

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE CONSTANTINE 1
FACULTE DES SCIENCES EXACTES
DEPARTEMENT DE PHYSIQUE

N° de Série :.....
N° d'ordre :.....

THESE

Présentée pour obtenir le diplôme de Doctorat en Sciences en Physique
Spécialité : Energies Renouvelables

PAR

TAYEBI TAHAR

THEME

**CONTRIBUTION A L'ETUDE NUMERIQUE DE LA CONVECTION
NATURELLE LAMINAIRE D'UN SYSTEME RADIAL DE
CHAUFFAGE SOLAIRE**

Dirigée par **Mr. Mahfoud DJEZZAR**, Professeur à l'Université Constantine 1

Soutenu le : 10/12/2014

Devant le jury :

Présidente :	Mme	A. CHAKER	Professeur	Université Constantine 1
Rapporteur :	Mr	M. DJEZZAR	Professeur	Université Constantine 1
Examineurs :	Mr	D. OMEIRI	Professeur	Université 20 Août 1955-Skikda
	Mr	M. GUELLAL	M.C.A	Université Sétif 1
	Mr	S. LAOUAR	M.C.A	Université 20 Août 1955-Skikda
	Mr	A. RAHMANI	M.C.A	Université Oum El Bouaghi

A la mémoire de mon père
A ma mère qui m'est toujours la plus chère
A mon épouse et mon fils, Ali
A mon frère et mes sœurs
A tous les membres de ma famille, grands et petits.
A tous mes amis.

Remerciements

*En premier lieu, je remercie sincèrement et très chaleureusement, mon directeur de thèse, Professeur **DJEZZAR Mahfoud**, pour tous ses efforts, et les mots me manquent pour lui exprimer toute ma profonde gratitude, que ce soit pour sa disponibilité permanente, sa contribution majeure à l'orientation des travaux de recherche et ses idées originales qui ont servi à enrichir le contenu de cette thèse. J'ai agréablement aimé travailler avec lui, je suis fier d'être son étudiant.*

*Je tiens à exprimer mes vifs remerciements à Madame **CHAKER Abla**, Professeur à l'Université Constantine I, qui a bien voulu présider mon jury de thèse.*

*Je remercie aussi Messieurs **OMEIRI Djamel**, Professeur à l'Université 20 Août 1955-Skikda, Dr. **GUELLAL Messaoud**, Maître de Conférences à l'Université Sétif I, Dr. **LAOUAR Salah**, Maître de Conférences à l'Université 20 Août 1955-Skikda et Dr. **RAHMANI Ahmed**, Maître de Conférences à l'Université Oum El Bouaghi, qui m'ont fait l'honneur d'examiner ce mémoire et de participer à mon jury de Thèse, malgré leurs multiples occupations, je leur adresse mes sincères remerciements.*

Tous mes remerciements à toute personne m'ayant aidé de près ou de loin à l'achèvement de ce travail

Nomenclature

Lettres latines

- a : Diffusivité thermique. [m^2/s]
 b : Terme de source dans le système d'équations algébriques discrétisées.
 C_p : Capacité calorifique massique à pression constante du fluide. [J/kgK]
 D_h : La longueur caractéristique. [m]
 \vec{g} : Accélération de la pesanteur. [m/s^2]
 G : Irradiation solaire [W/m^2]
 h : Coefficient métrique dimensionnel. [m]
 H : Coefficient métrique adimensionnel.
 NI : Le nombre total des nœuds suivant η .
 NN : Le nombre total des nœuds suivant θ .
 P : Pression. [N/m^2]
 S_Φ : Terme source.
 t : Temps. [s]
 T : Température. [K]
 T_{ref} : Température de référence. [K]
 T_0 : Température ambiante. [K]
 T_d : Ecart de Température. ($T - T_{ref}$) [K]
 T_c : Température du sol. [K]
 T_f : Température du toit du collecteur. [K]
 ΔT : Ecart de température dimensionnel ($T_c - T_f$) [K]
 u, v, w : Composantes de vitesses en coordonnées cartésiennes. [m/s]
 \vec{V} : Vecteur vitesse. [m/s]
 V_η, V_θ : Composantes de vitesses suivant η, θ [m/s]
 x, y, z : Coordonnées cartésiennes [m]

Lettres grecques

- α : Coefficient de sous-relaxation.
 λ : Conductivité thermique. [W/m^2K]
 β : Coefficient de dilatation du fluide à pression constante. [$1/K$]
 μ : Viscosité dynamique. [kg/m^2s]
 ν : Viscosité cinématique. [m^2/s]
 ρ : Masse volumique. [kg/m^3]
 ρ_0 : Masse volumique à T_{ref} . [kg/m^3]
 Φ : Variable dépendante.
 Γ_Φ : Coefficient de diffusion de Φ . [m^2/s]
 η, θ : Coordonnées hyperboliques.
 ω : Vorticité. [$1/s$]
 ψ : Fonction de courant. [m^2/s]
 ε : Critère de convergence

Nombres adimensionnels

- Pr : Nombre de Prandtl, $Pr = \frac{\nu}{a}$
 Gr : Nombre de Grashof, $Gr = \frac{g \beta \Delta T D_h^3}{\nu^2}$
 Ra : Nombre de Rayleigh, $Ra = Pr \cdot Gr$

Indices

- I : indice des nœuds suivant η
 J : indice des nœuds suivant θ
 η : suivant la coordonnée η .
 θ : suivant la coordonnée θ .

Exposant

- $*$: Paramètres adimensionnels.
 $"$: Estimation initiale

Abréviations

- CS : Cheminée Solaire
 CCS : Centrale à Cheminée Solaire

Sommaire

<i>Dédicaces</i>	
<i>Remerciements</i>	
<i>Nomenclature</i>	
<i>Sommaire</i>	
<i>Introduction</i>	1

Chapitre -I- Les Centrales à Cheminée Solaire : Développements et avancements

I.1. Introduction	4
I.2. La composition de la structure	5
➤ Le collecteur	5
➤ La cheminée	5
➤ Les turbines	5
I.3. Les différents phénomènes intervenants dans la cheminée solaire	5
➤ L'effet Venturi	5
➤ L'effet de serre	6
➤ L'effet de convection naturelle	6
➤ L'effet d'ovalisation	6
➤ Stockage d'énergie	6
I.4. Les avantages et les inconvénients	6
➤ Les avantages	6
➤ Les inconvénients	7
I.5. Premiers pas et développements récents	7
I.5.1. Etudes théoriques	10
I.5.2. Analyses pour des sites spécifiques	15
I.5.3. Développements pour la turbine	16
I.5.4. Etudes expérimentales	17
I.5.5. Analyse structurale	22
I.5.6. Analyse écologique	22
I.5.7. Analyse économique	22
I.6. Projets de Centrales à Cheminée Solaire	23
I.6.1. Prototype de Manzanares	23
I.6.2. Le projet australien	24
I.6.3. Le projet espagnol	25
I.6.3. Le projet namibien	25
I.6.4. Le projet chinois	26

Chapitre -II- Formulation mathématique

II.1. Problème en 2D	28
II.1.1. Présentation du problème physique	28
II.1.2. Hypothèses simplificatrices	29
II.1.3. Formulation mathématique	29
II.1.3.1. Formulation des équations en coordonnées cartésiennes	29
II.1.3.2. Formulation des équations en coordonnées hyperboliques	31
II.1.3.3. Equations sans dimension	32
II.1.3.4. Les conditions initiales et aux limites	33
II.1.4. Généralisation du modèle mathématique	35
II.2. Problème en 3D	36
II.2.1. Description du problème	36
II.2.2. Modèle Mathématique	36

Chapitre -III- Méthodes Numériques

III.1. Introduction	39
III.2. Problème en 2D	40
III.2.1. Maillage	40
III.2.2. La discrétisation des équations de transport	41
III.2.3. Schémas de discrétisation spatiale	44
III.2.4. Discrétisation de l'équation d'énergie	45
III.2.4.1. Discrétisation des conditions aux limites	49
III.2.5. Discrétisation de l'équation de quantité de mouvement	50
III.2.5.1. Discrétisation des conditions aux limites	51
III.2.6. Discrétisation de l'équation de la fonction de courant	52
III.2.6.1. Discrétisation des conditions aux limites	53
III.2.7. Discrétisation des composantes de la vitesse	53
III.2.8. Processus de calcul	54
III.2.9. Organigramme	55
III.3. Problème en 3D	57
III.3.1. Introduction	57
III.3.2. Utilisation du GAMBIT	58
III.3.3. Utilisation du FLUENT	59
III.3.4. Méthode de résolution des équations de transport	59
III.3.4.1. Choix du schéma de discrétisation	59
III.3.4.2. Choix du schéma d'interpolation de la pression	60
III.3.4.3. Choix de la méthode de couplage Pression-Vitesse	61
III.3.5. Critère de convergence	62
III.3.6. Stabilité numérique	63
III.3.7. Les conditions aux limites	64
III.3.8. Etapes de résolution du problème	65

Chapitre -IV-
Résultats et Discussions

IV.1. Problème en 2D	66
IV.1.1. Validation du code de calcul	66
IV.1.2. Etude du maillage	69
IV.1.3. Interprétation des résultats	70
IV.1.3.1. La température	70
➤ Les isothermes	70
✓ Première géométrie	70
✓ Deuxième géométrie	72
✓ Troisième géométrie	73
➤ Profils de température	74
IV.1.3.2. lignes de courant	75
✓ Première géométrie	75
✓ Deuxième géométrie	76
✓ Troisième géométrie	77
IV.1.3.3. Champ de vitesse	78
✓ Première géométrie	78
✓ Deuxième géométrie	79
✓ Troisième géométrie	80
IV.1.3.4. Influence de la nature de jonction	82
IV.1.3.5. Influence du rapport géométrique	89
IV.2. Problème en 3D	95
IV.2.1. Convergence de calcul	95
IV.2.2. Champ et Profils de température	96
IV.2.3. La vitesse	99
IV.2.4. Champ et Profils de la pression	103
IV.2.5. Validation des résultats	106
➤ Comparaisons avec des résultats expérimentaux	106
➤ Comparaisons avec des résultats numériques	107
Conclusion	109
Annexe1	111
Annexe2	114
Références Bibliographiques	117

Introduction

L'énergie a toujours constitué un enjeu vital pour l'homme et les sociétés humaines. Les comportements humains sont fortement induits par sa disponibilité ou sa non-disponibilité, son abondance ou sa pénurie. De ces comportements vont découler de nouveaux enjeux, en particulier pour l'environnement et les équilibres socio-économiques. La prise de conscience de l'importance de ces enjeux (réchauffement climatique, épuisement des ressources, augmentation des coûts de la santé, ...) devrait, nous l'espérons, permettre de tendre vers une utilisation plus rationnelle de l'énergie, une optimisation des processus énergétiques que nous mettons en œuvre tous les jours. [1].

Le développement et l'exploitation des ressources énergétiques renouvelables et des systèmes de production décentralisés d'électricité d'origine renouvelable ont connu une forte croissance ces dernières années.

La situation géographique de l'Algérie favorise le développement et l'épanouissement de l'utilisation de l'énergie solaire. En effet vu l'importance de l'intensité du rayonnement reçu ainsi la durée de l'ensoleillement qui dépasse les dix heures par jour pendant plusieurs mois, notre pays couvre certains de ses besoins en énergie solaire.

Le système radial de chauffage solaire (Qui est également appelé : centrale à cheminée solaire (CCS)) est une centrale thermique solaire simple qui est capable de convertir l'énergie solaire en énergie thermique dans le collecteur solaire. Dans la deuxième étape, l'énergie thermique générée est transformée en énergie cinétique dans la cheminée et en fin de compte en une énergie électrique en utilisant une combinaison d'une turbine et un générateur.

Sur le plan physique, la cheminée solaire est un système énergétique complexe dans lequel tous les différents modes d'échange thermique et massique interviennent. S'ils sont relativement simples et bien connus, leur couplage entraîne des difficultés dans la modélisation du système.

La convection naturelle est un mécanisme particulièrement important pour l'échange d'énergie et de la masse, entre l'air inclus dans le système et l'extérieur. Elle détermine les modèles aérodynamiques et thermiques à l'intérieur d'une cheminée solaire.

Dans la présente étude nous avons simulé numériquement les transferts de chaleur par convection naturelle laminaire bidimensionnelle (2D) et tridimensionnelle (3D) dans une cheminée solaire.

Dans le cas bidimensionnel, nous analysons l'influence de la géométrie sur les transferts thermiques dans la cheminée solaire. Le sol est maintenu à une température constante supérieure à celle du collecteur. Les simulations numériques ont été réalisées pour trois configurations géométriques et des nombres de Rayleigh allant de 10^3 jusqu'à 10^5 .

Pour le problème tridimensionnel, le travail consiste à présenter les champs et les profils de vitesse, de pression et de température dans le collecteur du système. La simulation numérique tridimensionnelle a été effectuée à l'aide du logiciel FLUENT pour la géométrie du prototype Manzanares, en Espagne.

Le manuscrit de cette thèse est composé de quatre chapitres :

Le premier chapitre, intitulé « Les Centrales à Cheminée Solaire Développements et avancements », présente une étude bibliographique approfondie, qui nous a permis d'avoir une vision plus complète sur le phénomène que nous nous proposons d'étudier. Cette recherche bibliographique sur les études théoriques, numériques et expérimentales des écoulements dans les cheminées solaires, nous a permis donc de faire une étude approfondie et nous a donné la possibilité de valider certains résultats, de notre étude avec les résultats expérimentaux et numériques des autres chercheurs.

Dans le deuxième chapitre, nous avons précisé la géométrie (2D, 3D) des problèmes étudiés, les phénomènes physiques impliqués et les hypothèses simplificatrices. Ensuite nous avons fait une modélisation mathématique des phénomènes précités. Dans cette modélisation nous avons précisé les équations du transfert thermique, qui sont des équations différentielles aux dérivées partielles "équations de continuité et des quantités de mouvements (Navier-Stokes) et de la chaleur" et leurs conditions aux limites, en utilisant la formulation la mieux appropriée pour l'étude de notre système.

Le troisième chapitre, s'intéresse à la description de la méthode des volumes finis (maillage et discrétisation) et les méthodes de résolution.

La partie la plus importante de cette étude qui se trouve dans le dernier chapitre, comporte la simulation et l'interprétation des résultats obtenus en 2D (à partir d'un code maison) et en 3D (à partir du logiciel FLUENT).

Nous terminons cette étude par une conclusion générale qui regroupe les principaux résultats.

Chapitre -I- Les Centrales à Cheminée Solaire : Développements et Avancements

I.1. Introduction

Une cheminée solaire (système radial de chauffage solaire) est une centrale à énergie renouvelable construite de manière à ce que l'air d'une serre chauffé par le soleil soit canalisé dans une cheminée, afin d'actionner des turbines pour produire de l'électricité. Ce concept a été inventé en 1903 par le colonel espagnol **Isidoro Cabanyes** comme en atteste la publication *La energía eléctrica* [2], puis décrit en 1931 par **Hanns Günther** [3] et enfin développé et concrétisé par l'ingénieur allemand **Jörg Schlaich** [4] dans les années 80.

La tour n'est en fait qu'une cheminée. Son fonctionnement se base sur un principe simple : l'air chaud étant plus léger que l'air froid, il s'élève. Une serre gigantesque, le « collecteur », placée tout autour de la cheminée centrale, chauffe l'air grâce au soleil et provoque un vent puissant, exploité par des turbines situées à l'embouchure de la cheminée pour produire de l'électricité.

Pour obtenir un fonctionnement plus régulier, favorable aussi bien sur le plan technique (pour les turbines) que pour le consommateur d'énergie, des systèmes d'accumulation de chaleur sont prévus, pour rendre le système opérationnel pendant les périodes d'intermittence.

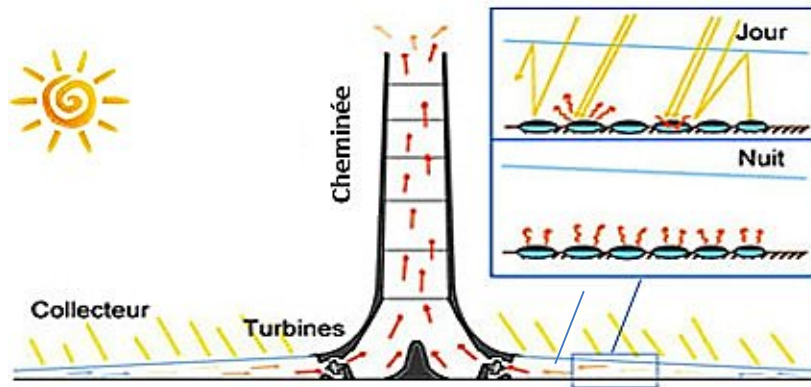


Fig.I.1. Fonctionnement d'une centrale à cheminée solaire

I.2. La composition de la structure

➤ **Le collecteur** : Partie chargée de chauffer l'air entrant dans la tour grâce à l'effet de serre. Elle est composée de vastes plaques de verre soutenues par des tiges très résistantes, car sa hauteur varie entre 2 et 6 m, mais la surface couverte par le collecteur est de plusieurs km². Dans certains projets, il est même possible d'y développer de l'agriculture.

➤ **La cheminée** : C'est la partie la plus imposante de la tour solaire. Elle agit tel un tube de pression. Plus elle est haute, plus la quantité d'énergie produite sera importante : l'air chaud montera de plus en plus rapidement afin d'y rejoindre l'air frais de l'extérieur, en passant par les turbines (effet de convection).

➤ **Les turbines** : Elles servent à convertir le courant d'air ascendant en énergie mécanique, puis électrique.

I.3. Les différents phénomènes intervenants dans la cheminée solaire

Si le projet de tour solaire est si intéressant, c'est parce que les différents phénomènes et réactions physiques qui s'y déroulent sont connus et maîtrisés par l'homme depuis des décennies.

➤ **L'effet Venturi** : Le nom de cet effet vient du nom du physicien italien Giovanni Venturi. Ce phénomène se traduit par une accélération des particules gazeuses (dans ce cas-là,

l'air) dû à un rétrécissement de leur zone de circulation. Cela entraîne également une baisse de la pression.

- **L'effet de serre** : Le collecteur de la cheminée solaire est en verre ou plastique qui est transparent au rayonnement de courte longueur d'ondes, mais opaque au rayonnement I.R. (de grande longueur d'ondes), permettant de réaliser un effet de serre.
- **L'effet de convection naturelle** : Quand l'air est chaud, il s'élève et la pression diminue : il y a une dépression. Au contraire, l'air froid descend, la pression augmente : il y a un anticyclone. Entre deux cellules d'air de pression différentes, un vent se crée et va de l'anticyclone vers la dépression. Les particules chaudes sont plus légères que les particules froides, et cherchent à les atteindre : ces particules se dilatent sous l'effet de la chaleur, et sont ainsi moins denses (donc plus légères).
- **L'effet d'ovalisation** : a été contré dans la tour solaire grâce à des structures circulaires disposées à intervalles réguliers dans la tour, sinon elle se replierait sur elle-même.
- **Stockage d'énergie** : la production d'énergie persiste aussi la nuit : des cylindres de couleur opaque, remplis d'eau, captent la chaleur durant la journée et la libèrent durant la nuit.

I.4. Les avantages et les inconvénients

✓ **Avantages :**

La tour solaire possède de multiples avantages pour la production d'énergie future :

- + L'installation est créée pour des zones désertiques donc dépourvues d'intérêts (pas de possibilité d'aménagement) mais riches en soleil.
- + Après la construction de la tour, aucun carburant n'est nécessaire à son fonctionnement, donc indépendance énergétique.
- + La production d'énergie électrique perdure jour et nuit (des cylindres remplis d'eau et de couleur opaque captent la chaleur le jour et la libèrent la nuit).
- + La maintenance nécessaire est peu importante et la structure n'a aucun impact écologique.
- + Les 3 matériaux nécessaires à la construction d'une tour solaire sont le béton, le verre et l'acier, disponibles en grande quantité partout dans le monde.
- + L'énergie produite est peu chère.

- + Des plantations peuvent être créées sous le collecteur.
- + Plus de sécurité par rapport au nucléaire surtout à l'heure actuelle.

✓ **Inconvénients :**

La tour solaire possède quelques désavantages :

- investissement de départ
- Impact visuel négatif (certains y voient une dégradation du paysage)
- Elle ne peut pas concurrencer le nucléaire en termes de puissance. (7 fois moins puissante qu'un réacteur nucléaire, pour les plus grandes tours, soit 200MW contre 1500MW)
- Lors de la construction, cette structure massive nécessite beaucoup d'expertise en ingénierie.

I.5. Premiers pas et développements récents

Une des premières descriptions d'une centrale cheminée solaire a été écrite en 1903 par **Isidoro Cabanyes**, un colonel d'artillerie espagnole. Il a communiqué la proposition « Proyecto de motor solar » (projet de moteur solaire), la présentation d'un appareil se composant d'un chauffage aérien attaché à une maison avec une cheminée. Dans l'intérieur de la maison, une sorte d'hélice de vent a été placée avec le but de production d'électricité, comme montré dans la **Fig.I.2** [2].

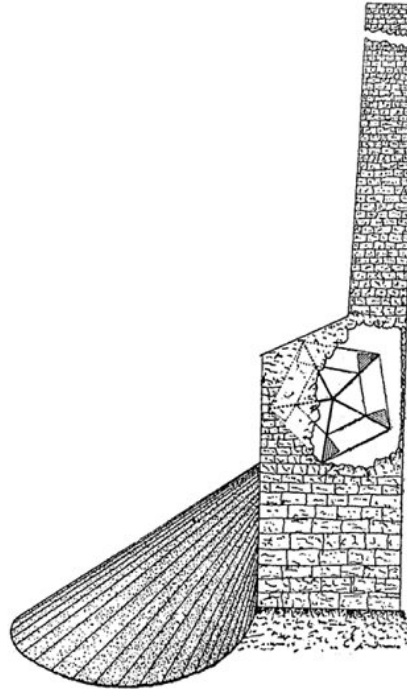


Fig.I.2. Projet de moteur solaire proposé par **Isidoro Cabanyes** [2]

En 1926, le professeur ingénieur **Bernard Dubos** a proposé à l'académie française des sciences, la construction d'une centrale aéro-électrique solaire en Afrique du Nord avec sa cheminée solaire sur le versant de la montagne de grande hauteur, (**Fig.I.3.**) [2]. L'auteur affirme qu'un air ascendant d'une vitesse de 50 m/s peut être atteint dans la cheminée, dont une quantité énorme d'énergie peut être extraite par des éoliennes. L'une des premières représentations d'une tour solaire a été rédigée en 1931 par un auteur Allemand : Hanns Günther. La **Fig.I.4** montre une représentation futuriste de la cheminée solaire présentée par **Günther** (1931) [2]. La **Fig.I.5** montre une expérience simple proposée par **Dubos** confirmant son concept, la plaque et la lampe à alcool représentent le désert du Sahara et la chaleur solaire, respectivement. La petite roue éolienne placée sur le dessus représente les turbines. Si la lampe à alcool est placée sous la plaque, l'air chaud circule de façon concentrique à travers la plaque afin d'atteindre le tube. Par conséquent, le flux ascendant pousse la roue éolienne. [2]

Entre 1940 et 1960, le français Edgard Nazare, après avoir observé plusieurs tourbillons de sable (dust devil) dans le sud saharien, et en avoir mesuré les caractéristiques grâce à son déclinomètre-alidade de poche, imagina un dispositif totalement révolutionnaire : la tour à dépression, aujourd'hui appelée tour à vortex. C'est en 1956 qu'il déposa son premier brevet à

Alger. Ce brevet fut redéposé à Paris le 3 août 1964 sous le numéro 1.439.849 (P.V. 983.953). Il s'agissait de générer artificiellement une ascendance atmosphérique tourbillonnaire dans une sorte de tour en forme de tuyère de Laval et d'en récupérer une partie de l'énergie au moyen de turbines.

En 1975 l'ingénieur canadien Louis M. Michaud publia son projet *Vortex Power Station* dans le bulletin de la Société américaine de météorologie. Il s'agissait également de générer une ascendance atmosphérique tourbillonnaire, mais dans une tour cylindrique. [2]

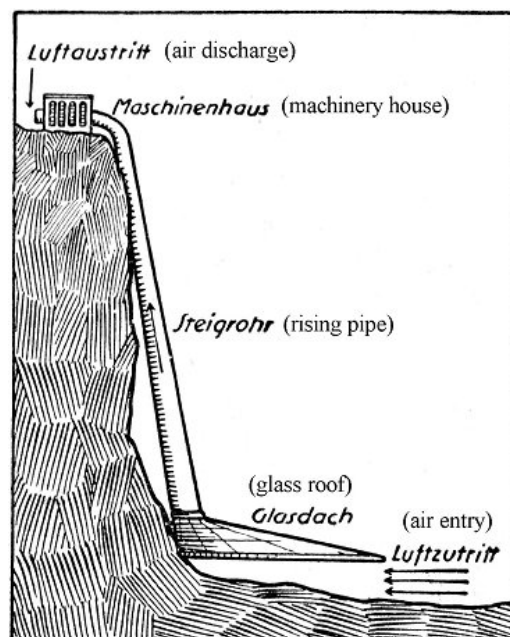


Fig.I.3. La cheminée solaire présentée par Bernard Dubos [2].

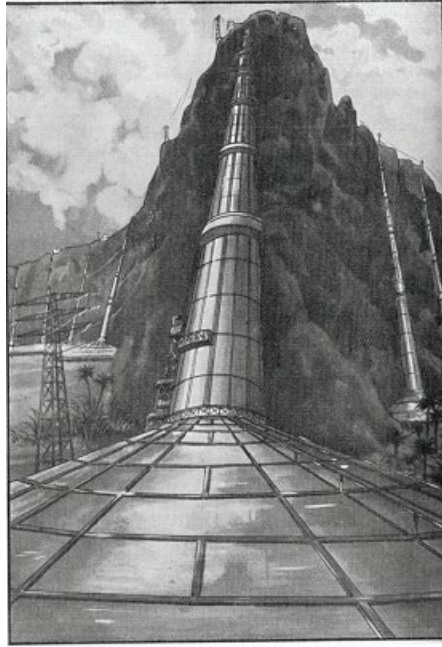


Fig.I.4. cheminée solaire dans le désert marocain [2].

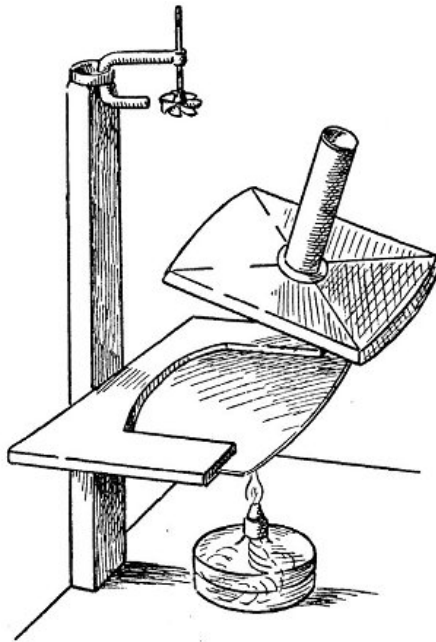


Fig.I.5. Proposition d'une cheminée solaire [2].

Face à des concepts originaux, la première action exceptionnelle pour le développement des centrales solaires à effet de cheminée était celle d'ériger un prototype en 1982 à Manzanares, Ciudad Real, à 150km au sud de Madrid, Espagne. Sous l'impulsion de crédits et de chercheurs allemands. Ce prototype avait une tour de 200m de haut et un collecteur de

45000 m², et a atteint une production de 44M Wh/an, pour une puissance de pointe de 50 kW (soit un ratio égal à 880 h d'équivalent temps à pleine puissance par an, ce qui ne fait que 10% du nombre d'heures dans une année. On reviendra plus loin sur la faiblesse de ce ratio). L'article en deux parties, "Solar Chimneys", donne une bonne idée de ce qu'étaient l'état de la réflexion et les attentes de ses promoteurs au moment de sa construction.

I.5.1. Etudes théoriques

Mullett [5] a commencé le développement d'un modèle théorique opérationnel pour la cheminée solaire en dérivant le rendement global et les données de performance pertinents. Dans son calcul, le rendement global est proportionnel à la hauteur de la cheminée. Il en conclut que la cheminée solaire est essentiellement un générateur de puissance de grande échelle. Le rendement de la cheminée est donné par l'équation (I.1).

$$\eta_t = \frac{gH}{c_p T_0} \quad (I.1)$$

Avec :

g : L'accélération de pesanteur (m/s²)

T_0 : La température ambiante (K)

c_p : La capacité thermique massique (J/kg.K)

H : La hauteur de la cheminée (m)

Basé sur les données du prototype de Manzanares, **Padki & Sherif**, [6] ont conduit une recherche sur la viabilité de produire de l'électricité par les cheminées solaires à moyenne et à grande échelle.

Padki & Sherif [7,8] ont discuté les effets des paramètres géométriques et d'exploitation sur les performances énergétiques de la cheminée. Ils ont proposé un modèle analytique simple pour la prédiction des performances d'une cheminée solaire, faites à base de la résolution d'un modèle mathématique composé des équations de continuité, de conservation de mouvement et d'énergie, régissant l'écoulement unidimensionnel de l'air chaud dans la cheminée solaire.

Yan et al. [9] décrivent un modèle analytique plus exhaustif pour la cheminée solaire en utilisant les corrélations pratiques d'ingénierie pour obtenir les équations de la vitesse de l'air, le débit d'air, la puissance développée et le rendement thermo-fluide.

À la fin des années 90, **Pasumarthi & Sherif** [10] ont construit un prototype de cheminée solaire à petite échelle pour étudier l'effet de différents paramètres géométriques sur la température de l'air, la vitesse de l'air et la puissance de la cheminée solaire. D'autres études ont été menées par **Pasumarthi & Sherif** [11], ils ont exploité la performance du collecteur en étendant la base de collecteur et en introduisant un absorbeur intermédiaire. D'après eux, les deux améliorations ont contribué à accroître la puissance globale à la sortie de la cheminée. En outre, une brève évaluation économique des coûts du système est présentée.

La première tentative connue de résoudre par CFD (Computational Fluid Dynamics) le flux convectif dans une Cheminée Solaire est faite par **Bernardes, et al.** [12]. Ils ont présenté une solution pour les équations de Navier-Stokes et de l'énergie pour la convection naturelle laminaire en régime stationnaire. L'approche de la méthode des volumes finis en coordonnées généralisées a été employée.

Kröger & Blaine [13] ont évalué l'influence des conditions ambiantes. Leurs travaux montrent que l'humidité de l'air peut augmenter le potentiel de conduire de l'air et sous certaines conditions la condensation peut se produire.

Kröger & Buys [14] ont développé des relations analytiques pour déterminer la différence de pression due aux effets de frottement et des corrélations de transfert de chaleur pour le développement du flux radial entre le toit et le collecteur.

Gannon & von Backström [15], se sont penchés sur une analyse thermodynamique idéale du cycle d'écoulement d'air, supposé comme gaz parfait isentropique, à travers une CCS. Ils se sont intéressés, dans une première partie, à définir les limites de fonctionnement du système en question et ont essayé de se rapprocher du cas réel en introduisant les pertes par frottement à travers le système ainsi que les pertes cinétiques à la sortie de la cheminée et le système de turbine, tout en adoptant un modèle simple qui inclue le fort couplage existant entre le débit d'air et l'élévation de la température à travers le collecteur.

Gannon & Von Backström [16] ont proposé une conception d'une turbine pour une centrale de cheminée solaire à grande échelle. Ils ont employé une méthode de conception en

trois étapes et un procédé d'analyse de vortex libre afin de déterminer les principales dimensions de la turbine. En outre, une étude expérimentale de conception d'une CCS a été réalisée par **Gannon & Von Backström** [17, 18].

Bernardes, et al. [19] ont élaboré une analyse portant sur les cheminées solaires et visant le développement d'un modèle analytique et numérique permettant de décrire les performances des cheminées solaires. Ce modèle a été élaboré pour estimer la puissance de sortie des cheminées solaires ainsi que d'examiner l'effet de diverses conditions ambiantes et des dimensions structurelles caractéristiques sur la puissance développée. Les résultats du modèle mathématique ont été comparés avec les résultats expérimentaux collectés sur la centrale de Manzanares, pour être ensuite utilisé pour prédire les performances caractéristiques des CCS à grande échelle à caractère commercial. Ces résultats montrent que la hauteur de la cheminée, le facteur de chute de pression à la turbine, le diamètre et les propriétés optiques du collecteur sont des paramètres importants pour la conception des cheminées solaires. Les auteurs ont déduit que la puissance maximale peut être atteinte lorsque le facteur de chute de pression à la turbine est égal à environ 0,97.

Schlaich, et al. [20] présentent une étude économique des centrales CCS ; en décrivant une théorie simplifiée sur les CCS. Puis ils présentent la réalisation et le fonctionnement du prototype de Manzanares. Cette étude a tracé les grandes lignes des études technico-économiques de base pour de futures installations CCS. Cette étude est employée dans le développement du prototype de l'Australie. Les auteurs ont bien apporté des réponses aux questions soulevées concernant la technologie des CCS en exposant les inconvénients ! Tout en justifiant les avantages que peut apporter un tel système.

Pastohr et al. [21] ont utilisé le logiciel FLUENT pour modéliser la centrale CCS semblable géométriquement à celle de Manzanares dans le but d'effectuer une analyse avec plus de détail du mode de fonctionnement et du rendement du système. Ils ont confirmé que la chute de pression dans la turbine et le débit massique sont des éléments décisifs sur l'efficacité du système et ne peuvent être déterminés uniquement par l'accouplement de toutes les parties d'une centrale CCS. Les résultats numériques donnés par FLUENT rivalisent bien avec les résultats donnés par un modèle simple proposé par les auteurs, ce qui a conduit à la conclusion de pouvoir employer ce dernier tout simplement pour des études paramétriques en vigueur.

Koonsrisuk & Chitsomboon [22] ont analysé l'effet de frottement sur l'écoulement dans une CCS.

Kirstein, et al. [23] et **Kirstein & Von Backström [24]** ont présenté des études concernant le coefficient de perte dans la section de transition entre la turbine et la cheminée en utilisant un modèle expérimental réduit et un code commercial CFD. Le très bon accord entre les expériences et les simulations permet des prédictions pour une géométrie proposée à grande échelle.

Utilisation du prototype de la cheminée solaire à Manzanares comme un exemple pratique, **Ming, et al. [25]** ont introduit un modèle numérique pour explorer l'influence de la géométrie de la CS sur les performances de la CCS. Leur modèle a permis d'évaluer les performances d'une CCS et mettre en évidence les effets de plusieurs paramètres tels que la hauteur de la cheminée solaire et son diamètre, le diamètre du collecteur ainsi que l'irradiation solaire sur la puissance développée et l'efficacité du système.

Pretorius & Kröger [26] ont comparé la puissance annuelle produite, calculée avec deux estimations du coefficient de perte dû au changement de passage de section horizontale/verticale «HTVTS» «horizontal to vertical transition section» respectivement 0,25 et 0,14. Les résultats ont montré que la puissance annuelle obtenue par des calculs utilisant le coefficient de perte le plus élevé « 0.25 », était sous-estimée par 0.4% uniquement.

Von Backström & Fluri [27] ont présenté une étude qui confirme la validité et l'applicabilité de l'hypothèse qui consiste à supposer que la puissance d'écoulement devient maximale lorsque le rapport de la chute de pression à travers la turbine par rapport au potentiel de pression (différence de pression disponible à travers le système) est de 2/3. Ils ont également conclu que la puissance d'écoulement est maximale pour un débit assez faible et une chute de pression à travers la turbine plus élevée.

Ninic [28], a tenté de déterminer dans son étude, la dépendance du potentiel énergétique acquis de la chaleur gagnée dans le collecteur par l'air circulant dans le collecteur, l'humidité de l'air et la pression atmosphérique en fonction de la hauteur de la cheminée. Divers types de collecteurs utilisant l'air sec et humide ont été analysés. L'influence des hauteurs de différentes cheminées sur le potentiel de travail de l'air a été établie. Une analyse des colonnes de type vortex gravitationnel a été présentée pour prouver sa viabilité.

Les effets du rayonnement solaire sur l'écoulement dans la CCS ont été analysés par **Huang et al.** [29] utilisant la méthode des ordonnées discrètes (DO) pour le modèle de rayonnement dans le cadre de l'approximation de Boussinesq.

Koonsrisuk & Chitsomboon [30] ont proposé l'utilisation de variables sans dimensions pour mener l'étude de l'écoulement dans une CCS à petite échelle pour produire de l'électricité. La similitude des variables sans dimension proposées a été confirmée par le CFD.

Peng et al. [31] ont optimisé les dimensions géométriques locales entre la sortie du collecteur et l'entrée de la cheminée, la vitesse locale à cet endroit augmente la performance de la CCS de 14%, les profils de température sont plus uniformes, et la pression statique relative diminue environ de 50% améliorant la conversion de l'énergie du système et réduisant les pertes.

Pretorius [32] a effectué des études approfondies sur les flux d'air et de transfert de chaleur dans les CCS de grande échelle. Il a montré, suite à une étude numérique, que la puissance développée est fonction de la hauteur intérieure de la toiture du collecteur et de sa forme.

Ming, et al. [33] ont poursuivi leurs travaux pour effectuer des simulations numériques et analyser les caractéristiques de transfert de chaleur et l'écoulement d'air dans le circuit de la centrale de la cheminée solaire avec un stockage d'énergie au niveau du sol.

Ming, et al. [34] et **Ming, et al.** [35], par la suite, **Tingzhen, et al.** [36] incluaient une turbine de 3 pales dans la simulation du modèle.

Petela [37] a introduit dans son modèle une analyse exergétique et le concept azergétique (Exergie mécanique) afin de montrer l'influence des paramètres d'entrée sur les paramètres de sortie et d'illustrer leur tendance.

Une étude de **Chergui et al.** [38] est basée sur la modélisation du transfert thermique et de l'écoulement d'air dans les CCS avec comme hypothèse un écoulement laminaire en convection naturelle. Le modèle a été résolu par la méthode des volumes finis ce qui leur a permis de déterminer le champ des vitesses et des températures.

Tayebi et al. [39,40] ont étudié numériquement la convection naturelle laminaire et permanente de l'air dans une cheminée solaire. Ils ont analysé, l'effet de la géométrie sur la

convection naturelle bidimensionnelle dans le système. Un programme informatique validé a été adapté à la configuration de la cheminée solaire pour résoudre les équations gouvernantes utilisant la méthode de volumes finis. L'effet de la géométrie du système sur le processus de transfert de chaleur et l'écoulement du fluide a été étudié. Les simulations ont été exécutées pour deux configurations géométriques et en fonction de trois valeurs du nombre de Rayleigh : $Ra = 10^3$, $Ra = 10^4$ et $Ra = 10^5$. Les résultats ont montré que les vitesses maximales se situent à l'entrée de la cheminée et ses valeurs augmentent en augmentant la différence entre le sol et le toit du collecteur.

I.5.2. Analyses pour des sites spécifiques

Dai et al. [41] ont présenté, dans leur article, une méthode itérative basée sur un modèle global de connaissance régissant l'écoulement d'air dans une cheminée solaire typique fictive et fonctionnant dans trois régions isolées de nord-ouest de la Chine. Selon les auteurs, une CCS constituée d'une cheminée de 200 m de hauteur et de 10 m de diamètre et un collecteur de 500 m de diamètre peut produire 110~190 kW d'électricité sur une moyenne mensuelle toute l'année.

Bilgen et Rheault [42] ont développé un modèle mathématique basé sur des données météorologiques moyennes mensuelles et le cycle thermodynamique pour simuler la production d'énergie de la CCS aux latitudes élevées. Trois emplacements au Canada, à savoir Ottawa, Winnipeg et Edmonton ont été choisis afin d'évaluer une centrale de production de puissance nominale de 5 MW.

La cheminée solaire pour les villages ruraux a été étudiée par **Onyango et Ochieng** [43] soulignant certaines fonctionnalités de production d'énergie. Ils ont révélé que pour un rapport de température = 2,9 (à savoir, la différence entre la température de surface du collecteur et la température à la turbine sur la différence entre la température de la masse d'air dans le cadre du toit et la température de surface du collecteur) une puissance électrique de 1000 W peut être générée. La dimension minimale d'une cheminée solaire pratique pour subvenir aux besoins d'environ cinquante familles dans un site rural typique a été déterminée comme étant la longueur de la cheminée = 150 m et la hauteur au-dessus du collecteur = rayon de la cheminée = 1,5 m.

Zhou et al. [44] ont développé un modèle mathématique pour étudier la génération d'énergie d'un prototype de centrale à cheminée solaire. La simulation donnée la puissance de

sortie pour différents rayonnement solaire, surface de capteur et hauteur de la cheminée. Les résultats des simulations ont été validés avec les mesures.

I.5.3. Développements pour la turbine

Gannon & Von Backström [17, 18] ont été les premiers à développer une recherche expérimentale sur les performances d'une turbine de cheminée solaire. La conception de la turbine est composée d'un seul rotor en utilisant des pales de guidage à l'entrée pour introduire un pré-tourbillon. Cette stratégie permet de réduire l'énergie cinétique à la sortie de la turbine (à l'entrée du diffuseur) et assiste la rotation de l'écoulement dans le conduit du rotor.

Von Backström & Gannon [45] ont présenté des équations analytiques concernant l'écoulement dans la turbine, le coefficient de charge et le degré de réaction, afin d'exprimer l'influence de chaque coefficient sur le rendement de la turbine.

Certains aspects structurels classiques pour les turbines, comme leur charge dynamique et le degré de réaction ainsi que leur comportement en fatigue ont été exposés par **Harte & Van Zijl** [46].

Denantes & al. [47] ont conclu dans leur investigation que les turbines à contre rotation (counter-rotating; CRT) offrent un meilleur rendement pour des facteurs de charge plus élevés par rapport aux turbines simples (single-runner; SRT). Ils ont confirmé également que l'avantage principal de ce type de turbines dans les systèmes cheminés solaires provient de leurs performances de sortie (off-design performance ; ODP). En considérant que des centrales cheminées solaires sont fonctionnelles la plus part du temps sous une intensité solaire d'au moins 800 W/m^2 . Les systèmes à turbine à contre rotation CRT seront avantageux par rapport aux systèmes SRT d'un point de vue rendement aussi bien que d'un point de vue production électrique annuelle. Un autre avantage est celui de la réduction du couple sur chaque axe comparé à la turbine single-runner. Une amélioration opérationnelle a été également montrée.

Fluri & von Backström [48] ont analysé de nombreuses configurations pour le turboalternateur de la CCS.

Tingzhen, et al. [49] ont effectué des simulations numériques sur la cheminée solaire couplée avec turbine. Le modèle a été validé avec les mesures du prototype espagnol,

obtenant une puissance maximale supérieure à 50 kW. Par la suite, les auteurs ont présenté la conception et la simulation d'un système de centrale à cheminée solaire avec une turbine à 5 pales. Les résultats des simulations numériques montrent que la puissance et le rendement de la turbine sont de 10 MW et 50%, respectivement, ce qui présente une référence pour la conception d'une CCS à grande échelle.

I.5.4. Etudes expérimentales

Le premier prototype de centrale à cheminée solaire fut effectivement construit à Manzanares (ville espagnole à 150 kilomètres de Madrid) sous la direction de l'ingénieur allemand **Jörg Schlaich** [4], et grâce aux fonds du Ministère allemand de la recherche et de la technologie [50, 51]. Cette cheminée mesurait 194 mètres pour une puissance de 50 kW et a fonctionné jusqu'en 1989. Elle fut arrêtée en raison d'un coût du kilowatt-heure, cinq fois plus élevé qu'une centrale thermique classique.



Fig.I.6. Prototype à Manzanares en Espagne

En 1983, **Krisst** [52] a construit une petite installation expérimentale de 10W de puissance. Le diamètre de la base du collecteur et la hauteur de la cheminée étaient de 6 m et 10 m respectivement.

En 1985, **Kulunk** [53] a réussi à produire 0.14W d'électricité à partir d'un système à échelle réduit, une tour de 2 m et un collecteur de 9 m², à Izmir en Turquie.

En 1997, une CCS (**Fig.I.7**) dotée d'une tour de forme conique de 7.92 m de hauteur et d'un collecteur de 9.15 m de diamètre a été construite par **Pasurmarthi** et **Sherif** en Floride [54, 55].

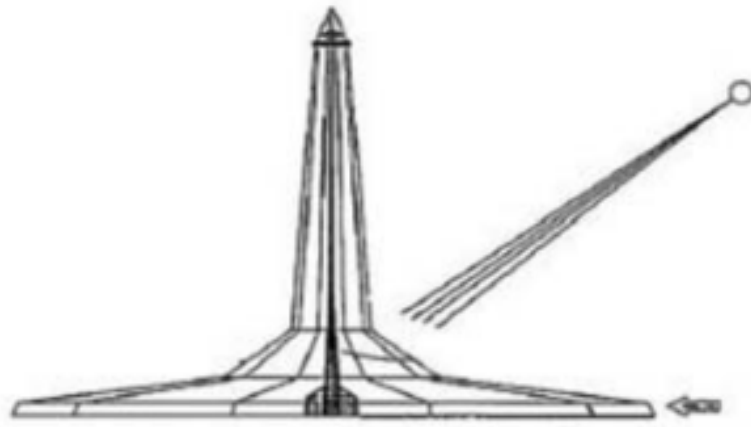


Fig.I.7. Schéma du prototype de **Sherif et al.** [54, 55]

En 2002, une installation pilote d'une CCS (**Fig.I.8**) composée d'un collecteur d'air de 10 m de diamètre et d'une tour de 8 m de hauteur a été construite à Wuhan en Chine [56-58].

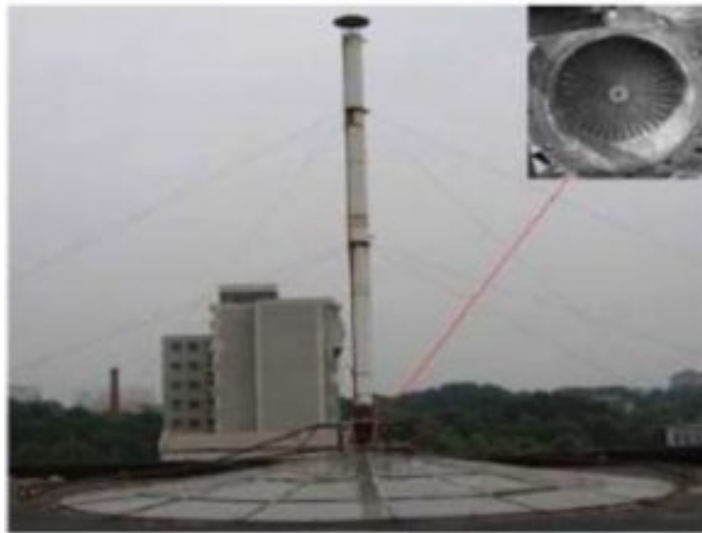


Fig.I.8. Image du prototype de **Zhou et al.** [56-58]

En se basant sur le besoin d'installations pour des stratégies d'énergie à long terme, le ministère de la science et de la technologie du Botswana a conçu et réalisé une installation d'une CCS pour la recherche, [59] (**Fig.I.9**). La tour, de 22 m de hauteur et 2 m de diamètre,

était fabriquée de polyester renforcé par le verre, soutenu par une structure en acier, le toit du collecteur, de 15 m de diamètre et de 5mm d'épaisseur, a été fabriqué par du verre clair.

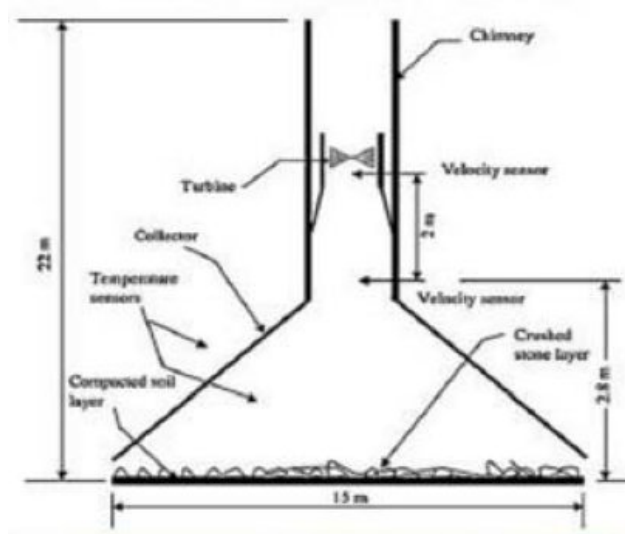


Fig.I.9. Schéma du prototype de Botswana [59]

Une CCS d'une tour de 11 m de hauteur et d'un collecteur d'un mètre de diamètre (Fig.I.10) a été construite dans le campus universitaire de *Universidade Federal de Minas Gerais, à Belo Horizonte, Brazil* [60-62]. Sa tour est un ensemble de 05 modules en bois de forme cylindrique de 2.2 m de hauteur chacun, couverts intérieurement et extérieurement de fibres de verre. Son collecteur de 25 m de diamètre et de 0.5 m fabriqué en utilisant un film de plastique soutenu par une structure tubulaire en acier.



Fig.I.10. Image du prototype de Ferreira et al. [60-62]

Une autre installation pilote d'une CCS de 15 m de hauteur et d'un collecteur de 16 m de diamètre a été également montée dans le campus de l'université de Suleyman Demirel, à Isparta en Turquie [63] (**Fig.I.11**).



Fig.I.11. Image du prototype de **Koyun et al.** [63]

Un petit prototype faisant la combinaison d'un bassin solaire d'approximativement 4.2 m de diamètre et de 1.85 m de profondeur et d'une CCS d'une tour de 8 m de hauteur et de 0.35 m de diamètre (**Fig.I.12**) a été construit par **Golder** [64, 65] dans le campus de l'université de RMIT, à *Bundoora en Australie* en 2002.



Fig.I.12. Image du prototype de **Golder** [64]

Un modèle de système de cheminée solaire à petite échelle a été mis en place par **Ming, et al** [66]. La distribution de la température du système en fonction du temps et de l'espace, ainsi que la variation de vitesse à l'intérieur de la cheminée dans le temps, a été mesurée.

I.5.5. Analyse structurale

Harte & Van Zijl [46] ont présenté quelques aspects structurels pour les turbines classiques, comme leur charge dynamique et le degré de réaction ainsi que leur comportement en fatigue. Pour le concept de cheminée solaire, les défis structurels concernant l'action du vent, les fréquences propres, la rigidification et l'optimisation de forme avec une attention particulière sur les ailettes de guidage d'entrée sont discutés.

I.5.6. Analyse écologique

Bernardes [67] a effectué une évaluation complète des impacts causés par la masse et les flux énergétiques des systèmes de cheminées solaires de sa conception à la production, puis l'élimination finale à l'aide de la méthode d'analyse de cycle de vie. La méthode d'analyse du cycle de vie classique a été améliorée par une analyse sectorielle supplémentaire (analyse input-output), notamment l'approche hybride. L'étude est une contribution importante pour

l'intégration de l'évaluation du cycle de vie dans le processus de décision dans le secteur des énergies renouvelables.

I.5.7. Analyse économique

Une étude fondamentale sur le prototype de CCS espagnol a été réalisée par **Haaf et al.** [50]. Dans leur article, les auteurs ont analysé brièvement le bilan énergétique, les critères de conceptions et l'analyse des coûts.

Pretorius et Kröger [68] ont entrepris une étude thermo-économique pour l'optimisation d'une installation électrique à cheminée solaire à grande échelle, grâce à de multiples simulations informatiques.

Une étude développée par **Fluri, et al** [69] a révélé que les modèles économiques précédents ont peut-être sous-estimé le coût initial et le coût moyen de l'électricité d'une installation de cheminée solaire à grande échelle. Elle a également montré que les crédits de carbone de manière significative peuvent réduire le coût moyen de l'électricité pour une telle installation.

I.6. Projets de Centrales à Cheminée Solaire

I.6.1. Prototype de Manzanares

Basé sur des informations détaillées, la recherche préliminaire théorique et un large éventail d'expériences en soufflerie, **Schlaich Bergermann** a conçu, construit et exploité une usine expérimentale avec une puissance maximale de 50 kW sur un site mis à disposition par la compagnie d'électricité espagnole *Union Fenosa Electrica* à Manzanares (environ 150 km au sud de Madrid) en 1982 (**Fig.I.13**), avec des fonds fournis par le ministère allemand de la Recherche et de la Technologie (BMFT) [4].

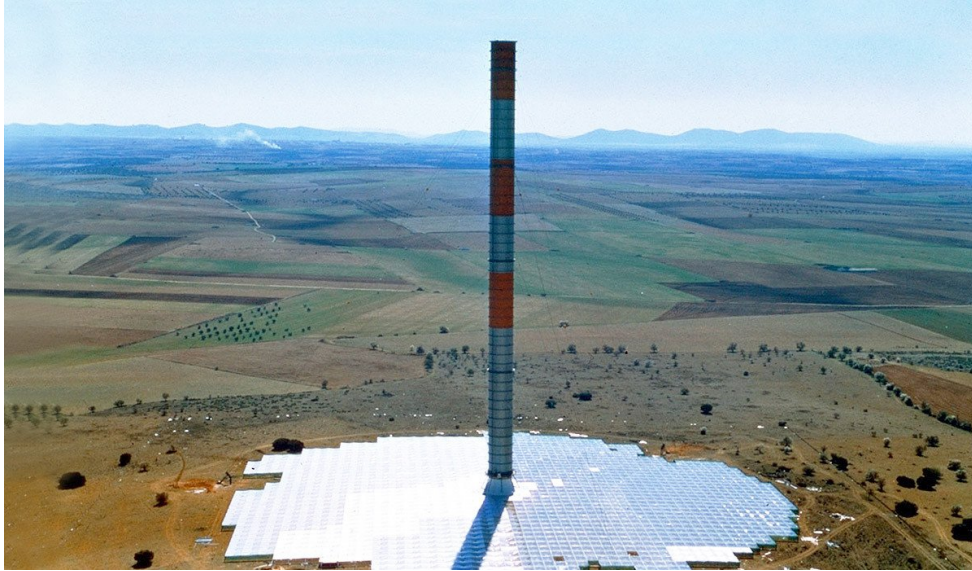


Fig.I.13. Prototype de Manzanares en Espagne

L'objectif de ce projet de recherche était de vérifier, par des mesures sur le terrain, le rendement prévu des calculs basés sur la théorie, et d'examiner l'influence des différents composants sur le rendement et l'efficacité de l'usine en vertu d'ingénierie réaliste et des conditions météorologiques. Les dimensions principales et les données techniques de ce prototype sont données dans le **tableau I.1** ci-dessous.

Rayon de la tour	5.08 m
Rayon du collecteur	122.0 m
Hauteur de la couverture	1.7 m
Hauteur de la cheminée en acier	194.6 m
Nombre de pales de la turbine	4
Profil des pales de la turbine à air	FX W-151-A
Élévation typique de la température de l'air à travers le collecteur	$\Delta T=20$ K
Puissance nominale	50 kW
Partie en plastique de la couverture du collecteur	40 000 m ²
Partie en verre de la couverture du collecteur	6 000 m ²

Tableau. I.1. Dimensions principales et données techniques du prototype de Manzanares.

I.6.2. Le projet australien

La tour de **Buronga** se trouve en Australie, à 630 km au sud-ouest de *Sydney*, dans une zone aride et désertique située à la frontière des états de *Nouvelle Galle du Sud* et de *Victoria*. Il s'agit d'une tour en béton de près de 1 km de hauteur et visible à près de 80 km à la ronde. Elle sera entourée de panneaux solaires couvrant une superficie de 5 km². La centrale fournirait 200 mégawatts de puissance électrique.

✓ *Spécifications du projet*

- Une cheminée de 990 m de haut en matériaux composites

- Un collecteur de 7 km de diamètre, soit 38,5 km² de verre et de plastique.
- Température de l'air chauffé dans la cheminée : 70 °C.
- Vitesse de l'air dans la cheminée : 15 m/s (54 km/h).
- 32 turbines.
- Puissance produite : 200 mégawatts.

I.6.3. Le projet espagnol

Un autre projet de tour solaire est développé en Espagne dans la localité de *Fuente el Fresno*, un village de la Province de *Ciudad Real*. Les travaux devraient être menés en collaboration avec les entreprises espagnoles *Campo3* et *Imasa*, et la compagnie allemande *Schlaich Bergermann*. Cette tour de 750 mètres de hauteur serait dès lors la plus haute en Europe.

✓ *Spécifications du projet*

- Une cheminée de 750 m de haut.
- Un collecteur de 3 km de diamètre, couvrant 350 hectares, dont 250 hectares pourraient être utilisés pour la culture de légumes sous serre (tomates).
- Vitesse de l'air dans la cheminée : 43 km/h.
- Puissance de l'installation : 40 mégawatts, soit la demande en électricité d'environ 120 000 personnes.
- Coût du projet : 240 millions d'euros, que les partenaires espéraient réunir en 2007.

I.6.4. Le projet namibien

Une société sud-africaine de propriété intellectuelle *Hahn & Hahn* a annoncé qu'elle prévoyait la construction à un coût de 150 millions de dollars US d'une tour solaire de 400 mégawatts en Namibie, dans le cadre des efforts pour combler le déficit de l'approvisionnement en électricité dans ce pays. Cette tour solaire, baptisée *Greentower*, aura une hauteur de 1,5 km et un diamètre de 280 mètres et va fonctionner en générant un courant d'air ascendant aux turbines d'entraînement, produisant ainsi 400 MW d'électricité. La superficie de la serre sera de 38,5 km² (7 km de diamètre). Le directeur général de *Hahn & Hahn*, a annoncé que le projet avait été approuvé par le gouvernement namibien, en ajoutant que la société nationale de distribution de l'électricité financera en partie une étude de faisabilité.



Fig.I.14. Projet namibien

I.6.4. Le projet chinois

Une Cheminée Solaire de 27.5 MW sera construite en Chine (à Jinshawan, Wuhai, Mongolie). Financé par une entreprise locale en Mongolie intérieure avec 1,38 milliards de yuans (160 millions d'euros). La capacité totale planifiée jusqu'en Décembre 2013 par ce projet est de 27,5 MW, représentant un total de 2.780.000 m² de désert occupé par des serres servant de collecteur et un investissement total de 1,38 milliards de yuans [70].

Les travaux seront effectués en trois phases :

- **la première phase** du projet a déjà été achevée entre Mai 2009 et Décembre 2010 et a permis l'édification d'un prototype de cheminée solaire de 200 kW de démonstration qui occupe 40 000 m² de surface de désert, tour ou cheminée de 53 m de haut et de 18 m de diamètre, représentant une dépense de 1 million de Yuans ;
- **la deuxième phase** du projet débutée en Février 2011 et a duré jusqu'en Décembre 2011, afin de réaliser la construction d'une usine électrique à base de cheminée solaire de 2,2 MW. Ce système de démonstration occupe 220.000 m² de désert et l'investissement qui était prévu est de 110 millions de Yuans ;
- **la troisième phase** du projet est effectuée entre Janvier 2012 et Décembre 2013, pour permettre la construction d'une centrale à cheminée solaire de 25,1 MW, avec une serre collecteur occupant une région désertique de 2.510.000 m², l'investissement prévu est de 1 260 000 000 yuans (1,2 milliards de Yuans Chinois).

Chapitre -II- Formulation Mathématique

II.1. Problème en 2D

II.1.1. Présentation du problème physique

Nous considérons une cheminée solaire contenant un fluide incompressible (air). La surface du toit et le sol crée un gradient vertical de température (parois actives) (**Fig.II.1**).

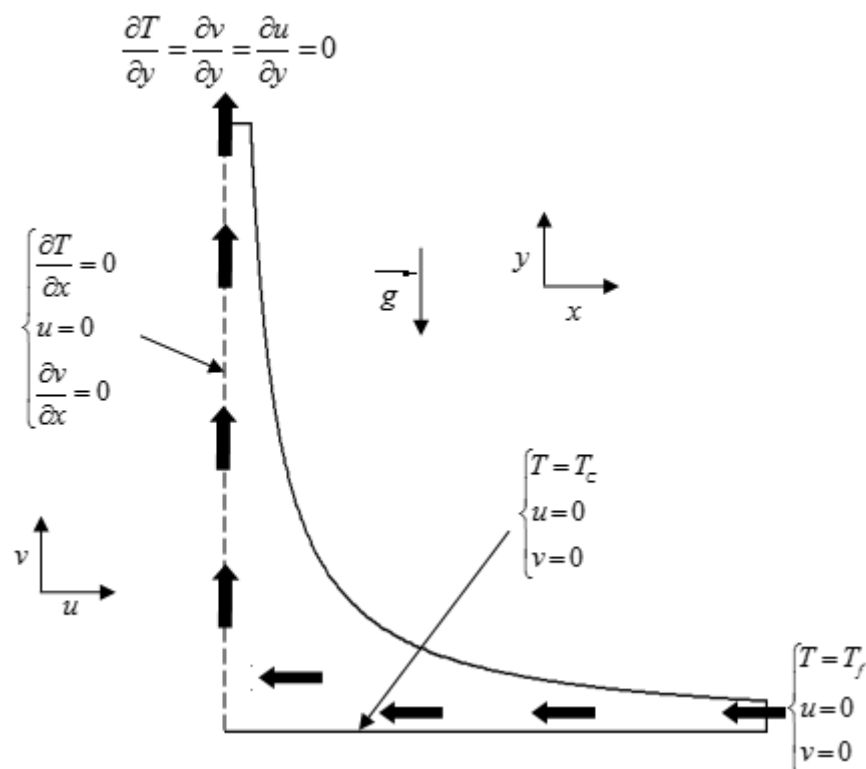


Fig. II.1. Présentation du problème physique étudié et conditions aux limites

II.1.2. Hypothèses simplificatrices

Les hypothèses utilisées sont les suivantes :

- ✓ Un écoulement de fluide *incompressible*.
- ✓ Nous supposons être dans le cadre de *l'approximation de Boussinesq*, qui consiste à considérer que la masse volumique (ρ) du fluide ne varie que dans le terme des forces de volume (pesanteur), dont les variations avec la température, supposées linéaires engendrent la convection naturelle. Ces variations sont alors traduites par une équation d'état qui relie la masse volumique à la température.

L'équation d'état est donc :

$$\rho = \rho(P, T) = \rho_0 [1 - \beta(T - T_{ref})] \quad (\text{II.1})$$

Où :

β : est le coefficient de dilatation à pression constante.

T_{ref} : est la température de référence.

ρ_0 : est la masse volumique à T_{ref} .

Au niveau de tous les autres termes la masse volumique est constante est égale à ρ_0 .

- ✓ Les propriétés physiques du fluide sont supposées *constantes*
- ✓ La puissance volumique dissipée est négligeable
- ✓ Le flux de dissipation visqueuse de la chaleur est négligeable
- ✓ Pas d'échange par rayonnement au sein du fluide
- ✓ Le problème est bidimensionnel et laminaire

II.1.3. Formulation mathématique

II.1.3.1. Formulation des équations en coordonnées cartésiennes

En tenant compte des hypothèses ci-dessus, les équations de base s'écrivent respectivement :

- ✓ Equation de continuité

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (\text{II.2})$$

✓ **Equation du mouvement**

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial x} + v \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \quad (\text{II.3.a})$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial y} + g\beta T_d + v \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) \quad (\text{II.3.b})$$

✓ **Equation de la chaleur**

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\lambda}{\rho C_p} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \quad (\text{II.4})$$

✓ **Equation de la vorticité**

Pour obtenir les équations en fonction de la vorticité il faut éliminer le terme de pression dans les équations de mouvement. En dérivant (II.3.a) et (II.3.b) respectivement par rapport à y et à x, il vient :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial u}{\partial t} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(u \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(v \frac{\partial u}{\partial y} \right) \\ = -\frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial x} \right) + v \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \end{aligned} \quad (\text{II.5.a})$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial v}{\partial t} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(u \frac{\partial v}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(v \frac{\partial v}{\partial y} \right) \\ = -\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial x} (g\beta T_d) + v \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) \end{aligned} \quad (\text{II.5.b})$$

En soustrayant l'équation (II.5.a) de l'équation ((II.5.b), nous obtenons :

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + u \frac{\partial \omega}{\partial x} + v \frac{\partial \omega}{\partial y} = \frac{\partial T}{\partial x} (g\beta) + v \left(\frac{\partial^2 \omega}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial y^2} \right) \quad (\text{II.6})$$

Avec:

$$\omega = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \quad (\text{II.7})$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial x} = \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 u}{\partial x \partial y} \right) \quad (\text{II.8.a})$$

$$\frac{\partial^2 \omega}{\partial x^2} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 u}{\partial x \partial y} \right) \quad (\text{II.8.b})$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial y} = \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x \partial y} - \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \quad (\text{II.9.a})$$

$$\frac{\partial^2 \omega}{\partial y^2} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x \partial y} - \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \quad (\text{II.9.b})$$

II.1.3.2. Formulation des équations en coordonnées hyperboliques

Pour résoudre ces problèmes, la solution généralement adoptée consiste à effectuer un changement de coordonnées tel que les limites du système se traduisent par des valeurs constantes des coordonnées.

Dans ce travail nous utilisons une transformation pour le passage des coordonnées cartésiennes (x, y) aux coordonnées hyperboliques (η, θ) (Annexe-1-).

Ce passage s'effectue à l'aide des relations suivantes :

$$\left. \begin{aligned} x &= \sqrt{\frac{r + \eta}{2}} \\ y &= \sqrt{\frac{r - \eta}{2}} \end{aligned} \right\} \quad (\text{II.10})$$

Avec : $r = \sqrt{\eta^2 + \theta^2}$

Les équations (II.2), (II.4) et (II.6) s'écrivent alors respectivement :

$$\frac{\partial}{\partial \eta} (hV_\eta) + \frac{\partial}{\partial \theta} (hV_\theta) = 0 \quad (\text{II.11})$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + V_\eta \frac{\partial T}{\partial \eta} + V_\theta \frac{\partial T}{\partial \theta} = \frac{1}{h} \frac{\lambda}{\rho C_p} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial \eta^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial \theta^2} \right) \quad (\text{II.12})$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \omega}{\partial t} + \frac{V_\eta}{h} \frac{\partial \omega}{\partial \eta} + \frac{V_\theta}{h} \frac{\partial \omega}{\partial \theta} \\ = \frac{v}{h^2} \left(\frac{\partial^2 \omega}{\partial \eta^2} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial \theta^2} \right) \\ + \frac{g\beta}{h} \left(F(\eta, \theta) \frac{\partial T}{\partial \eta} + G(\eta, \theta) \frac{\partial T}{\partial \theta} \right) \end{aligned} \quad (\text{II.13})$$

Où :

$$\begin{cases} F(\eta, \theta) = \sqrt{\frac{r + \eta}{2r}} \\ G(\eta, \theta) = \sqrt{\frac{r - \eta}{2r}} \end{cases}$$

V_η et V_θ : sont les composantes de la vitesse suivant les directions η, θ .

h : coefficient métrique dimensionnel (Annexe-1-).

En introduisant la fonction de courant ψ :

$$\left. \begin{aligned} V_\eta &= \frac{1}{h} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \\ V_\theta &= -\frac{1}{h} \frac{\partial \psi}{\partial \eta} \end{aligned} \right\} \quad (\text{II.14})$$

Nous en déduisons

$$\omega = -\frac{1}{h^2} \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial \eta^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial \theta^2} \right) \quad (\text{II.15})$$

II.1.3.3. Equations sans dimension

On introduit, ici, des grandeurs adimensionnelles qui permettent d'une part d'écrire les équations avec un minimum de paramètres, et d'autre part de conférer une certaine généralité aux résultats numériques.

Après l'introduction du coefficient métrique, h , comme une longueur caractéristique, on peut définir les grandeurs adimensionnées suivantes :

$$H = \frac{h}{D_h}$$

$$V_\eta^* = V_\eta \frac{D_h}{a}$$

$$V_\theta^* = V_\theta \frac{D_h}{a}$$

$$\psi^* = \frac{\psi}{a}$$

$$\omega^* = \omega \frac{D_h^2}{a}$$

$$T^* = \frac{T - T_f}{T_c - T_f}$$

$$t^* = t \frac{a}{D_h^2}$$

En portant les quantités adimensionnelles définies précédemment dans les équations (II.11), (II.12) et (II.13), on obtient :

$$\frac{\partial}{\partial \eta} (HV_{\eta}^*) + \frac{\partial}{\partial \theta} (HV_{\theta}^*) = 0 \quad (\text{II.16})$$

$$\frac{\partial T^*}{\partial t^*} + V_{\eta}^* \frac{\partial T^*}{\partial \eta} + V_{\theta}^* \frac{\partial T^*}{\partial \theta} = \frac{1}{H} \left(\frac{\partial^2 T^*}{\partial \eta^2} + \frac{\partial^2 T^*}{\partial \theta^2} \right) \quad (\text{II.17})$$

$$\begin{aligned} H \frac{\partial \omega^*}{\partial t^*} + V_{\eta}^* \frac{\partial \omega^*}{\partial \eta} + V_{\theta}^* \frac{\partial \omega^*}{\partial \theta} \\ = \frac{P_r}{H} \left(\frac{\partial^2 \omega^*}{\partial \eta^2} + \frac{\partial^2 \omega^*}{\partial \theta^2} \right) \\ + R_a P_r \left(F(\eta, \theta) \frac{\partial T^*}{\partial \eta} + G(\eta, \theta) \frac{\partial T^*}{\partial \theta} \right) \end{aligned} \quad (\text{II.18})$$

Où :

$$V_{\eta}^* = \frac{1}{H} \frac{\partial \psi^*}{\partial \theta} \quad (\text{II.19.a})$$

$$V_{\theta}^* = -\frac{1}{H} \frac{\partial \psi^*}{\partial \eta} \quad (\text{II.19.b})$$

$$\omega^* = -\frac{1}{H^2} \left(\frac{\partial^2 \psi^*}{\partial \eta^2} + \frac{\partial^2 \psi^*}{\partial \theta^2} \right) \quad (\text{II.20})$$

$$R_a = \frac{g \beta \Delta T D_h^3}{\nu a} : \text{est le nombre de } \mathbf{Rayleigh}.$$

$$P_r = \frac{\nu}{a} : \text{est le nombre de } \mathbf{Prandtl}.$$

II.1.3.4. Les conditions initiales et aux limites

✓ *Les conditions initiales* ($t^* = 0$)

$$T^* = 0$$

$$V_{\eta}^* = V_{\theta}^* = \frac{\partial \psi^*}{\partial \theta} = \frac{\partial \psi^*}{\partial \eta} = 0$$

$$\omega^* = 0$$

✓ **Le toit du collecteur** ($\theta = \theta_{NN}$)

$$V_{\eta}^* = V_{\theta}^* = \frac{\partial \psi^*}{\partial \theta} = \frac{\partial \psi^*}{\partial \eta} = 0$$

$$\omega^* = -\frac{1}{H^2} \left(\frac{\partial^2 \psi^*}{\partial \eta^2} + \frac{\partial^2 \psi^*}{\partial \theta^2} \right)$$

$$T^* = 0$$

✓ **L'axe de symétrie** ($\theta = \theta_1$)

$$V_{\theta}^* = \frac{\partial \psi^*}{\partial \eta} = 0$$

$$\frac{\partial V_{\eta}^*}{\partial \theta} = \frac{\partial^2 \psi^*}{\partial \theta^2} = 0$$

$$\omega^* = 0$$

$$\left. \frac{\partial T^*}{\partial \theta} \right| = 0$$

✓ **Le sol** ($\theta = \theta_1$)

$$V_{\eta}^* = V_{\theta}^* = \frac{\partial \psi^*}{\partial \theta} = \frac{\partial \psi^*}{\partial \eta} = 0$$

$$\omega^* = -\frac{1}{H^2} \left(\frac{\partial^2 \psi^*}{\partial \eta^2} + \frac{\partial^2 \psi^*}{\partial \theta^2} \right)$$

$$T^* = 1$$

✓ **L'entrée** ($\eta = \eta_{NI}$)

$$V_{\eta}^* = \frac{\partial \psi^*}{\partial \theta} = 0$$

$$V_{\theta}^* = \frac{\partial \psi^*}{\partial \eta} = 0$$

$$\omega^* = -\frac{1}{H^2} \left(\frac{\partial^2 \psi^*}{\partial \eta^2} + \frac{\partial^2 \psi^*}{\partial \theta^2} \right)$$

$$T^* = 0$$

✓ **La sortie** ($\eta = \eta_1$)

$$\left. \frac{\partial V_{\eta}^*}{\partial \eta} \right| = \frac{\partial^2 \psi^*}{\partial \eta \partial \theta} = 0$$

$$\left. \frac{\partial V_\theta^*}{\partial \eta} \right| = \frac{\partial^2 \psi^*}{\partial \eta^2} = 0$$

$$\omega^* = -\frac{1}{H^2} \left(\frac{\partial^2 \psi^*}{\partial \eta^2} + \frac{\partial^2 \psi^*}{\partial \theta^2} \right)$$

$$\left. \frac{\partial T^*}{\partial \eta} \right| = 0$$

II.1.4. Généralisation du modèle mathématique

L'équation de transport d'une grandeur intensive ϕ telle que T^* ou ω^* est d'abord mise sous une forme générale de convection-diffusion. Cette équation générale de transport s'écrit pour un écoulement d'un fluide incompressible et bidimensionnel comme suit :

$$\underbrace{a_t \frac{\partial \phi}{\partial t^*}}_{(a)} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial \eta} \left(H V_\eta^* \phi - \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial \eta} \right) + \frac{\partial}{\partial \theta} \left(H V_\theta^* \phi - \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial \theta} \right)}_{(b)} = \underbrace{S_\phi}_{(c)} \quad (II.21)$$

Où :

ϕ : est la variable transportée.

Γ_ϕ : le coefficient de diffusion.

S_ϕ : le terme de source de la grandeur considérée.

Les termes de l'équation (II.21) sont respectivement :

- (a) : le terme transitoire.
- (b) : le taux de transport de ϕ par *convection* et par *diffusion*.
- (c) : le terme de source.

Dans le tableau (II.1), chaque terme ϕ permet de décrire les équations de conservation.

Equation	ϕ	Γ_ϕ	a_t	S_ϕ
(II.17)	T^*	1	H	0
(II.18)	ω^*	P_r	H^2	$P_r R_a H \left(F(\eta, \theta) \frac{\partial T^*}{\partial \eta} + G(\eta, \theta) \frac{\partial T^*}{\partial \theta} \right)$

Tableau II.1. Présentation des différents termes de l'équation de transport considérée

II.2. Problème en 3D

II.2.1. Description du problème

Le code FLUENT a été utilisé pour simuler l'écoulement d'air dans une cheminée solaire. Le modèle physique considéré est schématisé sur la **figure II.2**. Il s'agit d'une cheminée solaire avec 240 m de diamètre du collecteur, une cheminée de 200 m de hauteur et 10 m de diamètre (la jonction entre la cheminée et le collecteur est assurée par une jonction courbée) et 1.7 m de distance entre le toit du collecteur et la surface du sol (les dimensions du prototype de « Manzanaras »).

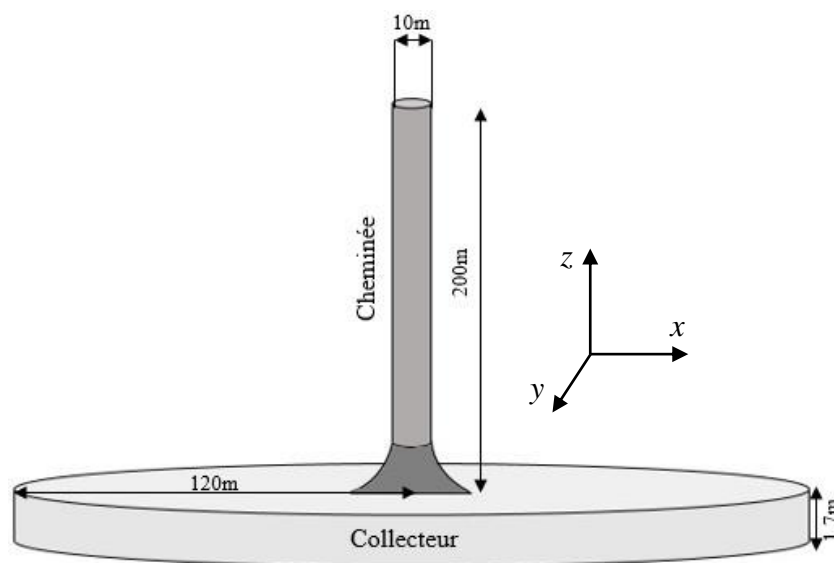


Fig. II.2. Géométrie de la cheminée solaire

II.2.2. Modèle Mathématique

Les équations gouvernent le problème, y compris l'équation de continuité, équations de mouvement, l'équation de l'énergie, et l'équation $k-\varepsilon$ norme dans les régions de collecteur et de cheminée peuvent être écrites comme suit :

✓ Equation de continuité

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} = 0 \quad (\text{II.22})$$

✓ **Equation de mouvement**

❖ **Suivant ox**

$$\frac{\partial(\rho uu)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho uv)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho uw)}{\partial z} = -\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x}\left(\mu \frac{\partial u}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\mu \frac{\partial u}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\mu \frac{\partial u}{\partial z}\right) \quad (\text{II.23.a})$$

❖ **Suivant oy**

$$\frac{\partial(\rho uv)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho vv)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho vw)}{\partial z} = -\frac{\partial P}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x}\left(\mu \frac{\partial v}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\mu \frac{\partial v}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\mu \frac{\partial v}{\partial z}\right) \quad (\text{II.23.b})$$

❖ **Suivant oz**

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho uw)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho vw)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho ww)}{\partial z} \\ = -\frac{\partial P}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x}\left(\mu \frac{\partial w}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\mu \frac{\partial w}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\mu \frac{\partial w}{\partial z}\right) + \rho_0 g \beta (T - T_{ref}) \end{aligned} \quad (\text{II.23.c})$$

✓ **Equation de la chaleur**

$$\frac{\partial(\rho uT)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho vT)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho wT)}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\lambda}{C_p} \frac{\partial T}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\lambda}{C_p} \frac{\partial T}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\lambda}{C_p} \frac{\partial T}{\partial z}\right) \quad (\text{II.24})$$

Avec :

C_p : Chaleur massique du fluide

λ : Conduction thermique du fluide.

✓ **Equations $k - \varepsilon$**

Le modèle $k - \varepsilon$ est le plus simple des modèles complets dits à deux équations. Ce modèle suppose que le régime de turbulence est pleinement établi dans tout le domaine et que les effets de la viscosité moléculaire sont négligeables par rapport à ceux de la viscosité turbulente.

Il est basé sur l'hypothèse de Boussinesq, à savoir qu'il existe une analogie entre l'action des forces visqueuses et les contraintes de Reynolds dans l'écoulement moyen. L'expression de la viscosité turbulente donnée par la relation suivante :

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (\text{II.25})$$

k : L'énergie cinétique de turbulence

ε : Le taux de dissipation de l'énergie cinétique

C_μ : Constante de la dissipation ($C_\mu = 0.09$) [73]

Deux équations de transport sont utilisées : une pour l'énergie cinétique de turbulence k et l'autre pour le taux de dissipation de l'énergie cinétique ε .

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho k u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho k v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho k w)}{\partial z} &= \frac{\partial}{\partial x} \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x} \right) \\ &+ \frac{\partial}{\partial y} \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial z} \right) + \mu_t G - \rho \varepsilon \quad (\text{II.26a}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \varepsilon u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho \varepsilon v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho \varepsilon w)}{\partial z} &= \frac{\partial}{\partial x} \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} \right) \\ &+ \frac{\partial}{\partial y} \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \right) + C_{1\varepsilon} + C_{1\varepsilon} \mu_t G \frac{\varepsilon}{k} - C_{2\varepsilon} \frac{\rho \varepsilon^2}{k} \quad (\text{II.26b}) \end{aligned}$$

Les résultats de calcul dépendent fortement de la valeur des constantes empiriques : $C_{1\varepsilon}$, $C_{2\varepsilon}$, C_μ , σ_k , σ_ε . Cela constitue une faiblesse de ce modèle, bien que les auteurs admettent le plus souvent les mêmes valeurs.

Les valeurs utilisées sont [71] : $C_{1\varepsilon}=1.44$; $C_{2\varepsilon}=1.92$; $\sigma_\varepsilon=1.3$; $\sigma_k=1$.

Le modèle est très largement utilisé en ingénierie. Il est en effet robuste, économique en temps de calcul et suffisamment précis et validé pour une large gamme d'écoulements turbulents.

Chapitre -III-

Méthodes Numériques

III.1. Introduction

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

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

Dans cette présente étude, la résolution numérique des équations de quantité de mouvement, d'énergie et de l'équation de continuité, est faite par la méthode des volumes finis. Elle est avantageuse, puisque :

- ✓ Elle garantit la conservation de masse et de quantité de mouvement dans tout le domaine de calcul.
- ✓ Elle facilite la linéarisation des termes de sources d'énergie.
- ✓ Elle permet un traitement plus facile des milieux hétérogènes.

La méthode des volumes finis présentée par **Patankar** [72] consiste principalement à diviser le domaine physique en un nombre fini de petits volumes adjacents qui seront nommés volumes de contrôle. Chaque volume de contrôle contient un point placé en son centre appelé nœud. Les fonctions discrétisées qu'on calculera, auront leurs valeurs aux nœuds, chaque nœud considéré sera entouré de quatre nœuds voisins noté par W (ouest), E (est), N (nord) et S (sud).

Pour le cas du premier problème en 2D, nous considérons une solution numérique par la méthode des volumes finis, pour la résolution du système d'équations (II.17), (II.18) et les conditions aux limites associées. Alors que pour l'équation (II.20), nous considérons une solution numérique par la méthode des différences centrées. Les deux méthodes sont très utilisées dans la solution numérique des problèmes de transferts, et sont bien exposées par **Patankar [72]**, **Nogotov [73]** et **Saatajian [74]**.

Pour le deuxième problème en 3D, les solutions numériques des équations gouvernantes faites par le code commercial FLUENT. C'est un code CFD (Computational Fluid Dynamics) commercial très utilisé dans l'industrie et dans différents domaines de recherche.

III.2. Problème en 2D

III.2.1. Maillage

Le volume de contrôle est illustré par la **figure III.1**. Pour un nœud principal P, les points E et W (E = Est, W = Ouest) sont pris dans la direction θ , tandis que N et S (N = Nord, S = Sud) sont pris dans la direction η . Le volume de contrôle entourant P est représenté par des lignes discontinues. Les faces du volume de contrôle sont localisées aux points e et w dans la direction θ , n et s dans la direction η .

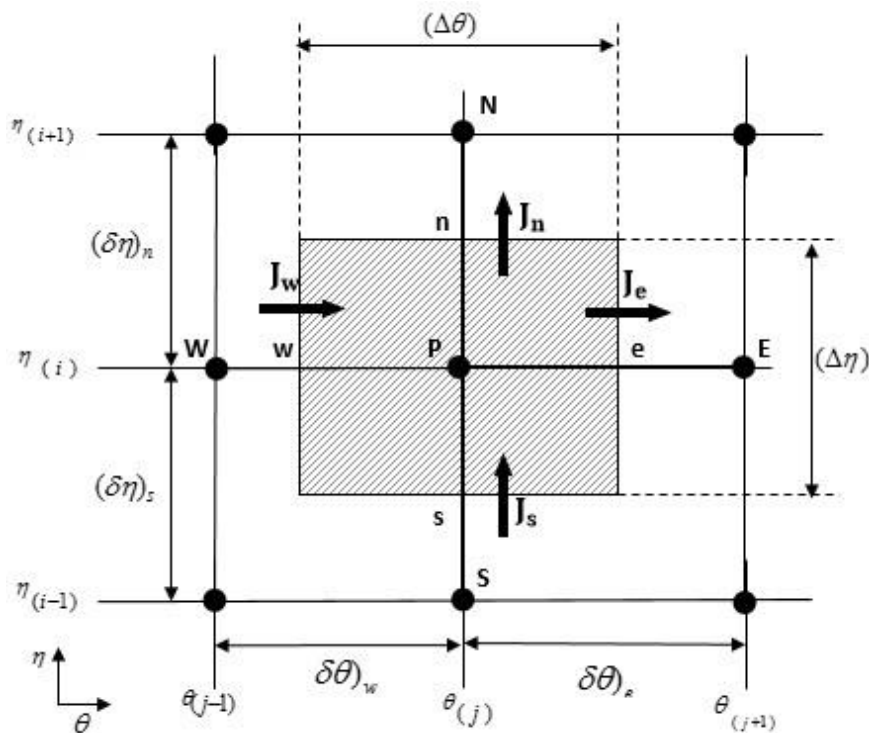


Fig.III.1. Volume de contrôle principal bidimensionnel

Soit :

i : indice des nœuds suivant η

j : indice des nœuds suivant θ

$$\Delta\eta = \frac{\eta_{NI} - \eta_1}{NI - 1}$$

$$\Delta\theta = \frac{\theta_{NN} - \theta_1}{NN - 1}$$

NI : le nombre de nœuds suivant η

NN : le nombre de nœuds suivant θ

La **figure III.2** représente le domaine physique et le domaine de calcul

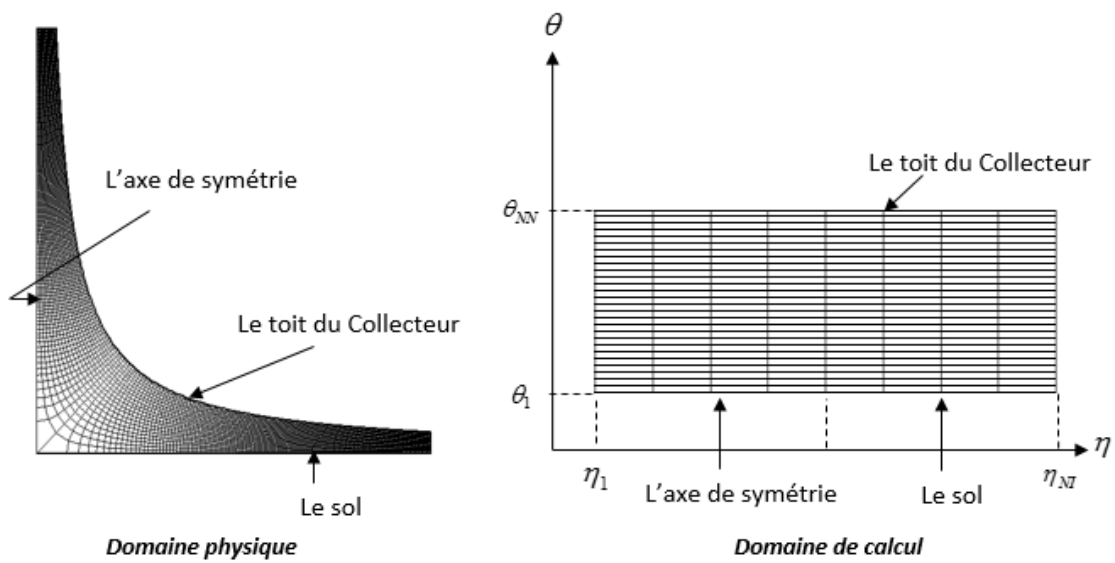


Fig. III.2. Le domaine physique et le domaine de calcul

III.2.2. La discrétisation des équations de transport

La discrétisation consiste à transformer l'équation différentielle de transport en un système d'équations algébriques. L'équation (II.21) est intégrée sur le volume de contrôle :

$$\begin{aligned} & \iint_{w_s} \int_{t^*}^{e n t^* + \Delta t^*} \frac{\partial \phi}{\partial t^*} d\eta d\theta dt + \iint_{w_s} \int_{t^*}^{e n t^* + \Delta t^*} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(H V_\eta^* \phi - \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial \eta} \right) d\eta d\theta dt \\ & + \iint_{w_s} \int_{t^*}^{e n t^* + \Delta t^*} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(H V_\theta^* \phi - \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial \theta} \right) d\eta d\theta dt \\ & = \iint_{w_s} \int_{t^*}^{e n t^* + \Delta t^*} S_\phi d\eta d\theta dt \end{aligned} \quad (III.1)$$

a) Intégration du flux total

L'intégration du terme convectif et diffusif pour tout le volume de contrôle est :

$$J_n - J_s + J_e - J_w \quad (III.2)$$

Les $J_i(e, w, n, s)$ sont les flux totaux à travers les faces *est, ouest, nord* et *sud* du volume de contrôle. Ce flux est composé de deux parties convectif et diffusif.

$$\left. \begin{aligned} J_e &= (H V_\eta^* \phi)_e - \left(\Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial \eta} \right)_e \\ J_w &= (H V_\eta^* \phi)_w - \left(\Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial \eta} \right)_w \\ J_n &= (H V_\theta^* \phi)_n - \left(\Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial \theta} \right)_n \\ J_s &= (H V_\theta^* \phi)_s - \left(\Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial \theta} \right)_s \end{aligned} \right\} \quad (III.3)$$

b) Intégration du terme source

L'intégration du terme de source pour tout le volume de contrôle est :

$$\overline{S_\phi} \Delta V \quad (III.4)$$

ΔV : le volume du volume de contrôle

$\overline{S_\phi}$: la source moyenne

Le terme de source linéarisé en fonction de ϕ_P sous la forme suivante :

$$\overline{S_\phi} = S_0 + S_P \phi_P \quad (III.5)$$

Avec :

$$S_P < 0$$

ϕ_P : la variable au nœud P .

c) Intégration du terme transitoire

$$\frac{(\phi_P^{t^*} - \phi_P^0) \Delta \eta \Delta \theta}{\Delta t^*}$$

L'équation (III.1) devient :

$$\frac{(\phi_P^{t^*} - \phi_P^0) \Delta \eta \Delta \theta}{\Delta t^*} + J_n - J_s + J_e - J_w = (S_0 + S_P \phi_P) \Delta V \quad (III.6)$$

En intégrant aussi l'équation de continuité (II.16) dans le volume de contrôle, on obtient :

$$F_n - F_s + F_e - F_w = 0 \quad (III.7)$$

F_n, F_s, F_e, F_w sont les débits massiques à travers les faces e, w, s, n du volume de contrôle.

$$\left. \begin{aligned} F_e &= (H V_\theta^*)_e \Delta\eta \\ F_w &= (H V_\theta^*)_w \Delta\eta \\ F_n &= (H V_\eta^*)_n \Delta\theta \\ F_s &= (H V_\eta^*)_s \Delta\theta \end{aligned} \right\} \quad (III.8)$$

En multipliant l'équation (III.7) par la fonction ϕ_P , on pose ($\phi_P = \phi_P^{t^*}$) et en soustrayant l'équation obtenue de l'équation (III.6), il vient :

$$\begin{aligned} \frac{(\phi_P - \phi_P^0)\Delta\eta\Delta\theta}{\Delta t^*} + (J_n - F_n\phi_P) - (J_s - F_s\phi_P) + (J_e - F_e\phi_P) - (J_w - F_w\phi_P) \\ = (S_0 + S_P \phi_P)\Delta V \end{aligned} \quad (III.9)$$

Les termes entre parenthèse de l'équation (III.9) peuvent être mis sous la forme suivante :

$$\left. \begin{aligned} (J_n - F_n\phi_P) &= a_N(\phi_P - \phi_N) \\ (J_s - F_s\phi_P) &= a_S(\phi_S - \phi_P) \\ (J_e - F_e\phi_P) &= a_E(\phi_P - \phi_E) \\ (J_w - F_w\phi_P) &= a_W(\phi_W - \phi_P) \end{aligned} \right\} \quad (III.10)$$

En introduisant ces relations dans l'équation (III.9) on obtient une équation discrétisée de la forme :

$$\begin{aligned} \frac{(\phi_P - \phi_P^0)\Delta\eta\Delta\theta}{\Delta t^*} + a_N(\phi_P - \phi_N) - a_S(\phi_S - \phi_P) + a_E(\phi_P - \phi_E) - a_W(\phi_W - \phi_P) \\ = (S_0 + S_P \phi_P)\Delta V \end{aligned} \quad (III.11)$$

L'équation de discrétisation est donc :

$$a_P \phi_P = a_N \phi_N + a_S \phi_S + a_E \phi_E + a_W \phi_W + b \quad (III.12)$$

Avec :

$$a_P = a_N + a_S + a_E + a_W + a_P^0 - S_P \Delta V \quad (III.13)$$

$$a_P^0 = \frac{\Delta\eta\Delta\theta}{\Delta t^*}$$

$$b = S_0 \Delta V + a_P^0 \phi_P^0 \quad (III.14)$$

III.2.3. Schémas de discrétisation spatiale

L'approximation de la variable généralisée ϕ dans le volume de contrôle se fera donc avec le choix du schéma de discrétisation approprié. Le rôle du schéma intervient pour expliquer comment évaluer les flux de diffusion et de convection sur les faces du volume de contrôle après intégration.

Les différents schémas proposés par **Patankar** [72] permettent d'exprimer la fonction $A(|P|)$. La fonction $A(|P|)$ est choisie d'après le tableau suivant :

Schéma	La fonction $A(P)$
Différences centrées	$1 - 0.5 P $
Upwind	1
Hybride	$\ 0, 1 - 0.5 P \ $
Exponentiel	$\frac{ P }{e^{ P } - 1}$
Loi de puissance	$\ 0, (1 - 0.1 P)^5\ $

Tableau III.1. La fonction $A(|P|)$ pour différents schémas

Une meilleure approximation de la solution exacte est donnée par le schéma de puissance "Power Law" développé par **Patankar** [72], ce schéma présente l'avantage d'être inconditionnellement stable, et de plus il ne coûte pas cher comparé aux autres schémas. C'est pourquoi notre choix s'est basé sur ce dernier, qui s'écrit pour les coefficients comme suit :

$$\left. \begin{aligned} a_N &= D_n \|0, (1 - 0.1|P_n|)^5\| + \|- F_n, 0\| \\ a_S &= D_s \|0, (1 - 0.1|P_s|)^5\| + \|F_s, 0\| \\ a_E &= D_e \|0, (1 - 0.1|P_e|)^5\| + \|- F_e, 0\| \\ a_W &= D_w \|0, (1 - 0.1|P_w|)^5\| + \|F_w, 0\| \end{aligned} \right\} \quad (\text{III.15})$$

Le symbole $\|A, B\|$ signifie que le maximum entre A et B est choisi.

Où :

$$\left. \begin{aligned} D_n &= \frac{(\Gamma_\phi)_n \Delta\theta}{(\delta\eta)_n} \\ D_s &= \frac{(\Gamma_\phi)_s \Delta\theta}{(\delta\eta)_s} \\ D_e &= \frac{(\Gamma_\phi)_e \Delta\eta}{(\delta\theta)_e} \\ D_w &= \frac{(\Gamma_\phi)_w \Delta\eta}{(\delta\theta)_w} \end{aligned} \right\} \quad (III.16)$$

P_n, P_s, P_e, P_w sont les nombres de **Péclet** définis par :

$$\left. \begin{aligned} P_n &= \frac{F_n}{D_n} \\ P_s &= \frac{F_s}{D_s} \\ P_e &= \frac{F_e}{D_e} \\ P_w &= \frac{F_w}{D_w} \end{aligned} \right\} \quad (III.17)$$

Nous considérons que les interfaces e, w, n et s sont les milieux de $(P, E), (P, W), (P, N)$ et (P, S) respectivement, et les pas d'intégration $(\delta\eta)_e, (\delta\eta)_w, (\delta\theta)_s$, et $(\delta\theta)_n$ sont choisis constants et égaux aux $\Delta\eta, \Delta\theta$. Dans ces conditions les grandeurs précédentes s'écrivent :

$$\left. \begin{aligned} D_n &= \frac{(\Gamma_\phi)_n \Delta\theta}{\Delta\eta} \\ D_s &= \frac{(\Gamma_\phi)_s \Delta\theta}{\Delta\eta} \\ D_e &= \frac{(\Gamma_\phi)_e \Delta\eta}{\Delta\theta} \\ D_w &= \frac{(\Gamma_\phi)_w \Delta\eta}{\Delta\theta} \end{aligned} \right\} \quad (III.18)$$

III.2.4. Discrétisation de l'équation d'énergie

Remplaçons la variable ϕ aux nœuds P, E, W, N, S dans l'équation (III.12) par la température adimensionnelle, il vient :

$$a_P T_P^* = a_N T_N^* + a_S T_S^* + a_E T_E^* + a_W T_W^* + S_T \quad (III.19)$$

Le coefficient a_P devient :

$$a_P = a_N + a_S + a_E + a_W + S_T \quad (\text{III.20})$$

Avec :

$$S_T = \frac{\Delta\eta\Delta\theta}{\Delta t^*} T_P^*$$

Où : a_N, a_S, a_E et a_W sont respectivement les mêmes expressions que celles données dans le système (III.15).

En introduisant la fonction de courant adimensionnelle dans le système (III.8), il vient :

$$\left. \begin{aligned} F_e &= \left(-\frac{\partial\psi^*}{\partial\eta} \right)_e \Delta\eta \\ F_w &= \left(-\frac{\partial\psi^*}{\partial\eta} \right)_w \Delta\eta \\ F_n &= \left(+\frac{\partial\psi^*}{\partial\theta} \right)_n \Delta\theta \\ F_s &= \left(+\frac{\partial\psi^*}{\partial\theta} \right)_s \Delta\theta \end{aligned} \right\} \quad (\text{III.21})$$

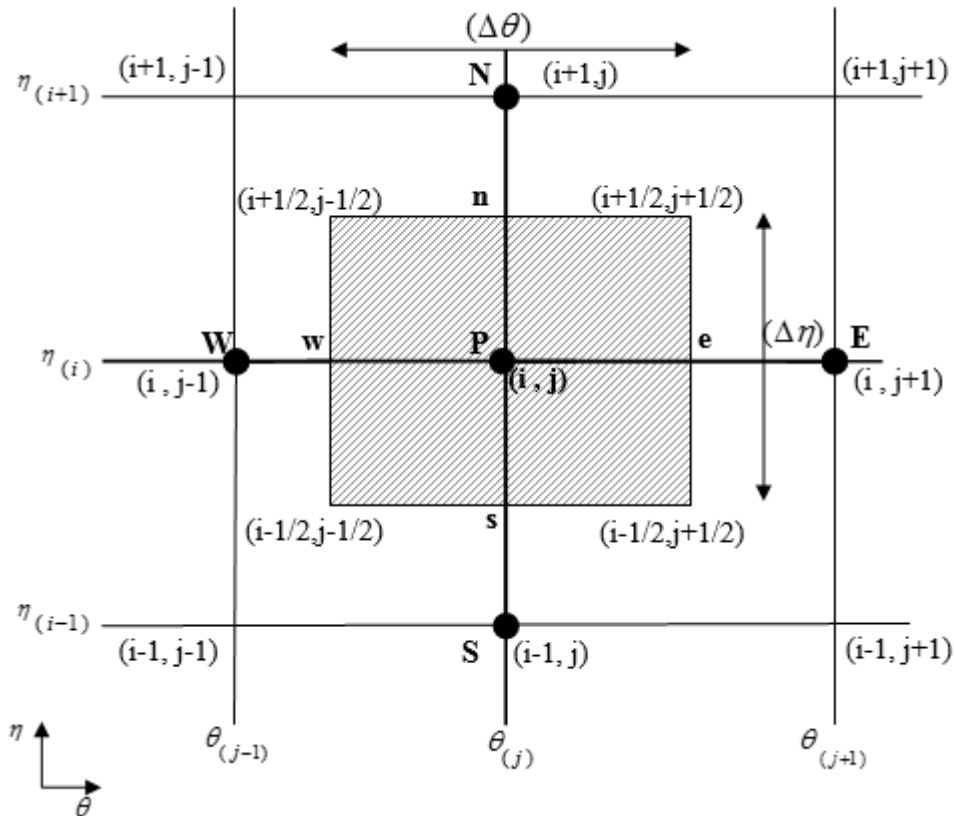


Fig.III.3. Représentation des nœuds dans le maillage

L'équation (III.19) peut s'écrire sous la forme :

$$a_P T^*(i, j) = a_N T^*(i + 1, j) + a_S T^*(i - 1, j) + a_E T^*(i, j + 1) + a_W T^*(i, j - 1) + S_T \quad (\text{III.22})$$

Les fonctions ψ^* s'écrivent :

$$\begin{aligned} \psi_n^* &= \frac{\psi^*(i + 1, j) + \psi^*(i, j)}{2} \\ \psi_s^* &= \frac{\psi^*(i, j) + \psi^*(i - 1, j)}{2} \\ \psi_e^* &= \frac{\psi^*(i, j + 1) + \psi^*(i, j)}{2} \\ \psi_w^* &= \frac{\psi^*(i, j) + \psi^*(i, j - 1)}{2} \end{aligned}$$

Le développement du gradient de la fonction de courant est établi d'après la démarche de **Nogotov [73]**, comme suit :

➤ *A l'interface « e »*

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial \psi^*}{\partial \eta}\right)_e &= \frac{\psi^*\left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}\right) - \psi^*\left(i - \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}\right)}{\Delta \eta} \\ \left(\frac{\partial \psi^*}{\partial \eta}\right)_e &= \frac{1}{2\Delta \eta} \left[\frac{\psi^*(i + 1, j + 1) + \psi^*(i + 1, j)}{2} + \frac{\psi^*(i, j) + \psi^*(i, j + 1)}{2} \right] \\ &\quad - \frac{1}{2\Delta \eta} \left[\frac{\psi^*(i - 1, j + 1) + \psi^*(i - 1, j)}{2} + \frac{\psi^*(i, j) + \psi^*(i, j + 1)}{2} \right] \\ \left(\frac{\partial \psi^*}{\partial \eta}\right)_e &= \frac{\psi^*(i + 1, j + 1) + \psi^*(i + 1, j) - \psi^*(i - 1, j + 1) - \psi^*(i - 1, j)}{4\Delta \eta} \end{aligned}$$

➤ *A l'interface « w »*

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial \psi^*}{\partial \eta}\right)_w &= \frac{\psi^*\left(i + \frac{1}{2}, j - \frac{1}{2}\right) - \psi^*\left(i - \frac{1}{2}, j - \frac{1}{2}\right)}{\Delta \eta} \\ \left(\frac{\partial \psi^*}{\partial \eta}\right)_w &= \frac{1}{2\Delta \eta} \left[\frac{\psi^*(i + 1, j - 1) + \psi^*(i + 1, j)}{2} + \frac{\psi^*(i, j) + \psi^*(i, j - 1)}{2} \right] \\ &\quad - \frac{1}{2\Delta \eta} \left[\frac{\psi^*(i - 1, j - 1) + \psi^*(i - 1, j)}{2} + \frac{\psi^*(i, j) + \psi^*(i, j - 1)}{2} \right] \\ \left(\frac{\partial \psi^*}{\partial \eta}\right)_w &= \frac{\psi^*(i + 1, j - 1) + \psi^*(i + 1, j) - \psi^*(i - 1, j - 1) - \psi^*(i - 1, j)}{4\Delta \eta} \end{aligned}$$

➤ *A l'interface « n »*

$$\left(\frac{\partial \psi^*}{\partial \theta}\right)_n = \frac{\psi^*\left(i + \frac{1}{2}, j + 1/2\right) - \psi^*\left(i + \frac{1}{2}, j - 1/2\right)}{\Delta \theta}$$

$$\left(\frac{\partial \psi^*}{\partial \theta}\right)_n = \frac{1}{2\Delta \theta} \left[\frac{\psi^*(i + 1, j + 1) + \psi^*(i, j + 1)}{2} + \frac{\psi^*(i, j) + \psi^*(i + 1, j)}{2} \right] - \frac{1}{2\Delta \theta} \left[\frac{\psi^*(i + 1, j - 1) + \psi^*(i, j - 1)}{2} + \frac{\psi^*(i, j) + \psi^*(i + 1, j)}{2} \right]$$

$$\left(\frac{\partial \psi^*}{\partial \theta}\right)_n = \frac{\psi^*(i + 1, j + 1) + \psi^*(i, j + 1) - \psi^*(i + 1, j - 1) - \psi^*(i, j - 1)}{4\Delta \theta}$$

➤ *A l'interface « s »*

$$\left(\frac{\partial \psi^*}{\partial \theta}\right)_s = \frac{\psi^*\left(i - \frac{1}{2}, j + 1/2\right) - \psi^*\left(i - \frac{1}{2}, j - 1/2\right)}{\Delta \theta}$$

$$\left(\frac{\partial \psi^*}{\partial \theta}\right)_s = \frac{1}{2\Delta \theta} \left[\frac{\psi^*(i - 1, j + 1) + \psi^*(i, j + 1)}{2} + \frac{\psi^*(i, j) + \psi^*(i - 1, j)}{2} \right] - \frac{1}{2\Delta \theta} \left[\frac{\psi^*(i + 1, j - 1) + \psi^*(i, j - 1)}{2} + \frac{\psi^*(i, j) + \psi^*(i - 1, j)}{2} \right]$$

$$\left(\frac{\partial \psi^*}{\partial \theta}\right)_s = \frac{\psi^*(i - 1, j + 1) + \psi^*(i, j + 1) - \psi^*(i + 1, j - 1) - \psi^*(i, j - 1)}{4\Delta \theta}$$

Les expressions F_e, F_w, F_n, F_s deviennent :

$$F_e = \frac{1}{4} [\psi^*(i - 1, j + 1) + \psi^*(i - 1, j) - \psi^*(i + 1, j + 1) - \psi^*(i + 1, j)] \quad (\text{III.23.a})$$

$$F_w = \frac{1}{4} [\psi^*(i - 1, j - 1) + \psi^*(i - 1, j) - \psi^*(i + 1, j - 1) - \psi^*(i + 1, j)] \quad (\text{III.23.b})$$

$$F_n = \frac{1}{4} [\psi^*(i + 1, j + 1) + \psi^*(i, j + 1) - \psi^*(i + 1, j - 1) - \psi^*(i, j - 1)] \quad (\text{III.23.c})$$

$$F_s = \frac{1}{4} [\psi^*(i - 1, j + 1) + \psi^*(i, j + 1) - \psi^*(i - 1, j - 1) - \psi^*(i, j - 1)] \quad (\text{III.23.d})$$

Lorsque le coefficient Γ_ϕ est égal à l'unité comme nous l'avons montré précédemment dans tableau (II.1), les coefficients D_n, D_s, D_w, D_e dans le système d'équations (III.18) s'écrivent :

$$\left. \begin{aligned} D_n = D_s = \frac{\Delta\theta}{\Delta\eta} \\ D_e = D_w = \frac{\Delta\eta}{\Delta\theta} \end{aligned} \right\} \quad (III.24)$$

Et les nombres de **Péclet** P_n, P_s, P_e, P_w dans le système (III.17) deviennent :

$$\left. \begin{aligned} P_n = F_n \frac{\Delta\eta}{\Delta\theta} \\ P_s = F_s \frac{\Delta\eta}{\Delta\theta} \\ P_e = F_e \frac{\Delta\theta}{\Delta\eta} \\ P_w = F_w \frac{\Delta\theta}{\Delta\eta} \end{aligned} \right\} \quad (III.25)$$

III.2.4.1. Discrétisation des conditions aux limites

✓ **Le toit du collecteur**

$$\begin{aligned} a_p &= 1 \\ a_n &= a_s = a_e = a_w = 0 \\ S_T &= 0 \end{aligned}$$

✓ **l'axe de symétrie**

$$\begin{aligned} a_p &= a_e = 1 \\ a_n &= a_s = a_w = 0 \\ S_T &= 0 \end{aligned}$$

✓ **Le sol**

$$\begin{aligned} a_p &= 1 \\ a_n &= a_s = a_e = a_w = 0 \\ S_T &= 1 \end{aligned}$$

✓ **L'entrée**

$$\begin{aligned} a_p &= 1 \\ a_n &= a_s = a_e = a_w = 0 \\ S_T &= 0 \end{aligned}$$

✓ **La sortie**

$$a_p = a_s = 1$$

$$a_N = a_E = a_W = 0$$

$$S_T = 0$$

III.2.5. Discrétisation de l'équation de quantité de mouvement

Remplaçons la variable ϕ dans l'équation (III.12) par ω^* , il vient sous la forme :

$$a_P \omega_P^* = a_N \omega_N^* + a_S \omega_S^* + a_E \omega_E^* + a_W \omega_W^* + b \quad (III.26)$$

$$a_P = a_N + a_S + a_E + a_W + a_P^0 - S_P \Delta V$$

$$S_P \Delta V = 0$$

Les coefficients D_n, D_s, D_w, D_e dans le système d'équations (III.18) en posant $\Gamma \phi = Pr$ s'écrivent :

$$\left. \begin{aligned} D_n = D_s = Pr \frac{\Delta \theta}{\Delta \eta} \\ D_e = D_w = Pr \frac{\Delta \eta}{\Delta \theta} \end{aligned} \right\} \quad (III.27)$$

Par la suite, les nombres de **Péclet** P_n, P_s, P_e, P_w s'écrivent :

$$\left. \begin{aligned} P_n &= \frac{1}{Pr} F_n \frac{\Delta \eta}{\Delta \theta} \\ P_s &= \frac{1}{Pr} F_s \frac{\Delta \eta}{\Delta \theta} \\ P_e &= \frac{1}{Pr} F_e \frac{\Delta \theta}{\Delta \eta} \\ P_w &= \frac{1}{Pr} F_w \frac{\Delta \theta}{\Delta \eta} \end{aligned} \right\} \quad (III.28)$$

L'équation de mouvement discrétisée s'écrit finalement :

$$a_P \omega^*(i, j) = a_N \omega^*(i + 1, j) + a_S \omega^*(i - 1, j) + a_E \omega^*(i, j + 1) + a_W \omega^*(i, j - 1) + b \quad (III.29)$$

Le terme constant S_0 du terme de source est donné par :

$$S_0 = Pr R_a H \left(F(\eta, \theta) \frac{\partial T^*}{\partial \eta} + G(\eta, \theta) \frac{\partial T^*}{\partial \theta} \right) \quad (III.30)$$

Par conséquent, le coefficient b devient :

$$b = S_0 \cdot \Delta V$$

Puisque le problème est bidimensionnel, on prend l'unité comme épaisseur dans la direction z , le volume de contrôle ΔV s'écrit :

$$\begin{aligned} \Delta V &= H^2 \cdot \Delta\eta \cdot \Delta\theta \cdot 1 \\ b &= H^3 \left(F(\eta, \theta) \frac{\partial T^*}{\partial \eta} + G(\eta, \theta) \frac{\partial T^*}{\partial \theta} \right) \Delta\eta \cdot \Delta\theta \end{aligned} \quad (\text{III.31})$$

Avec :

$$\left. \frac{\partial T^*}{\partial \eta} \right|_{i,j} = \frac{T^*(i+1, j) - T^*(i-1, j)}{2\Delta\eta} \quad (\text{III.32.a})$$

$$\left. \frac{\partial T^*}{\partial \theta} \right|_{i,j} = \frac{T^*(i, j+1) - T^*(i, j-1)}{2\Delta\theta} \quad (\text{III.32.b})$$

III.2.5.1. Discrétisation des conditions aux limites

On détermine la vorticité ω^* sur les parois et l'axe de symétrie, nous utilisons la méthode élaborée par **Roache** [75], qui a exprimé ω^* en fonction de ψ^* et utilisé un développement en série de Taylor :

✓ **La sortie**

$$\omega^* = -\frac{1}{H^2} \left(\frac{\partial^2 \psi^*}{\partial \eta^2} + \frac{\partial^2 \psi^*}{\partial \theta^2} \right)$$

Le développement en série de Taylor de la fonction de courant au voisinage du sol s'écrit :

$$\psi^*(2, j) = \psi^*(1, j) + \frac{\Delta\eta}{1!} \frac{\partial \psi^*(1, j)}{\partial \eta} + \frac{(\Delta\eta)^2}{2!} \frac{\partial^2 \psi^*(1, j)}{\partial \eta^2} + \dots$$

La vorticité s'écrit donc :

$$\omega^*(1, j) = -\frac{1}{H^2} \left[\frac{7\psi^*(1, j) - 8\psi^*(2, j) + \psi^*(3, j)}{2(\Delta\eta)^2} \right] \quad (\text{III.33.a})$$

✓ **L'entrée**

$$\omega^*(NI, j) = -\frac{1}{H^2} \left[\frac{7\psi^*(NI, j) - 8\psi^*(NI-2, j) + \psi^*(NI-3, j)}{2(\Delta\eta)^2} \right] \quad (\text{III.33.b})$$

✓ **Le sol**

$$\omega^*(i, 1) = -\frac{1}{H^2} \left[\frac{7\psi^*(i, 1) - 8\psi^*(i, 2) + \psi^*(i, 3)}{2(\Delta\theta)^2} \right] \quad (\text{III.33.c})$$

✓ *Le toit du collecteur*

$$\omega^*(i, NN) = -\frac{1}{H^2} \left[\frac{7\psi^*(i, NN) - 8\psi^*(i, NN - 2) + \psi^*(i, NN - 3)}{2(\Delta\theta)^2} \right] \quad (\text{III.33d})$$

✓ *L'axe de symétrie*

$$\omega^*(i, 1) = 0 \quad (\text{III.33.e})$$

III.2.6. Discrétisation de l'équation de la fonction de courant

On réécrit l'équation (II.20) sous la forme :

$$-H^2\omega^* = \frac{\partial}{\partial\eta} \left(\frac{\partial\psi^*}{\partial\eta} \right) + \frac{\partial}{\partial\theta} \left(\frac{\partial\psi^*}{\partial\theta} \right) \quad (\text{III.34})$$

La discrétisation de cette équation en utilisant les différences centrées donne :

$$-H^2(i, j)\omega^*(i, j) = \frac{\partial^2\psi^*}{\partial\eta^2} \Big|_{i,j} + \frac{\partial^2\psi^*}{\partial\theta^2} \Big|_{i,j} \quad (\text{III.35})$$

Avec :

$$\frac{\partial^2 f}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial y^2} = \frac{f_{i+1,j} + f_{i-1,j} - 2f_{i,j}}{\Delta x^2} + \frac{f_{i,j+1} + f_{i,j-1} - 2f_{i,j}}{\Delta y^2}$$

Ceci nous donne :

$$-H^2(i, j)\omega^*(i, j) = \left[\frac{\psi^*(i+1, j) - 2\psi^*(i, j) + \psi^*(i-1, j)}{(\Delta\eta)^2} + \frac{\psi^*(i, j+1) - 2\psi^*(i, j) + \psi^*(i, j-1)}{(\Delta\theta)^2} \right]$$

La fonction de courant au nœud P sera donc exprimée en fonction de celle aux nœuds W , E , N , et S comme suite :

$$\psi^*(i, j) = \frac{1}{2} \left[\frac{1}{(\Delta\eta)^2} + \frac{1}{(\Delta\theta)^2} \right]^{-1} \left[\frac{\psi^*(i+1, j) + \psi^*(i-1, j)}{(\Delta\eta)^2} + \frac{\psi^*(i, j+1) + \psi^*(i, j-1)}{(\Delta\theta)^2} + H^2(i, j)\omega^*(i, j) \right]$$

III.2.6.1. Discrétisation des conditions aux limites

✓ *La sortie*

$$\left. \frac{\partial^2 \psi^*}{\partial \eta^2} \right|_{1,j} = \frac{7\psi^*(1,j) - 8\psi^*(2,j) + \psi^*(3,j)}{2(\Delta\eta)^2} = 0$$

$$\psi^*(1,j) = \frac{8\psi^*(2,j) - \psi^*(3,j)}{7}$$

✓ *L'entrée*

$$\left. \frac{\partial \psi^*}{\partial \eta} \right|_{NI,j} = \frac{-3\psi^*(NI,j) + 4\psi^*(NI-1,j) - \psi^*(NI-2,j)}{2\Delta\eta} = 0$$

$$\psi^*(NI,j) = \frac{4\psi^*(NI-1,j) - \psi^*(NI-2,j)}{3}$$

✓ *Le sol*

$$\left. \frac{\partial \psi^*}{\partial \eta} \right|_{i,1} = \frac{-3\psi^*(i,1) + 4\psi^*(i,2) - \psi^*(i,3)}{2\Delta\eta} = 0$$

$$\psi^*(i,1) = \frac{4\psi^*(i,2) - \psi^*(i,3)}{3}$$

✓ *Le toit du collecteur*

$$\left. \frac{\partial \psi^*}{\partial \eta} \right|_{i,NN} = \frac{-3\psi^*(i,NN) + 4\psi^*(i,NN-1) - \psi^*(i,NN-2)}{2\Delta\eta} = 0$$

$$\psi^*(i,NN) = \frac{4\psi^*(i,NN-1) - \psi^*(i,NN-2)}{3}$$

✓ *L'axe de symétrie*

$$\left. \frac{\partial^2 \psi^*}{\partial \theta^2} \right|_{i,1} = \frac{7\psi^*(i,1) - 8\psi^*(i,2) + \psi^*(i,3)}{2(\Delta\theta)^2} = 0$$

$$\psi^*(i,1) = \frac{8\psi^*(i,2) - \psi^*(i,3)}{7}$$

III.2.7. Discrétisation des composantes de la vitesse

Les expressions discrétisées des composantes de la vitesse qui sont données par les équations (II.19.a) et (II.19.b), en utilisant les différences centrées, s'écrivent comme suit :

$$V_{\eta}^*(i, j) = \frac{1}{H(i, j)} \left. \frac{\partial \psi^*}{\partial \theta} \right|_{i, j} = \frac{1}{H(i, j)} \left[\frac{\psi^*(i, j + 1) + \psi^*(i, j - 1)}{2\Delta\theta} \right] \quad (\text{III.36.a})$$

$$V_{\theta}^*(i, j) = \frac{-1}{H(i, j)} \left. \frac{\partial \psi^*}{\partial \eta} \right|_{i, j} = \frac{-1}{H(i, j)} \left[\frac{\psi^*(i + 1, j) + \psi^*(i - 1, j)}{2\Delta\eta} \right] \quad (\text{III.36.b})$$

$$i = 2, NI - 1$$

$$j = 2, NN - 1$$

III.2.8. Processus de calcul

Pour résoudre le système d'équations (III.22), (III.29) et (III.33) nous utilisons une méthode proposée par **Nogotov** [73]. Dans les méthodes itératives pour la résolution des systèmes d'équations algébriques linéaires nous utilisons des procédés de relaxation, la sous-relaxation est très pratique pour les problèmes non-linéaires car elle permet d'éviter la divergence des méthodes itératives utilisées pour les résoudre. Les équations discrétisées peuvent se mettre sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} T^{n+1}(i, j) = & (1 - \alpha_T)T^n(i, j) \\ & + \left(\frac{\alpha_T}{\alpha_P} \right) [a_N T^n(i + 1, j) + a_S T^{n+1}(i - 1, j) + a_E T^n(i, j + 1) + a_W T^{n+1}(i, j \\ & - 1)] \end{aligned} \quad (\text{III.37})$$

$$\begin{aligned} \omega^{n+1}(i, j) = & (1 - \alpha_{\omega})\omega^n(i, j) \\ & + \left(\frac{\alpha_{\omega}}{\alpha_P} \right) [a_N \omega^n(i + 1, j) + a_S \omega^{n+1}(i - 1, j) + a_E \omega^n(i, j + 1) + a_W \omega^{n+1}(i, j \\ & - 1)] \end{aligned} \quad (\text{III.38})$$

$$\begin{aligned} \psi^{n+1}(i, j) = & (1 - \alpha_P)\psi^n(i, j) \\ & + \frac{\alpha_P}{2} \left[\frac{1}{(\Delta\theta)^2} + \frac{1}{(\Delta\eta)^2} \right]^{-1} \left[\frac{\psi^n(i + 1, j) + \psi^{n+1}(i - 1, j)}{(\Delta\eta)^2} \right. \\ & \left. + \frac{\psi^n(i, j + 1) + \psi^{n+1}(i, j - 1)}{(\Delta\theta)^2} + H^2(i, j)\omega^{n+1}(i, j) \right] \end{aligned} \quad (\text{III.39})$$

Avec :

n : ordre de l'itération.

α_T , α_{ω} et α_P : sont les **facteurs de sous-relaxation**. Leurs valeurs dépendent, en principe, de la valeur du nombre de Rayleigh (Ra).

Le code de calcul permet de résoudre les équations de la façon suivante :

1. Initialisation des valeurs de chaque variable au sein du maillage.
2. Calcul de la distribution de la température.
3. Calcul de la vorticité.
4. Calcul de la distribution de la fonction de courant.
5. Le processus itératif est répété jusqu'à ce qu'il n'y ait plus de changement significatif de la valeur de ψ par rapport au critère de convergence suivant :

$$\left| \frac{\max \psi^{n+1} - \max \psi^n}{\max \psi^{n+1}} \right| \leq 10^{-8} \quad (\text{III.40})$$

6. Le même critère est utilisé pour la température.
7. Le même critère est utilisé pour la vorticité.
8. Calcul des composantes de la vitesse.
9. Stockage des valeurs de T, ω et ψ .

III.2.9. Organigramme de calcul

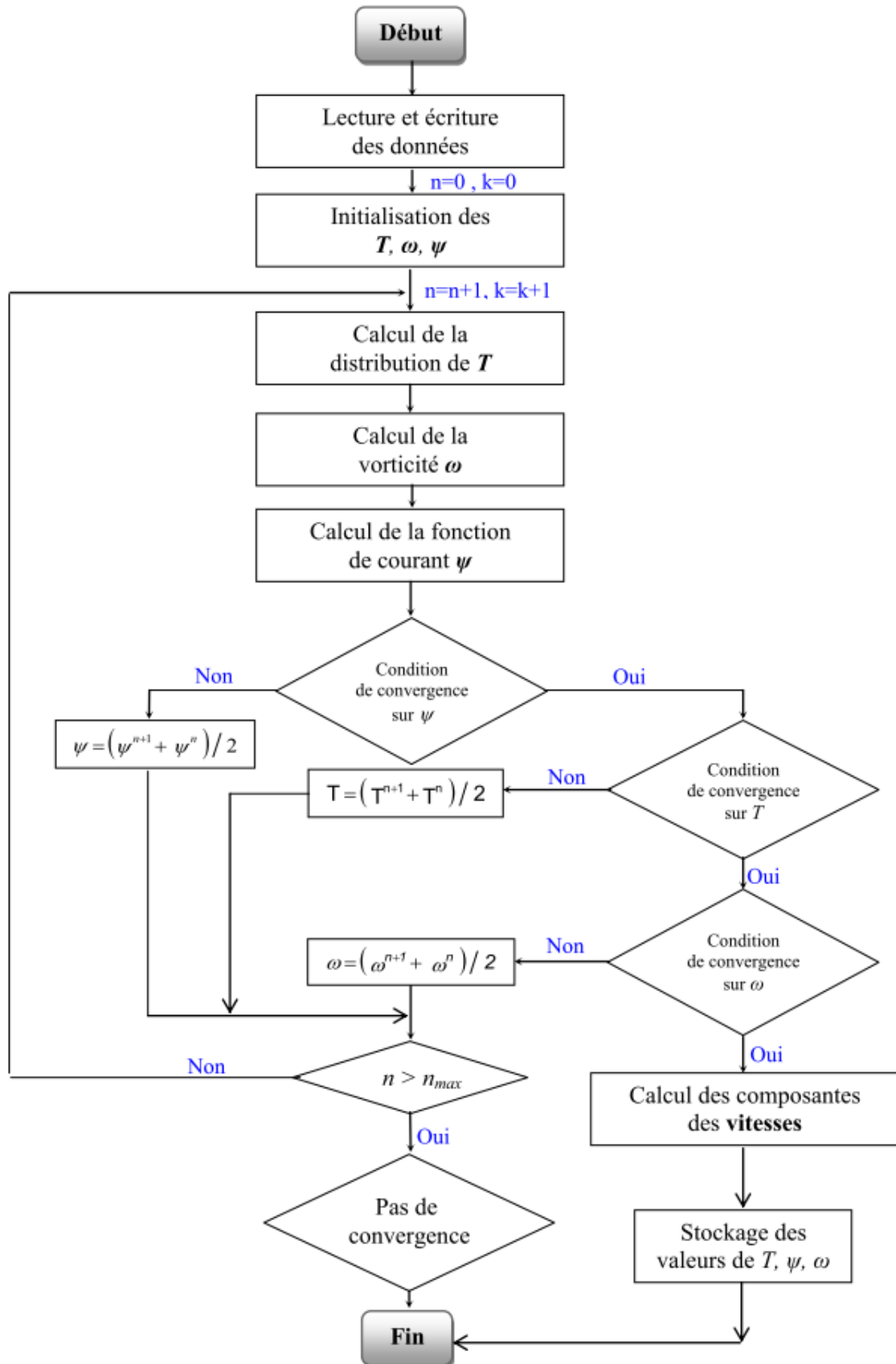


Fig.III.4. Organigramme de calcul

III.3. Problème en 3D

III.3.1. Introduction

La mise en œuvre d'une méthode numérique de calcul débouche inévitablement sur un logiciel qui lui est associé. Si, lors des premières tentatives de calcul par des méthodes numériques, on écrivait, pour chaque nouveau problème, un programme différent tenant compte de sa géométrie particulière, de ses particularités physiques et de ses conditions aux limites, on s'oriente aujourd'hui vers la réalisation de logiciels généraux dont la structure informatique est adaptée au traitement d'un grand nombre de problèmes du même type. Ces logiciels ont, pratiquement tous, trois composantes principales : *un préprocesseur*, un *processeur* de calcul (solver) et un *postprocesseur*.

✓ *Le préprocesseur*

Dans cette étape du calcul numérique les activités impliquées sont les suivantes :

- Description de la géométrie dans la région d'intérêt : définition du domaine de calcul ;
- Génération du maillage : discrétisation du domaine de calcul en éléments finis ou volumes de contrôle ;
- Choix du phénomène physique à modéliser ;
- Définition des propriétés physiques ;
- Spécification des conditions aux limites adéquates.

✓ *Le processeur de calcul*

Celui-ci peut être réalisé, en général, en utilisant les méthodes numériques (la méthode des différences finies, la méthode des éléments finis, les méthodes spectrales et la méthode des volumes finis).

✓ *Le postprocesseur*

À l'intérieur de ce module, on présente les résultats à l'utilisateur sous une forme adaptée à sa perception de la physique du problème. Par exemple, dans un problème de conduction thermique, le tracé des isothermes est un résultat très utile, surtout si le logiciel autorise la visualisation de courbes isothermes associées à des valeurs choisies de la température.

Le postprocesseur offre différentes facilités pour visualiser et interpréter les résultats comprenant aussi :

- La visualisation de la géométrie et du maillage ;
- La visualisation des vecteurs de grandeurs calculées ;
- La visualisation des iso-lignes de différentes grandeurs ;
- La visualisation des surfaces 2D et 3D ;
- Les possibilités d'exporter les différentes grandeurs sous forme de fichiers ;
- Les facilités d'animation.

L'objectif de ce travail est de produire une solution numérique tridimensionnelle de l'écoulement dans une cheminée solaire. Les outils utilisés pour réaliser ce travail seront GAMBIT et FLUENT. Le logiciel GAMBIT est un mailleur 2D/3D ; préprocesseur qui permet de mailler des domaines de géométrie d'un problème de CFD (Computational Fluid Dynamics). Il génère des fichiers *.msh pour FLUENT. FLUENT est un logiciel qui résout par la méthode des volumes finis des problèmes de mécanique des fluides et de transferts thermiques.

III.3.2. Utilisation du GAMBIT

Le maillage est conçu par l'utilisateur à l'aide du mailleur GAMBIT. Celui-ci permet de construire trois types de grille de calcul, structurée, non structurée ou hybride.

- ✓ Maillage structuré (quadrilatères/hexagones), il est plus facile de le générer en utilisant à multi bloc.
- ✓ Maillage non structuré (tri/tétra), les éléments de ce type de maillage sont générés arbitrairement sans aucune contrainte quant à leur disposition.
- ✓ Maillage hybride, maillage généré par un mélange d'éléments de différents types (structuré et non structuré).

Dans ce travail nous avons utilisé un maillage structuré, car il présente les avantages suivants :

- ✓ Economique en nombre d'éléments, présente un nombre inférieur de mailles par rapport à un maillage non structuré équivalent.
- ✓ Réduit les risques d'erreurs numériques car l'écoulement est aligné avec le maillage.

La **figure III.5** représente le maillage du modèle en 3D.

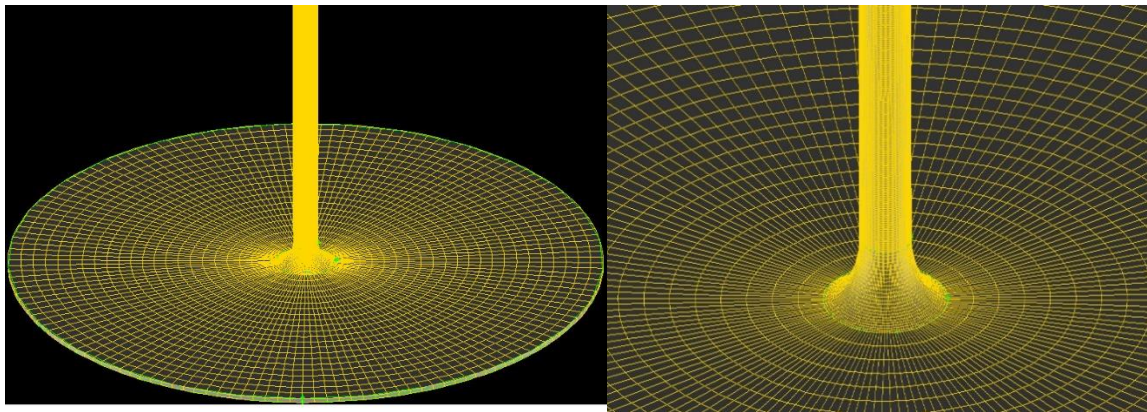


Fig.III.5. Géométrie et maillage construit sous GAMBIT

III.3.3. Utilisation du Fluent

Pour réaliser nos simulations, nous avons choisi d'utiliser le code de calcul FLUENT, ce code est développé pour modéliser les écoulements des fluides et les transferts thermiques, il est écrit en langage de programmation C. Ce logiciel utilise la méthode des volumes finis pour résoudre les équations.

Le solveur FLUENT permet de définir numériquement les conditions opératoires (gravité, pression...) dans lesquelles, est effectuée la simulation, ainsi que la spécification des conditions aux limites, il permet de choisir le processus itératif, en proposant plusieurs schémas numériques pour la discrétisation spatiale et temporelle, et pour le couplage de vitesse et de pression.

III.3.4. Méthode de résolution des équations de transport

III.3.4.1. Choix du schéma de discrétisation

FLUENT propose plusieurs schémas de discrétisation qui dépendent de la nature de l'écoulement et de la géométrie adoptée.

- ✓ Schéma du Premier Ordre Upwind : Ce schéma permet une certaine stabilité dans les calculs mais il est responsable de la diffusion numérique. Il est fortement recommandé dans les écoulements de dominance convective.
- ✓ Schéma de Second Ordre Upwind : il est utilisé pour les écoulements compressibles et pour améliorer la précision en écoulements incompressibles.
- ✓ Le schéma « QUICK » (Quadratic Upwind Interpolation for Convective Kinetics) : Il

procure une meilleure précision que le schéma au Second Ordre pour les écoulements rotationnels et tourbillonnaires (Swirling) avec un maillage régulier. Cependant, il ne s'applique pas à un maillage triangulaire.

- ✓ Le schéma « Power Law » est plus précis que le Schéma du premier ordre pour les écoulements à très bas nombres de Reynolds. Sinon, il procure en général le même degré de précision.
- ✓ Le schéma « third-order MUSCL » : il donne plus de précision que les autres schémas.

Pour notre étude, le schéma Second Ordre Upwind est utilisé [76].

Remarque : Pour la discrétisation tridimensionnelle (volumes de contrôles tridimensionnels), on peut suivre les mêmes étapes du problème en 2D.

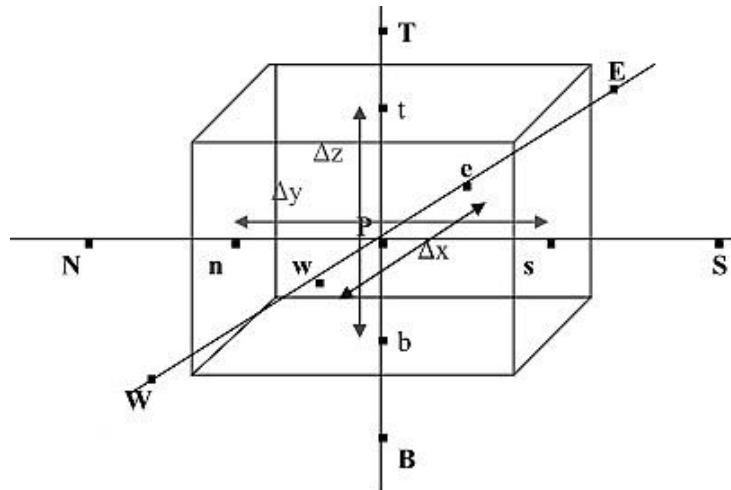


Fig.III.6. Volume de contrôle tridimensionnel

III.3.4.2. Choix du schéma d'interpolation de la pression

Pour la plupart des cas, le schéma « Standard » est acceptable. Pour des écoulements spécifiques, on peut choisir parmi les options suivantes :

- ✓ Le schéma force de volume pondéré « Body Force Weighted » est recommandé dans les cas où l'effet des forces de gravité sont importantes.
- ✓ Le schéma « PRESTO ! » (Pressure Staggering Option) est approprié pour les écoulements hautement tourbillonnaires, à grande vitesse de rotation ou les écoulements dans des domaines fortement courbés.
- ✓ Le schéma au second ordre est à utiliser pour les écoulements compressibles et pour améliorer la précision en écoulements incompressibles.
- ✓ Le schéma linéaire « Linear » est disponible comme alternative au cas où les autres

options ont des difficultés de convergence ou génèreraient des comportements non physiques.

Le schéma « Standard » est choisi pour notre cas.

III.3.4.3. Choix de la méthode de couplage Pression-Vitesse

Si les vitesses sont définies aux nœuds d'un volume de contrôle ordinaire (comme les autres scalaires : pression, température), il est démontré qu'un champ de pression hautement non uniforme agira comme un champ uniforme sur les équations de quantité de mouvement discrétisées. La solution passe par la définition des vitesses sur une grille décalée et l'emploi d'algorithmes tels que SIMPLE pour résoudre ce lien ou couplage entre la pression et la vitesse. La famille des algorithmes SIMPLE est essentiellement une procédure d'estimation et correction pour le calcul de la pression sur la "grille décalée" des composantes de la vitesse.

FLUENT propose trois méthodes pour le couplage vitesse-pression :

- ✓ Méthode SIMPLE (Semi Implicit Method for a Pressure Linked Equations) qui a été créé par **Patankar et Spalding** [77], et qui est le plus robuste.
- ✓ Méthode SIMPLEC (SIMPLE Consistent). a été mis au point par **Van Doormal et Raithby** [78]. Les étapes de cet algorithme sont presque les mêmes que celles de l'algorithme SIMPLE avec la différence que dans les équations de correction des vitesses on néglige les termes les moins significatifs.
- ✓ Méthode PISO (Pressure Implicit with Splitting of Operators): L'algorithme PISO (Pressure Implicit with Splitting of Operators) a été mis au point par **Issa** [79]. Cet algorithme a été développé initialement comme une procédure non itérative pour le calcul des écoulements compressibles instationnaires. Ultérieurement l'algorithme a été bien adapté pour la procédure itérative appliquée aux problèmes stationnaires. L'algorithme est une extension de l'algorithme SIMPLE ayant une étape de correction de plus.

Dans notre étude, l'algorithme choisit est l'algorithme SIMPLE qui est robuste, offrant ainsi plus de garanties pour la convergence de la solution. La séquence des opérations de calcul de la méthode SIMPLE est la suivante :

1. Estimer un champ de pression P' .
2. Résoudre les équations de quantité de mouvement pour en tirer les champs de vitesses V' (vitesse estimée).

3. Résoudre l'équation de correction de pression P'
4. Corriger la pression $P=P'+ P''$.
5. Corriger les champs de vitesses.
6. Prendre le champ P comme une nouvelle estimation et recommencer la séquence à partir de l'étape 2, jusqu'à la convergence.

Le schéma représentatif de ce processus itératif est le suivant :

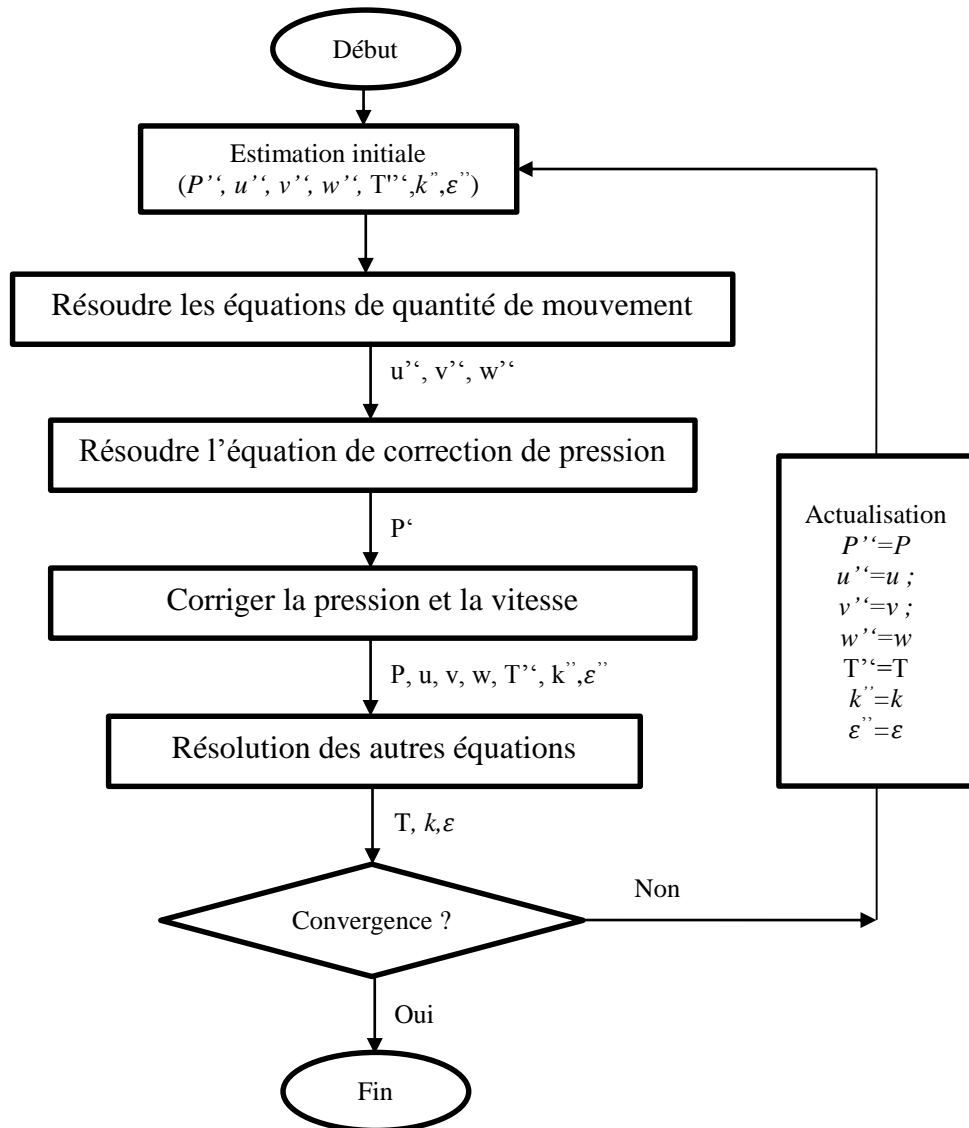


Fig.III.7. Schéma représentatif de l'algorithme SIMPLE

III.3.5. Critère de convergence

Une procédure est convergente si toute erreur tend à décroître au cours des itérations. Elle a convergée lorsque les itérations ne produisent plus de changements significatifs sur les variables selon un critère qui doit être défini par l'utilisateur. Le critère de convergence est donc utilisé pour stopper le processus itératif lorsqu'il est satisfait.

FLUENT permet de juger l'état de convergence par le biais du calcul des résidus. Le résidu correspond à la somme, sur toutes les mailles, des erreurs effectuées sur l'équation discrétisée en question lorsque les variables déterminées par le processus sont réintégrées dans l'équation discrétisée. Il s'écrit donc sous la forme :

$$R_\phi = \sum_{\text{mailles}} \left(\sum_{nb} \phi_{nb} + b - a_p \phi_p \right) \quad (\text{III.41})$$

Les résidus sont normalisés par F_p (masses entrantes, la somme de la quantité de mouvement à l'entrée). Il est alors attendu que ces grandeurs soient inférieures à un critère de convergence prédéfini :

$$\frac{\sum R_\phi}{F_p} < \varepsilon$$

Dans notre calcul, nous avons choisi un critère de convergence $\varepsilon = 10^{-8}$ pour l'équation d'énergie et 10^{-4} pour les autres.

III.3.6. Stabilité numérique

La sous-relaxation est nécessaire pour assurer la convergence totale des calculs à une solution, parce que les équations sont fortement couplées et non linéaires. Quand des valeurs appropriées de sous-relaxation sont utilisées, de grandes variations des variables sont évitées. En outre, elle donne un moyen pour égaliser les taux de convergence des diverses équations couplées. Donc les deux principales sources d'instabilité dans la solution des équations sont ainsi commandées par la technique de sous-relaxation.

Dans le code FLUENT la méthode de Gauss-Seidel est contrôlée par un coefficient de sous-relaxation α :

$$\phi^n = \phi^{n-1} + \alpha \Delta\phi \quad (\text{III.42})$$

Où n représente l'avancement des itérations successives, et $\Delta\phi$ la différence entre les résultats

des deux itérations $n + 1$ et n .

III.3.7. Les conditions aux limites

Plusieurs types de conditions aux limites sont proposés dans le code FLUENT. Nous en utilisons essentiellement trois : pression d'entrée, pression de sortie imposée à la surface libre, et la condition de paroi.

- La condition aux limites «Pressure inlet » (pression d'entrée) est appliquée à l'entrée du collecteur, le fluide entre à des conditions atmosphériques (pression statique soit nulle : $P = 0$ Pa).
- La deuxième condition «Pressure-outlet » (pression de sortie) est appliquée au niveau de la sortie de la cheminée (pression statique nulle : $P = 0$ Pa).
- La troisième condition «Wall» (paroi) est une condition de température imposée et du flux imposé. Elle est appliquée au niveau des parois du système comme suit :
 - ✓ Flux nul (Paroi adiabatique), pour la surface de la cheminée ($q = 0$ W/m²) [80].
 - ✓ Température imposée pour le toit du collecteur ($T_0 = 300K$).
- ✓ Le sol sous le collecteur absorbe un flux solaire G , on peut considérer un flux de chaleur imposé au niveau du sol ($q = G \cdot \tau \cdot \alpha$). L'absorptivité du sol est $\alpha = 0,9$, la transmissivité du toit (en verre) est $\tau = 0,85$ [80] et l'irradiation solaire sera changée.

Les conditions aux limites appliquées pour notre modèle sont récapitulées dans le tableau suivant :

Géométrie	Type	Valeurs
sol	Wall	$q = G \cdot \tau \cdot \alpha$ W/m ²
Surface de la cheminée	Wall	$q = 0$ W/m ²
Toit du collecteur	Wall	$T_0 = 300K$
Entrée du collecteur	Pressure inlet	$T_0 = 300K,$ $P = 0$ Pa
Sortie de la cheminée	Pressure outlet	$T_0 = 300K,$ $P = 0$ Pa

Tableau III.2. Conditions aux limites appliquées

III.3.8. Etapes de résolution du problème

On peut résumer les différentes étapes dans ce qui suit :

1. Construction de la géométrie sous GAMBIT,
2. Lancer le solveur approprié pour la modélisation en 3D (FLUENT),
3. Importer et dimensionner le maillage,
4. Sélectionner les modèles physiques,
5. Définir les propriétés des matériaux,
6. Définir les conditions de calcul,
7. Définir les conditions aux limites,
8. Fournir une solution initiale,
9. Régler les paramètres du solveur,
10. Régler les moniteurs de convergence,
11. Calculer et surveiller la solution,
12. Exploitation des résultats.

Chapitre -IV-

Résultats et Discussions

IV.1. Problème en 2D

Notre objectif est d'analyser l'effet de la géométrie sur le transfert thermique et l'écoulement de l'air dans le système de la cheminée solaire. Pour cette raison, nous avons présenté les isothermes, les lignes de courants et les champs de vitesse dans le cas stationnaire pour trois géométries différentes et pour trois nombres de Rayleigh différents.

IV.1.1. Validation du code de calcul

Dans le but d'attribuer plus de confiance aux résultats de nos simulations numériques, nous avons établi quelques comparaisons avec d'autres investigations expérimentales et numériques disponibles dans la littérature.

Nous proposons une comparaison examinant qualitativement la structure générale de l'écoulement, en comparant le champ de température du présent travail avec celle de **Chergui et al.** [38], pour un nombre de Rayleigh égal à 10^4 (**Fig.IV.1**)

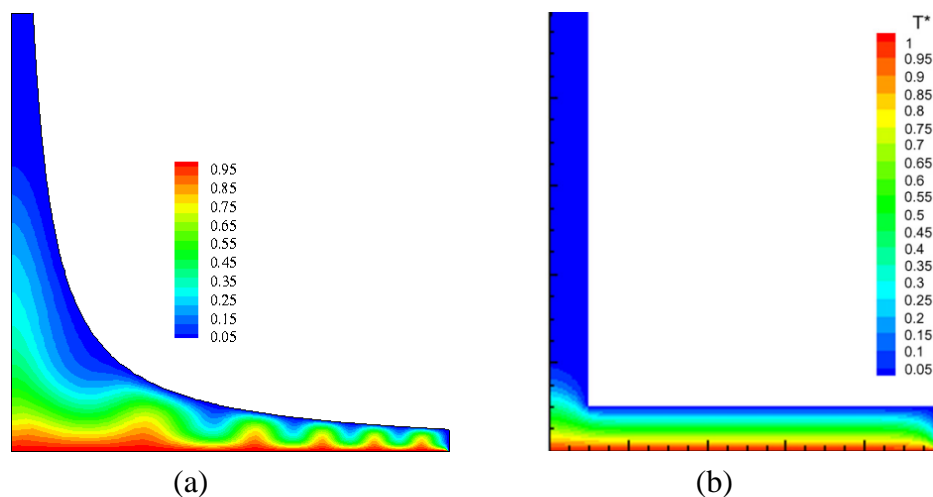


Fig.IV.1. Comparaison du champ de température pour $Ra=10^4$, (a) : nos calculs, (b) : **Chergui et al.** [38]

Nous exposons une deuxième comparaison de nos résultats et les résultats obtenus avec ceux de **Zhou et al.** [58], (**Fig.IV.2**) pour la distribution de la température dans une installation expérimentale d'une cheminée solaire (le long de la cheminée). Nous remarquons que qualitativement nos résultats et les leurs sont en bon accord.

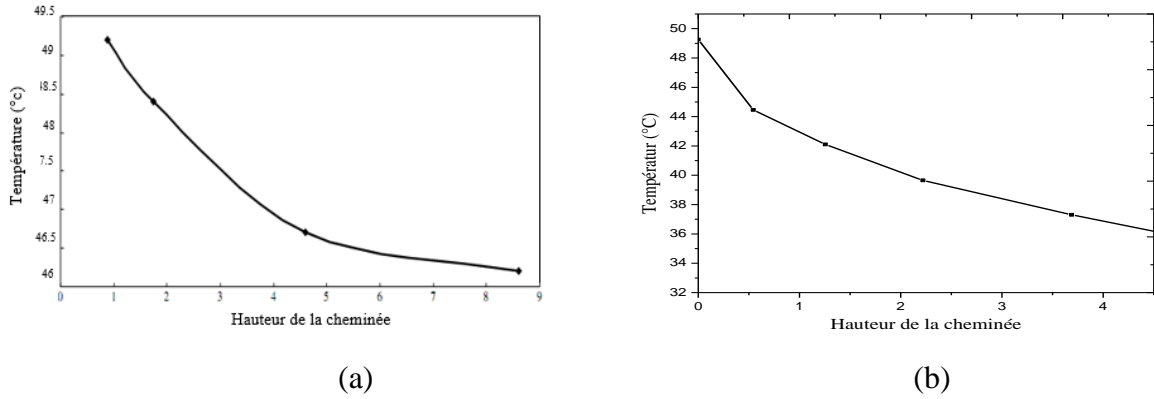
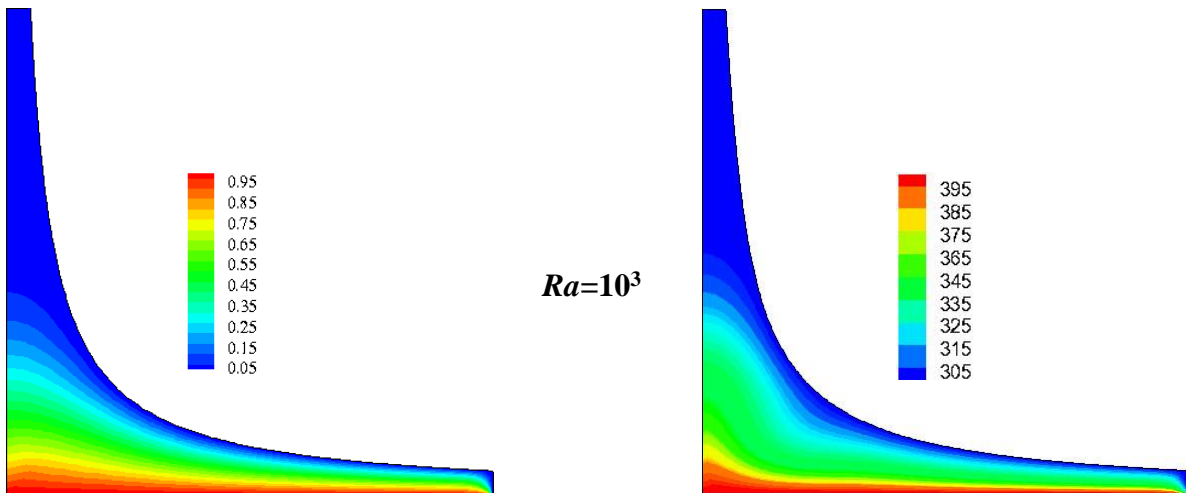


Fig.IV.2. Comparaison de la distribution de la température le long de la cheminée, (a) : nos calculs, (b) : **Zhou et al.** [58]

En plus nous comparons aussi les lignes de courants et les lignes isothermes pour la deuxième géométrie avec le même problème résout sous FLUENT (**Fig.IV.3** et **Fig.IV.4**).



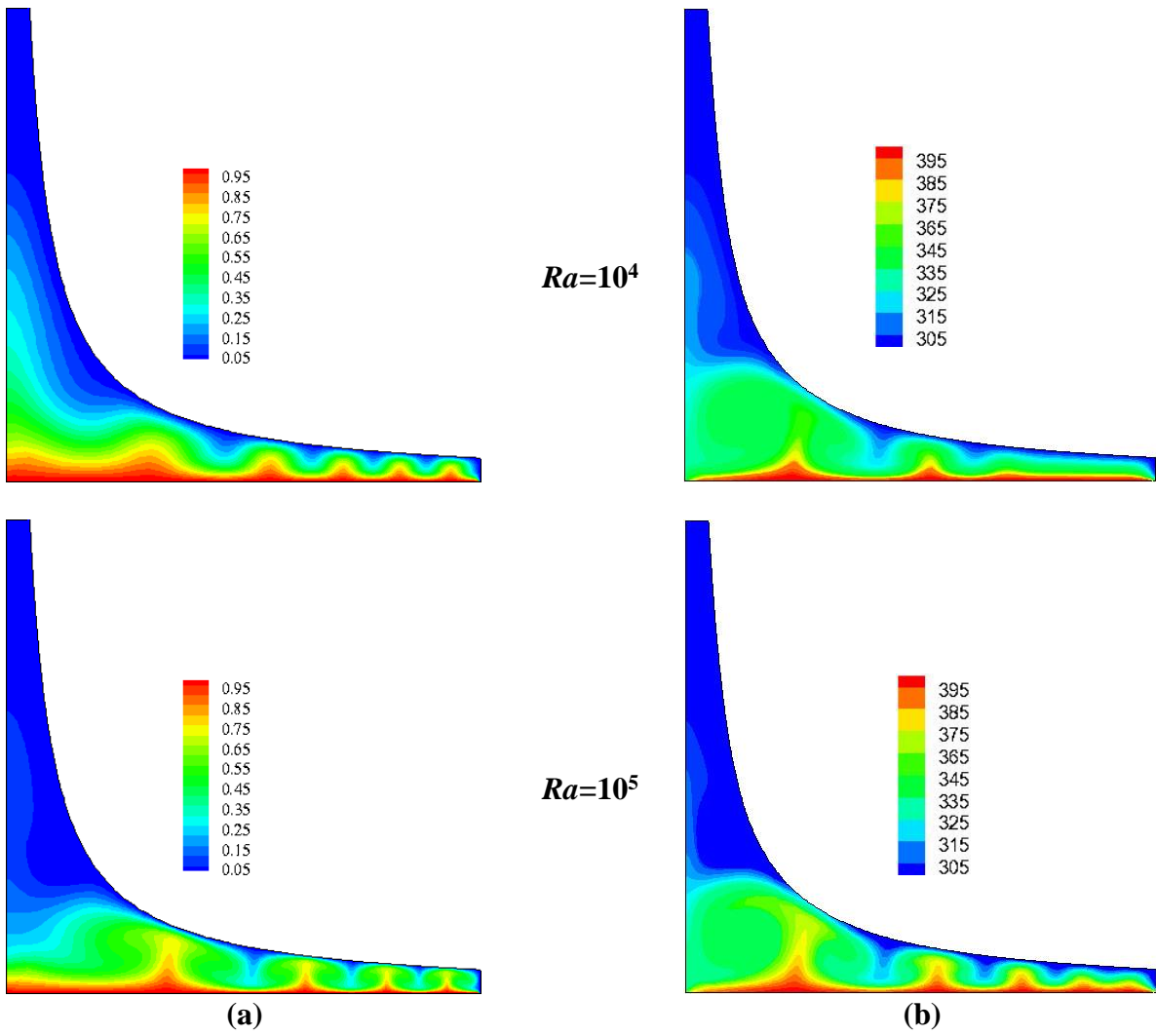
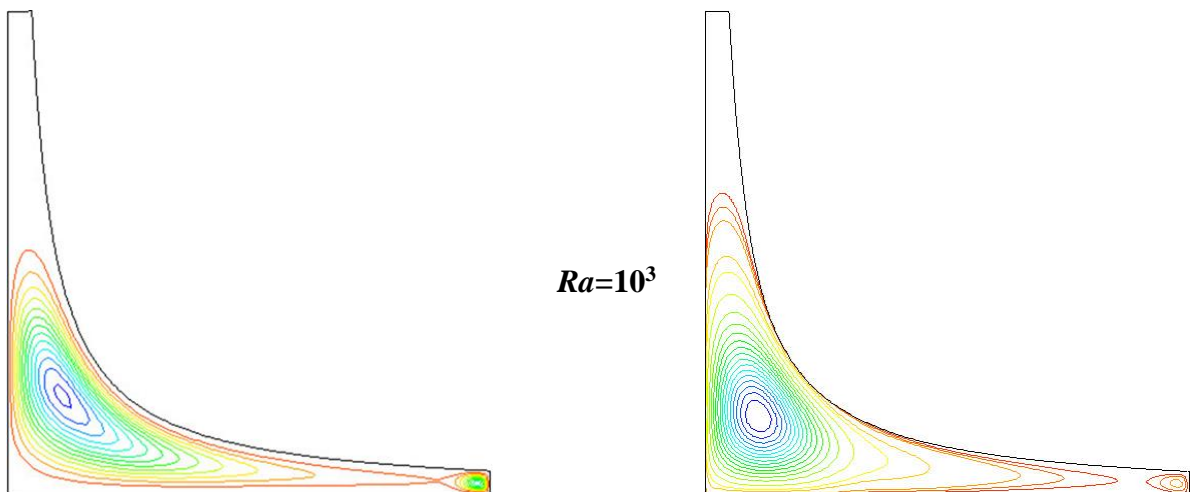


Fig.IV.3. Isothermes dans la cheminée : (a) nos résultats, (b) FLUENT



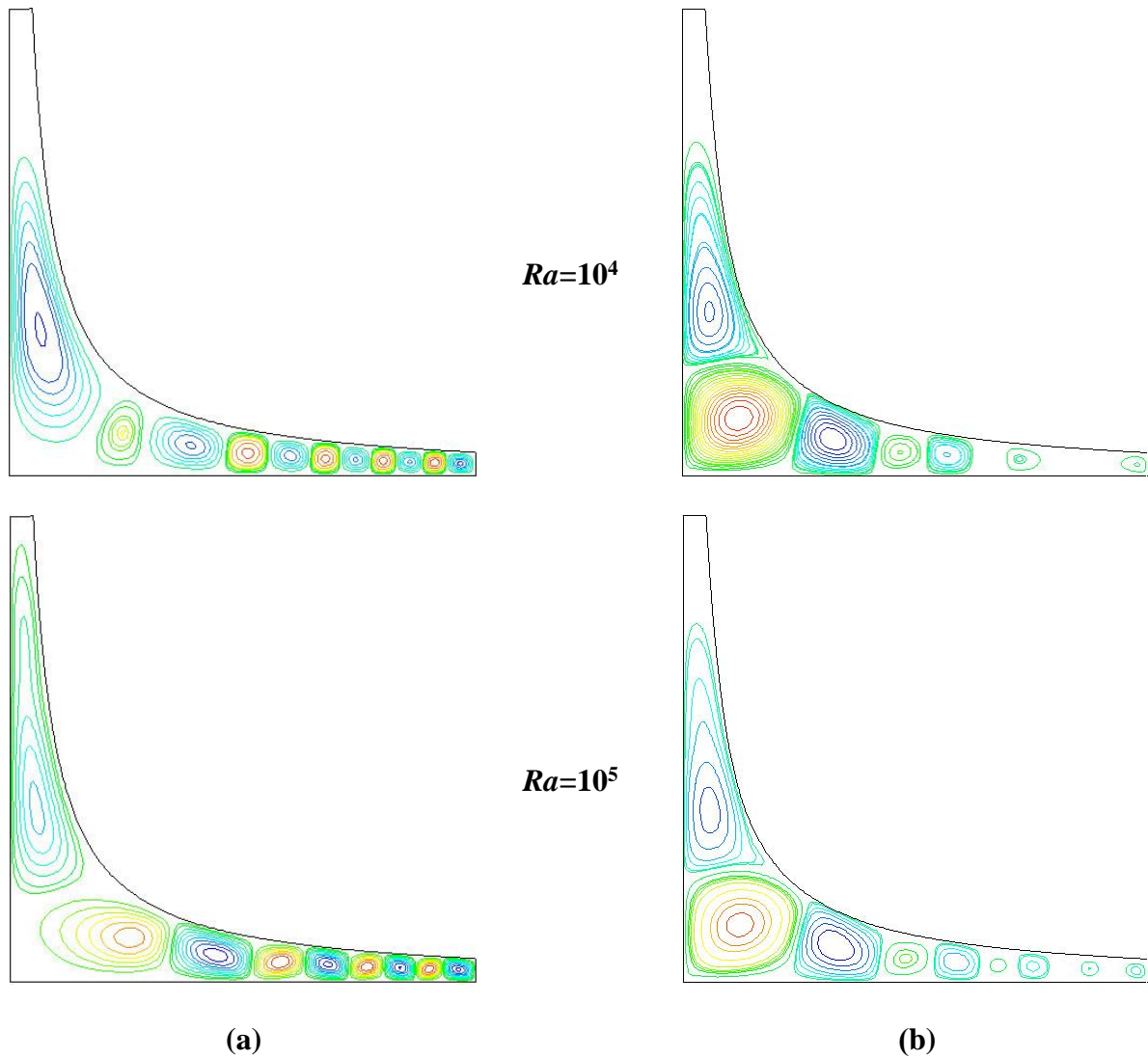


Fig.IV.4. Lignes de courant dans la cheminée : **(a)** nos résultats, **(b)** FLUENT

IV.1.2. Etude du maillage

Plusieurs maillages ont été utilisés arbitrairement pour la deuxième configuration géométrique et un nombre de Rayleigh (Ra) variant entre 10^2 à 10^5 , pour voir leurs effets sur les résultats. Pour différents maillages (**tableau.IV.1**) la solution de ψ_{max} ne change pas de manière significative, ce qui nous a permis de choisir le maillage 350×22 .

	$\eta_{NI} \times \theta_{NN}$	100× 12	150× 14	200× 16	250× 18	300× 20	350 × 22	400 × 24
$Ra=10^2$	ψ_{max}	0.028	0.026	0.025	0.024	0.023	0.023	0.023
$Ra=10^3$	ψ_{max}	0.387	0.302	0.291	0.287	0.384	0.279	0.278
$Ra=10^4$	ψ_{max}	4.930	4.675	4.617	4.529	4.508	4.318	4.318
$Ra=5.10^4$	ψ_{max}	11.603	09.523	11.282	11.214	11.183	11.072	11.072
$Ra=10^5$	ψ_{max}	16.841	17.612	17.199	17.099	17.179	17.081	17.079

Tableau IV.1. Variation de la valeur maximale de la fonction de courant en fonction du nombre de nœuds pour des valeurs du nombre de Rayleigh données

IV.1.3. Interprétation des résultats

IV.1.3.1. La température

➤ Les isothermes

Le champ des isothermes, dans les trois configurations géométriques considérées, en fonction du nombre de Rayleigh, est rapporté dans les figures ci-après.

✓ *Première géométrie*

Les **figures IV.5** ((a), (b) et (c)) illustrent les isothermes dans toute la cheminée solaire pour la première configuration géométrique et pour différentes valeurs du nombre de Rayleigh. Pour $Ra=10^3$ et 10^4 , les isothermes sont stratifiées horizontalement dans la partie du collecteur et le transfert de chaleur se fait par pseudo conduction. L'intensité de la convection naturelle diffère suivant la valeur du nombre de Rayleigh. En effet, plus Ra augmente, plus la convection s'amplifie. Ceci est bien montré sur la figure (c) pour $Ra=10^5$ avec une déformation des isothermes le long du collecteur.

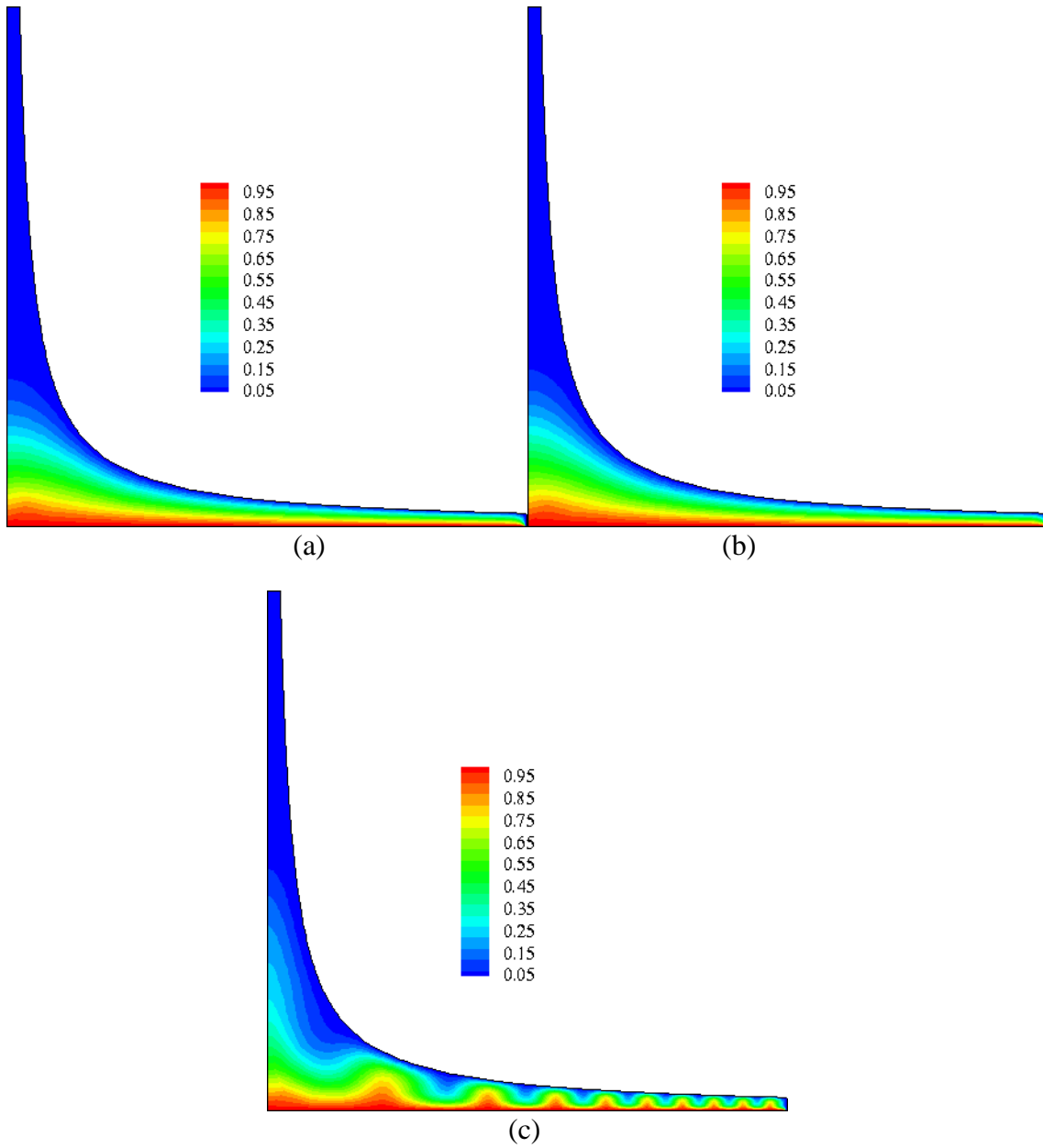


Fig.IV.5. Isothermes pour la première géométrie, (a) : $Ra=10^3$, (b) : $Ra=10^4$ et (c) : $Ra=10^5$

✓ *Deuxième géométrie*

Les isothermes de l'écoulement pour différentes valeurs du nombre de Rayleigh pour la deuxième géométrie sont représentées sur les **figures IV.6** ((a), (b) et (c)). Pour cette géométrie les lignes isothermes commencent à se déformer quand le nombre de Rayleigh atteint 10^4 , donc il y a naissance de la convection naturelle dans la cheminée à cause de l'espace libre plus large dans ce cas, qui la favorise, en comparaison avec la première géométrie, et de plus en plus lorsque $Ra=10^5$.

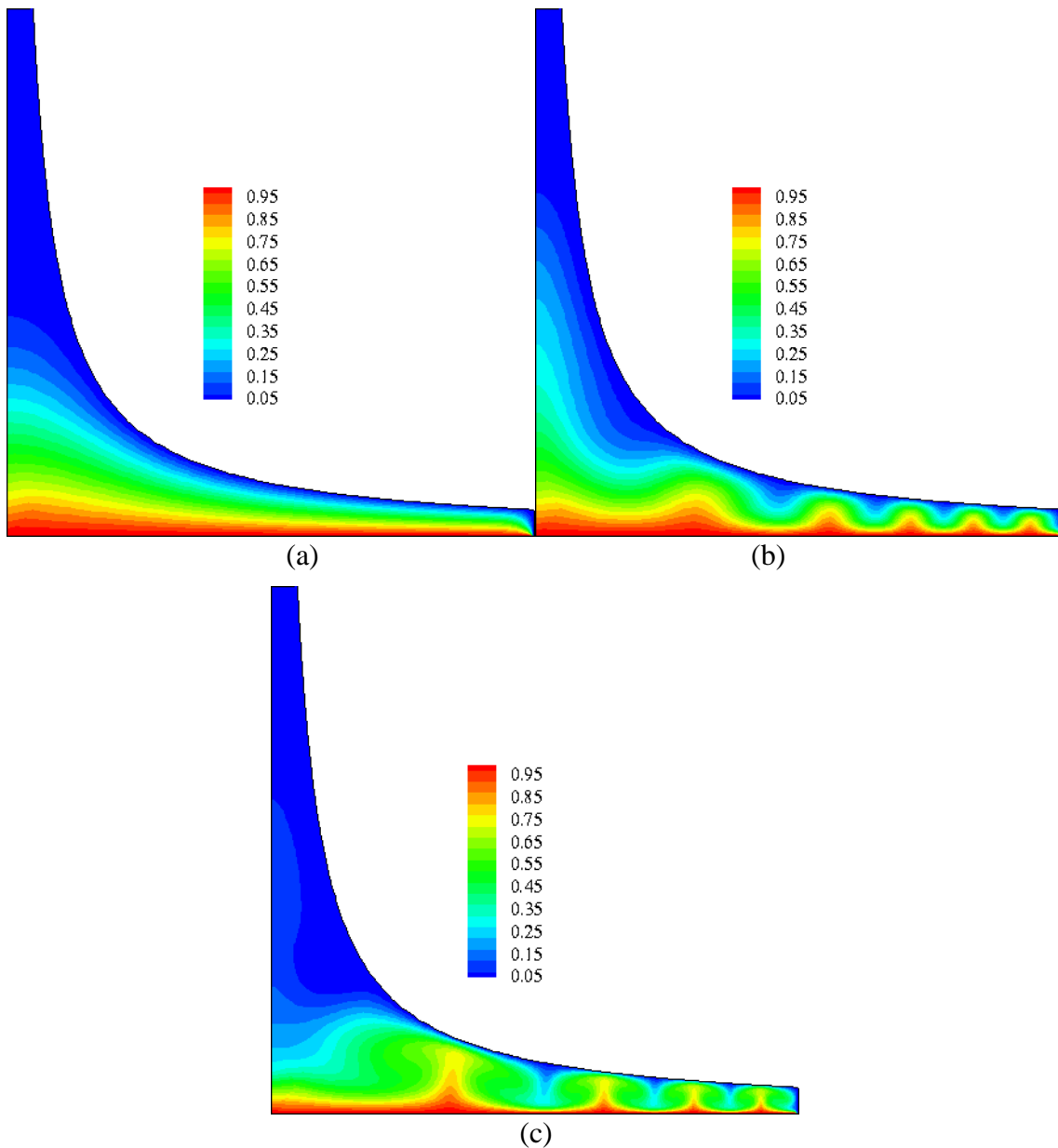


Fig.IV.6. Isothermes pour la deuxième géométrie, (a) : $Ra=10^3$, (b) : $Ra=10^4$ et (c) : $Ra=10^5$

✓ Troisième géométrie

Pour la troisième géométrie, illustrée par les **figures IV.7** (a), (b) et (c) qui représentent les isothermes pour différentes valeurs du nombre de Rayleigh, nous remarquons que l'effet de la géométrie apparaît nettement puisque l'espace entre la paroi chaude (le sol) et la paroi froide (le toit) augmente.

Quand $Ra=10^3$ la pseudo-conduction reste toujours le mode de transfert de chaleur prédominant, avec une bonne stratification du fluide sous le toit du collecteur.

Cependant l'augmentation de la valeur du nombre de Rayleigh $Ra=10^4$ et $Ra=10^5$, entraîne un transfert de chaleur par convection naturelle plus important. En effet, plus le nombre de Rayleigh est grand plus la vitesse du fluide s'accélère vers le haut de la cheminée.

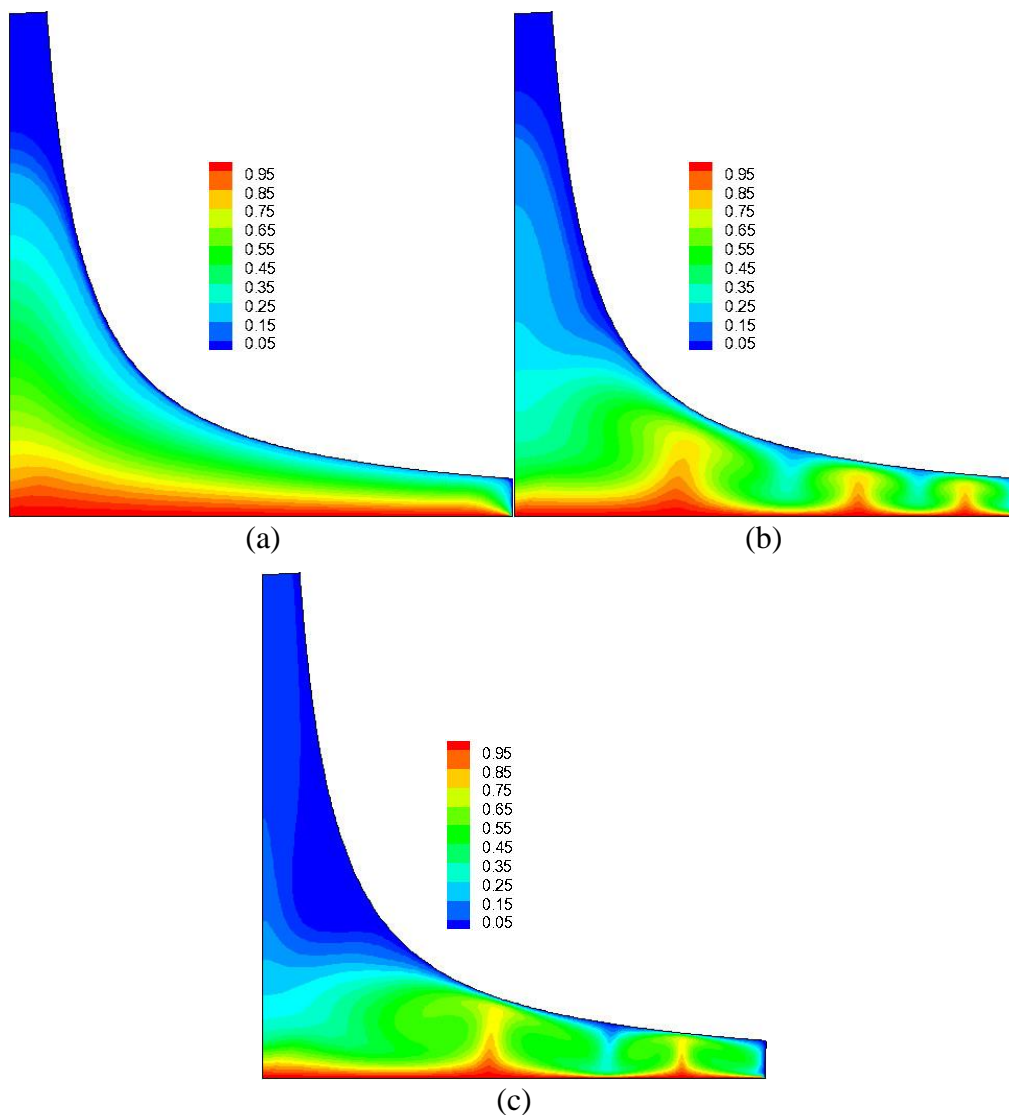


Fig.IV.7. Isothermes pour la troisième géométrie, (a) : $Ra=10^3$, (b) : $Ra=10^4$ et (c) : $Ra=10^5$

➤ **Profils de température**

Les figures (IV.8), (IV.9) et (IV.10) illustrent les profils de la température de l'air à différentes hauteurs du sol dans le collecteur et le long de la cheminée.

La température augmente dans le collecteur de l'entrée vers le centre, ceci est expliqué par le fait que l'air dans celui-ci s'échauffe près du sol et s'élève vers le toit pour se refroidir, comme l'illustre bien les trois niveaux de température bien distincts sur les figures susmentionnées. Ensuite elle diminue dans la partie cheminée en allant vers la sortie.

Sur trois figures relatives aux trois géométries considérées, nous remarquons aussi que la température de l'air est plus importante dans la cheminée pour la troisième géométrie que dans les deux premières.

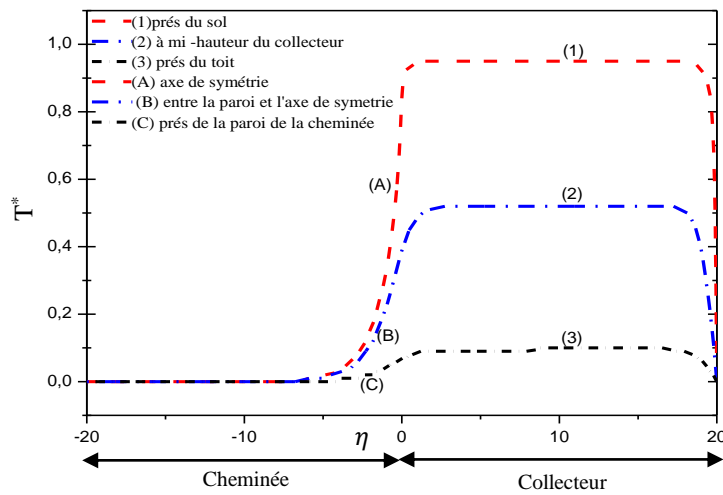


Fig.IV.8. Profil de température le long du système (collecteur + cheminée) pour la 1^{ère} géométrie et pour $Ra= 10^3$

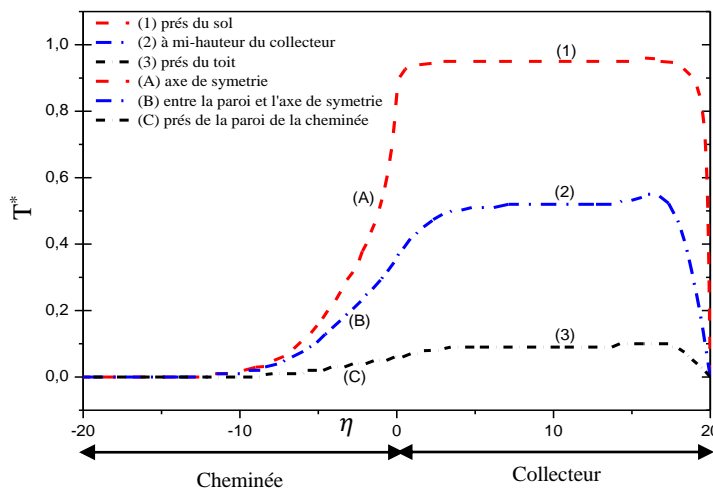


Fig.IV.9. Profil de température le long du système (collecteur + cheminée) pour la 2^{ème} géométrie et $Ra= 10^3$

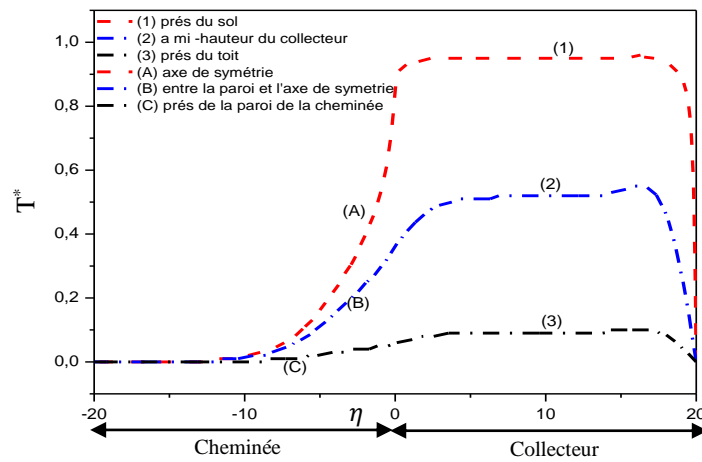


Fig. IV.10. Profil de température le long du collecteur et le long de la cheminée de la 3^{ème} géométrie pour $Ra= 10^3$

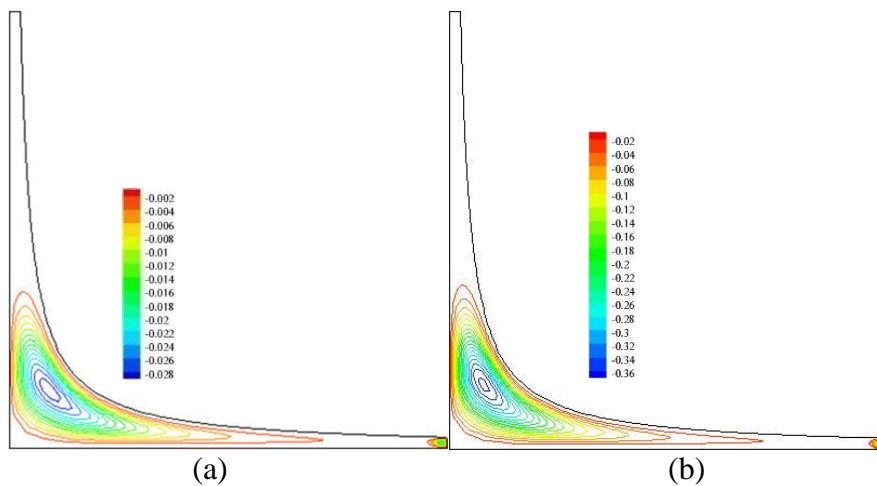
IV.1.3.2. Lignes de courant

✓ Première géométrie

Les **figures IV.11** ((a), (b) et (c)), représentent les lignes de courant pour différentes valeurs du nombre de Rayleigh pour la première géométrie.

Pour $Ra=10^3$, nous remarquons la présence d'une grande cellule située au centre de la cheminée qui tourne dans le sens horaire favorisant l'écoulement vers le haut et une autre, de taille petite située à l'entrée. On observe une légère modification de cette structure pour une valeur de Rayleigh égale à 10^4 .

Quand $Ra=10^5$, l'écoulement est caractérisé par un ensemble de cellules contrarotatives situées le long du collecteur, et la cellule du centre se déplace vers le haut de la cheminée.



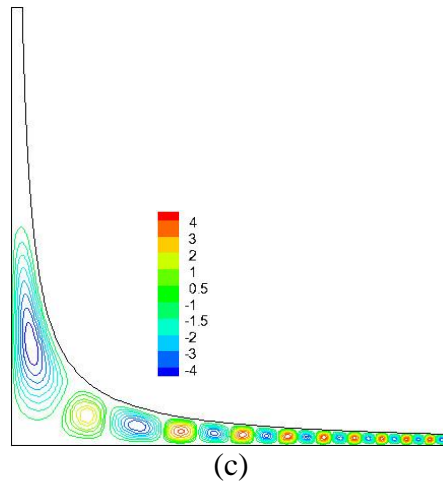


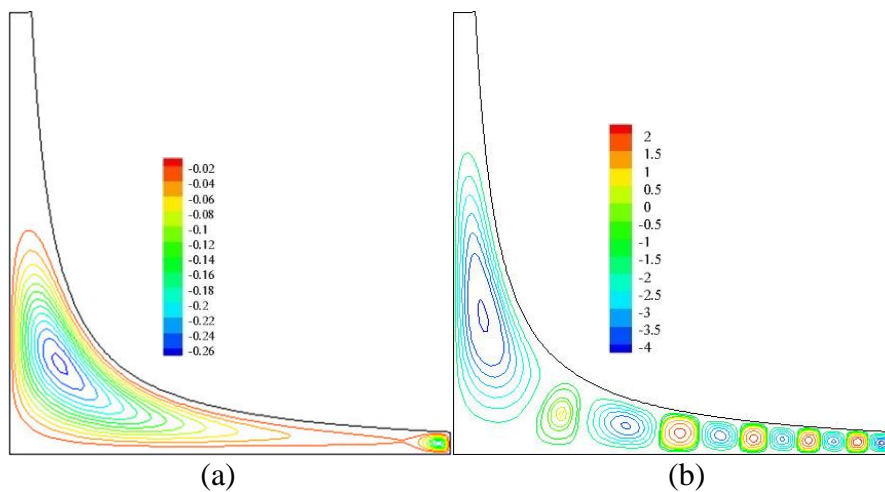
Fig.IV.11. Lignes de courant pour la première géométrie, (a) : $Ra=10^3$, (b) : $Ra=10^4$, (c) : $Ra=10^5$

✓ Deuxième géométrie

Les lignes de courant pour différentes valeurs du nombre de Rayleigh pour la deuxième géométrie sont présentées sur la **figure IV.12**.

Pour $Ra=10^3$, nous remarquons la présence d'un vortex de grande taille situé dans le centre, les particules de la cellule se déplacent dans le sens horaire, l'autre vortex de taille moindre se trouve à l'entrée du collecteur.

Quand la valeur du nombre de Rayleigh augmente progressivement ($Ra=10^4$ et $Ra=10^5$), les vortex du centre augmentent de taille et se déplacent vers le haut en occupant presque la totalité de la cheminée ceci permet un écoulement plus important vers la sortie. En plus, nous remarquons l'apparition de petites cellules de formes irrégulières et qui sont contrarotatives le long du collecteur.



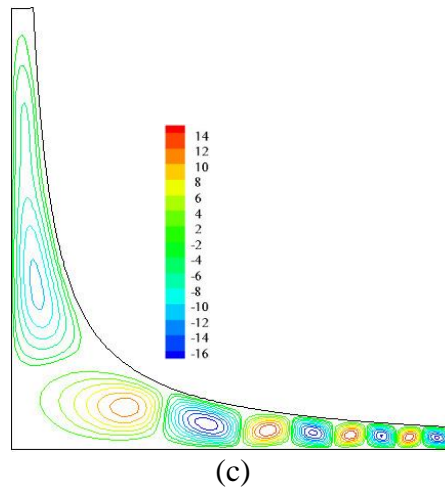
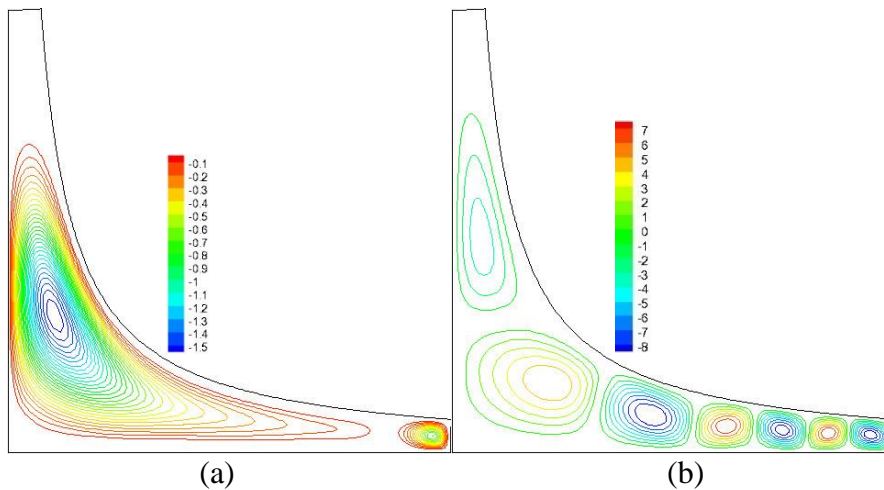


Fig.IV.12. Lignes de courant pour la deuxième géométrie, (a) : $Ra=10^3$, (b) : $Ra=10^4$, (c) : $Ra=10^5$

✓ *Troisième géométrie*

Généralement, pour $Ra=10^3$ les lignes de courant sont quasiment semblables aux cas précédents, sauf pour la taille des cellules, qui deviennent plus grandes (**Fig.IV.12** (a)).

Quand c'est la convection naturelle qui prédomine pour $Ra=10^4$ et $Ra=10^5$, nous remarquons l'apparition de cellules secondaires de formes irrégulières et qui sont contrarotatives, mais de tailles plus grandes par rapport aux deux cas précédents pour les mêmes nombres de Rayleigh, en plus dans cette troisième géométrie l'écoulement est plus intense. (**Fig.IV.13** (b) et (c)).



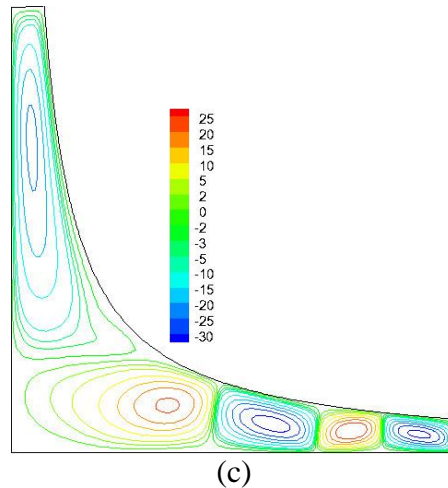


Fig.IV.13. Lignes de courant pour la troisième géométrie, (a) : $Ra=10^3$, (b) : $Ra=10^4$, (c) : $Ra=10^5$

IV.1.3.3. La vitesse

✓ Première géométrie

Les figures IV.14 ((a), (b) et (c)) représentent la vitesse adimensionnelle pour la première configuration géométrique et pour différentes valeurs du nombre de Rayleigh.

Pour $Ra = 10^3$ et 10^4 , notons que les vitesses augmentent avec l'augmentation du nombre de Rayleigh et les valeurs maximales sont situées à la base de la cheminée. Pour ces nombres de Rayleigh, le champ de vitesse est caractérisé par un écoulement stratifié, le long de la cheminée et du collecteur, sauf dans la région de la jonction et de l'entrée du collecteur, où différentes zones de recirculation ont été observées en raison de l'instabilité de l'écoulement dans ces zones.

Pour $Ra = 10^5$, une instabilité du flux d'air le long du collecteur a été observée (différentes zones de recirculation de l'écoulement peuvent être observées). Les valeurs de la vitesse montrent une augmentation sensible de la circulation et les valeurs maximales sont toujours situées à la base de la cheminée.

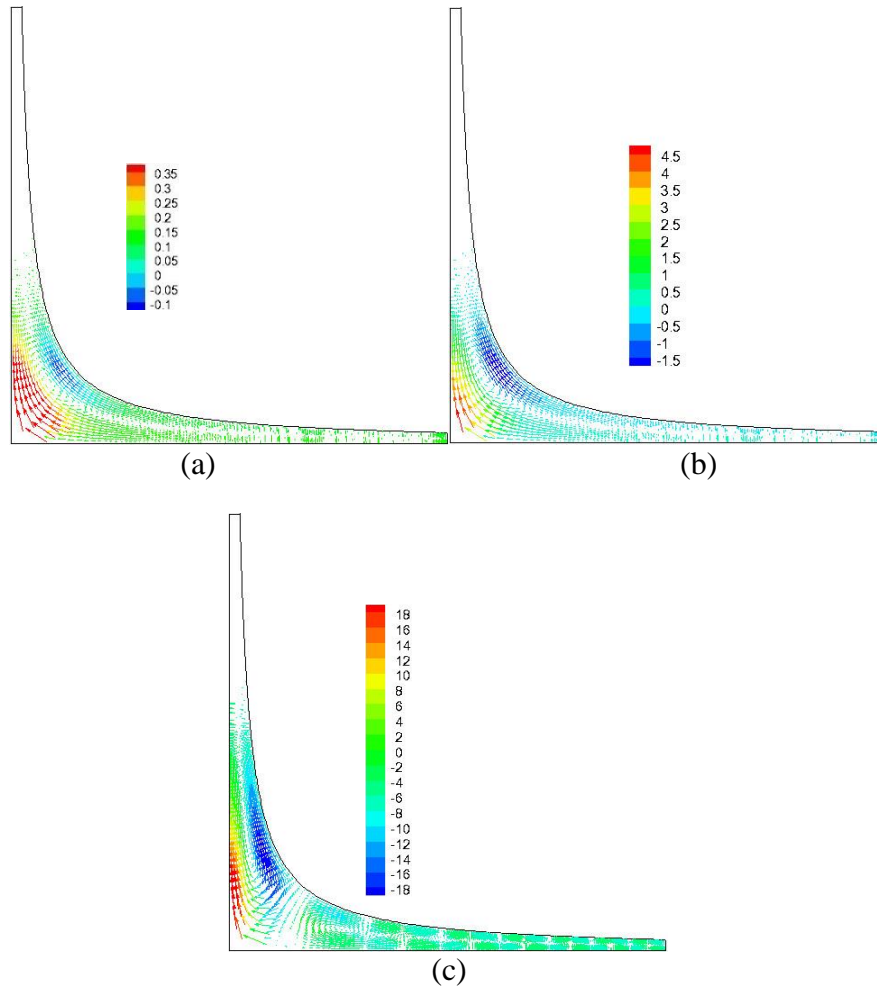


Fig.IV.14. Champ de vitesse pour la première géométrie, (a) : $Ra=10^3$, (b) : $Ra=10^4$, (c) : $Ra=10^5$

✓ *Deuxième géométrie*

Les **figures IV. 15** illustrent la vitesse sans dimension pour la deuxième géométrie et pour Rayleigh 10^3 , 10^4 et 10^5 respectivement.

Pour $Ra = 10^3$ et 10^4 , la valeur de la vitesse est supérieure à celle calculée dans la première géométrie et sa valeur maximale est située à l'entrée de la cheminée. Une grande zone de recirculation de l'écoulement inversée est située au-dessous de la jonction (à la base de la cheminée) et les valeurs maximales de la vitesse se déplacent vers le haut de la cheminée, pour $Ra=10^5$.

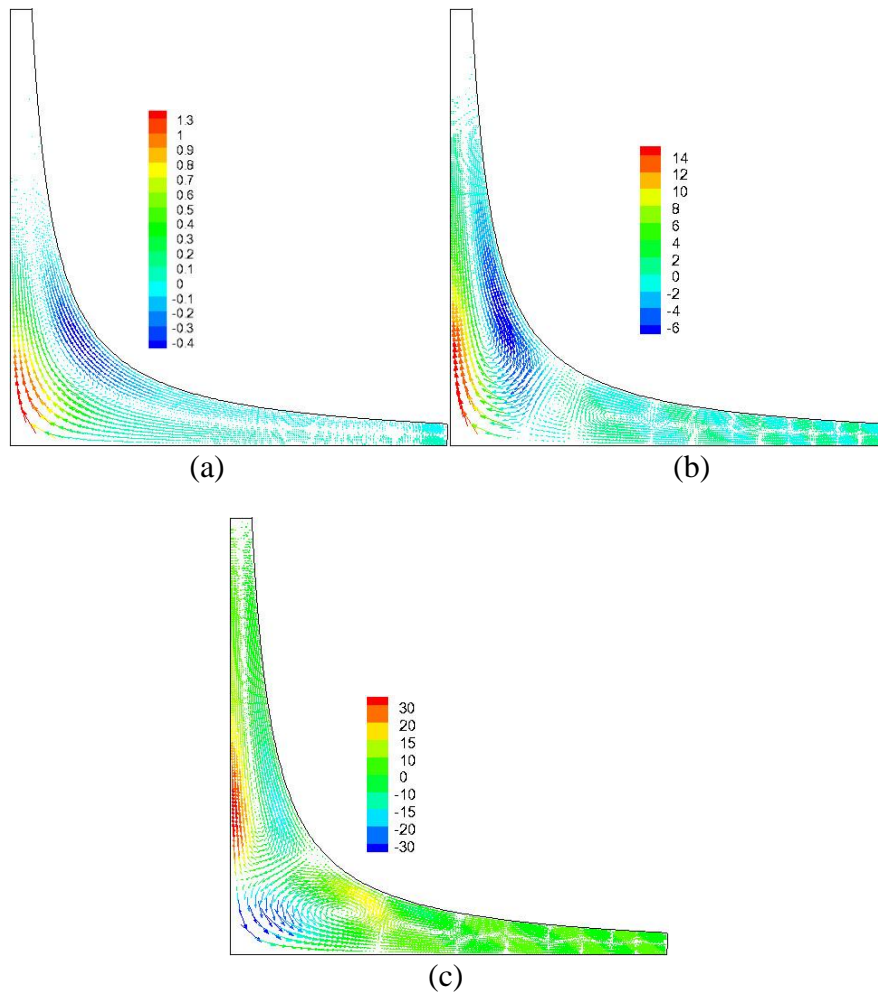


Fig.IV.15. Champ de vitesse pour la deuxième géométrie, (a) : $Ra = 10^3$, (b) : $Ra = 10^4$, (c) : $Ra = 10^5$

✓ *Troisième géométrie*

Il convient de noter pour cette géométrie, illustrée par les **figures IV.16** que la valeur de la vitesse est supérieure à celle calculée dans les géométries précédentes et la grande zone de recirculation de l'écoulement inversée située à la base de la cheminée apparaît pour $Ra = 10^4$ et devient plus intense en augmentant le nombre de Rayleigh jusqu'à 10^5 .

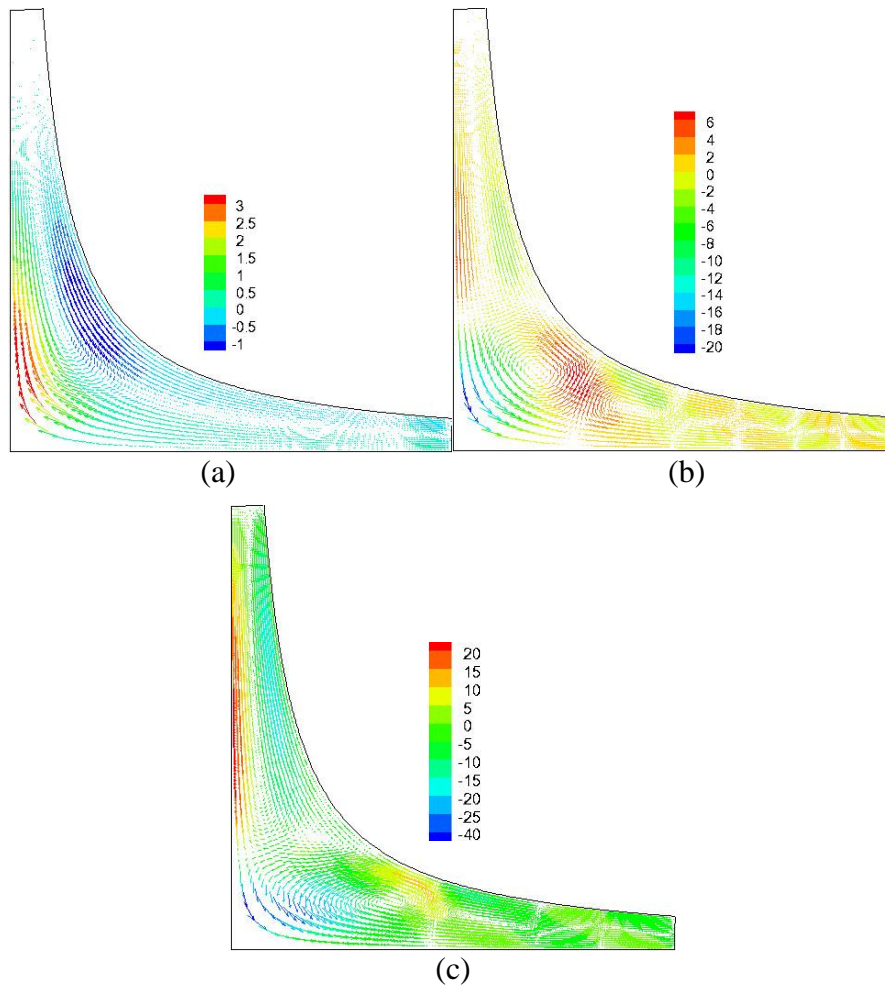


Fig.IV.16. Champ de vitesse pour la troisième géométrie, (a) : $Ra=10^3$, (b) : $Ra=10^4$, (c) : $Ra=10^5$

La **figure IV.17** représente le profil des vitesses de l'air à travers le collecteur pour les trois géométries considérées et pour un nombre de Rayleigh égal à 10^3 . La vitesse augmente à travers le collecteur quand le rayon de ce dernier diminue, mais elle augmente considérablement en atteignant la base de la cheminée, ce résultat est indiqué aussi dans la littérature ([21], [38] et [82]).

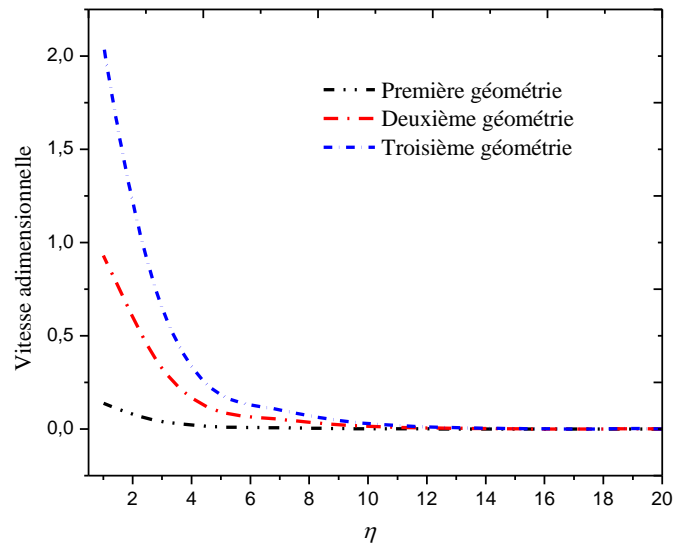


Fig.IV.17. Profil des vitesses de l'air à travers le collecteur pour les trois géométries considérées et $Ra = 10^3$

IV.1.3.4. Influence de la nature de jonction

Pour voir l'influence de la nature de jonction sur les champs dynamiques et thermiques de notre système, nous considérons trois configurations géométriques présentées dans la **figure IV.18** en comparant notre configuration précédente (jonction courbée) avec deux autres configurations (Jonction oblique (b) et Jonction droite (c)). La solution pour les configurations (a) et (b) est obtenue par le logiciel FLUENT.

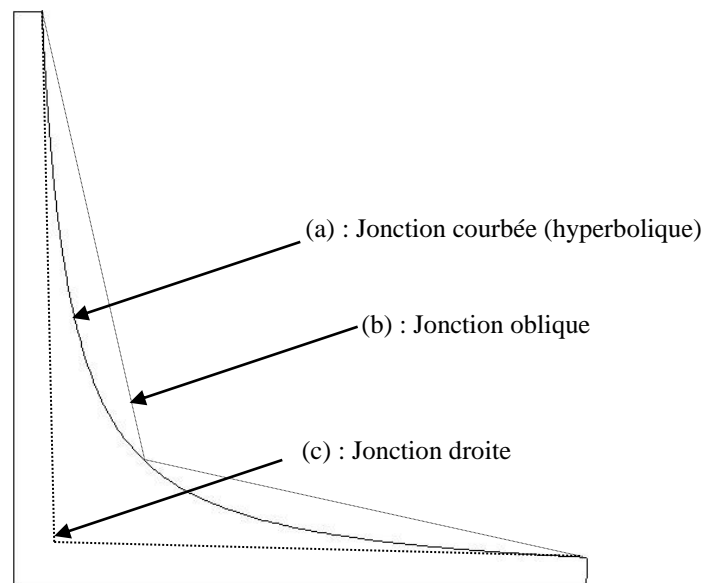
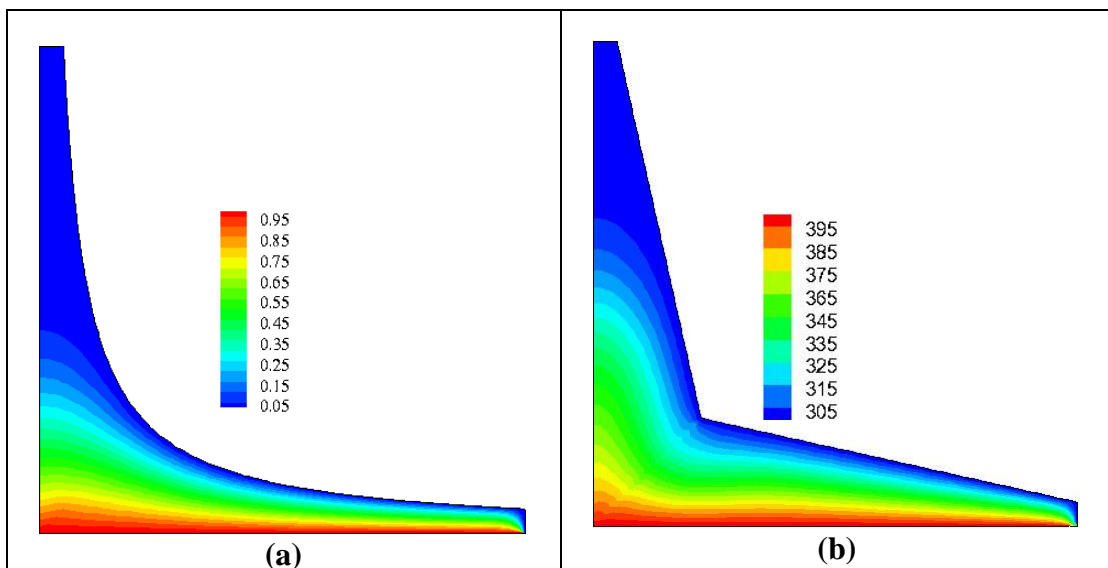


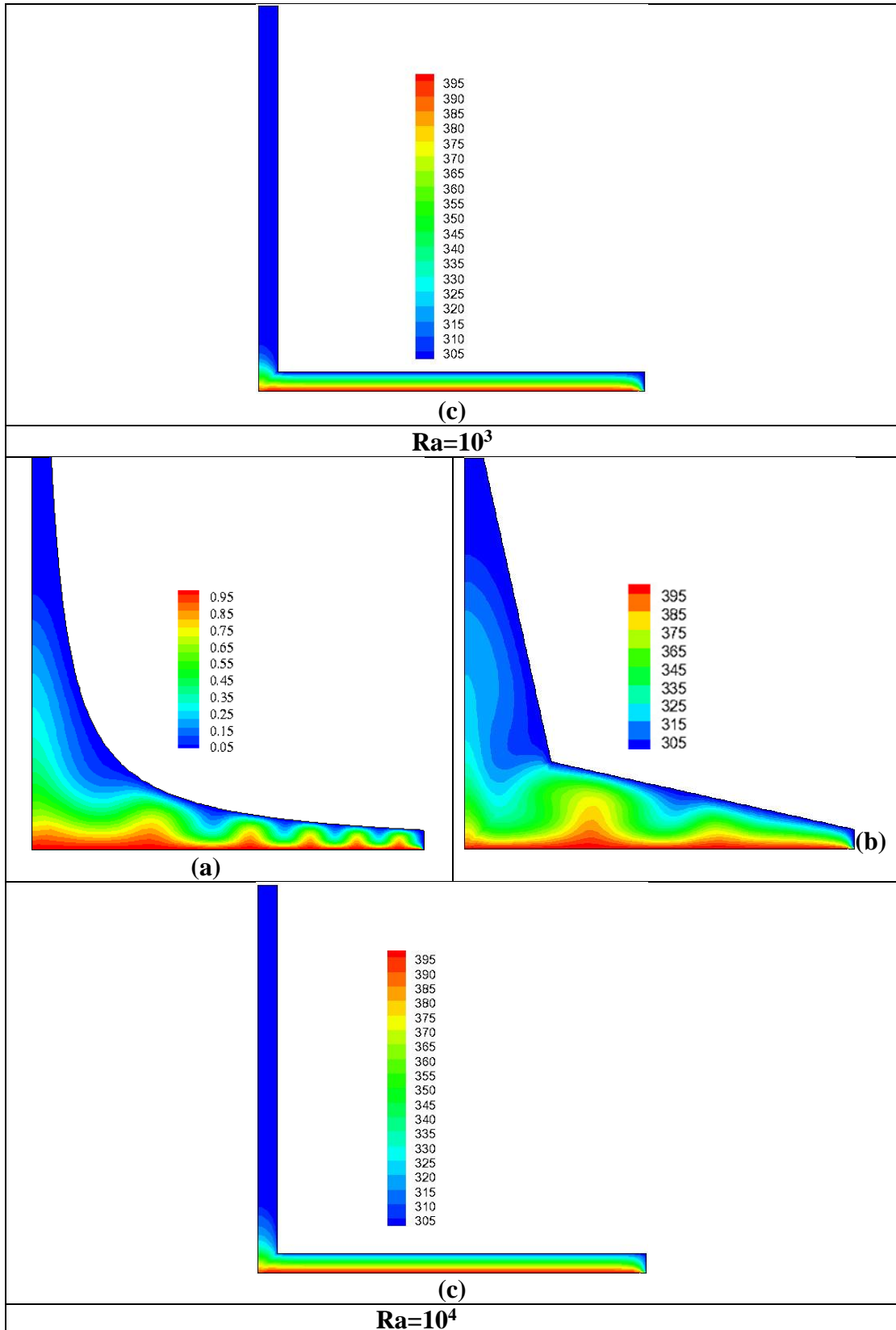
Fig.IV.18. Les différentes configurations considérées

Les **Figures VI.19 et IV.20** montrent les isothermes et les lignes de courant pour $Ra=10^3$, 10^4 et 10^5 et pour les trois configurations géométriques considérées.

On constate que :

1. Pour $Ra=10^3$, les lignes isothermes sont des courbes presque parallèles aux parois. Les transferts thermiques se font par pseudo conduction pour tous les cas.
2. Pour des valeurs élevées du nombre de Rayleigh $Ra=10^4$ et $Ra=10^5$ les lignes isothermes se modifie sensiblement pour les deux premières configurations, mais restent presque parallèles pour la configuration (c).
3. Pour la configuration avec une jonction oblique, les lignes isothermes se déplacent vers le haut de la cheminée (vers la sortie) en comparaison aux deux autres configurations, pour tous les nombres de Rayleigh considérés.
4. Pour $Ra=10^3$, l'écoulement est caractérisé par un vortex principal de grande taille, tournant dans le sens horaire, et situé au centre, pour tous les cas. Un autre vortex de taille petite apparait situé à l'entrée tournant dans le même sens, pour les configurations géométriques (a) et (c).
5. Les lignes de courant dans la cheminée (près de l'axe et du collecteur) sont très serrées pour tous les cas, indiquant que l'écoulement est accéléré dans ces zones.
6. Pour la configuration (a) et (b), l'écoulement est caractérisé par un ensemble de vortex contrarotatifs le long du collecteur et la cellule principale se déplace vers le haut (vers la sortie) pour suivre le sens de l'écoulement à mesure que le nombre de Rayleigh augmente.





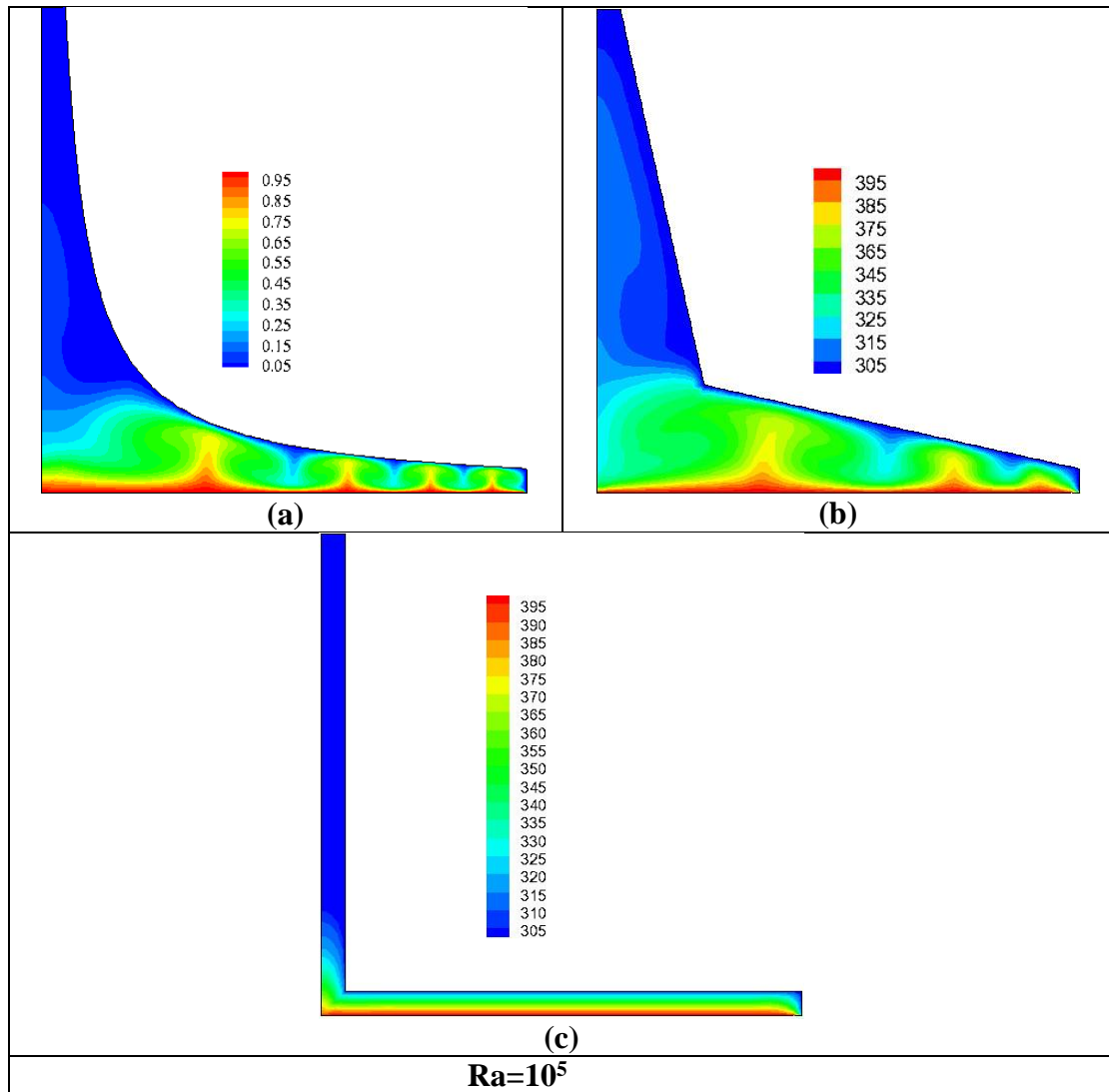
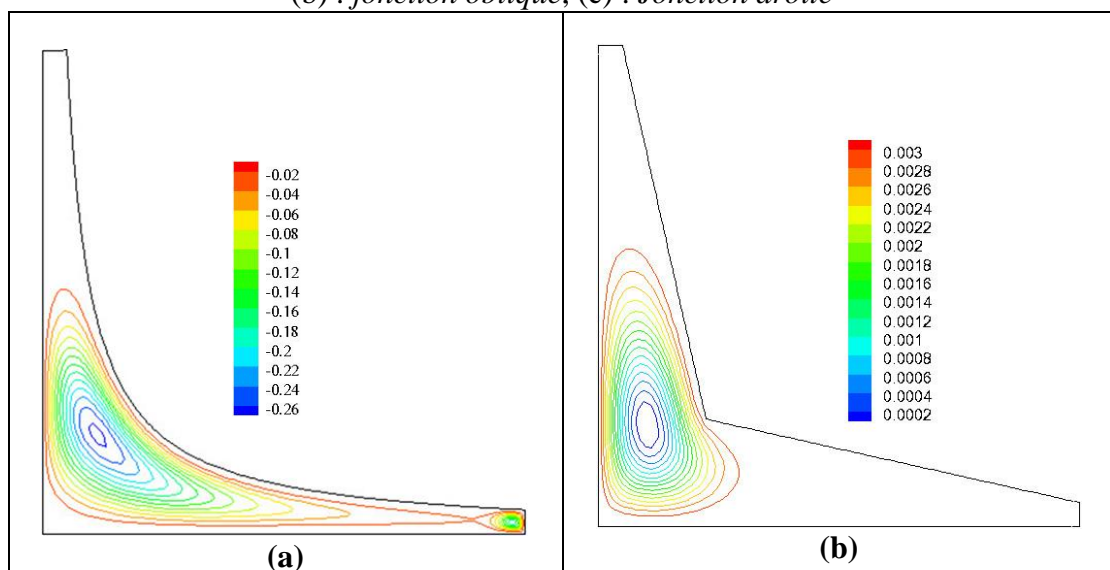
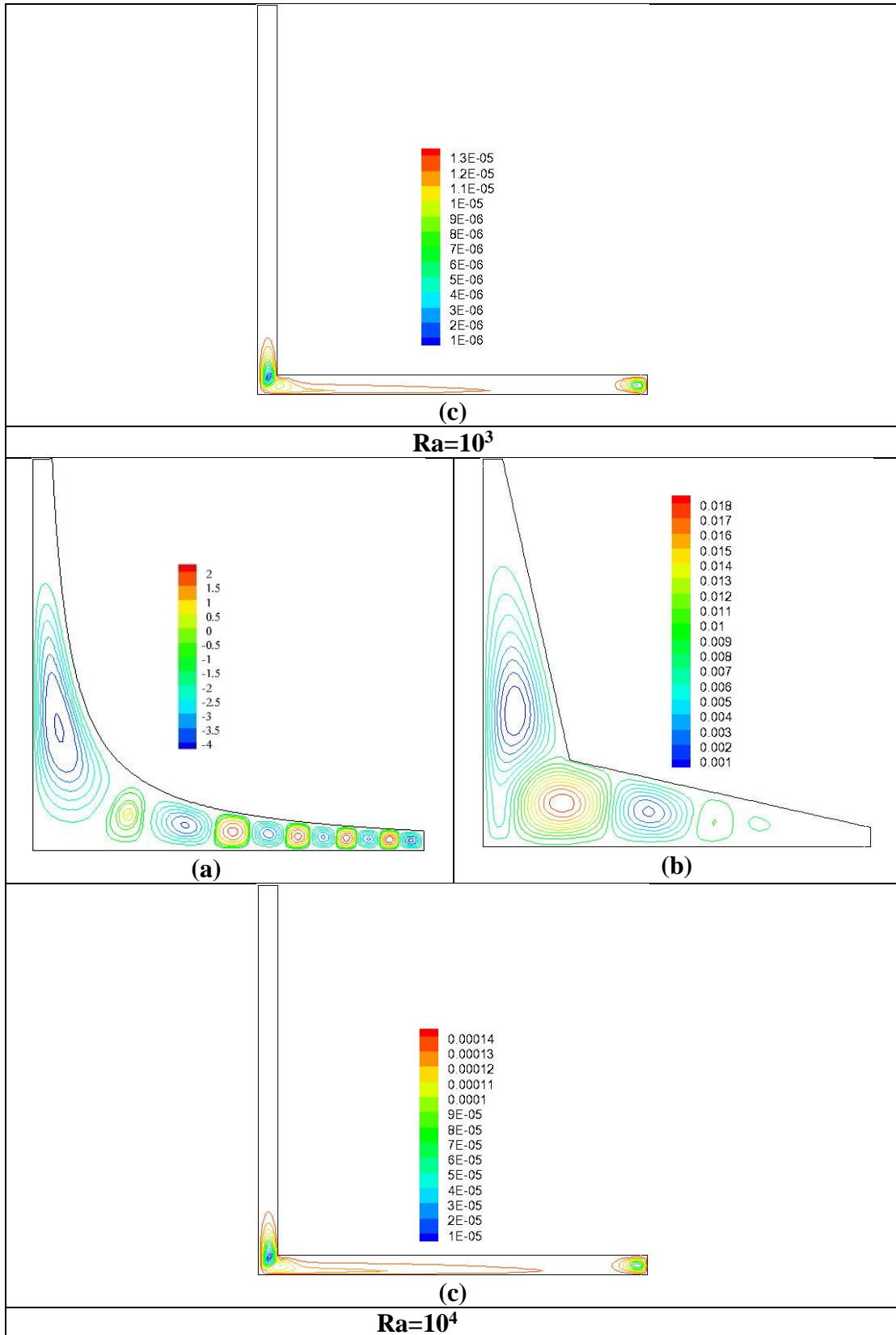


Fig.IV.19. Isothermes pour différents nombres de Rayleigh, (a) : *Jonction courbée*, (b) : *jonction oblique*, (c) : *Jonction droite*





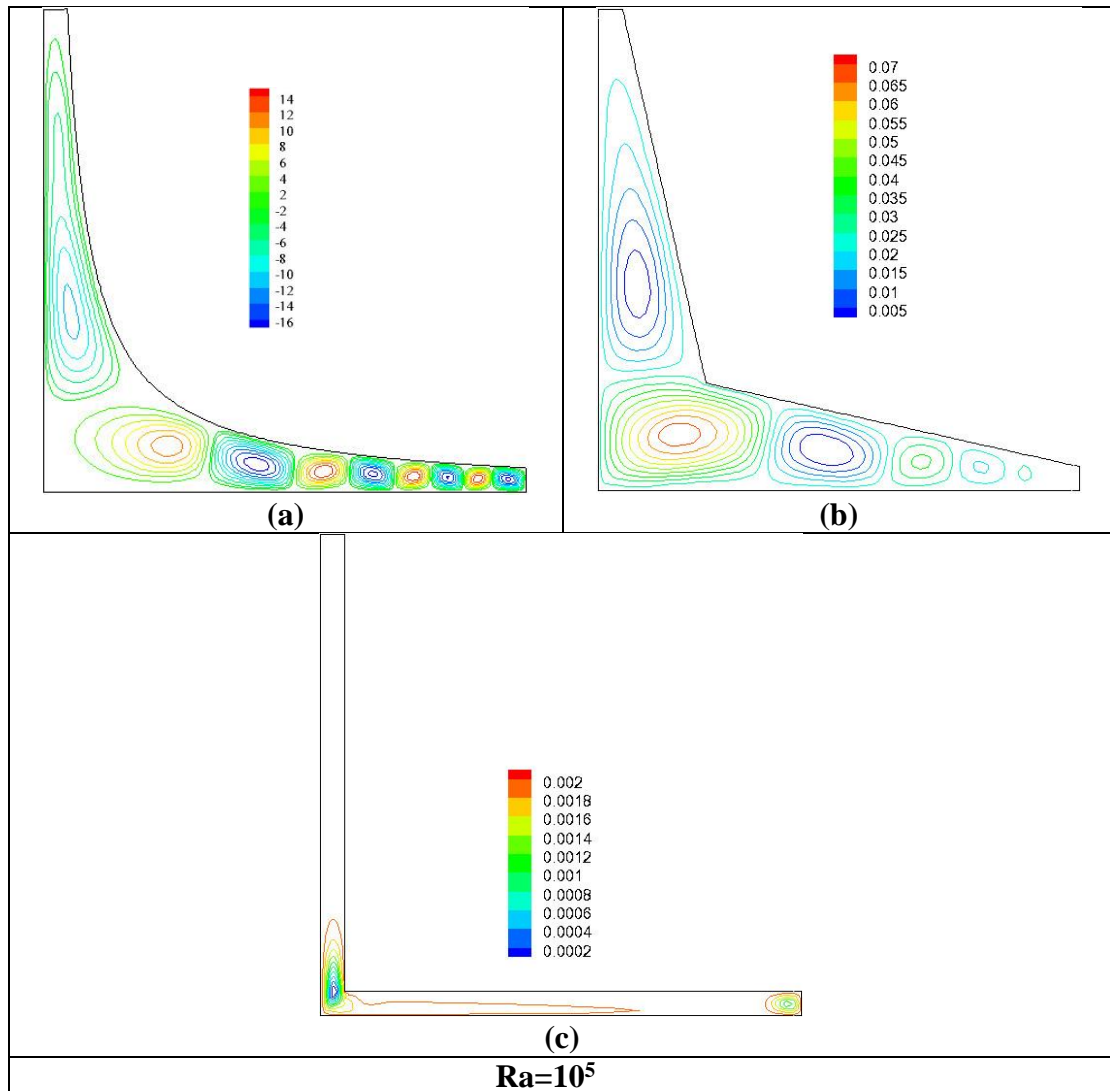


Fig.IV.20. Lignes de courant pour différents nombre de Rayleigh, (a) : *Jonction courbée*, (b) : *jonction oblique*. (c) : *jonction droite*.

La variation de la température le long du collecteur pour les cas considérés et pour $Ra=10^3$ est illustrée sur la **Figure IV.21**. Nous pouvons noter que la température augmente rapidement à l'entrée du collecteur pour tous les cas et son maximum est situé à l'entrée de la tour (cheminée).

Pour la géométrie avec une jonction droite la température reste constante jusqu' à l'entrée de la cheminée ou elle augmente brusquement et pour les deux autres configurations la température continue à augmenter, mais pour la jonction courbée cette augmentation est plus régulière comparée avec celle de la jonction oblique.

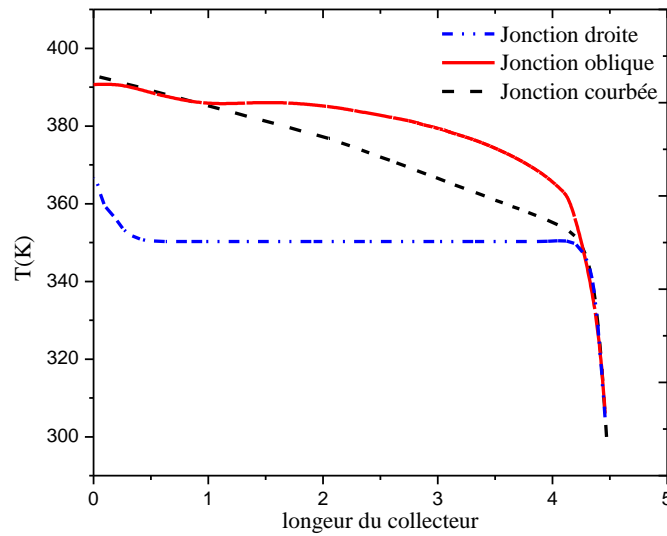


Fig.IV.21. Profil de la température le long du collecteur pour les trois configurations considérées et pour $Ra=10^3$.

La **Figure IV.22** représente le profil de la vitesse de l'air en fonction de la longueur du collecteur, pour les trois configurations géométriques considérées et pour un nombre de Rayleigh $Ra=10^3$. Nous remarquons que la vitesse de l'air augmente avec la diminution de la longueur du collecteur pour tous les cas. Les mêmes résultats sont observés par **Pastohr et al. [21]**, **Chergui et al. [38]** et **Sangi et al. [80]**.

Pour une longueur du collecteur donnée, la vitesse de l'air pour la jonction oblique est toujours la plus grande par rapport aux deux autres cas, mais pour la jonction courbée, l'augmentation de la vitesse est plus régulière.

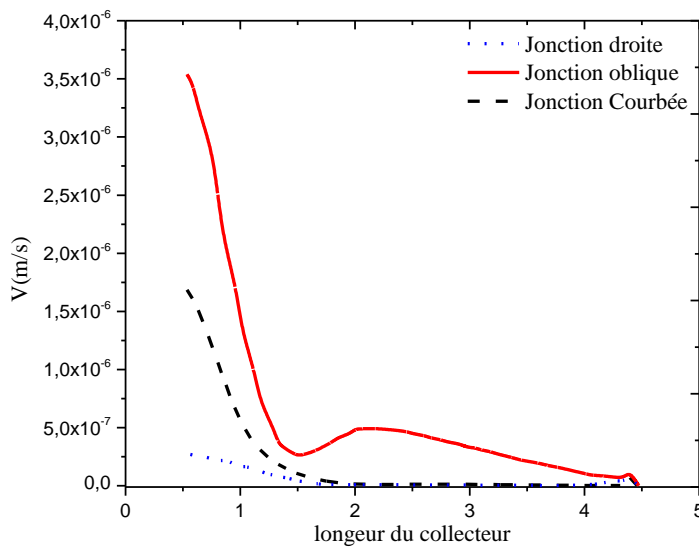


Fig.IV.22. Evolution de la vitesse le long du collecteur pour les trois configurations considérées et pour $Ra=10^3$.

IV.1.3.5. Influence du rapport géométrique

Dans cette partie, nous avons essayé d'examiner l'effet du rapport géométrique de la longueur du collecteur L et de la hauteur de la cheminée, H , (L/H). Nous choisissons pour cela, la seconde géométrie.

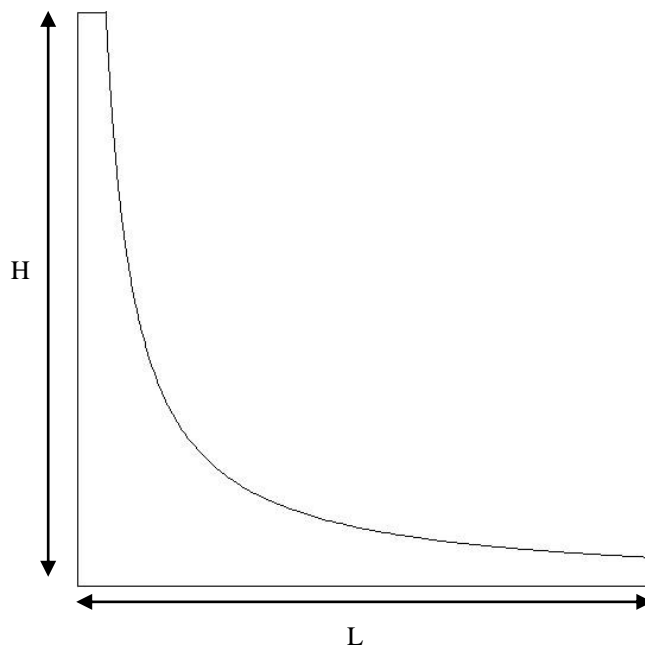
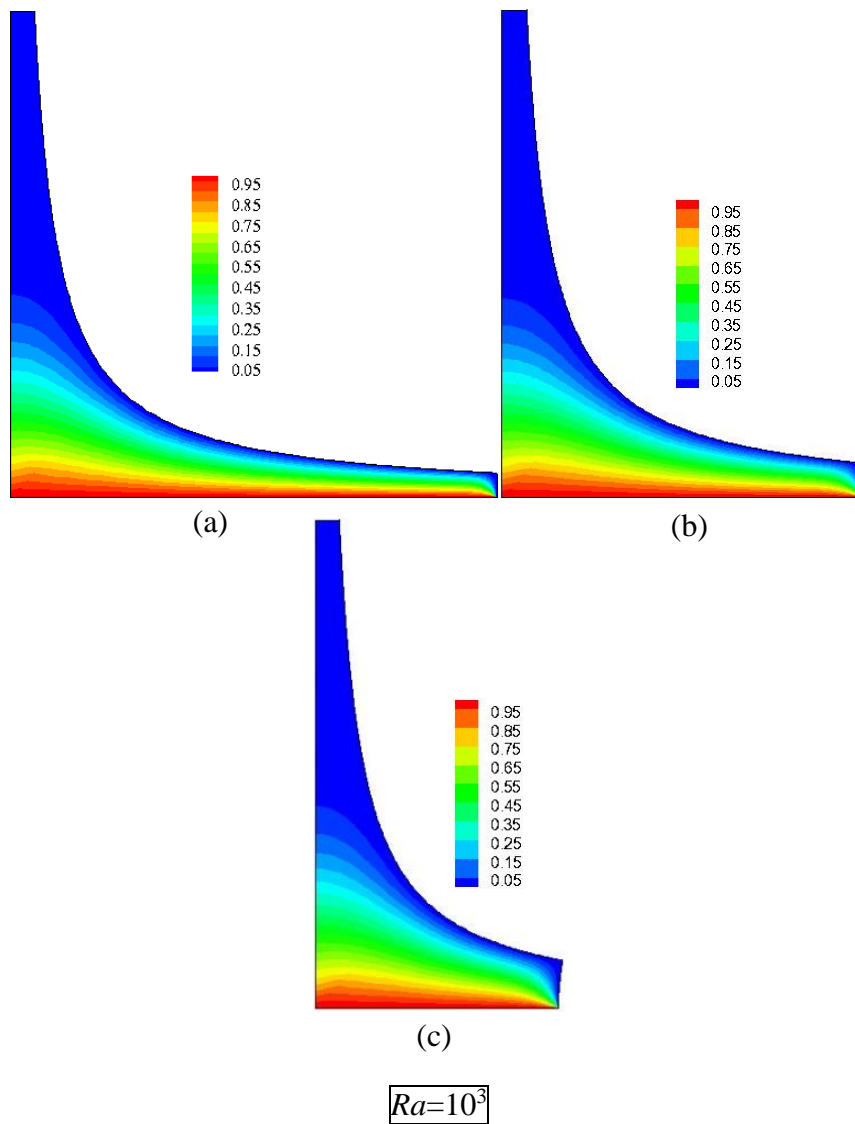
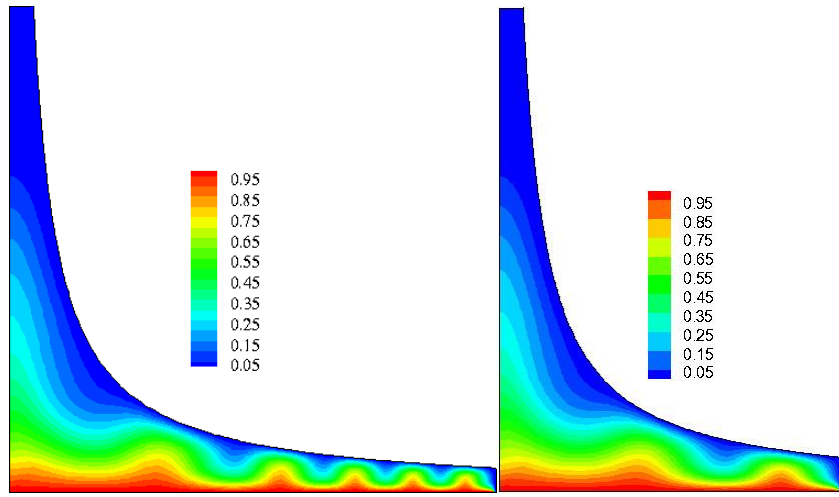


Fig.IV.23. Rapport géométrique considéré

✓ Isothermes

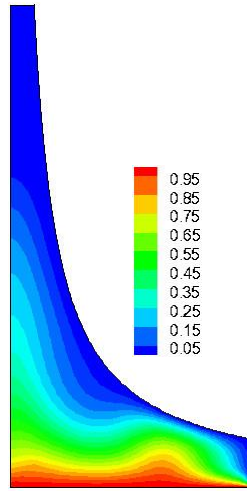
Les figures VI.24 montrent les lignes isothermes sans dimensions pour $L/H=1, 0.7$ et 0.5 et pour un nombre de Rayleigh correspondant à $10^3, 10^4$ et 10^5 respectivement. La température maximale est toujours située dans la partie inférieure du collecteur. Une perturbation peut être observée dans la zone du collecteur à partir d'un nombre de Rayleigh 10^4 pour tous les cas.





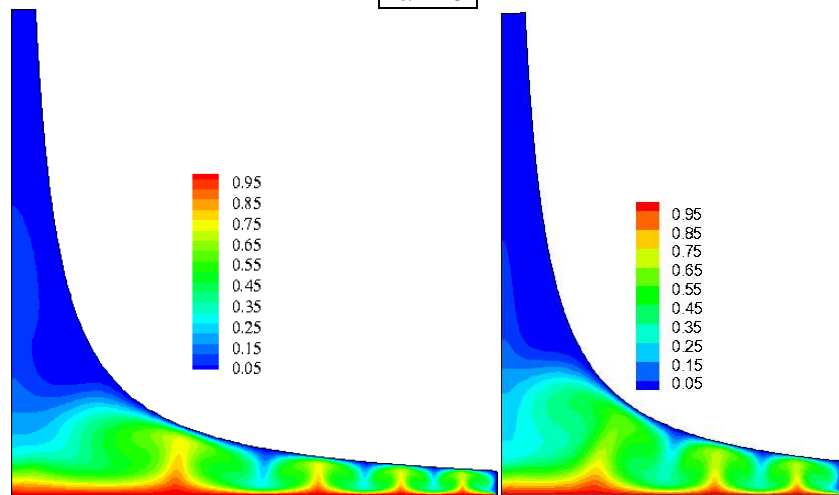
(a)

(b)



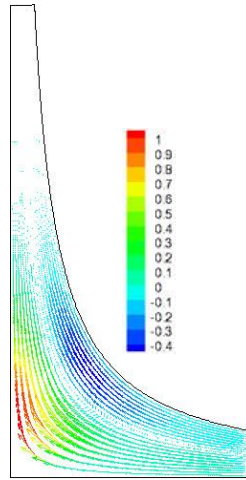
(c)

$Ra=10^4$



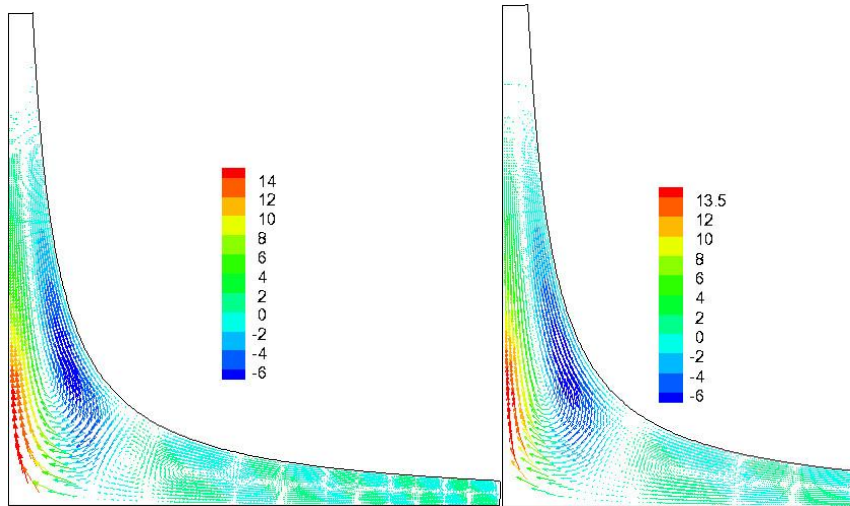
(a)

(b)



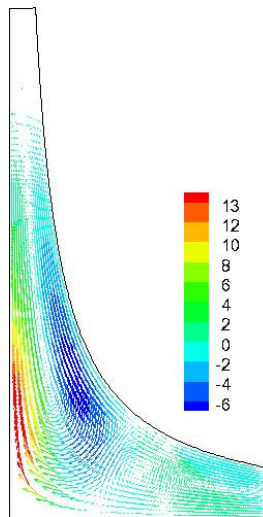
(c)

$Ra=10^3$



(a)

(b)



(c)

$Ra=10^4$

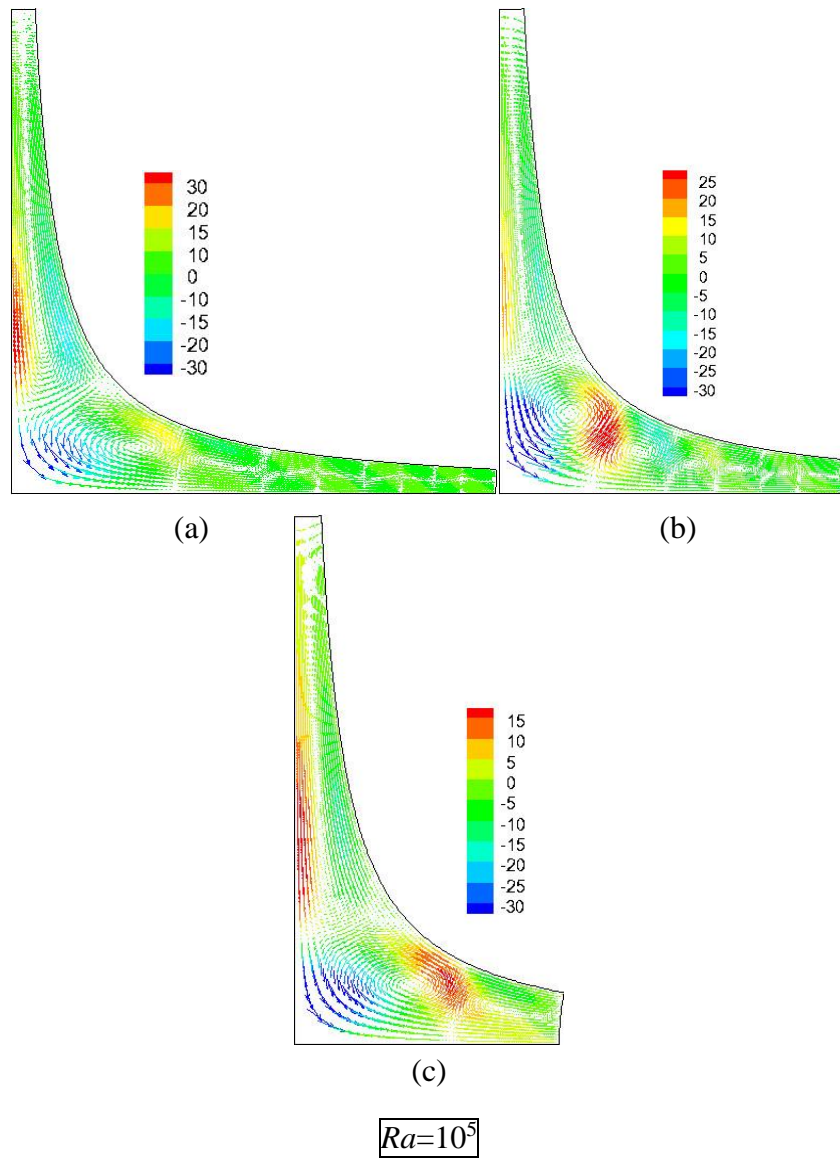
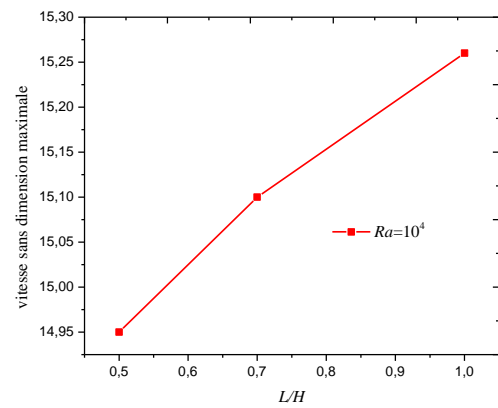
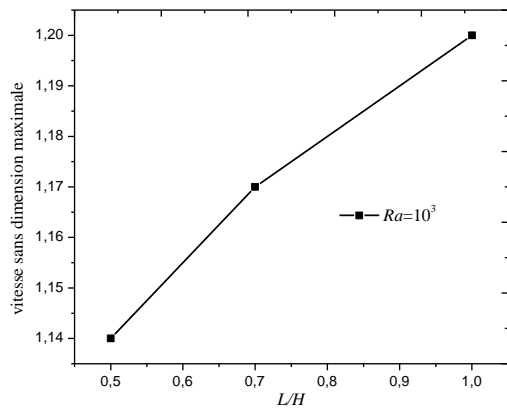


Fig.IV.25. Champ de vitesse pour différents Rayleigh et : (a) : $L/H = 1$, (b) : $L/H = 0.7$ et (c) : $L/H = 0.5$



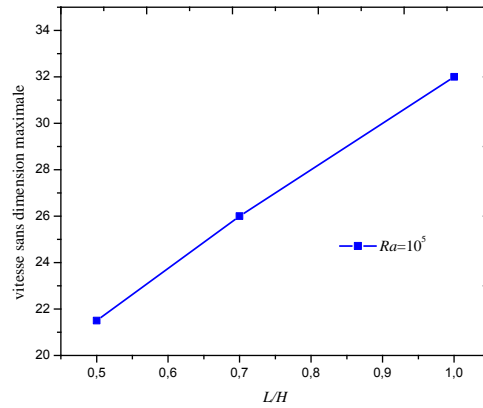


Fig.IV.26. Vitesse maximale en fonction du rapport géométrique pour différents nombre de Rayleigh

IV.2. Problème en 3D

La solution numérique du problème a été obtenue pour la géométrie du prototype de Manzanares en Espagne [4]. Notre travail consiste à déterminer les champs et les profils de température, de la vitesse et de la pression statique dans la cheminée solaire pour différentes irradiations solaires (G).

IV.2.1. Convergence de calcul

Pour s'assurer de la convergence de calcul, nous nous aidons de critère visuel consiste à observer les courbes des résidus (**Fig. IV.27**). Lorsque les résidus sont faibles (10^{-8} pour l'équation d'énergie et 10^{-4} pour les autres équations), nous pouvons considérer que la solution est atteinte.

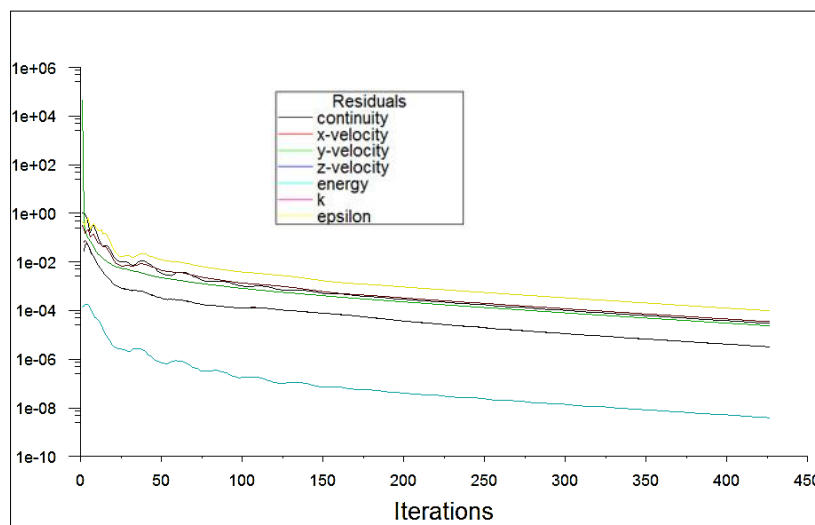
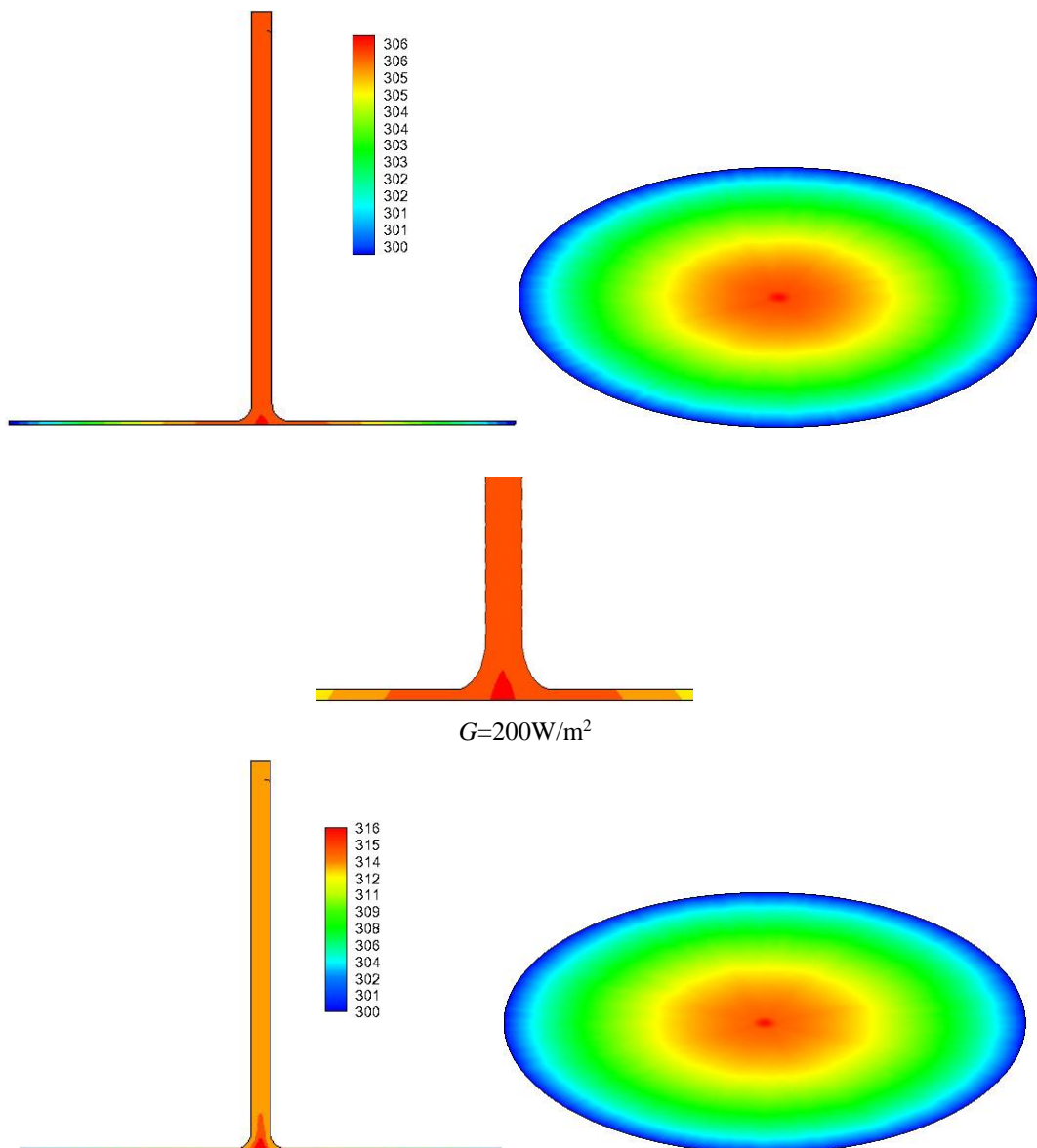


Fig.IV.27. Evolution des résidus au cours des itérations

IV.2.2. Champ et profils de température

Les **figures IV.28** montrent la distribution de la température dans notre système de cheminée solaire pour différentes valeurs de l'irradiation solaire. La température augmente progressivement le long de la direction radiale du collecteur (la direction de l'écoulement de l'air) jusqu'à atteindre sa valeur maximale à l'entrée de la cheminée, puis diminue faiblement le long de la cheminée jusqu'à la sortie.

La température maximale est située près du sol dans le collecteur.



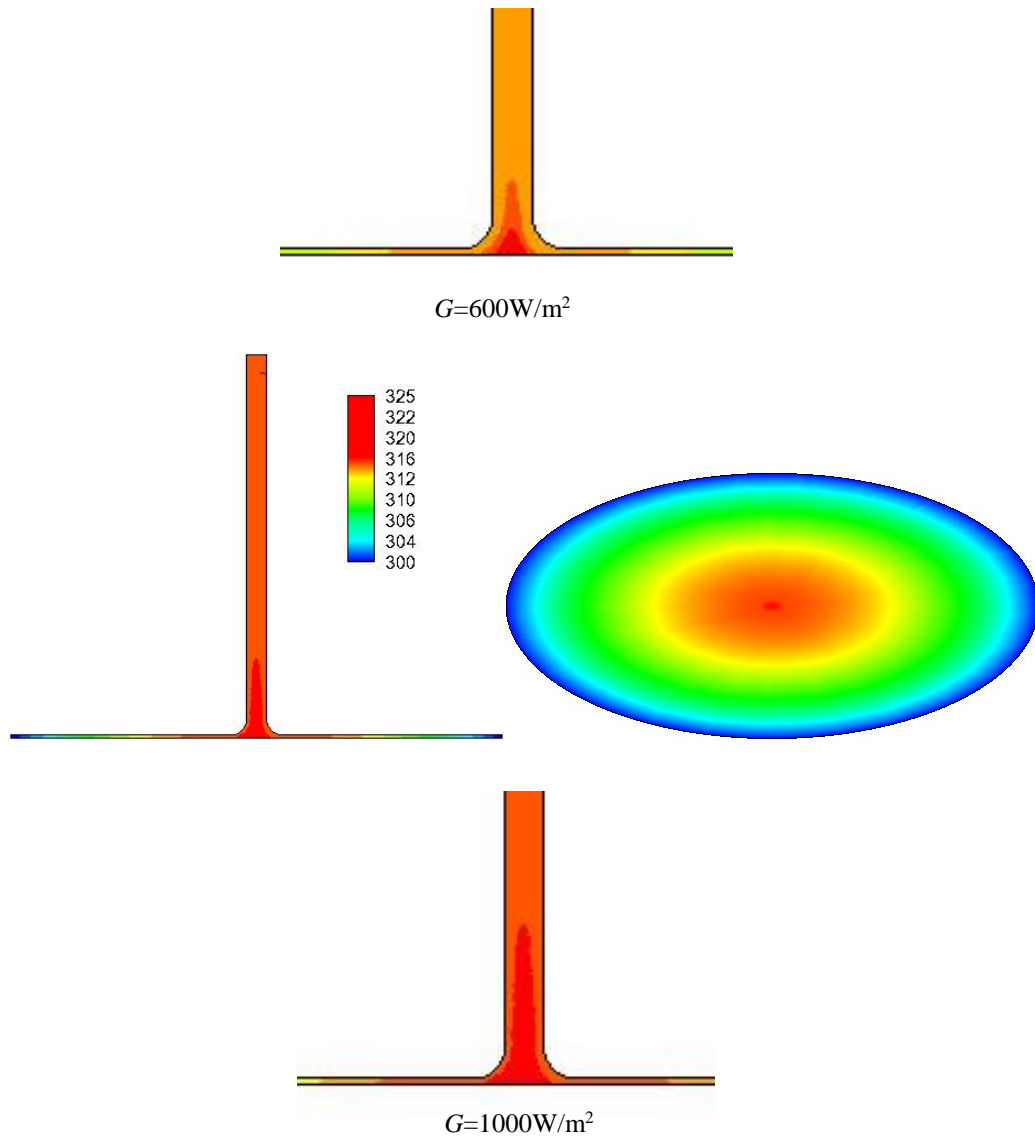


Fig.IV.28. Champs de température dans le milieu du système pour différentes valeurs de G

La **figure IV.29** montre l'influence de l'irradiation solaire et du rayon du collecteur sur le profil de température du fluide circulant à travers le collecteur. Lorsque l'irradiation solaire est constante, la température du fluide augmente en diminuant le rayon du collecteur. Lorsque l'irradiation solaire augmente, la température de l'air augmente pour un même rayon de collecteur.

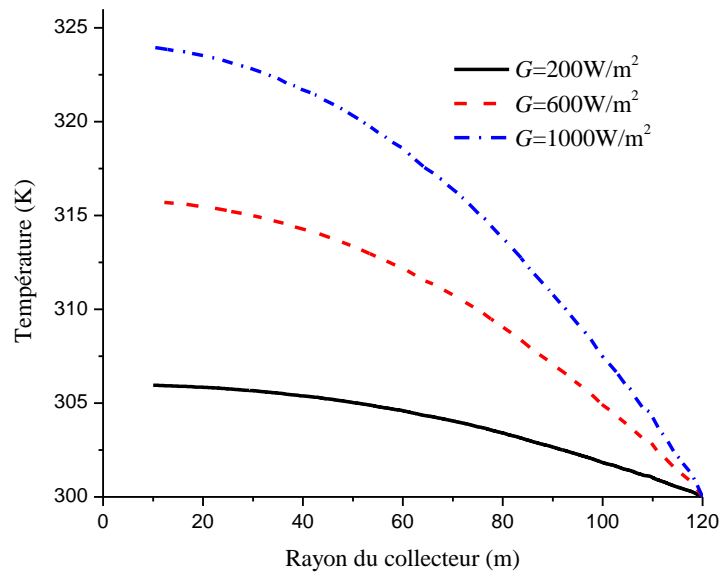


Fig.IV.29. Profils de température de l'air circulant à travers le collecteur

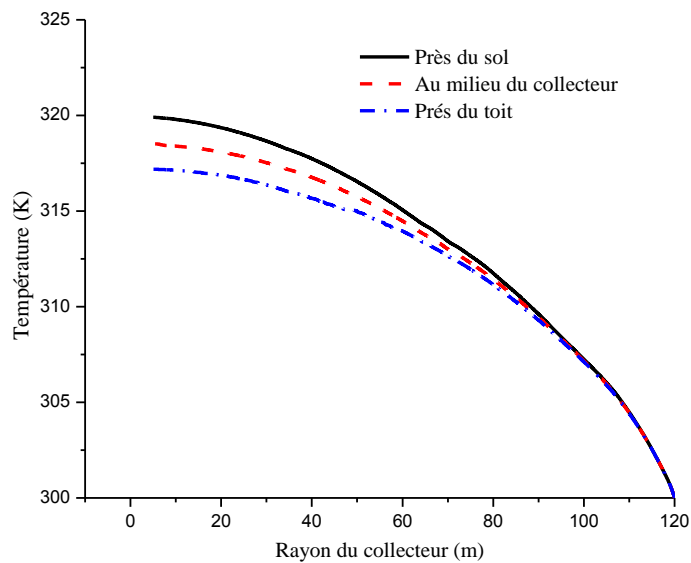


Fig.IV.30. Profils de température dans le collecteur pour $G=800\text{ W/m}^2$

La **figure IV.30** illustre les profils de température près du toit, du sol et au milieu du collecteur à travers le collecteur de la cheminée solaire. Comme le montre la figure, pour une diminution du rayon du collecteur, toutes les températures augmentent et nous remarquons que la température près du sol augmente plus que les autres.

En raison de la condition adiabatique imposée pour les parois de la cheminée, nous remarquons une légère diminution de la température le long de celle-ci (**Fig. IV.31**).

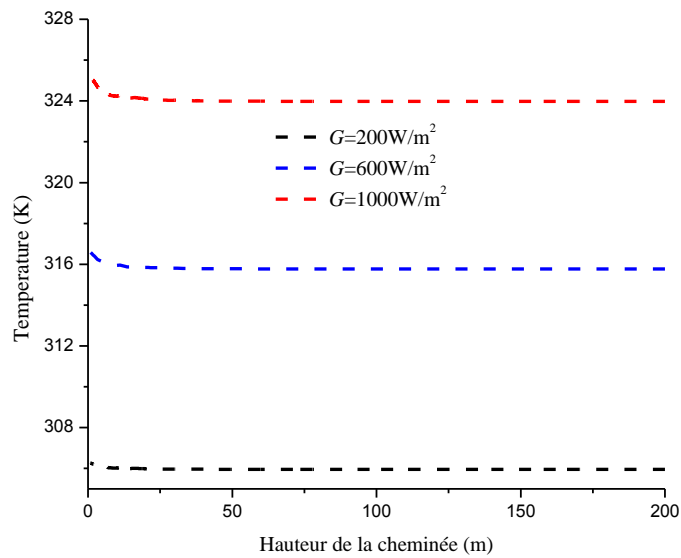
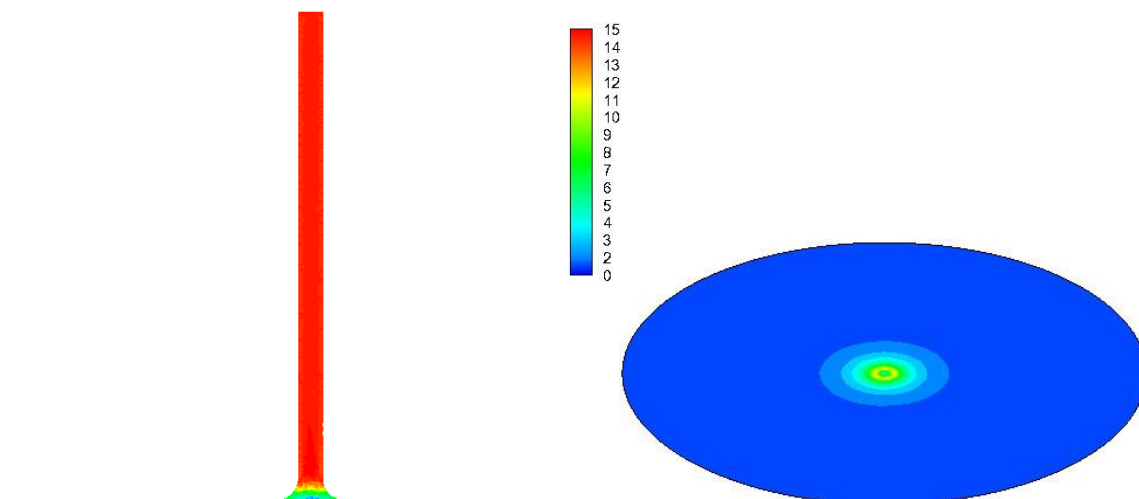
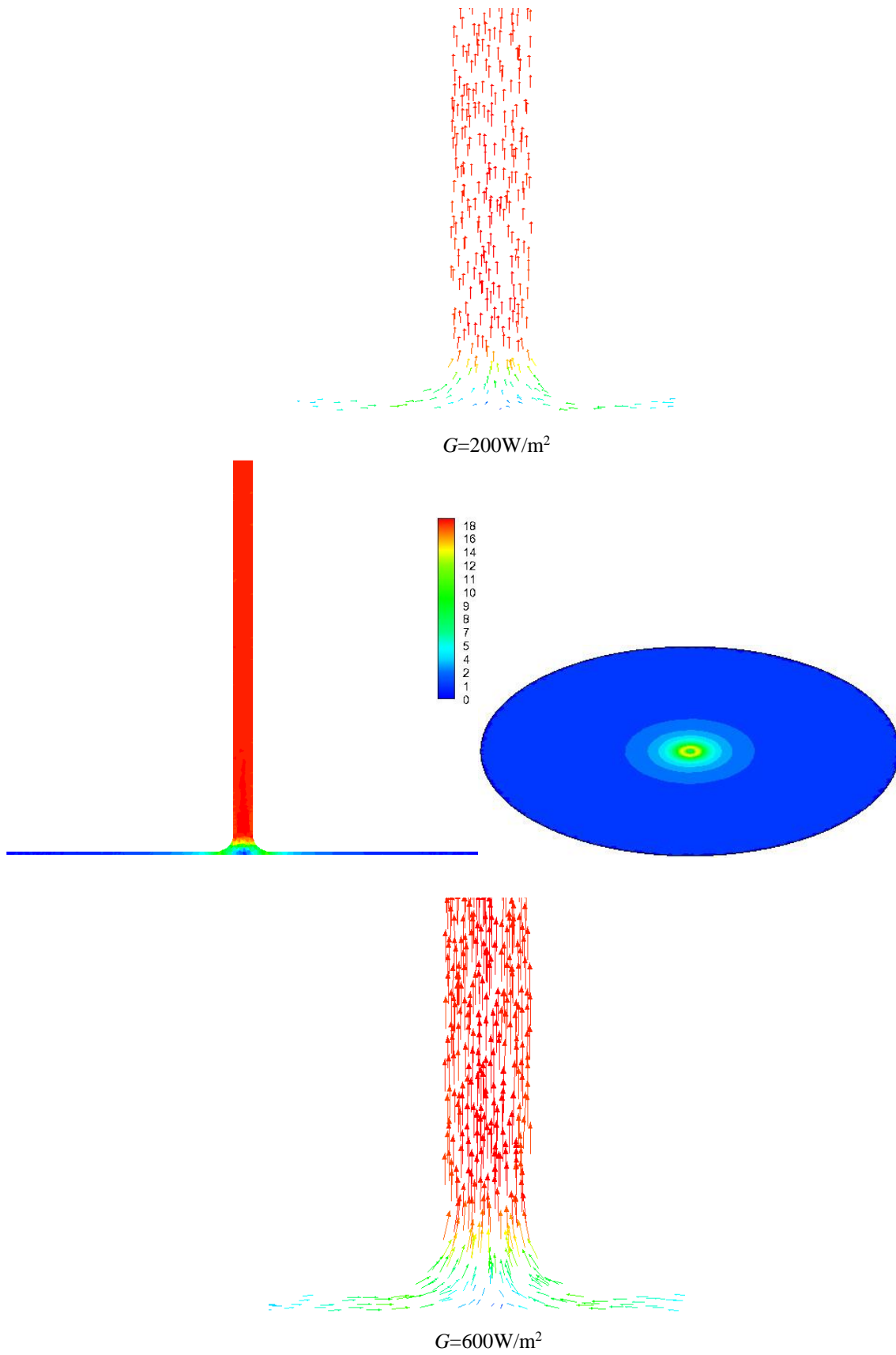


Fig.IV.31. Profils de température de l'air circulant à travers la cheminée

IV.2.3. La vitesse

Les **figures IV.32** représentent la répartition de la vitesse dans le milieu du système de la cheminée solaire pour des valeurs de l'irradiation solaire G correspondant à 200, 600 et 1000 W/m^2 respectivement. Il convient de noter que la vitesse augmente avec l'augmentation de l'irradiation solaire et sa valeur maximale est située aux environs de l'entrée de la cheminée.





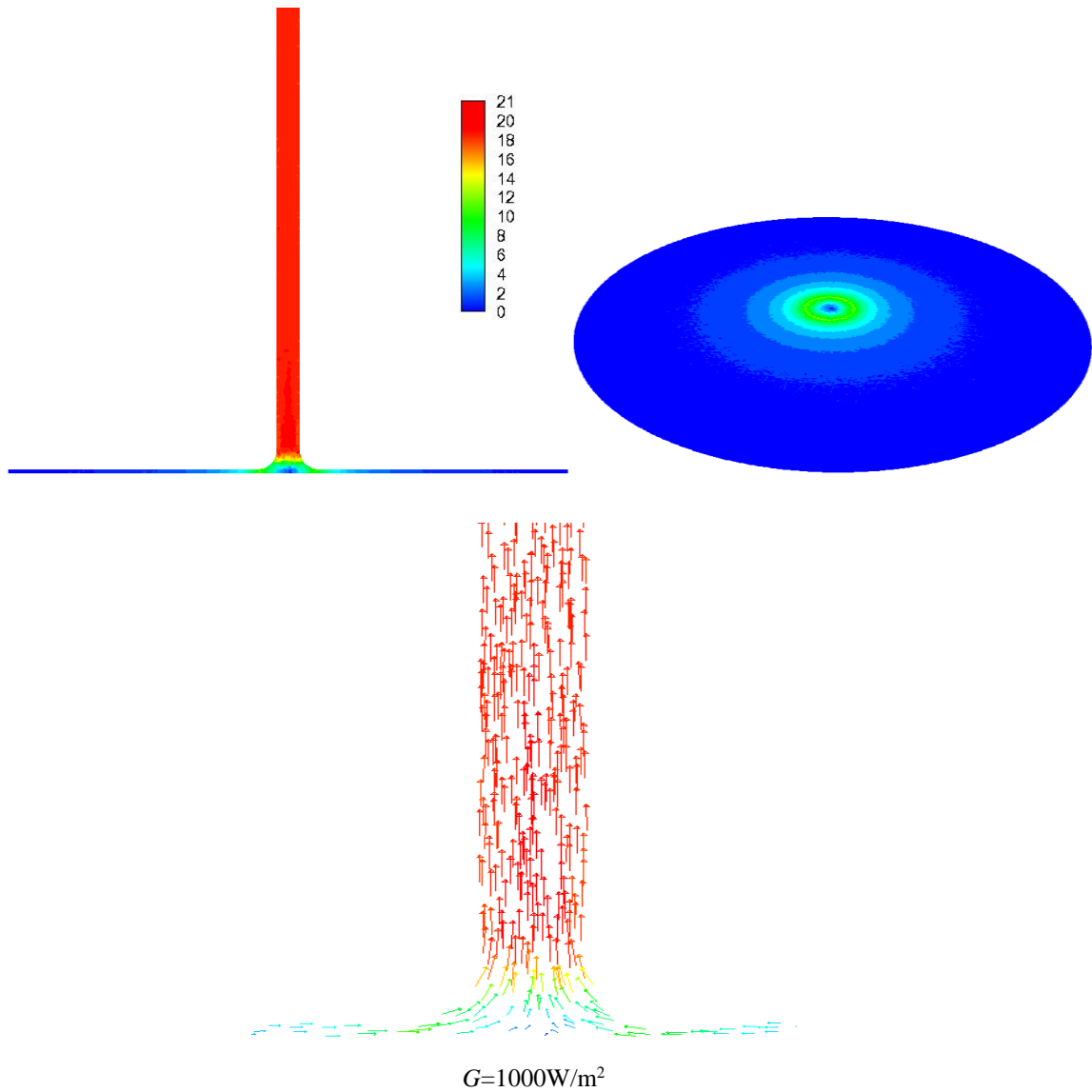


Fig.IV.32. Champs de vitesse dans le milieu du système pour différentes valeurs de G

La **figure IV.33** montre le profil de vitesse de l'air à travers le collecteur. La vitesse augmente dans le collecteur en diminuant le rayon mais elle augmente encore plus en atteignant la cheminée. Lorsque le rayon de collecteur est constant, une augmentation de l'irradiation solaire provoque une légère augmentation de la vitesse de l'air.

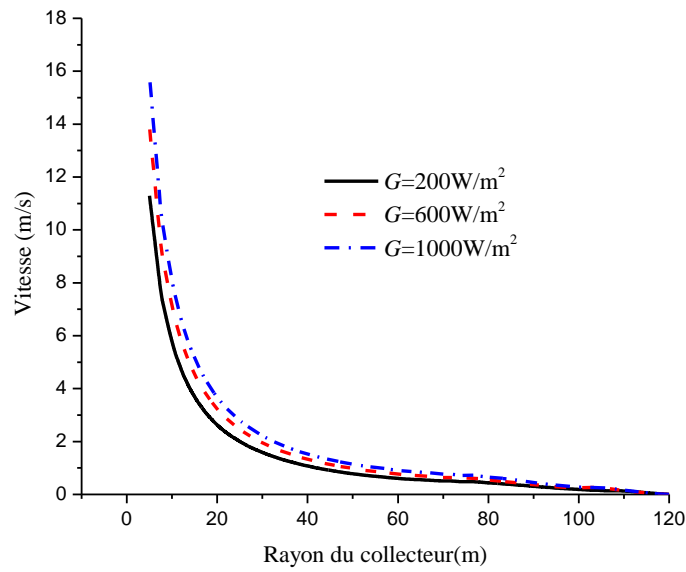


Fig. IV.33. Profils de vitesse de l'air circulant à travers le collecteur

La vitesse augmente de la base jusqu'aux premiers mètres de la cheminée puis légèrement diminue en allant vers la sortie. Pour une même hauteur de la cheminée, une augmentation de l'irradiation solaire provoque une augmentation de la vitesse dans la cheminée (**Fig. IV.34**).

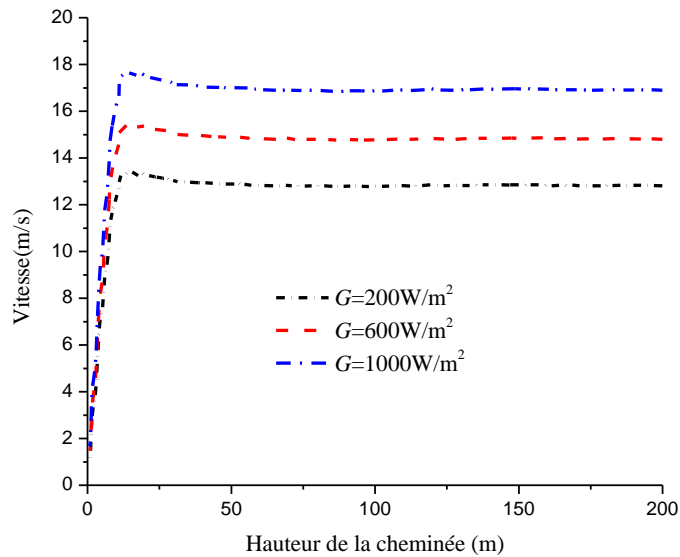
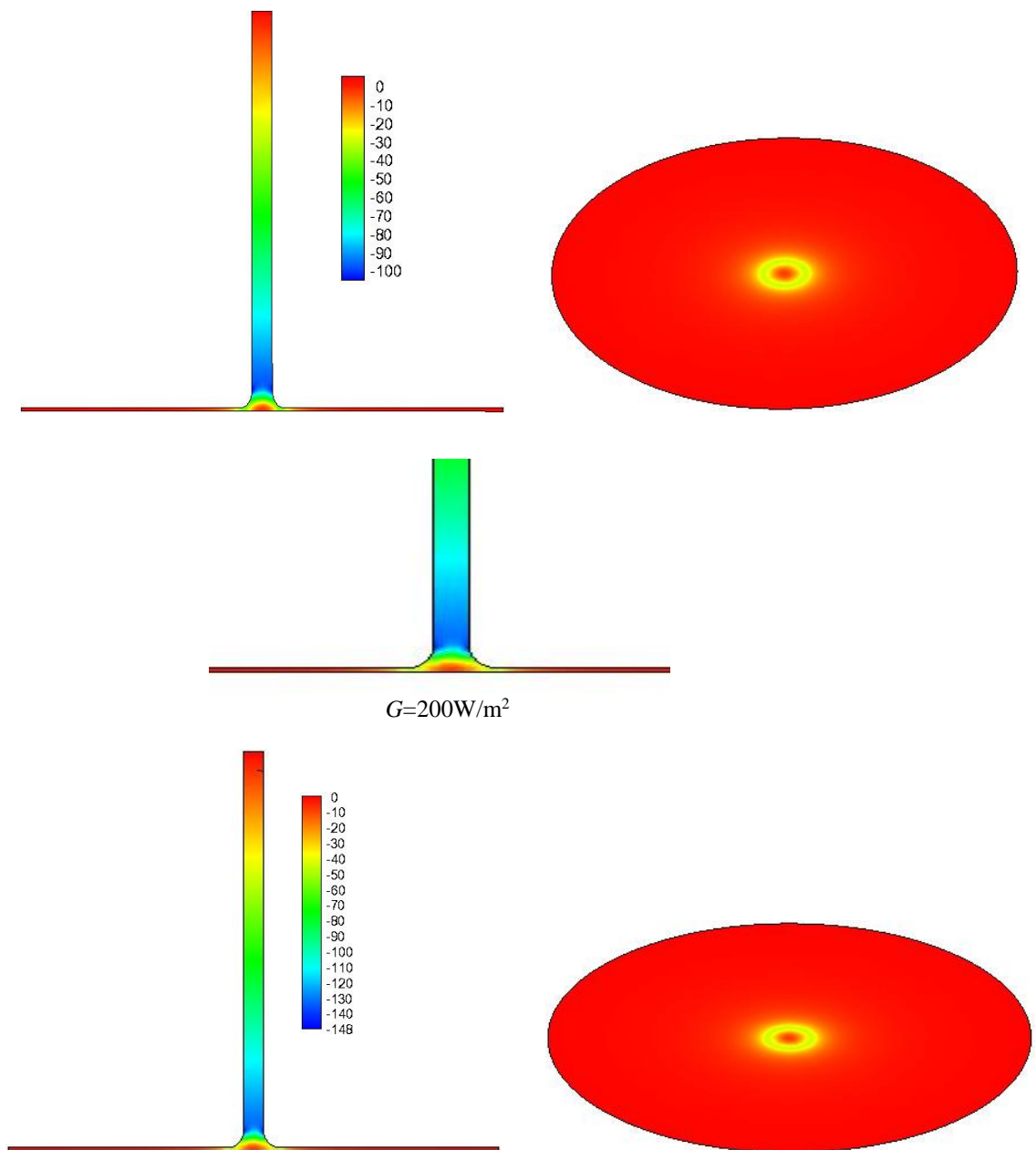


Fig. IV.34. Profils de vitesse de l'air circulant à travers la cheminée

IV.2.4. Champ et Profils de la pression

La **figure IV.35** illustre la variation du champ de pression en fonction de la densité de l'irradiation solaire. Les résultats montrent que la pression dans le système est une valeur négative. C'est la raison pour laquelle l'air extérieur peut pénétrer dans le système et qui forme un flux.



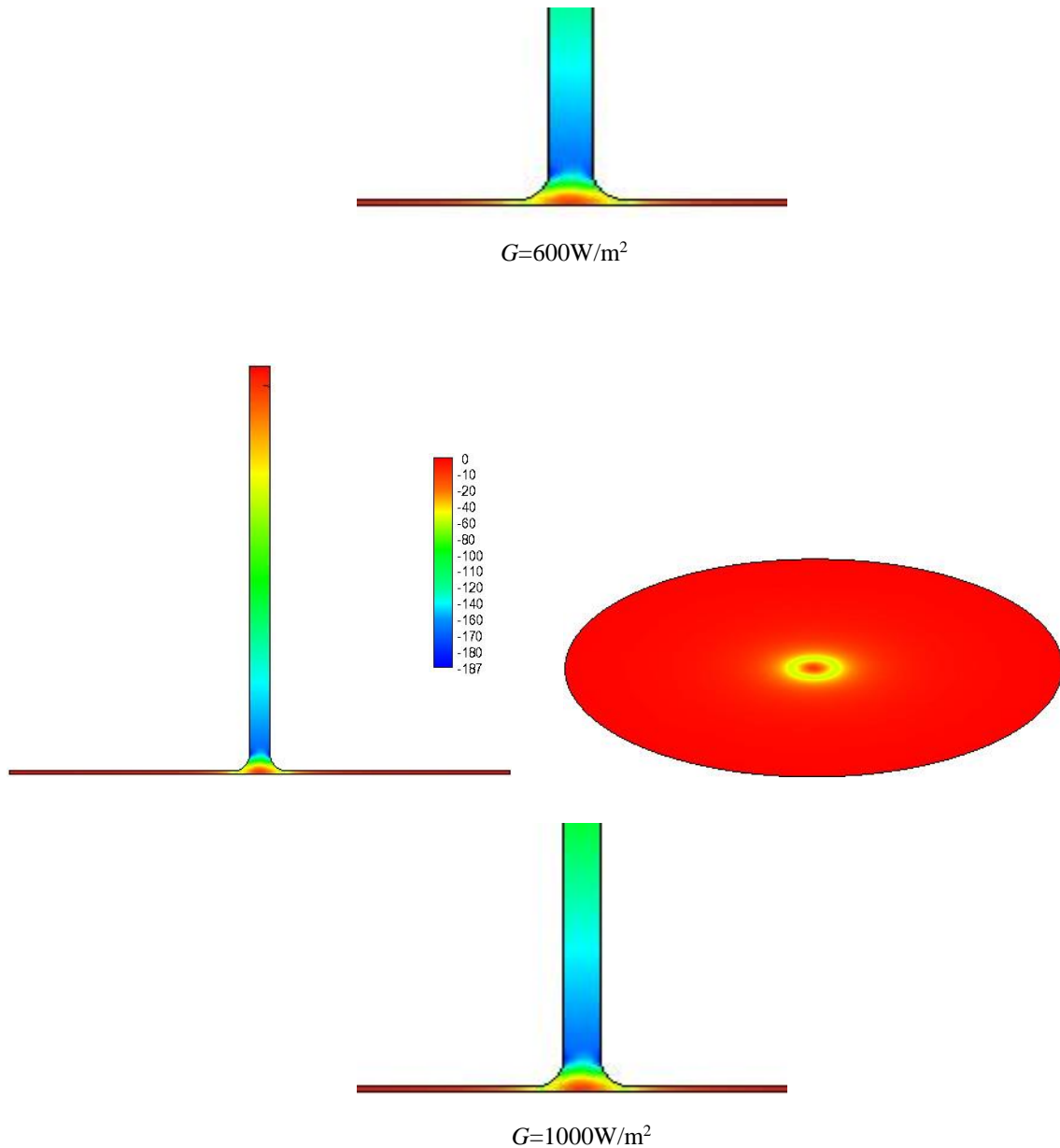


Fig.IV.35. Champs de pression statique dans le milieu du système pour différentes valeurs de G

La **figure IV.36** montre le profil de pression statique, cette dernière diminue dans le collecteur et chute brutalement à la base de la cheminée. La figure montre également que l'augmentation de l'irradiation solaire entraîne une diminution de la pression statique lorsque le rayon de collecteur est constant.

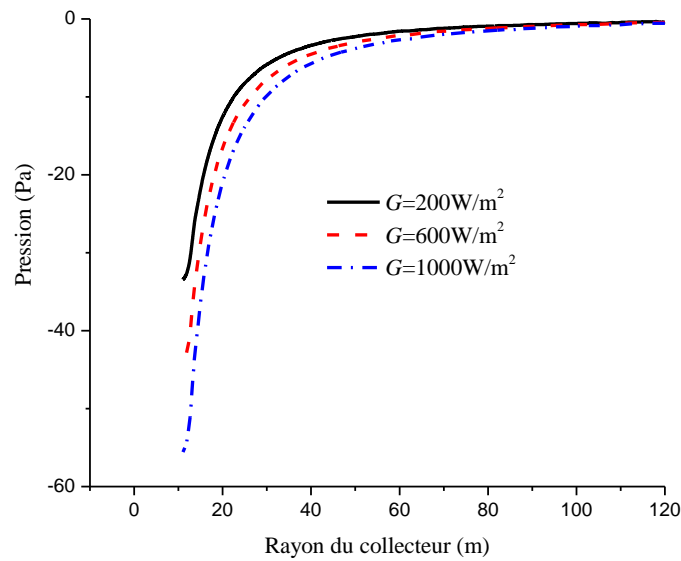


Fig. IV.36. Profils de pression statique à travers le collecteur

Le profil de pression statique dans la cheminée du système est représenté sur la **figure IV.37**. Cette dernière illustre que la différence de pression entre la base de la cheminée et les dix (10) premiers mètres de celle-ci, est la plus importante ce qui nous permet de conclure qu'à cet endroit précis nous pouvons avoir la plus grande énergie que délivre le système et donc la meilleure position pour placer les générateurs.

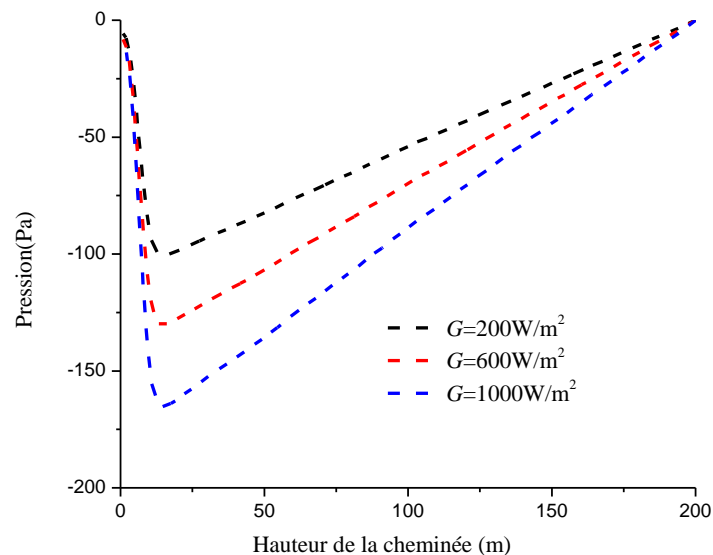


Fig. IV.37. Profils de pression statique à travers la cheminée

Irradiation Solaire G (W/m^2)	La température maximale à la sortie du collecteur (K)	La pression maximale à la sortie du collecteur (Pa)	Vitesse maximale à la sortie du collecteur (m/s)
200	305.95	-33.44	7.46
400	310.96	-40.41	8.25
600	315.77	-43.80	8.60
800	318.92	-55.84	9.84
1000	323.98	-59.27	10.67

Tableau IV.2. Résultats de calcul pour différentes irradiations solaires (dans le milieu du collecteur).

Irradiation Solaire G (W/m^2)	La température maximale dans la cheminée (K)	La pression maximale dans la cheminée (Pa)	Vitesse maximale dans la cheminée (m/s)
200	306.26	-100.43	13.41
400	311.55	-121.26	14.84
600	316.62	-130.23	15.49
800	319.96	-158.32	16.71
1000	325.27	-165.42	17.58

Tableau IV.3. Résultats de calcul pour différentes irradiations solaires (dans l'axe de la cheminée).

IV.2.5. Validation des résultats

Cette étape consiste à valider notre simulation numérique (notre modèle sous FLUENT) en comparant nos résultats avec ceux de la littérature :

➤ *Comparaisons avec des résultats expérimentaux*

Pour valider nos résultats numériques, l'augmentation de la température dans le collecteur et la vitesse maximale de l'air dans la cheminée sont comparés avec les données expérimentales du prototype espagnol (Manzanares).

Les résultats expérimentaux pour le prototype de Manzanares montrent que, lorsque l'irradiation solaire est $1000W/m^2$, la température augmente de 20 K à travers le collecteur et la vitesse de l'air maximale à la base de la cheminée est de 15m/s. Comme le montre le

Tableau IV.4, un bon accord quantitatif a été obtenu entre les données expérimentales du prototype de Manzanares et nos résultats numériques [50].

Résultats	Différence de température entre l'entrée et la sortie du collecteur	Vitesse maximale de l'air dans la cheminée (m/s)
Données expérimentales de Manzanares	20 K	15
Nos résultats	23.98 K	17.58

Tableau IV.4. Comparaisons entre nos résultats et les résultats expérimentaux pour $G=1000\text{W/m}^2$.

➤ *Comparaisons avec des résultats numériques*

Les **Figures IV.38** et **IV.39** affichent une comparaison entre nos résultats et les résultats numériques de **Pastohr et al.** [21] et de **Sangi et al.** [80]. Les distributions de température et de vitesse pour une irradiation solaire donnée ($G = 500 \text{ W/m}^2$) sont comparées. Nous remarquons sur ces allures que qualitativement et quantitativement les comparaisons sont en bon accord.

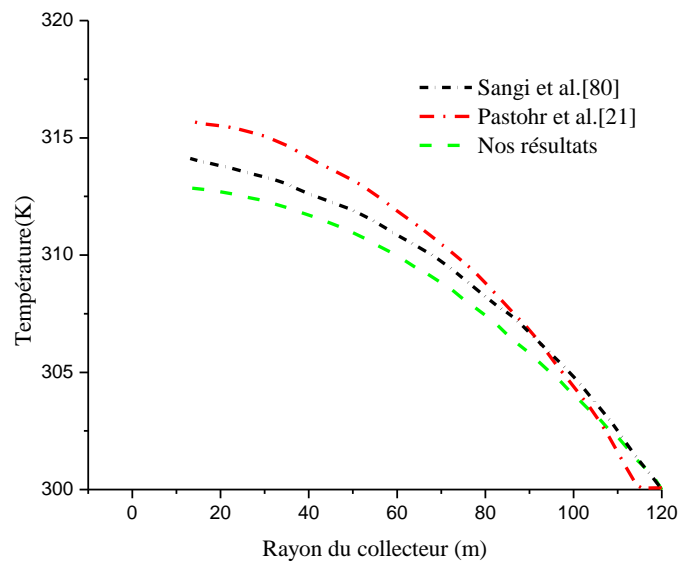


Fig. IV.38. Comparaison des profils de température pour $G=500\text{W/m}^2$

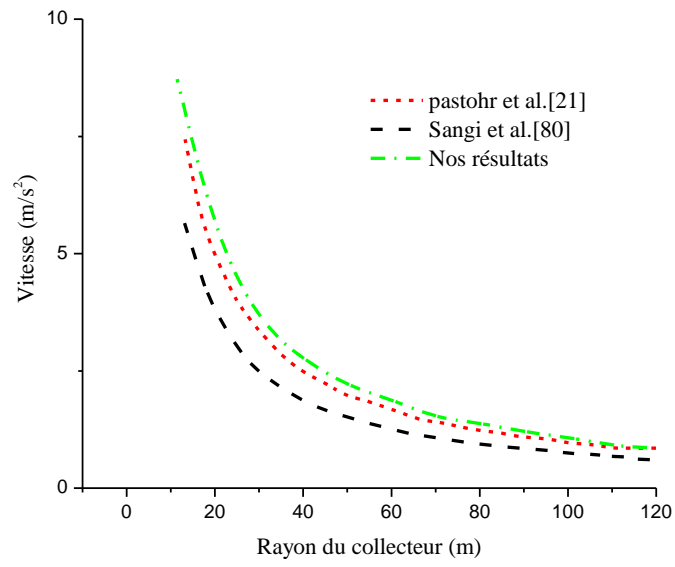


Fig. IV.39. Comparaison des profils de vitesse pour $G=500W/m^2$

Conclusion

Le travail entrepris dans cette thèse, a porté sur l'étude numérique de la convection naturelle laminaire et permanente de l'air dans un système radial de chauffage solaire. Ainsi, dans la première partie de ce travail nous avons analysé, l'effet de la géométrie sur la convection naturelle bidimensionnelle dans le système. Un programme informatique validé a été adapté à la configuration de la cheminée solaire pour résoudre les équations gouvernantes en utilisant la méthode des volumes finis. L'effet de la géométrie du système sur le processus de transfert de chaleur et l'écoulement du fluide a été étudié. Les simulations ont été exécutées pour trois configurations géométriques et en fonction de trois valeurs du nombre de Rayleigh : $Ra = 10^3$, $Ra = 10^4$ et $Ra = 10^5$.

Les résultats ont montré que les vitesses maximales s'obtiennent à l'entrée de la cheminée et ses valeurs augmentent en augmentant la distance entre le sol et le toit du collecteur pour tous les nombres de Rayleigh.

Les résultats ont montré aussi que pour un nombre de Rayleigh donné, les caractéristiques géométriques de la cheminée étudiée influent beaucoup sur le transfert, ce dernier est donc meilleur quand nous avons considéré une jonction courbée entre le collecteur et la cheminée, un grand espace entre le sol et le collecteur et un rapport géométrique de la longueur du collecteur L et de la hauteur de la cheminée, H , égale à 1.

Le but de la deuxième partie de cette étude est de mener une analyse numérique 3D plus détaillée d'un système radial de chauffage solaire. Un modèle mathématique basé sur les équations de Navier-Stokes, de continuité et de l'énergie a été développé pour décrire le mécanisme de la centrale de cheminée solaire en détail. La simulation numérique a été réalisée pour la géométrie du prototype de Manzanares, en Espagne.

La simulation numérique a été réalisée en utilisant le logiciel FLUENT qui permet de simuler un modèle 3D d'une centrale de cheminée solaire.

Les résultats ont été comparés avec les données expérimentales et numériques disponibles dans la littérature pour valider le modèle.

Les distributions de température, de vitesse et de pression dans le collecteur solaire sont représentées pour trois différentes irradiations solaires. Un bon accord quantitatif a été obtenu entre les données expérimentales du prototype de Manzanares et les résultats numériques.

Ces résultats (2D et 3D) orienteront sûrement le concepteur de la cheminée solaire pour bien situer l'emplacement des turbines dans la centrale de la cheminée solaire et estimer la puissance qui pourrait être exploitée.

Une suite intéressante à ce travail serait d'entreprendre une simulation numérique tridimensionnelle à l'aide d'un code maison et le valider numériquement avec le logiciel commercial Fluent et expérimentalement avec le prototype de Manzanares.

Annexe-1-

Coordonnées Hyperboliques

1. Représentation des coordonnées hyperboliques

Le passage des coordonnées cartésiennes (x, y) aux coordonnées hyperboliques (η, θ) s'effectue à l'aide des relations suivantes :

$$\left. \begin{aligned} x &= \sqrt{\frac{r + \eta}{2}} \\ y &= \sqrt{\frac{r - \eta}{2}} \end{aligned} \right\}$$

Avec : $r = \sqrt{\eta^2 + \theta^2}$

Comme le montre la figure 1.1, les deux axes orthogonaux x et y définissant le quadrant correspondant à $\theta = 0$, la coordonnée θ augmente le long de la première bissectrice qui elle correspond à $\eta = 0$ et la coordonnée η augmente sous cette dernière et diminue sur elle, sous la forme d'hyperboles.

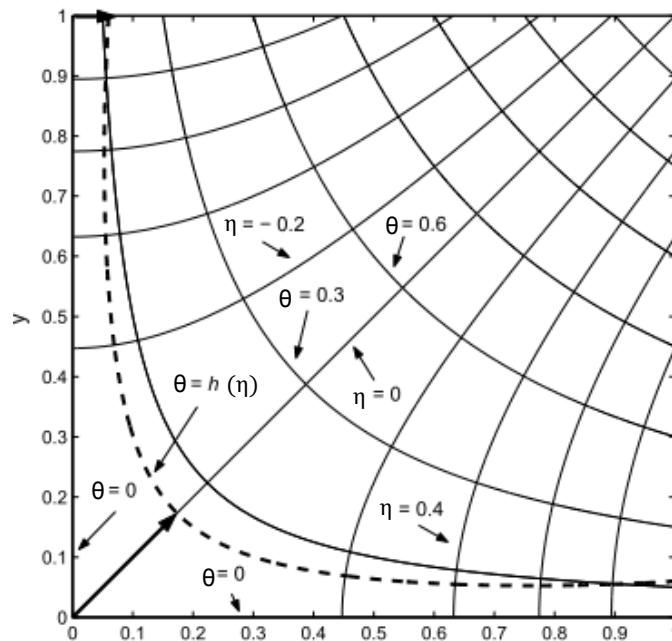


Fig.1.1 Représentation schématique des coordonnées hyperboliques

2. Coefficients métriques

En coordonnées cartésiennes un élément de longueur s'écrit :

$$(ds)^2 = (dx)^2 + (dy)^2$$

En coordonnées polaires (r, θ) , $(ds)^2$ est égal à:

$$(ds)^2 = (dr)^2 + r^2(d\theta)^2$$

Cet exemple nous conduit à écrire, dans le cas général :

$$(ds)^2 = h_1(du)^2 + h_2(dv)^2$$

Où :

u et v sont des coordonnées curvilignes, les quantités h_1 et h_2 , les coefficients métriques qui sont fonction, en général, des coordonnées.

En coordonnées cartésiennes, on a $h_x = h_y = 1$ et en coordonnées hyperboliques :

$$h_\eta = h_\theta = 1/2\sqrt{r}$$

Ces coefficients sont obtenus en utilisant les équations de passage et les définitions suivantes :

$$h_\eta = \sqrt{\left(\frac{\partial x}{\partial \eta}\right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial \eta}\right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial \eta}\right)^2}$$

$$h_\theta = \sqrt{\left(\frac{\partial x}{\partial \theta}\right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial \theta}\right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial \theta}\right)^2}$$

$$h_z = \sqrt{\left(\frac{\partial x}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial z}\right)^2}$$

Par suite on obtient :

$$h_\eta = h_\theta = 1/2\sqrt{r} \text{ et } h_z = 1$$

3. Formulation des expressions mathématiques dans le système de coordonnées hyperboliques

En connaissant les coefficients métriques, on peut écrire les différentes expressions des gradients, divergences, rotationnels, etc...

$$\overrightarrow{\text{grad}}\varphi = \frac{1}{h_\eta} \frac{\partial \varphi}{\partial \eta} \vec{a}_\eta + \frac{1}{h_\theta} \frac{\partial \varphi}{\partial \theta} \vec{a}_\theta + \frac{1}{h_z} \frac{\partial \varphi}{\partial z} \vec{a}_z$$

$$\text{div } \vec{V} = \frac{1}{h_\eta h_\theta h_z} \left[\frac{\partial}{\partial \eta} (h_\theta h_z V_\eta) + \frac{\partial}{\partial \theta} (h_\eta h_z V_\theta) + \frac{\partial V_z}{\partial z} (h_\eta h_\theta V_z) \right]$$

$$\begin{aligned} \text{rot } \vec{V} = \frac{1}{h_\eta h_\theta h_z} \left\{ h_\eta \left[\frac{\partial}{\partial \theta} (h_z V_z) - \frac{\partial}{\partial z} (h_\theta V_\theta) \right] \vec{a}_\eta + h_\theta \left[\frac{\partial}{\partial z} (h_\eta V_\eta) - \frac{\partial}{\partial \eta} (h_z V_z) \right] \vec{a}_\theta \right. \\ \left. + h_z \left[\frac{\partial}{\partial \eta} (h_\theta V_\theta) - \frac{\partial}{\partial \theta} (h_\eta V_\eta) \right] \vec{a}_z \right\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Delta \varphi = \frac{1}{h_\eta h_\theta h_z} \left[\frac{h_\theta h_z}{h_\eta} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \eta^2} + \frac{\partial \left(\frac{h_\theta h_z}{h_\eta} \right)}{\partial \eta} \frac{\partial \varphi}{\partial \eta} + \frac{h_\eta h_z}{h_\theta} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \theta^2} + \frac{\partial \left(\frac{h_z h_\eta}{h_\theta} \right)}{\partial \theta} \frac{\partial \varphi}{\partial \theta} + \frac{h_\eta h_\theta}{h_z} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} \right. \\ \left. + \frac{\partial \left(\frac{h_\eta h_\theta}{h_z} \right)}{\partial z} \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right] \end{aligned}$$

Puisque dans notre cas : $h_\eta = h_\theta = h$ et $h_z = 1$:

$$\overrightarrow{\text{grad}}\varphi = \frac{1}{h} \left[\frac{\partial \varphi}{\partial \eta} \vec{a}_\eta + \frac{\partial \varphi}{\partial \theta} \vec{a}_\theta \right] + \frac{\partial \varphi}{\partial z} \vec{a}_z$$

$$\text{div } \vec{V} = \frac{1}{h^2} \left[\frac{\partial}{\partial \eta} (h V_\eta) + \frac{\partial}{\partial \theta} (h V_\theta) \right] + \frac{\partial V_z}{\partial z}$$

$$\text{rot } \vec{V} = \left\{ \frac{1}{h} \left[\frac{\partial V_z}{\partial \theta} - \frac{\partial V_\theta}{\partial z} \right] \vec{a}_\eta + h_\theta \left[\frac{\partial V_\eta}{\partial z} - \frac{1}{h} \frac{\partial V_z}{\partial \eta} \right] \vec{a}_\theta + \left[h \frac{\partial V_\theta}{\partial \eta} + V_\theta \frac{\partial h}{\partial \eta} - h \frac{\partial V_\eta}{\partial \theta} - V_\eta \frac{\partial h}{\partial \theta} \right] \vec{a}_z \right\}$$

$$\Delta \varphi = \frac{1}{h^2} \left[\frac{\partial^2 \varphi}{\partial \eta^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \theta^2} \right] + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2}$$

$\vec{a}_\eta, \vec{a}_\theta, \vec{a}_z$: Vecteurs unitaires suivant η, θ et z .

Annexe-2-

Méthode itérative pour la résolution des systèmes linéaires

1. Généralités

On s'intéresse à la solution du système linéaire de n équation à n inconnues :

$$y = Ax$$

On désignera par A_{ij} l'élément de la $i^{\text{ème}}$ ligne et de la $j^{\text{ème}}$ colonne de A , et par y_i (resp. x_j) la $i^{\text{ème}}$ (resp. $j^{\text{ème}}$) composante de y (resp. x).

$$y_i = \sum_{j=1}^n A_{ij} x_j \quad \forall i = 1, 2, \dots, n$$

Il n'existe pas de méthode universelle pour déterminer numériquement la solution : le choix est guidé par la nature de la matrice, la mémoire et le nombre d'opérations nécessaires pour l'atteindre.

- les méthodes directes donnent la solution exacte en un nombre fini d'opérations (en l'absence d'erreurs d'arrondi).
- les méthodes itératives engendrent une suite finie ou infinie de vecteurs qui tend vers la solution.

L'idée des méthode itératives est de former une suite $\{x^{(k)}\}_{k \geq 0}$ telle que les erreurs successives $\|x - x^{(k)}\|^2$ forment une suite décroissante convergeant vers zéro, on engendre alors une suite image $\{y^{(k)}\}_{k \geq 0}$ convergeant vers y .

Dans le cas des méthodes itératives linéaires, $x^{(k+1)}$ est une fonction affine de $x^{(k)}$ à travers l'itération (point fixe):

$$x^{(k+1)} = Tx^{(k)} + d$$

Une manière assez générale d'obtenir une telle suite est d'utiliser un splitting de la matrice A sous la forme :

$$A = M - N$$

De sorte que $y = Ax$ s'écrit alors $Mx = Nx + y$ auquel on associe l'itération :

$$Mx^{(k+1)} = Nx^{(k)} + y$$

C'est-à-dire :

$$x^{(k+1)} = M^{-1}Nx^{(k)} + M^{-1}y$$

Ce qui suppose que M soit inversible.

2. Gauss-Seidel

$$D = \begin{pmatrix} A_{11} & 0 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & A_{22} & 0 & \dots & 0 \\ 0 & 0 & A_{33} & \dots & 0 \\ M & M & M & O & M \\ 0 & 0 & 0 & \dots & A_{nn} \end{pmatrix} - L = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & \Lambda & 0 \\ A_{21} & 0 & 0 & K & 0 \\ A_{31} & A_{32} & 0 & K & 0 \\ M & M & M & O & M \\ A_{n1} & A_{n2} & A_{n3} & K & 0 \end{pmatrix}$$

$$-U = \begin{pmatrix} 0 & A_{12} & A_{13} & K & A_{1n} \\ 0 & 0 & A_{23} & K & A_{2n} \\ 0 & 0 & 0 & K & A_{3n} \\ M & M & M & O & M \\ 0 & 0 & 0 & K & 0 \end{pmatrix}$$

La méthode de Gauss-Seidel est associée au splitting :

$$A = D - L - U$$

Avec :

$$M = D - L \text{ et } N = U$$

De sorte que l'itération $Mx^{(k+1)} = Nx^{(k)} + y$ s'écrit ici:

$$Dx^{(k+1)} = Lx^{(k+1)} + Ux^{(k)} + y$$

C'est-à-dire :

$$\forall i = 1, 2, 3, \dots, n \quad A_{ii} x_i^{(k+1)} = \left(- \sum_{j=1}^{i-1} A_{ij} x_j^{(k)} - \sum_{j=i+1}^n A_{ij} x_j^{(k)} + y_i \right)$$

A partir d'un vecteur $x^{(0)}$ on construit la suite $\{x^{(k)}\}_{k \geq 0}$ de la manière suivante:

$$\forall i = 1, 2, \dots, n \quad x_i^{(k+1)} = \frac{1}{A_{ii}} \left(y_i - \sum_{j=1}^{i-1} A_{ij} x_j^{(k+1)} - \sum_{j=i+1}^n A_{ij} x_j^{(k)} \right)$$

Cette méthode n'est définie que si les A_{ii} sont non nuls !

3. SOR “successive over-relaxation”

On peut généraliser les méthodes de Jacobi et Gauss-Seidel en introduisant un paramètre de relaxation ω pour former une combinaison linéaire :

Jacobi: $\forall i = 1, 2, \dots, n$

$$x_i^{(k+1)} = \omega \frac{1}{A_{ii}} \left(y_i - \sum_{j=1}^{i-1} A_{ij} x_j^{(k)} - \sum_{j=i+1}^n A_{ij} x_j^{(k)} \right) + (1 - \omega) x_i^{(k)}$$

Gauss-Seidel: $\forall i = 1, 2, \dots, n$

$$x_i^{(k+1)} = \omega \frac{1}{A_{ii}} \left(y_i - \sum_{j=1}^{i-1} A_{ij} x_j^{(k+1)} - \sum_{j=i+1}^n A_{ij} x_j^{(k)} \right) + (1 - \omega) x_i^{(k)}$$

La généralisation de Jacobi n'est pas utilisée.

La généralisation de Gauss-Seidel donne la méthode de SOR.

Le paramètre de relaxation doit être compris entre 0 et 2 :

$\omega < 1$ sous-relaxation

$\omega > 1$ sur-relaxation

Pour $\omega = 1$ on retrouve en particulier la méthode de Gauss-Seidel.

Son optimum est : $\omega = \frac{2}{1 + \sqrt{1 - \rho_j^2}}$

Où ρ_j est le rayon spectrale de la matrice $J = D^{-1}(L+U)$ de la méthode de Jacobi.

Références Bibliographiques

- [1] A. Bidart, L. Dubois., "Les énergies fossiles et renouvelables", *Dossier Pédagogique de la Fondation Polaire Internationale*, 2003.
- [2] I. Cabanyes, "Proyecto de Motor Solar", *La Energia Eléctrica Revista General de Electricidad y sus Aplicaciones*, 8, 61-65, 1903.
- [3] H. Günther, "*In hundert Jahren, Kosmos - Gesellschaft der Naturfreunde*", Stuttgart, 78 pp., 1931.
- [4] J. Schlaich, *The solar chimney: electricity from the sun*: Edition Axel Menges, 1995.
- [5] L. Mullett, "The solar chimney—overall efficiency, design and performance," *International Journal of Ambient Energy*, vol. 8, pp. 35-40, 1987.
- [6] M. Padki and S. Sherif, "Solar chimney for medium-to-large scale power generation," in *Proceedings of the manila international symposium on the development and management of energy resources*, pp. 432-437, 1989.
- [7] M. Padki and S. Sherif, "A mathematical model for solar chimneys," in *Proceedings of 1992 International Renewable Energy Conference, Amman, Jordan*, pp. 289-294, 1992.
- [8] M. Padki and S. Sherif, "On a simple analytical model for solar chimneys," *International Journal of Energy Research*, vol. 23, pp. 345-349, 1999.
- [9] M. Q. Yan et al., Thermo-fluid analysis of solar chimneys, paper presented at American Society of Mechanical Engineers, Fluids Engineering Division (Publication) FED, Publ by ASME, Atlanta, GA, USA, 1991.
- [10] N. Pasumarthi and S. Sherif, "Experimental and theoretical performance of a demonstration solar chimney model—Part I: mathematical model development," *International Journal of Energy Research*, vol. 22, pp. 277-288, 1998.
- [11] N. Pasumarthi and S. Sherif, "Experimental and theoretical performance of a demonstration solar chimney model—Part II: experimental and theoretical results and economic analysis," *International Journal of Energy Research*, vol. 22, pp. 443-461, 1998.
- [12] M. A. dos Santos Bernardes, R. Molina Valle, and M. F.-B. Cortez, "Numerical analysis of natural laminar convection in a radial solar heater," *International journal of thermal sciences*, vol. 38, pp. 42-50, 1999.
- [13] D. Kroger and D. Blaine, "Analysis of the driving potential of a solar chimney power plant," *SAI MechE R&D Journal*, vol. 15, pp. 85-94, 1999.
- [14] D. Kröger and J. Buys, "Radial flow boundary layer development analysis," *South African Institution of Mechanical Engineering, R & D Journal*, vol. 15, pp. 95-102, 1999.
- [15] A. J. Gannon and T. W. von Backström, "Solar chimney cycle analysis with system loss and solar collector performance," *Journal of Solar Energy Engineering*, vol. 122, pp. 133-137, 2000.
- [16] A. J. Gannon and T. W. von Backström, "Solar Chimney Turbine: Part 1 of 2—Design," in *ASME Solar 2002: International Solar Energy Conference*, pp. 335-341, 2002.

- [17] A. J. Gannon and T. W. von Backström, "Solar Chimney Turbine: Part 2 of 2-Experimental Results," in *ASME Solar 2002: International Solar Energy Conference*, 2002, pp. 343-349.
- [18] A. J. Gannon and T. W. von Backström, "Solar chimney turbine performance," *Journal of Solar Energy Engineering*, vol. 125, pp. 101-106, 2003.
- [19] M. dos S Bernardes, A. Voß, and G. Weinrebe, "Thermal and technical analyses of solar chimneys," *Solar Energy*, vol. 75, pp. 511-524, 2003.
- [20] J. r. Schlaich, R. Bergermann, W. Schiel, and G. Weinrebe, "Design of Commercial Solar Tower Systems: Utilization of Solar Induced Convective Flows for Power Generation," in *ASME 2003 International Solar Energy Conference*, pp. 573-581, 2003.
- [21] H. Pastohr, O. Kornadt, and K. Gürlebeck, "Numerical and analytical calculations of the temperature and flow field in the upwind power plant," *International Journal of Energy Research*, vol. 28, pp. 495-510, 2004.
- [22] A. Koonsrisuk and T. Chitsomboon, "Frictional effect on the flow in a solar chimney," in *Proceedings of the 4th National Symposium on Graduate Research, Chiang Mai, Thailand*, 2004.
- [23] C. F. Kirstein and T. W. von Backström, "Flow through a solar chimney power plant collector-to-chimney transition section," in *Proceedings of the International Solar Energy Conference*, , Orlando, FL, 2005.
- [24] C. F. Kirstein and T. W. von Backström, "Flow through a solar chimney power plant collector-to-chimney transition section," *Journal of solar energy engineering*, vol. 128, pp. 312-317, 2006.
- [25] M. Tingzhen, L. Wei, and X. Guoliang, "Analytical and numerical investigation of the solar chimney power plant systems," *International Journal of Energy Research*, vol. 30, pp. 861-873, 2006.
- [26] J. Pretorius and D. Kröger, "Critical evaluation of solar chimney power plant performance," *Solar Energy*, vol. 80, pp. 535-544, 2006.
- [27] T. W. von Backström and T. P. Fluri, "Maximum fluid power condition in solar chimney power plants—an analytical approach," *Solar Energy*, vol. 80, pp. 1417-1423, 2006.
- [28] N. Ninic, "Available energy of the air in solar chimneys and the possibility of its ground-level concentration," *Solar Energy*, vol. 80, pp. 804-811, 2006.
- [29] H. Huang, H. Zhang, Y. Huang, and F. Lu, "Simulation Calculation on Solar Chimney Power Plant System," in *Challenges of Power Engineering and Environment*, ed: Springer, pp. 1158-1161, 2007.
- [30] A. Koonsrisuk and T. Chitsomboon, "Dynamic similarity in solar chimney modeling," *Solar Energy*, vol. 81, pp. 1439-1446, 2007.
- [31] P. Wei, "Ming Tingzhen~ 2 Liu Wei~ 2 Xu Guoliang~ 2 (1 Departement of Power and Energy, Wuhan Institute of Shipbuilding Technology, Wuhan 430050, China; 2 College of Energy and Power Engineering, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 730074, China); Research of the optimization on the geometric dimensions of the solar chimney power plant systems[J]," *Journal of Huazhong University of Science and Technology (Nature Science Edition)*, vol. 1, 2007.
- [32] J. P. Pretorius, "Optimization and control of a large-scale solar chimney power plant," Stellenbosch: University of Stellenbosch, 2007.
- [33] T. Ming, W. Liu, Y. Pan, and G. Xu, "Numerical analysis of flow and heat transfer characteristics in solar chimney power plants with energy storage layer," *Energy Conversion and Management*, vol. 49, pp. 2872-2879, 2008.

- [34] M. T. L. W. X. Yannbin and G. Xuhu, "NUMERICAL ANALYSIS OF HEAT TRANSFER AND FLOW IN THE SOLAR CHIMNEY POWER GENERATION SYSTEM," *Acta Energiae Solaris Sinica*, vol. 4, p. 013, 2008.
- [35] T. Ming, W. Liu, Y. Xiong, X. Guan, G. Xu, and Y. Pan, "Experimental simulation of heat transfer and flow in the solar chimney system," *JOURNAL OF ENGINEERING THERMOPHYSICS*, vol. 29, p. 681, 2008.
- [36] M. Tingzhen, L. Wei, X. Guoling, X. Yanbin, G. Xuhu, and P. Yuan, "Numerical simulation of the solar chimney power plant systems coupled with turbine," *Renewable Energy*, vol. 33, pp. 897-905, 2008.
- [37] R. Petela, "Thermodynamic study of a simplified model of the solar chimney power plant," *Solar energy*, vol. 83, pp. 94-107, 2009.
- [38] T. Chergui, S. Larbi, and A. Bouhdjar, "Thermo-hydrodynamic aspect analysis of flows in solar chimney power plants—A case study," *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, vol. 14, pp. 1410-1418, 2010.
- [39] T. Tayebi and D. Mahfoud, "Numerical Simulation of Natural Convection in a Solar Chimney," *International Journal of Renewable Energy Research (IJRER)*, vol. 2, pp. 712-717, 2012.
- [40] T. Tayebi and M. Djezzar, "Numerical Analysis of Flows in a Solar Chimney Power Plant with a Curved Junction," *International Journal of Energy Science*, vol. 3, 2013.
- [41] Y. Dai, H. Huang, and R. Wang, "Case study of solar chimney power plants in Northwestern regions of China," *Renewable Energy*, vol. 28, pp. 1295-1304, 2003.
- [42] E. Bilgen and J. Rheault, "Solar chimney power plants for high latitudes," *Solar Energy*, vol. 79, pp. 449-458, 2005.
- [43] F. N. Onyango and R. M. Ochieng, "The potential of solar chimney for application in rural areas of developing countries," *Fuel*, vol. 85, pp. 2561-2566, 2006.
- [44] X. Zhou, J. Yang, B. Xiao, and G. Hou, "Simulation of a pilot solar chimney thermal power generating equipment," *Renewable Energy*, vol. 32, pp. 1637-1644, 2007.
- [45] T. Von Backström and A. Gannon, "Solar chimney turbine characteristics," *Solar energy*, vol. 76, pp. 235-241, 2004.
- [46] R. Harte and G. P. Van Zijl, "Structural stability of concrete wind turbines and solar chimney towers exposed to dynamic wind action," *Journal of Wind engineering and industrial aerodynamics*, vol. 95, pp. 1079-1096, 2007.
- [47] F. Denantes and E. Bilgen, "Counter-rotating turbines for solar chimney power plants," *Renewable energy*, vol. 31, pp. 1873-1891, 2006.
- [48] T. Fluri and T. Von Backström, "Comparison of modelling approaches and layouts for solar chimney turbines," *Solar Energy*, vol. 82, pp. 239-246, 2008.
- [49] M. Tingzhen, L. Wei, X. Guoling, X. Yanbin, G. Xuhu, and P. Yuan, "Numerical simulation of the solar chimney power plant systems coupled with turbine," *Renewable Energy*, vol. 33, pp. 897-905, 2008.
- [50] W. Haaf, K. Friedrich, G. Mayr, and J. Schlaich, "Solar chimneys part I: principle and construction of the pilot plant in Manzanares," *International Journal of Solar Energy*, vol. 2, pp. 3-20, 1983.
- [51] W. Haaf, "Solar chimneys: part ii: preliminary test results from the Manzanares pilot plant," *International Journal of Sustainable Energy*, vol. 2, pp. 141-161, 1984.

- [52] R. Krisst, "ENERGY-TRANSFER SYSTEMS," ed: MARIER COMMUNICATIONS 620 CENTRAL AVE NORTH, MILICA, MN 56363-1788, pp. 8-8, 1983.
- [53] H. Kulunk, "A prototype solar convection chimney operated under Izmit conditions," in *Proceedings of the 7th Miami international conference on alternative energy sources*, 1985.
- [54] N. Pasumarthi and S. Sherif, "Experimental and theoretical performance of a demonstration solar chimney model—Part II: experimental and theoretical results and economic analysis," *International Journal of Energy Research*, vol. 22, pp. 443-461, 1998.
- [55] S. Sherif, N. Pasumarthi, R. Harker, and G. Brinen, "Performance of a demonstration solar chimney model for power generation," Final Technical Report No. UFME/SEECL-9507, Solar Energy and Energy conversation Laboratory, Department of Mechanical Engineering, University of Floarida, Gainesville, Florida1995.
- [56] X. Zhou, J. Yang, B. Xiao, and G. Hou, "Simulation of a pilot solar chimney thermal power generating equipment," *Renewable Energy*, vol. 32, pp. 1637-1644, 2007.
- [57] X. Zhou, J. Yang, B. Xiao, and X. Shi, "Special climate around a commercial solar chimney power plant," *Journal of Energy Engineering*, vol. 134, pp. 6-14, 2008.
- [58] X. Zhou, J. Yang, B. Xiao, and G. Hou, "Experimental study of temperature field in a solar chimney power setup," *Applied Thermal Engineering*, vol. 27, pp. 2044-2050, 2007.
- [59] C. Ketlogetswe, J. K. Fiszdon, and O. O. Seabe, "RETRACTED: Solar chimney power generation project—The case for Botswana," *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, vol. 12, pp. 2005-2012, 2008.
- [60] A. G. Ferreira, C. B. Maia, M. F. Cortez, and R. M. Valle, "Technical feasibility assessment of a solar chimney for food drying," *Solar Energy*, vol. 82, pp. 198-205, 2008.
- [61] C. B. Maia, A. G. Ferreira, R. M. Valle, and M. F. Cortez, "Theoretical evaluation of the influence of geometric parameters and materials on the behavior of the airflow in a solar chimney," *Computers & Fluids*, vol. 38, pp. 625-636, 2009.
- [62] C. B. Maia, A. G. Ferreira, R. M. Valle, and M. F. Cortez, "Analysis of the airflow in a prototype of a solar chimney dryer," *Heat Transfer Engineering*, vol. 30, pp. 393-399, 2009.
- [63] A. Koyun, I. Üçgül, M. Acar, and R. Şenol, "Güneş Bacası Sisteminin Termal Özet Dizaynı. Tesisat Mühendisliği Dergisi, 98: 45–50," ed, 2007.
- [64] K. Golder, "Combined solar pond and solar chimney," *Final year Mechanical Engineering Project. School of Aerospace, Mechanical and Manufacturing Engineering, Bundoora Campus, RMIT University, Melbourne, Australia*, 2003.
- [65] A. Akbarzadeh, P. Johnson, and R. Singh, "Examining potential benefits of combining a chimney with a salinity gradient solar pond for production of power in salt affected areas," *Solar Energy*, vol. 83, pp. 1345-1359, 2009.
- [66] T. Ming, W. Liu, Y. Xiong, X. Guan, G. Xu, and Y. Pan, "Experimental simulation of heat transfer and flow in the solar chimney system," *JOURNAL OF ENGINEERING THERMOPHYSICS*, vol. 29, p. 681, 2008.
- [67] M. Bernardes, "Life cycle assessment of solar chimneys, world renewable energy congress VIII," in *Proceedings of the World Renewable Energy congress VIII, Denver, USA*, 2004.
- [68] J. P. Pretorius and D. G. Kröger, "Thermoeconomic optimization of a solar chimney power plant," *Journal of Solar Energy Engineering*, vol. 130, p. 021015, 2008.
- [69] T. Fluri, J. Pretorius, C. V. Dyk, T. Von Backström, D. Kröger, and G. Van Zijl, "Cost analysis of solar chimney power plants," *Solar Energy*, vol. 83, pp. 246-256, 2009.
- [70] C. Yisheng, "2, YANG Yan1, WEIYili2, YANG Jinghui1, TIAN yanrong1 (1. School of Environment and Energy, Inner Mongolia University of Science and Technology, BaoTou

- 014010, China; 2. Institute of New Energy Power Generation, Inner Mongolia University of Science and Technology, BaoTou 014010, China); Solar hot air-flows power generation and its application in Wuhai of Inner Mongolia [J]," *Energy Research and Information*, vol. 2, 2010.
- [71] W.-q. Tao, "Numerical heat transfer," *Xi'an Jiaotong University Press, Xi'an*, pp. 430-447, 2001.
- [72] S. Patankar, *Numerical heat transfer and fluid flow*: Hemisphere, Washington, D,C, 1980.
- [73] E. F. Nogotov, "Applications of numerical heat transfer," *NASA STI/Recon Technical Report A*, vol. 79, p. 14672, 1978.
- [74] E. Saadjan, "Phénomènes de transport et leurs résolutions numériques," 1998.
- [75] P. J. Roache, *Computational fluid dynamics*: Hermosa publishers, 1972.
- [76] T. J. Barth and D. C. Jespersen, "The design and application of upwind schemes on unstructured meshes," 1989.
- [77] S. V. Patankar and D. B. Spalding, "A calculation procedure for heat, mass and momentum transfer in three-dimensional parabolic flows," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 15, pp. 1787-1806, 1972.
- [78] J. Van Doormaal and G. Raithby, "Enhancements of the SIMPLE method for predicting incompressible fluid flows," *Numerical heat transfer*, vol. 7, pp. 147-163, 1984.
- [79] R. I. Issa, "Solution of the implicitly discretised fluid flow equations by operator-splitting," *Journal of computational physics*, vol. 62, pp. 40-65, 1986.
- [80] R. Sangi, M. Amidpour, and B. Hosseinizadeh, "Modeling and numerical simulation of solar chimney power plants," *Solar energy*, vol. 85, pp. 829-838, 2011.

Contribution to the Numerical Study of Laminar Natural Convection in a Solar Heater Radial System

Abstract

The author proposes in this thesis, a numerical study of laminar natural convection in a Solar Heater Radial System. Two different simulations were performed. First, the two-dimensional governing equations have been solved numerically using a validate computer code. The Transported fluid is the air ($Pr = 0.702$), it is considered as a Newtonian and incompressible fluid based on the Boussinesq approximations, the governing equations are taken to be in the vorticity-stream function formulation in hyperbolic coordinates. For heating conditions we suppose an isothermal walls of the collector (T_c for the ground and T_f for the roof, with $T_c > T_f$). Solution of the defined equations has been done with numerical control volume method. We examined the effect of the system geometry on the natural convection phenomenon in the solar chimney. Finally, the simulation results have been given as airflows and temperature patterns.

Then, a 3D numerical simulation was performed using the FLUENT software to simulate a three-dimensional model of a solar chimney power plant. The simulation was performed for the geometry of the Manzanares prototype, in Spain. The distribution of temperature, velocity and pressure in the system are shown for three different solar radiations. Good quantitative agreement was obtained between the experimental and numerical data and our numerical results.

This result (2D and 3D) will let the solar chimney designer locate correctly the turbine in the solar chimney power plant and estimate the power that could be exploited.

Key words: Radial Solar heater System, Applied Solar Energy, Natural Convection, 2D and 3D Numerical Study.

مساهمة في الدراسة الرقمية لظاهرة الحمل الحراري الطبيعي الصفانحي في نظام قطري للتسخين بالطاقة الشمسية

ملخص

عملنا في هذه الأطروحة يتعلّق بالدراسة العددية لانتقال الحرارة بواسطة الحمل الطبيعي داخل نظام للتسخين القطري بالطاقة الشمسية (برج شمسي). أجريت عمليتي محاكاة مختلفة. أولاً، تم حل المعادلات المتحكممة رقمياً ثنائي الأبعاد باستخدام برنامج رقمي خاصة، المائع المحمول هو الهواء ($Pr=0.702$) الذي نعتبره نيوتوني غير قابل للإنزغاط يتدفق بصفة رقائقية. المعادلات المتحكممة في هذا السريان تُأخذ بصيغ: التدويم -دوال التيارات في جملة للإحداثيات القطبية، باستعمال تقريب "بوسنسك". بالنسبة لشروط التسخين افترضنا درجات حرارة ثابتة لجدران مجمع البرج (T_c) بالنسبة للأرض و T_f بالنسبة لسقف المجمع، حيث: $(T_c > T_f)$. لحل هذه المعادلات استعملنا طريقة الحجم المنتهية، فحصنا تأثير هندسة النظام على ظاهرة الحمل الحراري الطبيعي داخل البرج. أخيراً نتائج المحاكاة أعطيت كمخططات للحرارة و التيارات.

بعد ذلك، تم إجراء المحاكاة العددية ثلاثية الأبعاد باستخدام برنامج FLUENT لمحاكاة نموذج ثلاثي الأبعاد لنظام للتسخين القطري بالطاقة الشمسية. تم إجراء محاكاة للهندسة النموذج في "مانزاناريس"، أسبانيا. وتظهر توزيع درجة الحرارة والسرعة والضغط في النظام من أجل ثلاثة قيم مختلفة للإشعاع الشمسي. تم الحصول على توافق كمي جيد بين البيانات التجريبية والعددية والنتائج العددية لدينا.

هذه النتائج ستساعد مصمم المدخنة الشمسية تحديد التوربينات بشكل صحيح داخل المدخنة الشمسية ويقدر الاستطاعة التي يمكن استغلالها.

كلمات مفتاحية: نظام للتسخين القطري بالطاقة الشمسية، تطبيقات الطاقة الشمسية، الحمل الحراري الطبيعي، محاكاة عددية ثنائية

وثلاثية الأبعاد.

Résumé

L'auteur propose dans cette thèse, l'étude numérique de la convection naturelle laminaire dans un Système Radial de Chauffage Solaire. Deux simulations numériques différentes ont été réalisées. Tout d'abord, les équations bidimensionnelles régissant l'écoulement ont été résolues numériquement en utilisant un code informatique validé. Le fluide véhiculé est l'air ($Pr = 0.702$), considéré comme un fluide newtonien et incompressible, en se basant sur les approximations de Boussinesq et la formulation vorticité-fonction de courant en coordonnées hyperboliques. Nous avons pris comme conditions de chauffage des parois isothermes pour notre collecteur (T_c pour le sol et T_f pour le toit, avec $T_c > T_f$). La résolution de ces équations est basée sur un schéma de discrétisation aux volumes finis. Nous avons examiné l'effet de la géométrie du système sur le phénomène de la convection naturelle dans la cheminée. Les résultats de la simulation ont été donnés sous forme, de champs de température, fonction de courant et de vitesse.

Ensuite, une simulation numérique 3D a été réalisée en utilisant le logiciel FLUENT qui permet de simuler un modèle en trois dimensions d'une centrale à cheminée solaire. La simulation a été effectuée pour la géométrie du prototype de Manzanares, en Espagne. Les distributions de température, de vitesse et de pression dans le système sont représentées pour trois différents rayonnements solaires. Un bon accord quantitatif a été obtenu entre les données expérimentales et numériques et nos résultats numériques.

Ces résultats (2D et 3D) orienteront le concepteur de la cheminée solaire pour bien situer l'emplacement des turbines dans la centrale de la cheminée solaire et estimer la puissance qui pourrait être exploitée.

Mots-Clés : Système Radial de Chauffage Solaire, Energie Solaire Appliquée, Convection Naturelle, Etude Numérique 2D et 3D.