

République Algérienne Démocratique et populaire

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique



Ecole Nationale Polytechnique

Département de Génie Mécanique

Mémoire de Magistère en Génie Mécanique

Option : Energétique

Présenté par :

Hamed Djalel

Intitulé

Etude des transferts thermiques dans un concentrateur Cylindro- Parabolique

Soutenu publiquement le 30 /09/2012 devant le jury composé de :

Président :	Saïd RECHAK	Prof.	ENP
Rapporteur :	Mohand Améziane AIT-ALI	Prof.	ENP
Examineur :	Arezki SMAILI	Prof.	ENP
	Toudert AHMED-ZAID	Prof.	ENP

ENP 2012

Remerciement

Je me dois de remercier Allah le tout puissant pour toute la volonté et le courage qu'il m'a donné pour l'achèvement de ce travail.

Je tiens à exprimer toute ma gratitude à Monsieur Mohand Améziane AIT-ALI, professeur à L'école Nationale Polytechnique de m'avoir guidé tout au long de cette recherche, et n'avoir jamais cessé de me prodiguer ses conseils et suggestions.

Je tiens à remercier sincèrement Monsieur Saïd RECHAK, Professeur à L'école Nationale polytechnique qui m'a fait l'honneur d'accepter la présidence de mon jury de soutenance.

A monsieur Arezki SMAILI, professeur à L'école Nationale Polytechnique, que je remercie beaucoup également pour avoir accepté de participer à mon jury d'examen.

Je ne saurais oublier Monsieur Toudert AHMED-ZAID, Professeur à L'école Nationale polytechnique, que je remercie beaucoup pour avoir accepté de participer à mon jury de soutenance.

Mes plus profonds remerciements vont à mes parents et mon frère Ramzi. Tout au long de mon cursus, ils m'ont toujours soutenu, encouragé et aidé. Ils ont su me donner toutes les chances pour réussir.

Aussi je remercie vivement mon ami Tarek MASAI pour ses conseils précieux et son aide.

Dédicace

Je dédie ce modeste travail :

A mes très chers parents

A mes chers frères et sœurs

A tous mes collègues :

*Belhout Youcef, Aggagna Belgacem, Charad
lamine, Elhala Adel.*

A tous les membres de Ma famille.

ملخص:

ركزت الدراسة المطروحة في هاته المذكرة علي اليات انقال الحرارة الحاصلة في مركز شمسي ذو قطع مكافئ. بعد تقدير الاشعاع الشمسي وذلك بواسطة احداثيات عملية. اجرينا تحليل بصري و حراري للمركز الشمسي حيث تم توضيح جميع الضيعات الحرارية بالتفصيل و التي تؤثر علي كفاءة الاقط الشمسي. واجري تقييم عددي لظاهرة الحمل الحراري القسري، الدراسة طبقة علي مائع حراري باستعمال طريقة الحجم المنتهية ليتم فيما بعد مقارنة النتائج اجيبا مع دراسات اخري نشرت مؤخرا. و اجري ايضا تقييم عددي لظاهرة الحمل الطبيعي في الفضاء الحلقي للاقط الشمسي كذلك بواسطة طريقة الحجم المنتهية و ذلك في صيغة الاحداثيات ثنائية الاسطوانات و كذلك كل من التركيبية فورستتي- معادلة التيار و خوارزمية نقطوف. النتائج التي تم الحصول عليها في هذا النهج الرسمي من المرجح ان تستعمل في التطبيقات العملية.

كلمات البحث: مركز شمسي, الحمل الحراري القسري, الحمل الحراري الطبيعي, طريقة الحجم المنتهية.

Résumé

L'étude exposée dans ce mémoire de magistère a porté sur les mécanismes de transferts thermiques qui ont lieu dans un collecteur cylindro parabolique CCP. Après l'estimation de l'éclairement solaire en fonction de coordonnées opérationnelles, une analyse optique et thermique du concentrateur a été réalisée en détaillant toutes les pertes significatives affectant l'efficacité du collecteur CCP. Une évaluation numérique de la convection forcée a été réalisée sur le fluide caloporteur par la méthode des volumes finis; les résultats obtenus se comparent favorablement à d'autres publiés récemment. Une évaluation numérique de la convection naturelle dans l'espace annulaire du CCP a aussi été réalisée par la méthode des volumes finis en coordonnées bi-cylindriques et la formulation vorticité-fonction de courant et la procédure de Nogotov. Les résultats obtenus dans cette démarche formelle sont susceptibles d'applications pratiques.

Mots clés : concentrateur solaire, convection forcée, convection naturelle, méthode des volumes finis.

Abstract

The work reported in this study concerns heat transfer mechanisms active in a cylindro parabolic (CCP) solar collector. After expressing solar radiation in terms of operational coordinates, an optical and thermal analysis has been done, focusing on all significant thermal losses which affect the collector efficiency. A numerical evaluation of forced convection has been performed on the working fluid using finite volume method; the results obtained compare favorably with recent work published by others. A numerical evaluation of natural convection in the annular space of CCP has also been performed using a finite volume method in bi-cylindrical coordinates and a vorticity-stream function, with the Nogotov procedure of resolution. The results obtained with this formal approach are susceptible of practical applications.

Key words: solar concentrator, forced convection, free convection, finite volume method

SOMMAIRE

Nomenclature

Introduction Générale

CHAPITRE 1 :

Estimation De L'éclairement Solaire

I.1	Introduction.....	4
I.2	Mouvement du globe terrestre.....	4
I.3	Les coordonnées géographiques terrestres.....	4
I.3.1	Latitude.....	4
I.3.2	Longitude.....	5
I.3.3	Méridien.....	5
I.4	Le temps solaire vrai.....	5
I.4.1	Equation de temps.....	5
I.4.2	Correction de longitude.....	7
I.5	Les angles solaires.....	7
I.5.1	Déclinaison, δ	7
I.5.2	Angle horaire, h	8
I.5.3	Angle d'altitude solaire, α	9
I.5.4	Angle solaire Azimutal, z	10
I.6	Heures des lever et coucher du soleil et la longueur du jour.....	11
I.7	L'angle d'incidence et mode de suivi du soleil.....	11
I.7.1	Surface horizontale sur l'axe E-W avec suivi N-S.....	12
I.7.2	Surface horizontale sur l'axe N-S avec suivi E-W.....	12
I.8	Le rayonnement solaire.....	12
I.8.1	Le rayonnement thermique.....	12
I.9	Le rayonnement solaire extraterrestre	14
I.10	Estimation de l'éclairement solaire au niveau de sol terrestre.....	15
I.10.1	Estimation de l'éclairement solaire direct I.....	16
I.10.2	La masse atmosphérique.....	17
I.10.3	L'éclairement solaire global	18
I.11	Le potentiel solaire en Algérie.....	21

I.12	Conclusion.....	22
------	-----------------	----

CHAPTRE 2 :

Analyse Optique et Thermique Du Concentrateur Cylindro Parabolique

II.1	Introduction.....	24
II.2	Le concentrateur cylindro-parabolique.....	25
II.2.1	Le réflecteur parabolique.....	26
II.2.2	Le collecteur de chaleur.....	26
II.2.3	Le mécanisme de poursuite.....	27
II.2.4	La structure métallique.....	28
II.3	Les paramètres de conception du concentrateur cylindro parabolique.	28
II.3.1	Le taux de concentration.....	28
II.4	Analyse optique et thermique du concentrateur cylindro parabolique..	30
II.4.1	Les pertes optiques du collecteur cylindro-parabolique.....	30
II.4.1.1	Facteur d'interception.....	30
II.4.1.2	La perte géométrique du concentrateur cylindro parabolique.....	32
II.4.2	Analyse thermique du concentrateur cylindro parabolique.....	33
II.4.2.1	Bilan énergétique uni dimensionnel.....	33
II.4.2.2	Transfert de chaleur par convection entre le fluide et l'absorbeur.....	34
II.4.2.2.1	Le cas de l'écoulement turbulent et transitoire.....	34
II.4.2.2.2	Le cas de l'écoulement laminaire.....	35
II.4.2.3	Transfert de chaleur par conduction à travers le tube absorbeur.....	35
II.4.2.4	Les pertes thermiques du tube absorbeur à l'enveloppe en verre.....	36
II.4.2.4.1	Perte de chaleur par convection dans la partie annulaire.....	36
II.4.2.4.1.1	Le vide Annulaire.....	36
II.4.2.4.1.2	La pression dans la partie annulaire.....	37
II.4.2.4.2	Pertes de chaleur par rayonnement.....	38
II.4.2.4.3	Transfert de chaleur par conduction à travers le verre.....	39
II.4.2.5	Perte thermique de l'enveloppe en verre vers l'atmosphère.....	39
II.4.2.5.1	La perte de chaleur par convection.....	40
II.4.2.5.1.1	Cas sans vent.....	40
II.4.2.5.1.2	Cas avec vent.....	41

II.4.2.5.2	La perte thermique par rayonnement.....	42
II.4.2.6	Perte de chaleur dans le support de l'absorbeur.....	43
II.4.3	Absorption du rayonnement solaire.....	43
II.4.3.1	Absorption du rayonnement solaire dans le tube absorbeur.....	43
II.4.3.2	Absorption du rayonnement solaire dans le tube Pyrex.....	44
II.4.4.	Modèle bidimensionnel du bilan énergétique.....	44
II.4.4.1	Efficacité du concentrateur.....	46
II.4.4.2	Analyse thermique du collecteur de chaleur (HEC).....	47
II.4.4.3	Les hypothèses simplificatrices.....	48
II.4.4.4	Bilan énergétique du tube absorbeur.....	48
II.4.4.5	Bilan énergétique du tube Pyrex.....	49
II.4.4.6	Bilan énergétique de l'huile synthétique.....	49
II.4.5	Résultats numériques.....	52
II.4.5.1	Evolution de la température à la sortie de récepteur.....	52
II.4.5.2	Pertes thermiques au midi solaire vrai.....	54
II.4.5.2.1	Midi solaire du Solstice d'hiver.....	54
II.4.5.2.2	Midi solaire du solstice d'été.....	55
II.4.5.3	Evolution de la température.....	56
II.5.	Conclusion.....	57

CHAPITRE 3 :

Etude Numérique De la Convection Forcée

III.1	Introduction.....	59
III.2	Les hypothèses simplificatrices.....	59
III.3	Equations gouvernantes.....	60
III.3.1	L'équation de continuité.....	60
III.3.2	L'équation d'équilibre de la quantité de mouvement.....	60
III.3.3	L'équation de conservation de l'énergie.....	60
III.4	Modélisation numérique.....	62
III.4.1	Equation générale de transport.....	63
III.4.2	Maillage.....	64
III.4.3	Discrétisation de l'équation générale de transport.....	65
III.4.4	Discrétisation de l'équation de transport générale des flux totaux.....	66

III.4.5	L'équation de la quantité de mouvement radiale.....	70
III.4.6	L'équation de la quantité de mouvement axiale.....	70
III.4.7	L'équation de l'énergie.....	71
III.5	L'algorithme SIMPLE.....	72
III.6	Méthode de sous relaxation.....	73
III.7	Critère de convergence.....	73
III.8	Méthode de balayage.....	74
III.9	Méthode de résolution TDMA.....	74
III.10	L'organigramme de SIMPLE.....	76
III.11	Résultats numériques et discussion.....	77
III.11.1	Champ de températures.....	77
III.11.2	Champs de pressions.....	78
III.11.3	Vitesse axiale.....	79
III.11.4	Nombre de Nusselt.....	79
III.12	Conclusion.....	80

CHAPITRE 4 :

Etude Numérique De la Convection Naturelle

IV.1	Description du problème.....	82
IV.2	Hypothèses simplificatrices.....	82
IV.3	Formulation des équations en coordonnées cartésiennes.....	83
IV.4	Elimination du terme de pression des équations de mouvement.....	84
IV.5	Formulation des équations en coordonnées bi-cylindriques.....	85
IV.6	Adimensionnement des équations.....	87
IV.7	Formulation des conditions aux limites adimensionnelles.....	88
IV.8	Coefficient d'échange de chaleur.....	88
IV.8.1	Valeur locale du nombre de Nusselt.....	88
IV.9	Formulation numérique.....	89
IV.10	Méthode de résolution numérique.....	89
IV.10.1	Volume élémentaire d'intégration.....	90
IV.10.2	Discrétisation de l'équation générale de transfert.....	91
IV.10.3	Discrétisation de l'équation d'énergie.....	95
IV.10.3.1	Discrétisation des conditions aux limites.....	98

IV.10.4	Discrétisation de l'équation de quantité de mouvement.....	99
IV.10.4.1	Discrétisation des conditions aux limites.....	100
IV.10.5	Discrétisation de l'équation de la fonction de courant.....	101
IV.10.5.1	Discrétisation des conditions aux limites.....	102
IV.10.6	Discrétisation des composantes de la vitesse.....	102
IV.10.7	Processus du calcul.....	103
IV.11	Résultats et discussion.....	106
IV.12	Conclusion.....	108
	<i>Conclusion générale.....</i>	109
	<i>Bibliographie.....</i>	110

Listes des tables et des figures

Listes des figures :

Figure.I.1	Les coordonnées géographiques.....	5
Figure.I.2	Equation du temps.....	6
Figure.I.3	Déclinaison solaire.....	8
Figure.I.4	Angle horaire.....	9
Figure.I.5	Angle d'altitude solaire.....	10
Figure.I.6	Angle solaire azimutal.....	10
Figure.I.7	La distribution spectrale du rayonnement du corps noir.....	14
Figure.I.8	Variation annuelle du rayonnement extraterrestre.....	15
Figure.I.9	La variation de la masse atmosphérique au cours d'un jour.....	18
Figure.I.10	Rayonnement global relatif aux trois états atmosphériques.....	18
Figure.I.11	Rayonnement direct relatif aux trois états atmosphériques.....	19
Figure.I.12	Rayonnements (D, S, G) en ciel pur pour une surface horizontale.....	19
Figure.I.13	Rayonnements (D, S, G) en ciel moyen pour une surface horizontale...	20
Figure.I.14	Rayonnements (D, S, G) relatifs pour ciel dégradé sur une surface	20
Figure.I.15	Rayonnement global en ciel moyen pour S.H, E.A, S.E.....	21
Figure.I.16	Carte d'ensoleillement de l'Algérie.....	21
Figure.II.1	Concentrateur cylindro-parabolique.....	25
Figure.II.2	Schémas du tube absorbeur de concentrateur cylindro-parabolique.....	27
Figure.II.3	Structure métallique d'un concentrateur cylindro-parabolique.....	28
Figure.II.4	Angle d'ouverture du concentrateur.....	29
Figure.II.5	Perte géométrique du concentrateur cylindro-parabolique.....	32
Figure.II.6	Bilan énergétique de l'absorbeur avec et sans enveloppe de verre.....	33
Figure.II.7	Schéma du modèle bidimensionnel de transfert de chaleur.....	45
Figure.II.8	Evolution du flux utile.....	46
Figure.II.9	Tube absorbeur et volume de contrôle utilisé dans l'analyse thermique.	47
Figure.II.10	Volume élémentaire sur le tube absorbeur.....	48
Figure.II.11	Volume élémentaire sur l'enveloppe de verre.....	49
Figure.II.12	Evolution de la température à la sortie du fluide caloporteur.....	52
Figure.II.13	Evolution de la température à la sortie du tube absorbeur.....	53
Figure.II.14	Evolution de la température à la sortie du tube Pyrex.....	53

Figure.II.15	Evolution des pertes thermiques du tube absorbeur.....	54
Figure.II.16	Evolution des pertes thermiques du tube Pyrex.....	54
Figure.II.17	Evolution des pertes thermiques du tube Pyrex.....	55
Figure.II.18	Evolution des pertes thermiques du tube absorbeur.....	55
Figure.II.19	Evolution de la température du tube absorbeur.....	56
Figure.II.20	Evolution de la température du tube Pyrex.....	56
Figure.II.21	Evolution de la température du fluide caloporteur.....	57
Figure.III.1	Configuration géométrique du problème considéré.....	59
Figure.III.2	Volume de contrôle typique bidimensionnel.....	64
Figure.III.3	Volume de contrôle décalé vers la droite.....	64
Figure.III.4	Volume de contrôle décalé vers le haut.....	65
Figure.III.5	L'algorithme SIMPLE.....	77
Figure.III.6	Les isothermes pour différent nombres de Reynolds ($Re=2, 25, 50$).....	77
Figure.III.7	La pression pour différents nombres de Reynolds ($Re=2, 25, 50$).....	78
Figure.III.8	Profil de vitesse pour ($Re=2$) à l'intérieur de la conduite.....	79
Figure.III.9	Variation du nombre Nusselt en fonction du nombre de Reynolds.....	80
Figure.IV.1	Section droite du système.....	82
Figure.IV.2	Représentation schématique des coordonnées bi-cylindriques.....	85
Figure.IV.3	Domaine physique et domaine de calcul.....	90
Figure.IV.4	Représentation schématique du volume de contrôle Typique.....	91
Figure.IV.5	Représentation schématique des nœuds P, E, W et S dans le maillage...	96
Figure.IV.6	Schéma d'algorithme du code numérique.....	105
Figure.IV.7	Isothermes et lignes de courant pour $\alpha=90^0$ $Gr=5000$	106
Figure.IV.8	Isothermes et lignes de courant pour $\alpha=90^0$ $Gr=5*10^6$	107
Figure.IV.9	Isothermes et lignes de courant pour $\alpha=90^0$ $Gr=5*10^8$	107
Figure.IV.10	Variation du Nusselt local sur la paroi interne respectivement pour les nombres de Grashof $=5*10^8, 5*10^6, 5*10^3$	108

Liste des tableaux :

Tableau.I.1	Valeurs de β_A et w pour trois états atmosphériques différents.....	16
Tableau.II.1	Propriétés optiques de quelques couches sélectives.....	26
Tableau.II.2	Caractéristiques géométriques du capteur cylindro-parabolique.....	51
Tableau.III.1	Présentations des différentes variables de l'équation de transport.....	63
Tableau.III.2	Schémas qui sont utilisés pour exprimer le coefficient $A(P_i)$	69
Tableau.III.3	Termes convectifs et diffusifs de l'équation radiale de quantité de mouvement.....	70
Tableau.III.4	Termes convectifs et diffusifs de l'équation axiale de quantité de mouvement.....	71
Tableau.III.5	Termes convectifs et diffusifs de l'équation de l'énergie.....	72
Tableau.IV.1	Représentation des différentes variables de l'équation générale.....	92

NOMENCLATURE

Symbole	Description
ET	Equation du temps, (minutes)
TSV	Temps solaire vrai, (heures)
TSL	Temps standard local, (heures)
SL	Longitude standard, (degrés)
LL	Longitude locale, (degrés)
δ	Déclinaison, (degrés)
h	Angle horaire, (degrés)
α	Angle d'altitude solaire, (degrés)
z	Angle solaire azimutal, (degrés)
h_{ss}	Heure de coucher de soleil, (heures)
D_j	Durée de jour, (heures)
θ	Angle d'incidence, (degrés)
c	Vitesse de la lumière, (m/s)
λ	Longueur d'onde, (μm)
ν	Fréquence d'onde, (Hertz)
G_{on}	Rayonnement extraterrestre, (w/m^2)
G_{sc}	Constante solaire, (w/m^2)
i	Angle d'inclinaison de capteur, (degrés)
G	Eclairement solaire global, (w/m^2)
D	Eclairement solaire diffus, (w/m^2)
I	Eclairement solaire direct, (w/m^2)

m_h	La masse atmosphérique, (kg)
T_1	Facteur de trouble atmosphérique.
C	Taux de concentration.
A_0	Surface d'ouverture, (m^2)
A_r	Surface de récepteur, (m^2)
γ	Facteur d'interception
σ	L'erreur aléatoire
σ_{sun}	L'écart de l'angle de cône solaire
σ_{slope}	L'erreur de suivi du soleil
σ_{miroir}	L'erreur de surface de miroir
d^*	Paramètre d'erreur non aléatoire universel
β^*	Paramètre non aléatoire universel du aux erreurs angulaires
β	Angle entre le rayon réfléchi du centre de soleil et la normale à l'ouverture, (degrés)
σ^*	Paramètre d'erreur aléatoire universel
A_p	La perte de surface réfléchissant, (m)
f	La distance focale, (m)
θ	L'angle d'incidence, (degrés)
h_1	Coefficient de convection thermique de fluide caloporteur à T_1 ($\frac{W}{m^2K}$)
h_{56}	Coefficient de transfert de chaleur par convection de l'air à $\left(\frac{T_5+T_6}{2}\right)$ ($\frac{W}{m^2K}$)
h_{34}	Coefficient de convection thermique de gaz annulaire à T_{34} ($\frac{W}{m^2K}$)
\bar{h}_b	Coefficient de convection moyen du support (W/m^2k)
$A_{a,i}$	La surface intérieure de l'absorbeur (m^2)

$A_{a,e}$	Surface extérieure du tube absorbeur, (m^2)
A_c	Surface de la section transversale du support, (m^2)
A_e	Surface extérieure de l'enveloppe de verre, (m^2)
A_{ref}	Surface du réflecteur, (m^2)
T_1	Température moyenne du fluide caloporteur, (K)
T_2	Température de la surface intérieure de l'absorbeur, (K)
T_3	Température de la surface extérieure de l'absorbeur, (K)
T_4	Température de la surface intérieure de l'enveloppe en verre (K)
T_5	Température de la surface extérieure de l'enveloppe en verre (K)
T_6	Température de l'air ambiant (K)
T_e	Température du fluide caloporteur à l'entrée de tube absorbeur (K)
T_s	Température du fluide caloporteur à la sortie de tube absorbeur (K)
Nu_{D_2}	Nombre de Nusselt basé sur D_2
Nu_{D_5}	Nombre de Nusselt basé sur D_5
K_1	Conductivité thermique du fluide caloporteur à T_1 ($\frac{W}{m K}$)
K_{56}	Conductivité thermique de l'air ambiant à $\left(\frac{T_5+T_6}{2}\right)$ ($\frac{W}{m K}$)
K_{23}	Conductivité thermique de l'absorbeur à la température moyenne $\frac{(T_2+T_3)}{2}$ ($\frac{W}{m K}$)
K_{34}	Conductivité thermique du gaz annulaire à T_{34} ($\frac{W}{m K}$)
K_{45}	Conductivité thermique de l'enveloppe de verre à la température moyenne ($\frac{w}{m K}$)
K_{std}	Conductance thermique du gaz annulaire à la température et pression standard ($\frac{W}{m K}$)

K_b	Coefficient de conduction du support (W/m K)
f_2	Coefficient de frottement de la surface interne du l'absorbeur
Pr_1	Nombre de Prandtl du fluide évalué à la température, T_1
Pr_2	Nombre de Prandtl évalué à la température de la surface intérieure du l'absorbeur, T_2
Pr_{56}	Nombre de Prandtl pour l'air à T_{56}
D_2	Diamètre intérieur de l'absorbeur, (m)
D_3	Diamètre extérieur de l'absorbeur, (m)
D_4	Diamètre intérieur de l'enveloppe de verre, (m)
D_5	Diamètre extérieur de l'enveloppe de verre, (m)
L	Longueur de tube absorbeur, (m)
b	Coefficient d'interaction
λ	Libre-chemin entre les collisions d'une molécule, (cm)
a	Coefficient d'accommodation.
γ	Rapport des chaleurs spécifiques pour le gaz annulaire.
P_a	Pression du gaz annulaire, (mm Hg)
δ	Diamètre moléculaire du gaz annulaire, (cm)
Ra_{D3}	Nombre de Rayleigh évalué à D_3
Ra_{D5}	Number de Rayleigh pour l'aire basé sur D_5
β	Coefficient volumétrique d'expansion thermique (1 / K)
σ	Constant de Stefan-Boltzmann ($W/m^2 K^4$)
ε_3	Émissivité du revêtement sélectif.
ε_4	Émissivité de l'enveloppe de verre.

g	Constante gravitationnelle (9,81) (m/s^2)
α_{56}	Diffusivité thermique de l'air à T_{56} ($\frac{m^2}{s}$)
ν_{56}	Viscosité cinématique de l'air à T_{56} ($\frac{m^2}{s}$) (K)
ε_5	Émissivité de la surface extérieure de l'enveloppe de verre.
T_7	Température du ciel (K)
γ	Facteur d'interception du collecteur.
α_{abs}	Coefficient d'absorption du l'absorbeur.
τ_{env}	Transmissivité de l'enveloppe en verre.
ρ_m	Réflectivité du miroir.
α_p	Coefficient d'adsorption du verre.
C_p	Chaleur spécifique de fluide caloporteur à la température moyenne ($\frac{T_e+T_s}{2}$) (J/kg K)
\dot{m}	Débit massique ($\frac{Kg}{s}$)
η_{opt}	Rendement optique du concentrateur cylindro-parabolique.
C	Taux de concentration.
\dot{Q}_{abs}	Le flux de chaleur absorbé par le tube absorbeur, (w)
\dot{Q}_{perd}	Le flux thermique de tube absorbeur, (w)
\dot{Q}_{57rad}	La perte de chaleur par rayonnement entre l'enveloppe de verre et le ciel, (W)
\dot{Q}_{56conv}	La perte de chaleur par convection entre l'enveloppe de verre et l'atmosphère, (W).
\dot{Q}_{45cond}	Le transfert de chaleur par conduction à travers l'enveloppe de verre, (W).
\dot{Q}_{34rad}	La perte thermique par rayonnement entre l'absorbeur et l'enveloppe de verre, (W).
\dot{Q}_{34conv}	La perte de chaleur par convection dans la partie annulaire, (W).

\dot{Q}_{23cond}	Transfert de chaleur par conduction à travers le tube absorbeur, (W).
\dot{Q}_{12conv}	Transfert de chaleur par convection entre le fluide caloporteur et l'absorbeur, (W).
a	Constante définie dans le système de coordonnées bi-cylindriques, (m)
C_1	Rapport des rayons.
C_2	Excentricité de l'espace annulaire formé par les deux cylindres excentrés.
C_p	Chaleur massique à pression constante, ($J.kg^{-1}.K^{-1}$).
\vec{g}	Accélération de la pesanteur. ($m.s^{-2}$)
Gr	Nombre de Grashof définie par $Gr = \frac{g\beta D_h^3}{g^2} \Delta T$
h	Coefficient métrique dimensionnel.
H	Coefficient métrique adimensionnel.
Nu	Nombre de Nusselt local.
P	Pression au sein du fluide.
r_1, r_2	Rayons des cylindres intérieur et extérieur.
S_\emptyset	Terme source figurant dans l'équation (IV. 31)
T	Température du fluide, (K).
T_1	Température du cylindre intérieur, (K)
T_2	Température du cylindre extérieur, (K)
ΔT	Écart de température $\Delta T = T_1 - T_2$, (K)
t	Temps, (s)
V_η, V_θ	Composantes de la vitesse suivant η, θ , ($m.s^{-1}$)

Lettres grecques

α	Angle d'inclinaison, (degré)
β	Coefficient volumétrique d'expansion thermique du fluide, K^{-1}
Γ_\emptyset	Coefficient de diffusion.
λ	Conductivité thermique de fluide, ($W.m^{-1}.K^{-1}$)
ν	Viscosité cinématique, ($m^2.s^{-1}$)

ρ Masse volumique de fluide, (kg/m^3)

η, θ, z Coordonnées bi-cylindriques.

Ψ Fonction de courant, ($\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$)

ω Vorticité, (s^{-1})

Exposants

$+$ Paramètres adimensionnels.

E.A Equinoxe d'automne.

E.P Equinoxe de printemps.

S.E Solstice d'été.

S.H Solstice d'hiver.

Indices

i Intérieur.

e Extérieur.

η Suivant la coordonnées η

θ Suivant la coordonnées θ

Introduction Générale

L'énergie solaire, qui se caractérise par une absence de pollution, et par sa durabilité peut apporter des réelles solutions aux divers problèmes qui se posent actuellement concernant le changement climatique et les crises énergétiques.

Le concentrateur cylindro parabolique présente la technologie la plus mûre dans le domaine d'énergie solaire thermique; cette technologie est la plus utilisée sur le marché du solaire thermodynamique à concentration. Son utilisation remonte aux années 1980 aux Etats-Unis avec une capacité installée de 350 MW. De nouvelles centrales, basées sur cette technologie ont été construites ces dernières années, comme l'unité Solar One de 65 MW implantée dans le Nevada. En décembre 2009, plus de 30 centrales de ce type sont en construction en Espagne, pour une capacité totale s'élevant à plus de 1.500 MW et un certain nombre de projets sont en cours de développement aux Etats-Unis. De plus, deux centrales, l'une en Algérie et l'autre au Maroc, comportant un cycle intégré solaire de 20MW ont été attribuées à des sociétés européennes suite à appels d'offres. Une autre centrale du même type est en construction en Egypte et un appel d'offres pour une centrale de 100 MW à Abu Dabi a été lancé [1].

Les concentrateurs solaires présentent un des moyens pour résoudre les problèmes posés par la faible densité énergétique du rayonnement solaire incident. Les systèmes utilisant les concentrateurs cylindro-paraboliques sont capables de générer des températures supérieures à 500 °C.

Pour cette raison, notre travail est consacré à **l'étude des transferts thermiques dans un concentrateur cylindro parabolique.**

Cette étude comporte les chapitres suivants :

Le premier chapitre est consacré uniquement à l'estimation de l'éclairement solaire journalier. Pour ce faire, un programme de simulation permettant l'estimation de rayonnement solaire instantané sur une surface horizontale, a été effectué.

Ce programme de calcul sera utilisé dans le deuxième chapitre afin d'évaluer des pertes thermiques et la distribution de la température au niveau du tube absorbeur.

Dans le deuxième chapitre, on s'intéresse à l'analyse thermique du tube absorbeur qui nécessite l'application des bilans thermiques respectivement sur l'enveloppe de verre, le fluide caloporteur et le tube absorbeur ; le système d'équations obtenu est résolu par la méthode des différences finies.

Le troisième chapitre est consacré à l'étude de la convection forcée ; nous commençons par la formulation mathématique du problème où les équations gouvernantes, les hypothèses simplificatrices et les conditions aux limites associées sont présentées.

Ensuite nous avons choisi la méthode des volumes finis pour discrétiser les équations régissant notre modèle. L'algorithme SIMPLE est utilisé pour obtenir le champ de pression à partir de l'équation de continuité. Ensuite pour résoudre le système d'équations algébriques, nous avons utilisé la méthode TDMA (Tri Diagonal Matrix Algorithm).

Nous avons exposé les résultats de la simulation sous forme de champs thermiques pour la compréhension du comportement thermique de la convection forcée dans la conduite.

Et finalement le chapitre quatre est réservé à l'étude de la convection naturelle dans l'espace annulaire entre le tube absorbeur et l'enveloppe de verre, où un modèle physique est utilisé pour décrire les phénomènes de la convection naturelle. Pour cela, nous avons rappelé les différentes équations qui décrivent le phénomène de la convection utilisant la formulation vorticité-fonction de courant.

Des hypothèses simplificatrices ont été introduites pour faciliter le traitement d'équations, pour permettre l'écriture des conditions aux limites, nous utilisons une transformation des coordonnées.

Nous avons exposé les résultats de la simulation sous forme de champs dynamiques et thermiques pour la visualisation de la structure de l'écoulement et la compréhension du comportement thermique de la convection naturelle dans l'espace annulaire.

CHAPITRE 01

ESTIMATION D'ECLAIREMENT SOLAIRE

I.1 Introduction

La ressource de base la plus importante pour tous les potentiels énergétiques renouvelables est l'énergie solaire; c'est le rayonnement émis dans toutes les directions par le soleil, et que la terre reçoit à raison d'une puissance moyenne de 1.4 kW/m^2 , pour une surface perpendiculaire à la direction terre-soleil. Ce flux solaire est atténué lors de la traversée de l'atmosphère par absorption ou diffusion, suivant les conditions météorologiques et la latitude du lieu au niveau du sol.

Afin d'exploiter au mieux cette ressource énergétique, il est nécessaire de connaître la quantité de l'énergie solaire disponible à un endroit spécifique à chaque instant de la journée et de l'année. Pour cette raison, on a jugé nécessaire de présenter dans ce chapitre une notion générale sur les coordonnées célestes et sur le rayonnement solaire.

I.2 Mouvement du globe terrestre

La terre décrit autour du soleil une orbite elliptique quasi circulaire avec une période de 365,25 jours. Le plan de cette orbite est appelé plan de l'écliptique. C'est au solstice d'hiver (21 décembre) que la terre est plus proche du soleil. Et au solstice d'été (21 juin) elle est le plus éloignée.

La terre tourne sur elle-même avec une période de 24 heures. Son axe de rotation (l'axe polaire) a une orientation fixe dans l'espace. Il fait un angle $\delta=23.27^\circ$ avec la normale sur le plan de l'écliptique.

I.3 Les coordonnées géographiques terrestres

Une position sur le globe terrestre est repérée par deux coordonnées : la latitude et la longitude

I.3.1 Latitude

C'est l'angle que fait le plan de l'équateur avec la direction reliant le centre de la terre au point considéré. Sa valeur est positive dans l'hémisphère nord; et négative dans l'hémisphère sud.

I.3.2 Longitude

C'est l'angle que fait le méridien local passant par le point considéré avec le méridien d'origine passant par la ville de Greenwich en Angleterre. Sa valeur est positive à l'Ouest et est négative à l'est du méridien d'origine.

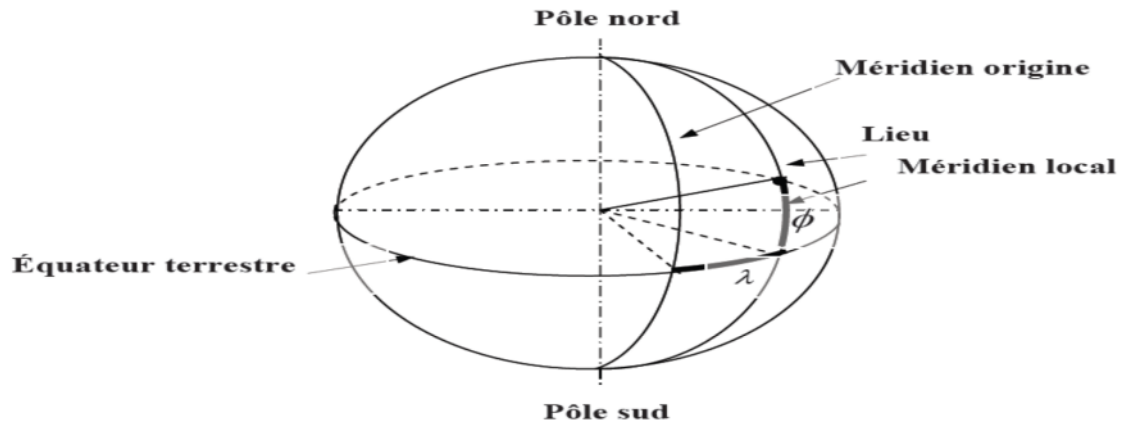


Figure.I.1 Les coordonnées géographiques.

I.3.3 Méridien

C'est le grand cercle de la terre reliant les deux pôles. Tous les points d'un même méridien ont évidemment la même longitude, le méridien pris pour l'origine (0°) des longitudes est celui de Greenwich. Le plan méridien en un lieu est déterminé par ce lieu et par l'axe des pôles, sa trace au sol est parfois dénommée : méridienne. Le temps solaire vrai est identique à un instant donné, pour tous les points d'un même méridien.

I.4 Le temps solaire vrai

Dans les calculs de l'énergie solaire, le temps solaire vrai (TSV) doit être utilisé pour exprimer l'heure de la journée, qui est basée sur le mouvement angulaire du soleil quand il coupe le ciel. Le moment où le soleil passe au Meridien de l'observateur au midi solaire local ne coïncide pas avec le 12:00 heures au temps local. Pour convertir l'heure locale standard (LST) au temps solaire vrai (TSV) deux corrections sont effectuées.

I.4.1 Equation du temps

En raison du facteur lié à l'orbite terrestre autour du soleil, la vitesse orbitale de la terre varie tout au long de l'année, de sorte que le temps solaire vrai varie légèrement de la durée moyenne conservée par une horloge fonctionnant à une vitesse uniforme.

La variation est appelée l'équation du temps (ET). L'équation de temps se pose parce que la longueur d'un jour (le temps requis par la terre pour compléter un tour autour de son propre axe par rapport au soleil), n'est pas uniforme toute l'année. Au cours de l'année, la durée moyenne d'une journée est 24 h, mais la longueur d'une journée varie en raison de l'excentricité de l'orbite de la terre et l'inclinaison de l'axe de la terre par rapport au plan normal de son orbite.

En raison de l'ellipticité de son orbite, la terre est plus proche du soleil le 3 janvier et plus loin du soleil le 4 juillet. Par conséquent la vitesse orbitale de la terre est plus rapide que sa vitesse moyenne pour la moitié de l'année (environ d'Octobre à Mars) et plus lente que leur vitesse moyenne pour la moitié restante de l'année (environ d'Avril à Septembre).

Les valeurs de l'équation de temps en fonction de la journée(N) de l'année peuvent être obtenues à partir d'équation suivante [2]:

$$ET = 9.87 \sin(2B) - 7.53 \cos(B) - 1.5 \sin(B) \tag{I.1}$$

Où :

$$B = (N - 81) \frac{360}{364} \tag{I.2}$$

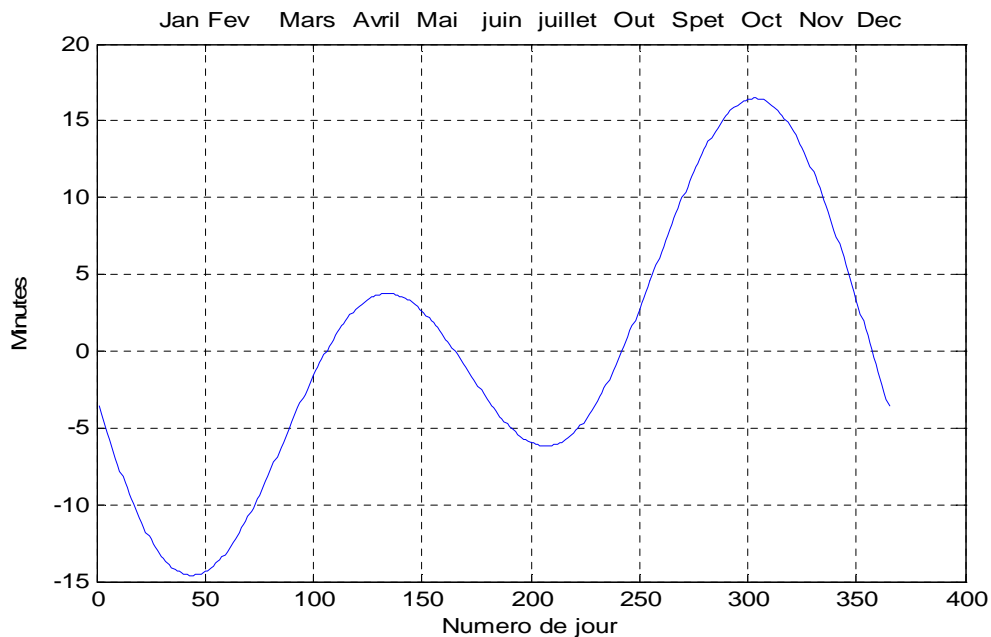


Figure.I.2 Equation du temps.

I.4.2 Correction longitude

L'heure standard est calculée à partir du méridien standard (Greenwich), dont la longitude est 0 degré. Parce que le soleil prend 4 min à transverser 1° de longitude, un terme de correction $4 \times (\text{longitude standard} - \text{longitude locale})$ doit être ajouté ou soustrait à l'heure d'horloge standard de localité ; si l'emplacement est à l'est du méridien standard le terme est ajouté à l'heure mais si l'emplacement l'ouest, il est soustrait.

L'équation générale pour calculer le temps solaire vrai est :

$$TSV = TSL + ET \pm 4(SL - LL) \quad I.3$$

Avec :

TSL : temps standard local

ET : équation de temps

SL : standard longitude

LL : locale longitude

I.5 Les angles solaires

La position du soleil dans le ciel change de jour en jour et d'heure en heure; le mouvement relatif du soleil et de la terre n'est pas simple, mais systématique et donc prévisible. Pour la plupart des applications d'énergie solaire, il faut prévoir raisonnablement où le soleil sera dans le ciel à tel moment donné de la journée et de l'année. Dans le sens de Ptolémée, le soleil est contraint de se déplacer avec 2 degrés de liberté sur la sphère céleste; par conséquent, sa position par rapport à un observateur sur la terre peut être entièrement décrite par les deux angles astronomiques, l'altitude solaire (α) et l'azimut solaire (z). Ce qui suit est une description de chaque angle, avec la formulation associée.

I.5.1 Déclinaison solaire

C'est l'angle formé par le vecteur Soleil-Terre avec le plan équatorial de la terre. Il est dû à l'inclinaison de l'axe des pôles terrestres par rapport au plan écliptique, ce qui est traduit par les différentes saisons. Elle varie au cours de l'année entre -23.45° et $+23.45^{\circ}$. Elle est nulle aux équinoxes de printemps (21 mars) et d'automne (23 septembre), et maximale aux solstices d'été (22 juin) et d'hiver (22 décembre).

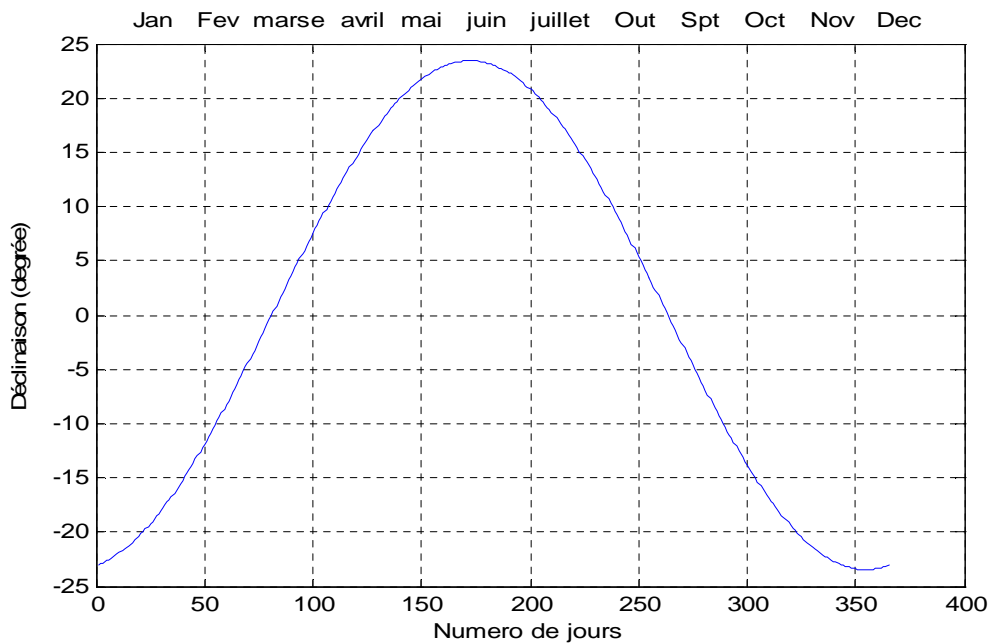


Figure.I.3 Déclinaison solaire.

La variation de la déclinaison solaire durant l'année est illustrée sur la figure I.3. La déclinaison δ en degrés pour n'importe quel jour de l'année (N) peut être calculée approximativement à partir de l'équation suivante:

$$\delta = 23.45 \sin \left[\frac{360}{365} (284 + N) \right] \quad I.4$$

I.5.2 Angle horaire

L'angle horaire du soleil est l'angle formé par le plan méridien du lieu et celui qui passe par la direction du soleil; si l'on prend comme origine le méridien de Greenwich, l'angle horaire est compris entre 0^0 et 360^0 . La valeur de l'angle horaire est nulle au midi solaire, négative le matin, positive dans l'après-midi et augmente de 15^0 par heure. L'angle horaire est donné par l'équation suivante :

$$h = (TSV - 12)15 \quad I.5$$

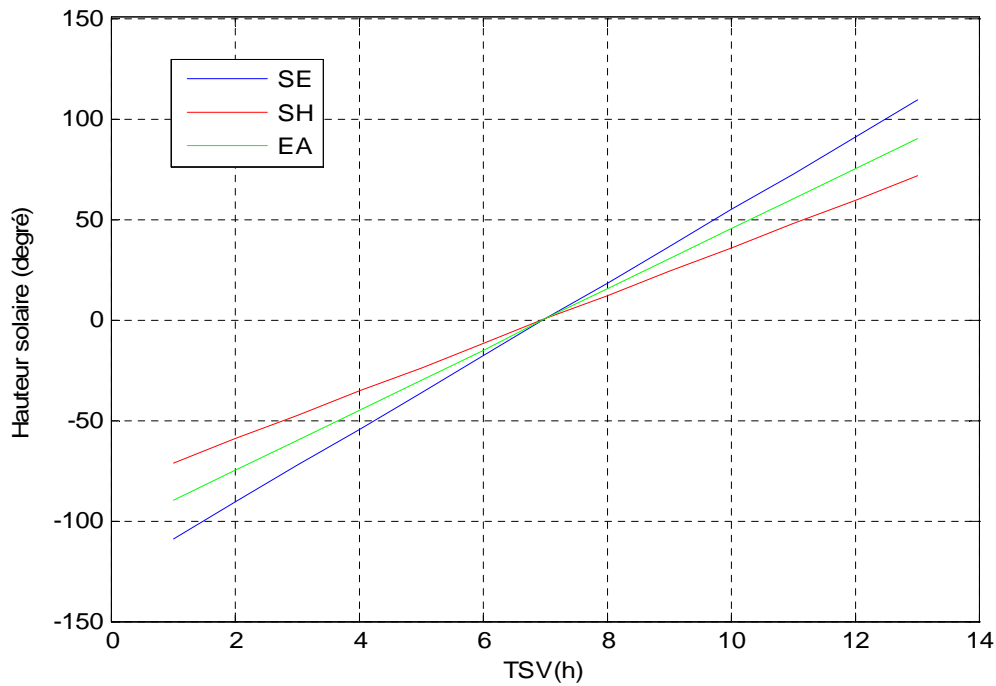


Figure.I.4 Angle horaire.

I.5.3 Angle d'altitude solaire

L'angle d'altitude du soleil est l'angle que fait la direction du soleil avec sa projection sur un plan horizontal; elle est donnée par la formule :

$$\sin(\alpha) = \sin(L) \sin(\delta) + \cos(L) \cos(\delta) \cos(h) \quad I.6$$

Où L, la latitude locale, est définie comme l'angle entre une ligne partant du centre de la terre sur le site d'intérêt et le plan équatorial. Ces valeurs au nord de l'équateur sont positives et celles du sud sont négatives.

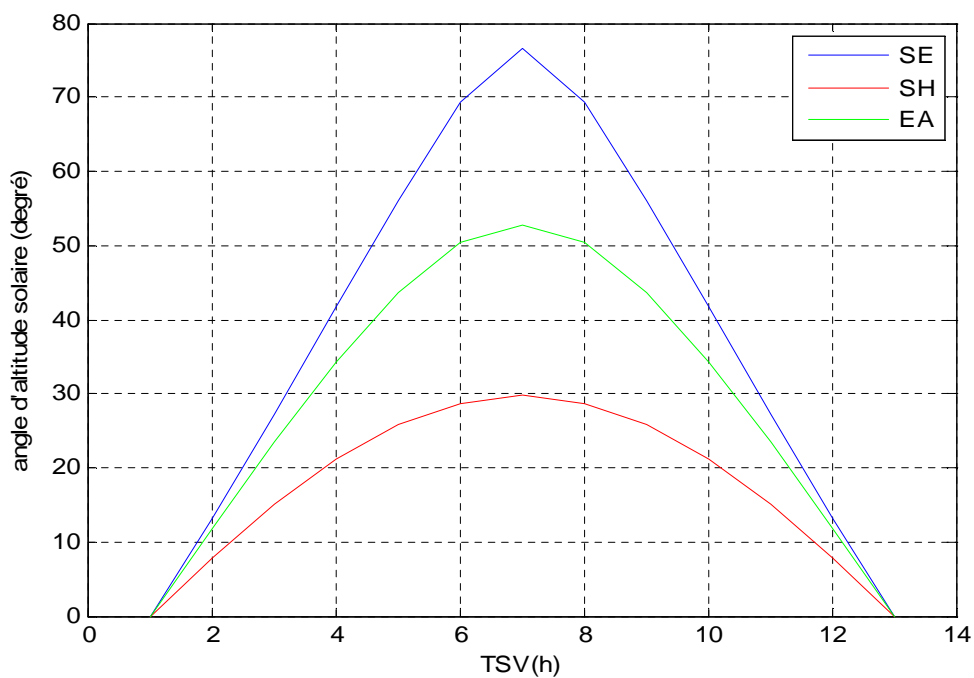


Figure.I.5 Angle d'altitude solaire.

I.5.4 L'angle solaire Azimutal

L'angle solaire azimutal, Z, est l'angle compris entre le méridien du lieu et le plan vertical passant par le soleil. Il est donné par la relation suivante :

$$\sin(z) = \frac{\cos(\delta) \sin(h)}{\cos(\alpha)}$$

I.7

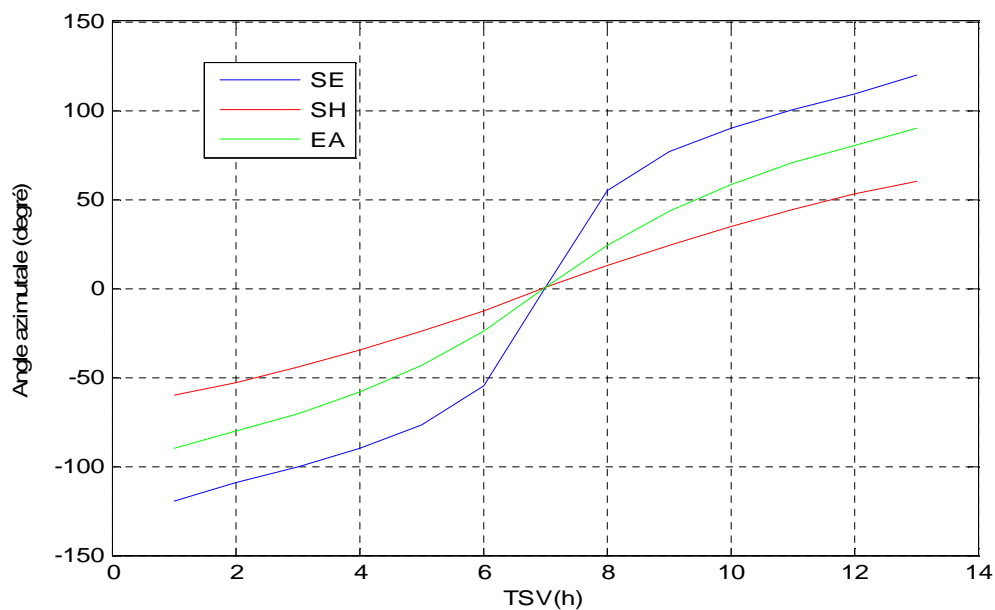


Figure.I.6 Angle solaire Azimutal.

I.6 Heures des lever et coucher du soleil et longueur du jour

Le soleil est dit se lever lorsque l'angle d'altitude solaire est égal à 0° . L'heure du coucher de soleil peut être trouvée en résolvant l'équation (I.6) :

$$\sin(\alpha) = \sin(0) = 0 = \sin(L) \sin(\delta) + \sin(L) \cos(\delta) \cos(h_{ss}) \quad I.8$$

Où :

$$\cos(h_{ss}) = -\frac{\sin(L) \sin(\delta)}{\cos(L) \cos(\delta)}$$

Ce qui se réduit à :

$$\cos(h_{ss}) = -\tan(L) \tan(\delta) \quad I.9$$

Où h_{ss} est considéré comme positif au coucher du soleil.

Puisque l'angle horaire au midi solaire est 0° , 15° de longitude équivalent à une heure, les heures du lever et du coucher du soleil en heure du midi solaire local sont :

$$H_{ss} = -H_{sr} = \frac{1}{15} \cos^{-1}[-\tan(L) \tan(\delta)] \quad I.10$$

Lorsque la longueur du jour est deux fois l'heure du coucher de soleil, la longueur de la journée en heures est :

$$Dj = \frac{2}{15} \cos^{-1}[-\tan(L) \tan(\delta)] \quad I.11$$

I.7 Angle d'incidence et mode du suivi du soleil

L'angle d'incidence solaire θ , est l'angle entre les rayons du soleil et la normale sur une surface ; dans le cas du capteur solaire à concentration, un système de suivi est habituellement utilisé pour permettre de suivre le soleil. Les systèmes de suivi peuvent être classés par leur mode de mouvement. Ils sont à un seul axe ou autour de deux axes. Dans le cas de mode mono-axial, le mouvement peut être effectué des deux manières suivantes :

I.7.1 Surface horizontale à l'axe E-W avec suivi N-S

Pour une surface tournant autour de l'axe horizontal Est-Ouest avec un réglage continu l'angle d'incidence θ peut être obtenu à partir de la relation suivante :

$$\cos(\theta) = \sqrt{1 - \cos^2(\delta)\sin^2(h)} \quad I. 12$$

I.7.2 Surface horizontale à l'axe N-S avec suivi E-W

Pour une surface tournant autour de l'axe horizontal Nord-Sud avec réglage continu l'angle d'incidence θ peut être obtenu à partir de relation suivante :

$$\cos(\theta) = \sqrt{\sin^2(\alpha) + \cos^2(\delta)\sin^2(h)} \quad I. 13$$

I.8 Le rayonnement solaire

Toutes les substances, les corps solides ainsi que les liquides et les gaz au-dessus au zéro absolu, émettent de l'énergie sous la forme d'ondes.

Le rayonnement qui est important pour les applications d'énergie solaire est celui qui est émi par le soleil dans le domaine ultraviolet, le visible et l'infrarouge. Par conséquent, les longueurs d'onde de rayonnement qui sont importantes pour les applications d'énergie solaire se situent entre 0.15 et 3.0 μm , la longueur d'onde du domaine visible est entre 0.38 et 0.72 μm .

I.8.1 Le rayonnement thermique

Le rayonnement thermique est une forme d'émission d'énergie dont la transmission dépend entièrement des caractéristiques et de la température de la surface émissive. Il se transmet à distance. Le rayonnement est en fait une onde électromagnétique que se déplace à la vitesse de la lumière.

Cette vitesse est liée à la longueur d'onde (λ) et la fréquence (ν) du rayonnement que donnée par l'équation :

$$C = \lambda\nu \quad I. 14$$

Quand un faisceau de rayonnement thermique est incident sur la surface d'un corps, une partie de celui-ci est réfléchi par la surface, une partie est absorbée par le corps, la troisième est transmise à travers le corps. Les différentes propriétés associées à ce phénomène sont la

réflectivité (ρ) ; l'absorptivité (α) et la transmissivité (τ). Les trois quantités sont liées par l'équation suivante de conservation du rayonnement :

$$\rho + \alpha + \tau = 1 \quad I.15$$

Un corps noir est un absorbeur parfait, il est également caractérisé par une limite supérieure de l'émission de rayonnement thermique. L'énergie émise par un corps noir est une fonction de sa température et n'est pas uniformément répartie sur toutes les longueurs d'onde. Le taux de démission d'énergie par unité de surface à une longueur d'onde particulière est dit puissance émissive monochromatique. Max Planck a été le premier à tirer une relation fonctionnelle pour la puissance émissive monochromatique d'un corps noir en termes de température et de longueur d'onde. L'équation résultante, appelé l'équation de Planck pour le rayonnement de corps noir dérivée de la mécanique quantique est donnée par :

$$E_{b\lambda} = \frac{C_1}{\lambda^5 \left(e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1 \right)} \quad I.16$$

Avec :

$E_{b\lambda}$: La puissance émissive monochromatique ($\text{W}/\text{m}^2\text{-}\mu\text{m}$)

T : température du corps noir

λ : longueur d'onde (μm)

C_1 : Constante= $3.74 \cdot 10^8$ ($\text{W}\text{-}\mu\text{m}/\text{m}^2$)

C_2 : Constante= $1.44 \cdot 10^4$ ($\mu\text{m}\text{-K}$)

La puissance totale émissive E_b , et la puissance monochromatique émissive, $E_{b\lambda}$, d'un corps noir sont liées par :

$$E_b = \int_0^{\infty} E_{b\lambda} d\lambda = \sigma T^4 \quad I.17$$

Avec :

σ : constante de Stefan-Boltzmann = $5.6697 \cdot 10^{-8}$ ($\text{W}/\text{m}^2\text{K}^4$)

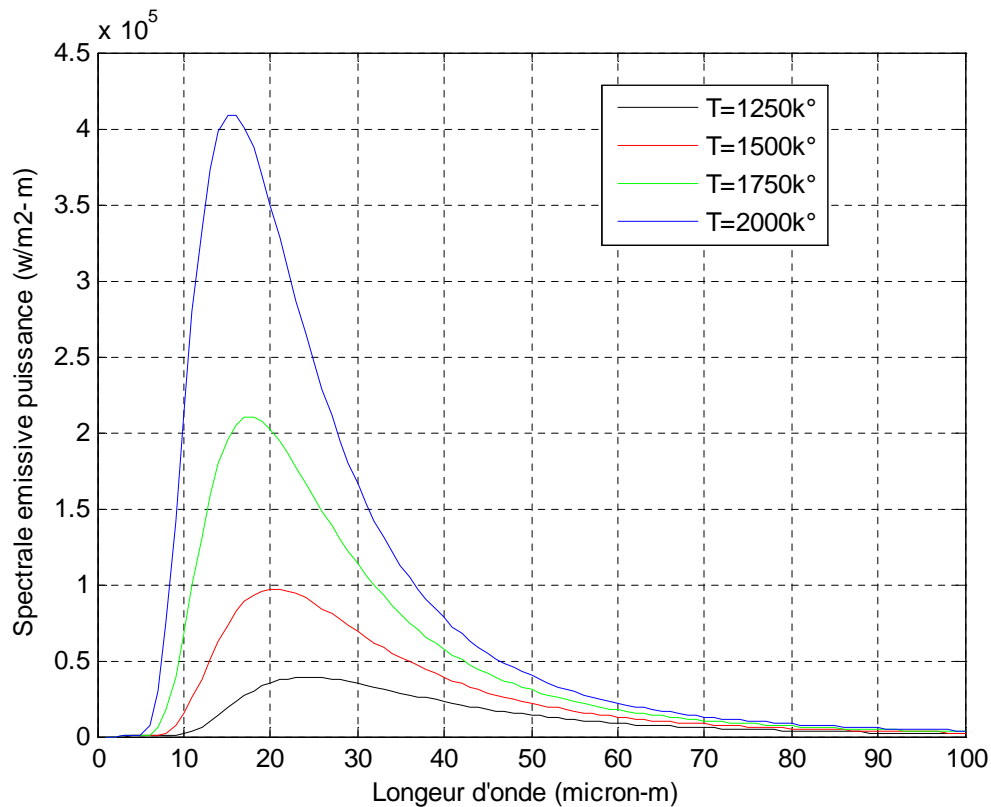


Figure.I.7 La distribution spectrale du rayonnement du corps noir.

I.9 Rayonnement solaire extraterrestre

La quantité d'énergie solaire par unité de temps, reçue sur une surface unitaire normale au soleil (perpendiculaire à la direction de propagation du rayonnement) hors de l'atmosphère terrestre est appelée la constante solaire, G_{sc} . Cette quantité est difficile à mesurer à partir de la surface de la terre en raison de l'effet de l'atmosphère. La première méthode de détermination de la constante solaire est donnée en 1881 par Langley (Garg, 1982) [1], qui avait donné son nom à l'unité de mesure Langley par minute (calorie par centimètre carré par minute). Celle-ci a été changée par le système SI en Watts par mètre carré (W/m^2).

Quand le soleil est plus proche de la terre, le 3 janvier, l'énergie solaire sur le bord extérieur de l'atmosphère terrestre est d'environ $1400 W/m^2$, quand le soleil est plus éloigné, le 4 juillet, elle d'environ $1330 W/m^2$.

Tout au long de l'année, le rayonnement extraterrestre mesuré sur une surface normale au rayonnement solaire pour la nième journée de l'année, G_{on} , varie entre ses limites, comme l'indique la figure I.8; il est calculé par :

$$G_{on} = G_{sc} \left[1 + 0.033 \cos \left(\frac{360N}{365} \right) \right] \quad I.18$$

Où :

G_{on} : rayonnement extraterrestre mesuré pour le nième jour de l'année sur une surface normale au rayonnement solaire.

G_{sc} : constante solaire = 1336,1 (W/m²)

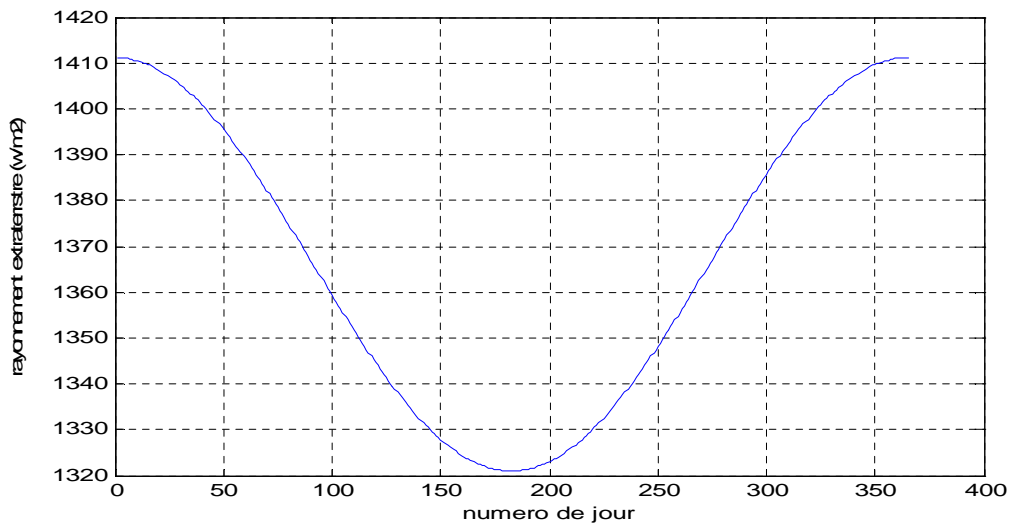


Figure.I.8 Variation annuelle du rayonnement extraterrestre.

I.10 Estimation de l'éclairement solaire au niveau du sol terrestre

Pour une surface inclinée d'un angle (i) par rapport à l'horizontale et orientée d'un angle (γ) par rapport au sud, l'éclairement solaire global (G) est la somme de l'éclairement direct (S) et de l'éclairement diffus (D).

✓ Rayonnement direct S

Le rayonnement solaire direct S [W/m²] est celui qui traverse l'atmosphère sans subir de modification. L'éclairement solaire direct sur un plan incliné peut être déterminé à partir de l'équation suivante :

$$S(i, \gamma) = I(\sin(i) \cos(\alpha) \cos(z - \gamma) + \cos(i) \sin(\alpha)) \quad I.19$$

Avec :

Z : l'angle azimutal

α : L'angle d'altitude solaire

I.10.1 Estimation de l'éclairement solaire I

Pour estimer l'éclairement solaire I, la formule de Kasten a été utilisée dans le cadre de ce travail car cette dernière tient compte du trouble atmosphérique T_l et de la masse atmosphérique m_h .

La formule de Kasten est donnée par :

$$I = (I_0)_{ext} \exp \left[-\frac{m_h T_l}{0.9m_h + 9.4} \right] \quad I.20$$

Avec :

$$(I_0)_{ext} = (\bar{I}_0)_{ext} \left(1 - \frac{\sin(\delta)}{11.7} \right) \quad I.21$$

$$T_l = 2.5 + 16\beta_A + 0.5 \ln(w) \quad I.22$$

β_A : Coefficient d'Angström

w : Hauteur d'eau condensable

Le Tableau.I.1 Valeurs de β_A et w pour trois états atmosphériques différents

	β_A	W (cm)
Ciel pur	0.05	1
Ciel moyen	0.1	2
Ciel dégradé	0.2	5

La distance optique atmosphérique (la masse atmosphérique) est exprimée par la formule :

$$m_h = \frac{1 - 0.1Z}{\sin(\alpha) + 0.15(\alpha + 3.885)^{-1.253}} \quad I.23$$

Z : étant l'altitude du lieu (km)

✓ Rayonnement diffus D

Le rayonnement diffus est la part du rayonnement solaire diffusé par les particules solides ou liquides en suspension dans l'atmosphère. Il n'a pas de direction privilégiée. L'éclairement solaire diffus D [W/m^2] reçu par une surface inclinée est donné par la relation:

$$D(i) = \left(\frac{1 + \cos(i)}{2}\right) D_0 + \left(\frac{1 + \cos(i)}{2}\right) a^* G_0 \quad I.24$$

Où :

a^* : l'albédo

D_0 : rayonnement diffus reçu par une surface horizontale qui est donné par la relation suivante :

$$D_0 = \frac{(I_0)_{ext}}{25} \sqrt{\sin(h)} [T_l - 0.5 - \sqrt{\sin(h)}] \quad I.25$$

G_0 : Rayonnement global reçu par un plan horizontal.

$$G_0 = (1270 - 56T_l) (\sqrt{\sin(h)})^k \quad I.26$$

Avec :

$$k = \frac{T_l + 36}{33} \quad I.27$$

Pour le site d'Alger les données météorologiques suivantes sont utilisées :

Altitude = 167 m

Latitude = 36.78 °

Albédo = 0.2

$(\bar{I}_0)_{ext} = 1353 \text{ W.m}^{-2}$

Pour effectuer un programme de calcul de l'éclaircissement solaire journalier , direct, diffus et global, les résultats obtenus sont donnés ci-après :

I.10.2 La masse atmosphérique

La masse atmosphérique m_h , subit une variation journalière considérable où elle est maximale aux lever et coucher de soleil, mais diminue jusqu'à atteindre la valeur minimale entre 9 heures et 16 heures.

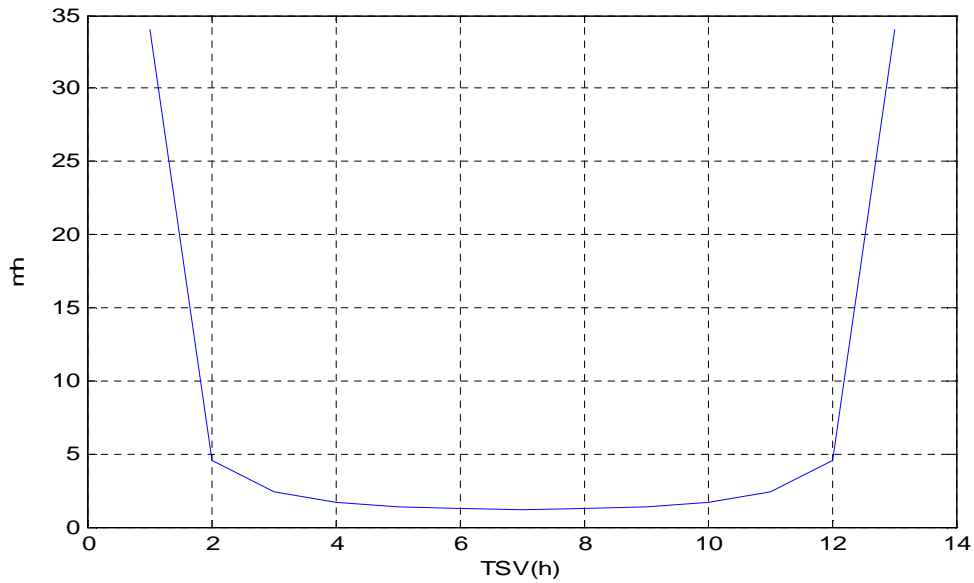


Figure.I.9 La variation de la masse atmosphérique au cours d'un jour.

I.10.3 L'éclairement solaire global

L'évaluation de l'intensité des rayonnements global (G) et direct (S), aux trois états atmosphériques, ciel pur, ciel moyen et ciel dégradé pour le cas d'un capteur horizontal à l'équinoxe de printemps est présenté sur les figures I.10 et I.11.

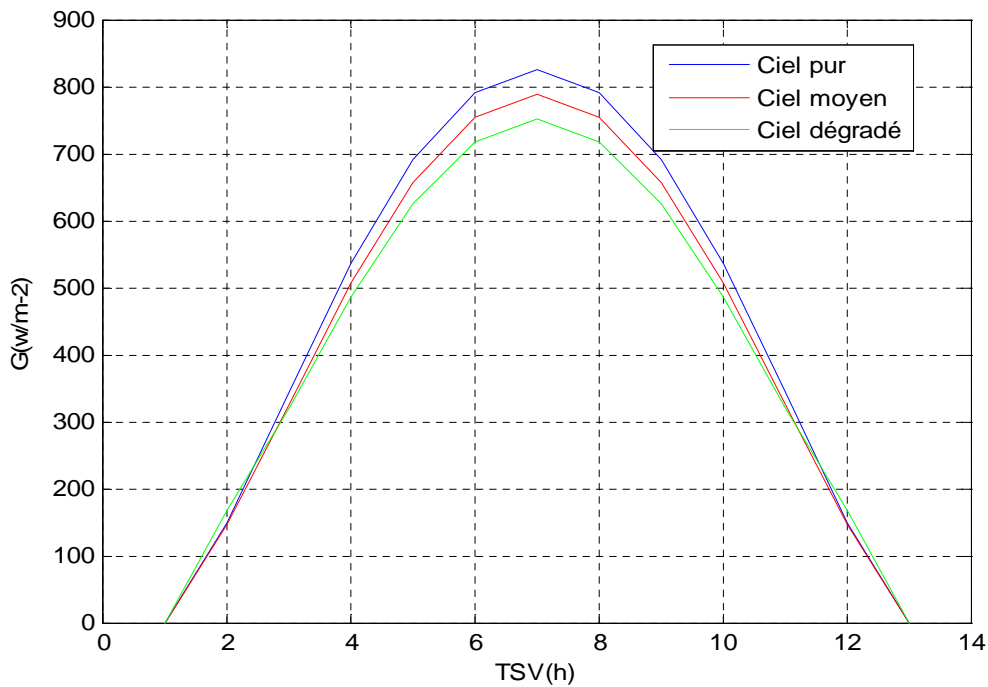


Figure.I.10 Evaluation de l'intensité du rayonnement global relatif aux trois états atmosphériques.

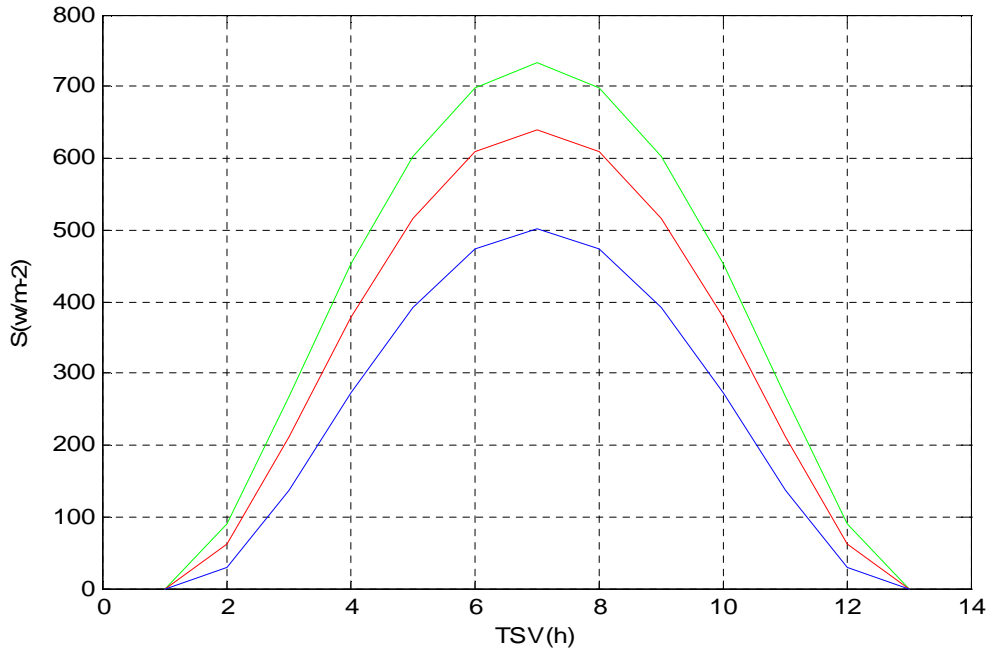


Figure.I.11 Evaluation de l'intensité du rayonnement direct aux trois états atmosphériques.

Les figures I.12 à I.15 illustrent la variation de l'éclairement solaire global (G), direct (S) et diffus (D) aux trois états atmosphériques, ciel pur et ciel moyen et dégradé pour un capteur horizontal à l'équinoxe de printemps.

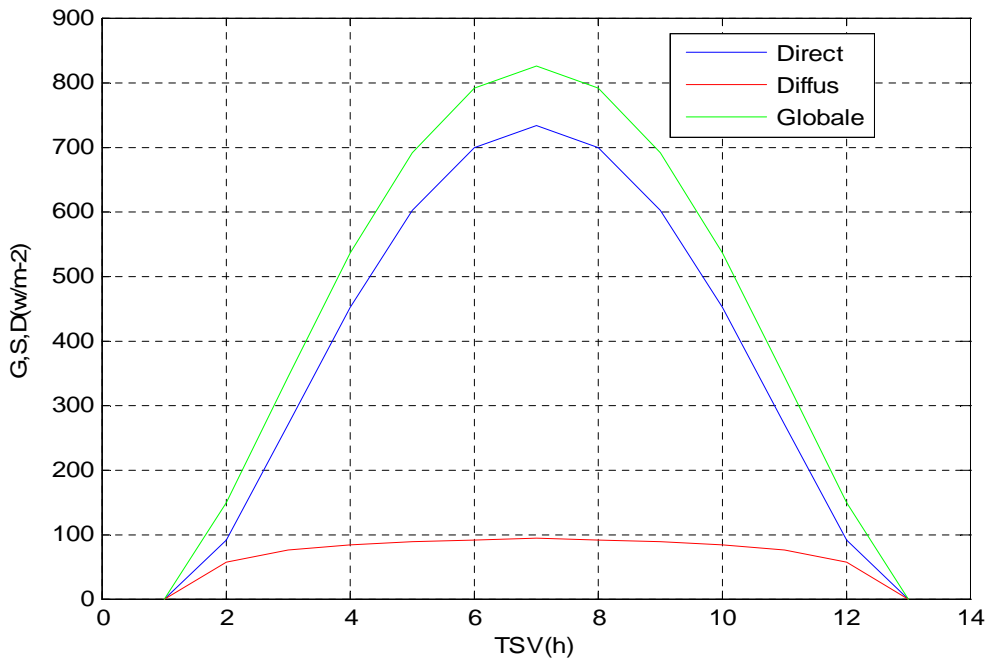


Figure. I.12 Evaluation de l'intensité des rayonnements (D, S, G) en ciel pur pour une surface horizontale.

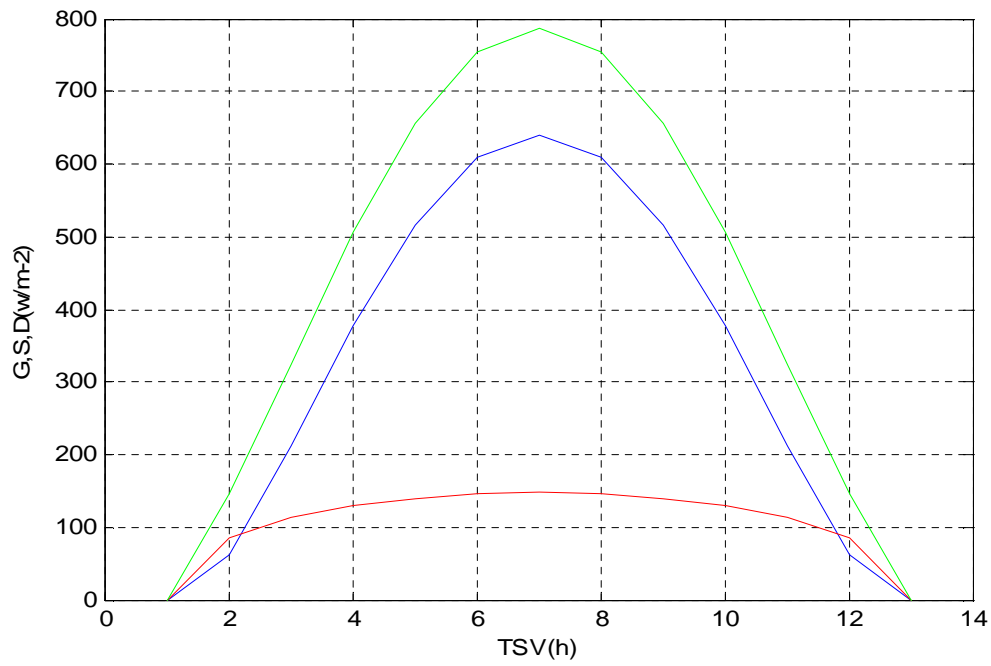


Figure.I.13 Evaluation de l'intensité des rayonnements (D, S, G) en ciel moyen sur une surface horizontale.

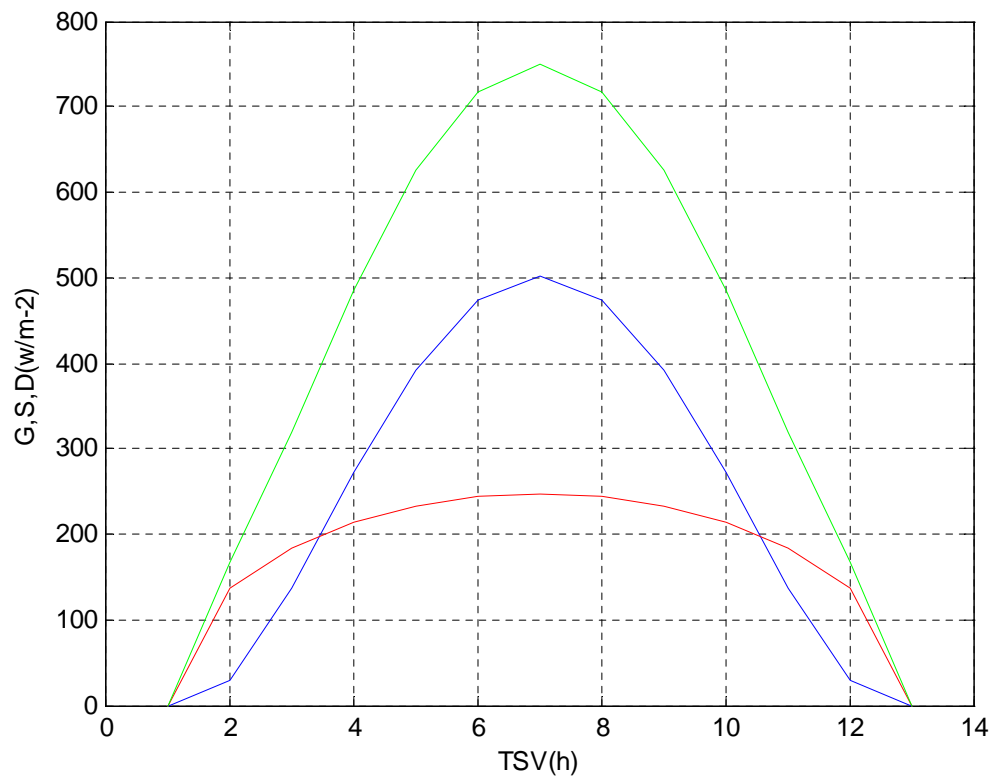


Figure.I.14 Evaluation de l'intensité des rayonnements (D, S, G) pour ciel dégradé sur une surface horizontale.

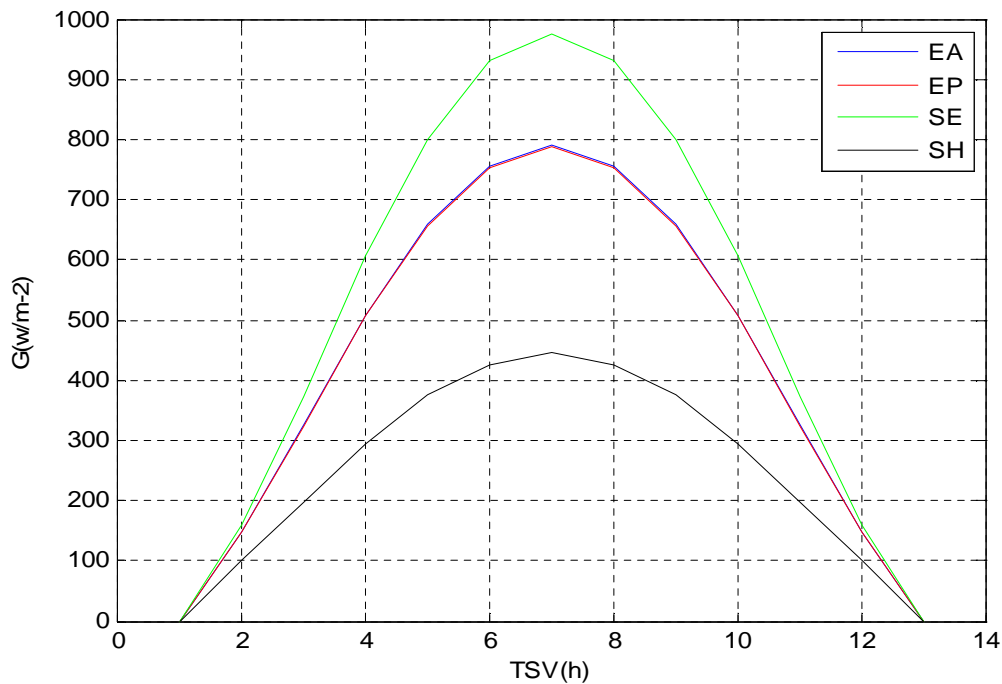


Figure.I.15 Evaluation de l'intensité du rayonnement global relatif au ciel moyen pour S.H, E.A, S.E, E.P.

I.11 Le potentiel solaire en Algérie

Avec 2 381 741 Km² de surface, l'Algérie est le pays le plus vaste de la zone méditerranéenne. Selon les données de l'ensoleillement l'Algérie est comptée parmi les pays les plus ensoleillés dans le monde, ce qui offre la possibilité la plus intéressante à long terme pour investir dans les centrales thermiques solaires. Le potentiel solaire de notre pays est tout indiqué par la réalisation de projets de concentrateurs solaires.

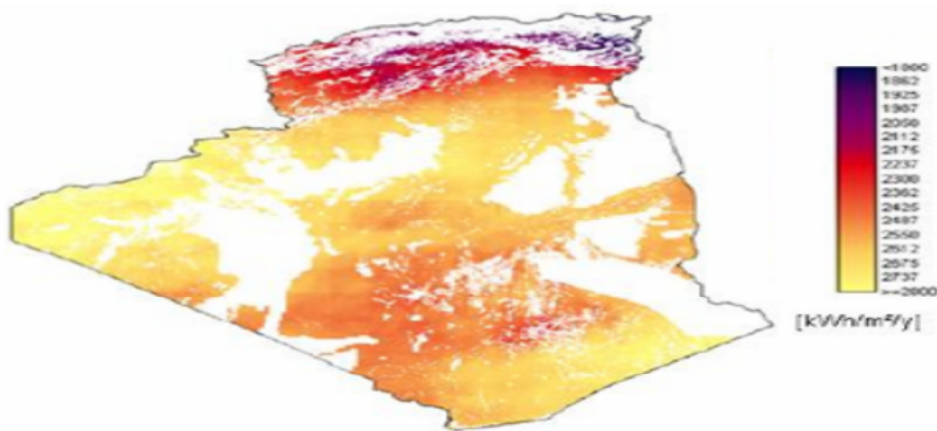


Figure.I.16 Carte d'ensoleillement de l'Algérie.

I.12 Conclusion

L'étude du rayonnement solaire s'avère nécessaire pour le choix du meilleur site en vue d'une installation d'un système de captation solaire.

Le rayonnement reçu par un capteur solaire dépend du niveau d'ensoleillement du site considéré et de son orientation par rapport au soleil.

Un capteur solaire fixe reçoit le maximum d'énergie lorsqu'il est orienté vers le sud et incliné selon un angle pratiquement égal à la latitude du lieu.

Pour que le rayonnement solaire soit toujours perpendiculaire au panneau solaire et afin d'optimiser tout le système de captation, il est nécessaire de recourir à la technique de poursuite du soleil.

CHAPITRE 03

ETUDE NUMERIQUE DE LA CONVECTION FORCEE

III.1 Introduction

Dans le présent chapitre on étudie le comportement dynamique et thermique d'un écoulement de fluide (huile synthétique) qui circule dans une conduite circulaire à section constante soumise à un flux de chaleur uniforme sur sa surface extérieure (figure.III.1).

Pour cela nous établissons les équations de conservation régissant la convection forcée bidimensionnelle et transitoire sous les formes dimensionnelle et adimensionnelle ainsi que les conditions aux limites spatiotemporelles appropriées.

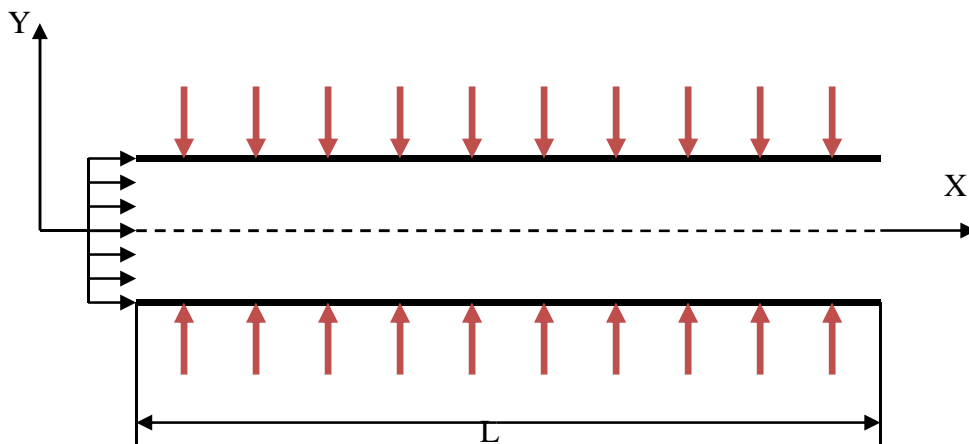


Figure.III.1 Configuration géométrique du problème considéré.

III.2 Les hypothèses simplificatrices

Plusieurs hypothèses ont été retenues sur le système d'équations décrit ci-dessus. D'une part, ces hypothèses permettent de simplifier notre problème et d'autre part, elles rendent l'application des conditions aux frontières plus simples tout en conservant une bonne représentation du problème. Ces hypothèses sont :

- 1- L'écoulement et le transfert de chaleur sont axisymétriques et bidimensionnelles (aucune variation azimutale).
- 2- le fluide étudié est un fluide Newtonien incompressible.
- 3- L'écoulement est laminaire et le régime est transitoire.
- 4- La dissipation visqueuse est négligée dans l'équation de l'énergie.
- 5- Les transferts de chaleur par rayonnement et de masse sont négligeables.

III.3 Les équations gouvernantes

La configuration de notre problème consiste la détermination des champs des vitesses et la distribution de température en chaque point du domaine occupé par le fluide dans la conduite.

Pour cela nous allons appliquer les équations de base de la mécanique de fluides et l'équation d'énergie régissant la convection forcée dans une conduite horizontale.

- Equation de conservation de masse (équation de continuité).
- Equation de la quantité de mouvement (équation de Navier-Stokes).
- Equation de conservation de l'énergie.

III.3.1 L'équation de continuité

$$\frac{1}{r} \frac{\partial(rU)}{\partial r} + \frac{\partial V}{\partial z} = 0 \quad III.1$$

III.3.2 L'équation de la quantité de mouvement

Suivant OR :

$$\frac{\partial U}{\partial t} + V \frac{\partial U}{\partial z} + U \frac{\partial U}{\partial r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \nu \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial U}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} \right] \quad III.2$$

Suivant OZ :

$$\frac{\partial V}{\partial t} + V \frac{\partial V}{\partial z} + U \frac{\partial V}{\partial r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial V}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \right] \quad III.3$$

III.3.3 L'équation de conservation de l'énergie

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial(UT)}{\partial r} + \frac{\partial(VT)}{\partial z} = a \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right] \quad III.4$$

Afin de simplifier les équations à résoudre, nous avons introduit les paramètres adimensionnels écrites sous la forme suivante :

$$\left\{ \begin{array}{l} r^+ = \frac{r}{D} \\ U^+ = \frac{U}{V_e} \\ t^+ = t \frac{V_e}{D} \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} z^+ = \frac{z}{D} \\ V^+ = \frac{V}{V_e} \\ T^+ = \frac{T - T_a}{\frac{D Q_{abs}}{\lambda_a}} \end{array} \right.$$

Les nombres sans dimension sont :

$$\text{Le nombre de Reynolds} \quad R_e = \frac{V_e R}{\nu}$$

$$\text{Le nombre de Péclet} \quad P_e = R_e P_r = \frac{V_e D}{a}$$

$$\text{Le nombre de Prandtl} \quad P_r = \frac{\mu C_p}{\lambda}$$

Après l'introduction des paramètres adimensionnels et les nombres sans dimension, les équations résultantes sont les suivantes :

$$\frac{1}{r^+} \frac{\partial(r^+ U^+)}{\partial r^+} + \frac{\partial V^+}{\partial z^+} = 0 \quad III.5$$

$$\frac{\partial U^+}{\partial t^+} + V^+ \frac{\partial U^+}{\partial z^+} + U^+ \frac{\partial U^+}{\partial r^+} = -\frac{\partial p^+}{\partial r^+} + \frac{1}{R_e} \left[\frac{1}{r^+} \frac{\partial}{\partial r^+} \left(r^+ \frac{\partial U^+}{\partial r^+} \right) + \frac{\partial^2 U^+}{\partial z^{+2}} \right] \quad III.6$$

$$\frac{\partial V^+}{\partial t^+} + V^+ \frac{\partial V^+}{\partial z^+} + U^+ \frac{\partial V^+}{\partial r^+} = -\frac{\partial p^+}{\partial z^+} + \frac{1}{R_e} \left[\frac{1}{r^+} \frac{\partial}{\partial r^+} \left(r^+ \frac{\partial V^+}{\partial r^+} \right) + \frac{\partial^2 V^+}{\partial z^{+2}} \right] \quad III.7$$

$$\frac{\partial T^+}{\partial t^+} + \frac{\partial(U^+ T^+)}{\partial r^+} + \frac{\partial(V^+ T^+)}{\partial z^+} = \frac{1}{P_e} \left[\frac{1}{r^+} \frac{\partial}{\partial r^+} \left(r^+ \frac{\partial T^+}{\partial r^+} \right) + \frac{\partial^2 T^+}{\partial z^{+2}} \right] \quad III.8$$

Afin de connaître l'évolution spatiotemporelle du champ de vitesses et de température, il faut au début imposer les conditions initiales à $(t^+ = 0)$:

➤ à $t^+ = 0$, pour $0 \leq r^+ \leq 1$ et $0 \leq z^+ \leq L$

$$\left\{ \begin{array}{l} V^+ = 0 \\ U^+ = 0 \\ T^+ = 0 \end{array} \right.$$

De plus, la résolution des équations aux dérivées partielles nécessite aussi d'imposer les conditions aux limites sur les frontières du système étudié :

➤ à $t^+ > 0$ et à $z^+ = 0$ on impose :

$$\begin{cases} V^+ = 1 \\ U^+ = 0 \\ T^+ = 0 \end{cases}$$

- Pour $r^+ = 1$

$$\begin{cases} V^+ = 0 \\ U^+ = 0 \\ \frac{\partial T^+}{\partial r^+} = -1 \end{cases}$$

- Sur l'axe $r^+ = 0$

$$\begin{cases} \frac{\partial T^+}{\partial r^+} = \frac{\partial V^+}{\partial r^+} = 0 \\ U^+ = 0 \end{cases}$$

- Et à la sortie du Tube à $z^+ = L$:

$$\frac{\partial T^+}{\partial r^+} = \frac{\partial V^+}{\partial r^+} = \frac{\partial U^+}{\partial r^+} = 0$$

III.4 Modélisation Numérique

Pour obtenir une solution numérique, le problème étudié est discrétisé par une méthode numérique pour transformer les équations différentielles en un système d'équations algébriques.

Il existe plusieurs méthodes de discrétisation telles que celle que, nous avons choisie, celle des volumes finis.

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

Sa simplicité, sa facilité, la linéarité des termes sources garantissent de conserver la quantité de masse, de mouvement et d'énergie dans tout le domaine étudié donne un choix judicieux d'adopter cette méthode.

III.4.1 Equation générale de transport

L'équation générale de transport d'une variable (Φ) pour un écoulement axisymétrique et incompressible s'écrit dans les systèmes cylindriques comme suit :

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rU\Phi) + \frac{\partial}{\partial z} (V\Phi) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r\Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right) + S_{\Phi} \quad III.9$$

La première partie à gauche est composée du terme transitoire et de transport par convection tandis que la deuxième partie est composée par le terme de transport par diffusion; le dernier exprime le terme de source.

Avec :

U : composante radiale de la vitesse.

V : composante axiale de la vitesse.

Γ : coefficient de diffusion.

Dans le tableau.III.1, nous donnons la définition de Φ , Γ et S_{Φ} pour les équations qui gouvernent notre problème (équation de quantité de mouvement et d'énergie).

Tableau.III.1 Présentations des différentes variables de l'équation générale de transport.

Equation	Φ	Γ	S_{Φ}
Continuité	1	0	0
Quantité de mouvement radiale	U^+	$\frac{1}{R_e}$	$-\frac{\partial p^+}{\partial r^+}$
Quantité de mouvement axiale	V^+	$\frac{1}{R_e}$	$-\frac{\partial p^+}{\partial z^+}$
Equation de l'énergie	T^+	$\frac{1}{P_e}$	0

III.4.2 Maillage

Le domaine physique dans le plan (ORZ) est subdivisé en un ensemble de petits volumes élémentaires, la méthode des volumes finis n'impose pas de calculer les différentes variables sur le même volume de contrôle. Le principe est de calculer les variables scalaires, comme la pression, la température, etc...., dans le volume principal de la figure. III.2 noté par le point 'p' au centre et e, w, s et n aux faces de volumes de contrôle et les nœuds des volumes voisins seront notés selon leur position E pour East, W pour West, N pour Nord et le dernier S pour le nœud Sud.

Mais les composantes de la vitesse, sur des volumes de contrôle décalés des figures III.3 et III.4, sont centrés autour des faces des volumes de contrôle principales.

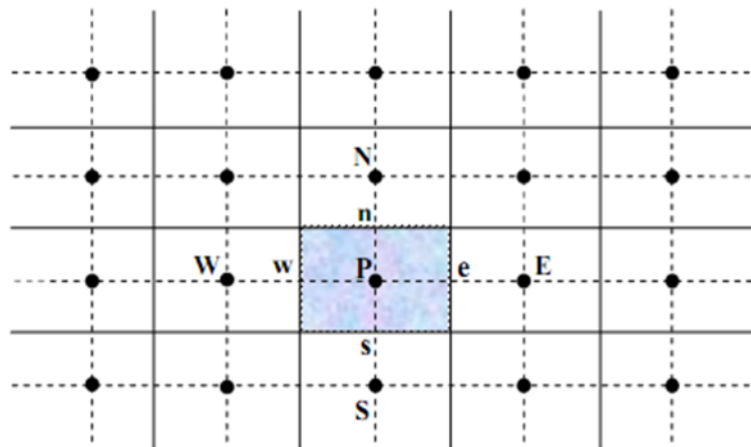


Figure.III.2 Volume de contrôle typique bidimensionnel.

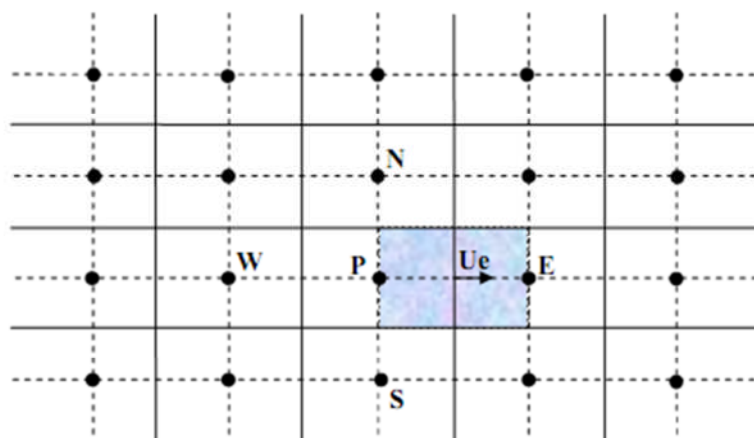


Figure.III.3 Volume de contrôle décalé vers la droite.

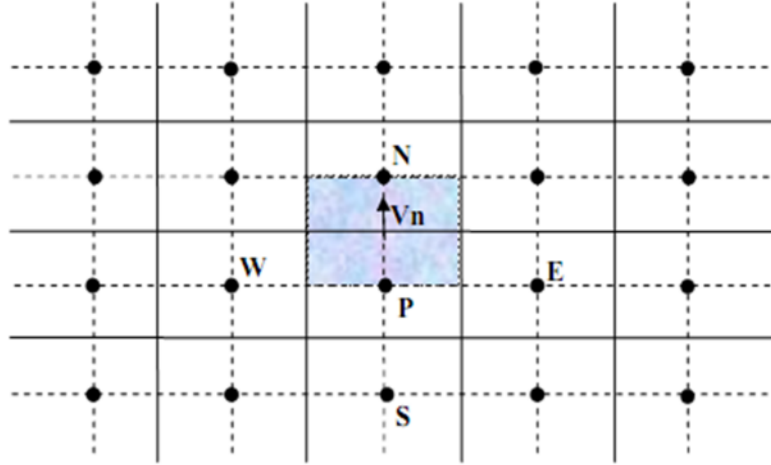


Figure.III.4 Volume de contrôle décalé vers le haut.

III.4.3 Discrétisation de l'équation générale de transport

La discrétisation consiste à intégrer l'équation de transport générale sur le volume de contrôle typique.

$$\begin{aligned}
 & \int_{VC} \left[\int_t^{t+\Delta t} \frac{\partial \Phi}{\partial t} dt \right] r dr dz + \int_t^{t+\Delta t} \left[\int_w^e \int_s^n \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rU\Phi) r dr dz \right] dt + \int_t^{t+\Delta t} \left[\int_w^e \int_s^n \frac{\partial}{\partial z} (V\Phi) r dr dz \right] dt \\
 & = \int_t^{t+\Delta t} \left[\int_w^e \int_s^n \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r\Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) r dr dz \right] dt + \int_t^{t+\Delta t} \left[\int_w^e \int_s^n \frac{\partial}{\partial z} \left(\Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right) r dr dz \right] dt \\
 & + \int_t^{t+\Delta t} \left[\int_w^e \int_s^n S_\Phi r dr dz \right] dt \tag{III.10}
 \end{aligned}$$

Après l'intégration des différents termes de l'équation (III.10) sur le volume de contrôle typique, on obtient :

$$\int_{VC} \left[\int_t^{t+\Delta t} \frac{\partial \Phi}{\partial t} dt \right] r dr dz = (\Phi_p - \Phi_p^0) r \Delta r \Delta z$$

$$\int_t^{t+\Delta t} \left[\int_w^e \int_s^n \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rU\Phi) r dr dz \right] dt = [(rU\Phi)_n - (rU\Phi)_s] \Delta z \Delta t$$

$$\int_t^{t+\Delta t} \left[\int_w^e \int_s^n \frac{\partial}{\partial z} (V\Phi) r dr dz \right] dt = [(V\Phi)_e - (V\Phi)_w] r \Delta r \Delta t$$

$$\int_t^{t+\Delta t} \left[\int_w^e \int_s^n \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r\Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) r dr dz \right] dt = \left[\left(r\Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right)_n - \left(r\Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right)_s \right] \Delta z \Delta t$$

$$\int_t^{t+\Delta t} \left[\int_w^e \int_s^n \frac{\partial}{\partial z} \left(\Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right) r dr dz \right] dt = \left[\left(\Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right)_e - \left(\Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right)_w \right] r \Delta r \Delta t$$

$$\int_t^{t+\Delta t} \left[\int_w^e \int_s^n S_\Phi r dr dz \right] dt = \bar{S} r \Delta r \Delta z \Delta t$$

Après le remplacement des termes intégrés dans l'équation (III.10), et en divisant par (Δt) :

$$\begin{aligned} & \frac{(\Phi_p - \Phi_p^0) r \Delta r \Delta z}{\Delta t} + [(rU\Phi)_n - (rU\Phi)_s] \Delta z + [(V\Phi)_e - (V\Phi)_w] r \Delta r \\ & = \left[\left(r \Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right)_n - \left(r \Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right)_s \right] \Delta z + \left[\left(\Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right)_e - \left(\Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right)_w \right] r \Delta r \\ & + \bar{S} r \Delta r \Delta z \end{aligned} \quad III.11$$

Si on utilise le développement de Taylor pour les dérivées partielles, l'équation (III.11) devient :

$$\begin{aligned} & \frac{(\Phi_p - \Phi_p^0) r \Delta r \Delta z}{\Delta t} + [F_n \Phi_n - F_s \Phi_s] + [F_e \Phi_e - F_w \Phi_w] \\ & = [D_n(\Phi_n - \Phi_p) - D_s(\Phi_p - \Phi_s)] + [D_e(\Phi_e - \Phi_p) - D_w(\Phi_p - \Phi_w)] \\ & + \bar{S} r \Delta r \Delta z \end{aligned} \quad III.12$$

Sachant que :

$$F_n = (rU)_n \Delta z \quad F_s = (rU)_s \Delta z \quad F_e = V_e r_p \Delta z \quad F_w = V_w r_p \Delta z$$

$$D_n = \frac{r_n \Gamma_n \Delta z}{\delta r_n} \quad D_s = \frac{r_s \Gamma_s \Delta z}{\delta r_s} \quad D_e = \frac{r_p \Gamma_e \Delta r}{\delta z_e} \quad D_w = \frac{r_p \Gamma_w \Delta z}{\delta z_w}$$

III.4.4 Discrétisation de l'équation de transport générale en fonction des flux totaux

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r U \Phi - r \Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(V \Phi - \Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right) = S_\Phi \quad III.13$$

On note que :

$$\begin{cases} J_r = r U \Phi - r \Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial r} \\ J_z = V \Phi - \Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial z} \end{cases}$$

Où J_r et J_z sont les flux totaux de diffusion et convection; si on substitue dans l'équation II.13, on obtient l'équation différentielle :

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial J_r}{\partial r} + \frac{\partial J_z}{\partial z} = S_\Phi \quad III.14$$

On intégrant l'équation (II.14) sur le volume de contrôle typique on a :

$$\begin{aligned} & \int_{VC} \left[\int_t^{t+\Delta t} \frac{\partial \Phi}{\partial t} dt \right] r dr dz + \int_t^{t+\Delta t} \left[\int_w^e \int_s^n \frac{1}{r} \frac{\partial J_r}{\partial r} r dr dz \right] dt + \int_t^{t+\Delta t} \left[\int_w^e \int_s^n \frac{\partial J_z}{\partial z} r dr dz \right] dt \\ & = \int_t^{t+\Delta t} \left[\int_w^e \int_s^n S_\Phi r dr dz \right] dt \end{aligned} \quad III.15$$

$$(\Phi_p - \Phi_p^0) r \Delta r \Delta z + [(J_r)_n - (J_r)_s] \Delta z \Delta t + [(J_z)_e - (J_z)_w] r_p \Delta r = \bar{S} r_p \Delta r \Delta z \Delta t \quad III.16$$

On divise (III.16) par (Δt) :

$$\frac{(\Phi_p - \Phi_p^0) r \Delta r \Delta z}{\Delta t} + [J_n - J_s] + [J_e - J_w] = \bar{S} r_p \Delta r \Delta z \quad III.17$$

Où :

$$\begin{aligned} J_e &= (J_z)_e r_p \Delta r & J_w &= (J_z)_w r_p \Delta r \\ J_n &= (J_r)_n \Delta z & J_s &= (J_r)_s \Delta z \end{aligned}$$

On considère également l'équation de continuité et on la discrétise de la même façon :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial F_r}{\partial r} + \frac{\partial F_z}{\partial z} = 0 \quad III.18$$

Avec :

$$F_r = rU \quad F_z = V$$

On intègre l'équation (II.18) sur le volume de contrôle typique:

$$\int_w^e \int_s^n \frac{1}{r} \frac{\partial F_r}{\partial r} r dr dz + \int_w^e \int_s^n \frac{\partial F_z}{\partial z} r dr dz = 0 \quad III.19$$

L'intégration de (II.19) donne :

$$[F_n - F_s] + [F_e - F_w] = 0 \quad \text{III.20}$$

Où :

$$\begin{aligned} F_e &= (F_z)_e r_p \Delta r & F_w &= (F_z)_w r_p \Delta r \\ F_n &= (F_r)_n \Delta z & F_s &= (F_r)_s \Delta z \end{aligned}$$

En soustrayant l'équation (III.20) multipliée par (Φ_p) de la relation (III.17) :

$$\begin{aligned} \frac{(\Phi_p - \Phi_p^0) r \Delta r \Delta z}{\Delta t} + (J_n - F_n \Phi_p) - (J_s - F_s \Phi_p) + (J_e - F_e \Phi_p) - (J_w - F_w \Phi_p) \\ = \bar{S} r_p \Delta r \Delta z \end{aligned} \quad \text{III.21}$$

Sachant que :

$$J_e - F_e \Phi_p = a_E (\Phi_P - \Phi_E) \quad \text{avec} \quad a_E = D_e A(|P_e|) + [-F_e, 0]$$

$$J_w - F_w \Phi_p = a_W (\Phi_W - \Phi_P) \quad \text{avec} \quad a_W = D_w A(|P_w|) + [F_w, 0]$$

$$J_n - F_n \Phi_p = a_N (\Phi_P - \Phi_N) \quad \text{avec} \quad a_N = D_n A(|P_n|) + [-F_n, 0]$$

$$J_s - F_s \Phi_p = a_S (\Phi_S - \Phi_P) \quad \text{avec} \quad a_S = D_s A(|P_s|) + [F_s, 0]$$

$$P_e = \frac{F_e}{D_e}; \quad P_w = \frac{F_w}{D_w}; \quad P_n = \frac{F_n}{D_n}; \quad P_s = \frac{F_s}{D_s}$$

On obtient finalement la forme générale de l'équation de transport :

$$a_P \Phi_P = a_w \Phi_w + a_E \Phi_E + a_S \Phi_S + a_N \Phi_N + b \quad \text{III.22}$$

Avec :

$$a_P = a_w + a_E + a_N + a_S + a_P^0$$

$$b = S_c r_p \Delta r \Delta z + a_P^0 \Phi_P^0$$

$$a_P^0 = \frac{r_p \Delta r \Delta z}{\Delta t}$$

a_W, a_E, a_N, a_S et a_P : sont les coefficients correspondant respectivement aux nœuds Est, Ouest, Nord, Sud et centre du volume.

a_P^0 : est le coefficient de la variable à calculer au point "P", à l'instant précédent.

F_W, F_e, F_n, F_s et D_w, D_e, D_n, D_s sont respectivement les termes convectifs et diffusifs aux faces Est, Ouest, Nord et Sud.

P_w, P_e, P_n, P_s représentent le rapport entre de flux convectifs aux flux diffusif aux différentes faces du volume de contrôle.

Les coefficients $A(|P_i|)$ sont exprimés avec plusieurs formes selon les schémas utilisés, ceux-ci sont classés dans le tableau.III.2 :

Tableau.III.2 Présente les différents schémas des coefficients $A(|P_i|)$

Schémas	Formule pour $A(P_i)$
Centré	$1 - 0.5 P_i $
Up Wind	1
Hybride	$[0.1 - 0.5 P_i]$
Power Law	$[0. (1 - 0.1 P_i)^5]$
Exponentiel	$\left[\frac{ P_i }{\exp(P_i) - 1} \right]$

Dans notre cas on choisit le schéma "Power Law"; l'importance de ce schéma est qu'il donne une meilleure stabilité de la solution numérique et des résultats proches des résultats exacts. Ce schéma est exprimé par la fonction d'interpolation suivante :

$$A(|P_i|) = \max[0, (1 - 0.1|P_i|)^5] \quad \text{avec} \quad i = e, s, n, w \quad \text{III. 23}$$

Après, avoir choisi le schéma " Power Law" pour déterminer les coefficients $A(|P_i|)$, les coefficients $a_W, a_E, a_N, et a_S$ sont écrits comme suit :

$$\begin{aligned} a_E &= D_e \max[0, (1 - 0.1|P_e|)^5] + \max[-F_e, 0] \\ a_W &= D_w \max[0, (1 - 0.1|P_w|)^5] + \max[F_w, 0] \\ a_N &= D_n \max[0, (1 - 0.1|P_n|)^5] + \max[-F_n, 0] \\ a_S &= D_s \max[0, (1 - 0.1|P_s|)^5] + \max[F_s, 0] \end{aligned}$$

III.4.5 L'équation de quantité de mouvement radiale

L'intégration de l'équation adimensionnelle de la quantité de mouvement radiale sur un volume de contrôle décalé vers le haut (figure III.4) donne l'équation algébrique :

$$\begin{aligned}
 a_p(I, j)U_p^{n+1}(I, j) &= a_w(I, j)U_w^{n+1}(I - 1, j) + a_e(I, j)U_e^{n+1}(I + 1, j) \\
 &+ a_s(I, j)U_s^{n+1}(I, j - 1) + a_n(I, j)U_n^{n+1}(I, j + 1) + b(I, j)
 \end{aligned} \tag{III.24}$$

Avec :

$$a_p(I, j) = a_w(I, j) + a_e(I, j) + a_n(I, j) + a_s(I, j) + a_p^0$$

$$a_e(I, j) = D_e \max[0, (1 - 0.1|P_e|)^5] + \max[-F_e, 0]$$

$$a_w(I, j) = D_w \max[0, (1 - 0.1|P_w|)^5] + \max[F_w, 0]$$

$$a_n(I, j) = D_n \max[0, (1 - 0.1|P_n|)^5] + \max[-F_n, 0]$$

$$a_s(I, j) = D_s \max[0, (1 - 0.1|P_s|)^5] + \max[F_s, 0]$$

$$b(I, j) = (P_{I, j-1} - P_{I, j})r\Delta z + a_p^0 U^0(I, j)$$

$$a_p^0 = \frac{r\Delta r\Delta z}{\Delta t}$$

Les termes de convection	Les termes de diffusions
$F_e = \frac{1}{2} [V_{i+1, j} + V_{i+1, j-1}] r_p \Delta z$	$D_e = \frac{1}{R_e} \frac{r_p \Delta r}{\delta z_e}$
$F_w = \frac{1}{2} [V_{i, j} + V_{i, j-1}] r_p \Delta z$	$D_w = \frac{1}{R_e} \frac{r_p \Delta r}{\delta z_w}$
$F_n = \frac{1}{2} [U_{I, j+1} + U_{I, j}] r_n \Delta z$	$D_n = \frac{1}{R_e} \frac{r_n \Delta z}{\delta r_n}$
$F_s = \frac{1}{2} [U_{I, j-1} + U_{I, j}] r_s \Delta z$	$D_s = \frac{1}{R_e} \frac{r_s \Delta z}{\delta r_s}$

Tableau.III.3 Termes convectifs et diffusifs de l'équation de quantité de mouvement radiale.

III.4.6 L'équation de quantité de mouvement axiale

L'intégration de l'équation adimensionnelle de la quantité de mouvement axiale sur un volume de contrôle décalé vers la droite (figure III.3) donne l'équation algébrique :

$$\begin{aligned}
a_P(i,J)V_P^{n+1}(i,J) &= a_W(i,J)V_W^{n+1}(i-1,J) + a_E(i,J)V_E^{n+1}(i+1,J) \\
&+ a_S(i,J)V_S^{n+1}(i,J-1) + a_N(i,J)V_N^{n+1}(i,J+1) + b(i,J)
\end{aligned} \quad III.25$$

Avec :

$$\begin{aligned}
a_P(i,J) &= a_W(i,J) + a_E(i,J) + a_N(i,J) + a_S(i,J) + a_P^0 \\
a_E(i,J) &= D_e \max[0, (1 - 0.1|P_e|)^5] + \max[-F_e, 0] \\
a_W(i,J) &= D_w \max[0, (1 - 0.1|P_w|)^5] + \max[F_w, 0] \\
a_N(i,J) &= D_n \max[0, (1 - 0.1|P_n|)^5] + \max[-F_n, 0] \\
a_S(i,J) &= D_s \max[0, (1 - 0.1|P_s|)^5] + \max[F_s, 0] \\
b(i,J) &= (P_{I-1,J} - P_{I,J})r\Delta z + a_P^0 V^0(I,j)
\end{aligned}$$

Les termes de convection	Les termes de diffusion
$F_w = \frac{1}{2} [V_{i-1,J} + V_{i,J}] r_w \Delta r$	$D_e = \frac{1}{R_e} \frac{r_e \Delta r}{\delta z_e}$
$F_e = \frac{1}{2} [V_{i+1,J} + V_{i,J}] r_e \Delta r$	$D_w = \frac{1}{R_e} \frac{r_p \Delta r}{\delta z_w}$
$F_n = \frac{1}{2} [U_{I-1,j+1} + U_{I,j+1}] r_n \Delta z$	$D_n = \frac{1}{R_e} \frac{r_n \Delta z}{\delta r_n}$
$F_s = \frac{1}{2} [U_{I-1,j} + U_{I,j}] r_s \Delta z$	$D_s = \frac{1}{R_e} \frac{r_s \Delta z}{\delta r_s}$

Tableau.III.4 Termes convectifs et diffusifs de l'équation de quantité de mouvement axiale.

III.4.7 L'équation de l'énergie

Pour l'équation de l'énergie l'équation discrétisée s'écrit comme suit :

$$\begin{aligned}
a_P(I,J)T_P^{n+1}(I,J) &= a_W(I,J)T_W^{n+1}(I-1,J) + a_E(I,J)T_E^{n+1}(I+1,J) \\
&+ a_S(I,J)T_S^{n+1}(I,J-1) + a_N(I,J)T_N^{n+1}(I,J+1) + b(I,J)
\end{aligned} \quad III.26$$

Avec :

$$a_P(I,J) = a_W(I,J) + a_E(I,J) + a_N(I,J) + a_S(I,J) + a_P^0$$

$$a_E(i, J) = D_e \max[0, (1 - 0.1|P_e|)^5] + \max[-F_e, 0]$$

$$a_W(i, J) = D_w \max[0, (1 - 0.1|P_w|)^5] + \max[F_w, 0]$$

$$a_N(i, J) = D_n \max[0, (1 - 0.1|P_n|)^5] + \max[-F_n, 0]$$

$$a_S(i, J) = D_s \max[0, (1 - 0.1|P_s|)^5] + \max[F_s, 0]$$

$$b(I, J) = \frac{r\Delta r\Delta z}{\Delta t} T^0(I, J)$$

Les termes de convection	Les termes de diffusion
$F_e = V(I, J)R_e\Delta R$	$D_n = \frac{1}{R_e P_r} \frac{R_n \Delta z}{\Delta r}$
$F_w = V(I - 1, J)R_w\Delta R$	$D_e = \frac{1}{R_e P_r} \frac{R_e \Delta r}{\Delta z}$
$F_n = U(I, J)R_n\Delta Z$	$D_s = \frac{1}{R_e P_r} \frac{R_s \Delta z}{\Delta r}$
$F_s = U(I, J - 1)R_s\Delta Z$	$D_w = \frac{1}{R_e P_r} \frac{R_w \Delta z}{\Delta r}$

Tableau.III.5 Termes convectifs et diffusifs de l'équation de l'énergie.

Les équations III.24 et III.25 ne pourront être résolues que si la pression (p) est connue ou estimée. Si la pression correcte est connue, le champ de vitesse obtenu après la résolution du système algébrique linéaire satisfera l'équation de continuité. Comme la pression n'est pas connue, il est nécessaire d'utiliser une procédure pour calculer la pression, pour cela nous avons utilisé l'algorithme SIMPLE.

III.5 L'algorithme SIMPLE

L'algorithme SIMPLE (Semi-ImplicitMethod for Pressure-Linked Equation) a été créé par Patankar et Spalding (1972) ; c'est une procédure itérative qui commence par l'estimation de pression : soit P^* le champ de pression estimé. Les équations de quantité de mouvement sont résolues pour obtenir les champs des vitesses associées U^* et V^* .

L'algorithme SIMPLE sera donc défini par les étapes suivantes :

- 1- Estimer les champs de pression.
- 2- Résoudre les équations de quantité de mouvement pour obtenir les champs des vitesses associées U^* et V^* .

- 3- Résoudre l'équation de correction de pression en utilisant U^* et V^* .
- 4- Calculer le champ de pression P et les champs des vitesses U et V à partir de leurs expressions de correction.
- 5- Résoudre l'équation de l'énergie.
- 6- Répéter la procédure itérative jusqu'à la convergence.

III.6 Méthode de sous relaxation

La sous-relaxation est régulièrement utilisée dans les problèmes non linéaires pour éviter la divergence du processus itératif. L'expérience numérique montre que dans les calculs de problèmes complexes, les changements trop rapides des valeurs de Φ d'une itération à l'autre risquent de provoquer des instabilités numériques dites de pompage. Par conséquent, pour minimiser les risques de divergence, il est toujours souhaitable d'amortir l'amplitude de ces changements en utilisant la technique de sous-relaxation.

$$P = P^* + \alpha_p P' \quad III.27$$

Où $0 < \alpha_p < 1$ est le facteur de sous relaxation.

Les composantes de la vitesse U et V seront relaxées comme suit :

$$\frac{a_{i,j}}{\alpha_u} U_{i,j} = \sum a_{nv} U_{nv} + b_{i,j} + (P_{i,j} - P_{i+1,j}) A_{i,j} + \left[(1 - \alpha_u) \frac{a_{i,j}}{\alpha_u} \right] U_{i,j}^{n-1} \quad III.28$$

$$\frac{a_{l,j}}{\alpha_v} V_{l,j} = \sum a_{nv} V_{nv} + b_{l,j} + (P_{l,j} - P_{l,j+1}) A_{l,j} + \left[(1 - \alpha_v) \frac{a_{l,j}}{\alpha_v} \right] V_{l,j}^{n-1} \quad III.29$$

Où α_u et α_v sont les facteurs de sous relaxation pour les composantes de la vitesse.

Pour l'équation de conservation de l'énergie, nous écrivons :

$$\frac{a_{l,j}}{\alpha_T} T_{l,j} = \sum a_{nv} T_{nv} + b_{l,j} + \left[(1 - \alpha_T) \frac{a_{l,j}}{\alpha_T} \right] T_{l,j}^{n-1} \quad III.30$$

III.7 Critère de convergence

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

III.8 Méthode de balayage

La résolution directe du système d'équations algébriques est compliquée; pour y remédier, on utilise la technique de balayage dans les directions radiale et axiale respectivement. Il est clair que la matrice après chaque balayage est tri-diagonale. Cette matrice est transformée, momentanément, en une matrice bi-diagonale simple par l'algorithme de Thomas (TDMA : Tri Diagonal Matrix Algorithm).

III.9 Méthode de résolution TDMA

La méthode TDMA, est utilisée après chaque balayage pour résoudre les systèmes d'équations, en transformant le système tri-diagonal en un système bi-diagonal unitaire (éléments diagonaux égaux à 1).

Quand on effectue un balayage dans la direction axiale, l'équation (III.23) est réécrite sous la forme :

$$-c_{i-1}\Phi_{i-1} + a_i\Phi_i - b_{i+1}\Phi_{i+1} = d_i \quad III.31$$

Où : $i = 2, NI-1$

Et :

$$\Phi_i = \Phi_p\Phi_{i+1} = \Phi_E\Phi_{i-1} = \Phi_W$$

$$a_i = A_p b_{i+1} = A_E c_{i-1} = A_W$$

$$d_i = S_c \Delta V + A_S \Phi_S + A_N \Phi_N + a_p^0 \Phi_p^0$$

L'équation (III.51) peut s'écrire :

$$\Phi_i = \frac{c_i}{a_i} \Phi_{i-1} + \frac{b_i}{a_i} \Phi_{i+1} + \frac{d_i}{a_i} \quad III.32$$

$$\Phi_2 = \frac{c_2}{a_2} \Phi_1 + \frac{b_2}{a_2} \Phi_3 + \frac{d_2}{a_2} \quad III.33$$

$$\Phi_3 = \frac{c_3}{a_3} \Phi_2 + \frac{b_3}{a_3} \Phi_4 + \frac{d_3}{a_3} \quad III.34$$

$$\Phi_{NI-1} = \frac{c_{NI-1}}{a_{NI-1}} \Phi_{NI-2} + \frac{b_{NI-1}}{a_{NI-1}} \Phi_{NI} + \frac{d_{NI-1}}{a_{NI-1}} \quad III.35$$

La résolution est comme suit :

Φ_1 : est donnée aux conditions aux limites

$$\Phi_2 = \frac{b_2}{a_2} \Phi_3 + \frac{c_2 \Phi_1 + b_2}{a_2} \quad III.36$$

$$\Phi_2 = P_2 \Phi_3 + Q_2 \quad III.37$$

Avec :

$$P_2 = \frac{b_2}{a_2} \quad Q_2 = \frac{c_2 \Phi_1 + b_2}{a_2}$$

On remplace Φ_2 par son expression dans la deuxième ligne qui donne la valeur de Φ_3 en fonction de Φ_4 :

$$\Phi_3 = \frac{b_3}{a_3 - c_3 P_3} \Phi_4 + \frac{d_3 + c_3 Q_2}{a_3 - c_3 P_2} \quad III.38$$

$$Q_3 = P_3 \Phi_4 + Q_3 \quad III.39$$

Avec :

$$P_3 = \frac{b_3}{a_3 - c_3 P_2} Q_3 = \frac{d_3 + c_3 Q_3}{a_3 - c_3 P_2}$$

On continue l'opération pour toutes les autres lignes; on aura la forme de récurrence des coefficients :

$$\Phi_i = P_i \Phi_{i+1} + Q_i \quad III.40$$

Avec :

$$P_i = \frac{b_i}{a_i - c_i P_{i-1}} \quad Q_i = \frac{d_i + c_i Q_{i-1}}{a_i - c_i P_{i-1}}$$

La valeur de Φ_{N_I} étant connue d'après les conditions aux limites, une substitution inverse dans l'équation (III.60) permet de déterminer le champ de Φ .

III.10 L'organigramme de SIMPLE

L'algorithme SIMPLE est une méthode pour calculer la pression et la vitesse, et quand la température est couplée aux deux, la résolution doit être séquentielle.

L'organigramme illustré à la figure (III.5) nous présente les étapes de résolution par l'algorithme SIMPLE.

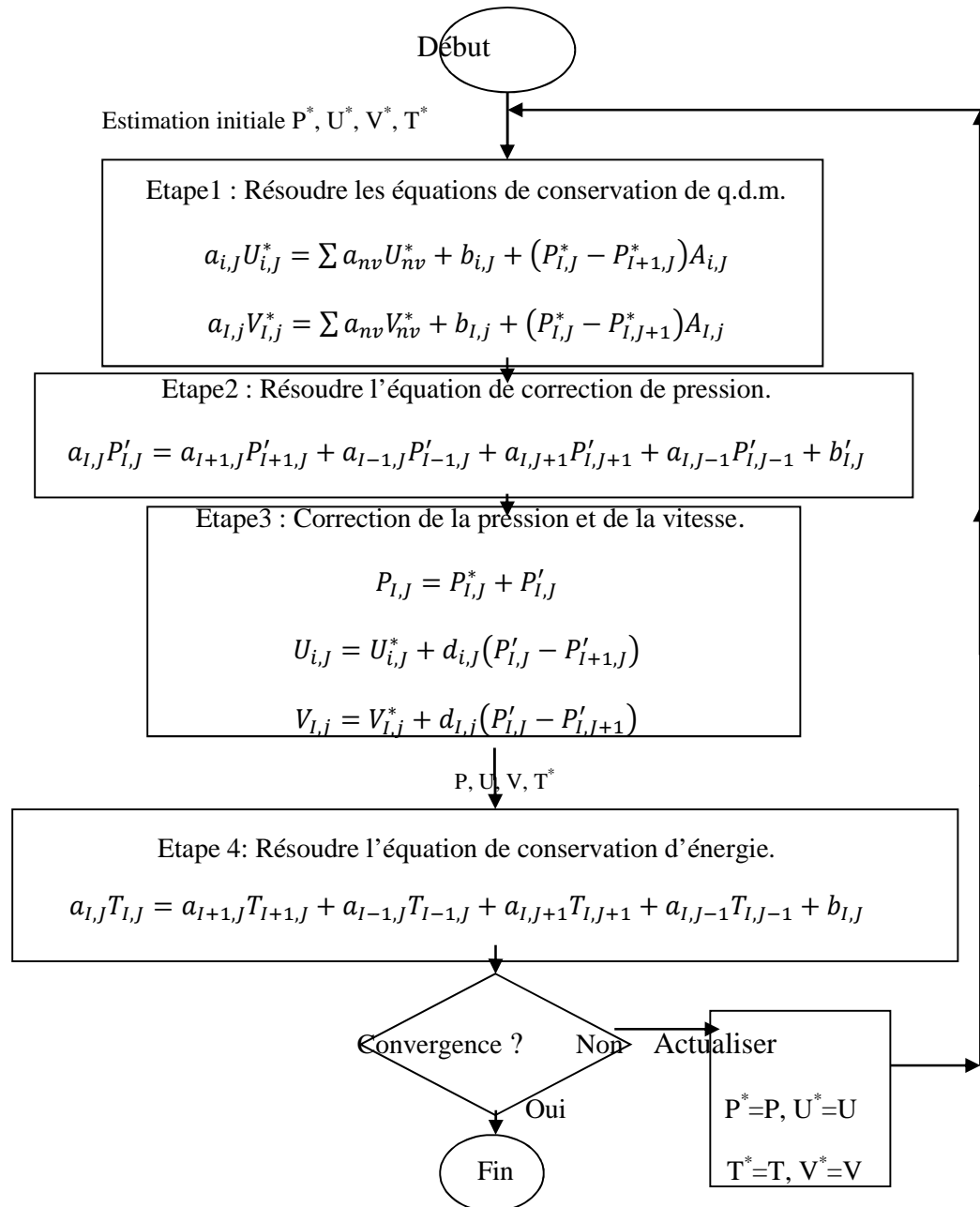


Figure.III.5 L'algorithme SIMPLE.

III.11 Résultats numériques et discussion

Après avoir écrit le programme de calcul en langage Matlab et pour mettre en évidence l'effet de nombre de Reynolds sur le comportement hydro-thermique d'un écoulement de fluide dans une conduite horizontale, les principaux résultats obtenus sont exposés comme suit :

III.11.1 Champ de température

La figure III.6 représente les champs de température pour des différentes valeurs du nombre de Reynolds; généralement on constate que les isothermes sont concentrées près de la paroi chaude où l'échange thermique est maximal, avec une légère déformation; celle-ci devient plus accentuée avec l'augmentation du nombre de Reynolds.

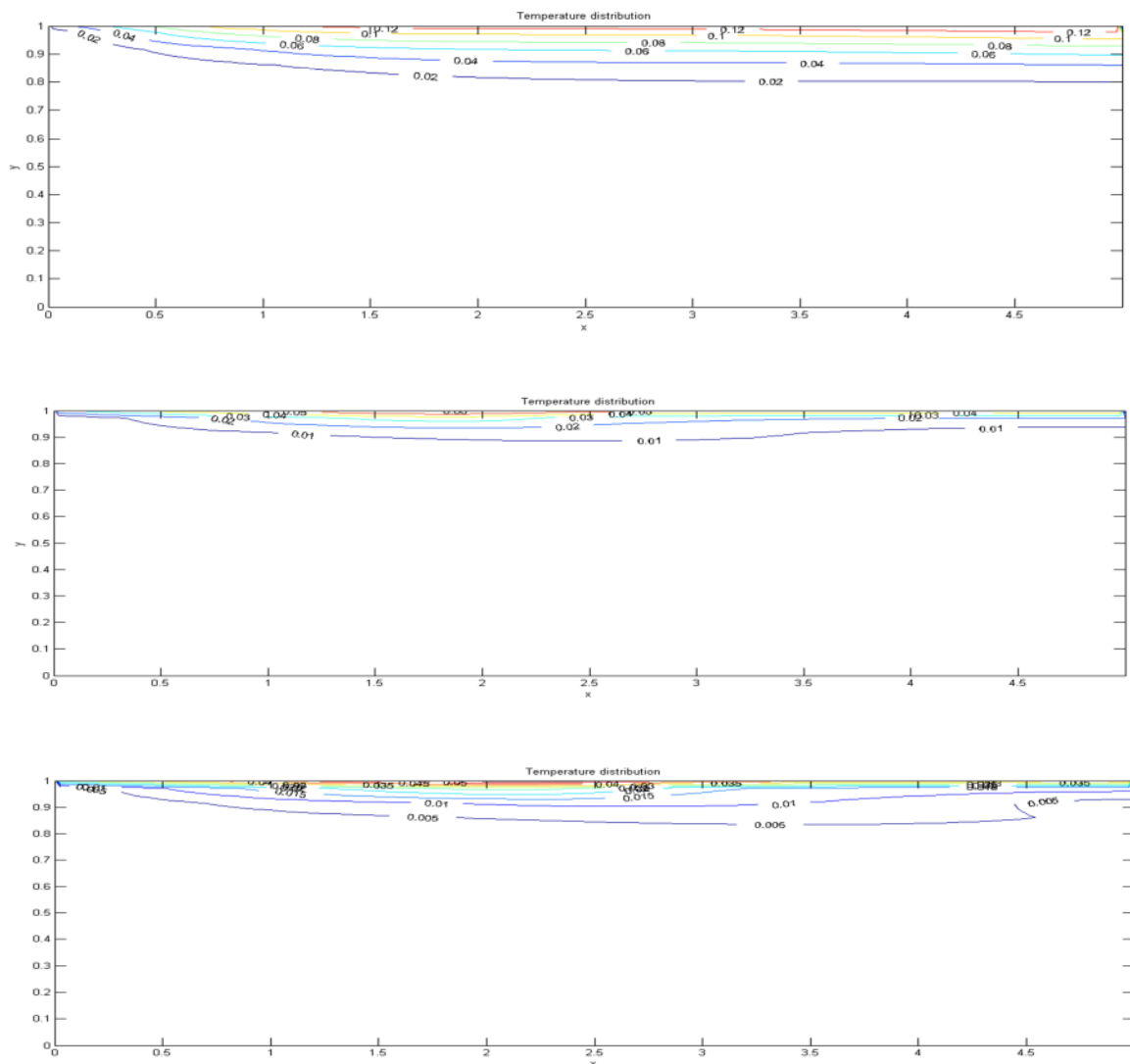


Figure.III.6 Contour des isothermes pour différents nombres de Reynold (Re=2 ,25 ,50).

III.11.2 Champs de pression

La figure III.7 représente les profils de pression sur le long de conduite pour des valeurs de Reynolds à 2, 25, 50 D'après ces profils, on constate que la pression est augmentée à l'entrée de la conduite puis elle diminue progressivement pour satisfaire la condition de sortie et que la pression diminue avec l'augmentation du nombre de Reynolds.

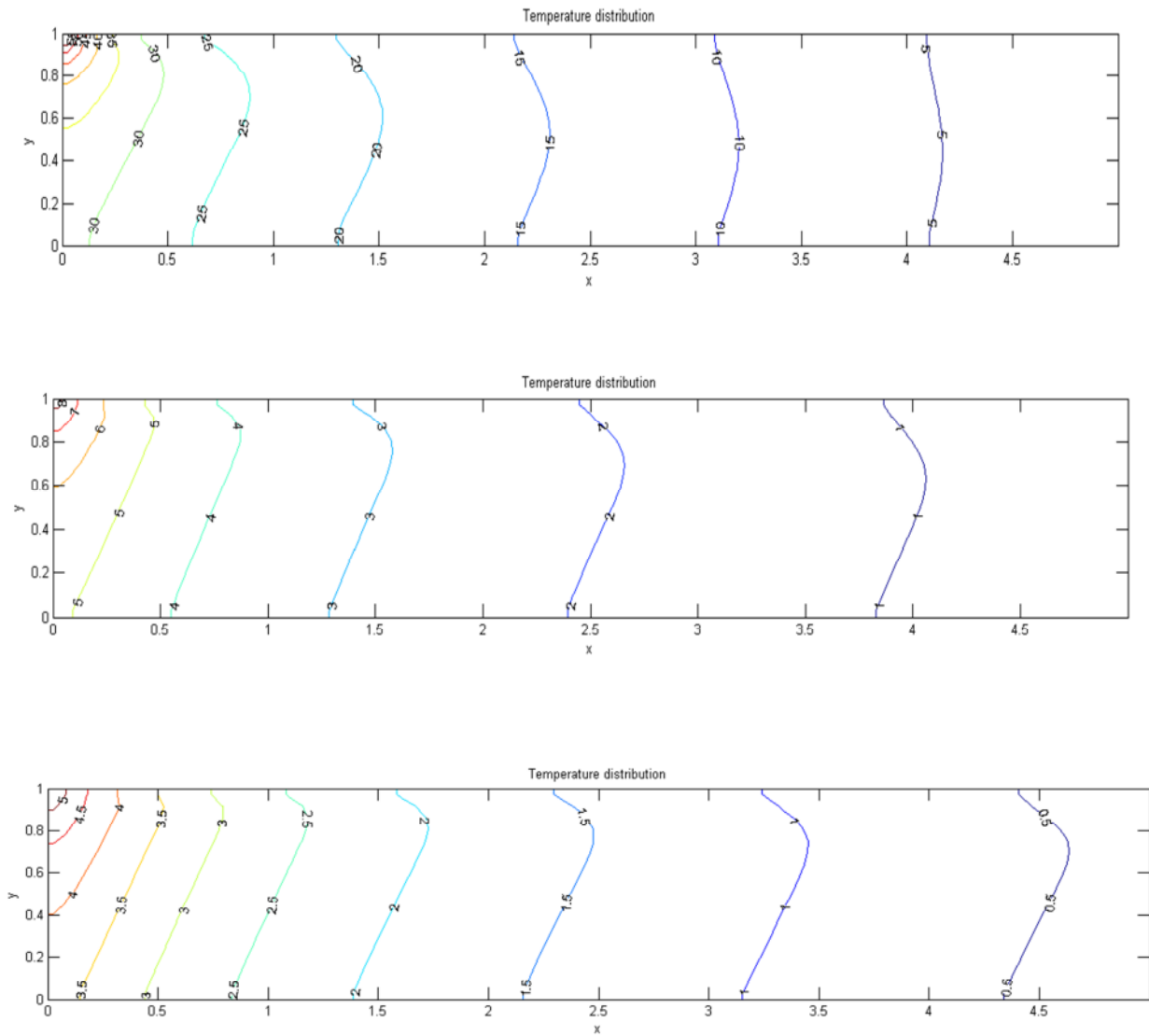


Figure.III.7 Contour de la pression pour différents nombres de Reynold (Re=2 ,25 ,50).

III.11.3 Vitesse axiale

On remarque que le profil de la vitesse présenté dans la figure III.8 est uniforme à l'entrée de la conduite; après il subit une déformation due à la viscosité et le frottement entre le fluide et la paroi jusqu'à ce qu'il devienne parabolique en régime laminaire quand le régime établi et qu'il coïncide avec le développement de la couche limite pour un écoulement interne.

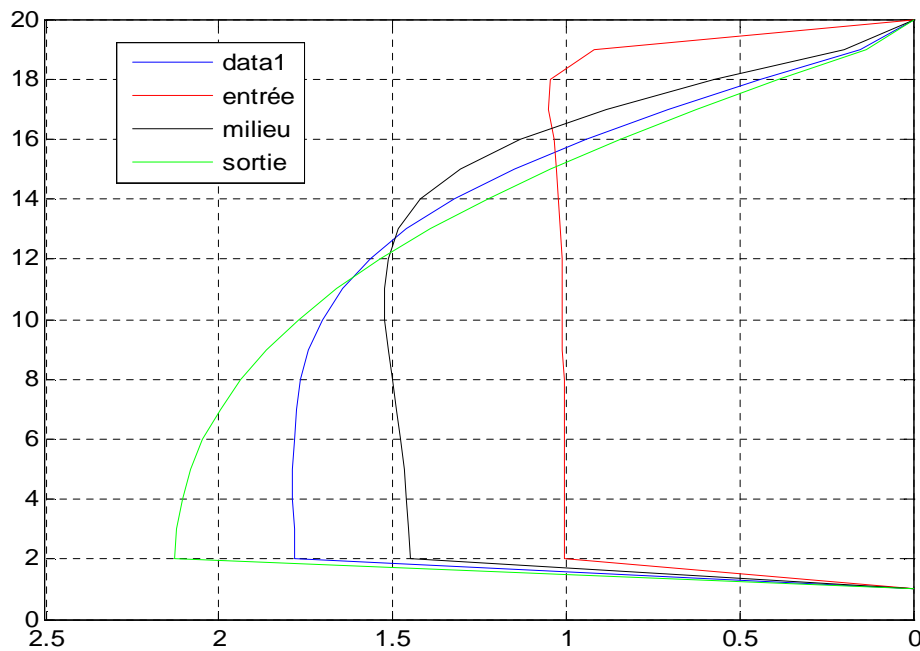


Figure.III.8 Profil de vitesse pour ($Re=2$) à l'entrée au milieu et à la sortie de la conduite.

III.11.4 Nombre de Nusselt

L'évolution du nombre de Nusselt au niveau de la paroi solide soumis aux flux uniformes est représentée dans la figure III.9, pour différentes valeurs du nombre de Reynolds. Les courbes obtenues présentent une diminution aigüe localisée à la zone d'entrée, et une tendance vers une valeur limitée qui traduit un établissement d'un régime thermique. Cette figure indique clairement que l'influence de la valeur du Reynolds n'est ressentie qu'au niveau de la zone d'entrée, et reste insensible aux variations de Reynolds après.

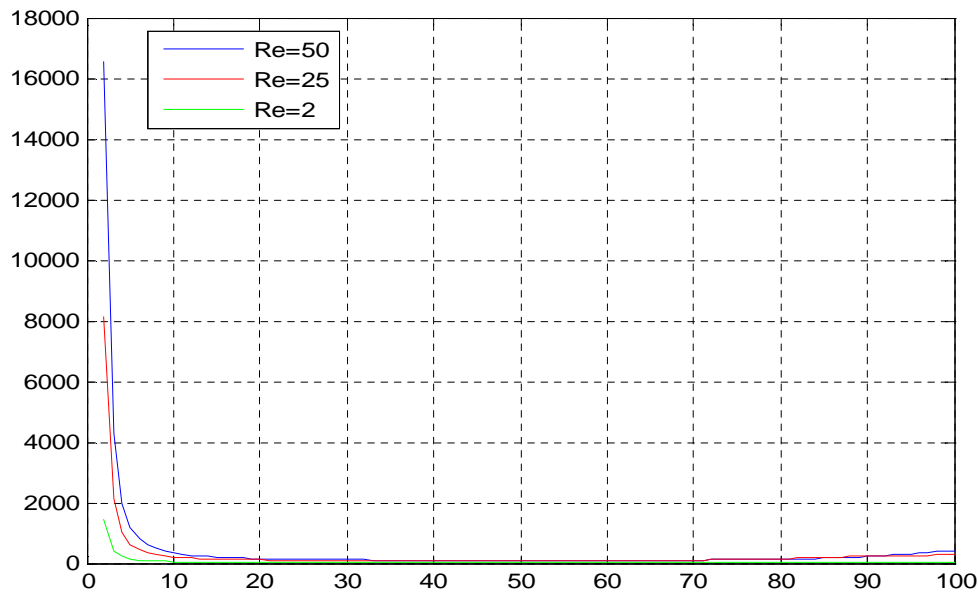


Figure. III.9 Variation de nombre Nusselt locale en fonction du nombre de Reynolds.

III.12 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié l'écoulement laminaire incompressible en régime transitoire et le transfert thermique par convection forcée dans une conduite horizontale à section circulaire constante avec une paroi chauffée par un flux uniforme.

Nous avons, au cours de cette étude, élaboré un code de calcul, basé sur la méthode des volumes finis, pour résoudre les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie qui gouvernent notre modèle physique.

Les résultats des simulations numériques ont montré que la conduction est le régime de transfert de chaleur dominant, et que l'augmentation du nombre de Reynolds provoque une diminution du champ de la température et de la pression.

CHAPITRE 02

ANALYSE THERMIQUE ET OPTIQUE DU CONCENTRATEUR CYLINDRO PARABOLIQUE

II.1 Introduction

Les capteurs à concentration sont un type particulier d'échangeur de chaleur qui transforme l'énergie du rayonnement solaire en énergie thermique à transmettre à un fluide caloporteur (eau, air, huile thermique).

Le concentrateur solaire utilise des surfaces réfléchissantes (miroirs) paraboliques ou cylindro-paraboliques pour concentrer les rayons solaires respectivement dans le foyer ponctuel ou dans le foyer linéaire où se trouvent les récepteurs (absorbeurs) ; l'énergie solaire absorbée est convertie en chaleur ; celle-ci est évacuée par le fluide caloporteur.

Généralement, ces concentrateurs doivent suivre le mouvement de soleil de manière que le rayonnement incident reste perpendiculaire à la surface d'ouverture de concentrateur ; dans le concentrateur cylindro-parabolique, la température du fluide caloporteur peut monter à environ 500 C°, mais le concentrateur parabolique peut obtenir des températures élevées (jusqu'à 1500 C°).

Ces types de collecteurs solaires sont plus adaptés pour la production de chaleur industrielle et d'électricité.

Les capteurs à concentration ont certains avantages sur le capteur plan :

- Pour la même surface de collecte, des températures plus élevées sont obtenues dans un capteur à concentration. Cela signifie que l'on peut atteindre une meilleure efficacité thermodynamique de la conversion thermo-mécanique.
- Le rendement thermique est plus élevé par ce que la surface des pertes de chaleur est faible par rapport à celle de la réception.
- Il est économiquement faisable d'utiliser des surfaces sélectives et l'installation des tubes à sous vide pour réduire les pertes de chaleur.

Les inconvénients sont les suivants :

- En pratique les capteurs à concentration, ne recueilleront pas le rayonnement diffus et seulement le rayonnement direct. Par conséquent, il ne peut pas travailler pendant les jours nuageux.
- Il faut un système de suivi de soleil, de façon à intercepter le rayonnement direct pour améliorer l'efficacité de la collecte.
- Les surfaces réfléchissantes (miroir) peuvent perdre leur réflectivité au fil du temps, aussi elles nécessitent un nettoyage et un entretien régulier.

II.2 Le concentrateur cylindro-parabolique

Le concentrateur cylindrique parabolique (CCP) est un capteur solaire à concentration qui convertit le rayonnement solaire en énergie thermique (figure.II.1); il se distingue par sa simplicité et représente un investissement relativement réduit, ses performances sont élevées dans la production de moyenne température, sur tous dans le domaine de la production de la vapeur et la production d'eau chaude. Le CCP est le plus préféré des capteurs pour la production d'électricité. Il se présente comme un module ayant un réflecteur (miroir en matériau réfléchissant) de forme parabolique disposée cylindriquement. Cette géométrie lui permet de focaliser l'énergie solaire incidente selon une génératrice linéaire où est placé le tube absorbeur dans lequel circule un fluide caloporteur.

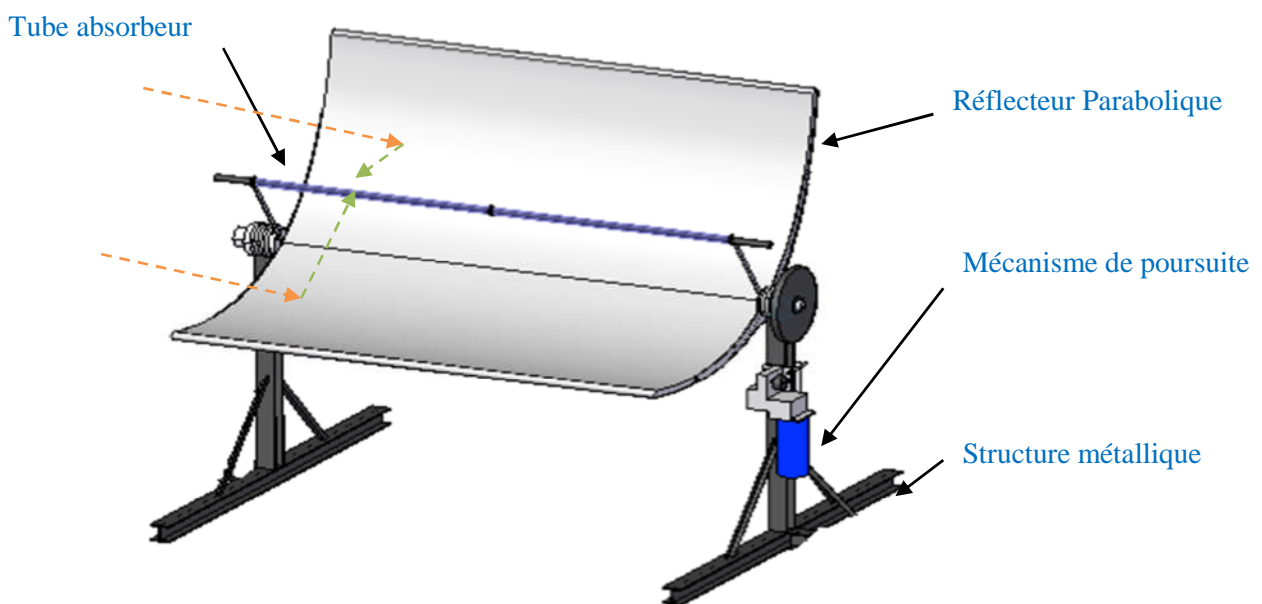


Figure.II.1 Concentrateur cylindro-parabolique.

Le concentrateur cylindro-parabolique se compose principalement des éléments suivants:

- Le réflecteur parabolique.
- Le tube absorbant HEC (Heat Element Collector).
- Le système de poursuite du soleil.
- La structure métallique de support et d'orientation.

II.2.1 Le réflecteur parabolique

C'est un miroir en forme parabolique, qui réfléchit et concentre sur le tube absorbeur le rayonnement solaire direct incident sur la surface d'ouverture; sa caractéristique optique

(réflectivité) joue un rôle important sur la performance du concentrateur qui est proportionnel au rayonnement réfléchi par le miroir du concentrateur.

Les matériaux qui sont couramment utilisés pour le réflecteur sont le miroir en verre avec un arrière argenté ou les tôles d'aluminiums polies, la durabilité et la réflectivité des miroirs en verre (0.92) sont meilleures que celle des feuilles d'aluminiums polies (0.87).

II.2.2 Le collecteur de chaleur HEC (Heat Element Collector)

Le collecteur de chaleur est le cœur d'un CCP, parce qu'une grande partie de son efficacité globale dépend des propriétés optiques et thermiques de cet élément (absorption solaire, émittance thermique, le coefficient de perte thermique, etc). Le tube récepteur d'un CCP est composé d'un tube interne en acier qui est entouré par un tube en verre transparent pour réduire les pertes thermiques convectives.

Le tube acier est pourvu d'un revêtement sélectif, qui a une absorptivité solaire élevée (>90%) et une faible émissivité dans la gamme d'onde infrarouge (<30%) pour réduire les pertes thermiques par rayonnement.

Plusieurs types de revêtement sont commercialement utilisés pour le CCP (Tableau.II.1). Si la température de travail est inférieure à 290 C°, une couche de chrome noir ou un revêtement en nickel noir peut être utilisée. Pour des températures plus élevées, une couche sélective Cermet sophistiquée est nécessaire pour atteindre un bon rendement thermique (~ 70%).

Les types Couche Sélective	Absorptance de couche sélective	Emittance de couche sélective	
		100 C°	400 C°
Luz Black Chrome	0.94	0.11	0.27
Luz Cermet	0.92	0.06	0.15
Solel UVAC Cermet a	0.96	0.07	0.13
Solel UVAC Cermet b	0.95	0.08	0.15
Solel UVAC Cermet avg	0.955	0.076	0.14
Solel UVAC Cermet Proposed a	0.98	0.04	0.10
Solel UVAC Cermet Proposed b	0.97	0.02	0.07

Tableau II.1 Propriétés optiques de quelques couches sélectives.

Le tube récepteur avec un vide entre le tube d'acier et l'enveloppe en verre muni d'un revêtement antireflet est utilisé pour obtenir un rendement plus élevé et des meilleures performances annuelles, spécialement à des températures de fonctionnement très élevées. Le

tube de réception sans vide est mis en œuvre habituellement pour des températures inférieures à 250 C° parce que les pertes thermiques ne sont pas assez critiques à cette gamme de températures; la figure.II.2 montre un tube récepteur typique d'un concentrateur cylindro-parabolique.

Le tube récepteur doit avoir les caractéristiques suivantes :

- Bonne absorption du rayonnement : son coefficient d'adsorption doit être aussi élevé que possible afin d'éviter toute réflexion du rayonnement incident.
- Pertes thermiques limitées : La température du tube dépasse généralement 400C°, les pertes par échanges convectifs et radiatifs sont très importantes. Afin de les limiter, le tube est entouré d'une enveloppe de verre sous vide.

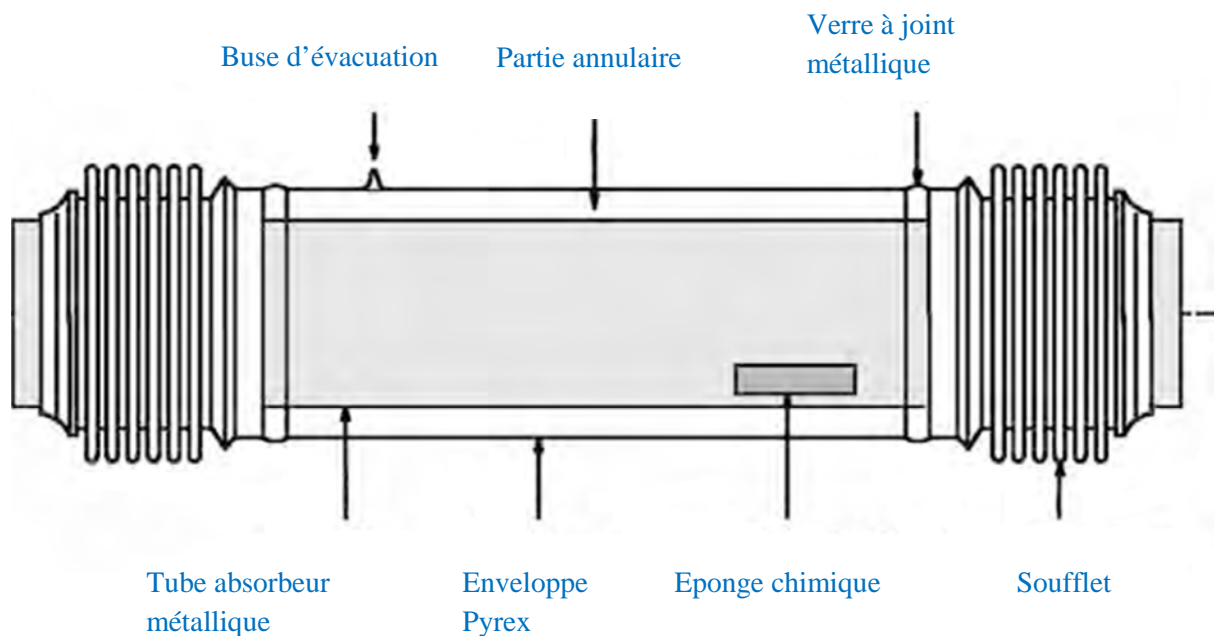


Figure.II.2 Schémas de tube absorbeur de concentrateur cylindro-parabolique.

II.2.3 Le mécanisme de poursuite

Le rôle du mécanisme de poursuite est d'adapter l'inclinaison du capteur pour que le rayonnement solaire incident soit toujours perpendiculaire au réflecteur. De cette manière, le rayonnement est réfléchi au foyer de la parabole et concentrée sur un tube récepteur dans lequel circule le fluide caloporteur.

II.2.4 La structure métallique

La structure métallique doit suffisamment être solide pour résister aux contraintes importantes mécaniques liées au vent.

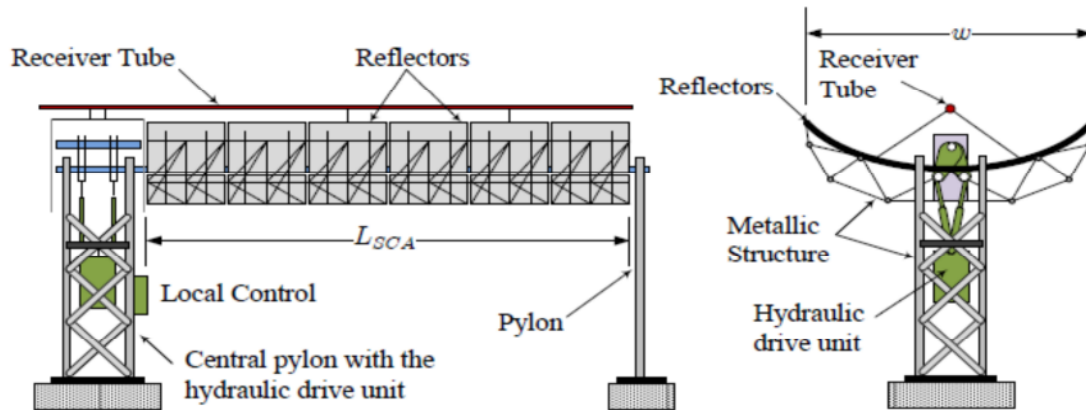


Figure.II.3 Type de structure métallique d'un concentrateur cylindro-parabolique.

II.3 Les paramètres de conception du concentrateur cylindro parabolique

II.3.1 Le taux de concentration

Le capteur cylindro-parabolique se présente comme un module ayant un réflecteur de forme parabolique de géométrie cylindrique. Selon l'équation suivante :

$$y^2 = 4fx \quad II.1$$

Cette géométrie lui permet de focaliser l'énergie solaire incidente selon une génératrice linéaire où est placé un tube absorbeur dans lequel circule un fluide caloporteur. L'énergie thermique reçue sur la ligne focale est absorbée par un tube métallique à l'intérieur d'un tube en verre sous vide.

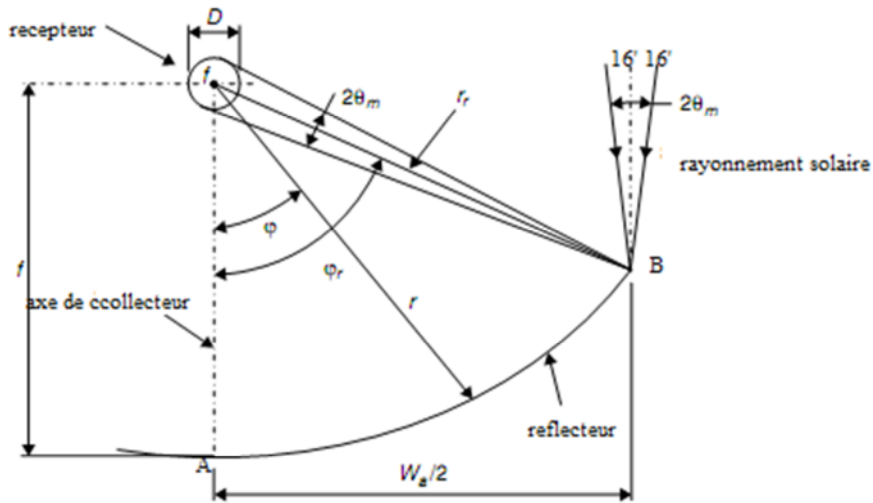


Figure.II.4 Angle d'ouverture de concentrateur [1].

Le coefficient de concentration est l'un des paramètres principaux de l'augmentation de température de sortie d'un capteur. Il présente le rayonnement concentré sur l'absorbeur par rapport au rayonnement frappant la surface de l'absorbeur sans concentration. Cette valeur dépend directement de la géométrie du capteur. On peut la calculer par le rapport de la surface de réflecteur sur la surface de l'absorbeur :

$$C = \frac{A_r}{A_a} \quad II.2$$

La valeur maximale de la concentration par un paraboloïde (3D) :

$$C_{max} = \left(\frac{R}{r}\right)^2 = \left(\frac{1}{\sin(\theta_s)}\right)^2 \quad II.3$$

La valeur maximale de la concentration linéaire (2D) de l'énergie solaire et :

$$C_{max} = \frac{R}{r} = \frac{1}{\sin(\theta_s)} \quad II.4$$

Les paramètres R , r et θ_s sont respectivement la distance terre soleil, le rayon de soleil, le demi angle de sous-tendu par le soleil (figure II.4).

II.4 Analyse optique et thermique de concentrateur cylindro -parabolique

II.4.1 Les pertes optiques de collecteur cylindro-parabolique

II.4.1.1 Facteur d'interception

Le facteur d'interception γ est le facteur le plus compliqué dans le calcul de la performance optique d'un concentrateur CCP. Il représente le rapport entre l'énergie interceptée par l'absorbeur et celle que réfléchit le miroir.

Il traduit le fait que certains rayons solaires peuvent ne pas tomber sur l'absorbeur et aller vers l'extérieur et surtout lorsqu'il y a un mauvais positionnement de l'absorbeur sur la ligne focale.

Le facteur d'interception dépend des propriétés optiques des matériaux utilisés et aussi de certaines erreurs dans la construction du concentrateur ou dans le système de poursuite du soleil.

Si on utilise les paramètres d'erreur universels appliqués aux géométries du collecteur, le facteur d'interception γ est donné par l'équation suivante.

$$\gamma = \frac{1 + \cos\varphi}{2\cos\varphi} \int_0^\varphi \text{Erf} \left[\frac{\sin\varphi(1 + \cos\varphi_i)(1 - 2d^*\sin\varphi_i) - \pi\beta^*(1 + \cos\varphi_i)}{\sqrt{2}\pi\sigma^*(1 + \cos\varphi)} \right] - \text{Erf} \left[-\frac{\sin\varphi(1 + \cos\varphi_i)(1 - 2d^*\sin\varphi_i) - \pi\beta^*(1 + \cos\varphi_i)}{\sqrt{2}\pi\sigma^*(1 + \cos\varphi)} \right] \frac{d\varphi_i}{(1 + \cos\varphi_i)} \quad \text{II. 5}$$

Erf : est la fonction d'erreur défini par :

$$\text{Erf}(y) = \frac{2}{\pi} \int_0^y e^{-z^2} dz \quad \text{II. 6}$$

Les erreurs associées au CCP, sont classées comme aléatoires et non aléatoires. Les erreurs aléatoires sont définies comme celles dont la nature est totalement aléatoire et peut être représentée par une distribution de probabilité normale.

Les erreurs non aléatoires résultent de la fabrication et de l'assemblage, et le fonctionnement du collecteur.

Les erreurs aléatoires sont modélisées statistiquement par l'écart type de la distribution de l'énergie totale réfléchié donné par :

$$\sigma = \sqrt{\sigma_{sun}^2 + 4\sigma_{slope}^2 + \sigma_{miroir}^2} \quad II.7$$

Où σ_{sun} , est l'écart de l'angle de cône solaire, σ_{slope} est l'erreur du suivi du soleil et l'erreur de surface de miroir σ_{miroir} .

Ou aussi par la relation suivante :

$$\sigma = \frac{\pi}{180} \delta \quad II.8$$

Avec :

δ : Angle de dispersion

Le diamètre du récepteur en tenant compte des erreurs optiques du CCP est donné par :

$$D = \frac{a \sin\left(0.672 + \frac{\delta}{2}\right)}{\sin(\phi_r)} \quad II.9$$

Par conséquent, les paramètres du calcul du facteur d'interception sont les suivants :

- Paramètre d'erreur non aléatoire universel du au mauvais positionnement de l'absorbeur dans le plan focal et du profile du réflecteur :

$$d^* = \frac{d}{D} \quad II.10$$

- Paramètre non aléatoire universel du aux erreurs angulaires :

$$\beta^* = \beta C \quad II.11$$

Où β , est l'angle entre le rayon réfléchi du centre de soleil et la normale à l'ouverture C est le taux de concentration.

- Paramètre d'erreur aléatoire universel :

$$\sigma^* = \sigma C \quad II.12$$

II.4.1.2 La perte géométrique du concentrateur cylindro-parabolique

La perte géométrique (figure.II.5) du CCP est due au fait que ce type de capteur a la possibilité de suivre le soleil sur un seul axe; cela donne l'espace à l'existence d'un angle d'incidence entre le vecteur de rayonnement solaire incident et le vecteur normal de la surface d'ouverture de collecteur qui provoque la perte de surface réfléchissante aux extrémités de miroir.

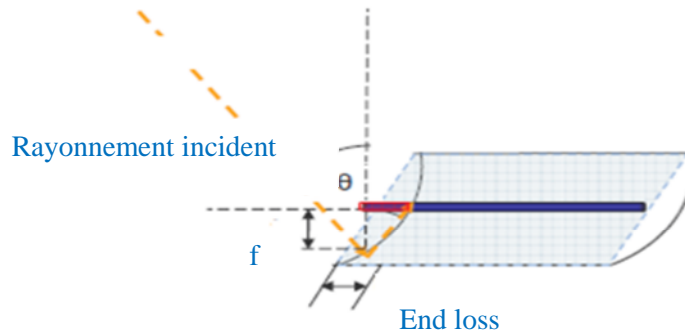


Figure. II.5 Perte géométrique à l'extrémité du concentrateur cylindro-parabolique [3].

On peut décrire la perte de surface réfléchissante par l'équation suivante :

$$A_p = wL_e = w \left[f + \frac{(f w^2)}{(48f^2)} \right] \tan(\theta) \quad II.13$$

Avec :

W : la largeur de la parabole

f : la distance focale

θ : L'angle d'incidence

II.4.2 Analyse thermique de concentrateur cylindro parabolique

II.4.2.1 Bilan énergétique uni dimensionnel

Le bilan énergétique unidimensionnel en état d'équilibre pour une section transversale de l'absorbeur (Figure.II.6) montre l'échange d'énergie entre l'absorbeur et l'atmosphère qui se fait avec les trois modes d'échange de chaleur : soit par conduction ou convection et rayonnement, avec et sans l'enveloppe de verre; l'énergie solaire réfléchiée par le miroir de capteur est absorbée par l'enveloppe de verre ($\dot{Q}_{5SolAbs}$) et aussi par le revêtement sélectif de tube absorbeur ($\dot{Q}_{3SolAbs}$). Ce flux est ensuite transmis par conduction (\dot{Q}_{23cond}) et par convection (\dot{Q}_{12conv}) au fluide caloporteur; une autre quantité d'énergie est retransmise à l'enveloppe de verre par convection (\dot{Q}_{34conv}) et par rayonnement (\dot{Q}_{34rad}) comme des pertes thermiques du tube absorbeur; autre quantité est perdue à travers le support de l'absorbeur par conduction ($\dot{Q}_{cond,support}$). L'énergie du rayonnement et convection passe ensuite à travers l'enveloppe de verre par conduction (\dot{Q}_{45cond}) et avec l'énergie qui est absorbée par l'enveloppe de verre ($\dot{Q}_{5SolAbs}$) est perdue dans l'environnement par convection (\dot{Q}_{56conv}) et radiation (\dot{Q}_{57rad}).

Dans le cas où l'absorbeur est sans enveloppe de verre, la perte de chaleur de la surface extérieure de l'absorbeur échappe directement vers la l'environnement au lieu de traverser l'enveloppe de verre.

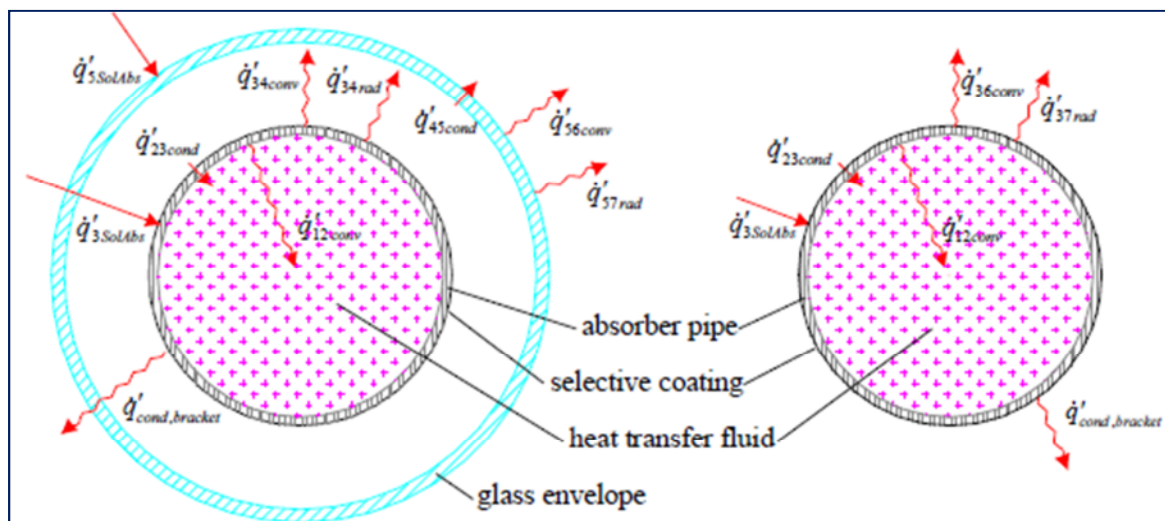


Figure.II.6 Bilan énergétique d'une section transversale de l'absorbeur

Avec et sans enveloppe de verre [3].

II.4.2.2 Transfert de chaleur par convection entre le fluide caloporteur et l'absorbeur

D'après la loi de Newton, le transfert de chaleur entre la surface intérieure de l'absorbeur et le fluide caloporteur est :

$$\dot{Q}_{12conv} = h_1 A_{a,i} (T_2 - T_1) \quad II.14$$

Avec :

$$h_1 = Nu_{D2} \frac{K_1}{D_2} \quad II.15$$

Où :

h_1 : Coefficient de convection pariétale du fluide caloporteur à T_1 $\left(\frac{W}{m^2K}\right)$.

$A_{a,i}$: La surface intérieure de l'absorbeur (m^2).

T_1 : Température moyenne de fluide caloporteur $\left(\frac{T_e + T_s}{2}\right)$ (K)

T_2 : Température de surface intérieure de l'absorbeur (K)

Nu_{D2} : Nombre de Nusslet basée sur D_2 .

K_1 : Conductivité thermique du fluide caloporteur à T_1 $\left(\frac{W}{mK}\right)$.

Le nombre de Nusselt dépend du type d'écoulement et des propriétés du fluide caloporteur à travers l'absorbeur.

II.4.2.2.1 Le cas d'écoulement turbulent et transitoire

Pour calculer le nombre de Nusselt pour le cas où l'écoulement est turbulent ou transitoire (Nombre de Reynolds > 2300) dans un tube on utilise la corrélation suivante qui a été développée par Gnielinski [3].

$$Nu_{D2} = \frac{\frac{f_2}{8} (Re_{D2} - 1000) Pr_1}{1 + 12.7 \sqrt{\frac{f_2}{8}} \left(Pr_1^{\frac{2}{3}} - 1 \right)} \left(\frac{Pr_1}{Pr_2} \right)^{0.11} \quad II.16$$

$$f_2 = (1.82 \log(Re_{D2}) - 1.64)^{-2} \quad II.17$$

$$Pr_1 = \frac{\mu C_p}{k}$$

II. 18

Où :

f_2 : Coefficient de frottement de la surface interne de l'absorbeur.

Pr_1 : Nombre de Prandtl du fluide évalué à la température T_1 .

Pr_2 : Nombre de Prandtl évalué à la température T_2 de la surface intérieure de l'absorbeur.

Cette corrélation du nombre de Nusselt est valide pour les écoulements transitoires pour les nombres de Reynolds entre $2300 < Re_{D_2} < 510^6$, et pour $0,5 < Pr_1 < 2000$; toutes les propriétés du fluide sont évaluées à la température moyenne du fluide T_1 .

II.4.2.2.2 Le cas d'écoulement laminaire

Lorsque l'écoulement est laminaire, le nombre de Reynolds étant inférieur à 2300, le nombre de Nusselt est constant. Pour un écoulement dans un tube, la valeur sera $Nu_{D_2} = 4.36$ [3].

II.4.2.3 Transfert de chaleur par conduction à travers le tube absorbeur

La loi de Fourier décrit le transfert de chaleur par conduction à travers le tube absorbeur qui a la forme d'un tube [3].

$$\dot{Q}_{23cond} = \frac{2\pi K_{23} L D_3 (T_2 - T_3)}{\ln\left(\frac{D_3}{D_2}\right)} \quad \text{II. 19}$$

Où :

K_{23} : Conductivité thermique de l'absorbeur à la température moyenne $\frac{(T_2 + T_3)}{2}$ $\left(\frac{W}{m \cdot K}\right)$.

T_2, T_3 : Température de surface intérieure et extérieure de l'absorbeur (K).

D_2, D_3 : Diamètre intérieur et extérieur de l'absorbeur (m).

L : longueur de tube absorbeur (m).

Dans cette équation, le coefficient de conductivité thermique est évalué à la température moyenne des surfaces intérieures et extérieures de l'absorbeur.

Le coefficient de conduction dépend du type de matériau du tube absorbeur; si le cuivre pur est choisi, le coefficient de conduction est une constante égale $386\left(\frac{W}{mK}\right)$, la conductance à travers la couche sélective a été négligée.

II.4.2.4 Les pertes thermiques du tube absorbeur à l'enveloppe en verre

Les pertes thermiques produites entre le tube absorbeur et l'enveloppe en verre sont par convection et rayonnement. Le mécanisme de transfert de chaleur par convection dépend de la pression annulaire. Pression faible ($\ll 1$ mbar), le mécanisme de transfert de chaleur est de la conduction moléculaire. À des pressions plus élevées ($> \sim 1$ mbar), le mécanisme est de la convection libre. Le transfert de chaleur par rayonnement se produit en raison de la différence de température entre la surface d'absorption externe et la surface vitrée intérieure de l'enveloppe du verre. Le calcul de transfert par rayonnement thermique est simplifié en supposant l'enveloppe de verre opaque au rayonnement infrarouge et en supposant aussi un corps gris ($\rho = \alpha$).

II.4.2.4.1 Perte de chaleur par convection dans la partie annulaire

Deux mécanismes de transfert de chaleur sont évalués pour déterminer le transfert de chaleur par convection (\dot{Q}_{34conv}) entre l'absorbeur et l'enveloppe de verre, libre-moléculaire ou convection naturelle.

II.4.2.4.1.1 Le vide dans la partie Annulaire

Lorsque l'anneau de l'absorbeur est sous vide (pression $\ll 1$ mbar), le transfert de chaleur par convection entre l'absorbeur et l'enveloppe de verre se fait par convection libre-moléculaires [3].

$$\dot{Q}_{34conv} = h_{34} A_{a,e} (T_3 - T_4) \quad II.20$$

Avec :

$$h_{34} = \frac{K_{std}}{\left[\frac{D_3}{2 \ln \left(\frac{D_4}{D_3} \right)} + b \lambda \left(\frac{D_3}{D_4} + 1 \right) \right]} \quad II.21$$

$$b = \frac{(2 - a)(9\gamma - 5)}{2a(\gamma + 1)} \quad II.22$$

$$\lambda = \frac{2.33E(-20)(T_{34} + 273.15)}{(P_a \delta^2)} \quad II.23$$

Où :

$A_{a,e}$: Surface extérieur de tube absorbeur.

D_3 : Diamètre extérieur de l'absorbeur (m).

h_{34} : Coefficient de convection thermique de gaz annulaire à T_{34} $\left(\frac{W}{m^2K}\right)$.

T_3 : Température de la surface extérieure du tube absorbeur (k).

T_4 : Température de la surface intérieure de l'enveloppe de verre (k).

K_{std} : Conductance thermique du gaz annulaire à température et pression standard $\left(\frac{W}{m k}\right)$.

b : coefficient d'interaction.

λ : chemin libre entre les collisions d'une molécule (cm).

a : coefficient d'accommodation.

γ : rapport des chaleurs spécifiques pour le gaz annulaire.

T_{34} : Température moyenne $\left(\frac{T_3 + T_4}{2}\right)$ (K).

P_a : Pression du gaz annulaire (mm Hg).

δ : Diamètre moléculaire du gaz annulaire (cm).

II.4.2.4.1.2 La pression dans la partie annulaire

Lorsque la partie annulaire perd le vide (pression > ~ 1 mbar), le mécanisme de transfert de chaleur entre l'absorbeur et l'enveloppe de verre se fait par convection naturelle. La corrélation Raithby et Hollande [3] pour la convection naturelle dans un espace annulaire entre les cylindres horizontaux est utilisée pour ce cas.

$$\dot{Q}_{34} = \frac{2.425K_{34} (T_3 - T_4) \left(\frac{Pr Ra_{D3}}{(0.861 + Pr_{34})} \right)^{1/4}}{\left(1 + \left(\frac{D_3}{D_4} \right)^{3/5} \right)^{5/4}} \quad II.24$$

$$Ra_{D3} = \frac{g\beta(T_3 - T_4)D_3^3}{\alpha\nu} \quad II.25$$

Dans le cas d'un gaz idéal :

$$\beta = \frac{1}{T_{avg}} \quad II.26$$

K_{34} : Conductivité thermique du gaz annulaire à T_{34} $\left(\frac{W}{m \cdot K} \right)$.

T_3 : Température de la surface extérieure de l'absorbeur (K).

T_4 : Température de la surface intérieure de l'enveloppe en verre (K).

D_3 : Diamètre extérieur de l'absorbeur (m).

D_4 : Diamètre intérieur de l'enveloppe en verre (m).

Pr_{34} : Nombre de Prandtl.

Ra_{D3} : Nombre de Rayleigh évaluée à D_3 .

β : Coefficient volumétrique d'expansion thermique (1/K).

T_{34} : Température moyenne $\frac{(T_3 + T_4)}{2}$ (K).

Cette corrélation qui suppose que les cylindres sont concentriques et horizontaux à des températures uniformes, est valable pour $Ra_{D3} > \left(\frac{D_4}{D_4 - D_3} \right)^4$. Toutes les propriétés physiques sont évalués à la température moyenne du film $(T_3 + T_4) / 2$.

II.4.2.4.2 La perte de chaleur par rayonnement

La perte thermique par rayonnement entre l'absorbeur et l'enveloppe de verre \dot{Q}_{34rad} est estimée par l'équation suivante [3].

$$\dot{Q}_{34rad} = \frac{\sigma A_{a,e} (T_3^4 - T_4^4)}{\left(\frac{1}{\varepsilon_3} + \frac{(1 - \varepsilon_4) D_3}{\varepsilon_4 D_4} \right)} \quad II.27$$

Où :

σ : Constante de Stefan-Boltzmann (W/m^2K^4).

$D_3 ; D_4$: Diamètre extérieur et intérieur du tube absorbeur (m).

$T_3 ; T_4$: Température de la surface extérieure et intérieure de l'absorbeur (k).

ε_3 : Émissivité du revêtement sélectif.

ε_4 : Émissivité de l'enveloppe de verre.

II.4.2.4.3 Transfert de chaleur par conduction à travers l'enveloppe en verre

Le transfert de chaleur par conduction à travers l'enveloppe en verre utilise la même équation que la conduction à travers la paroi d'absorbeur décrite par la loi de Fourier.

$$\dot{Q}_{45cond} = \frac{2\pi K_{45} L D_5 (T_4 - T_5)}{\ln \left(\frac{D_5}{D_4} \right)} \quad II.28$$

Où :

K_{45} : Conductivité thermique de l'enveloppe en verre à la température moyenne $\frac{(T_4 + T_5)}{2}$ ($\frac{W}{m K}$)

$T_4 ; T_5$: Température de la surface intérieure et extérieure de l'enveloppe en verre (K).

$D_4 ; D_5$: Diamètre intérieur et extérieur de l'enveloppe en verre (m).

II.4.2.5 Perte thermique de l'enveloppe en verre vers l'atmosphère

La perte thermique de l'enveloppe en verre vers l'atmosphère est par convection et rayonnement. La convection sera soit forcée soit naturelle, selon qu'il y a du vent ou non. La perte de chaleur nette par rayonnement est due à la différence de la température entre l'enveloppe de verre et le ciel.

II.4.2.5.1 La perte de chaleur par convection

Le transfert de chaleur par convection entre l'enveloppe en verre et l'atmosphère (\dot{Q}_{56conv}) est la plus importante des pertes de chaleur, surtout s'il y a le vent. D'après la loi de Newton :

$$\dot{Q}_{56conv} = h_{56}A_e(T_5 - T_6) \quad II.29$$

Avec :

$$h_{56} = Nu_{D5} \frac{K_{56}}{D_5} \quad II.30$$

Où :

A_e : Surface extérieure de l'enveloppe en verre.

h_{56} : Coefficient de transfert de chaleur par convection de l'air à $\left(\frac{T_5+T_6}{2}\right)$ $\left(\frac{W}{m^2K}\right)$.

T_5 : Température de la surface extérieure de l'enveloppe en verre (K)

T_6 : Température de l'air ambiant (K).

Nu_{D5} : Nombre de Nusselt basé sur D_5 .

K_{56} : Conductivité thermique de l'air ambiant à $\left(\frac{T_5+T_6}{2}\right)$ $\left(\frac{W}{mK}\right)$.

II.4.2.5.1.1 Cas sans vent

S'il n'y a pas de vent, la perte de chaleur par convection de l'enveloppe de verre vers l'environnement sera par convection naturelle. Pour ce cas, la corrélation développée par Churchill et Chu [3] sera utilisée pour estimer le nombre de Nusselt.

$$\overline{Nu}_{D5} = \left\{ 0.60 + \frac{0.387Ra_{D5}^{1/6}}{\left[1 + \left(\frac{0.559}{Pr_{56}}\right)^{9/16}\right]^{8/27}} \right\}^2 \quad II.31$$

$$Ra_{D5} = \frac{g\beta(T_5 - T_6)D_5^3}{(\alpha_{56}\nu_{56})} \quad II.32$$

$$\beta = \frac{1}{T_{56}} \quad II.33$$

$$Pr_{56} = \frac{\nu_{56}}{\alpha_{56}} \quad II.34$$

Où :

Ra_{D5} : Nombre de Rayleigh pour l'air basé sur D_5 .

D_5 : Le diamètre extérieur de l'enveloppe en verre (m).

g : Constante gravitationnelle (9,81) (m/s²).

α_{56} : Diffusivité thermique de l'air à T_{56} ($\frac{m^2}{s}$).

β : Coefficient volumétrique d'expansion thermique (gaz parfait) (1/K).

Pr_{56} : Nombre de Prandtl pour l'air à T_{56} .

ν_{56} : viscosité cinématique de l'air à T_{56} ($\frac{m^2}{s}$) (K).

T_{56} : Température du film ($\frac{T_5+T_6}{2}$).

Cette corrélation est valable pour $10^5 < Ra_{D5} < 10^{12}$ et suppose que le cylindre horizontal est isotherme. En outre, toutes les propriétés du fluide sont déterminées à la température du film.

II.4.2.5.1.2 Cas avec le vent

S'il y a du vent, la perte de chaleur par convection de l'enveloppe de verre à l'environnement sera par convection forcée. Le nombre de Nusselt dans ce cas est estimé avec la corrélation de Zhukauskas [3] pour convection forcée externe à un cylindre isotherme.

$$\overline{Nu}_{D5} = C Re_{D5}^m Pr_6^n \left(\frac{Pr_6}{Pr_5} \right)^{1/4} \quad II.35$$

Avec :

Re_D	C	m
1-40	0.75	0.4
40-1000	0.51	0.5
1000-200000	0.26	0.6
200000-1000000	0.076	0.7

$$n = 0.37 \text{ pour } Pr \leq 10 \quad n = 0.36 \text{ pour } Pr > 10$$

Cette corrélation est valable pour $0,7 < Pr_6 < 500$, et $1 < Re_{D5} < 10^6$. Toutes les propriétés du fluide sont évaluées à la température ambiante T_6 , sauf Pr_5 , qui est évaluée à la température de la surface extérieure de l'enveloppe en verre.

II.4.2.5.2 La perte de chaleur par rayonnement

La perte de chaleur par rayonnement entre l'enveloppe en verre et le ciel, discutée ici, est causée par la différence des températures entre l'enveloppe de verre et le ciel. Pour cela, l'enveloppe est supposée être un petit objet gris et convexe dans une grande cavité corps noir (le ciel). Le transfert du rayonnement entre l'enveloppe de verre et le ciel devient :

$$\dot{Q}_{57rad} = \sigma A_v \varepsilon_5 (T_5^4 - T_7^4) \quad II.36$$

Avec :

σ : Constante de Stefan-Boltzmann $5.67 * 10^{-8} (W/m^2 K^4)$.

ε_5 : Émissivité de la surface extérieure de l'enveloppe en verre.

T_7 : Température du ciel (K).

T_5 : Température de la surface extérieure de l'enveloppe de verre (K).

Pour déterminer la température du ciel qui dépend de la masse d'air et sa teneur en humidité, on peut prendre la température du ciel égale la température ambiante comme dans les régions côtières, mais dans le cas où l'humidité relative est faible, dans ce cas on détermine la température du ciel par la formule de Whillier (1967) [3] :

$$T_{ciel} = T_{amb} - 6 \quad II.37$$

II.4.2.6 Perte de chaleur par le support de l'absorbeur

Le tube absorbeur est soutenu à la ligne focale de collecteur par des supports métalliques qui vont de la structure du collecteur au tuyau absorbeur. En traitant le support comme une ailette infinie avec la température de base inférieure de 10 degrés à la température de surface d'absorbeur extérieure T_3 au point où le support est fixé.

$$\dot{Q}_{cond,support} = \sqrt{\bar{h}_b P_b K_b A_c} (T_{base} - T_6) \quad II. 38$$

Où :

\bar{h}_b : Coefficient de convection moyen du support (W/m²K).

P_b : Périmètre du support (m).

K_b : Coefficient de conduction du support (W/m K).

A_c : Surface de la section transversale du support (m²).

T_{base} : Température à la base de l'absorbeur (K)

T_6 : Température ambiante (K)

II.4.3 Absorption du rayonnement solaire

L'énergie solaire concentrée sur l'absorbeur (énergie solaire incidente moins les pertes optiques), les pertes optiques qui sont dues à des imperfections dans le miroir de collecteur, les erreurs de suivi, l'ombrage et la propriété optique de l'absorbeur les pertes optique ont un effet très important sur la performance du CCP.

II.4.3.1 Absorption du rayonnement solaire dans l'absorbeur

L'énergie solaire absorbée par l'absorbeur se produit très près de la surface; par conséquent, elle est traitée comme un flux de chaleur. L'équation de l'absorption solaire dans l'absorbeur devient :

$$\dot{Q}_{abs} = I_{DN} A_{ref} \rho_m \tau_{env} \alpha_{abs} \gamma \quad II. 39$$

Où :

γ : facteur d'interception du collecteur.

A_{ref} : Surface du réflecteur (m^2).

α_{abs} : Coefficient d'absorption de l'absorbeur.

τ_{env} : Transmittivité de l'enveloppe en verre.

ρ_m : Réflectivité du miroir.

1.8.4 Absorption du rayonnement solaire dans tube Pyrex

L'équation d'absorption du rayonnement solaire dans l'enveloppe en verre est écrite comme suit :

$$\dot{Q}_{abs-p} = I_{DN} A_{ref} \rho_m \alpha_p \quad II.40$$

Avec :

α_p : Coefficient d'adsorption du verre.

II.4.4 Modèle bidimensionnel du bilan énergétique

Après l'application du premier principe de la thermodynamique à l'absorbeur, on peut écrire le bilan énergétique bidimensionnel en état d'équilibre, en négligeant l'énergie cinétique, sous la forme suivante :

$$\dot{Q}_{abs} - \dot{Q}_{perte} + \dot{m} C_p (T_e - T_s) = 0 \quad II.41$$

Avec :

\dot{Q}_{abs} : Le flux de chaleur absorbé par le tube absorbeur (w).

\dot{Q}_{perd} : Le flux de perte thermique du tube absorbeur (w).

T_e : Température du fluide caloporteur à l'entrée du tube absorbeur (K).

T_s : Température du fluide caloporteur à la sortie du tube absorbeur (K).

C_p : Chaleur spécifique du fluide caloporteur à la température moyenne $\left(\frac{T_e + T_s}{2}\right)$ (J/kg K).

\dot{m} : Débit massique $\left(\frac{kg}{s}\right)$.

En substituant les termes du flux absorbé (\dot{Q}_{abs}) et les flux des pertes thermiques (\dot{Q}_{perd}) dans l'équation (II.41), le bilan énergétique bidimensionnel devient :

$$\dot{Q}_{utile} = \dot{m}C_p (T_e - T_s) = \eta_{opt}I_{DN}A_{ref} - U_L A_{a,e}(T_{abs} - T_{amb}) \quad II.42$$

Sachant que :

$$\eta_{opt} = \rho_m \tau_{env} \alpha_{abs} \gamma \quad II.43$$

Le coefficient des pertes thermique U_l est donné par l'expression suivante [10] :

$$U_l = \left[\frac{1}{C_1(T_3 - T_4)^{0.25} + \frac{\sigma(T_3^2 - T_6^2)(T_3 - T_6)}{\frac{1}{\varepsilon_3} - \left(\frac{D_2}{D_3}\right)\left(\frac{1}{\varepsilon_4} - 1\right)}} + \left(\frac{D_2}{D_3}\right) \frac{1}{h_v + \sigma\varepsilon_4(T_3^2 - T_6^2)(T_3 - T_6)} \left(\frac{D_2}{D_3}\right) \frac{e_g}{k_v} \right]^{-1}$$

Où C_1 est donnée par :

$$C_1 = \frac{17.74}{(T_3 - T_4)^{0.4} D_2 (D_2^{-0.75} + D_3^{-0.75})}$$

h_v : est le coefficient par convection dû au vent, donné par :

$$h_v = 4V^{0.58} D_5^{-0.42}$$

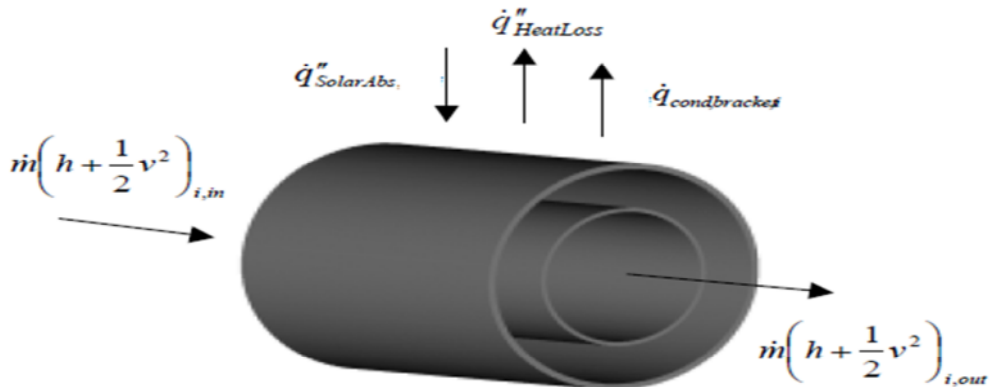


Figure.II.7 Schéma du modèle bidimensionnel de transfert de chaleur [3].

La figure.II.8 montre l'évolution du flux utile en fonction du temps pour les journées d'équinoxe d'automne (EA), le solstice d'été (SE), le solstice d'hiver (SH).

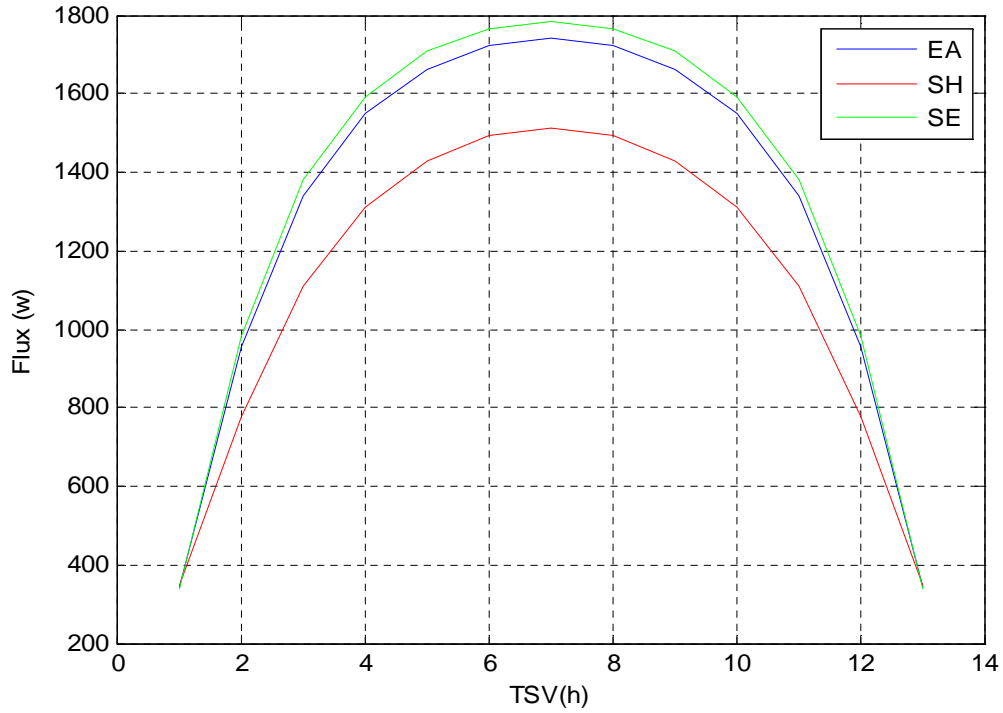


Figure.II.8 Evolution du flux utile.

II.4.4.1 Efficacité du concentrateur

Le rendement du concentrateur solaire est l'efficacité de la conversion du rayonnement solaire en chaleur utile (\dot{Q}_{util}) par le concentrateur lui-même. Cette efficacité se définit comme le ratio de flux de chaleur utile transporté par le fluide colporteur et du rayonnement solaire reçu à l'ouverture du réflecteur.

$$\eta = \frac{\dot{Q}_{util}}{I_{DN}A_{ref}} \quad II.44$$

$$\eta = \frac{\eta_{opt}I_{DN}A_{ref} - A_{abs}U_l(T_{abs} - T_{amb})}{I_{DN}A_{ref}} \quad II.45$$

$$\eta = \eta_{opt} - \frac{U_lA_{abs}(T_{abs} - T_{amb})}{I_{DN}A_{ref}} \quad II.46$$

Ou bien :

$$\eta = \eta_{opt} - \frac{U_l(T_{abs} - T_{amb})}{I_{DN}C} \quad II.47$$

Sachant que :

η_{opt} : Rendement optique du concentrateur cylindro-parabolique.

C : Taux de concentration.

II.4.4.2 Analyse thermique du collecteur de chaleur (HEC)

L'analyse thermique du tube absorbeur nécessite la prédication des pertes thermiques au sein de ce dernier ; la détermination des pertes nécessite à son tour une analyse du bilan thermique au niveau du tube absorbeur, celle-ci tient compte des différents échanges thermiques existants.

La figure II.9 présente un schéma de l'absorbeur utilisé dans ce travail et ses différents éléments.

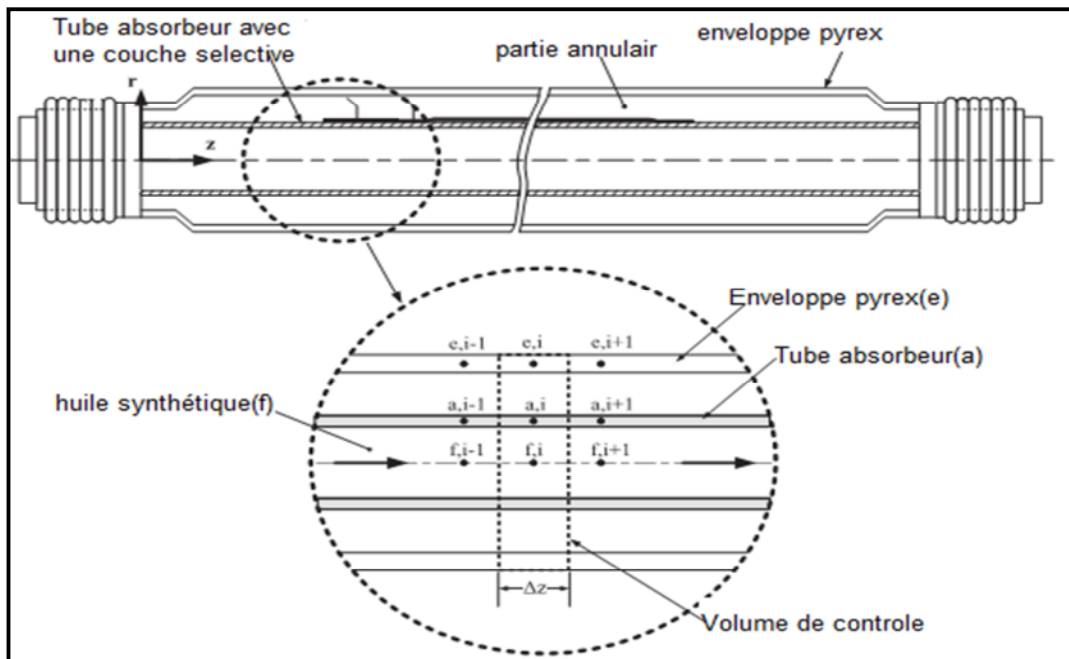


Figure.II.9 Collecteur de chaleur et volume de contrôle utilisé dans cette analyse thermique [4].

II.4.4.3 Les hypothèses simplificatrices

- Le flux de chaleur est uniforme sur le périmètre du tube absorbeur et de l'enveloppe Pyrex.
- La température est uniforme sur chaque volume élémentaire.
- Le gradient radial de la température dans l'épaisseur du tube absorbeur et du tube Pyrex est négligeable.
- L'écoulement d'huile synthétique est monophasique, le débit massique est constant (le terme d'énergie cinétique est négligeable).

II.4.4.4 Bilan énergétique du tube absorbeur

Si on prend un volume de contrôle sur le tube absorbeur figure (II.10), le bilan énergétique pour un régime transitoire est écrit comme suit :

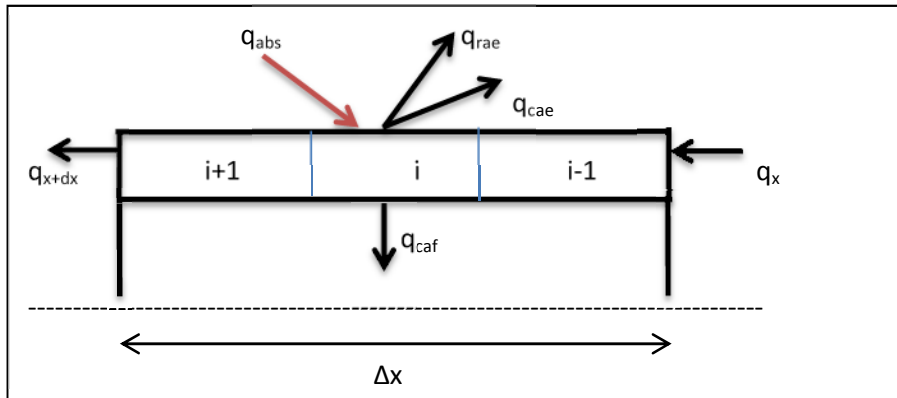


Figure.II.10 Volume élémentaire sur le tube absorbeur.

$$\rho_a C_a V_a \frac{\partial T_a}{\partial t} = A_a K_a \frac{\partial^2 T_a}{\partial x^2} + q_{abs} - q_{caf} - q_{rae} - q_{cae} \quad II.48$$

En substituant les expressions des termes q_{caf} , q_{rae} et q_{cae} l'équation du bilan énergétique devient :

$$\begin{aligned} \rho_a C_a V_a \frac{\partial T_a}{\partial t} = & A_a K_a \frac{\partial^2 T_a}{\partial x^2} + \eta_{opt} I_{DN} dA - h_{conv} (T_{a,i}^k - T_{f,i}^k) - h_{rae} (T_{a,i}^k - T_{e,i}^k) \\ & - h_{cae} (T_{a,i}^k - T_{e,i}^k) \end{aligned} \quad II.49$$

II.4.4.5 Bilan énergétique du tube Pyrex

Si on prend un volume de contrôle sur l'enveloppe en verre figure (II.11), le bilan énergétique de tube pyrex pour un régime transitoire est écrit comme suit :

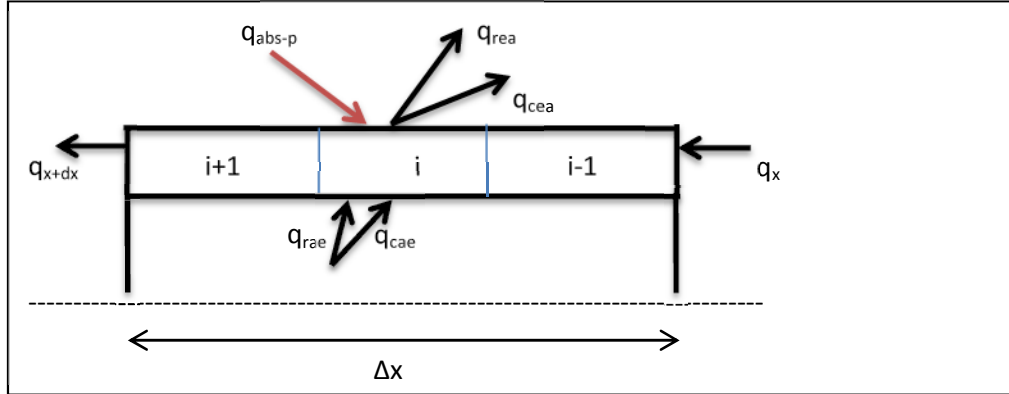


Figure.II.11 Volume élémentaire sur l'enveloppe de verre.

$$\rho_e C_e V_e \frac{\partial T_e}{\partial t} = A_e K_e \frac{\partial^2 T_e}{\partial x^2} + q_{abs-p} + q_{rae} + q_{cae} - q_{rea} - q_{cea} \quad II.50$$

En substituant les expressions des deux termes de flux de chaleur q_{cea} , q_{rea} l'équation du bilan énergétique devient :

$$\begin{aligned} \rho_e C_e V_e \frac{\partial T_e}{\partial t} = & A_e K_e \frac{\partial^2 T_e}{\partial x^2} + \eta_{opt} I_{DN} \alpha_p dA + h_{rea} (T_{a,i}^k - T_{e,i}^k) + h_{cae} (T_{a,i}^k - T_{e,i}^k) \\ & - h_{cea} (T_{e,i}^k - T_{amb}) - h_{rae} (T_{e,i}^k - T_{ciel}) \end{aligned} \quad II.51$$

II.4.4.6 Bilan énergétique de l'huile synthétique

Au cours de son déplacement dans le tube absorbeur avec un débit massique (\dot{m}), la température de l'huile synthétique augmentera à cause de la chaleur utile prise par convection forcée à partir de son contact avec la paroi intérieure du tube absorbeur.

On prend un volume de contrôle sur l'huile synthétique, le bilan énergétique en régime transitoire est écrit sous la forme suivante :

$$\rho_f C_{pf} V_f \frac{\partial T_f}{\partial t} = -\dot{m} C_{pf} \frac{\partial T_f}{\partial x} + h_{caf} (T_{a,i}^k - T_{f,i}^k) \quad II.52$$

Pour trouver la distribution des trois températures (T_a , T_e , T_f), on écrit les trois bilans énergétiques sous la forme suivante :

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho_a C_a V_a \frac{\partial T_a}{\partial t} = A_a K_a \frac{\partial^2 T_a}{\partial x^2} + \eta_{opt} I_{DN} dA - h_{conv}(T_{a,i}^k - T_{f,i}^k) - h_{rae}(T_{a,i}^k - T_{e,i}^k) - h_{cae}(T_{a,i}^k - T_{e,i}^k) \\ \rho_e C_e V_e \frac{\partial T_e}{\partial t} = A_e K_e \frac{\partial^2 T_e}{\partial x^2} + \eta_{opt} I_{DN} \alpha_p dA + h_{rea}(T_{a,i}^k - T_{e,i}^k) + h_{cae}(T_{a,i}^k - T_{e,i}^k) \\ \quad - h_{cea}(T_{e,i}^k - T_{amb}) - h_{rae}(T_{e,i}^k - T_{ciel}) \\ \rho_f C_f V_f \frac{\partial T_f}{\partial t} = -\dot{m} C_f \frac{\partial T_f}{\partial x} + h_{caf}(T_{a,i}^k - T_{f,i}^k) \end{array} \right. \quad II.53$$

Pour résoudre ce système d'équations non linéaires, on fait la discrétisation des termes des dérivées partielles par la méthode des différences finies qui rendent ce système d'équations sous la forme suivante :

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho_a C_a V_a \left[\frac{T_{a,i}^{k+1} - T_{a,i}^k}{\Delta t} \right] = A_a K_a \left[\frac{T_{a,i-1}^k + T_{a,i+1}^k - 2T_{a,i}^k}{\Delta x^2} \right] + \eta_{opt} I_{DN} dA - h_{conv}(T_{a,i}^k - T_{f,i}^k) - h_{rae}(T_{a,i}^k - T_{e,i}^k) \\ \quad - h_{cae}(T_{a,i}^k - T_{e,i}^k) \\ \rho_e C_e V_e \left[\frac{T_{e,i}^{k+1} - T_{e,i}^k}{\Delta t} \right] = A_e K_e \left[\frac{T_{e,i-1}^k + T_{e,i+1}^k - 2T_{e,i}^k}{\Delta x^2} \right] + \eta_{opt} I_{DN} \alpha_p dA + h_{rea}(T_{a,i}^k - T_{e,i}^k) + h_{cae}(T_{a,i}^k - T_{e,i}^k) \\ \quad - h_{cea}(T_{e,i}^k - T_{amb}) - h_{rae}(T_{e,i}^k - T_{ciel}) \\ \rho_f C_f V_f \left[\frac{T_{f,i}^{k+1} - T_{f,i}^k}{\Delta t} \right] = -\dot{m} C_f \left[\frac{T_{f,i-1}^k - T_{f,i}^k}{\Delta x} \right] + h_{caf}(T_{a,i}^k - T_{f,i}^k) \end{array} \right. \quad II.54$$

On écrit les expressions des températures à l'instant (k+1) en fonction des températures à l'instant précédent (k) ; la forme finale de ce système d'équations devient :

$$\left\{ \begin{array}{l} T_{a,i}^{k+1} = (1 - 2a)T_{a,i}^k + a(T_{a,i-1}^k + T_{a,i+1}^k) + b[\eta_{opt} I_{DN} dA - h_{conv}(T_{a,i}^k - T_{f,i}^k) - h_{rae}(T_{a,i}^k - T_{e,i}^k) \\ \quad - h_{cae}(T_{a,i}^k - T_{e,i}^k)] \\ T_{e,i}^{k+1} = (1 - 2c)T_{e,i}^k + c(T_{e,i-1}^k + T_{e,i+1}^k) + d[\eta_{opt} I_{DN} \alpha_p dA + h_{rea}(T_{a,i}^k - T_{e,i}^k) + h_{cae}(T_{a,i}^k - T_{e,i}^k) \\ \quad - h_{cea}(T_{e,i}^k - T_{amb}) - h_{rae}(T_{e,i}^k - T_{ciel})] \\ T_{f,i}^{k+1} = (1 - e)T_{f,i}^k + eT_{f,i-1}^k + f[h_{caf}(T_{a,i}^k - T_{f,i}^k)] \end{array} \right. \quad II.55$$

Sachant que les formules des constantes a, b, c, d, e et f sont comme suit :

$$a = \frac{A_a K_a \Delta t}{\rho_a C_a V_a \Delta x^2} ; b = \frac{\Delta t}{\rho_a C_a V_a} ; c = \frac{A_e K_e \Delta t}{\rho_e C_e V_e \Delta x^2} ; d = \frac{\Delta t}{\rho_e C_e V_e} ; e = \frac{\dot{m} \Delta t}{\rho_f V_f \Delta x} ; f = \frac{\Delta t}{\rho_f C_f V_f}$$

Pour résoudre numériquement ce système d'équations non linéaires on a choisi la méthode « Itérative de Gausse Seidel » où on propose des valeurs initiales pour les trois vecteurs de températures $T_{a,i}^k, T_{e,i}^k$ et $T_{f,i}^k$ de l'instant (k) pour démarrer le calcul et on recalcule les nouvelles valeurs des trois températures $T_{a,i}^{k+1}, T_{e,i}^{k+1}$ et $T_{f,i}^{k+1}$ à l'instant (k+1) ; on fait

plusieurs itérations successives jusqu'à ce que la condition de convergence soit vérifiée. Pour atteindre cet objectif, on fait un programme de calcul en MATLAB.

Condition de convergence : $|T_i^{k+1} - T_i^k| \leq \delta$

δ : Valeur d'erreur qui est dans l'ordre des valeur décimales qui agit sur la précision de notre résultat ; s'il est petit la solution devient plus précise mais le temps de convergence sera plus long.

Les paramètres mentionnés dans le tableau II.2 représentent les caractéristiques thermo-physiques et géométriques du capteur cylindro parabolique.

Paramètre	Symbole	Valeur	Unité
Masse volumique de l'absorbeur	ρ_a	8940	kg/m ³
Masse volumique du verre	ρ_e	2530	kg/m ³
Masse volumique du fluide	ρ_f	867	kg/m ³
Conductivité thermique de l'absorbeur	K_a	390	W/m.K
Conductivité thermique du verre	K_e	1.15	W/m.K
Chaleur spécifique de l'absorbeur	C_a	0.38	Kj/kg.K
Chaleur spécifique du verre	C_e	0.78	Kj/kg.K
Chaleur spécifique du fluide	C_f	1.93	Kj/kg.K
Emissivité de l'absorbeur	ε_a	0.93	
Emissivité du verre	ε_e	0.83	
Coefficient d'absorption de l'absorbeur	α_{abs}	0.9	
Coefficient d'absorption du verre	α_p	0.02	
Coefficient de réflexion du miroir	ρ_m	0.7	
Coefficient de transmission du verre	τ_{env}	0.8	
L'ouverture du capteur	w	3,0	m
La longueur du capteur	L	6,0	m

II.4.5 Résultats numériques et discussion

II.4.5.1 Evolution de la température à la sortie du récepteur

Les figures II.12 à II.14 montrent l'évolution de la température à la sortie du tube absorbeur, du tube Pyrex et fluide caloporteur, pour les journées d'équinoxe de printemps (21 Mars), du solstice d'été (21 Juin), du solstice d'hiver (21 Décembre).

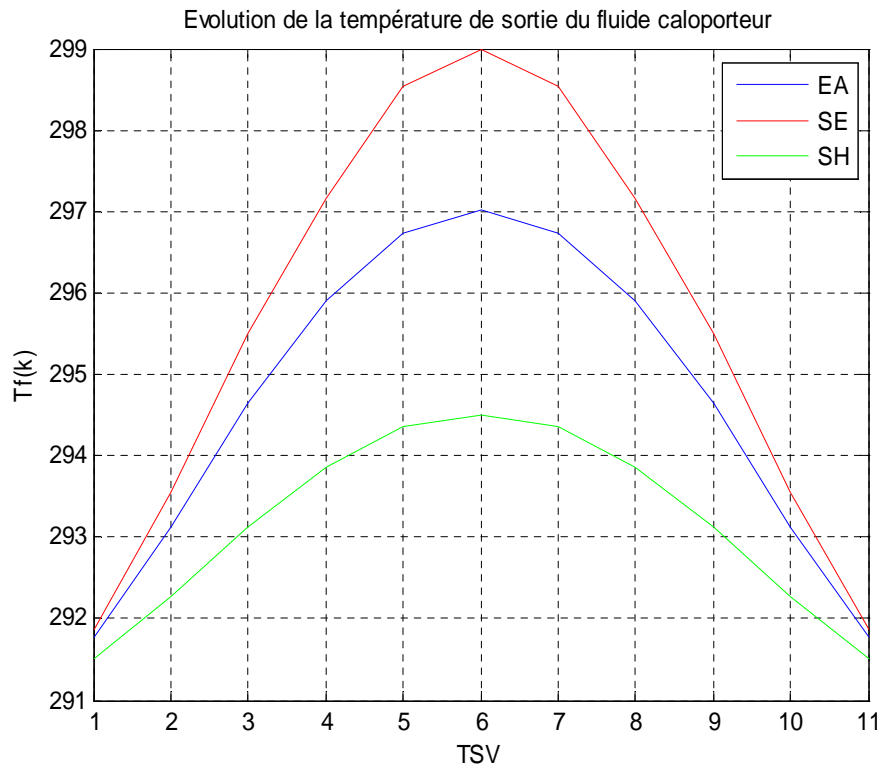


Figure.II.12 Evolution de la température à la sortie du fluide caloporteur.

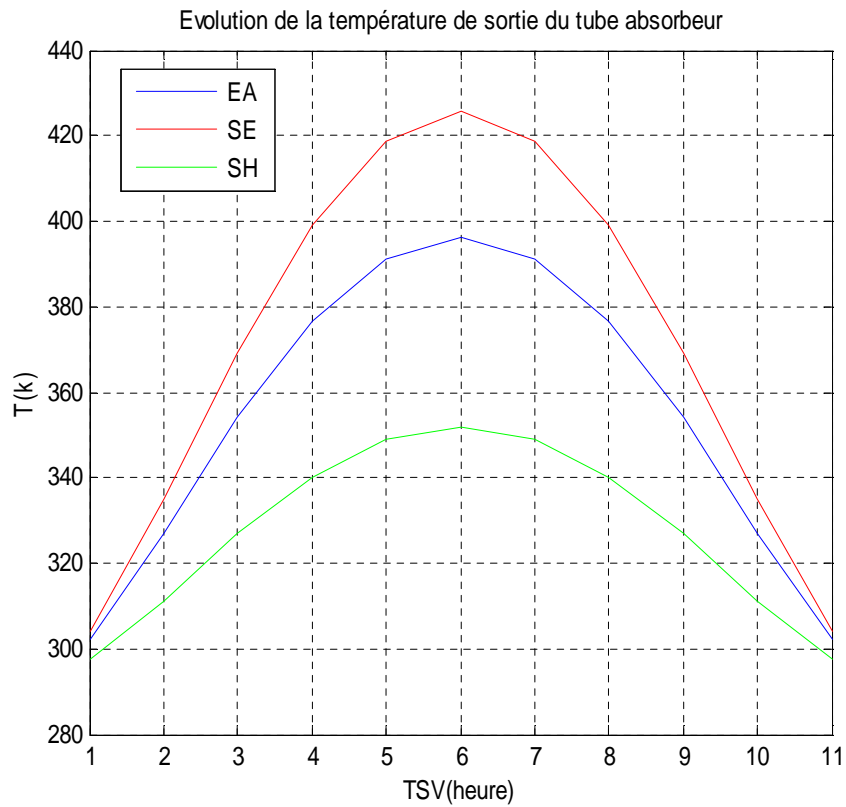


Figure.II.13 Evolution de la température à la sortie du tube absorbeur.

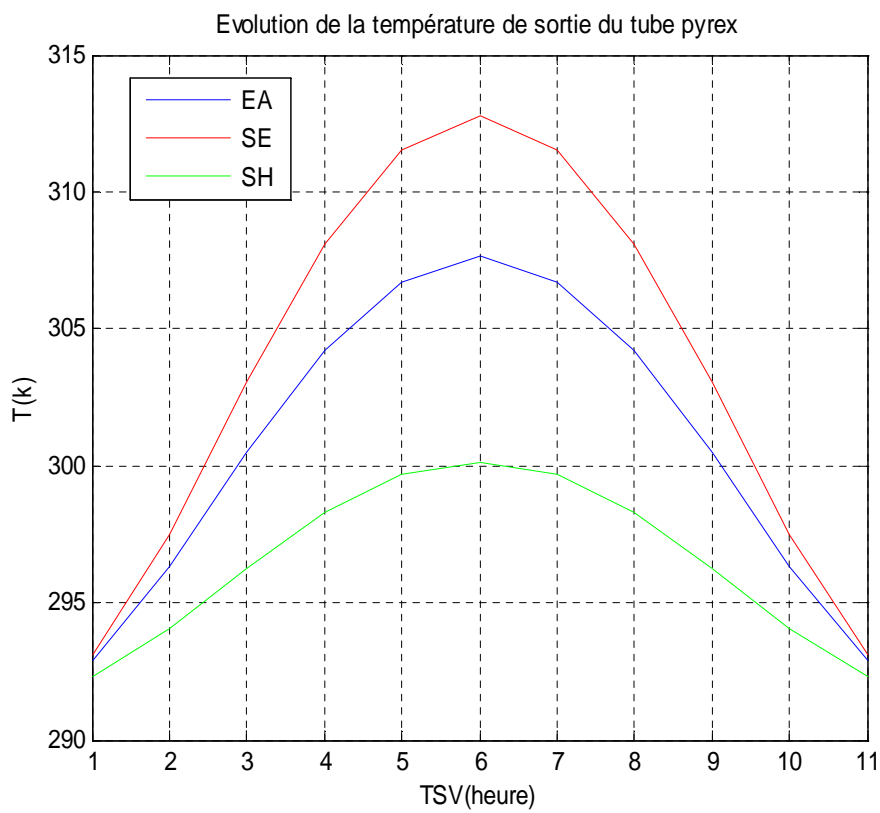


Figure.II.14 Evolution de la température à la sortie du tube Pyrex.

II.4.5.2 Les pertes thermiques au midi solaire vrai

Les figures II.15 à II.18 montrent l'évolution des pertes thermiques par convection et rayonnement et les pertes totales qui sont la somme, du tube absorbeur et tube Pyrex au midi solaire vrai pour les jours d'équinoxe de printemps (21 Mars), du solstice d'été (21 juin), du solstice d'hiver (21 Décembre).

II.4.5.2.1 Midi solaire de Solstice d'hiver

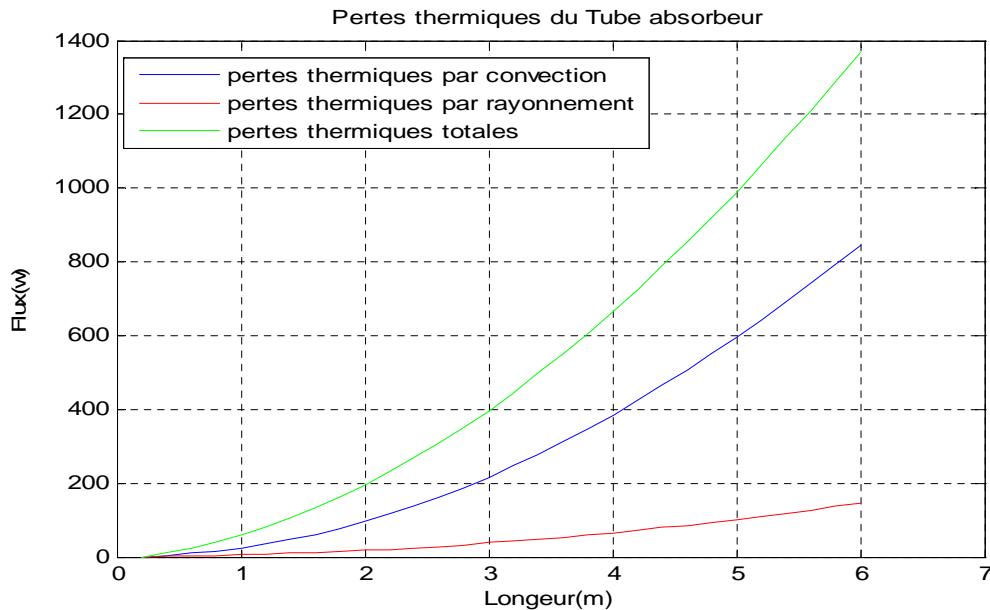


Figure.II.15 Evolution des pertes thermiques du tube absorbeur.

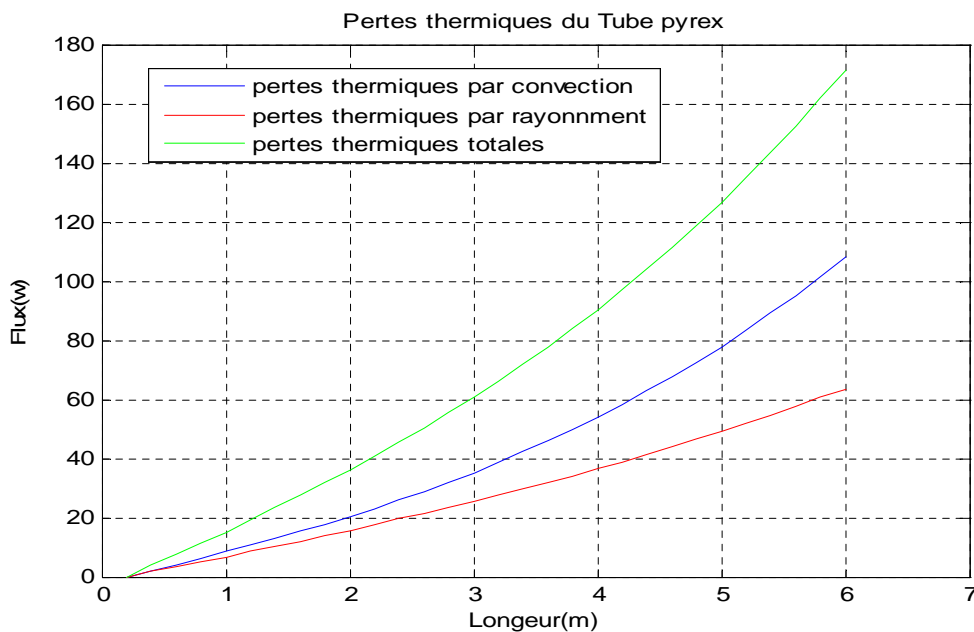


Figure.II.16 Evolution des pertes thermiques du tube Pyrex.

II.4.5.2.2 Midi solaire du solstice d'été

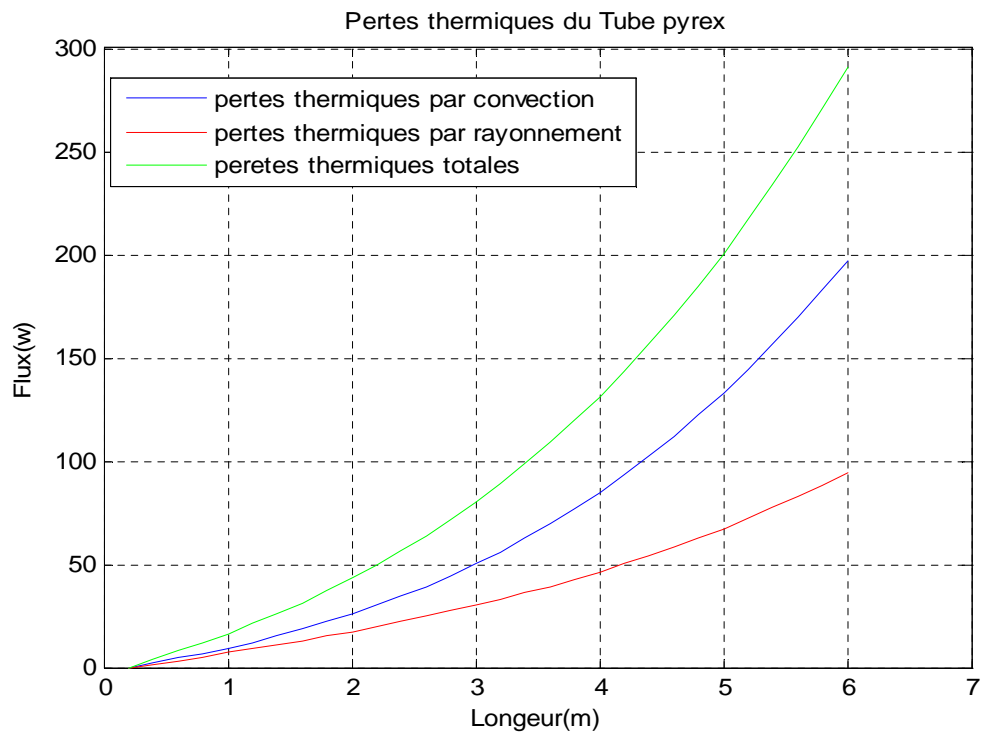


Figure.II.17 Evolution des pertes thermiques du tube Pyrex.

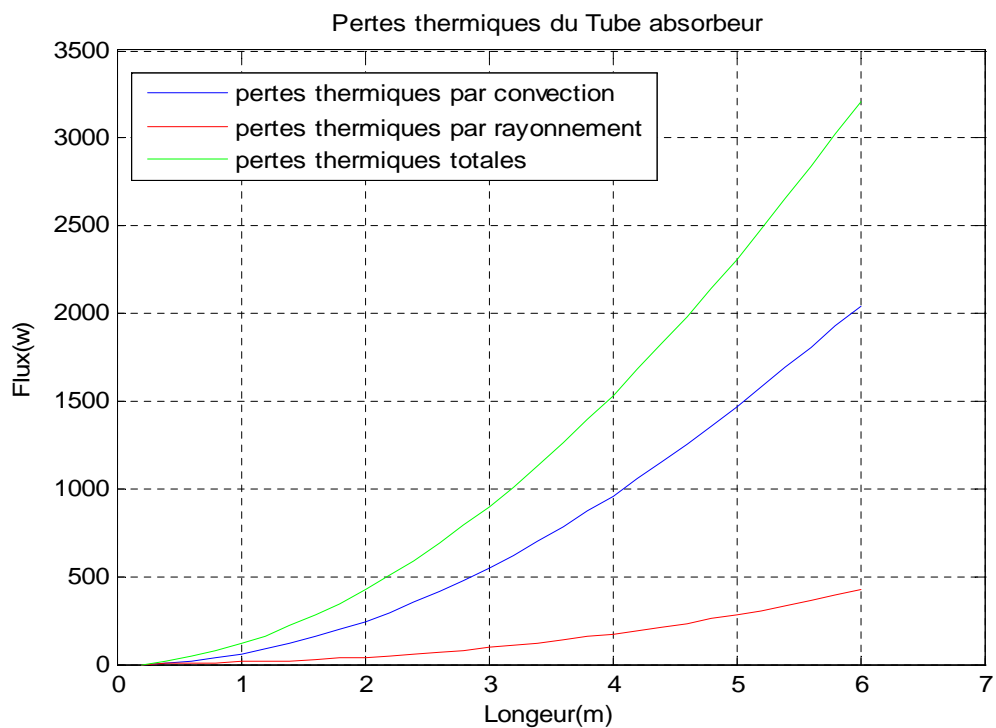


Figure.II.18 Evolution des pertes thermiques du tube absorbeur.

II.4.5.3 Evolution de la température

Les figures II.19 à II.21 montrent l'évolution de la température du tube absorbeur, du tube Pyrex et du fluide caloporteur en fonction de la longueur pour les jours d'équinoxe de printemps (21 Mars), le solstice d'été (21 juin), le solstice d'hiver (21 Décembre).

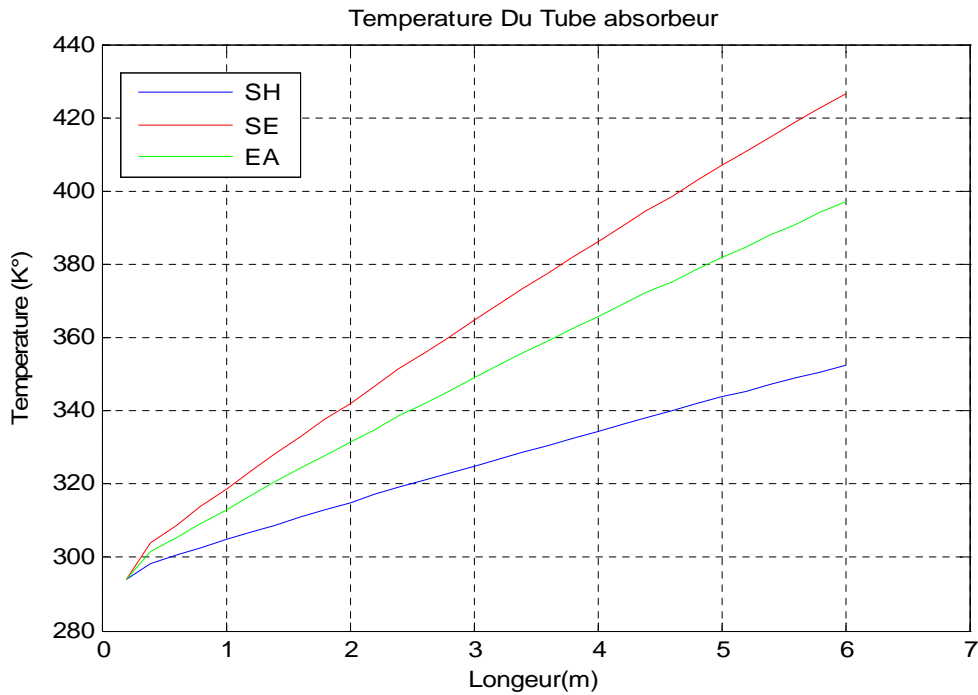


Figure.II.19 Evolution de la température du tube absorbeur.

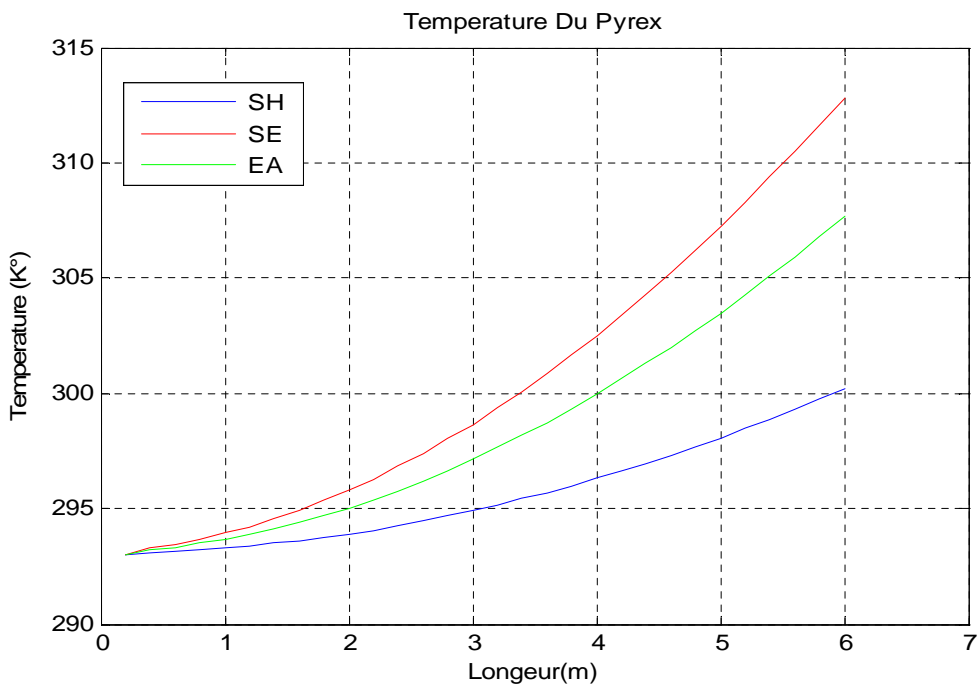


Figure.II.20 Evolution de la température du tube Pyrex.

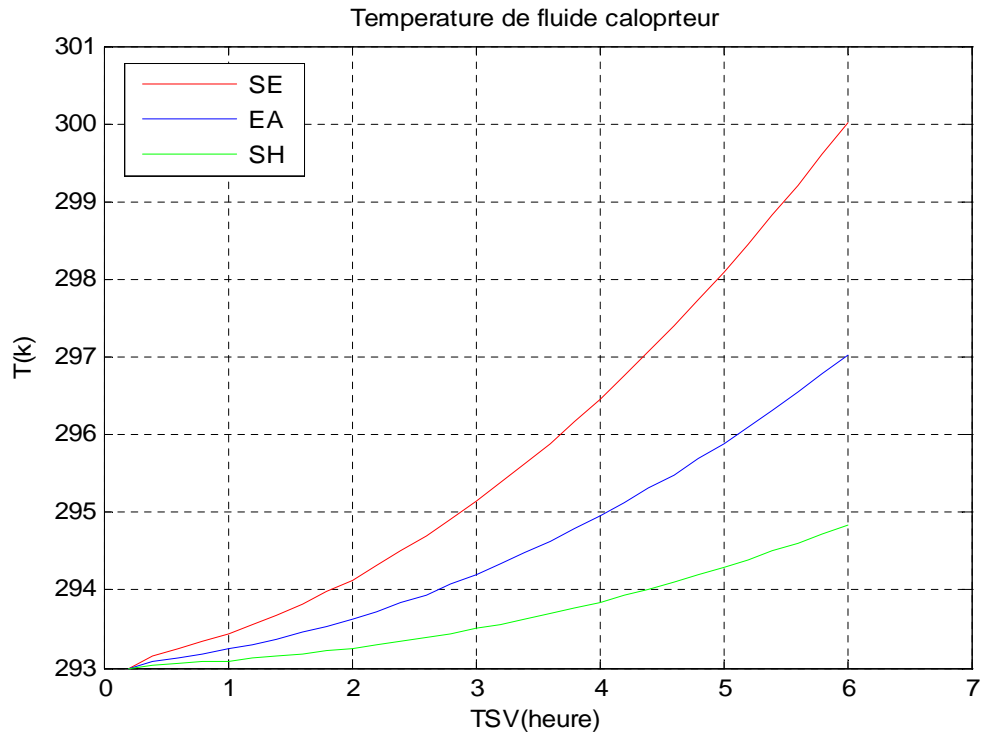


Figure.II.21 Evolution de la température du fluide caloporteur.

II.5 Conclusion

Dans ce chapitre on a proposé une simulation numérique du chauffage d'huile circulant à l'intérieur d'un capteur solaire à concentration de type cylindro-parabolique dans l'environnement de la ville d'Alger.

À partir des bilans énergétiques, un modèle mathématique est établi pour calculer la température du fluide ainsi que les températures de l'absorbeur et de l'enveloppe en verre. Les résultats obtenus montrent qu'il y a un écart de température important de l'entrée de capteur jusqu'à la sortie pour un jour typique.

CHAPITRE 04

**ETUDE NUMERIQUE DE LA CONVECTION
NATURELLE DANS L'ESPACE ANNULAIRE
ENTRE LE TUBE ABSORBEUR ET
L'ENVLOPPE EN VERRE**

IV.1 Description du problème

Considérons une espace annulaire, rempli d'un fluide newtonien en l'occurrence de l'air, situé entre deux cylindres excentriques, horizontaux. La figure (IV.1) représente une section droite du système.

Les deux parois cylindriques interne et externe sont isothermes maintenues respectivement aux températures T_1 et T_2 avec $T_1 > T_2$.

Cette différence de température produit dans l'enceinte une convection naturelle que nous nous proposons d'étudier numériquement.

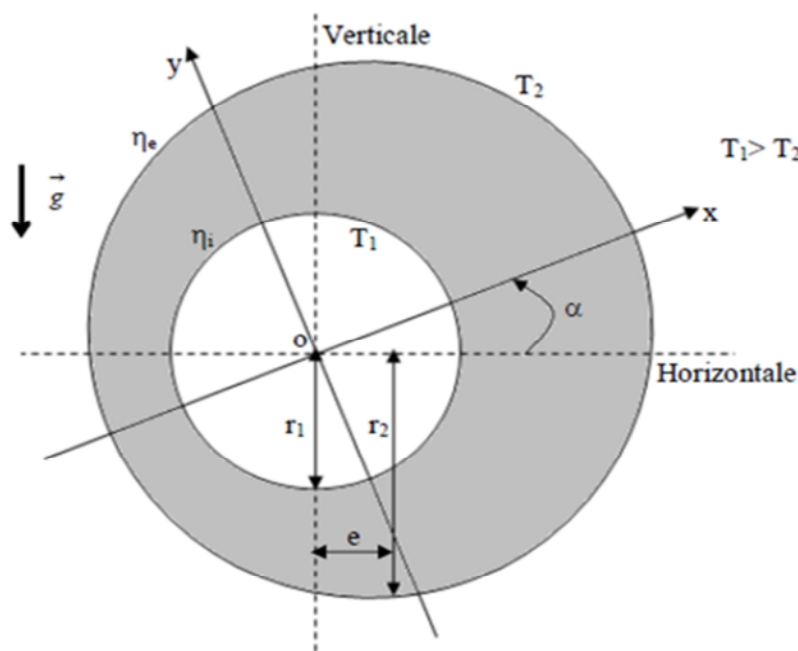


Figure.IV.1 Section droite du système.

IV.2 Hypothèses simplificatrices

Nous posons les hypothèses simplificatrices suivantes :

On considère un écoulement de fluide incompressible, à propriétés physique constantes et par ailleurs nous supposons être dans le cadre de l'approximation de Boussinesq. Celle-ci consiste à considérer que la masse volumique du fluide ne varie que dans les termes des forces volumiques (pesanteur), dont les variations avec la température, supposée linaires 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 :

$$\rho = \rho(P, T) = \rho(T) = \rho_0[1 - \beta(T - T_0)] \quad IV.1$$

Où :

β : est le coefficient d'expansion thermique (constante).

ρ_0 : est la masse volumique de référence (constante).

T_0 : est la température de référence (constante) associée à ρ_0 .

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

La dissipation visqueuse et le travail des forces de pression sont négligeables dans l'équation de l'énergie; le rayonnement n'est pas pris en considération (les propriétés émissives des deux parois étant négligeables).

Nous admettons que le problème est bidimensionnel, permanent et laminaire.

IV.3 Formulation des équations en coordonnées cartésiennes

Exprimons les équations en coordonnées cartésiennes telle qu'elles sont définies sur la figure (IV.2)

Le problème étant bidimensionnel et permanent les équations s'écrivent respectivement :

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} = 0 \quad IV.2$$

$$U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial Y} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial X} + g \cdot \sin(\alpha) \beta T_d + \nu \left(\frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} \right) \quad IV.3a$$

$$U \frac{\partial V}{\partial X} + V \frac{\partial V}{\partial Y} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial Y} + g \cdot \cos(\alpha) \beta T_d + \nu \left(\frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Y^2} \right) \quad IV.3b$$

$$U \frac{\partial T}{\partial X} + V \frac{\partial T}{\partial Y} = \frac{\lambda}{\rho C_p} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial Y^2} \right) \quad IV.4$$

IV.4 Elimination du terme de pression des équations de mouvement

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

$$\frac{\partial}{\partial Y} \left(U \frac{\partial U}{\partial X} \right) + \frac{\partial}{\partial Y} \left(V \frac{\partial U}{\partial Y} \right) = \frac{\partial}{\partial Y} \left(-\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial X} \right) + \frac{\partial}{\partial Y} (g \cdot \sin(\alpha) \beta T_d) + \nu \frac{\partial}{\partial Y} \left(\frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} \right) \quad IV.5a$$

$$\frac{\partial}{\partial X} \left(U \frac{\partial V}{\partial X} \right) + \frac{\partial}{\partial X} \left(V \frac{\partial V}{\partial Y} \right) = \frac{\partial}{\partial X} \left(-\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial Y} \right) + \frac{\partial}{\partial X} (g \cdot \cos(\alpha) \beta T_d) + \nu \frac{\partial}{\partial X} \left(\frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Y^2} \right) \quad IV.5b$$

En soustrayant l'équation (IV.5a) de (IV.5b) et en utilisant l'équation de continuité ainsi que la définition de la fonction de vorticité (ω), nous obtenons :

$$U \frac{\partial \omega}{\partial X} + V \frac{\partial \omega}{\partial Y} = g \cdot \beta \left(\frac{\partial T}{\partial X} \cos(\alpha) - \frac{\partial T}{\partial Y} \sin(\alpha) \right) + \nu \left(\frac{\partial^2 \omega}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial Y^2} \right) \quad IV.6$$

Avec :

$$\omega = \frac{\partial V}{\partial X} - \frac{\partial U}{\partial Y} \quad IV.7a$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial X} = \left(\frac{\partial^2 V}{\partial X^2} - \frac{\partial^2 U}{\partial X \partial Y} \right) \quad IV.7aa$$

$$\frac{\partial^2 \omega}{\partial X^2} = \frac{\partial}{\partial X} \left(\frac{\partial^2 V}{\partial X^2} - \frac{\partial^2 U}{\partial X \partial Y} \right) \quad IV.7b$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial Y} = \left(\frac{\partial^2 V}{\partial X \partial Y} - \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} \right) \quad IV.7bb$$

$$\frac{\partial^2 \omega}{\partial Y^2} = \frac{\partial}{\partial Y} \left(\frac{\partial^2 V}{\partial X \partial Y} - \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} \right) \quad IV.7c$$

IV.5 Formulation des équations en coordonnées bi-cylindriques

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 bi-cylindrique (η, θ) .

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

$$\begin{cases} x = \frac{a \sinh(\eta)}{\cosh(\eta) - \cos(\theta)} \\ Y = \frac{a \sin(\theta)}{\cosh(\eta) - \cos(\theta)} \end{cases} \quad IV.8$$

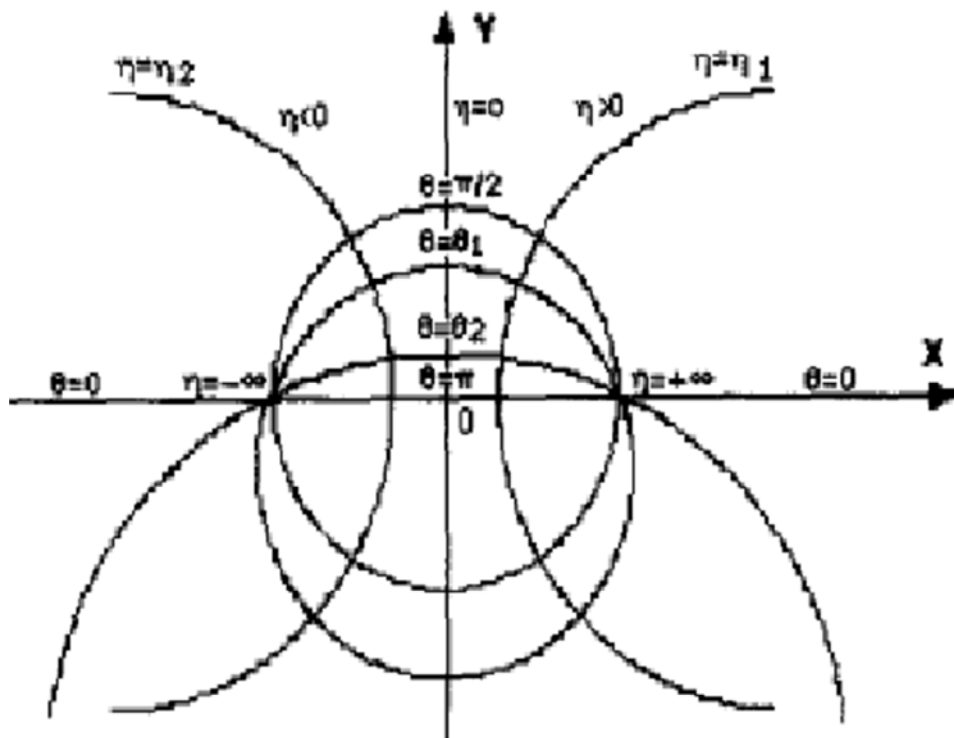


Figure.IV.2 Représentation schématique des coordonnées bi-cylindriques.

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

$$\frac{\partial}{\partial \eta}(hV_\eta) + \frac{\partial}{\partial \theta}(hV_\theta) = 0 \quad IV.9$$

$$\frac{V_\eta}{h} \frac{\partial T}{\partial \eta} + \frac{V_\theta}{h} \frac{\partial T}{\partial \theta} = \frac{\lambda}{\rho c_p} \left[\frac{\partial^2 T}{\partial \eta^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial \theta^2} \right] \quad IV.10$$

$$\frac{V_\eta}{h} \frac{\partial \omega}{\partial \eta} + \frac{V_\theta}{h} \frac{\partial \omega}{\partial \theta} = \frac{\vartheta}{h^2} \left(\frac{\partial^2 \omega}{\partial \eta^2} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial \theta^2} \right) + S_\omega \quad IV.11$$

Avec :

$$S_\omega = \frac{g\beta}{h} \left\{ [F(\eta, \theta) \cos(\alpha) + G(\eta, \theta) \sin(\alpha)] \frac{\partial T}{\partial \eta} + [F(\eta, \theta) \sin(\alpha) - G(\eta, \theta) \cos(\alpha)] \frac{\partial T}{\partial \theta} \right\}$$

$$\begin{cases} F(\eta, \theta) = \frac{(1 - \cos(\theta) \cosh(\eta))}{(\cosh(\eta) - \cos(\theta))} \\ G(\eta, \theta) = \frac{\sin(\theta) \sinh(\eta)}{(\cosh(\eta) - \cos(\theta))} \\ h = \frac{\alpha}{(\cosh(\eta) - \cos(\theta))} \end{cases} \quad IV.12$$

Où :

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

h : coefficient métrique dimensionnel.

En introduisant la fonction de courant (ψ), de façon à vérifier identiquement l'équation de continuité, il vient :

$$\begin{cases} V_\eta = \frac{1}{h} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \\ V_\theta = -\frac{1}{h} \frac{\partial \psi}{\partial \eta} \end{cases} \quad IV.13$$

Nous en déduisons :

$$\omega = -\frac{1}{h^2} \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial \eta^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial \theta^2} \right) \quad IV.14$$

IV.6 Adimensionnement des équations

On écrit les équations précédentes sous forme adimensionnelle; ce qui nous permet de faciliter leur simplification et de généraliser les résultats.

En posant les quantités adimensionnelles suivantes :

$$\begin{aligned}
 D_h &= a & H &= \frac{h}{D_h} \\
 V_\eta^+ &= V_\eta \frac{D_h}{\nu} & V_\theta^+ &= V_\theta \frac{D_h}{\nu} \\
 \psi^+ &= \frac{\psi}{\nu} & \omega^+ &= \frac{\omega}{\nu} \\
 T^+ &= \frac{T - T_2}{T_1 - T_2} & & \text{(paroi isotherme)}
 \end{aligned}$$

Et les nombres sans dimension :

$$\begin{aligned}
 \text{Le nombre de Grashof} & \quad Gr = \frac{g\beta D_h^3}{g^2} \Delta T \\
 \text{Le nombre de Prandtl} & \quad Pr = \frac{\nu \rho C_p}{\lambda}
 \end{aligned}$$

Avec :

a : (distance entre les pôles apparaissant dans la relation des coordonnées (η, θ)).

$\frac{\nu}{D_h}$: vitesse caractéristique.

$\frac{D_h^2}{\nu}$: Temps caractéristique.

En portant les quantités adimensionnelles définies précédemment dans les équations (IV.9), (IV.10), (IV.11), on obtient :

$$\frac{\partial}{\partial \eta} (H V_\eta^+) + \frac{\partial}{\partial \theta} (H V_\theta^+) = 0 \tag{IV.15}$$

$$H V_\eta^+ \frac{\partial T^+}{\partial \eta} + H V_\theta^+ \frac{\partial T^+}{\partial \theta} = \frac{1}{Pr} \left(\frac{\partial^2 T^+}{\partial \eta^2} + \frac{\partial^2 T^+}{\partial \theta^2} \right) \tag{IV.16}$$

$$\frac{V_\eta^+}{H} \frac{\partial \omega^+}{\partial \eta} + \frac{V_\theta^+}{H} \frac{\partial \omega^+}{\partial \theta} = + \frac{1}{H^2} \left(\frac{\partial^2 \omega^+}{\partial \eta^2} + \frac{\partial^2 \omega^+}{\partial \theta^2} \right) + S_\omega \tag{IV.17}$$

Où :

$$S_{\omega} = \frac{G_r}{H} \left\{ [F(\eta, \theta) \cos(\alpha) + G(\eta, \theta) \sin(\alpha)] \frac{\partial T^+}{\partial \eta} + [F(\eta, \theta) \sin(\alpha) - G(\eta, \theta) \cos(\alpha)] \frac{\partial T^+}{\partial \theta} \right\}$$

$$V_{\eta}^+ = \frac{1}{h} \frac{\partial \psi^+}{\partial \theta} \quad IV.18a$$

$$V_{\theta}^+ = -\frac{1}{h} \frac{\partial \psi^+}{\partial \eta} \quad IV.18b$$

$$\omega^+ = -\frac{1}{H^2} \left(\frac{\partial^2 \psi^+}{\partial \eta^2} + \frac{\partial^2 \psi^+}{\partial \theta^2} \right) \quad IV.19$$

IV.7 Formulation des conditions aux limites adimensionnelles

❖ Condition sur la paroi de cylindre intérieur ($\eta = \eta_i = \text{constante}$)

$$V_{\eta}^+ = V_{\theta}^+ = \frac{\partial \psi^+}{\partial \theta} = \frac{\partial \psi^+}{\partial \eta} = 0 \quad IV.20a$$

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

$$T_1^+ = 1 \quad IV.21a$$

❖ Condition sur la paroi de cylindre extérieur ($\eta = \eta_e = \text{constante}$)

$$V_{\eta}^+ = V_{\theta}^+ = \frac{\partial \psi^+}{\partial \theta} = \frac{\partial \psi^+}{\partial \eta} = 0 \quad IV.23a$$

$$\omega^+ = -\frac{1}{H^2} \left(\frac{\partial^2 \psi^+}{\partial \eta^2} + \frac{\partial^2 \psi^+}{\partial \theta^2} \right) \quad IV.23b$$

$$T_2^+ = 0 \quad IV.23c$$

IV.8 Coefficient d'échange de chaleur

IV.8.1 Valeur locale du nombre de Nusselt

La définition générale du nombre de Nusselt est :

$$Nu = \frac{qa}{\lambda \Delta T} \quad IV.24$$

q : densité du flux de la chaleur à travers la paroi de l'enceinte.

ΔT : L'écart de température ($T_1 - T_2$).

Soit :

$$q = -\lambda \frac{1}{h} \frac{\partial T}{\partial \eta} \Big|_{\eta=cste} \quad IV.25$$

En utilisant les définitions des températures adimensionnelles dans les deux conditions pariétales thermiques, il vient :

$$Nu = -\frac{1}{h^+} \frac{\partial T^+}{\partial \eta} \Big|_{\eta=cste} \quad IV.26$$

$$Nu = -\frac{1}{h^+ T^+(\eta_i, \theta)} \frac{\partial T^+}{\partial \eta} \Big|_{\eta=cste} \quad IV.27$$

IV.9 Formulation numérique

L'examen du système différentiel établi dans la partie précédente montre qu'en maintenant le nombre de Prandtl constant, un seul paramètre influe sur les profils de la fonction de courant et de température dans l'espace annulaire, c'est :

- Le nombre de Grashof.
- Dans notre travail, nous avons utilisé des pas $\Delta\eta$ et $\Delta\theta$ constants.

Plus précisément, nous posons :

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

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

Avec :

NI : Le nombre des nœuds suivant η .

NJ : Le nombre des nœuds suivant θ .

IV.10 Méthode de résolution numérique

Pour la résolution du système d'équation (IV.16), (IV.17) et les conditions aux limites associées, nous considérons une solution numérique par la méthode des volumes finis. Alors que pour l'équation (IV.19), nous considérons une solution numérique par un développement en série de Taylor.

Les deux méthodes sont très utilisées dans la solution numérique des problèmes de transfert; elles sont bien exposées par S.V.PATANKAR [19] et par NOGOTOV [21].

La figure (IV.3) représente le domaine physique et le domaine de calcul.

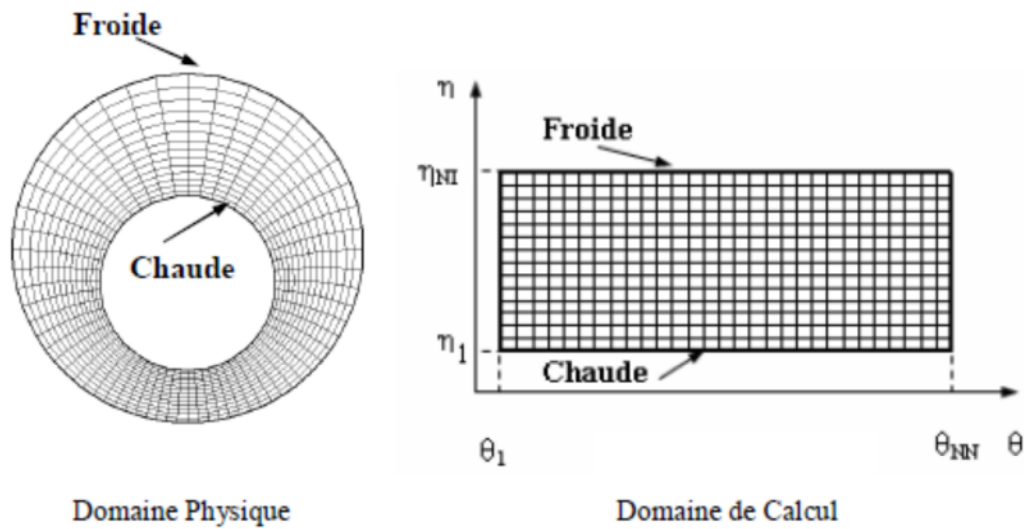


Figure.IV.3 Domaine physique et domaine de calcul [18].

IV.10.1 Volume élémentaire d'intégration

On découpe l'espace annulaire selon les directions η et θ en un ensemble des volumes élémentaires ou "Volumes de contrôles" égaux à « $H^2 \Delta\eta \Delta\theta$ ». (Le problème étant bidimensionnel, on prend l'unité comme épaisseur dans la direction z).

Le centre d'un volume fini typique est un point P et ses faces latérales « est », « ouest », « nord » et « sud », sont désignées respectivement, par les lettres, e , w , n , et s . Chacun des volumes finis intérieur est entouré de quatre autres volumes finis. Les centres de ces volumes sont les points E , W , N et S . Les variables scalaires (vorticité, température) sont stockées aux points centrés dans les volumes finis. Donc les équations de transfert des variables scalaires sont intégrées dans le volume fini typique.

Les nœuds E et N sont pris dans les directions des coordonnées positives de θ et η respectivement et les nœuds W et S dans le sens contraire.

La figure (IV.4) représente un volume finis typique et son voisinage dans un domaine de calcul.

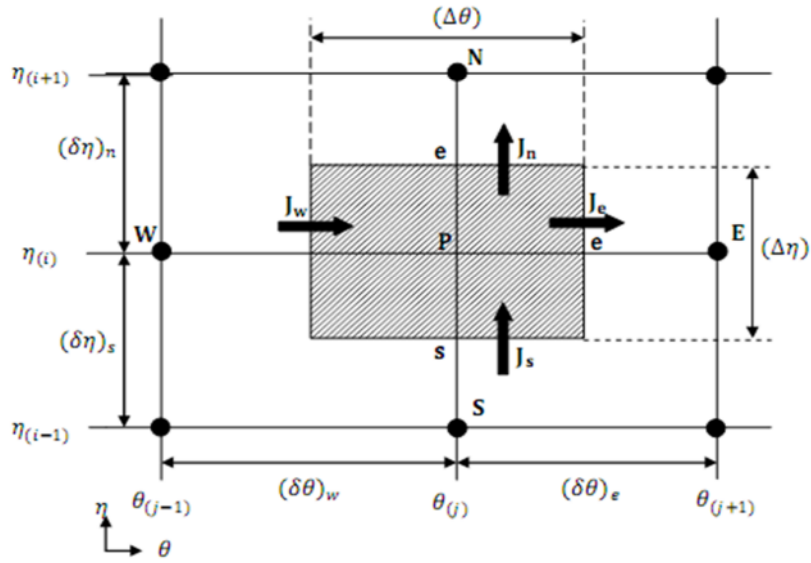


Figure.IV.4 Représentation schématique du volume de contrôle typique.

IV.10.2 Discrétisation de l'équation générale de transfert d'une variable Φ dans le volume de contrôle

Pour illustrer la discrétisation des équations de transfert par la méthode des volumes finis, nous considérons l'équation de transfert sous sa forme générale.

Pour bien comprendre cette méthode nous considérons d'abord l'équation de l'énergie (IV.16) et l'équation du mouvement (IV.17).

Elles s'écrivent, compte tenu de l'équation de continuité (IV.15), respectivement :

$$\frac{\partial}{\partial \eta} \left(HV_{\eta}^{+} T^{+} - \frac{1}{P_r} \frac{\partial T^{+}}{\partial \eta} \right) + \frac{\partial}{\partial \theta} \left(HV_{\theta}^{+} T^{+} - \frac{1}{P_r} \frac{\partial T^{+}}{\partial \theta} \right) = 0 \quad IV.29$$

$$\frac{\partial}{\partial \eta} \left(HV_{\eta}^{+} \omega^{+} - \frac{\partial \omega^{+}}{\partial \eta} \right) + \frac{\partial}{\partial \theta} \left(HV_{\theta}^{+} \omega^{+} - \frac{\partial \omega^{+}}{\partial \theta} \right) = S_{\omega} \quad IV.30$$

Où :

$$S_{\omega} = \frac{G_r}{H} \left\{ [F(\eta, \theta) \cos(\alpha) + G(\eta, \theta) \sin(\alpha)] \frac{\partial T^{+}}{\partial \eta} + [F(\eta, \theta) \sin(\alpha) - G(\eta, \theta) \cos(\alpha)] \frac{\partial T^{+}}{\partial \theta} \right\}$$

Ces deux équations sont de la forme générale :

$$\frac{\partial}{\partial \eta} \left(HV_{\eta}^+ \phi - \Gamma_{\phi} \frac{\partial \phi}{\partial \eta} \right) + \frac{\partial}{\partial \theta} \left(HV_{\theta}^+ \phi - \Gamma_{\phi} \frac{\partial \phi}{\partial \theta} \right) = S_{\phi} \quad IV.31$$

Avec :

Tableau.IV.1 Représentation des différentes variables de l'équation de transport générale.

Equation	ϕ	Γ_{ϕ}	S_{ϕ}
énergie	T^+	$\frac{1}{Pr}$	0
vorticité	ω^+	1	$\frac{Gr}{H} \left\{ [F(\eta, \theta) \cos(\alpha) + G(\eta, \theta) \sin(\alpha)] \right.$ $\left. + [F(\eta, \theta) \sin(\alpha) - G(\eta, \theta) \cos(\alpha)] \frac{\partial T^+}{\partial \theta} \right\}$

ϕ : Fonction générale (soit ω^+ , soit T^+).

Γ_{ϕ} : Coefficient adimensionnel.

S_{ϕ} : Terme source.

L'équation de discrétisation d'une variable Φ est obtenue par l'intégration de son équation de conservation dans un volume fini typique. Ci-après, nous présentons un cas de discrétisation d'une équation de transfert d'une grandeur intensive Φ .

$$\int_w^e \int_s^n \frac{\partial}{\partial \eta} \left(HV_{\eta}^+ \phi - \Gamma_{\phi} \frac{\partial \phi}{\partial \eta} \right) d\eta d\theta + \int_w^e \int_s^n \frac{\partial}{\partial \theta} \left(HV_{\theta}^+ \phi - \Gamma_{\phi} \frac{\partial \phi}{\partial \theta} \right) d\eta d\theta = \int_w^e \int_s^n S_{\phi} d\eta d\theta$$

Ou bien :

$$\underbrace{\int_w^e \int_s^n \left[\frac{\partial(HV_{\eta}^+ \phi)}{\partial \eta} + \frac{\partial(HV_{\theta}^+ \phi)}{\partial \theta} \right] d\eta d\theta}_1 = \underbrace{\int_w^e \int_s^n \left[\frac{\partial}{\partial \eta} \left(\Gamma_{\phi} \frac{\partial \phi}{\partial \eta} \right) + \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\Gamma_{\phi} \frac{\partial \phi}{\partial \theta} \right) \right] d\eta d\theta}_2$$

$$+ \underbrace{\int_w^e \int_s^n S_{\phi} d\eta d\theta}_3$$

Les termes 1,2 et 3 représentent les intégrales doubles dans le volume fini (entre les faces w-e et s-n), des termes de la convection, de la diffusion et le terme de source. Pour la discrétisation spatiale, nous utilisons le schéma de la loi de puissance (Power Law) pour

approcher les variations de Φ entre les points du maillage. Ce schéma présente l'avantage d'être inconditionnellement stable.

Posons :

$$\begin{cases} J_\eta = \left(HV_\eta^+ \Phi - \Gamma_\phi \frac{\partial \Phi}{\partial \eta} \right) \\ J_\theta = \left(HV_\theta^+ \Phi - \Gamma_\phi \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} \right) \end{cases} \quad IV.32$$

Où J_η et J_θ sont les flux totaux (convection plus diffusion).

En portant ces valeurs dans l'équation (IV.31), on obtient :

$$\frac{\partial J_\eta}{\partial \eta} + \frac{\partial J_\theta}{\partial \theta} = S_\phi \quad IV.33$$

L'intégration de l'équation (IV.33) dans le volume de contrôle donne :

$$J_n - J_s + J_e - J_w = \overline{S_\phi} \cdot \Delta V \quad IV.34$$

Où J_e, J_w, J_n, J_s sont les valeurs des flux totaux aux interfaces du volume de contrôle. $\overline{S_\phi}$ est la valeur moyenne de S_ϕ dans ce volume élémentaire. Ce terme peut généralement être linéarisé en fonction de Φ_p (au nœud P) et se mettre sous la forme :

$$\overline{S_\phi} = S_0 + S_p \Phi_p \quad IV.35$$

Par suite l'équation (IV.34) devient :

$$J_n - J_s + J_e - J_w = (S_0 + S_p \Phi_p) \cdot \Delta V \quad IV.36$$

Si on intègre l'équation de continuité (IV.15) dans le volume de contrôle, on obtient :

$$F_n - F_s + F_e - F_w = 0 \quad IV.37$$

Où F_n, F_s, F_e, F_w sont les débits massiques à travers les surfaces de ce volume :

$$\begin{cases} F_n = (HV_\eta^+)_n \Delta \theta \\ F_s = (HV_\eta^+)_s \Delta \theta \\ F_e = (HV_\theta^+)_e \Delta \eta \\ F_w = (HV_\theta^+)_w \Delta \eta \end{cases} \quad IV.38$$

En multipliant l'équation (IV.37) par la fonction Φ_p et en soustrayant l'équation obtenue de l'équation (IV.36), il vient :

$$(J_n - F_n \cdot \Phi_p) - (J_s - F_s \cdot \Phi_p) + (J_e - F_e \cdot \Phi_p) - (J_w - F_w \cdot \Phi_p) = (S_0 + S_p \Phi_p) \cdot \Delta V \quad IV.39$$

Où :

$$\begin{cases} (J_n - F_n \cdot \phi_P) = a_N(\phi_p - \phi_N) \\ (J_s - F_s \cdot \phi_P) = a_S(\phi_s - \phi_p) \\ (J_e - F_e \cdot \phi_P) = a_E(\phi_p - \phi_E) \\ (J_w - F_w \cdot \phi_P) = a_W(\phi_W - \phi_P) \end{cases} \quad IV.40$$

Introduisant ces valeurs dans l'équation (IV.39) on obtient :

$$a_N(\phi_p - \phi_N) - a_S(\phi_s - \phi_p) + a_E(\phi_p - \phi_E) - a_W(\phi_W - \phi_P) = (S_0 + S_p \phi_p) \cdot \Delta V \quad IV.41$$

On obtient donc enfin l'équation de discrétisation :

$$a_P \phi_P = a_N \phi_N + a_S \phi_S + a_E \phi_E + a_W \phi_W + b \quad IV.42$$

Avec :

$$a_P = a_N + a_S + a_E + a_W - S_p \Delta V \quad IV.43$$

D'après PANTANKAR, la fonction $A(|P|)$ est donnée par :

$$A(|P|) = \|0, (1 - 0.1|P|)^5\|$$

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

$$\begin{cases} a_N = D_n A(|P_n|) + \|-F_n, 0\| \\ a_S = D_s A(|P_s|) + \|F_s, 0\| \\ a_E = D_e A(|P_e|) + \|-F_e, 0\| \\ a_W = D_w A(|P_w|) + \|F_w, 0\| \end{cases} \quad IV.44$$

Les grandeurs, D_n, D_s, D_e, D_w , sont définies par :

$$\begin{cases} D_n = \frac{(\Gamma_\phi)_n \Delta \theta}{(\delta \eta)_n} \\ D_s = \frac{(\Gamma_\phi)_s \Delta \theta}{(\delta \eta)_s} \\ D_e = \frac{(\Gamma_\phi)_e \Delta \eta}{(\delta \theta)_e} \\ D_w = \frac{(\Gamma_\phi)_w \Delta \eta}{(\delta \theta)_w} \end{cases} \quad IV.45$$

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

$$\begin{cases} P_n = \frac{F_n}{D_n} \\ P_e = \frac{F_e}{D_e} \\ P_w = \frac{F_w}{D_w} \\ P_s = \frac{F_s}{D_s} \end{cases} \quad IV.46$$

Les pas d'intégration $(\delta\eta)_n, (\delta\eta)_s, (\delta\theta)_e, (\delta\theta)_w$ peuvent être égaux ou non aux pas de calcul $\Delta\eta$ et $\Delta\theta$ respectivement. Ils sont choisis constants et égaux aux $\Delta\eta$ et $\Delta\theta$. Considérons que les interfaces, e, w, s et n sont les milieux des nœuds (P, E), (P, W), (P, S) et (P, N).

Dans ces conditions les grandeurs précédentes s'écrivent :

$$\left\{ \begin{array}{l} D_n = \frac{(\Gamma_\emptyset)_n \Delta\theta}{\Delta\eta} \\ D_s = \frac{(\Gamma_\emptyset)_s \Delta\theta}{\Delta\eta} \\ D_e = \frac{(\Gamma_\emptyset)_e \Delta\eta}{\Delta\theta} \\ D_w = \frac{(\Gamma_\emptyset)_w \Delta\eta}{\Delta\theta} \end{array} \right. \quad IV.47$$

Parmi les conditions de convergence et de stabilité exigées par cette méthode, notons que dans l'équation (IV.42) tous les coefficients doivent être positifs, S_p doit être négatifs et le coefficient a_p , doit être égal à la somme des autres coefficients et $S_p \Delta V$.

La discrétisation précédente s'applique aux équations différentielles et aux dérivées partielles de toutes les variables dépendantes : Φ est l'une de ces variables T^+ et ω^+ . Pour chaque variable, le coefficient de diffusion Γ_\emptyset et la source S_\emptyset sont définis dans le tableau IV.1.

IV.10.3 Discrétisation de l'équation d'énergie

Réécrivons l'équation (IV.42) en remplaçant la variable Φ aux nœuds P, E, W, N et S par la température adimensionnelle en ces nœuds, il vient :

$$a_p T^+_P = a_N T^+_N + a_S T^+_S + a_E T^+_E + a_W T^+_W + b \quad IV.48$$

Comme dans l'équation (IV.29), le terme de source S_T s'annule, le coefficient b s'annule également et le coefficient a_p figurant dans l'équation (IV.43) devient :

$$a_p = a_N + a_S + a_E + a_W \quad IV.49$$

Où a_N, a_S, a_E et a_W ont respectivement les mêmes expressions que dans le système (IV.44)

En introduisant la fonction de courant adimensionnelle ψ^+ dans le système (IV.38), il vient :

$$\left\{ \begin{array}{l} F_n = \Delta\theta \left(\frac{\partial\psi^+}{\partial\theta} \right)_n \\ F_s = \Delta\theta \left(\frac{\partial\psi^+}{\partial\theta} \right)_s \\ F_e = \Delta\eta \left(-\frac{\partial\psi^+}{\partial\eta} \right)_e \\ F_w = \Delta\eta \left(-\frac{\partial\psi^+}{\partial\eta} \right)_w \end{array} \right.$$

IV.50

Dans la suite nous supposons que :

$$\psi_n^+ = \frac{\psi^+(i+1, j) + \psi^+(i, j)}{2}$$

$$\psi_s^+ = \frac{\psi^+(i, j) + \psi^+(i-1, j)}{2}$$

$$\psi_e^+ = \frac{\psi^+(i, j+1) + \psi^+(i, j)}{2}$$

$$\psi_w^+ = \frac{\psi^+(i, j) + \psi^+(i, j-1)}{2}$$

Le développement du gradient de la fonction de courant à l'interface « e » est établi d'après la démarche de NOGTOV [21], comme suit : (voir figure IV.5).

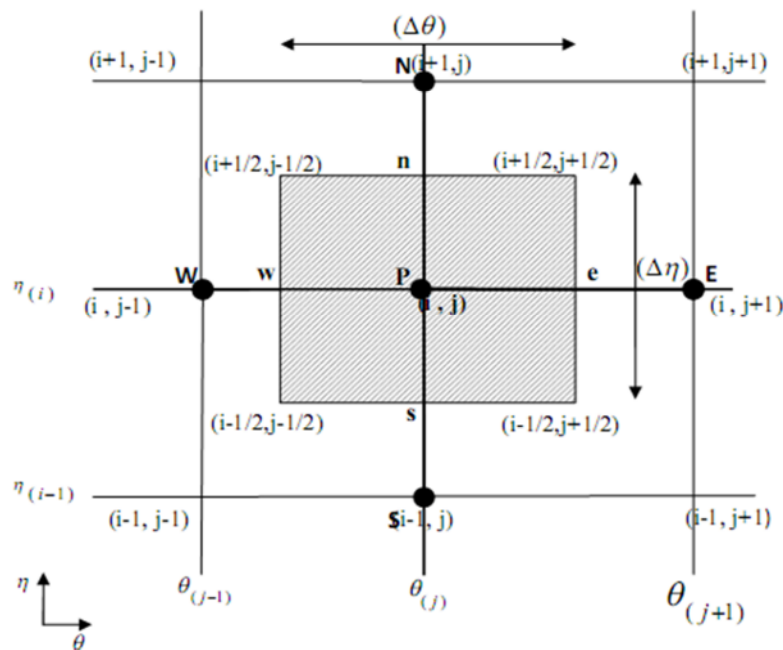


Figure.IV.5 Représentation schématique des nœuds P, E, W et S dans le maillage.

$$\left(\frac{\partial\psi^+}{\partial\eta}\right)_e = \frac{\psi^+\left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}\right) - \psi^+\left(i - \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}\right)}{\Delta\eta}$$

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

Par suit la fonction F_e s'écrit :

$$F_e = \frac{1}{4} [\psi^+(i-1, j+1) + \psi^+(i-1, j) - \psi^+(i+1, j+1) - \psi^+(i+1, j)] \quad IV.51a$$

De la même façon, le gradient à l'interface « w ».

$$\left(\frac{\partial\psi^+}{\partial\eta}\right)_w = \frac{\psi^+\left(i + \frac{1}{2}, j - \frac{1}{2}\right) - \psi^+\left(i - \frac{1}{2}, j - \frac{1}{2}\right)}{\Delta\eta}$$

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

Et la fonction F_w est donnée par :

$$F_w = \frac{1}{4} [\psi^+(i-1, j-1) + \psi^+(i-1, j) - \psi^+(i+1, j-1) - \psi^+(i+1, j)] \quad IV.51b$$

De la même façon, le gradient à l'interface « n » est défini par :

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

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

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

$$F_n = \frac{1}{4} [\psi^+(i+1, j+1) + \psi^+(i, j-1) - \psi^+(i+1, j-1) - \psi^+(i, j+1)] \quad IV.51c$$

Le gradient à l'interface « s » s'exprimé par la relation :

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

Et l'expression F_s devient :

$$F_s = \frac{1}{4} [\psi^+(i-1, j+1) + \psi^+(i, j+1) - \psi^+(i-1, j-1) - \psi^+(i, j-1)] \quad IV.51d$$

Comme nous l'avons montré précédemment dans le tableau.8, le coefficient Γ_θ prend la valeur $\left(\frac{1}{P_r}\right)$.

En portant cette valeur dans le système (IV.47), les coefficients D_e , D_w , D_n et D_s s'écrivent :

$$\begin{cases} D_n = D_s = \frac{1}{P_r} \frac{\Delta\theta}{\Delta\eta} \\ D_e = D_w = \frac{1}{P_r} \frac{\Delta\eta}{\Delta\theta} \end{cases} \quad IV.52$$

Par suite, Les nombres de Péclet dans le système (IV.46) deviennent :

$$\begin{cases} P_n = P_r F_n \frac{\Delta\eta}{\Delta\theta} \\ P_s = P_r F_s \frac{\Delta\eta}{\Delta\theta} \\ P_e = P_r F_e \frac{\Delta\theta}{\Delta\eta} \\ P_w = P_r F_w \frac{\Delta\theta}{\Delta\eta} \end{cases} \quad IV.52a$$

Pour homogénéiser les notations dans l'équation (IV.48), on écrit W, P, E, N, et S respectivement (i, j-1), (i, j), (i, j+1), (i+1, j), (i-1, j).

Les coefficients a_N , a_S , a_W et a_E sont pris au nœud (i, j).

$$a_P T^+(i, j) = a_N T^+(i+1, j) + a_S T^+(i-1, j) + a_E T^+(i, j+1) + a_W T^+(i, j-1) \quad IV.53$$

IV.10.3.1 Discrétisation des conditions aux limites

Pour satisfaire les conditions imposées à la température des parois, on doit avoir :

❖ Sur la paroi du cylindre circulaire extérieur (I=NI).

$$a_P = 1$$

$$a_N = a_S = a_E = a_W = 0 \text{ et } S_T = 0$$

❖ Sur la paroi du cylindre circulaire intérieur (I=1).

$$a_P = 1$$

$$a_N = a_S = a_E = a_W = 0 \text{ et } S_T = 1$$

IV.10.4 Discrétisation de l'équation de quantité de mouvement

L'équation discrétisée (IV.42) peut se mettre sous forme :

$$a_P \omega^+_P = a_N \omega^+_N + a_S \omega^+_S + a_E \omega^+_E + a_W \omega^+_W + b \quad IV.54$$

L'identification du coefficient a_P à celui de l'équation (IV.43) donne :

$$a_P = a_N + a_S + a_E + a_W$$

Avec :

$$S_p \Delta V = 0$$

Les coefficients a_S, a_N, a_E, a_W ont pour expression celles données par le système (IV.44).

Lorsque le coefficient Γ_\emptyset est égal à l'unité, comme nous l'avons montré dans le tableau.IV.1,

les coefficients D_S, D, D_E, D_W se déduisent des expression suivantes :

$$\begin{cases} D_n = D_s = \frac{\Delta\theta}{\Delta\eta} \\ D_e = D_s = \frac{\Delta\eta}{\Delta\theta} \end{cases} \quad IV.53$$

Les nombres de Péclet dans le système (IV.46) deviennent :

$$\begin{cases} P_n = F_n \frac{\Delta\eta}{\Delta\theta} \\ P_s = F_s \frac{\Delta\eta}{\Delta\theta} \\ P_e = F_e \frac{\Delta\theta}{\Delta\eta} \\ P_w = F_w \frac{\Delta\theta}{\Delta\eta} \end{cases} \quad IV.54$$

Les coefficients F_S, F_n, F_e et F_w ont respectivement les mêmes expressions que dans le systèmes (IV.51a),(IV.51b),(IV.51c) et (IV.51d).

Dans le tableau.IV.1, nous pouvons constater que le terme constant (S_0) du terme desource est donné par:

$$S_0 = \frac{G_r}{H} \left\{ [F(\eta, \theta) \cos(\alpha) + G(\eta, \theta) \sin(\alpha)] \frac{\partial T^+}{\partial \eta} + [F(\eta, \theta) \sin(\alpha) - G(\eta, \theta) \cos(\alpha)] \frac{\partial T^+}{\partial \theta} \right\} \quad IV.55$$

Par conséquent, le coefficient b devient :

$$b = S_0 \Delta V$$

Avec :

$$\Delta V = H^2 \Delta \eta \Delta \theta. 1$$

$$b = G_r H \left\{ [F(\eta, \theta) \cos(\alpha) + G(\eta, \theta) \sin(\alpha)] \frac{\partial T^+}{\partial \eta} + [F(\eta, \theta) \sin(\alpha) - G(\eta, \theta) \cos(\alpha)] \frac{\partial T^+}{\partial \theta} \right\} \Delta \eta \Delta \theta \quad IV.56$$

Avec :

$$\left. \frac{\partial T^+}{\partial \eta} \right|_{i,j} = \frac{T^+(i+1, j) - T^+(i-1, j)}{2\Delta \eta} \quad IV.57$$

$$\left. \frac{\partial T^+}{\partial \theta} \right|_{i,j} = \frac{T^+(i, j+1) - T^+(i, j-1)}{2\Delta \theta} \quad IV.58$$

Pour homogénéiser, on utilise les notations citées au paragraphe précédent; les nœuds W, P, E, N, et S sont respectivement (i, j-1), (i, j), (i, j+1), (i+1, j), (i-1, j).

Les coefficients a_N , a_S , a_W et a_E et b sont pris au nœud (i, j).

L'équation de mouvement discrétisée (IV.54) s'écrit finalement :

$$a_P \omega^+(i, j) = a_N \omega^+(i+1, j) + a_S \omega^+(i-1, j) + a_E \omega^+(i, j+1) + a_W \omega^+(i, j-1) + b \quad IV.59$$

IV.10.4.1 Discrétisation des conditions aux limites

On détermine la vorticité ω^+ sur les parois; nous utilisons la méthode élaborée par Roache [20], qui a exprimé ω^+ en fonction de ψ^+ et utilisé un développement de Taylor :

❖ Condition sur la paroi du cylindre circulaire intérieur (i=1).

$$\omega^+_{i=1} = -\frac{1}{H^2} \left(\frac{\partial^2 \psi^+}{\partial \eta^2} + \frac{\partial^2 \psi^+}{\partial \theta^2} \right) \Bigg|_{\eta=\eta_1}$$

Développons en série de Taylor la fonction de courant au voisinage de la paroi interne (i=1, j).

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

La vorticité sur cette paroi s'écrit :

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

❖ Condition sur la paroi du cylindre circulaire extérieur (i=NI).

$$\omega^+_{2} = -\frac{1}{H^2} \left(\frac{\partial^2\psi^+}{\partial\eta^2} + \frac{\partial^2\psi^+}{\partial\theta^2} \right) \Big|_{\eta=\eta_2}$$

La vorticité sur cette paroi s'écrit :

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

IV.10.4.1 Discrétisation de l'équation de fonction de courant

Réécrivant l'équation adimensionnelle (IV.19) sous la forme suivante :

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

Nous remarquons que l'identification de cette équation à l'équation (IV. 31) est compliquée, c'est pourquoi pour la discrétiser nous utiliserons le développement de Taylor:

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

Avec :

$$\frac{\partial^2 f}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial Y^2} = \frac{f(i+1,j) + f(i-1,j) - 2f(i,j)}{\Delta X^2} + \frac{f(i,j+1) + f(i,j-1) - 2f(i,j)}{\Delta Y^2}$$

Nous en déduisons :

$$\begin{aligned}
& -H^2(i,j)\omega^+(i,j) \\
& = \left[\frac{\psi^+(i+1,j) + \psi^+(i-1,j) - 2\psi^+(i,j)}{\Delta\eta^2} \right. \\
& \quad \left. + \frac{\psi^+(i,j+1) + \psi^+(i,j-1) - 2\psi^+(i,j)}{\Delta\theta^2} \right]
\end{aligned} \tag{IV.60}$$

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

$$\begin{aligned}
& \psi^+(i,j) \\
& = \frac{1}{2} \left[\frac{1}{\Delta\eta^2} + \frac{1}{\Delta\theta^2} \right]^{-1} \left[\frac{\psi^+(i+1,j) + \psi^+(i-1,j)}{\Delta\eta^2} + \frac{\psi^+(i,j+1) + \psi^+(i,j-1)}{\Delta\theta^2} \right. \\
& \quad \left. + H^2(i,j)\omega^+(i,j) \right]
\end{aligned} \tag{IV.60}$$

IV.10.5.1 Discrétisation des Conditions aux limites

Les conditions aux limites associées aux parois, que nous avons déterminées dans les équations (IV.20a) et (IV.23a), deviennent:

❖ Condition sur la paroi du cylindre circulaire intérieur (I=1):

$$\begin{aligned}
\frac{\partial\psi^+}{\partial\eta} \Big|_{1,j} & = \frac{-3\psi^+(1,j) + 4\psi^+(2,j) - \psi^+(3,j)}{2\Delta\eta} = 0 \\
\psi^+(1,j) & = \frac{4\psi^+(2,j) - \psi^+(3,j)}{3}
\end{aligned} \tag{IV.61a}$$

❖ Condition sur la paroi du cylindre circulaire extérieur (I=NI):

$$\psi^+(NI,j) = \frac{4\psi^+(NI-1,j) - \psi^+(NI-2,j)}{3} \tag{IV.62b}$$

Nous obtenons donc un système d'équations linéaires que nous résolvons par la méthode itérative de "relaxations successives".

IV.10.6 Discrétisation des composantes de la vitesse

Les équations (IV.18a) et (IV.18b) nous donnent respectivement les composantes adimensionnelles $V\eta^+$ et $V\theta^+$ de la vitesse; ROACHE [20], utilise les différences centrées pour obtenir une expression discrétisée de ces composantes, ce qui nous donne:

$$V_{\eta}^{+}(i, j) = \frac{1}{H(i, j)} \frac{\partial \psi^{+}}{\partial \theta} \Big|_{i, j} = \frac{1}{H(i, j)} \left[\frac{\psi^{+}(i, j + 1) - \psi^{+}(i, j - 1)}{2\Delta\theta} \right] \quad IV.63a$$

$$V_{\theta}^{+}(i, j) = \frac{1}{H(i, j)} \frac{\partial \psi^{+}}{\partial \eta} \Big|_{i, j} = -\frac{1}{H(i, j)} \left[\frac{\psi^{+}(i + 1, j) - \psi^{+}(i - 1, j)}{2\Delta\eta} \right] \quad IV.63b$$

$$\forall (i, j)$$

$$i \neq 1 ; i \neq NI$$

$$j \neq 1 ; j \neq Nj$$

IV.10.7 Processus du calcul

Pour résoudre le système d'équations (IV.51), (IV.58) et (IV.60) nous utilisons la méthode proposée de NOGOTOV [21].

Ces équations peuvent se mettre sous la forme suivante adaptée précisément à une résolution à l'aide d'une méthode itérative à coefficient de relaxation :

$$\begin{aligned} T^{n+1}(i, j) &= (1 - G_T)T^n(i, j) \\ &+ \left(\frac{G_T}{a_P} \right) [a_E T^n(i, j + 1) + a_W T^{n+1}(i, j - 1) + a_N T^n(i + 1, j) \\ &+ a_S T^{n+1}(i - 1, j)] \end{aligned} \quad IV.64$$

$$\begin{aligned} \omega^{n+1}(i, j) &= (1 - G_W)\omega^n(i, j) \\ &+ \left(\frac{G_W}{a_P} \right) [a_E \omega^n(i, j + 1) + a_W \omega^{n+1}(i, j - 1) + a_N \omega^n(i + 1, j) \\ &+ a_S \omega^{n+1}(i - 1, j) + b(i, j)] \end{aligned} \quad IV.65$$

$$\begin{aligned} \psi^{n+1}(i, j) &= (1 - G_P)\psi^n(i, j) \\ &+ \frac{G_P}{2} \left[\frac{1}{\Delta\eta^2} + \frac{1}{\Delta\theta^2} \right]^{-1} \left[\frac{\psi^n(i + 1, j) + \psi^{n+1}(i - 1, j)}{\Delta\eta^2} \right. \\ &\left. + \frac{\psi^n(i, j + 1) + \psi^{n+1}(i, j - 1)}{\Delta\theta^2} + H^2(i, j)\omega^{n+1}(i, j) \right] \end{aligned} \quad IV.66$$

Avec :

n : ordre de l'intégration.

Les paramètres G_T , G_W et G_P sont les "facteurs de relaxation". Leurs valeurs dépendent, en principe, de la valeur du nombre de Grashof (Gr).

Nous résolvons le système d'équations (IV.64), (IV.65) et (IV.66) de la façon suivante :

1/ Initialisation des valeurs de la température, de la vortacité et de la fonction de courant au sein du maillage.

2/ Calcul de la distribution de la température.

3/ Calcul de la vortacité.

4/ Calcul de la distribution de la fonction de courant.

5/ Calcul des composantes des vitesses.

6/ 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 :

$$\left| \frac{\max \psi^{n+1} - \max \psi^n}{\max \psi^{n+1}} \right| \leq 10^{-4}$$

7/ Le même critère est utilisé pour la température.

8/ Stockage des valeurs de T, ω , ψ .

Pour mieux visualiser notre démarche concernant la résolution des équations nous avons réalisé un schéma d'algorithme du code numérique (figure.IV.6).

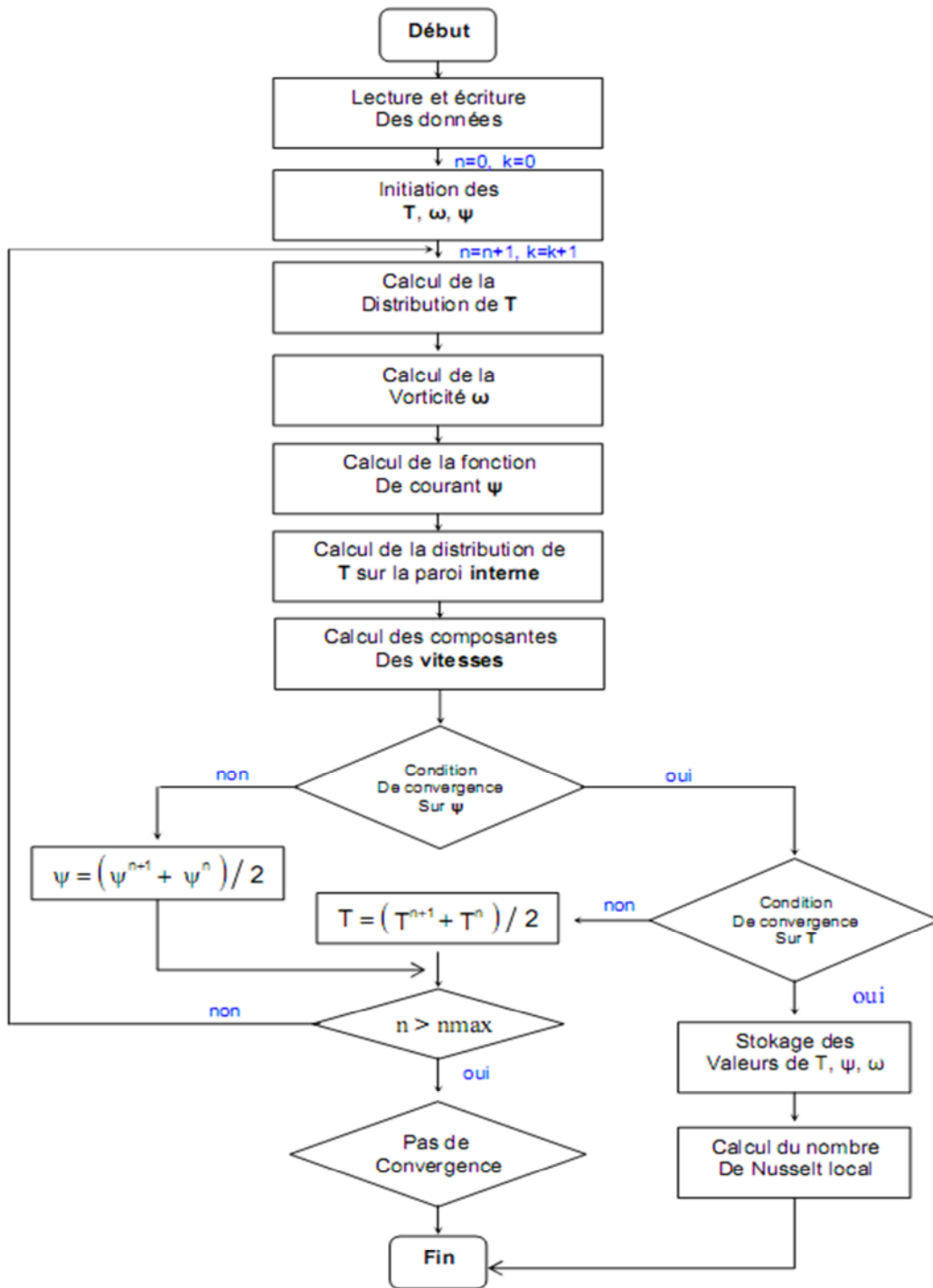


Figure.IV.6 Schéma d'algorithme du code numérique.

IV.11 Résultats et Discussions

Les figures IV.7, IV.8 et IV.9 représentent les isotherme et les lignes de courant pour différentes valeurs de Grashof quand $\alpha=90^0$, $C_1=2$ et $C_2=0.1$.

Pour $Gr=5000$, les isothermes sont des courbes presque parallèles. Dans ce cas, la distribution des températures est simplement décroissante de la paroi chaude vers la paroi froide. On peut dire que les transferts thermiques se font par conduction, les valeurs de fonctions de courant sont très petites.

Pour $Gr= 5*10^6$ les isothermes sont modifiées sensiblement, et les valeurs des fonctions de courant augmentent aussi sensiblement. Ce qui traduit une transformation de transferts conductifs vers des transferts convectifs, mais il reste relativement faible.

Cependant la valeur de Grashof $5*10^8$ de la figure montre que les isothermes sont modifiées et finissent par adopter la forme d'un champignon, la valeur de fonctions de courant augmente, ce que signifie que la convection diminue.

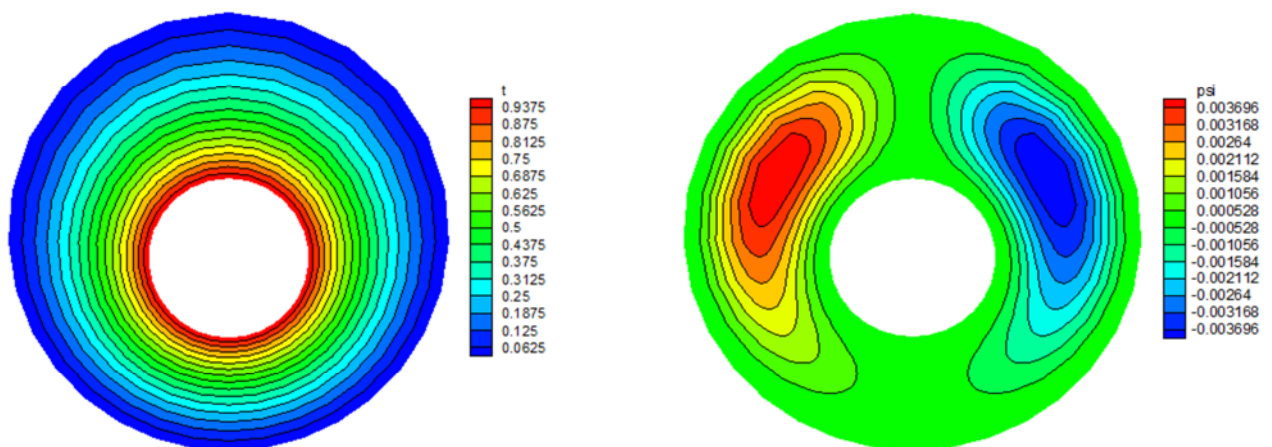


Figure.IV.7 Isothermes et lignes de courant pour $\alpha=90^0$ $Gr=5000$.

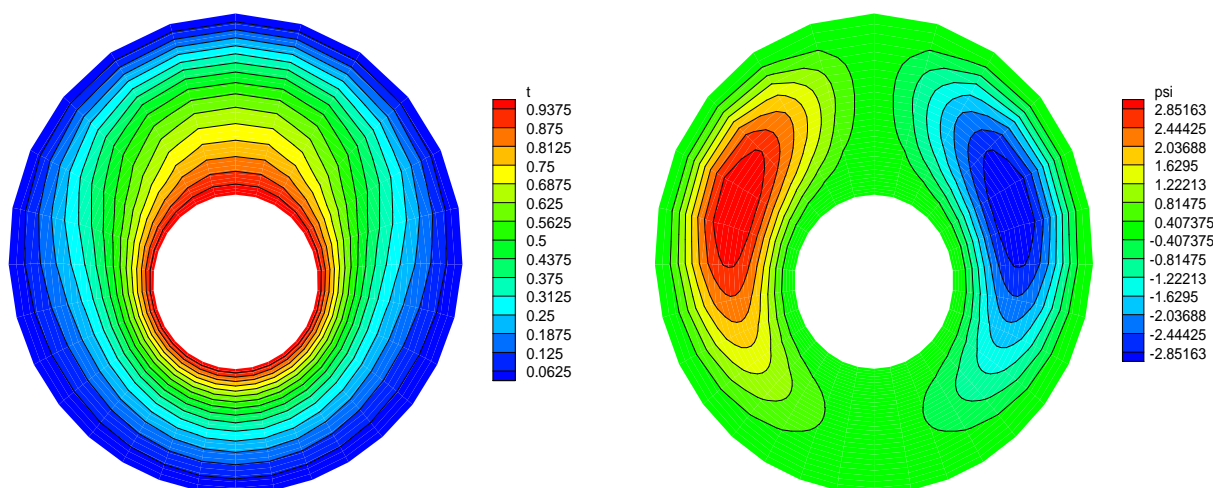


Figure.IV.8 Isothermes et lignes de courant pour $\alpha=90^0$ $Gr=5*10^6$.

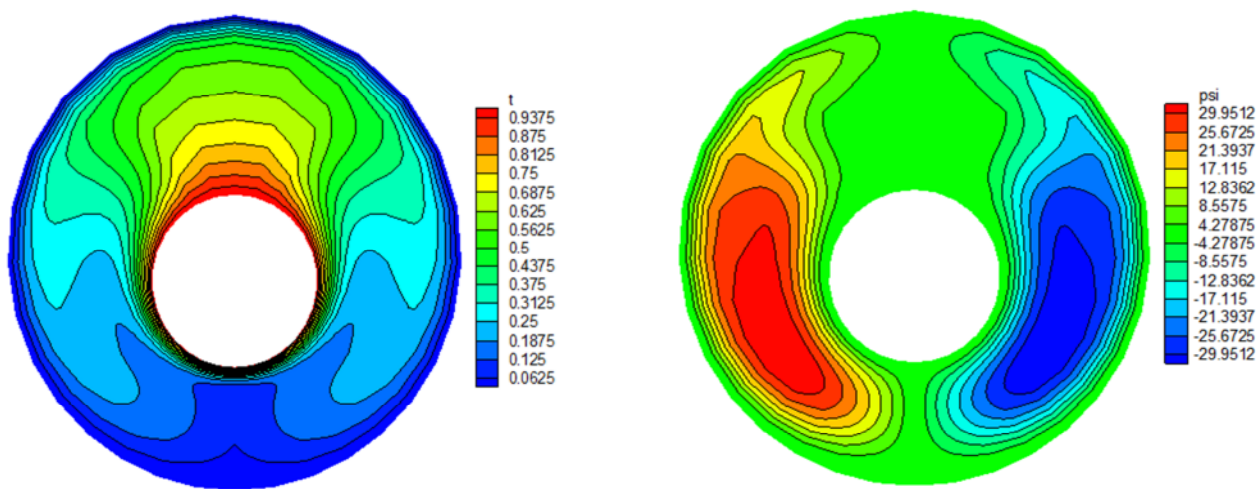


Figure.IV.9 Isothermes et lignes de courant pour $\alpha=90^0$ $Gr=5*10^8$.

La figure IV.10 illustre la variation du nombre Nusselt local sur la paroi interne en fonction du nombre de Grashof, on remarque qu'avec l'augmentation du nombre Grashof, la valeur du nombre de Nusselt local augmente; avec la diminution du nombre de Grashof, le nombre de Nusselt local diminue, ce qui est évident.

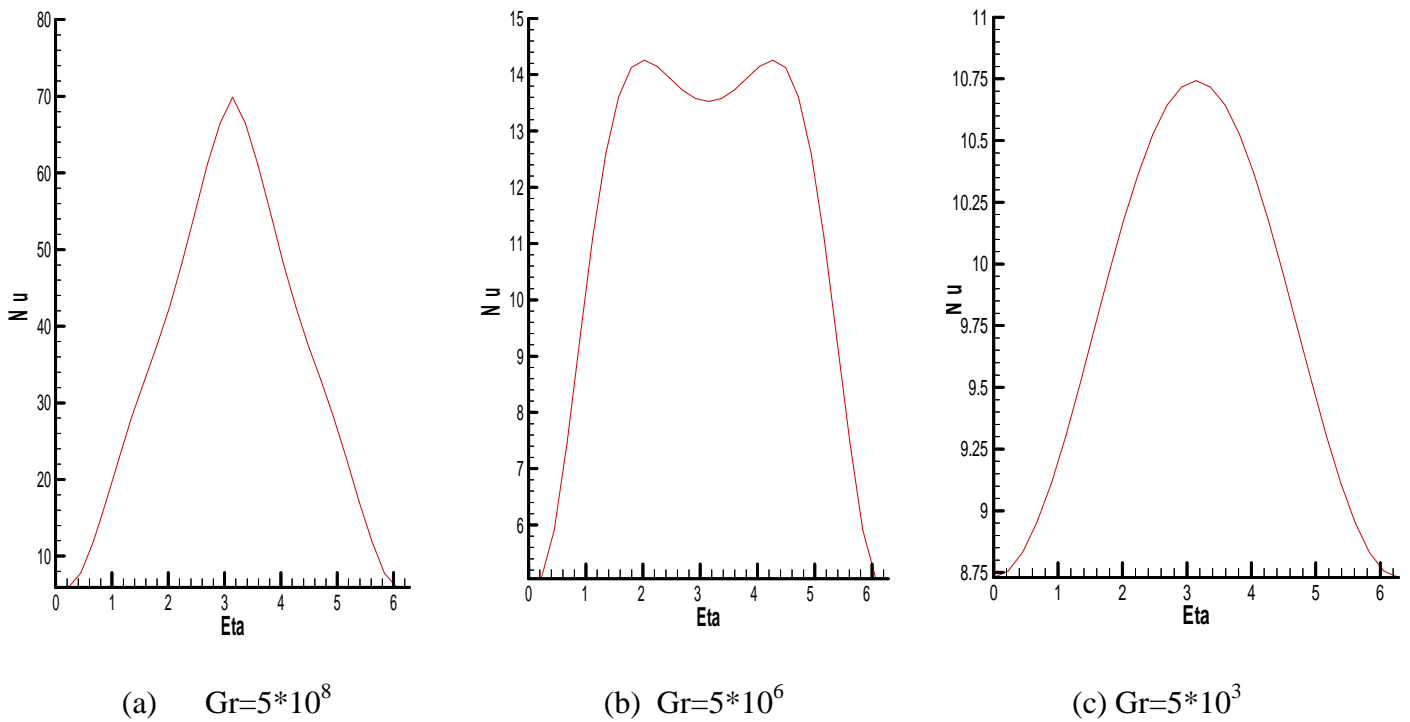


Figure.IV.10 Variation de Nusselt local sur la paroi interne respectivement pour nombre de Grashof $=5 \cdot 10^8, 5 \cdot 10^6, 5 \cdot 10^3$.

IV.12 Conclusion

Nous avons étudié numériquement la convection naturelle bidimensionnelle laminaire et permanente dans une espace annulaire; l'effet de la géométrie sur la convection naturelle a été aussi analysé.

Pour cela nous avons opté pour un modèle basé sur la résolution numérique des équations de quantité de mouvement et l'équation de l'énergie en utilisant la formulation vorticité-fonction de courant en coordonnées bi-cylindriques; ce modèle repose sur l'hypothèse de Boussinesq et sur la bi-dimensionnalité de l'écoulement qui permet de déterminer les champs de températures et la distribution de la fonction de courant dans l'espace annulaire, pour des conditions de chauffage isothermes sur les parois.

Les résultats des simulations numériques ont montré que la conduction est le régime de transfert de chaleur dominant pour des nombres de Grashof de $5 \cdot 10^3$. La convection devient toujours prépondérante pour des nombres de Grashof supérieurs à $5 \cdot 10^6$.

Conclusion générale

Ce mémoire de magistère a été consacré à l'étude des mécanismes de transferts thermiques dans un concentrateur cylindro parabolique, dans le but de dimensionner ultérieurement ce dispositif utilisé dans la conversion thermo-solaire des centrales de puissance.

Après l'estimation de l'éclairement solaire en fonction de coordonnées opérationnelles, une analyse optique et thermique du concentrateur a été réalisée en détaillant toutes les pertes thermiques significatives affectant l'efficacité du collecteur CCP.

Une étude numérique de la convection forcée a été réalisée sur le fluide caloporteur (huile synthétique) par la méthode des volumes finis ; les résultats obtenus se comparent favorablement à d'autres publiés récemment.

Une étude numérique de la convection naturelle dans l'espace annulaire du CCP a aussi été réalisée par la méthode des volumes finis ; elle a permis de confirmer l'activité de la conduction dans les régions pariétales et la convection dans la région médiane. Dans celle-ci la convection naturelle produit des nombres de Nusselt allant de 11 à 70 pour des valeurs respectives de 5000 à $5 \cdot 10^8$ du nombre de Grashof.

En résumé, les résultats obtenus ici par la démarche formelle exposée dans ce mémoire sont susceptibles d'être complétés par des calculs relatifs au dimensionnement du collecteur CCP pour leur utilisation dans un dimensionnement pratique.

Bibliographies

- [1] **ESTELA**, Electricité solaire thermodynamique valoriser le potentiel méditerranée, 2000.
- [2] **J. A. Duffie, and J. W. Beckman**, Solar Engineering of thermal processes, New York John Wiley and Sons 2nd edition 1991.
- [3] **R. Forristall**, Heat transfer analysis and modeling of parabolic solar trough. receiver implemented in engineering equation solver, National Renewable Energy Laboratory, TP-550-34169.
- [4] **Ricardo Vaquez Padilla, Gokmen Demirkaya, D. Yogi Goswami, Elias Stefanacos, Muhammed , M. Rahman** , Heat transfer analysis of parabolic trough solar receiver. Int. J. heat and fluid flow, 30 (2009) 579-589
- [5] **A. Fernandez- Garcia, E. Zarza, L. Valenzuela, M. Pérez**, Parabolic-trough solar collectors and their application, Renewable and Sustainable Energy Reviews 14 (2010) 1695-1721.
- [6] **N. Eskin**, Transient performance analysis of cylindrical parabolic concentrating collectors and comparison with experimental, Energy Conversion & Management, 40 (1999) 175-191.
- [7] **Zeghib Ilhem**, Etude et réalisation d'un concentrateur solaire parabolique. Mémoire de Magistère, Université Mentouri, 2005.
- [8] **Bendjabalah Fouzia**, Approche numérique de la convection naturelle dans une enceinte fermée délimitée par deux cylindres elliptiques horizontaux centrés et deux plans diamétraux. Mémoire de Magistère, Université Mentouri, 2007.
- [9] **Belaid abd elfatah**, Etude de la convection mixte (favorable et défavorable) dans un tube verticale. Mémoire de Magistère, Université Mentouri, 2009.
- [10] **Khaled E.Albahloul, Omar M. Mahgiub, Abdullatif S. Zgalei**, Studying the feasibility of the compound parabolic concentrator for solar cooling, Al-satil Journal.

- [11] **N.Hamami, A. Moumimi, N. Moumimi, A. Saadi et Z. Moukhtari**, Simulation de la température de sortie de l'eau dans un capteur cylindro parabolique dans le site de Biskra. *Revue des Energies Renouvelables* vol. 10 N⁰² (2007) 215-224.
- [12] **Talal Kassem**, Numerical study of the naturel convection process in the parabolic cylindrical solar collector, *Desalination* 209 (2007) 144-150.
- [13] **Mokran Nourddine**, Corrélation du transfert de chaleur par convection mixte dans un conduit cylindrique. Mémoire de Magistère, Université Mentouri, 2010.
- [14] **Benkharbech Souad**, Simulation Numérique d'un écoulement sur une marche descendante, Mémoire de Magistère, Université Mohamed Boudiaf, 2005.
- [15] **Djezzar mahfoud**, contribution à l'étude de la convection naturelle, dans différents espaces annulaires elliptiques confocaux, soumis à différentes conditions de chauffage. Thèse de Doctorat D'Etat, Université Mentouri, 2005.
- [16] **A.Gama, M. Haddadi et A.Malek**, Etude et réalisation d'un concentrateur cylindro parabolique avec poursuite solaire aveugle, *Revue des Energies Renouvelables* vol. 11 N⁰³ (2008) 437-451.
- [17] **Angela M. Patnode**, Simulation and performance evaluation of parabolic Trough solar power plants, Master thesis, University of Wisconsin-Madison, 2006.
- [18] **Ghernoug chahinez**, Etude numérique du modèle de boussinesq de la convection naturelle, laminaire et permanente, entre deux cylindres excentres horizontaux. Mémoire de Magistère, Université Mentouri, 2008.
- [19] **S. V. Patankar**, Numerical heat transfer and fluid flow, Hemisphere, Washington, D, C, (1980).
- [20] **R. J. Roache**, Computational fluid dynamics, Hermosa (1992).
- [21] **E. F. Nogotov**, Application of numerical heat transfer, McGraw-Hill book company, Paris, (1998).

