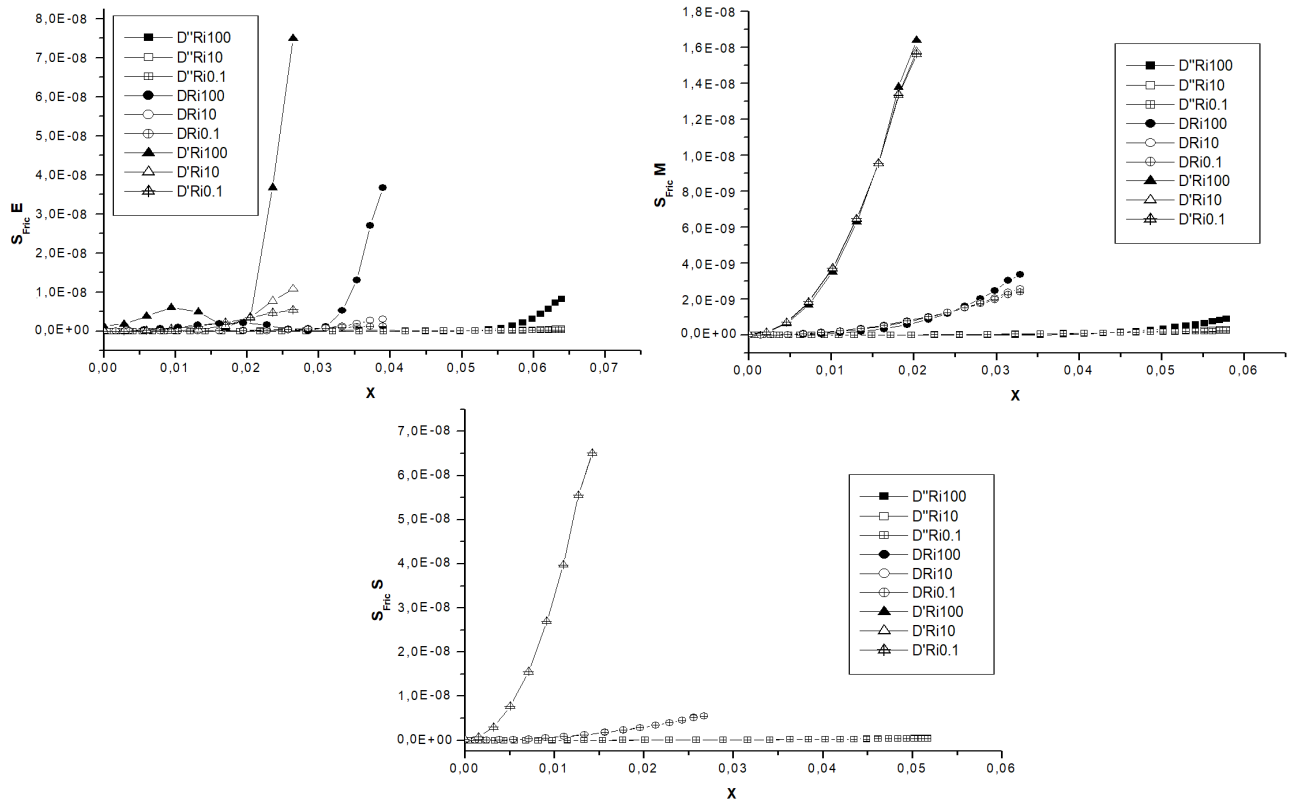


Fig.IV. 37: Effet du paramètre de flottabilité sur la production d'entropie due à la viscosité, variation de D_{min} , à $Re = 10$

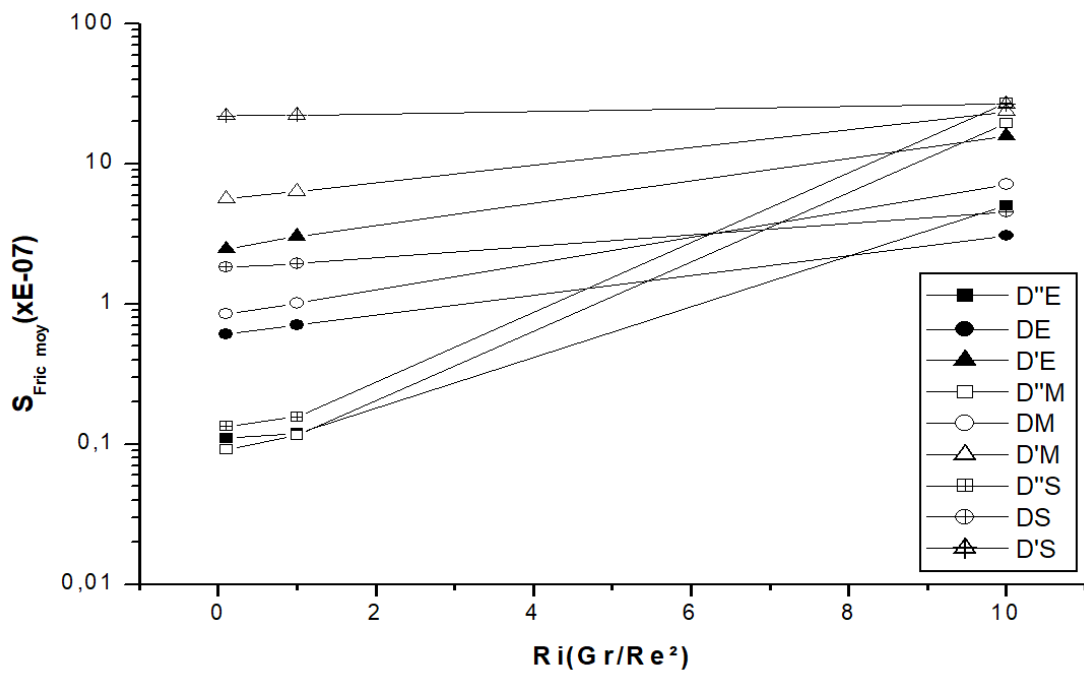


Fig.IV. 38: La production d'entropie due à la viscosité en fonction du paramètre de flottabilité, variation de D_{min} le long de la conduite, à $Re = 100$

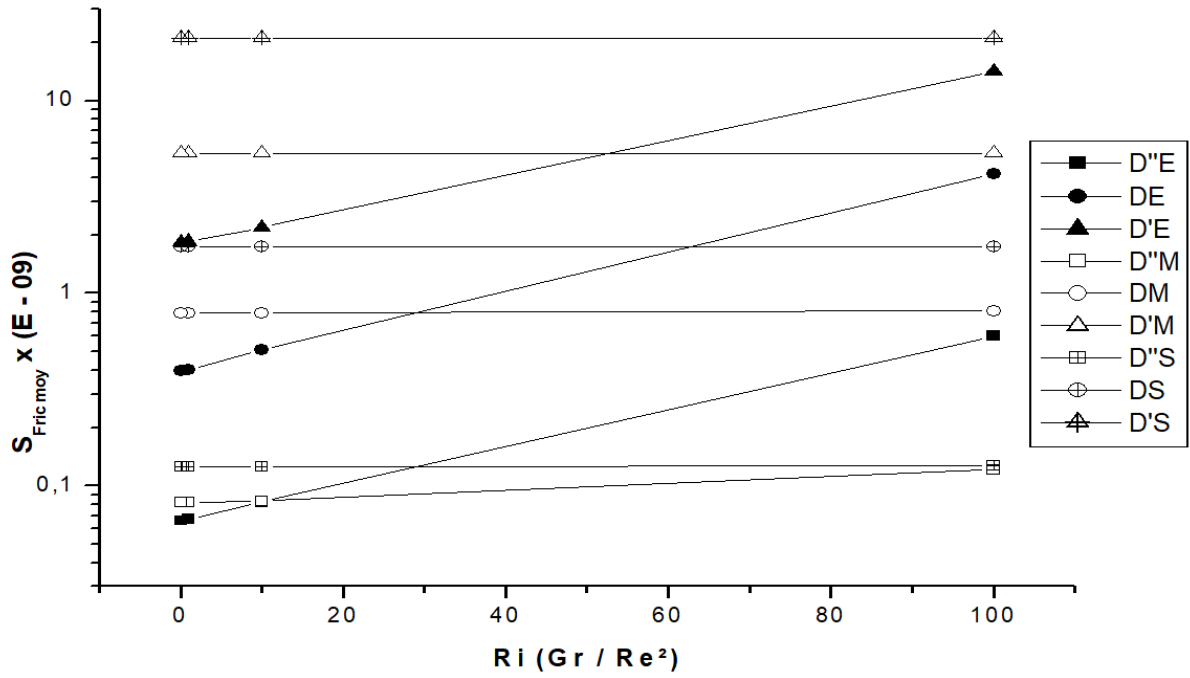


Fig.IV. 39: La production d'entropie due à la viscosité en fonction du paramètre de flottabilité, variation de D_{min} le long de la conduite, à $Re = 10$

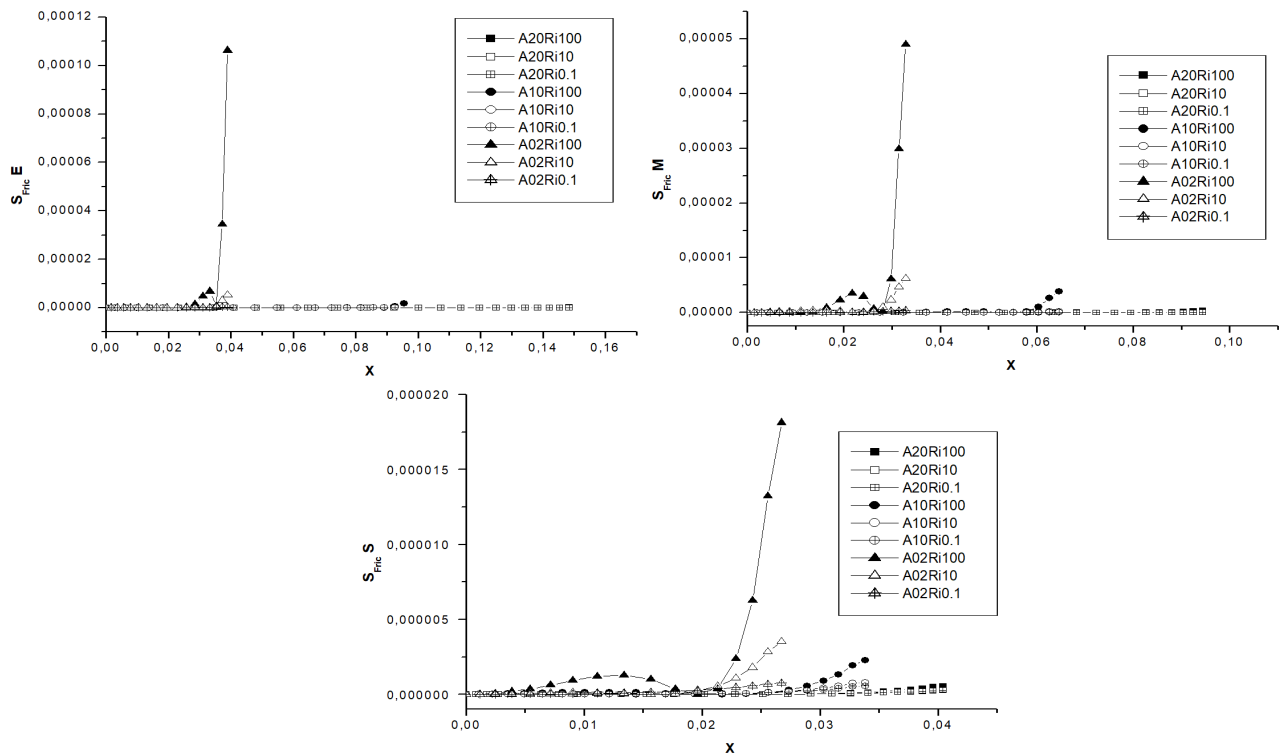


Fig.IV. 40: Effet du paramètre de flottabilité sur la production d'entropie due à la viscosité, variation de l'angle de convergence, à $Re = 100$

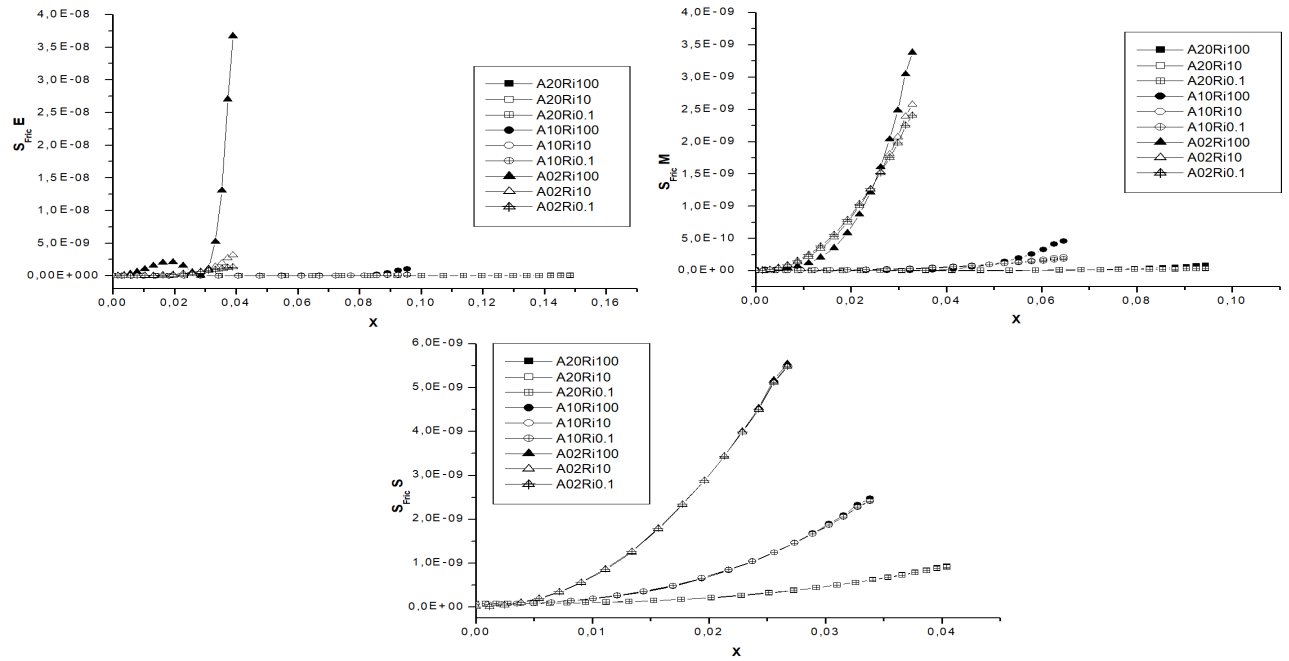


Fig.IV. 41: Effet du paramètre de flottabilité sur la production d'entropie due à la viscosité, variation de l'angle de convergence, à $Re = 10$

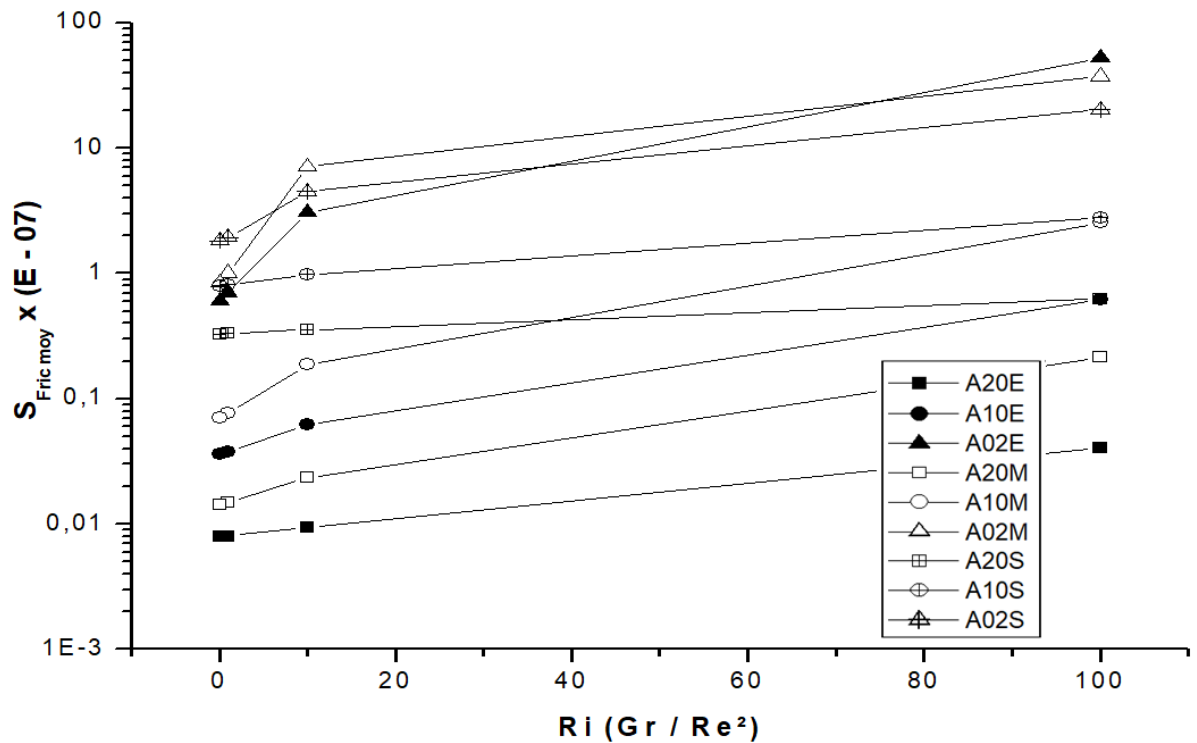


Fig.IV. 42: La production d'entropie due à la viscosité en fonction du paramètre de flottabilité, variation de l'angle de convergence le long de la conduite, à $Re = 100$

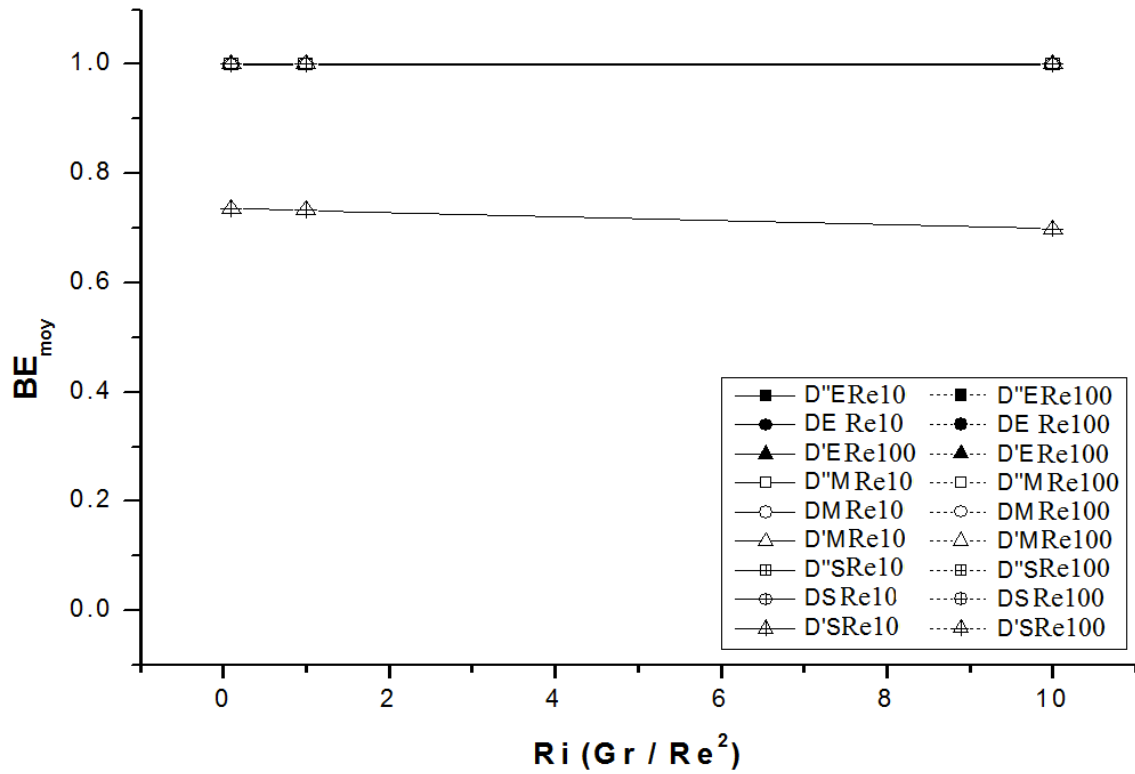


Fig.IV. 43: le nombre de Bejan en fonction de Ri et Re, variation de D_{min} le long de la

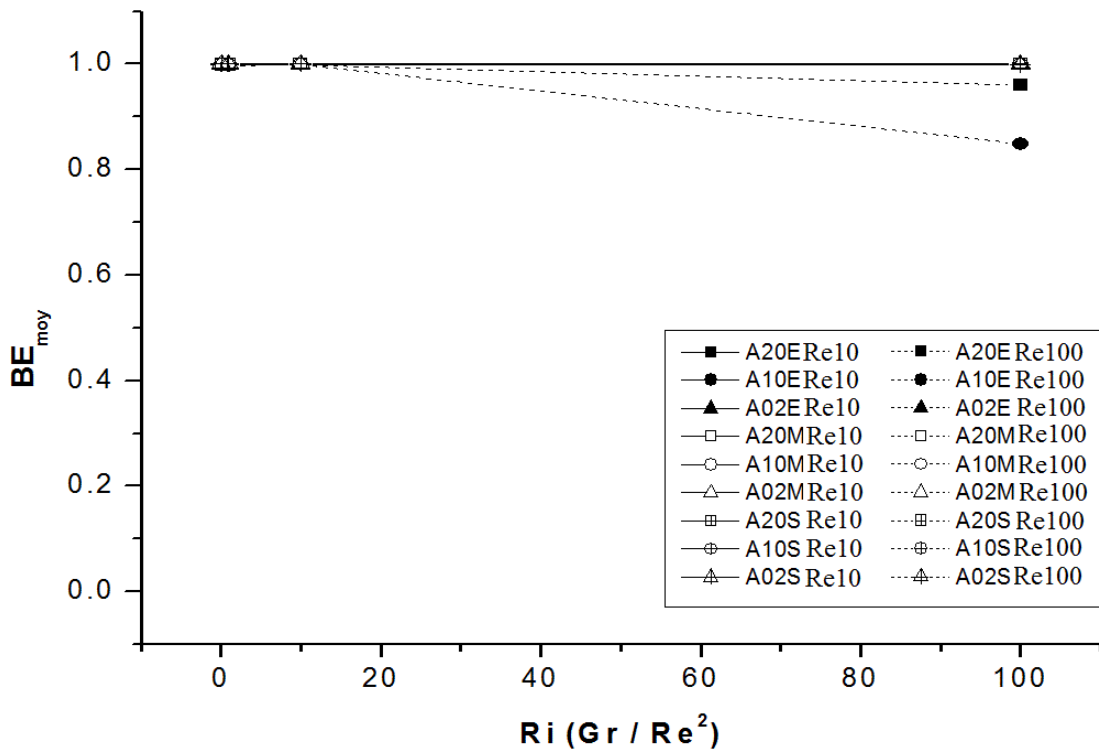


Fig.IV. 44: le nombre de Bejan en fonction de Ri et Re, variation de de l'angle de convergence le long de la conduite

IV.3.3. Le 3^{ème} Cas : Les effets du fluide caloporteur sur la production d'entropie d'une convection mixte entre deux plaques verticales, non parallèles en convergence.

Les recherches antérieures ont pris en considération l'effet des paramètres thermophysiques d'un fluide sur un système d'écoulement du point de vue quantité de chaleur transférée, car un gradient de température a toujours par conséquent une variation plus ou moins marquée de ces derniers, ce qui rend la prise en compte de cette thermodépendance indispensable au moins d'une façon approchée ou partielle, pour savoir à qui s'en tenir quant à son influence sur le processus thermique [66]. Donc pour mettre en cause ce point de vue, les chercheurs ont traité plusieurs types de fluides, interprétés souvent par le nombre de Prandtl.

Concernant la convection mixte assistée dans les conduites convergentes verticales, la pluparts des travaux antérieures, expérimentaux ou numériques, ont utilisé l'air comme un fluide de travail [11], [16-17], [19-20] et [23-26] soit pour étudier son comportement lors de ce processus thermique ou bien pour trouver et/ou analyser des corrélations du nombre de Nusselt. L'étude [13] est reposée beaucoup plus sur les métaux liquides, comme l'effet du champ magnétique était intégré, à cet effet, le nombre de Prandtl était limité de [0, 3]. En augmentant le nombre de Prandtl à 05, dans [14] Nu de l'eau distillée est corrélié expérimentalement et numériquement, dont ses propriétés thermophysiques ont été évalués à une température de référence $((T_p + T_\infty) / 2)$. En appuyant sur cette étude, une autre corrélation de Nu englobante était réalisée par [21], qui couvre une vaste gamme de fluides, allant de $Pr = 0.7$ jusqu'au 88 sous l'effet d'un Rayleigh élevé. L'inclusion d'un facteur de correction $(F = 1 / (1 + 1/Pr))$ à cette corrélation généralisée a rendu cet objectif possible, en présentant un écart maximal inférieur à 19%.

Le choix du fluide caloporteur se base sur ses caractéristiques thermophysiques, qui subissent de façon notable l'influence de la température, en reflétant une certaine irréversibilité thermodynamique de l'écoulement, résultant de l'existence de forces de frottement internes dues à la viscosité, de la conductibilité thermique [113] et de la dilatabilité générée par les variations de la masse volumique, qui est à l'origine du mouvement. Cette irréversibilité s'interprète sous forme de chaleur dissipée, influant sur le rendement du système d'écoulement. La quantification de cette énergie perdue et le discernement du phénomène responsable de sa production peut se réaliser par l'approche de calcul de la production d'entropie [27], [94].

IV.3.3.1. Paramètres géométriques et physiques

L'examen du fluide caloporteur, du point de vue performance énergétique, en utilisant l'approche de calcul de la production d'entropie, est effectué dans cette partie. En comparant entre le comportement de deux fluides sont l'air et l'eau. Le choix de ces derniers est reposé sur la vaste utilisation pratique. En appuyant dans notre discussion beaucoup plus sur l'effet de l'eau, comme l'effet de l'air a été bien détaillé dans le 1^{er} cas, ci-dessus (voir §IV.3.1), pour éviter les redondances des informations.

Les caractéristiques thermo-physiques de l'eau sont considérés constantes lors de l'écoulement, elles sont définies à une température de référence T_{∞} . Selon le tableau suivant [106] :

Tab.IV. 5: les caractéristiques thermophysiques de l'Eau à 20°C et à 50°C

	Le 1 ^{ier} cas de convection mixte assistée	Le 2 ^{ème} cas de convection mixte assistée
T_{∞}	20°C (293 K)	50°C (343 K)
Pr	7.01	3.56
ρ	998.2 kg/m ³	988.2 kg/m ³
μ	0.001 kg / m s	5.47e-04 kg / m s
k	0.60377 W / m K	0.6305 W / m K
C_p	4182 J / kg K	4181 J / kg K
β	0.208e-03 K ⁻¹	0.458e-03 K ⁻¹

IV.3.3.2. Résultats et discussions

▪ Le champ de vitesses

La similitude de la convection naturelle interne dans des canaux verticaux de grands diamètres et externe sur les plaques verticales, prouvée par les études précédentes [115], nous permet la comparaison entre nos résultats et celles de [118], à propos du comportement du fluide caloporteur.

L'augmentation de Pr diminue la vitesse ainsi que l'épaisseur de la couche limite dynamique, ce qui traduit les effets des propriétés thermophysiques des fluides utilisés. Cependant en accroissant le nombre de Richardson, la vitesse croît et sa couche limite se développe [67], (voir fig.IV.51 et IV.52).

L'eau a eu le même comportement de l'air vis-à-vis le nombre de Reynolds, la figure IV.55 montre l'existence d'un Re limite ($Re \approx 50$), où l'allure de vitesse le long du convergent change son comportement (voir fig.IV.53 et IV.54).

Au-delà de $Re \geq 50$ et aux alentours de $Ri = 10$, à l'entrée du convergent, les maximums de vitesse de l'eau sont apparus au centre, en indiquant un profil de vitesses identique à une convection forcée [115]. En avançant vers la sortie de la conduite, l'écoulement s'inverse et les maximums de vitesse avancent vers les parois, sans l'apparition des zones de recirculation.

Par contre lorsque le régime d'écoulement affaiblit ($Re \leq 50$), son inversement retarde jusqu'au voisinage de $Ri = 50$, (voir fig.IV.52), plus l'apparition de la zone de recirculation au centre du convergent. À $Ri = 100$, cette recirculation devient plus développée. Elle diffère de celle de l'air, de point de vue géométrique et d'emplacement, car elle est plus importante que celle de l'air, en s'étalant vers le milieu du canal et en se renfermant sous la forme d'un V inverse, là où les deux couches limites dynamique se chevauchent.

Les effets de Re et Ri sur le comportement dynamique de l'air ont été expliqué dans le 1^{er} cas (ci-dessus).

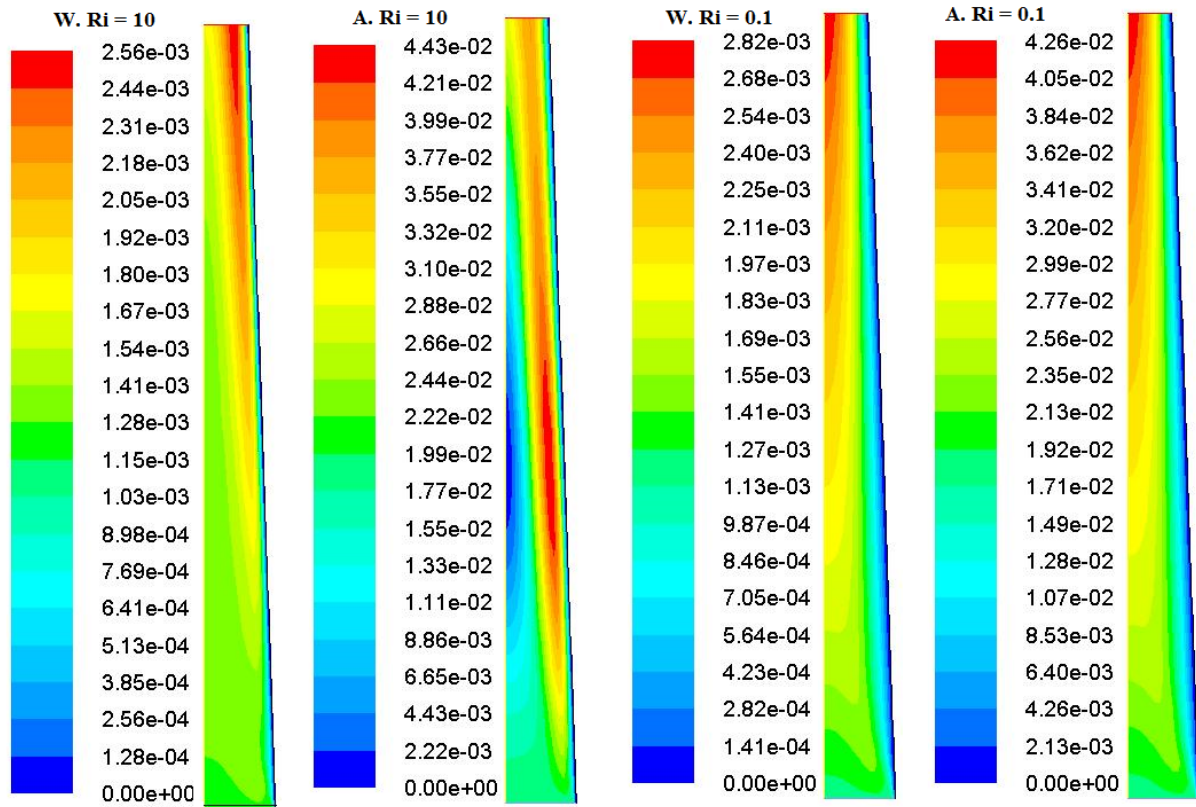


Fig.IV. 45: Effet du paramètre de flottabilité sur le champ des vitesses, variation du fluide caloporteur (W : eau et A : air), à $Re = 100$

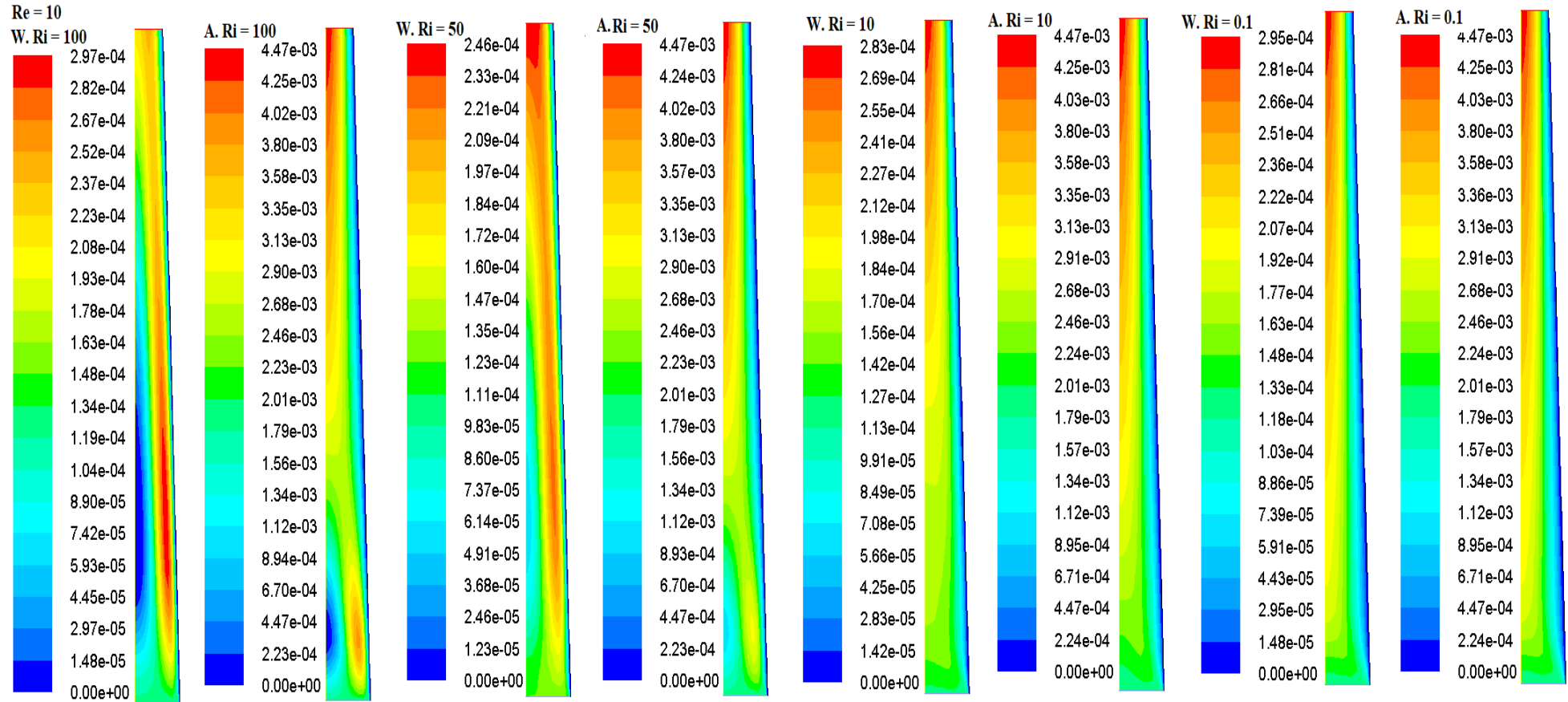


Fig.IV. 46:Effet du paramètre de flottabilité sur le champ des vitesses, variation du fluide caloporteur (W : eau et A : air), à $Re = 10$

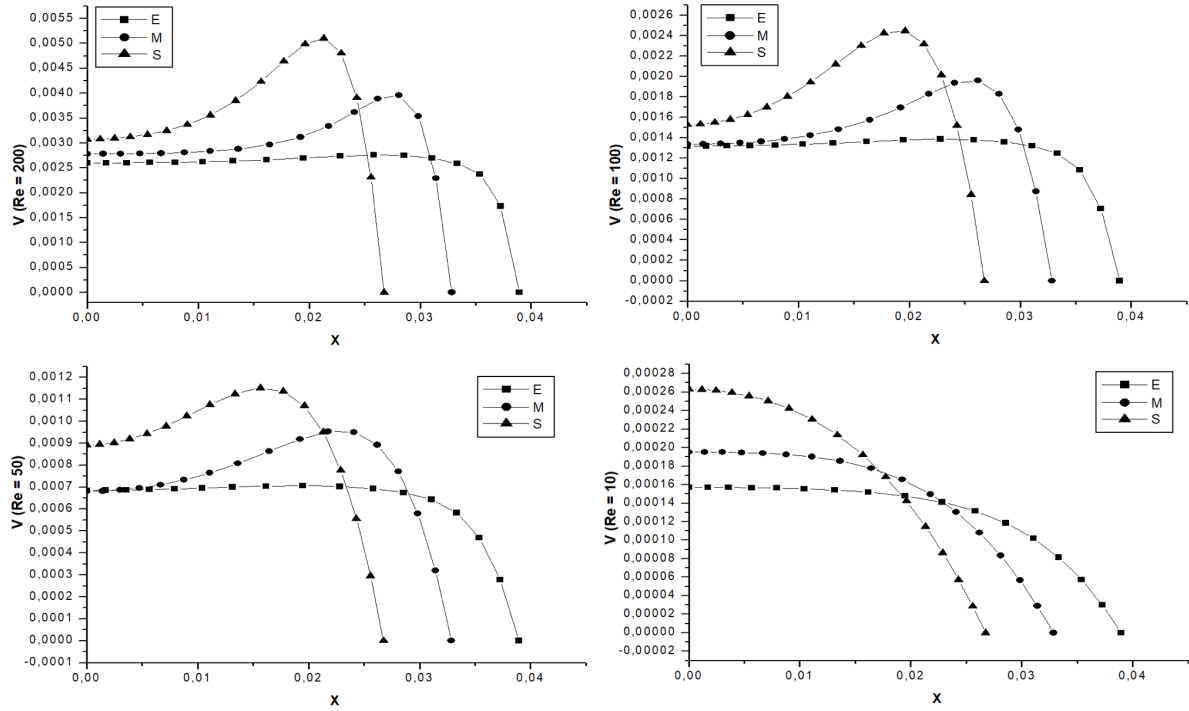


Fig.IV. 47: Les profils des vitesses de l'eau en fonction de Re , à $Ri = 10$

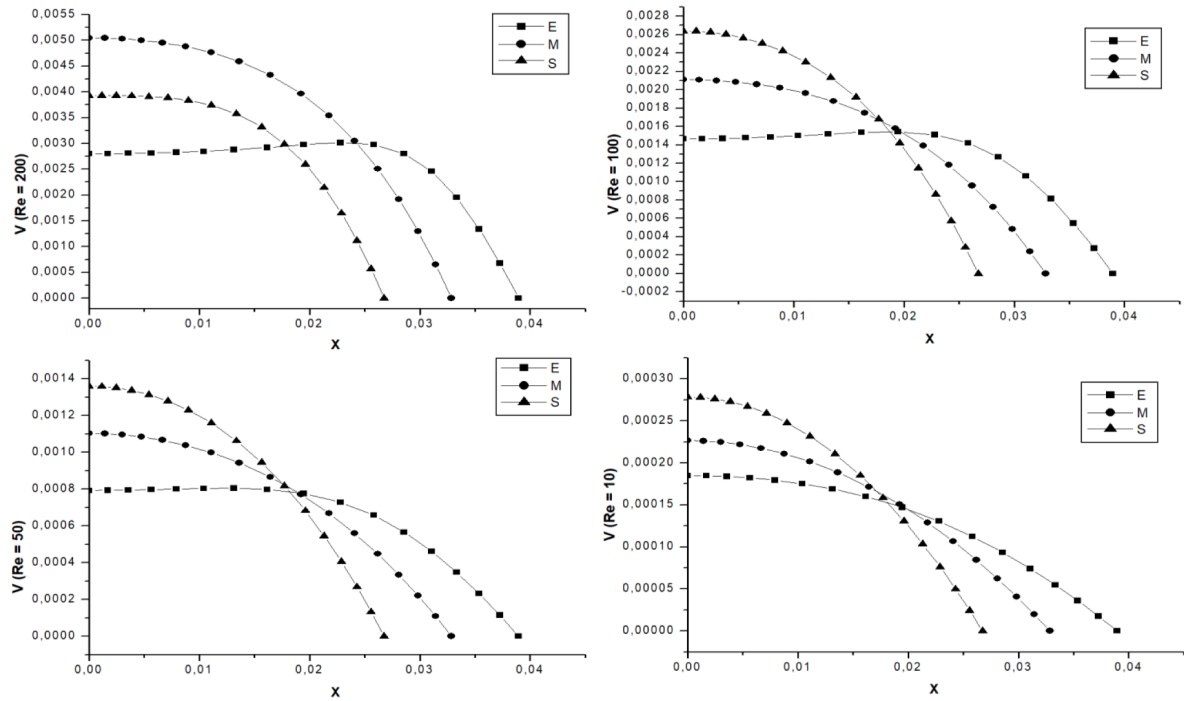


Fig.IV. 48: Les profils des vitesses de l'eau en fonction de Re , à $Ri = 0.1$

▪ Le champ de Températures

Le nombre de Prandtl sert à expliquer le comportement des couches limites dans un système d'écoulement, en envisageant le type de fluide à partir de ses réactions. Lorsque $Pr > 1$, la couche limite dynamique est plus épaisse que la couche limite thermique et on remarque l'inverse pour $Pr < 1$, [115] et [21].

Selon les figures IV.57 et IV.58, lorsque Pr augmente les profils de températures seront plus tendus, et l'épaisseur de la couche limite thermique diminuera d'une manière monotone. Le paramètre de la poussée thermique influe aussi le comportement du fluide caloporteur. Donc son augmentation aplatit beaucoup plus les profils de température (auprès des parois) des deux fluides étudiés [118] (voir fig.IV.55 et IV.56).

D'après [115] le chevauchement des couches limites dynamiques, dans un écoulement interne, dépend aussi de Pr . Car il produit l'effet d'écoulement, alors qu'un chevauchement des couches limites thermique entraîne un tirage thermique, cet effet devient plus prononcé quand Pr diminue.

Les processus de transfert de chaleur des deux fluides étudiés, dépendent aussi de Re , l'eau a un très lent échange thermique et la tendance à l'aggravation des profils de température sera de plus en plus faible [115]. A $Re = 100$, ces couches limites thermiques cessent de se développer au-delà des parois, sans aucune interaction entre elles. En revanche, quand le régime d'écoulement affaiblit à $Re = 10$, elle réagit en gagnant ou en perdant la chaleur, même aux faibles Ri et les couches limites thermiques s'interagissent en créant l'effet de cheminée (Voir fig.IV.57 et IV.58). Donc on confirme que même pour l'eau, il existe un nombre de Reynolds limite ($Re \approx 50$), comme on a expliqué auparavant, où le gradient du fluide caloporteur devient important, sous l'influence des petits Ri .

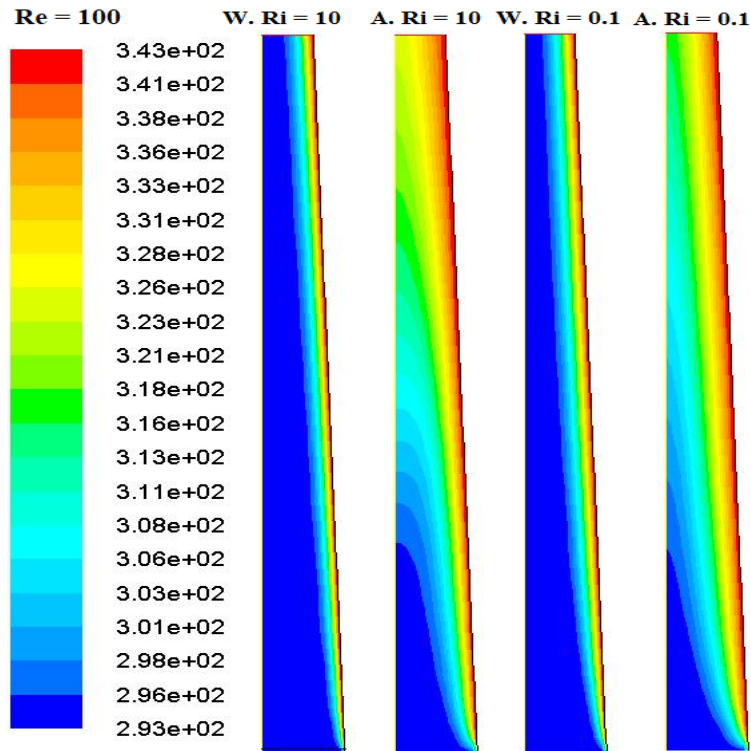


Fig.IV. 49: Effet du paramètre de flottabilité sur le champ des températures, variation du fluide caloporteur (W : eau et A : air), à Re = 100

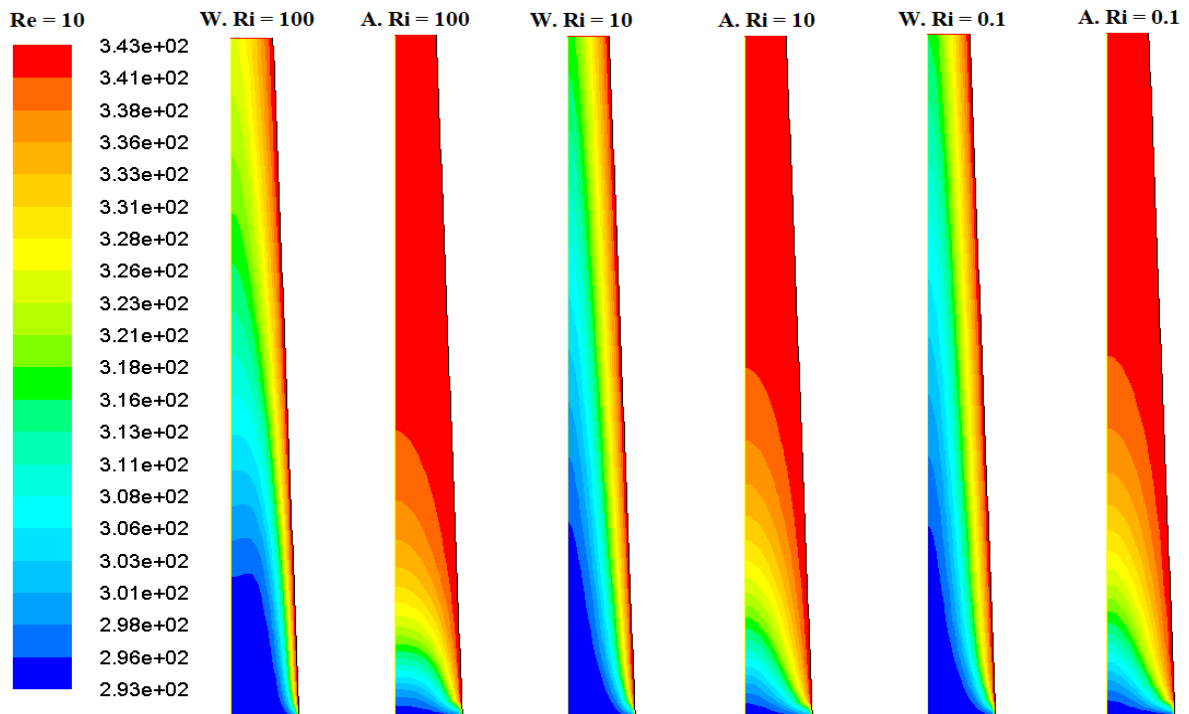


Fig.IV. 50: Effet du paramètre de flottabilité sur le champ des températures, variation du fluide caloporteur (W : eau et A : air), à Re = 10

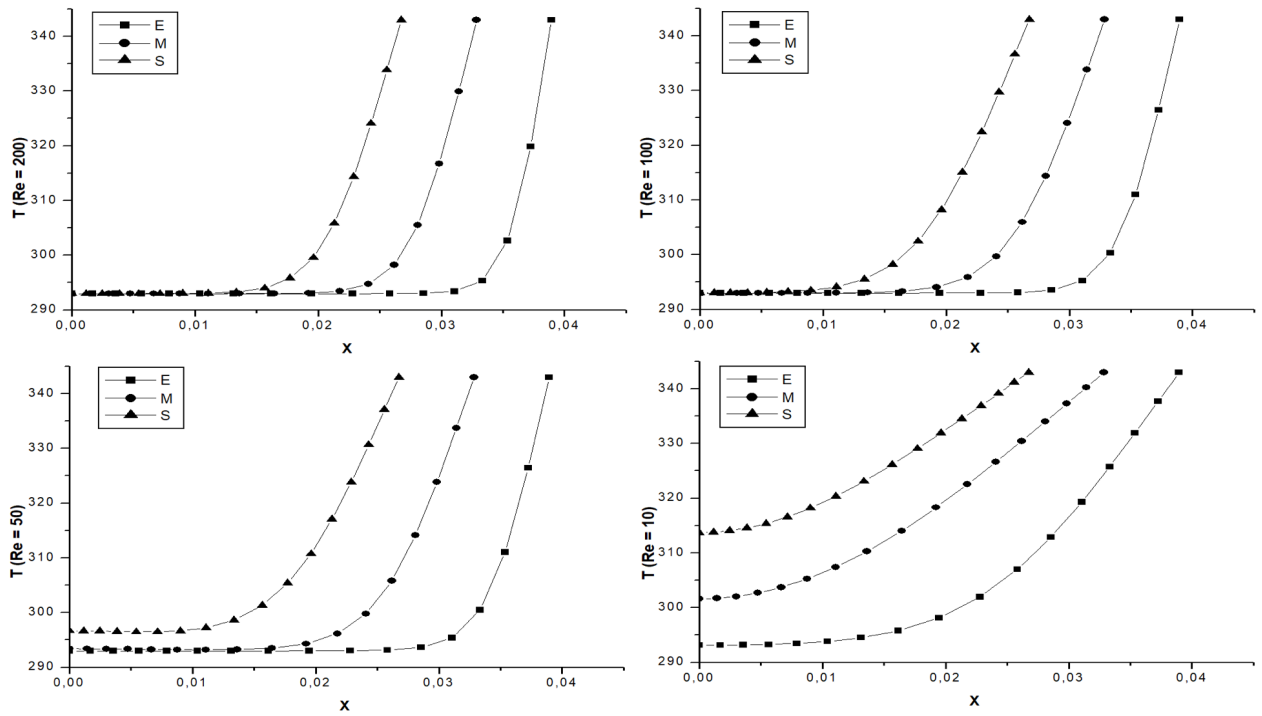


Fig.IV. 51: Fig.VI.59: Les profils des températures de l'eau en fonction de Re , à $Ri = 10$

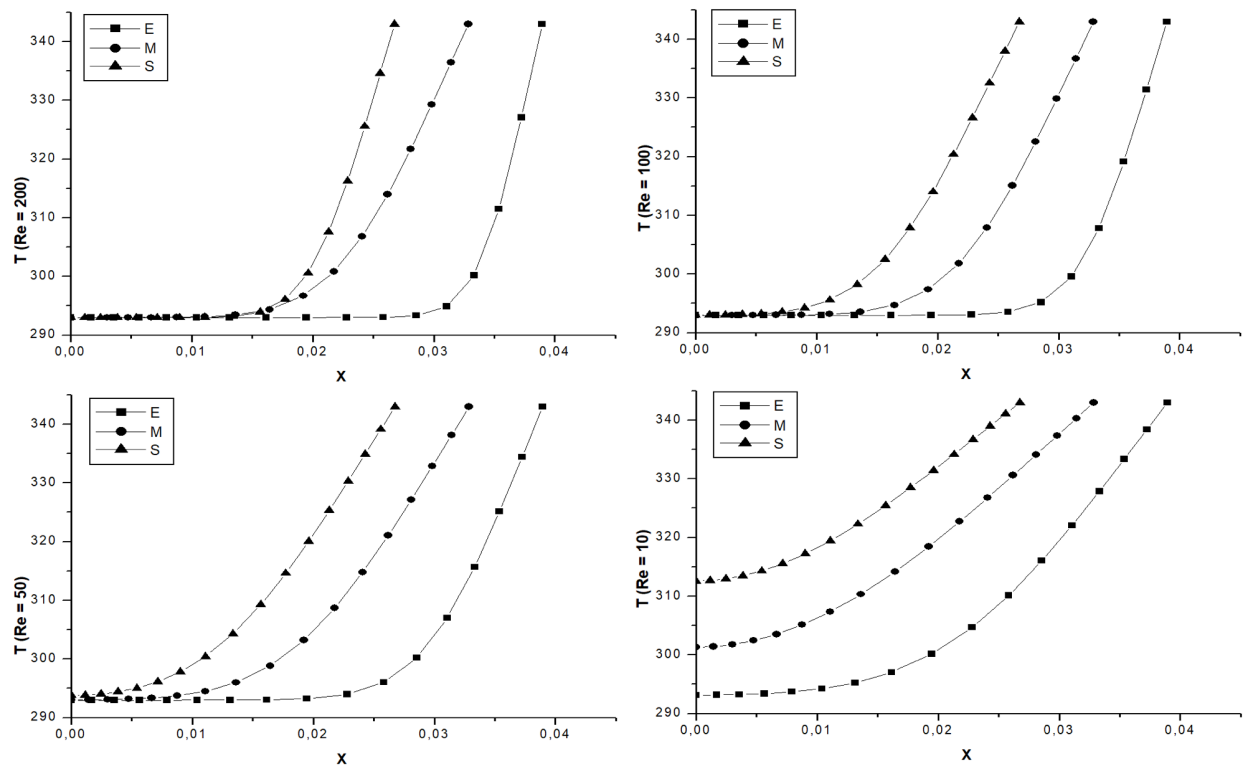


Fig.IV. 52: Les profils des températures de l'eau en fonction de Re , à $Ri = 0.1$

La production d'entropie

Les pertes d'énergie par le transfert thermique (S_{Th}) de l'eau sont plus élevées que celles de l'air (voir fig.IV.59 et IV.60) quelques soit Re ou Ri , vu que l'eau - par rapport à l'air - a une capacité thermique massique (C_p) importante, où il dépense beaucoup d'énergie, en se réchauffant ou en se refroidissant.

La S_{Th} locale de l'eau a eu le même comportement de celle de l'air, comme c'est expliqué dans le 1^{er} cas (voir §IV.3.1), elle diminue au centre du convergent lorsque Ri augmente, sous le faible effet du gradient thermique, puis ces courbes inversent de sens là où l'écoulement s'inverse, où l'influence du Ri sur S_{Th} devient proportionnelle.

Selon la figure IV.61, on remarque une hausse de S_{Th} de l'eau avec l'augmentation de Re , en se dégradant le long de la conduite. Quand $Re \geq 50$, elle croit avec l'accroissement de Ri , le long de la conduite. Par contre lorsque $Re \leq 50$, ces dissipations gardent sa proportionnalité avec Ri qu'à l'entrée du convergent, à son milieu et sa sortie elles deviennent inversement proportionnelles, vu que la majorité de l'échange thermique s'effectue à l'entrée de ce dernier.

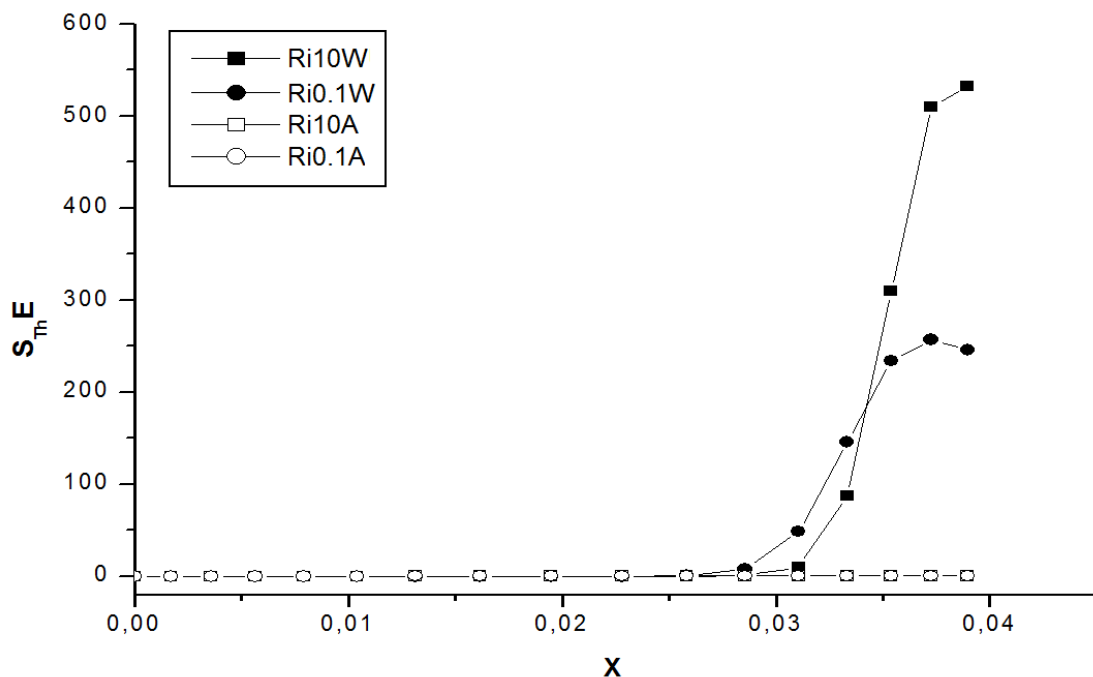


Fig.IV. 53: Effet du paramètre de flottabilité sur la production d'entropie due au transfert thermique, variation du fluide caloporteur (W : eau et A : air), à $Re = 100$

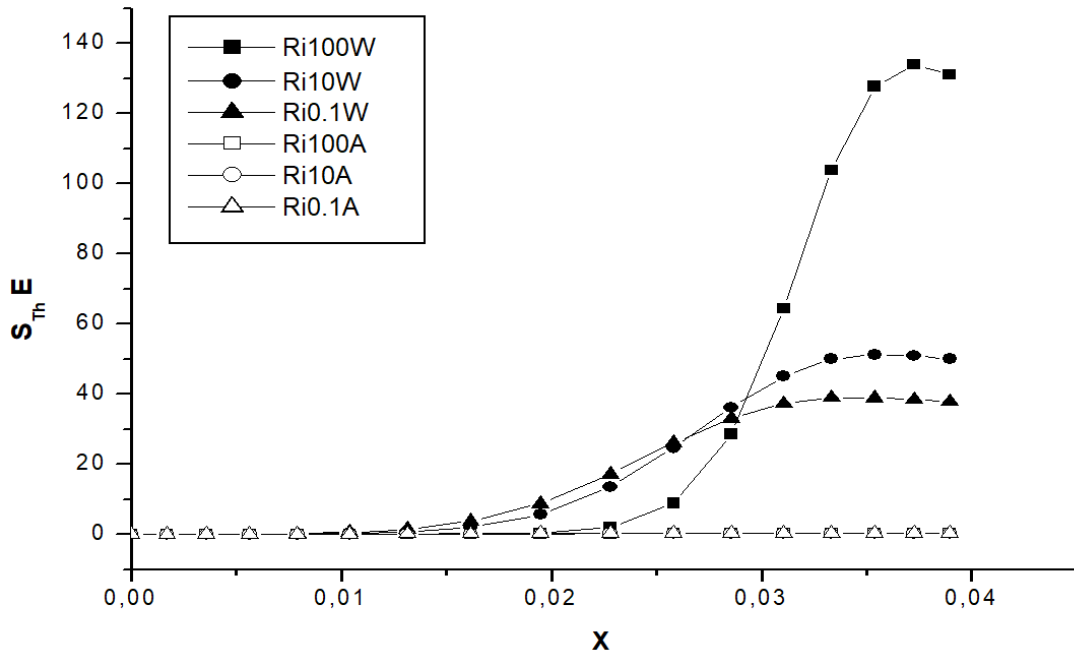


Fig.IV. 54: Effet du paramètre de flottabilité sur la production d'entropie due au transfert thermique, variation du fluide caloporteur (W : eau et A : air), à $Re = 10$

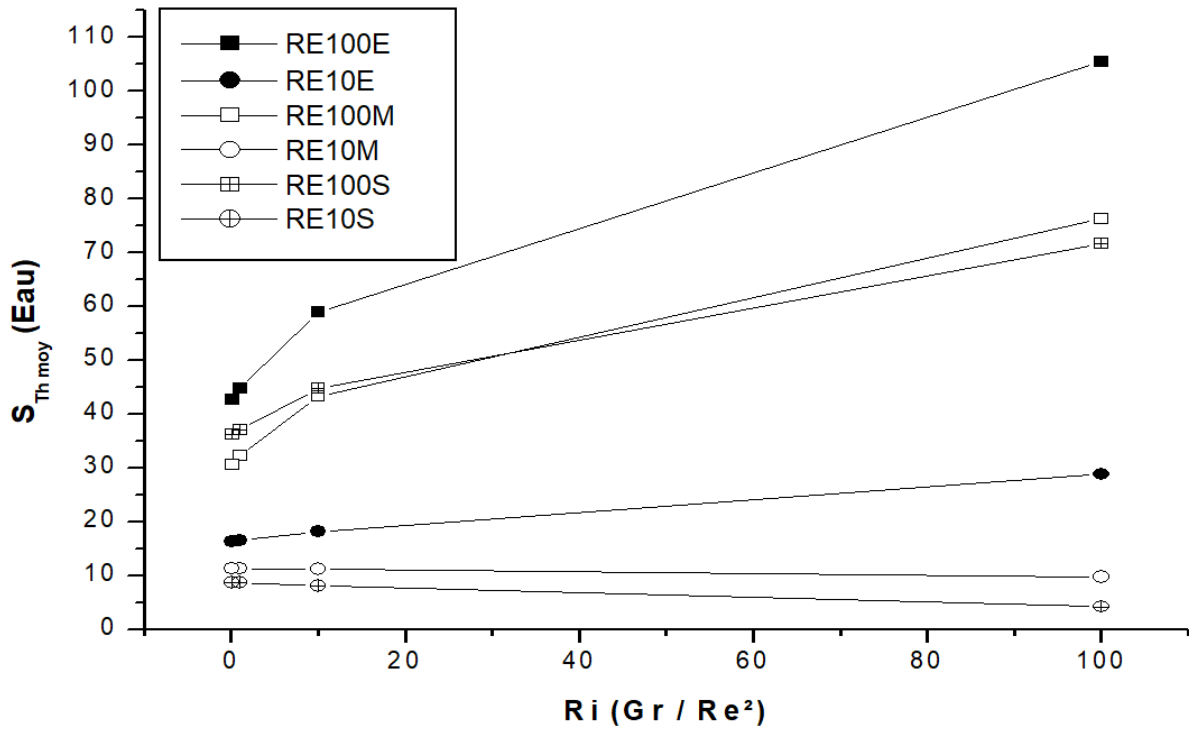


Fig.IV. 55: La production d'entropie due au transfert thermique de l'eau en fonction du paramètre de flottabilité, variation de Re

Au contraire des dissipations thermiques, la production d'entropie visqueuse (S_{Fric}) de l'air est plus importante que celle de l'eau, vu que pour un liquide (au contraire d'un gaz), la viscosité tend généralement à diminuer lorsque la température augmente. (Voir fig.IV.62 et IV.63).

Par analogie à S_{Fric} de l'air, les dissipations visqueuses de l'eau s'enrichissent au sein des couches limites dynamiques, en se rapprochant des parois et s'appauvrit au centre du convergent, là où la vitesse s'affaiblit ou s'annule (voir fig.IV.64 et IV.65).

La figure IV.66, nous indique la variation proportionnelle de S_{Fric} de l'eau avec Re et aussi avec Ri , elle augmente avec l'augmentation de ces deux paramètres le long du convergent. Ainsi que ces dissipations visqueuses deviennent aussi de plus en plus importantes sous l'effet de convergence des plaques.

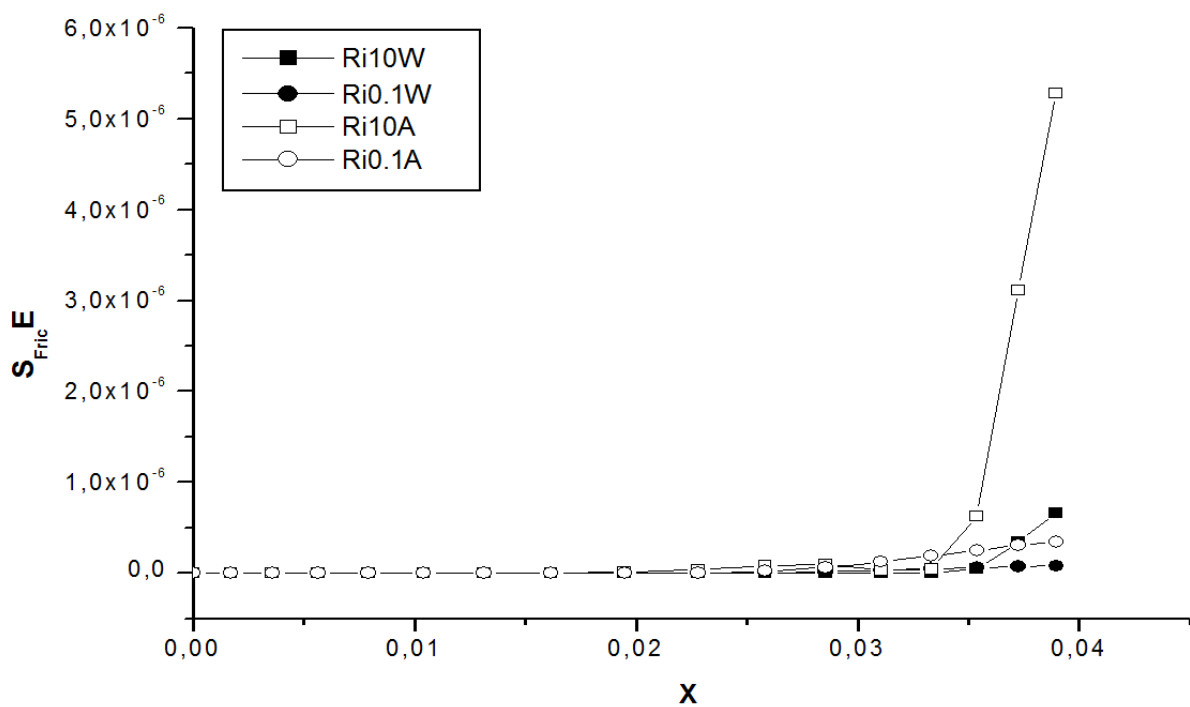


Fig.IV. 56: Effet du paramètre de flottabilité sur la production d'entropie due à la viscosité, variation du fluide caloporteur (W : eau et A : air), à $Re = 100$

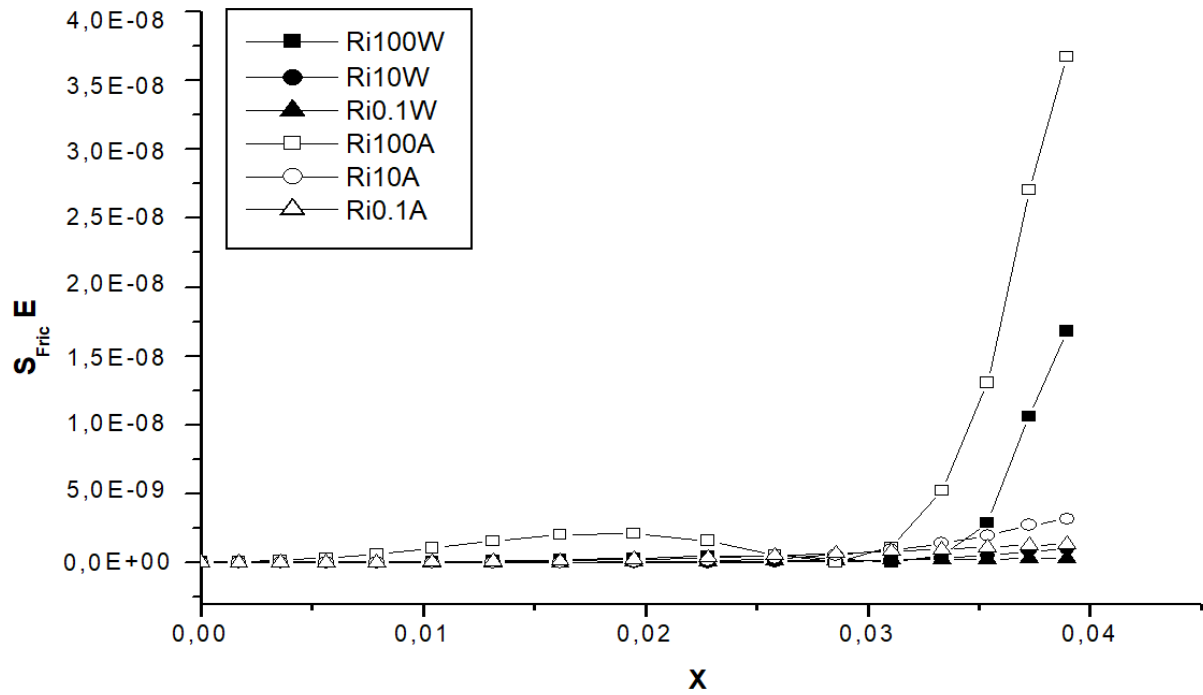


Fig.IV. 57: Effet du paramètre de flottabilité sur la production d'entropie due à la viscosité, variation du fluide caloporteur (W : eau et A : air), à $Re = 10$

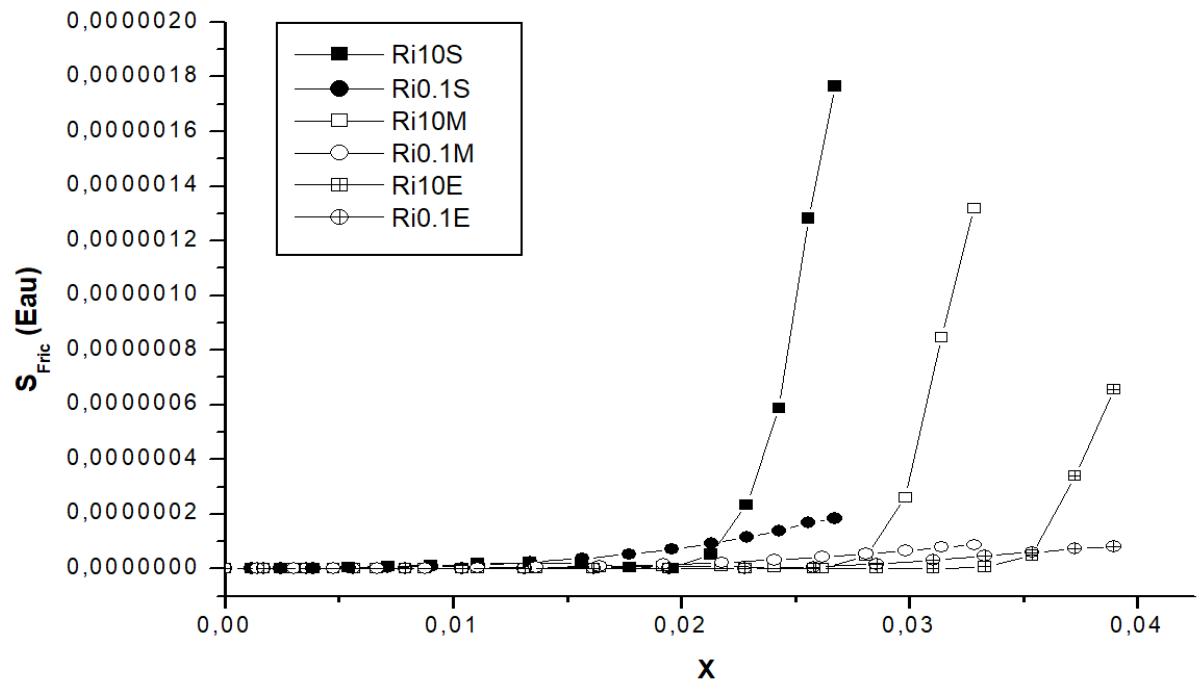


Fig.IV. 58: Effet du paramètre de flottabilité sur la production d'entropie visqueuse de l'eau, à $Re = 100$

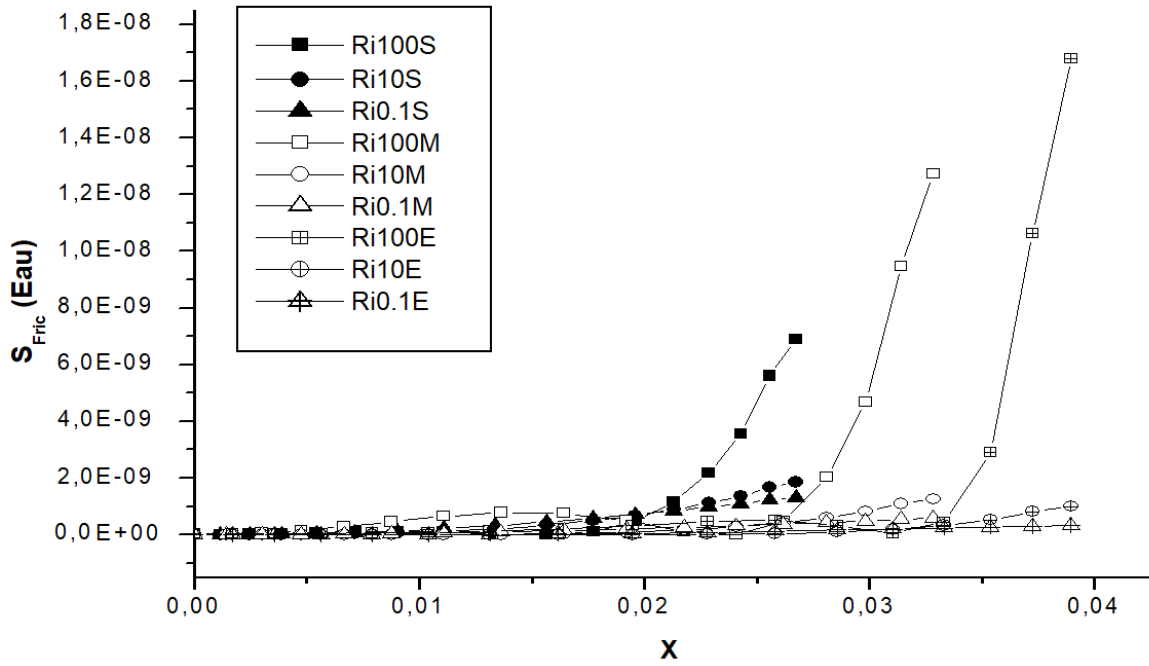


Fig.IV. 59: Effet du paramètre de flottabilité sur la production d'entropie visqueuse de l'eau, à $Re = 10$

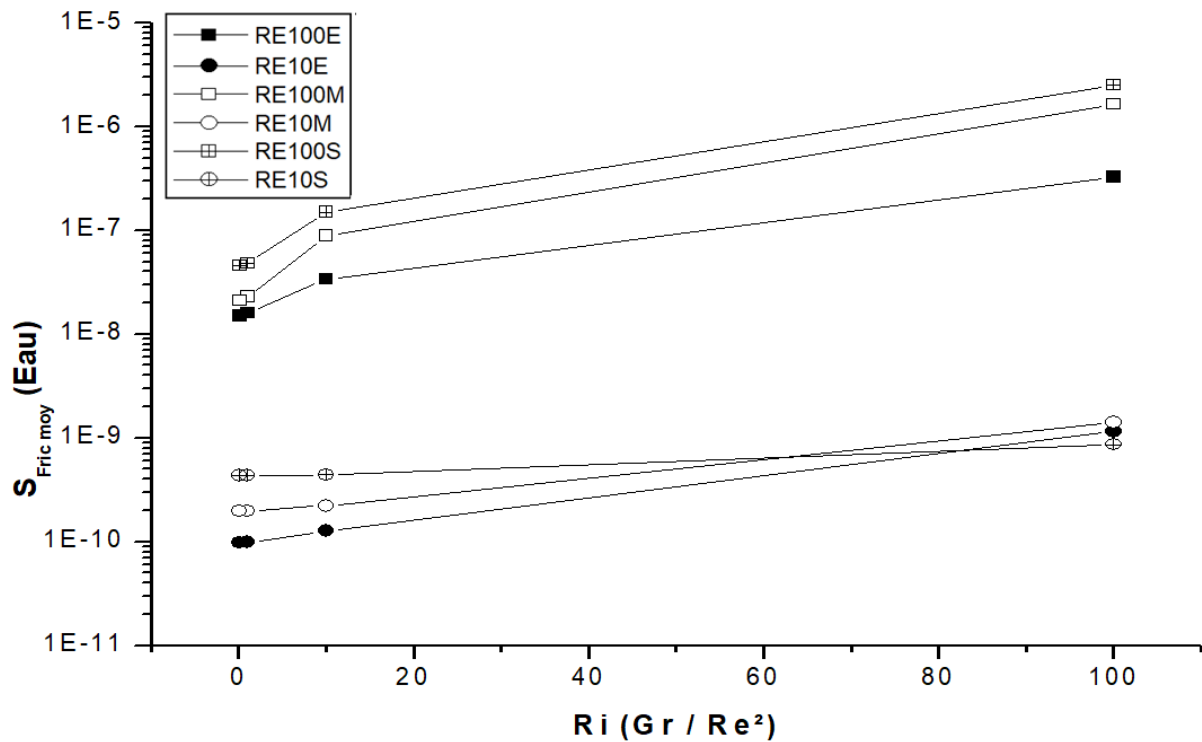


Fig.IV. 60: La production d'entropie visqueuse de l'eau en fonction du paramètre de flottabilité, le long de la conduite, variation de Re

Le nombre de Bejan confirme la dominance de la production d'entropie due au transfert thermique de l'eau le long du convergent, sous l'effet de la poussée thermique, quelques soit Re , sauf à l'entrée du canal quand $Re = 10$, le nombre de Bejan se rapproche de 0.5, ce qui traduit l'équivalence des deux types de production d'entropie. (Voir fig.IV.67)

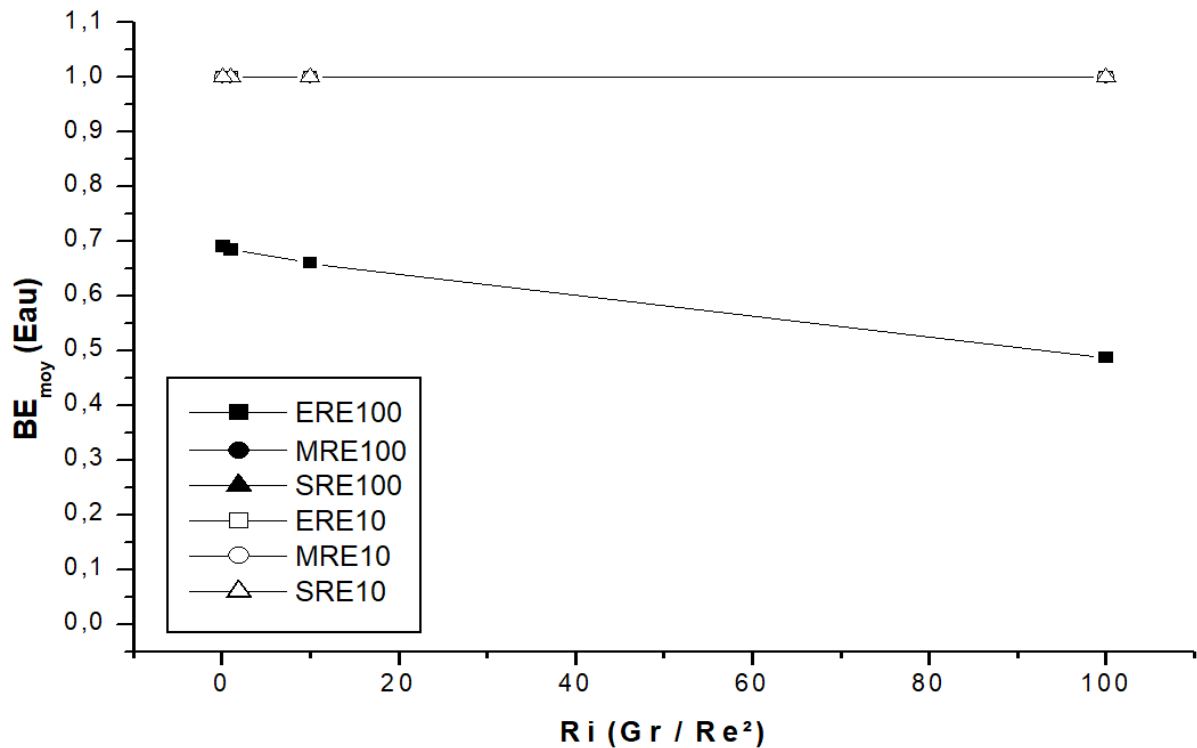


Fig.IV. 61: le nombre de Bejan de l'eau en fonction de Ri, variation Re

IV.3.3.3. Conclusion

L'évaluation des performances des fluides caloporteurs par le calcul de la production d'entropie est prouvée, en affirmant que leur adéquation est indispensable pour assurer un meilleur rendement et une efficacité énergétique d'un système d'écoulement.

L'étude des deux fluides (l'air et l'eau) en convection mixte assistée interne permanente et laminaire entre deux plaques non-parallèles, verticales et isothermes, chauffées uniformément, nous a mené à conclure que la vitesse d'écoulement et le transfert thermique sont influencés par les caractéristiques thermophysiques des fluides caloporteurs utilisés, sous les conditions imposées.

L'air a présenté l'habilité d'absorber ou de restituer l'énergie par l'échange thermique, par rapport à l'eau sous l'influence de la poussée thermique et le régime d'écoulement. Malgré que ce soit un mauvais conducteur si on le compare avec l'eau, ce qui nous confirme qu'on ne peut pas juger la performance d'un fluide depuis une seule propriété thermophysique, car ces propriétés s'accomplissent entre elles lors de son exploitation, sous le conditionnement dynamique et thermique de système d'écoulement, qui incitent ou freinent leurs records.

Le tirage thermique ou l'effet de la cheminée devient plus prononcé par l'utilisation de l'air quelques soit le régime d'écoulement et sous des faibles poussées thermiques.

L'adéquation de l'eau ou de l'air à un système d'écoulement dépend beaucoup plus de son objectif de fonctionnement, d'être destinée à l'échauffement ou le refroidissement ou à l'isolation.

IV.3.4. Le 4^{ème} Cas : les effets des écarts de température entre les parois et le fluide sur la production d'entropie d'une convection mixte entre deux plaques verticales, non parallèles en convergence.

L'écart entre les températures des parois et de fluide ($\Delta T = |T_p - T_\infty|$) crée une poussée thermique (voir §III.3) au sein d'un système d'écoulement. L'effet de cette dernière apparaît évident en convection mixte ou naturelle. La définition de ΔT est conditionnée par l'hypothèse de Boussinesq, selon l'équation suivante [99] :

$$\Delta T_{\max} / T_0 < 0.1 \quad (\text{VI.7})$$

Cette force sera orientée vers le haut, si le fluide est localement plus léger que le fluide ambiant, ou descendant, étant dirigé vers le bas, dans le cas contraire. Le mouvement sera ralenti ou accéléré suivant la valeur du rapport entre le gradient de température et les coefficients de dissipation de chaleur.

Peu de recherches antérieures qui ont entamé l'influence de ΔT sur la convection mixte assistée ou la convection naturelle dans un convergent. [25-26] ont essayé d'optimiser la géométrie du convergent sur la base du nombre de Rayleigh et le flux thermiques imposé sur les parois, de 30 à 220 W/m², pour saisir l'efficacité de flux imposé sur leur échauffement.

Le calcul de la production d'entropie effectuée par ΔT dans un système d'écoulement, nous mène à la bonne gestion de son énergie thermique, pour ajuster la chaleur nécessaire impliquée sur les parois, en chauffant ou refroidissant le fluide de travail, ou bien le contraire, la chaleur nécessaire à ce dernier pour chauffer ou refroidir les parois.

IV.3.4.1. Paramètres géométriques et physiques

Pour obtenir l'objectif de cette étude, on a maintenu la température de l'air à l'entrée du convergent constante à $T = 293 \text{ K}$ (voir IV.1), dont ses caractéristiques physiques ont été maintenues constantes à T_∞ , par contre on a changé la température des parois, de sorte où on aura plusieurs $\Delta T = 10 \text{ K}$, 25 K et 50 K . (ses valeurs sont vérifiées par l'équation (IV.7)). En gardant la même géométrie du convergent utilisé dans le 1^{er} cas, sous les mêmes conditions et les mêmes hypothèses.

IV.3.4.2. Résultats et discussions

▪ Champs de vitesses

D’après les profils de vitesses présentés dans les figures IV.68 et IV.69, on remarque que l’effort de flottabilité résultant par les trois écarts de température étudiés (10 K, 25 K et 50 K) a eu le même effet sur le mouvement de l’air le long du convergent, vis-à-vis le changement de Ri et le régime d’écoulement. Lorsque le régime s’affaiblit à $Re = 10$, au-delà du milieu vers la sortie du convergent, toutes les courbes se posent les unes sur les autres, en sortant avec le même module, se qui implique que l’effet de la poussée d’archimed disparaît, lorsque l’échange thermique s’achève (voir fig IV.69. b et c).

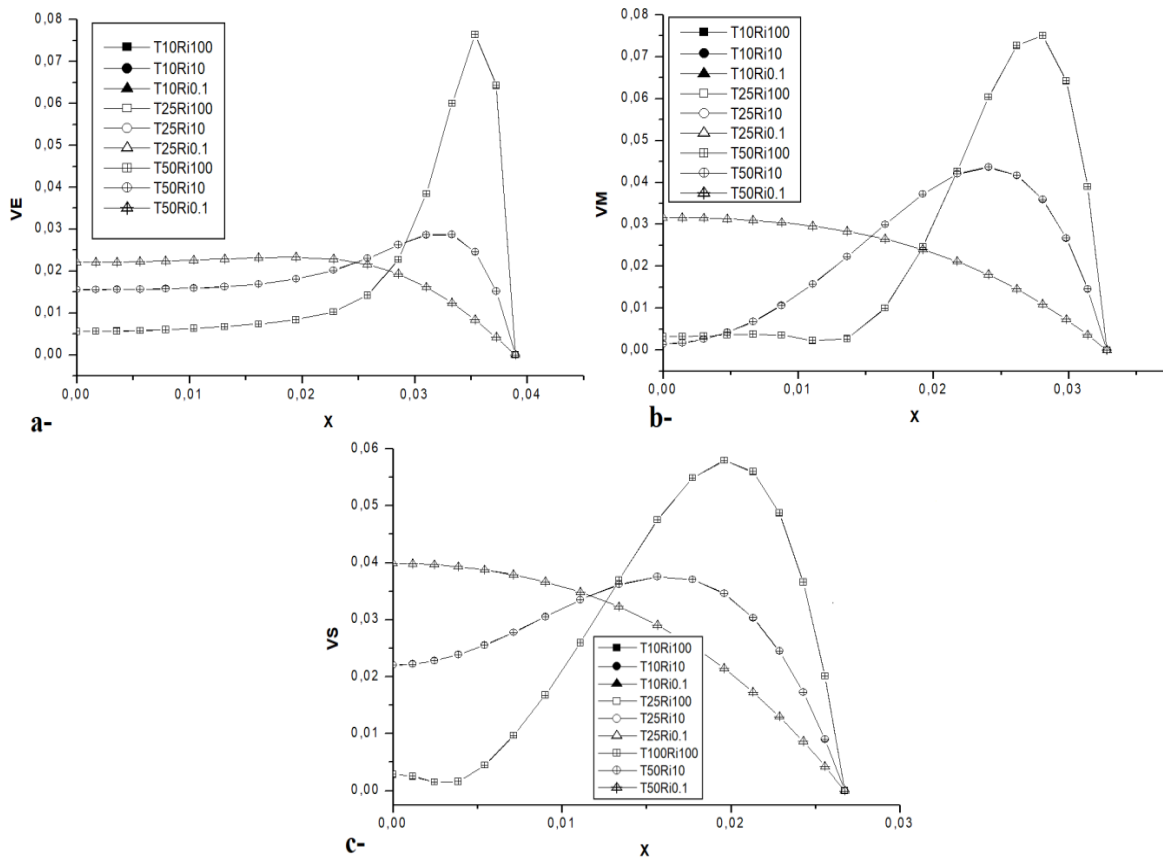


Fig.IV. 62: Les profils des vitesses en fonction de Ri , variation de ΔT , à $Re = 100$

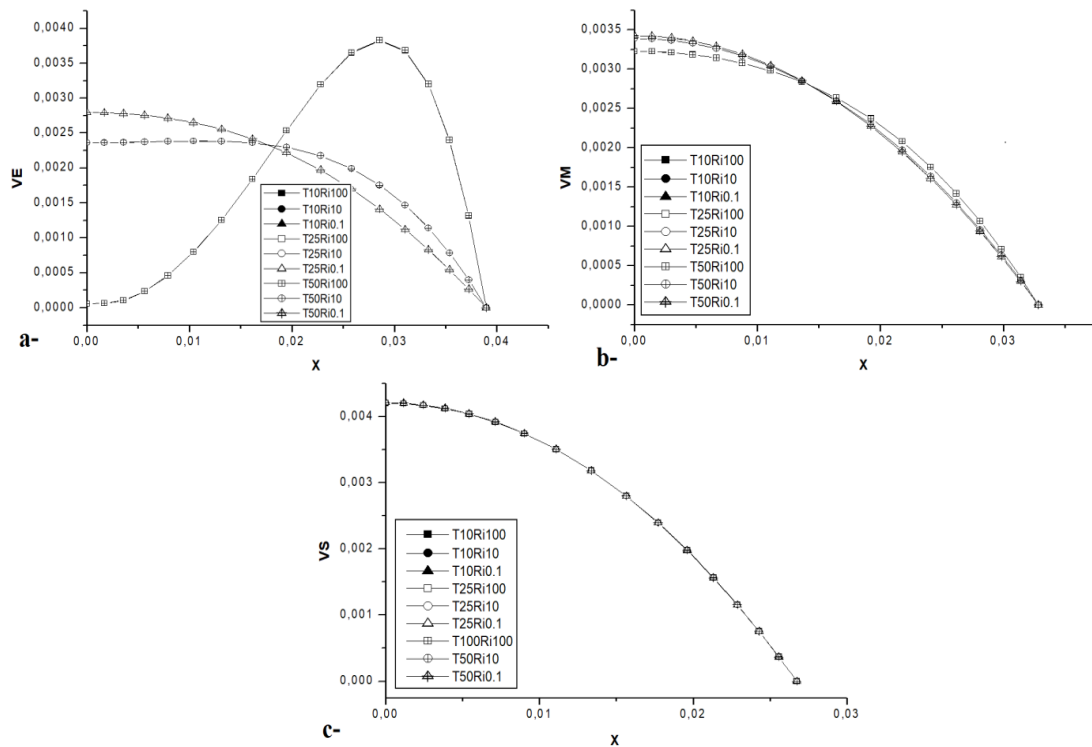


Fig.IV. 63: Les profils des vitesses en fonction de Ri , variation de ΔT , à $Re = 10$

▪ **Champ des températures**

Selon la fig.IV.70, à $Re = 100$, à l'entrée du convergent les gradients de chaleur se limitent aux frontières des parois, dont l'air entre dans le convergent avec une température et une vitesse identiques, mais il le quitte en ayant une température du mélange, qui varie selon la température des parois imposée. Lorsque l'écoulement ralentisse à $Re = 10$, le processus thermique s'effectue efficacement où l'air atteint la température des parois, en sortant du convergent (voir fig.IV.71).

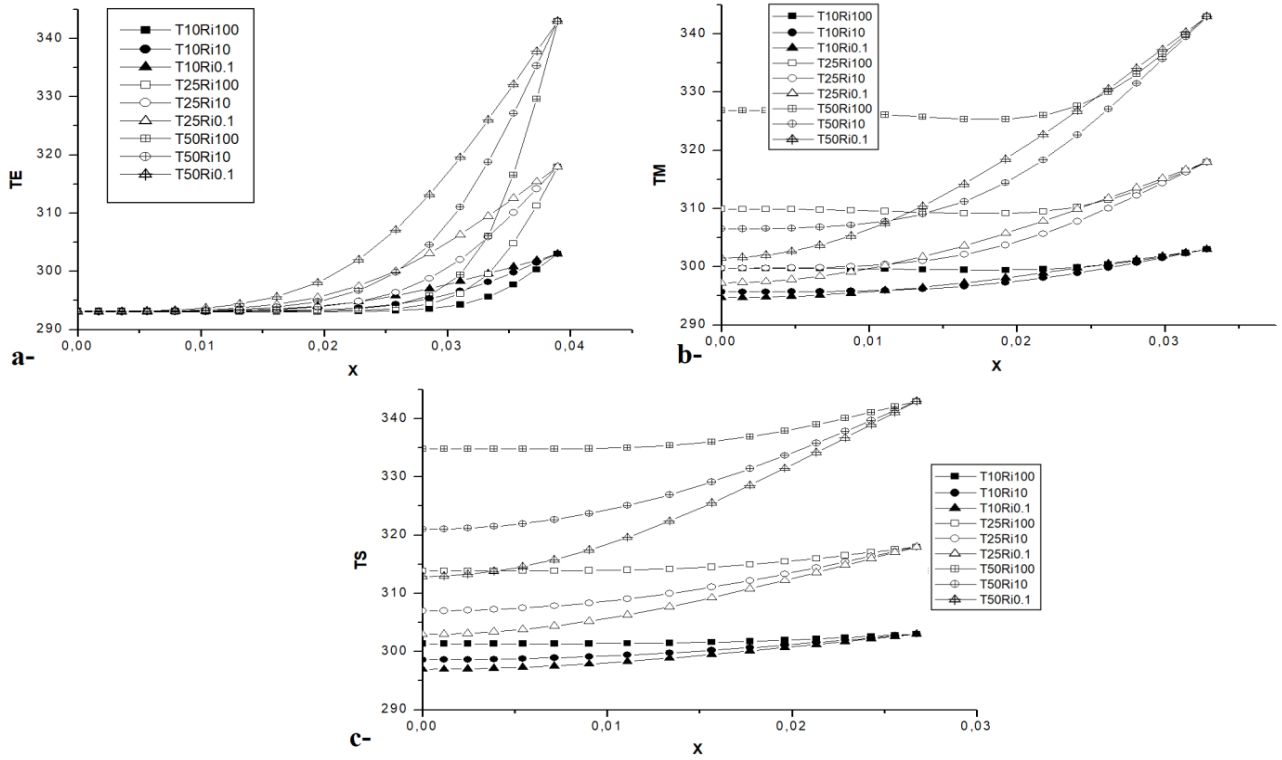


Fig.IV. 64: Les profils des températures en fonction de Ri, variation de ΔT , à $Re = 100$

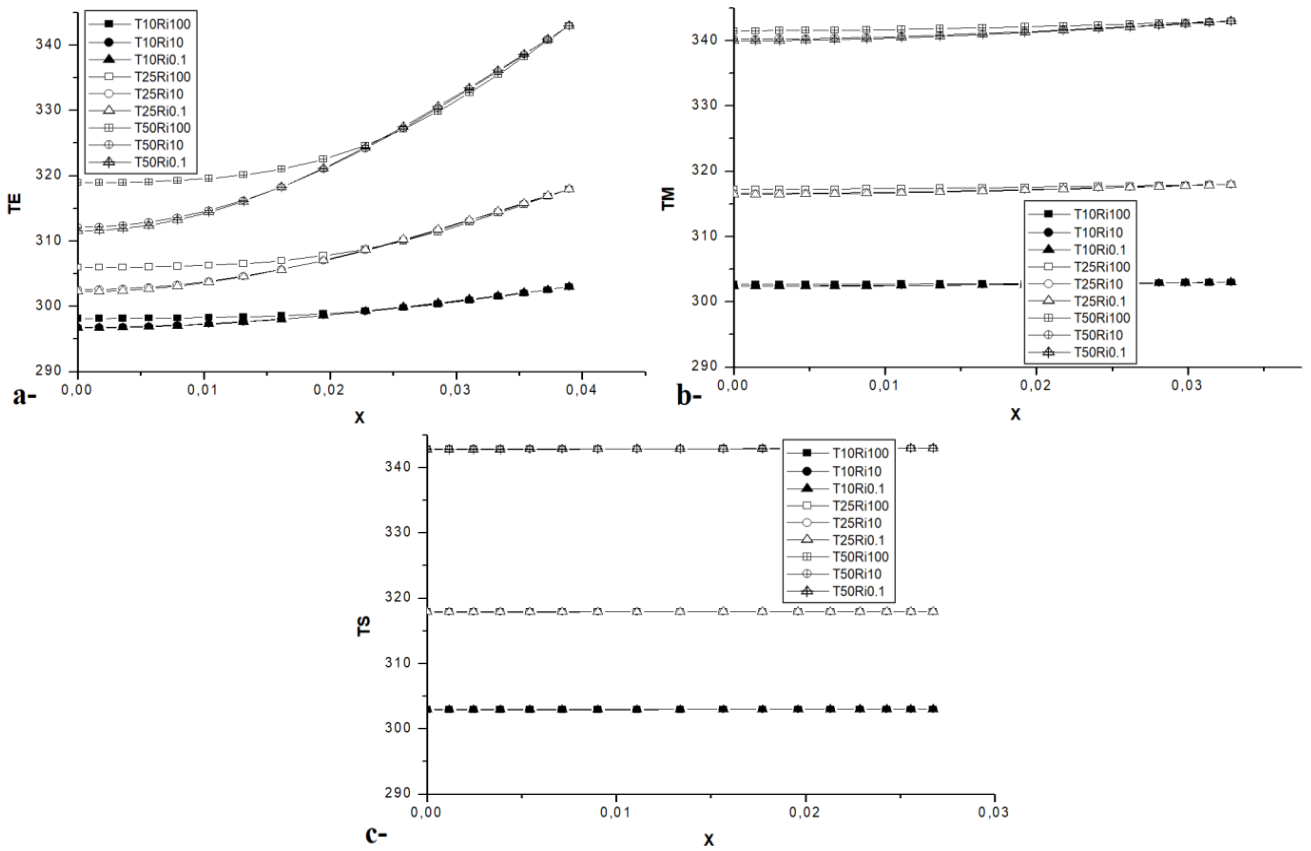


Fig.IV. 65: Les profils des températures en fonction de Ri, variation de ΔT , à $Re = 10$

▪ Production d'entropie

La production d'entropie thermique est proportionnelle à l'écart de température entre les parois et l'air quoi que soit le régime d'écoulement (voir fig.IV.72 et IV.73). À $Re = 100$, la fig.IV.72 nous montre que cette énergie perdue à ($\Delta T = 50$ K), à la sortie du convergent, là où l'échange thermique rapproche de sa fin, est encore plus importante que celle à l'entrée du convergent, quand ΔT (10 K).

À $Re = 100$, la production d'entropie visqueuse des trois écarts de température étudiés, à $Ri = 0.1$ et 10 est identique, mais lorsque ce dernier devient plus important ($Ri = 100$), elle devient inversement proportionnelle à l'écart de température, vue que l'augmentation de la poussée thermique fait accroître la vitesse, donc développer les efforts de frottement (voir fig. IV.74). A un régime d'écoulement plus faible, la S_{Fric} reste inversement proportionnelle à l'écart de température, l'influence de paramètre de flottabilité, ne commence que lorsqu'il devient très important à l'entrée du canal. Par contre, au milieu et à la sortie, il n'aura aucun effet (voir fig.IV.75).

Selon les deux fig.IV.76 et IV.77, on confirme la dominance de S_{Th} , quelques soit l'écart de température, le régime d'écoulement ou le paramètre de flottabilité.

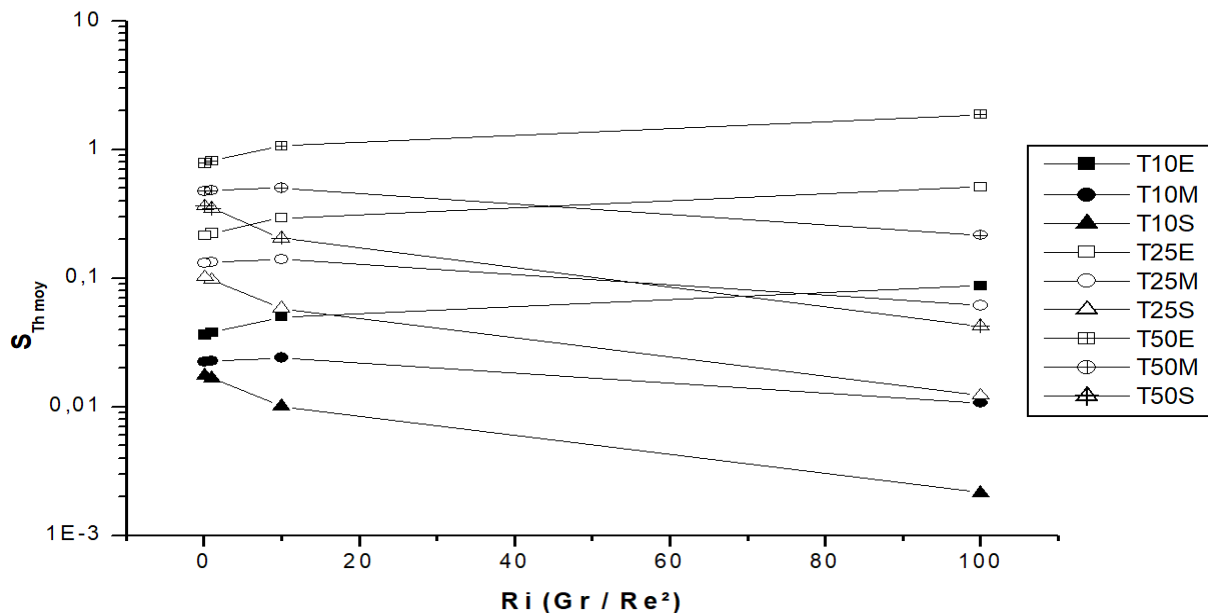


Fig.IV. 66: La production d'entropie due au transfert thermique en fonction du paramètre de flottabilité, le long du convergent, variation de ΔT , à $Re = 100$

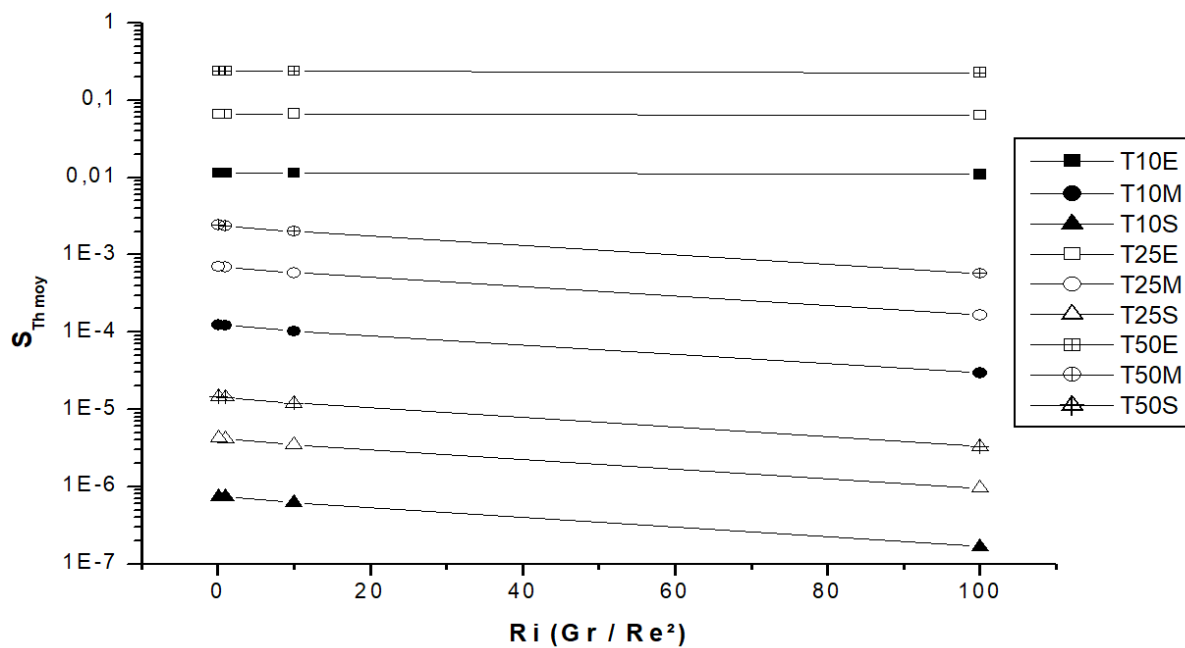


Fig.IV. 67: La production d'entropie due au transfert thermique en fonction du paramètre de flottabilité, le long du convergent, variation de ΔT , à $Re = 10$

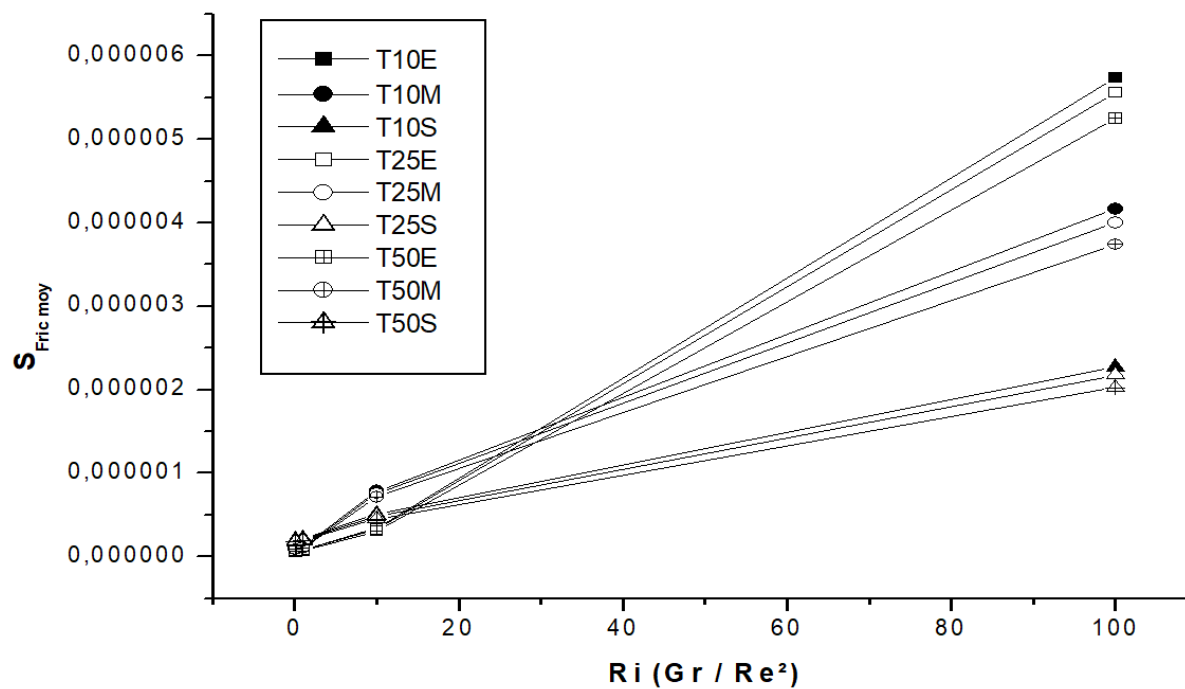


Fig.IV. 68: La production d'entropie due à la viscosité en fonction du paramètre de flottabilité, le long du convergent, variation de ΔT , à $Re = 100$

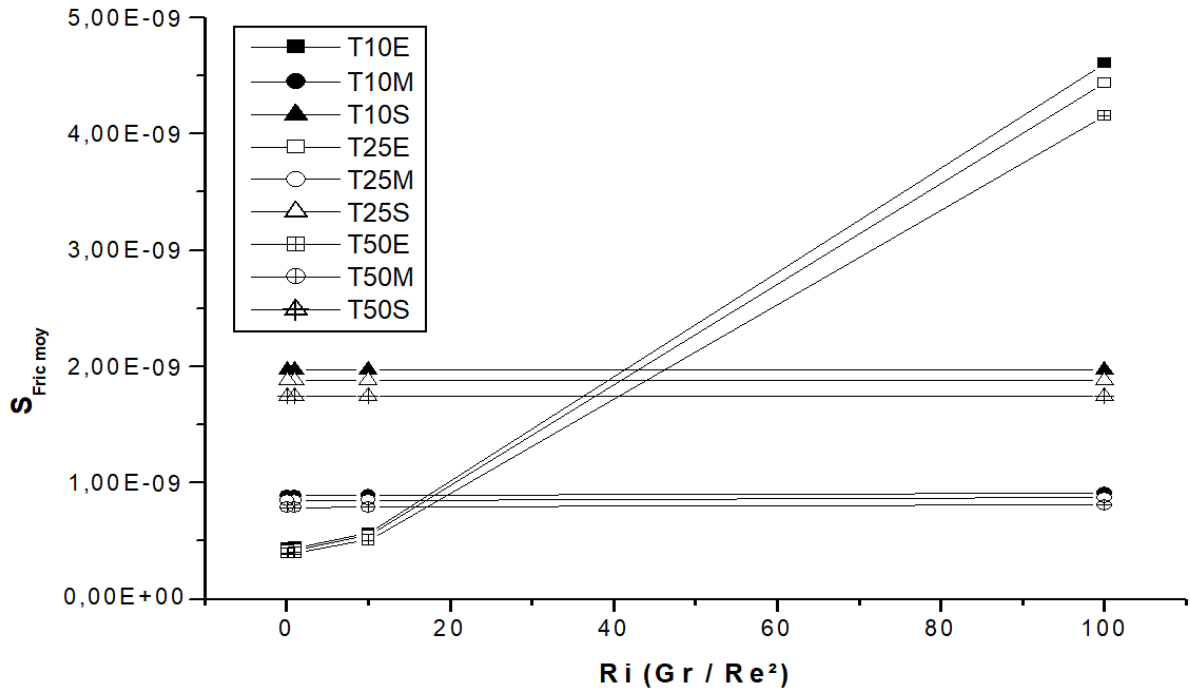


Fig.IV. 69: La production d'entropie due à la viscosité en fonction du paramètre de flottabilité, le long du convergent, variation de ΔT , à $Re = 10$

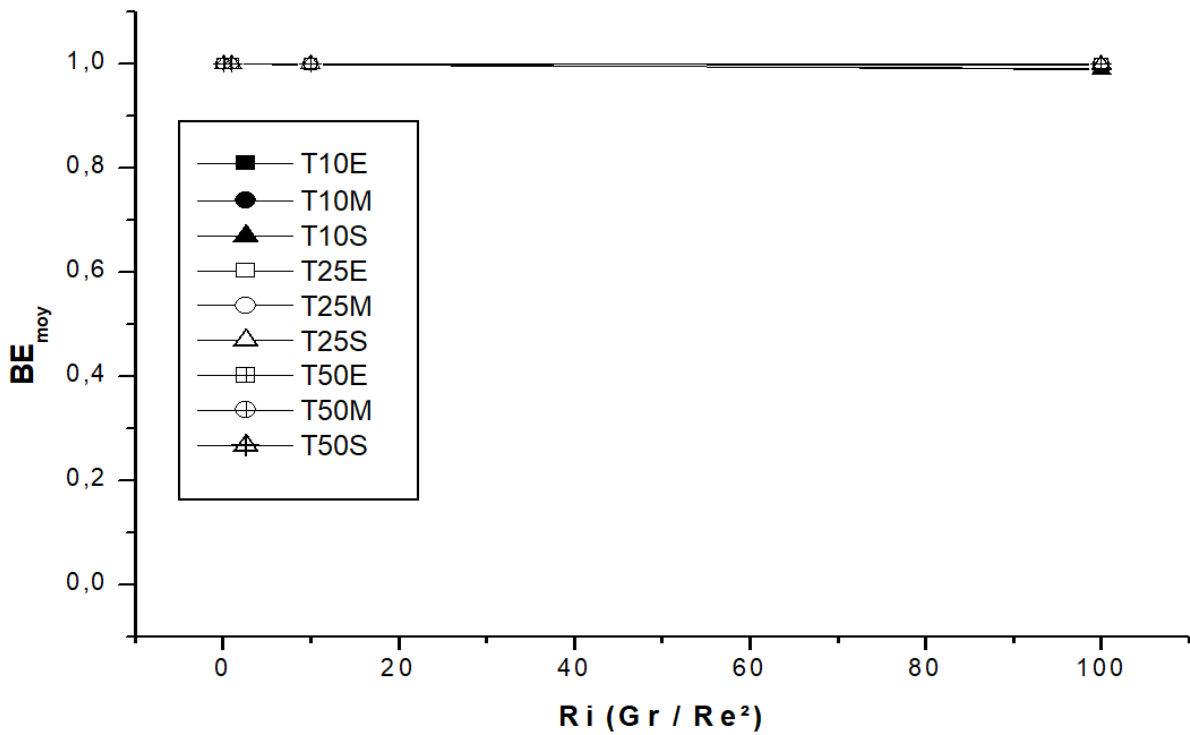


Fig.IV. 70: le nombre de Bejan en fonction de Ri, variation de ΔT , à $Re = 100$

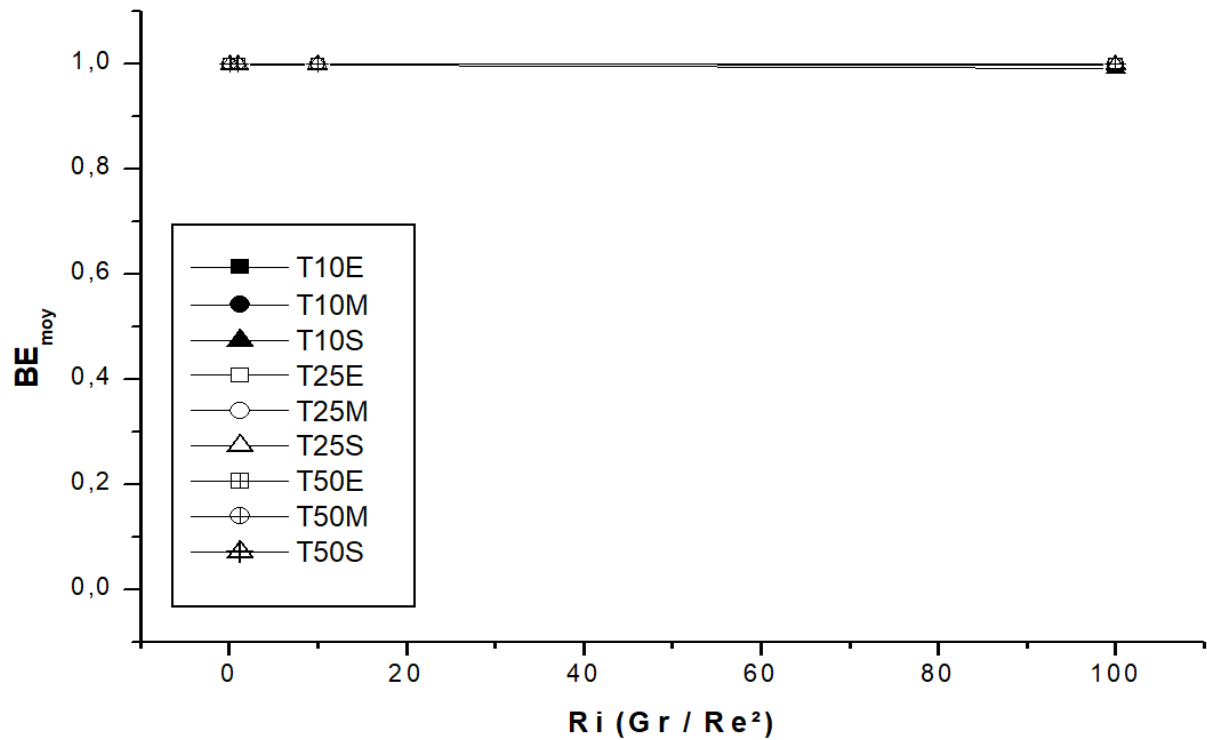


Fig.IV. 71: le nombre de Bejan en fonction de Ri, variation de ΔT , à $Re = 100$

IV.3.4.3. Conclusion

On peut conclure de la variation de l'écart de température entre l'air et les parois en une convection mixte assistée, laminaire et permanente entre deux plaques non parallèles verticales en convergence symétrique, isothermes et chauffées uniformément, obéit par l'approximation de boussinesq, que :

- Les écarts de température étudiés ont créé une poussée thermique identique, où la vitesse a gardé ses modules constants, quelques soit le régime d'écoulement ou le paramètre de flottabilité
- Le régime d'écoulement influe sur l'efficacité du processus thermique, dont l'air a pu gagner la température des parois à la sortie du convergent, à $Re = 10$.
- La production d'entropie thermique est proportionnelle aux gradients de température quelques soit le régime d'écoulement.
- La S_{Fric} est inversement proportionnelle à la différence de température entre le fluide caloporteur et les parois et elle est influencée par les paramètres de flottabilités importants ($Ri = 100$).

- L'intérêt du calcul de la production d'entropie est de discerner l'efficacité du transfert thermique, notamment lorsqu'il n'apparaît pas bien sous sa forme élémentaire, telle qu'une poussée thermique, où la dissipation d'énergie, sa quantité, sa forme et son emplacement, peut nous éclaircir la situation et nous aider à ajuster cet effort.

CONCLUSION GENERALE

Afin de répondre à un des enjeux énergétiques actuels, la maîtrise de la consommation d'énergie, parvient l'énergie passive qui repose sur deux modes de convections, la convection mixte et la convection naturelle. Ainsi que l'optimisation des systèmes d'écoulement qui joue un rôle significatif sur la gestion de l'énergie aux seins de ces derniers, c'est-à-dire l'adaptation d'une architecture convenable, en faisant tendre les pertes d'énergies vers le zéro ! Cet objectif si important ne sera accompli que par le calcul de la production d'entropie. Cette approche qui rentre dans un cadre plus élargi, sous la tutelle d'optimisation thermodynamique, en complétant l'analyse exergetique, pour avoir en dernier lieu une vision générale et efficace sur le fonctionnement d'un système d'écoulement, pour l'améliorer et le rendre plus efficace.

Le calcul de la production d'entropie a aussi un autre intérêt du point de vue scientifique et académique, car il est indispensable d'effectuer plusieurs études, préliminaires, en hydrodynamique, en transfert thermique, ...etc. pour la compréhension du problème, l'argumentation logique des causes défectueuses, puis l'adaptation des solutions plus convenables et réelles.

L'optimisation par le calcul de la production d'entropie d'une convection mixte assistée, laminaire et permanente d'un fluide newtonien, incompressible et visqueux, écoulant entre deux plaques non parallèles, en convergence symétrique, isothermes et imperméables, nous permet de répondre aux objectifs énoncés dans l'introduction et de porter les conclusions suivantes :

- ✓ Choisir l'espace inter-plaques maximal à l'entrée du convergent (D_{\max}) comme longueur caractéristique et l'espace inter-plaques minimal à la sortie du convergent (D_{\min}) comme élément d'optimisation.
- ✓ Ce système d'écoulement peut être utilisé de deux manières, hydrodynamique pour le chauffage, le refroidissement ou l'isolation, ou thermique pour le tirage ou l'effet cheminée
- ✓ Le régime d'écoulement et l'effet de la poussée thermique jouent un rôle indispensable pour ajuster la vitesse de l'apport mécanique externe, qui influe sur l'effet thermique, en diminuant les dissipations d'énergie sous forme des phénomènes instables tels que la recirculation et les transferts thermiques inachevés, ...etc.
- ✓ La géométrie de ce système d'écoulement influe sur son efficacité hydrodynamique ou sur la rentabilité du tirage thermique, en jouant sur l'espace inter-plaques minimal à la sortie du convergent (D_{\min}) et l'angle de convergence. Élargir D_{\min} favorise, la performance hydrodynamique, le diminuer anime le tirage thermique, l'augmentation de

l'angle de convergence, accentue l'effet hydrodynamique, ou repousse la confluence des couches limites en excitant le tirage thermique, dans les deux cas elle retarde l'apparition des recirculations du fluide, ce qui minimise les dissipations d'énergie.

- ✓ Le choix du fluide caloporteur ne manque pas d'importance, car il a un effet indispensable sur le bon fonctionnement du système d'écoulement, l'air peut activer le tirage thermique, ou assurer l'isolation, par contre l'eau est plus efficace pour accomplir un bon transfert de chaleur avec les parois
- ✓ Céder au système d'écoulement les températures adéquates au fluide caloporteur et aux parois, pour réduire les dissipations d'énergie thermique, qu'on ne peut pas la discerner, que par le calcul de la production d'entropie.

Concernant les perspectives, ce système d'écoulement nécessite encore le développement, des points suivants :

- ❖ Trouver une longueur caractéristique uniforme et générale
- ❖ Discerner la convection mixte, notamment ses limites entre les deux modes extrêmes forcé et naturel, ses types et sa phénoménologie.
- ❖ Examiner d'autres fluides caloporteurs, tels que les huiles.
- ❖ Étudier d'autres conditions thermiques, tel que le flux de chaleur imposé sur les parois
- ❖ Optimiser efficacement chaque système à travers l'analyse énergétique et l'analyse exergetique, ainsi que le calcul de la production d'entropie et l'étude thermo-économique.

-
- [1] Elenbaas W. Heat dissipation of parallel plates by free convection. *Physica*, 1942, vol.9, pp.1-28
- [2] Ostrach O., Alberts L.U. On pair of solutions of class of internal viscous flow problems with body forces. *NACA*, 1958, no.4273
- [3] Ostrach O. Combined natural and forced convection by laminar flow and heat transfer of fluids with and without heat sources in channels with lineary varing wall temperature. *NACA*, 1954, no.3141
- [4] Ostrach O. Laminar natural convection flow and heat transfer of fluids with and without heat sources in channels with constant temperature. 1952, *NACA*, no.2863
- [5] Sparrow E.M., Gregg J.L. Similar solutions for free convection from a non isothermal vertical plate. *Trans. ASME*, 1958, vol.2, no.80, pp.379-386
- [6] Sparrow E.M., Gregg J.L. Laminar free convection heat transfer from the outer surface of a vertical circular cylinder. *Trans. ASME*, 1956, vol.8, no.78, pp.1823-1829
- [7] Hallman T.M. Eperimental study of combined forced and free laminar convection in vertical tube. *NASA*, 1961, no.1104
- [8] Jeffery G.B. The tow dimensional steady motion of a viscous fluid. *Philosophy magazine*, 1915, vol.29, pp.455-465
- [9] Hamel G. Spiralförmige bewegungen zäher flüssigkeiten, Jahresbericht de deutschen math. *Vereinigung*, 1916, vol.25, pp34-60
- [10] Millsaps K., Pohlhausen K. Thermal distributions in Jeffery-Hamel flows between nonparallel plane walls. *The Aeronautical Sciences*, 1953, pp.187-196.
- [11] Sparrow E.M., Eichhorn R., Gregg J.L. Combined forced and free convection in boundary layer flow. *AIP Physics of Fluids*, 1959, vol.2, pp.319-328,
- [12] Katkov V.L. Exact solutions of certain convection problems. 1968, *PMM*, vol.32, no.3, pp.482-487
- [13] Chen T.H. Jeffery-Hamel flow with free convection. Phd thesis, University of Nebraska, 1973, Lincoln, USA.
- [14] Sparrow E.M., Ruiz R., Azevedo L.F.A. Experimental and numerical investigation of natural convection in convergent vertical channel, *Thermal Sciences*, 1988, vol.31, pp.907-915.
- [15] Kihm K.D, Kim J.L, Fletcher L.S. Investigation of natural convection heat transfer in converging channel flows using a specklegram technique. *J. heat transfer*, 1993, vol.115, pp.140-148

- [16] Huang T.M., Gau C., Aung W. Mixed convection flow and heat transfer in heated vertical convergent channel. *Heat and mass transfer*, 1995, vol.38, pp.2445-2456
- [17] Said S.A. Investigation of natural convection in convergent vertical channels. *Int J Energy Re* , 1996, vol.20, pp.559-567
- [18] Shalash J.S, Tarasuk J.D, Naylor D. Experimental and numerical studies of natural convection heat transfer in vertical converging channel flows. Proceeding of Fourth Experimental Heat Transfer. *Fluid Mechanics and Thermodynamics Brussels*, 1967, pp.2167-2174
- [19] Kaiser S., Zamora B., Veidma A. Correlation for Nusselt number in natural convection in vertical convergent channel at uniform wall temperature by a numerical investigation, *Heat and Fluid Flow*, 2004, vol.25, pp.671-682
- [20] Premachandran B., Balaji C., A correlation for mixed convection heat transfer from converging, parallel and diverging channels with uniform volumetric heat generating plates, *Thermal Sciences*, 2006, vo.133, pp.350-356
- [21] Marcondes F., Melo V. S., Gurgel J. M. Nmerical analysis of natural convection in parallel, convergent and divergent open-ended channels. *Int J Numer. Meth. Heat fluid flow*, 2006, vol.16, pp.304-323
- [22] Bianco N., Manca O., Mauro A. W., Naso V. Analysis of mixed convection in vertical convergent channel. Proceeding of ESDA04-58314, 7th BiennialConferenceon Engineering System Design and Analysis, July 2004, Manchester, United Kingdom.
- [23] Bianco N., Manca O., Langellotto A. L., Nardini S. Thermal design of uniformly heated vertical convergent channels in natural convection in air, Proceeding of ESDA2004-58319, 7th BiennialConferenceon Engineering System Design and Analysis, July 2004, Manchester, United Kingdom
- [24] Bianco N., Langellotto L., Manca O., Nardini S. Thermal design and optimization of vertical convergent channels in natural convection. *Applied Thermal Engineering*, 2006, vol.26, pp.170-177
- [25] Bianco N., Nardini S., Numerical analysis of natural convection in air in vertical convergent channel with uniformly heated conductive walls. *Heat and Mass Transfer*, 2005, vol.32, pp.758-769
- [26] Bianco N., Manca O., Nardini S. Experimental investigation on natural convection in convergent channel with uniformly heated plates. *Heat and Mass Transfer*, 2007, vol.50, pp.2772-2786

- [27] Bejan A. A study of Entropy generation in fundamental convective heat transfer. *Heat Transfer*, 1979, vol.101, pp.718-725
- [28] Bejan A., Pfister P.A. Evaluation of heat transfer augmentation techniques based on their impact on entropy generation. *Letters in heat and mass Transfer. Pergamon Press LTD*, 1980, vol.7, pp.97-106
- [29] Sahin A. Second law analysis of laminar viscous flow through a duct subjected to constant wall temperature. *Heat Transfer*, 1998, vol.120, pp.76–83
- [30] Sahin A. Irreversibilities in various duct geometries with constant wall heat flux and laminar flow. *Energy*, 1998, vol.23, pp.465-473.
- [31] Sahin A. Effect of variable viscosity on the entropy generation and pumping power in a laminar fluid flow through a duct subjected to constant heat flux. *Heat Mass Transfer*, 1999, vol.35, pp.499–506
- [32] Shohel M., Frazer R. The second law analysis in fundamental convective heat transfer problems. *International journal of thermal sciences*, 2002, pp.1-10
- [33] Shohel M., Frazer R. Second law analysis of heat transfer and fluid flow inside a cylindrical annular space. *Exergy*, 2002, vol.2, pp.322-329
- [34] Ko T., Ting K. Entropy generation and thermodynamic optimization of fully developed laminar convection in a helical coil. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 2005, vol.32, pp.214-223.
- [35] Ko T., Ting K. Entropy generation and optimal analysis for laminar forced convection in curved rectangular ducts: A numerical study. *International Journal of Thermal Sciences*, 2006, vol.45, pp.138-150
- [36] Ko T. Numerical investigation on laminar forced convection and entropy generation in a curved rectangular duct with longitudinal ribs mounted on heated wall. *International Journal of Thermal Sciences*, 2006, vol.45, pp.390-404
- [37] Hadjadj S., Saouli S., Bouali B. Calcul de la production d'entropie d'un écoulement incompressible et forcé dans un convergent. *ANDRU, Sciences, Technologies & Développement*, 2011, vol.1, no.8, pp.34-47
- [38] Aziz A. Entropy generation in pressure gradient assisted Couette flow with different thermal boundary conditions. *Entropy*, 2006, vol.2, no.8, pp.50-62
- [39] Erbay L., Ercan M., Sulus B., Yalcin M., Entropy Generation During Fluid Flow Between Two Parallel Plates With Moving Bottom Plate. *Entropy*, 2003, vol.5, pp.506-518.

- [40] Oztop H. Effective parameters on second law analysis for semicircular ducts in laminar flow and constant wall heat flux. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 2005, vol.32, pp.266-274.
- [41] Naphon P. Second law analysis on the heat transfer of the horizontal concentric tube heat exchanger. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 2006, vol.33, pp.1029-1041
- [42] Baytas A.C. Optimization in an Inclined Enclosure for Minimum Entropy Generation in Natural Convection. *J. Non-Equilib. Thermodyn.* 1997, vol.22, pages.145-155
- [43] Yilbas B.S., Shuja S.Z., Gbadebo S.A. et al. Natural convection and entropy generation In a square cavity. *Int. J. Energy Research*, 1998, vol.22, pp.1275-1290
- [44] Narusawa U. The second-law analysis of mixed convection in rectangular duct. *Heat and mass transfer*, 2001, vol.37, pp.197-203
- [45] Tasnim S. H., Mahmud S. Mixed convection and entropy generation in a vertical annular space. *Exergy*, 2002, vol.2, pp.373–379
- [46] Abbassi H., Magherbi M., Brahim A.B. Entropy generation in Poiseuille-Benardchannel flow. *Int. J. Thermal. Sci.*, 2003, vol.13, no.42, pp.1081–1088.
- [47] Erbay L., Ercan M., Sulus B., Yalcin M. Entropy Generation During Fluid Flow Between Two Parallel Plates With Moving Bottom Plate. *Entropy*, 2003, vol.5, pp.506-518
- [48] Andreozzia A., Auletta A., Manca O. Entropy generation in natural convection in a symmetrically and uniformly heated vertical channel. *Heat and Mass Transfer*, 2006, vol.17, no.18, pp.3221-3228
- [49] Ben Mansour R., Galanis N., Nguyen C.T. Dissipation and entropy generation in fully developed forced and mixed laminar convection. *Thermal Sciences*, 2006, vol.45, pp.998-1007
- [50] Ilis G.G., Mobedi M., Sunden B. Effect of aspect ratio on entropy generation in a rectangular cavity with differentially heated vertical walls. *Heat and Mass Transfer* 2008, vol.35, pp.696–703
- [51] Dagtekin I., Oztop H.F., Bahloul A. Entropy generation for natural convection in Γ -shaped enclosures. *Heat and Mass Transfer*, 2007, vol.34, pp.502–510
- [52] Padet C, Mladin EC, Padet J, Dobrovicescu A (2009) Analysis of the developed mixed thermal convection by use of 2nd law. *Bulletin of the Transilvania University of Brasov* 2-51: 227-234.
- [53] Al Mokheimer E.M. Parametric analysis of entropy generation due to laminar developing mixed convection. *Emerald insight*, 2010, vol.8, no.20, pp.941-971

- [54] Nourollahi M., Farhadi M., Sedighi K. Numerical study of mixed convection and entropy generation in the poiseulle-benard channel in different angles. *Thermal Science*, 2010, vol.14, pp.329-340
- [55] Bouabid M., Magherbi M., Hidouri N., Ben Brahim A. Entropy Generation at Natural Convection in an Inclined Rectangular Cavity. *Entropy*, 2011, vol.5, no.13, pp.1020-1033
- [56] Anandalakshmi R., Basak T. Analysis of Entropy Generation due to Natural Convection in Rhombic Enclosures. *Industrial and Engineering Chimestry Research*, 2011, vol.50, pp.13169–13189
- [57] Anandalakshmi R., Basak T. Heat flow visualization analysis on natural convection in rhombic enclosures with isothermal hot side or bottom wall. *European Journal of Mechanics B/Fluids*, 2013, vol.41, pp.29–45
- [58] Anandalakshmi R., Basak T. Natural convection in rhombic enclosures with isothermally heated side or bottom wall: Entropy generation analysis. *European Journal of Mechanics B/Fluids*, 2015, vol.54, pp.27–44
- [59] Basak T., Kaluri R.S., Balakrishnan A.R. Effects of Thermal Boundary Conditions on Entropy Generation during Natural Convection. *Computation and Methodology*, 2011, vol.5, no.59, pp.372-402
- [60] Yang G., Wu J.Y., Yan L. Flow reversal and entropy generation due to buoyancy assisted mixed convection in the entrance region of a three dimensional vertical rectangular duct, *Thermal Sciences*, 2013, vol.67, pp.741-751
- [61] Yang G., Wu J.Y. Entropy generation in rectangular duct of buoyancy opposed mixed convection. *Heat and mass transfer*, 2016, vol.86, pp.809-819
- [62] El-Maghlany W. M., Saqr K. M., Teamah M. A. Numerical simulations of the effect of an isotropic heat field on the entropy generation due to natural convection in a square cavity. *Energy Conversion and Management*, 2014, vol.85 pp.333–342
- [63] Ilis G, Mobedi M, Sunden B. Effect of aspect ratio on entropy generation in a rectangular cavity with differentially heated vertical walls. *Int Commun Heat Mass Transfer*, 2008, vol.35, pp.696–703
- [64] Zamzari F., Mehrez Z., El Cafsi A., Belghith A., Entropy generation and mixed convection in a horizontal channel with an open cavity. *Exergy*, 2015, vol.17, No.2,
- [65] Rathnam V.M., Roy M., Basa T. Analysis of entropy generation during natural convection in tilted triangular enclosures with various base angles. *Numerical Heat Transfer, Part A: Applications*, 2016, vol.69, pp1332-1354
- [66] J. Padet, Principe des transferts convectifs, *Polytechnica*, 1997

- [67] <https://www.pinterest.com/pin/266697609154939090/> (le 01/02/2018)
- [68] <http://wood-boilers.net/articles/solar-dragon-self-sufficient-heating/> (Copyright 2018)
- [69] [https://www.researchgate.net/post/Could anyone help us choose a suitable scattering coefficient and absorption coefficient for fluid and solid in a solar chimney](https://www.researchgate.net/post/Could_anyone_help_us_choose_a_suitable_scattering_coefficient_and_absorption_coefficient_for_fluid_and_solid_in_a_solar_chimney)
- [70] <http://cpie-clermont-domes.org/presentation-de-lassociation/le-batiment-hqe/> (Copyright 2016)
- [71] <http://www.awi-architecte.com/projets-individuels/maisonsneuves/105-06-chisseaux.html>
- [72] <http://www.ecoloti.com/La-serre.html>
- [73] <http://www.zdnet.com/article/2625-feet-solar-power-supertower-to-rise-over-arizona-video/> (Copyright 2018)
- [74] <https://fr.wikipedia.org/wiki/>
- [75] <https://www.babcock.com/fr-fr/products/wet-cooling-systems>
- [76] http://www.m-cti.de/fr_FR/tours-de-refroidissement/tours-de-refroidissement-a-tirage-naturel.html
- [77] <http://www.hamonthermal.fr/fr/tours-de-refroidissement/tour-a-tirage-naturel/tirage-naturel>
- [78] Petit J. P. Dissipation thermique dans les systèmes électroniques. *Technique de l'Ingénieur*, 2001, E3952, vol.2
- [79] Bejan A., Evolution in thermodynamics. *Applied physics reviews*, 2017, vol.4, 011305, pp.1-19
- [80] Passet R. La thermodynamique du développement. 1ères journées du développement du GRES, Le concept de développement en débat, Université Montesquieu-Bordeaux 4-17 septembre 2004
- [81] Gicquel R. Analyses quantitatives : Bilans énergétiques et exergétiques, Notes méthodologiques, Mines Paris-tech, 2014
- [82] enea consulting, L'Exergie : concept, enjeux et usage pour l'industrie, Facts & Figures, 2013
- [83] Feidt M. Thermodynamique et optimisation énergétique des systèmes et des procédés, 2^{ème} Ed., TECDOC, Paris, France, 1996
- [84] Gouy M. Sur l'énergie utilisable. *Journal de physique*, 1889, vol.8, no.2, pp.501-518
- [85] Stodola A. Steam and gas turbines. Mac Graw Hill, 1910
- [86] Szargut J. International progress in second law analysis. *Energy*, 1980, vol.5, pp.709-718
- [87] Tondeur D. Optimisation thermodynamique : Equipartition de la production d'entropie. *Technique de l'ingénieur*, 2008, BE8017

- [88] Bejan A. Life and evolution as physics. *Francis & Taylor : Communicative & integrative biology*, 2016, vol.9, no.3, pp.1-13
- [89] Talman R. C. The principles of statistical mechanics. Oxford University Press, 1938
- [90] Keenan J. H. Thermodynamics. chapt XVII, MIT Press, Cambridge, Massachusetts, 1941
- [91] DeGroot S.R., Mazur P. Non-Equilibrium Thermodynamics, Wiley (Interscience), 1962
- [92] Prigogine I. Introduction to thermodynamics of irreversible processes. 3^{ème} Ed, Interscience Publishers, John Wiley & Sons, 1967
- [93] Glansdorff P. Sur le minimum de la production d'entropie. *Physica*, 1953, vol.XIX, pp.737-741
- [94] Bejan A. Entropy Generation Minimization: The Method of Thermodynamic Optimization of Finite-Size Systems and Finite-Time Processes. CRC Press. 1995
- [95] Hocquet T. Physique des transports (théorie classique). Université du Sorbonne, 2017
- [96] Bejan A. Exergy analysis, Entropy generation minimization and constructal theory. chapter 4, In Kutz M. Mechanical engineer's handbook , Energy and power, volume 4, 3rd edition, John Wiley & Sons, 2006
- [97] Çengel Y. A. Heat transfer: a practical approach, McGRAW-HILL, New York, USA. 2003.
- [98] Padet J., Cotta R. M., Mladin E. C., Padet C. Mixed thermal convection: fundamental issues and analysis of the planar case. *Annals of the Brazilian Academy of Sciences*, 2015, vol.3, no.87, pp.865-885
- [99] Lauriat G, Gobin D. Convection naturelle – Aspects théoriques, *Techniques de l'ingénieur*, 2014, af4080
- [100] Wang Q., Yoo H., Jaluria Y. Convection in a horizontal rectangular duct under constant and variable property formulations. *Heat and Mass Transfer*, 2003, vol.46, pp.297–310
- [101] Barletta A., Zanchini E. On the choice of the reference temperature for fully-developed mixed convection in a vertical channel. *Heat and Mass Transfer*, 1999, vol.42, pp.3169-3181
- [102] Padet J. Convection thermique et massique – principes généraux. *Techniques de l'ingénieur*, 2014, BE8205
- [103] Bejan A. Advanced engineering thermodynamics. 3^{ème} Ed., John Wiley & Sons, 2006
- [104] ANSYS Fluent 17.0 Tutorial Guide, ANSYS Inc, 2016
- [105] Patankar, S.V. Numerical heat transfer and fluid flow. Hemisphere Publishing Corporation, USA, 1980

- [106] <https://www.engineeringtoolbox.com/>
- [107] Metais B., Eckert E.R.G. Forced, mixed and free convection regimes. *Heat transfer*, 1964, pp295-296
- [108] Lauriat G, Gobin D. Convection naturelle – Cas particuliers. *Techniques de l'ingénieur*, 2014, af4081
- [109] Hanratty T. J., Rosen E. M., Kabel R. L. Effect of heat transfer on flow field at low Reynolds numbers in vertical tubes. *Industrial and Engineering Chemistry*, 1958, vol.50, no.5, pp.815-820
- [110] Gau C., Yih K. A., Aung W. Reversed flow structure and heat transfer measurements for Buoyancy-assisted convection in a heated vertical duct. *Heat Transfer, ASME*, 1992, vol.114, pp.928-935
- [111] Jeng Y. N., Chen J. L., Aung W. On the Reynolds number independence of mixed convection in a vertical channel subjected to asymmetric wall temperatures with and without flow reversal. *Heat and fluid flow*, 1992, vol.13, no.4, pp329-339
- [112] Aung W., Worku G. Theory of fully developed, combined convection including flow reversal. *Heat Transfer ASME*, 1986, vol.108, pp.485-488
- [113] Landau L., E. Lifchitz. Physique théorique, Tome6 : mécanique des fluides, 2^{ème} Ed., Librairie du globe et Mir, 1989
- [114] Iqbal M., Aggarwala B.D., Rokerya M.S. Viscous dissipation effects on combined free and forced convection through vertical circular tubes. *Applied Mechanics ASME*, 1970, pp.931-935
- [115] Ohk S. M., Chung B. J. Natural convection heat transfer inside an open vertical pipe : Influences of length, diameter and Prandtl number. *Thermal sciences*, 2017, vol.115, pp.54- 64,
- [116] Desrayaud G., Lauriat G. Flow reversal of laminar mixed convection in the entry region of symmetrically heated, vertical plates channels. *Thermal sciences*, 2009, vol.48, pp.2036-2045.
- [117] Incropera F.P., Dewitt D. P. Introduction to heat transfer, 2nd Ed., Wiley, 1990, pp.504-505
- [118] Shang D. Y., CaiZhong L. Heat transfer of laminar mixed convection of liquide, Springer, 2016
- [119] <http://www.larousse.fr/dictionnaires/francais/>

- [120] INERIS, Guide de Bonnes Pratiques pour la réalisation de modélisations 3D pour des scénarios de dispersion atmosphérique en situation accidentelle. Ref : DRA-15-148997-06852A, version 1.0, 2015
- [121] <http://www.techno-science.net/?onglet=glossaire&definition=1103>
- [122] Japikse D. Advances in thermosiphon technology. Academic press, Advances in heat transfer, 1973, vol.9, pp.1-111
- [123] <https://www.universalis.fr/encyclopedie/>
- [124] Onsager L. Reciprocal Relations in Irreversible Processes. I. *Physical Review*, 1931, vol.37, no.405,
- [125] Charru F. Instabilités hydrodynamiques. EDP Sciences & CNRS Editions, 2007

1. Principe de Curie- Prigogine :

Au voisinage de l'équilibre thermodynamique, la thermodynamique linéaire des phénomènes irréversibles suppose une relation linéaire entre les flux et les forces de telle sorte que :

$$\vec{J}_i = \sum_j N_{ij} \vec{X}_j \quad (\text{G.1})$$

Quelques soit l'ordre tensoriel des forces et des flux, avec :

$$S^{i'''} = \sum_i \vec{J}_i \cdot \vec{X}_i \geq 0 \quad (\text{G.2})$$

Il vient alors que :

$$S^{i'''} = \sum_i \sum_j N_{ij} \vec{X}_i \cdot \vec{X}_j \quad (\text{G.3})$$

En supposant que (G.1) soit réduite à un élément scalaire (sc) et un élément vectoriel (vt) pour les flux et les forces, alors $N_{sc\ sc}$ est un scalaire, $N_{sc\ vt}$ et $N_{vt\ sc}$ sont des vecteurs et $N_{vt\ vt}$ un tenseur du second ordre.

Dans le cas d'un milieu isotrope à l'équilibre, il n'y a couplage qu'entre les forces et les flux de même ordre tensoriel. Il en résulte $N_{vt\ vt}$ est un scalaire ; $N_{sc\ vt} = N_{vt\ sc} = 0$:

$$J_{sc} = N_{sc\ sc} X_{sc} \quad \text{et} \quad \vec{J}_{vt} = N_{vt\ vt} \vec{X}_{vt}$$

Ce résultat, énoncé par Curie pour des systèmes statiques, a été étendu par Prigogine aux systèmes en évolution réversible.

Pour des milieux isotropes en évolution réversible, la production d'entropie résulte de la somme de productions partielles positives ayant un ordre tensoriel différent. Ainsi il vient [83]:

$$S^{i'''} = J_{sc} X_{sc} + \vec{J}_{vt} \cdot \vec{X}_{vt} \quad \text{avec} \quad J_{sc} X_{sc} \geq 0 \quad \text{et} \quad \vec{J}_{vt} \cdot \vec{X}_{vt} \geq 0 \quad (\text{G.4})$$

2. Relations de réciprocité d'Onsager :

L'étude des phénomènes dissipatifs faisant intervenir i flux et forces conjugués nécessite la connaissance de i^2 coefficients phénoménologiques

Mais Onsager [124] a montré que $N_{ij} = N$

La matrice des coefficients phénoménologiques est symétrique lorsque le champ électromagnétique n'intervient pas. Ces relations diminuent donc le nombre de coefficients phénoménologiques, mais aussi permettent de prévoir des couplages nouveaux entre les phénomènes [83].

3. Pression motrice

La force d'Archimède locale définie à partir d'une masse volumique de référence ρ_0 à une température de référence T_0

$$A = [\rho(T)]$$

$$\vec{A} = [\rho(T) - \rho_0] \vec{g}$$

Le champ de pression hydrostatique p_h dans un fluide immobile dans lequel la masse volumique de référence ρ_0 devrait vérifier la condition :

$$\nabla P_h = \rho_0 \vec{g}$$

Si le fluide est en écoulement, $P \neq P_h$, donc :

$$\rho \vec{g} - \nabla P = (\rho - \rho_0) \vec{g} - (\nabla P - \nabla P_h) = \vec{A} - \nabla P_m$$

Où :

$P_m = P - P_h$ est la pression motrice

Ailette : pièce métallique dont la section a la forme d'un profil d'aile, fixé à intervalles réguliers autour des stators et des rotors des compresseurs et des turbines axiaux, pour modifier le sens d'écoulement du fluide, augmenter la pression ou récupérer l'énergie.

Saillie destinée à augmenter la surface de transmission de chaleur entre une paroi, comme celle d'un tuyau servant au chauffage ou au refroidissement et le fluide qui le baigne de ce côté [118].

CFD : Abréviation anglaise pour Computational Fluid Dynamics, soit Mécanique des Fluides Numérique en français. Ensemble d'outils numériques impliquant l'utilisation de calculateurs pour la résolution des équations discrétisées de Navier -Stokes, équations décrivant le comportement des fluides, et comprenant donc la simulation de l'écoulement et des phénomènes de dispersion. [119]

Cellule (maille) : Elément volumique unitaire du domaine de calcul, voir maillage [119]

Courant marin : Un déplacement d'eau de mer caractérisé par sa direction, sa vitesse et son débit. On distingue deux types de courants. La Terre reçoit de façon inégale l'énergie solaire : elle n'est pas la même selon que l'on se trouve au pôle (car les rayons arrivent de manière très inclinée) ou à l'équateur. La zone intertropicale reçoit ainsi autant d'énergie que le reste de la planète. Ce déséquilibre met en mouvement l'atmosphère et les océans qui vont rééquilibrer thermiquement l'ensemble. Il génère aussi des vents qui sont les facteurs principaux des courants de surface. Ces mouvements sont influencés par une force due à la rotation de la Terre, appelée force de Coriolis. Ce déséquilibre entraîne également des différences de température suivant la latitude. Cette différence de température entraîne une différence de salinité de l'eau et donc de densité, créant ainsi les courants de profondeur [120].

Effet cheminée : ou le tirage thermique, est le mouvement de l'air (dans les bâtiments, cheminées, conduites...) sous l'effet de la poussée d'Archimède. il aura lieu lorsqu'une différence de température engendre une différence de densité de l'air entre l'entrée et la sortie d'une conduite. Cet effet est accentué par une plus grande hauteur de cheminée [73].

Impulsion :

- Produit d'une force par l'intervalle de temps pendant lequel elle agit. (Le terme est parfois employé comme synonyme de quantité de mouvement, bien qu'il représente une variation de quantité de mouvement.)
- Phénomène caractérisé par une variation brusque d'une grandeur physique, suivie d'un retour rapide à sa valeur initiale [118].

Instabilité de Rayleigh – Bernard

Un fluide se met en mouvement sous forme de rouleaux de convection, lorsque la différence de température atteint un seuil critique []. L'augmentation de la différence de température conduit à une déstabilisation des rouleaux de convection issus de l'instabilité primaire, qui peuvent se maitre en « zigzags », ou peuvent osciller de façon périodique. L'apparition de l'instabilité est en fait gouvernée par un nombre sans dimension, le nombre de Rayleigh qui est le paramètre de contrôle de l'instabilité; ce nombre, défini ci-dessous, représente un rapport entre deux phénomènes, l'un déstabilisant, la force d'Archimède, et l'autre stabilisant, la diffusion thermique [125].

C'est une instabilité thermo-convective susceptible de se développer dans un milieu fluide, entre deux parois en parallèles horizontales, soumis à un gradient de température déstabilisant, de sorte que la paroi inférieure soit à une température T_1 supérieure à la température T_0 de la paroi supérieure. À partir d'un certain seuil de ce gradient thermique ($\Delta T = T_1 - T_0$), se forment de structures convectives appelées cellules de Bénard. Ce problème a été étudié expérimentalement par Bénard et théoriquement par Rayleigh [74].

Interféromètre Mach–Zehnder :

L'interférométrie est une méthode de mesure qui exploite les interférences intervenant entre plusieurs ondes cohérentes entre elles.

Interféromètre Mach–Zehnder est un interféromètre optique constitué de deux miroirs et de deux miroirs semi-réfléchissants, un faisceau de lumière cohérente est divisé en deux, puis ces deux faisceaux sont alors recombinaés à l'aide d'un miroir semi-réfléchissant. Ils vont donc pouvoir interférer entre eux. La figure d'interférences ainsi obtenue permet de réaliser des mesures très précises sur la source de lumière [73].

Maillage : Ensemble des éléments de volumes unitaires (cellules) utilisés pour discrétiser le domaine de calcul. Il convient de distinguer plusieurs types de maillages selon leurs caractéristiques géométriques [119].

Magnétohydrodynamique : M.H.D. est consacrée à l'étude des mouvements des fluides conducteurs de l'électricité en présence de champs magnétiques. Elle s'applique aux métaux liquides (mercure, métaux alcalins fondus), aux gaz faiblement ionisés et aux plasmas [122].

Modèle : Un modèle peut être physique ou numérique. Un modèle physique est un ensemble d'équations mathématiques décrivant un phénomène physique. Il sera ainsi fait mention de modèles de turbulence, de conditions limites ou encore de représentation du terme source. Un modèle numérique est une méthodologie utilisée pour résoudre les systèmes d'équations aux dérivées partielles (EDP), schémas de discrétisation spatiale, discrétisation temporelle, méthodes algébriques ou itératives de résolution par exemple [119].

Modélisation : la conception d'un modèle. Selon son objectif et les moyens utilisés, la modélisation est dite mathématique, géométrique, 3D, cinématique... Elle nécessite généralement d'être calée par des vérifications in situ, lesquelles passent par le paramétrage et le calibrage des « modèles » utilisés [73].

Panache thermique : c'est un écoulement gravitaire provoqué par la présence au sein d'un fluide d'une source de dimensions limitées dont la température est différente de la température ambiante. En général, la source est plus chaude que le fluide, de sorte que le mouvement est dirigé vers le haut, mais l'inverse se rencontre quelques fois [66].

Technique de laser speckle gramme

L'interférométrie est une technique de mesure de haute précision utilisant les interférences lumineuses, généralement obtenus à partir des lasers et qui trouve des applications dans des domaines variés.

Cette technique a été inventée dans les années 1970 pour pallier les insuffisances de l'holographie dans le domaine de l'interférométrie en ce qui concerne le milieu d'enregistrement (en général des plaques et films argentiques puis des films thermoplastiques). Contrairement à l'interférométrie holographique classique,

l'interférométrie de speckle permet l'utilisation de caméras CCD (elles ont une résolution faible ($6\ \mu\text{m}$ au mieux aujourd'hui) comparée à celle des plaques photographiques argentiques (une fraction de μm)) pour calculer et visualiser le champ des déplacements d'un objet diffusant [119].

Le terme «speckle pattern» est aussi couramment utilisé dans la communauté de la mécanique expérimentale pour décrire le motif de taches physiques sur une surface, ce qui est utile pour mesurer les champs de déplacement par corrélation d'image numérique [74].

Thermosiphon : est un système de circulation de fluide où l'écoulement est canalisé entre parois de telle sorte qu'on crée une différence de pression motrice due à l'effet cumulatif des poussées d'Archimède sur le fluide confiné. Dans de telles configurations, cet effet global apparaît prédominant, l'écoulement possédant localement des propriétés voisines de celles d'un écoulement de convection forcée. Par exemple, un tube vertical chauffé et ouvert à ses deux extrémités induit un écoulement interne qui peut obéir localement à la loi de Poiseuille [121].

Le thermosiphon est un système de pompage des fluides (gaz ou liquide) basé sur la dilatation et la poussée d'Archimède. Il se compose d'une chambre de chauffage du fluide, d'une entrée basse et d'un conduit vertical (cheminée) positionné en haut de cette chambre. Le fluide chauffé s'élève et sort de la chambre par la cheminée et aspire alors le fluide froid sortant du conduit bas (voir fig.G.1) [120].

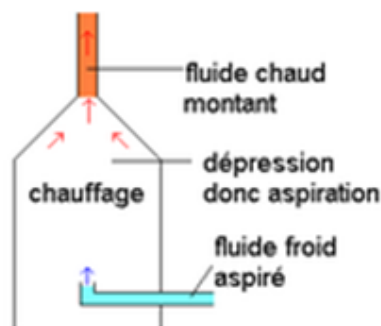


Fig.G.1 : principe d'un thermosiphon