



الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية
République Algérienne Démocratique et Populaire
وزارة التعليم العالي والبحث العلمي
Ministère de l'Enseignement Supérieure et de la Recherche Scientifique

جامعة وهران 2 محمد بن أحمد
Université d'Oran 2 Mohamed Ben Ahmed

معهد الصيانة و الأمن الصناعي
Institut de Maintenance et de Sécurité Industrielle

Département de Maintenance en Électromécanique

MÉMOIRE

Pour l'obtention du diplôme de Master

Filière : Electromécanique

Spécialité : Electromécanique Industriel

Thème

CONTRIBUTION A L'AMELIORATION DU TRANSFERT DE CHALEUR DANS UN ESPACE ANNULO-CYLINDRIQUE

Présenté et soutenu publiquement par :

Nom :ADJABI Prénom: Djalil

Nom :BOURICHE Prénom: Amir

Devant le jury composé de :

Nom et Prénom	Grade	Etablissement	Qualité
BOUHAMRI Nouredine	MCB	Université d'Oran 2	Président
DELLIL Ahmed Zineddine	Pr	Université d'Oran 2	Encadreur
MEGHDIR Abed	MCB	Université d'Oran 2	Examineur

Année 2019/2020

Dédicace

Je dédie ce modeste travail en signe de respect et de reconnaissance à :

Mes très chers parents qui ont m'aider par ses invocations dans tous

moment, dans le bonheur et le malheur ;

Tous mes frères ; Tous mes sœurs.

toute ma famille ; Tous mes voisins.

Toutes mes chères amies.

Tout les professeurs qui nous ont aidé à en arriver jusqu'au là.

A tous mes amis de promotion.

DJALIL....

AMIR...

Remerciements

Tout d'abord mes remerciements au **Dieu, ALLAH** le tout puissant de m'avoir donné âme & force pour affronter toutes les difficultés de la vie et entreprendre avec ardeur & patience toutes les bonnes actions à entreprendre.

J'exprime ma profonde reconnaissance à mon encadreur Monsieur Dellil Ahmed Zineddine pour m'avoir guidé et encouragé tout au long de ce mémoire, pour ses conseils et pour son aide, qui ont enrichi ce travail.

Je tiens à remercier tous ceux qui m'ont aidé à mener correctement ce travail. J'exprime ma sincère reconnaissance à M^{er} N. BOUHAMRI, et M^{er}. H. LAIDOUDI pour leur orientation et leur aide.

Mes remerciements vont également aux membres du jury. Nous tenons aussi à remercier l'ensemble de nos professeurs qui nous ont inculqué leur savoir et leur expérience.

Finalement, je réserve une place singulière à toutes les personnes qui ont contribué, d'une façon directe ou indirecte à l'achèvement de ce travail et tous ceux et celles qui m'ont aidé et soutenu durant tout mon parcours trouvant ici l'expression de mes remerciements les plus sincères.

Résumé

Ce travail de mémoire porte sur une étude numérique du transfert de chaleur par convection forcé dans un espace annulo-cylindrique d'un écoulement axial d'air entre un rotor tournant à vitesse angulaire et un stator fixe.

Il s'agit de quantifier le transfert radiatif dans l'espace annulo-cylindrique d'une machine électrique, en estimant l'impact du rayonnement à travers le calcul des coefficients d'absorption, d'émission et de réflexion des parois respectives d'une part et d'autre part, voir de près le champ dynamique et thermique, pour :

- ✓ Différentes vitesses de rotation du rotor.
- ✓ Différentes vitesses d'injection d'air.
- ✓ Différents entrefers.
- ✓ L'impact du rayonnement.

Cette étude numérique est réalisée avec le code ANSYS , qui résout les équations de Navier-Stokes par la méthode des volumes finis (MVF), en utilisant le modèle de turbulence SST (Shear-Stress-Transport).

Mots clés : Rayonnement, simulation numérique, CFD

Table des matières

Dédicace.....	I
Remerciements.....	II
Résumé.....	III
Table des matières.....	IV
Liste des figures.....	IX
Liste des tableaux.....	XIII
Nomenclature.....	XIV
Introduction générale.....	1

Chapitre I: Recherche bibliographique

I.1 Introduction.....	2
I.2 Quelques travaux effectués sur les transferts thermique en espace annulaire.....	2
I.3 Conclusion.....	7

Chapitre II: Généralités sur les machines électriques

II.1 Introduction.....	8
II.2 Transferts de chaleur dans un écoulement annulo cylindrique.....	8
II.2.1 Transfert de chaleur par conduction.....	8
II.2.2 Transfert de chaleur par Convection.....	9
II.2.3 Transfert de chaleur par rayonnement.....	10
II.2.3.1 Corps noir.....	10
II.2.3.2 Les lois de rayonnement thermique.....	10
II.3 Les équations de conservation de quantité de mouvement.....	19
II.4 Conclusion.....	21

Table des matières

Chapitre III: Modélisation de l'équation de transfert radiatif

III.1 Introduction.....	22
III.2 Les méthodes utilisées dans les échanges radiatifs.....	22
III.3 Modélisation de la turbulence.....	25
III.3.1 Modèles à viscosité turbulente (Eddy Viscosity Turbulence Models).....	25
III.3.1.1 Concept de la viscosité turbulente (Eddy Viscosity).....	25
III.3.1.2 Modèle aux tensions de Reynolds (Reynolds Stress Turbulence Models)...	26
III.3.2 Le modèle k - ε	26
III.3.2.1 Le modèle k - ε standard.....	26
III.3.2.2 Le modèle k - ε RNG.....	27
III.3.2.3 Le modèle k - ε réalisable.....	28
III.3.3 Le modèle k - ω SST.....	28
III.4 Représentation du code de calcul.....	29
III.4.1 La méthode des volumes finis.....	30
III.4.2 Principe de la méthode des volumes finis.....	30
III.4.3 Mise en œuvre numérique.....	33
III.5 Descriptions des logiciels utilisés pour la simulation (ANSYS CFD.ICEM et ANSYS).....	34
III.5.1 ANSYS ICEM.CFD.....	34
III.5.1.1 Création de la géométrie.....	34
III.5.1.2 Génération de maillage.....	35
III.5.2 Méthode de résolution.....	35
III.5.2.1 ANSYS CFX - Pre.....	36
III.5.2.2 ANSYS CFX - SOLVER.....	36
III.5.2.3 ANSYS CFX - POST.....	37

Table des matières

III.6 Description du problème physique.....	38
III.6.1 Représentation schématique.....	38
III.6.2 Hypothèses simplificatrices.....	39
III.7 Optimisation du maillage.....	39
III.8 Conclusion.....	40

Chapitre IV: Résultats et discussions

IV.1 Introduction.....	41
IV.2 L'influence de la vitesse de rotation du rotor.....	41
IV.3 Impact de la vitesse d'injection.....	48
IV.4 L'influence de la taille de l'entrefer.....	55

Liste des figures

Chapitre I: Recherche bibliographique

Figure I.1 L'illustration schématique du champ physique. [1].....	2
Figure I.2 Description du problème physique. [2].....	3
Figure I.3 Distribution de vitesse à l'intérieur du rainure (rotor rainuré) [3].....	3
Figure I.4 Schéma de l'espace annulaire étudié [4].....	4
Figure I.5 Le travail effectué par Y. Attou, A. Z. Dellil, A. Meghdir [5].....	4
Figure I.6 Le travail effectué par V. Le Dez, H. Sadat [6].....	5
Figure I.7 Le travail effectué par M.N. Borjini et al [23].....	7

Chapitre II: Généralités sur les machines électriques

Figure II.1 Comparaison du pouvoir émissif d'une surface réelle et d'un corps noir.....	12
Figure II.2 Comportement général d'un flux rayonnant sur une surface quelconque. [3].....	13
Figure II.3 Méthode des cordes croisées.[25].....	16
Figure II.4 Résistance de surface aux radiations. [25].....	17
Figure II.5 Résistances des réseaux électriques, des surfaces et de l'espace [25].....	18
Figure II.6 Enceinte formée par l'espace annulaire entre deux cylindres coaxiaux.....	19

Chapitre III: Modélisation de l'équation de transfert radiatif

Figure III.1 deux disques de rayons différents.....	24
Figure III.2 La turbulence.....	25
Figure III.3 Discrétisation d'un domaine en volumes élémentaires pour un problème bidimensionnel.....	31
Figure III.4 Volume de contrôle à travers lequel se fait l'intégration.....	33
Figure III.5 Géomètre sur ICEM CFD.....	34
Figure III.6 Type d'éléments de maillage.....	35
Figure III.7 Géométrie sur CFX-PRE avec les conditions aux limites.....	36
Figure III.8 Progression de la solution (convergence) pour le champ moyen d'écoulement sans rayonnement.....	37
Figure III.9 Progression de la solution (convergence) pour le champ moyen d'écoulement avec rayonnement.....	37

Liste des figures

Figure III.10 La géométrie sur le CFX-POST à la fin de la simulation.....	38
Figure III.11 Représentation schématique de la géométrie étudiée.....	38
Figure III.12 écoulement du fluide dans la géométrie étudiée.....	39
Figure III.13 Influence de la taille du maillage sur les profils de la température.....	40

Chapitre IV: Résultats et discussions

Figure IV.1 Variation de la température en fonction de rotation sans rayonnement ($V_e=1\text{m/s}$).....	41
Figure IV.2 Variation de la température en fonction de rotation avec rayonnement ($V_e=1\text{m/s}$).....	42
Figure IV.3 Variation de la température en fonction de rotation sans rayonnement ($V_e=2\text{m/s}$).....	43
Figure IV.4 Variation de la température en fonction de rotation avec rayonnement ($V_e=2\text{m/s}$).....	43
Figure IV.5 Variation de la température en fonction de rotation sans rayonnement ($V_e=3\text{m/s}$).....	44
Figure IV.6 Variation de la température en fonction de rotation avec rayonnement ($V_e=3\text{m/s}$).....	45
Figure IV.7 Comparaison des profils de température le long de l'axe Z avec et sans rayonnement ($V_e=1\text{m/s}$).....	46
Figure IV.8 Comparaison des profils de température le long de la paroi du rotor avec et sans rayonnement ($V_e=3\text{m/s}$).....	46
Figure IV.9 Contours de température sans l'influence du rayonnement.....	47
Figure VI.10 Contours de température avec l'influence du rayonnement.....	47
Figure IV.11 Variation de la température en fonction de vitesse de soufflage sans rayonnement ($\omega_R=0\text{rad/s}$).....	48
Figure IV.12 Variation de la température en fonction de vitesse de soufflage avec rayonnement ($\omega_R=0\text{rad/s}$).....	49

Liste des figures

Figure IV.13 Variation de la température en fonction de vitesse de soufflage sans rayonnement ($\omega_R = 6.3 \text{ rad/s}$).....	50
Figure IV.14 Variation de la température en fonction de vitesse de soufflage avec rayonnement ($\omega_R = 6.3 \text{ rad/s}$).....	50
Figure IV.15 Variation de la température en fonction de vitesse de soufflage sans rayonnement ($\omega_R = 12.6 \text{ rad/s}$).....	51
Figure IV.16 Variation de la température en fonction de vitesse de soufflage avec rayonnement ($\omega_R = 12.6 \text{ rad/s}$).....	52
Figure IV.17 Variation de la température en fonction de vitesse de soufflage sans rayonnement ($\omega_R = 79 \text{ rad/s}$).....	53
Figure IV.18 Variation de la température en fonction de vitesse de soufflage avec rayonnement ($\omega_R = 79 \text{ rad/s}$).....	53
Figure IV.19 Contours de température sans l'influence du rayonnement.....	54
Figure IV.20 Contours de température avec l'influence du rayonnement.....	55
Figure IV.21 Profil de température pour différents entrefers sans rayonnement.....	55
Figure IV.22 Profil de température pour différents entrefers avec rayonnement.....	56

Annexe

Figure 1 Fonction de Planck adimensionnée.....	62
---	----

Liste des tableaux

Tableau **III.1:** L'application numérique pour $R_1=1$ et R_2 variable .

Tableau III.2: Constantes du modèle k- ϵ standard.

Tableau III.3: Constantes du modèle k- ϵ RNG

Tableau III.4: Constantes du modèle k- ω SST.

Tableau III.5 Les différents maillage.

Introduction générale

Durant ces dernières années, le développement des machines électriques occupe une place prépondérante dans tous les secteurs industriels. Ces machines sont des dispositifs électriques qui permettent de générer un mouvement ou une énergie mécanique à partir d'une énergie électrique et inversement.

La conception de ces machines est un problème multi-physique comprenant des conceptions électromagnétiques, thermiques et structurelles, qui sont toutes liées. L'analyse thermique est un sujet important qui peut affecter les performances électriques de la machine. En effet, une température de fonctionnement trop élevée peut entraîner des pertes de puissance inutiles et affecter le rendement de la machine.

Une machine électrique se compose d'une partie fixe qui s'appelle stator et une partie tournante appelée rotor, séparé par un entrefer. La transformation de l'énergie d'une forme en une autre au moyen d'une machine s'accompagne toujours par un échauffement des différentes parties de la machine et l'accroissement de la température peut modifier également les propriétés du matériau. D'un point de vue structurel, dans le cas d'une machine qui fonctionne à des vitesses variables, les températures élevées peuvent induire à des contraintes mécaniques dues à la dilatation thermique et même à une fatigue thermique. L'utilisation croissante d'aimants permanents dans les machines électriques suscite un intérêt accru pour le développement des solutions de refroidissement en raison de leurs propriétés thermophysiques.

Pour éviter le dépassement des températures critiques dans la machine, il est nécessaire d'utiliser un système de refroidissement et de ventilation extrêmement efficace, capable d'assurer une évacuation suffisante de la chaleur interne de la machine. Il existe plusieurs façons de refroidir les machines électriques où le refroidissement par l'air est souvent utilisé pour évacuer la chaleur des machines électriques de faible ou moyenne puissance.

I.1 Introduction

L'entrefer d'une machine électrique est le lieu de phénomènes très particuliers. Des corrélations existent pour des entrefers lisses ou rainurés avec ou sans écoulement axial. Ce domaine est le sujet de beaucoup d'études.

I.2 Quelques travaux effectués sur les transferts thermique en espace annulaire

Dans la dernière décennie, beaucoup des travaux scientifiques ont été présentés pour étudier le comportement thermique et dynamique d'un écoulement laminaire et turbulent entre deux cylindres de forme circulaire. l'objectif principal de ces travaux est de capter la quantité de chaleur transférée entre les parois des cylindres et l'écoulement.

L. K. Saha et al. [1] ont examiné la convection naturelle entre deux cylindres horizontaux de forme circulaire (Figure I.1). les deux cylindres sont stationnaires avec deux valeurs de température différentes. le travail est accompli numériquement en deux-dimensions en régime laminaire. le travail teste l'influence de la valeur du nombre de Rayleigh et les caractéristiques thermo-fluidiques du fluide sur le transfert thermique. les résultats ont montré que l'augmentation du nombre de Ra favorise l'efficacité thermique.

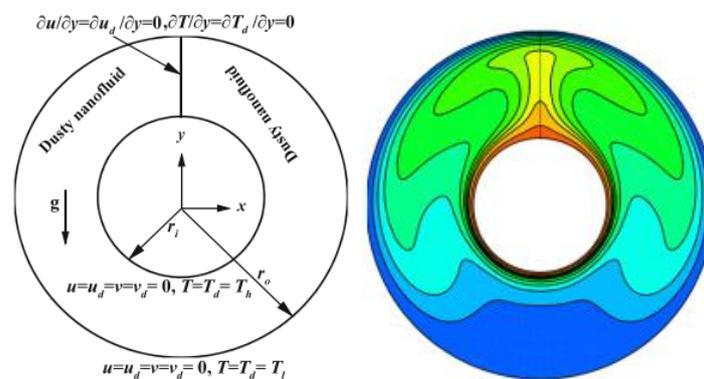


Figure I.1 L'illustration schématique du champ physique. [1]

O. Benhizia, M. Bouzit, A. Z. Dellil [2] ont examiné numériquement la convection naturelle dans un espace annulaire qui est rempli avec des fluides non-Newtoniens. l'espace annulaire est formée par deux cylindres circulaire non-concentrique (voir Figure I.2). le fluides non-Newtonien est modelé par le modèle d'Oswald. la simulation numérique a été fait pour un régime permanent bidimensionnel. le test étudie l'impact du nombre de Rayleigh, l'indice de

puissance et le déplacement vertical du cylindre intérieur sur le taux du transfert thermique et le comportement dynamique de l'écoulement. les résultats du travail ont montré que la réduction de l'indice de puissance n fait augmenter le transfert thermique sous le mode convection naturelle, le déplacement vers le bas du cylindre intérieur favorise aussi le transfert thermique.

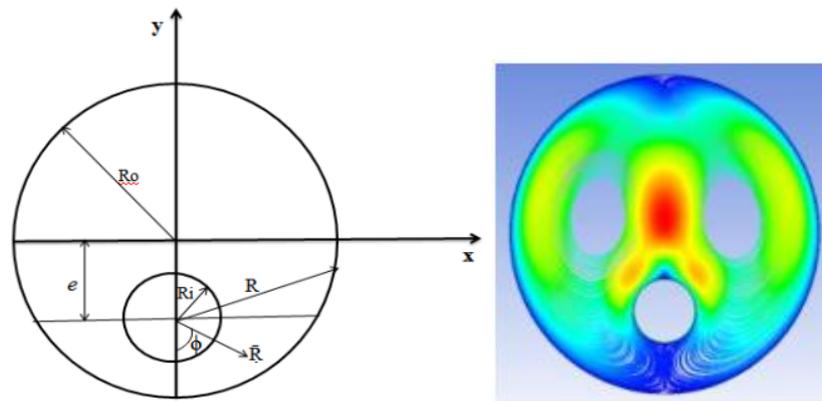


Figure I.2 Description du problème physique. [2]

A.Z. Dellil, A. Azzi [3] ont fait une étude numérique du transfert de chaleur par convection dans l'espace annulaire-cylindrique d'un flux axial d'air, entre un rotor tournant à vitesse angulaire constante et un stator fixe. Trois cas de configurations géométriques sont étudiés. Au départ, les surfaces du rotor-stator sont lisses. Dans une deuxième étape, la paroi du rotor est ondulée le long du cylindre et l'autre est lisse et le dernier cas consiste à réaliser les mêmes rainures sur le stator. Les résultats numériques obtenus en flux rotatif (pour différentes vitesses de rotation du rotor) ont montré que la présence des rainures augmente le transfert de chaleur à mesure que la vitesse augmente. En présence d'un flux d'air axial, les résultats conduits en turbulence montrent que le cas de l'entrefer magnétique lisse est intéressant en terme de chaleur. Cette étude numérique est réalisée avec le code CFX

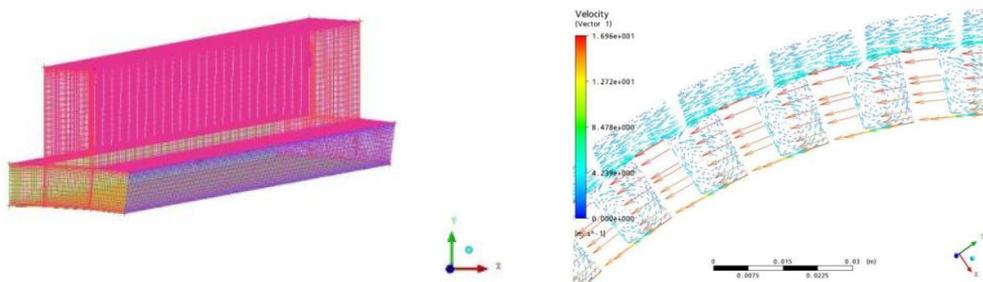


Figure I.3 Distribution de vitesse à l'intérieur de la rainure (rotor rainuré) [3]

H. Laidoudi, H. Ameer [4] ont étudié numériquement la convection mixte entre deux cylindres horizontaux de forme circulaire. le cylindre intérieur est chaud mais le cylindre extérieur est froid. l'espace annulaire est complètement remplie avec un fluide newtonien et non-newtonien. le travail a été divisé en trois cas selon la direction de rotation des cylindres. les résultat ont montré que la vitesse de rotation des cylindres est un paramètre très influençant sur le comportement thermique (Figure I.4).

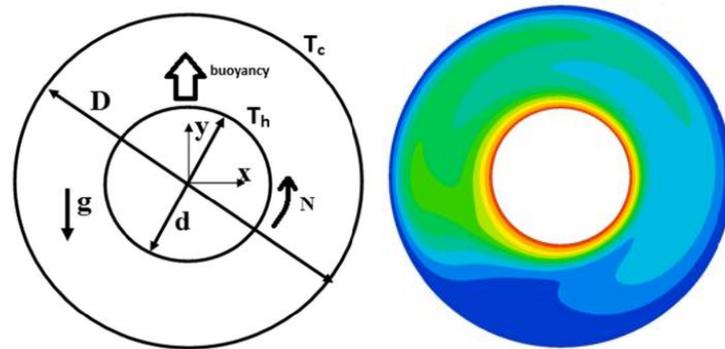


Figure I.4 Schéma de l'espace annulaire étudié [4]

Y. Attou, A. Z. Dellil, A. Meghdir [5] ont fait une étude numérique d'un espace annulaire d'un deux cylindres co-axiaux. Le travail a été fait avec le code commercial ANSYS-Fluent. le régime de l'écoulement est purement turbulent. le cylindre intérieur est considéré comme un rotor rotatif avec une température ambiante tandis que le cylindre extérieur est considéré comme un stator avec une basse température (voir la Figure I.5). Ce travail propose une nouvelle configuration géométrique, 10 cavités sont créés sur le stator et le rotor. les résultats montrent l'influence de la forme de et la vitesse de rotation des cylindres sur le transfert thermique. il y est conclu que la nouvelle forme étudié des cylindres a un impact très important sur le transfert thermique.

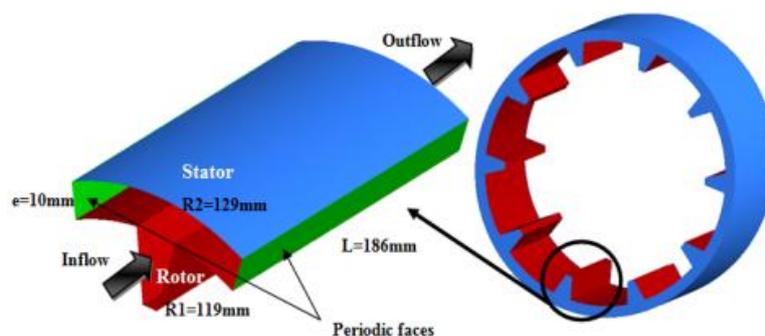


Figure I.5 Le travail effectué par Y. Attou, A. Z. Dellil, A. Meghdir [5]

V. Le Dez, H. Sadat [6] ont étudié le champ radiatif interne à l'intérieur d'un milieu semi-transparent gris émetteur-absorbant à l'équilibre radiatif, enfermé dans une cavité annulaire cylindrique délimitée par des surfaces chaudes et réfléchissantes est proposée. Ont montre que le champ radiatif peut être complètement décrit par des coefficients de pondération purement géométriques qui permettent de déterminer le champ de température pour tout transfert thermique combiné avec rayonnement. Il est à noter qu'aucun effet de rayon ne se produit puisque la seule discrétisation numérique est purement spatiale. La méthode proposée donne des résultats d'une bonne précision pour les champs de température et de flux à l'intérieur de l'espace annulaire.

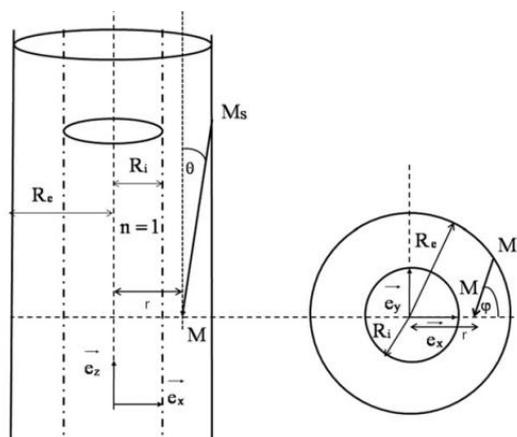


Figure I.6 Le travail effectué par V. Le Dez, H. Sadat [6]

Chang et al. [7] ont mis au point une méthode, dite des flux modifiés, pour étudier la convection naturelle en présence du rayonnement dans une enceinte rectangulaire bidimensionnelle comportant une cloison verticale.

Webb et Viskanta [8] ont analysé, à l'aide d'un modèle radiatif monodimensionnel, la convection naturelle provoquée par un rayonnement extérieur dans un milieu semi-transparent rectangulaire.

Desreyaud et Lauriat [9], puis Fusegi et Farouk [10], ont utilisé la méthode P1 des harmoniques sphériques d'ordre 1 [11] dans le cas de la convection naturelle couplée avec le rayonnement à l'intérieur d'une enceinte rectangulaire. Toutefois, cette méthode ne donne des résultats satisfaisants que pour des milieux optiquement épais. Au contraire, quand l'épaisseur optique est faible, la précision est insuffisante et les flux aux frontières sont très mal estimés.

Yucel et al. [12] ont considéré le même problème en utilisant la méthode des ordonnées discrètes, qui a été adaptée à cette géométrie par Fiveland [13]. Cette méthode est très utilisée à cause de sa souplesse et de sa simplicité. Elle est bien adaptée aux problèmes de couplage, et est facile à formuler, même pour des cas multidimensionnels ou des surfaces complexes. Les méthodes d'intégration directe de l'équation du transfert radiatif font appel à diverses techniques : YIX. [14], qui permettent de réduire l'ordre des intégrales et, par suite, le temps de calcul.

Récemment, Tan et Howell [15] ont adapté la méthode produit-intégrale pour résoudre l'équation du transfert radiatif dans un problème de rayonnement-convection naturelle et l'intérieur d'une enceinte rectangulaire bidimensionnelle.

En 1990, Chui et Raithby [16] ont présenté une variante (FVM) de la méthode des volumes finis pour résoudre l'équation du transfert radiatif, parfaitement compatible avec la technique des volumes de contrôle utilisée dans les problèmes de convection [17]. Le principe de cette méthode consiste à diviser le domaine en plusieurs volumes de contrôle, l'espace angulaire en plusieurs angles solides de contrôle et à intégrer l'équation du transfert radiatif dans chaque volume et dans chaque angle de contrôle. Formulée dans un système de coordonnées non-orthogonales, elle permet de traiter des géométries complexes [18]. Ces auteurs l'ont mise en œuvre pour étudier le transfert radiatif dans des enceintes rectangulaires et cylindriques [19].

Chai et al. [20] l'ont utilisée dans des enceintes bidimensionnelles et tridimensionnelles, en présence d'une source de chaleur, puis développée [21] dans un système de coordonnées, curvilignes, afin d'étudier des géométries irrégulières.

Lee et al. [22] s'en sont servi pour résoudre l'équation du transfert radiatif dans un problème de rayonnement-convection ; elle leur a permis de faire une analyse paramétrique des transferts radiatif et convectif autour d'un cylindre circulaire placé dans un écoulement transversal.

M.N. Borjini, C. Mbow, M. Daguenele [23] ont fait une étude autour de l'influence du rayonnement sur la convection naturelle thermique, bidimensionnelle, laminaire et permanente, qui se développe dans un espace annulaire situé entre deux cylindres horizontaux de sections circulaires (Figure 1.9). Cet espace est rempli d'un gaz gris qui émet, absorbe et diffuse isotropiquement le rayonnement. L'étude paramétrique du couplage rayonnement-convection naturelle met en évidence l'influence du rayonnement sur le transfert de chaleur et

sur la stabilité de l'écoulement, ainsi que la sensibilité du problème aux paramètres radiatifs. Pour les trois configurations considérées, l'épaisseur optique du milieu semi-transparent et l'émissivité des parois de deux cylindres ont une grande influence sur le transfert de chaleur aussi bien par rayonnement que par convection. Le maximum de la fonction de courant est assez sensible à la variation de ces deux paramètres.

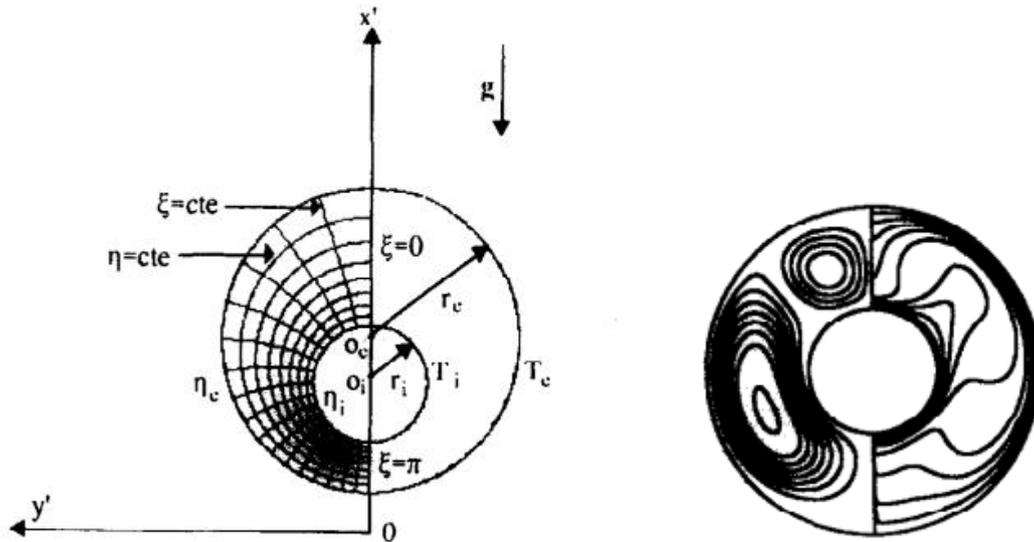


Figure I.7 Le travail effectué par M.N. Borjini et al [23]

I.3 Conclusion

Après cette présentation bibliographique des travaux. Nous étudions numériquement la convection forcée, en présence de rayonnement, dans un espace annulaire d'axe horizontal situé entre deux cylindres co-axiaux et concentriques.

II.1 Introduction

Dans les applications du domaine industriel, il existe un besoin croissant de machines électriques à haute densité de couple/puissance. Une densité de puissance plus élevée peut être obtenue en appliquant des densités de courant plus élevées aux enroulements de la machine électrique et/ou en faisant fonctionner la machine à des vitesses plus élevées. Une forte densité de courant dans le bobinage du stator entraîne des pertes importantes de cuivre et, à son tour, des températures élevées des points chauds. De plus, les vitesses élevées du rotor entraînent des fréquences de courant et de tension plus élevées qui augmentent les pertes de fer dans les tôles d'acier du stator et du rotor. L'augmentation des pertes de cuivre et de fer peut, si la chaleur résultante n'est pas correctement dissipée, provoquer une augmentation des températures. Malgré les efforts considérables qui ont été déployés pour traiter les problèmes thermiques des machines électriques comme le développement de systèmes de refroidissement complexes qui extraient efficacement les pertes des parties critiques de la machine. L'augmentation de température reste toujours une problématique surtout dans les parties de la machine qui sont difficiles à refroidir (par ex. le rotor). Pour cela il est primordial de connaître les méthodes des transferts thermiques dans les machines électriques.

II.2 Transferts de chaleur dans un écoulement annulo-cylindrique

II.2.1 Transfert de chaleur par conduction

Le transfert de chaleur par conduction est un transfert thermique par excitation moléculaire à l'intérieur d'un matériau sans mouvement de masse de la matière. Le transfert de chaleur par conduction dans les gaz et les liquides est dû aux collisions et à la diffusion des molécules lors de leur agitation et mouvement aléatoire. En revanche, le transfert de chaleur dans les solides est dû à la combinaison des vibrations du réseau des molécules, Il peut être vu comme un transfert d'énergie des particules chaudes qui ont une énergie de vibration élevée vers les particules froides d'énergie de vibration moins élevée. Dans les solides, le transfert d'énergie peut également se produire sous l'effet du déplacement d'électrons libres dans le réseau cristallin (par exemple pour les métaux).

Le transfert de chaleur par conduction est régi par une loi phénoménologique établie par Joseph Fourier en 1822, stipulant que la densité de flux échangée par conduction est proportionnelle au gradient de température (proportionnalité entre la cause (le gradient) et l'effet (le flux)). Cette loi, appelée loi de Fourier, s'écrit:

$$\vec{\varphi} = -\lambda \vec{\nabla} T \text{ en } \text{W/m}^2 \quad (3.2.1)$$

Le coefficient de proportionnalité, λ , est la conductivité thermique, en W/m/K. La conductivité thermique désigne la capacité d'un matériau à transporter la chaleur par conduction. Elle dépend généralement de la température et la nature du corps. Pour les matériaux conducteurs de la chaleur, λ sera élevée et inversement sera faible pour les isolants. [24]

II.2.2 Transfert de chaleur par Convection

L'énergie thermique transférée entre une surface et un fluide en mouvement à des températures différentes est appelée convection. En réalité, il s'agit d'une combinaison de la diffusion et du mouvement de masse des molécules. Près de la surface, la vitesse du fluide est faible et la diffusion domine. À distance de la surface, le mouvement de masse augmente l'influence et domine. Le transfert de chaleur modifie l'énergie interne des deux systèmes impliqués selon la première loi de la thermodynamique.

Le transfert de chaleur convectif peut être :

- Convection forcée ou assistée.
- Convection naturelle ou libre.

Convection forcée

La convection forcée se produit lorsqu'un flux de fluide est induit par une force extérieure, telle qu'une pompe, un ventilateur ou un mélangeur, un agitateur ou même le vent. En convection forcée, la poussée d'Archimède est négligeable devant les forces servant à mettre le fluide en mouvement.

Convection naturelle

La convection naturelle est causée par les forces de flottabilité dues aux différences de densité causées par les variations de température du fluide. Lors du réchauffement, le changement de densité dans la couche limite provoque l'élévation du fluide et son remplacement par un fluide plus froid qui, lui aussi, se réchauffe et s'élève. Ce phénomène continu est appelé convection libre ou naturelle.

Convection mixte

On parlera de convection mixte lorsque la convection naturelle et la convection forcée coexistent dans un système. Le transfert de chaleur par unité de surface par convection a été décrit pour la première fois par Newton et cette relation est connue sous le nom de loi de Newton sur le refroidissement. L'équation de la convection peut être exprimée comme suit :

$$q = h_c A dT \quad (3.2.2)$$

Où :

q est la chaleur transférée par unité de temps (W), A est la surface de transfert de chaleur de la surface (m^2), h_c est le coefficient de transfert de chaleur par convection du processus ($W/m^2.c$), dT est différence de température entre la surface et le fluide en (c).[24]

II.2.3 Transfert de chaleur par rayonnement

Le rayonnement diffère des mécanismes de transfert de chaleur par conduction et convection, dans le sens qu'il ne nécessite pas la présence d'un milieu matériel.

Le transfert d'énergie par rayonnement se produit à la vitesse de la lumière et ne subit aucune atténuation dans le vide. Le rayonnement peut se produire entre deux corps séparés même dans le vide. Selon la théorie de Maxwell, le transfert d'énergie se fait par ondes électromagnétiques dans le rayonnement. Les ondes électromagnétiques transportent l'énergie comme les autres ondes et se déplacent à la vitesse de la lumière.

II.2.3.1 Corps noir

Un corps noir est défini comme un émetteur et un absorbeur parfait de radiations. À une température et une longueur d'onde donnée, aucune surface ne peut émettre plus d'énergie qu'un corps noir. Un corps noir est un émetteur diffus, ce qui signifie qu'il émet des radiations uniformément dans toutes les directions. De plus, un corps noir absorbe également tous les rayonnements incidents, quelle que soit la longueur d'onde et la direction.

L'énergie de rayonnement émise par un corps noir par unité de temps et par unité de surface peut être déterminée à partir de la loi Stefan-Boltzmann :

$$E_b = \sigma T^4 \quad (W/m^2) \quad (3.2.3)$$

Où

$$\sigma = 5.67 \times 10^{-8} \quad \left(\frac{W}{m^2.k^4}\right) \quad (3.2.4)$$

Où T est la température absolue de la surface en K et E_b est appelé le pouvoir émissif du corps noir.

II.2.3.2 Les lois de rayonnement thermique

Les ondes électromagnétiques transportant l'énergie dans le rayonnement thermique sont caractérisées par leur fréquence ν (Hz) et longueur d'onde λ (μm), où :

$$\lambda = c/\nu \quad (3.2.5)$$

Où c est la vitesse de la lumière dans ce milieu ; dans le vide $c_0 = 2,99 \times 10^8 \text{ m/s}$.

Notez que la fréquence et la longueur d'onde sont inversement proportionnelles. La vitesse de la lumière dans un milieu est liée à la vitesse de la lumière dans le vide,

$$c = c_0/n \quad (3.2.6)$$

Où n est l'indice de réfraction du milieu, $n = 1$ pour l'air et $n = 1,5$ pour l'eau.

Notez que la fréquence d'une onde électromagnétique dépend uniquement de la source et est indépendante du milieu.[25]

La fréquence d'une onde électromagnétique peut varier de quelques cycles à des millions de cycles et plus par seconde. Einstein a avancé une autre théorie pour les rayonnements électromagnétiques. Selon cette théorie, le rayonnement électromagnétique est la propagation d'un ensemble de paquets d'énergie discrets appelés photons. Dans cette optique, chaque photon de fréquence ν est considéré comme ayant une énergie de

$$e = h\nu = hc/\lambda \quad (3.2.7)$$

Où $h = 6,625 \times 10^{-34} \text{ J.s}$ est la constante de Planck.

Notez que dans la théorie d'Einstein, h et c sont des constantes, donc l'énergie d'un photon est inversement proportionnelle à sa longueur d'onde. Par conséquent, les rayonnements de courte longueur d'onde possèdent des énergies de photons plus puissantes (les rayons X et gamma sont très destructeurs).

Émissivité

L'émissivité d'une surface est définie comme le rapport entre le rayonnement émis par la surface et le rayonnement émis par un corps noir à la même température. Ainsi,

$$0 \leq \varepsilon \leq 1$$

L'émissivité est une mesure de la proximité d'une surface avec un corps noir, ε du corps est égale à 1.

L'émissivité d'une surface n'est pas une constante ; elle est fonction de la température de la surface et de la longueur d'onde ainsi que de la direction du rayonnement émis, $\varepsilon = \varepsilon(T, \lambda, \theta)$

où θ est l'angle entre la direction et la normale de la surface. L'émissivité totale d'une surface est l'émissivité moyenne d'une surface dans toutes les directions et sur toutes les longueurs d'onde :

$$\varepsilon(T) = \frac{E(T)}{E_b T} = \frac{E(T)}{\sigma T^4} \rightarrow E(T) = \varepsilon(T)\sigma T^4 \quad (3.2.8)$$

L'émissivité spectrale est définie de manière similaire :

$$\varepsilon_\lambda(T) = \frac{E_\lambda(T)}{E_{b\lambda}(T)} \quad (3.2.9)$$

Où $E_\lambda(T)$ est le pouvoir émissif spectral de la surface réelle. Comme indiqué, l'émission de rayonnement d'une surface réelle diffère de la distribution de Planck.[25]

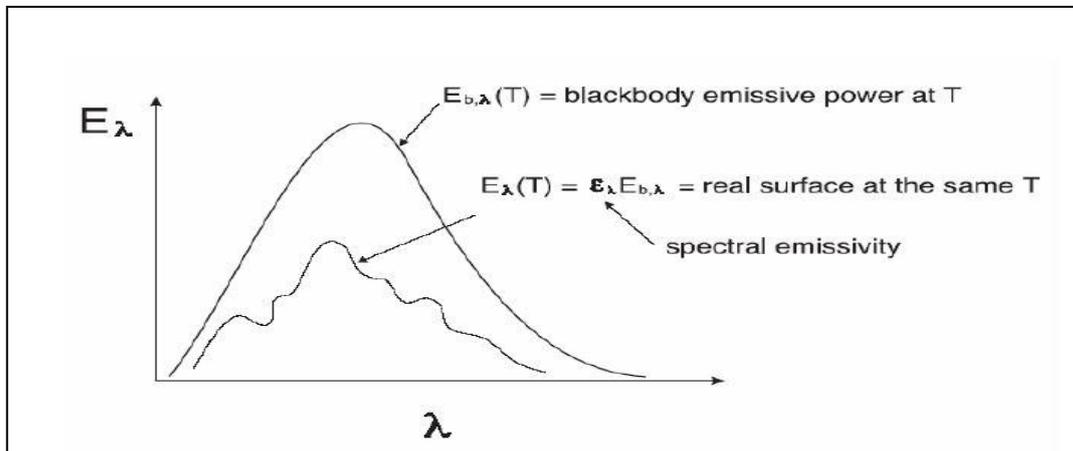


Figure II.1: Comparaison du pouvoir émissif d'une surface réelle et d'un corps noir.

Pour faciliter les calculs de rayonnement, nous définissons les approximations suivantes :

Surface diffuse : est une surface dont les propriétés sont indépendantes de la direction.

Surface grise : est une surface dont les propriétés sont indépendantes de la longueur d'onde.

Par conséquent, l'émissivité d'une surface grise et diffuse est l'émissivité hémisphérique totale (ou simplement l'émissivité totale) de cette surface. Une surface grise devrait émettre autant de rayonnement que la surface réelle qu'elle représente à la même température :

$$\varepsilon(T) = \frac{\int_0^\infty \varepsilon_\lambda(T) E_{b\lambda}(T) d\lambda}{\sigma T^4} \quad (3.2.10)$$

Comportement d'une surface vis à vis du rayonnement

Lorsqu'un rayonnement thermique est reçu sur une surface, il subit d'une manière générale

trois phénomènes comme l'illustre la figure ci-dessus

- ✓ La réflexion
- ✓ L'absorption.
- ✓ La transmissivité.

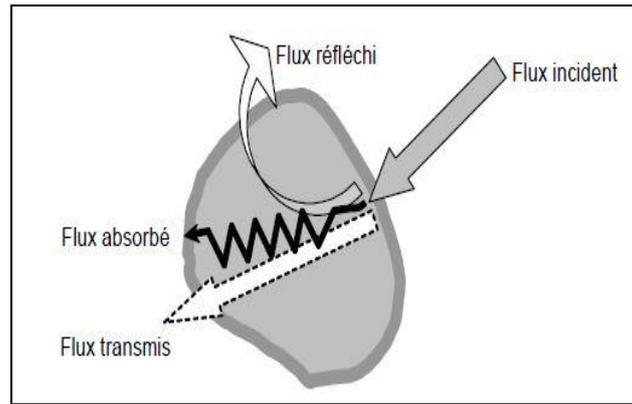


Figure II.2: Comportement général d'un flux rayonnant sur une surface quelconque. [3]

L'énergie de rayonnement incidente sur une surface par unité de surface par unité de temps est appelée l'irradiation, G .

Absorption α : est la fraction de l'irradiation absorbée par la surface.

Réfectivité ρ : est la fraction de l'irradiation réfléchie par la surface.

Transmissivité τ : est la fraction de l'irradiation transmise par la surface.

Radiosité J : énergie totale de rayonnement provenant d'une surface, par unité de surface par unité temps. Il s'agit de la somme des radiations réfléchies et émises.

- **Absorption** : $\alpha = \frac{\text{le rayonnement absorbé}}{\text{le rayonnement incident}} = \frac{G_{abs}}{G} \quad 0 \leq \alpha \leq 1$
- **Réfectivité** : $\rho = \frac{\text{le rayonnement réfléchi}}{\text{le rayonnement incident}} = \frac{G_{ref}}{G} \quad 0 \leq \rho \leq 1$
- **Transmission** : $\tau = \frac{\text{le rayonnement transmis}}{\text{le rayonnement incident}} = \frac{G_{tr}}{G} \quad 0 \leq \tau \leq 1$

En appliquant la première loi de la thermodynamique, la somme des radiations absorbées, réfléchies et transmises doit être égale au rayonnement incident :

$$G_{abs} + G_{ref} + G_{tr} = G \quad (3.2.11)$$

Diviser par G :

$$\alpha + \rho + \tau = 1 \quad (3.2.12)$$

Notez que l'absorptivité α est presque indépendante de la température de surface et qu'elle dépend fortement de la température de la source à laquelle le rayonnement incident est originaire.

Loi de Kirchhoff

Considérons une cavité isotherme et une surface à la même température T . À l'état stable (équilibre) condition thermique

$$G_{\text{abs}} = \alpha G = \alpha \sigma T^4 \quad (3.2.13)$$

et les radiations émises

$$E_{\text{emit}} = \varepsilon \sigma T^4 \quad (3.2.14)$$

L'émissivité hémisphérique totale d'une surface à la température T est égale à son absorptivité hémisphérique totale pour le rayonnement provenant d'un corps noir à la même température T . C'est ce qu'on appelle la loi de Kirchhoff.

Le facteur de forme

Le transfert de chaleur par rayonnement entre les surfaces dépend de l'orientation des surfaces les unes par rapport aux autres ainsi que leurs propriétés de rayonnement et températures.

Le facteur de forme (ou facteur de vue) est un paramètre purement géométrique qui tient compte les effets de l'orientation sur le rayonnement entre les surfaces.

Dans les calculs des facteurs de forme, nous supposons un rayonnement uniforme dans toutes les directions tout au long la surface, c'est-à-dire que les surfaces sont isothermes et diffuses. De plus, le milieu entre deux surfaces n'absorbe, n'émet et ne diffuse pas de rayonnement.

$F_{i \rightarrow j}$ ou F_{ij} = la fraction du rayonnement quittant la surface i qui frappe la surface j directement.

Notez ce qui suit :

Le facteur de vue varie entre zéro et un.

$F_{ij} = 0$ indique que deux surfaces ne se voient pas directement. $F_{ij} = 1$ indique que la surface j entoure complètement la surface i .

Le rayonnement qui frappe une surface n'a pas besoin d'être absorbé par cette surface. F_{ii} est la fraction du rayonnement quittant la surface i qui se frappe directement. $F_{ii} = 0$ pour les surfaces planes ou convexes, et $F_{ii} \neq 0$ pour les surfaces concaves. [25]

Les relations de facteur de forme :

L'analyse du rayonnement d'une enceinte composée de N surfaces nécessite le calcul de N² facteurs de vue. Cependant, tous ces calculs ne sont pas nécessaires.

Une fois qu'un nombre suffisant de facteurs de vue est disponible, le reste peut être trouvé en utilisant les relations suivantes pour les facteurs de vue.

- **La règle de réciprocité**

Le facteur de vue F_{ij} n'est égal à F_{ji} que si les surfaces des deux surfaces sont égales.

On peut le démontrer :

$$A_i F_{ij} = A_j F_{ji} \quad (3.2.15)$$

- **La règle de la sommation**

Dans l'analyse du rayonnement, nous formons habituellement une enceinte. Le principe de la conservation de l'énergie exige que l'ensemble du rayonnement sortant de toute surface i d'une enceinte soit intercepté par les surfaces de l'enceinte. Par conséquent,

$$\sum_{j=1}^N F_{ij} = 1 \quad (3.2.16)$$

La règle de sommation peut être appliquée à chaque surface d'une enceinte en faisant varier i de 1 à N (nombre de surfaces). Ainsi, la règle de sommation donne N équations. La règle de réciprocité donne également 0,5 N (N-1) équations supplémentaires. Par conséquent, le nombre total de facteurs de vue qui doivent être évalués directement pour une enceinte à N surfaces devient :

$$N^2 - \left[N + \frac{1}{2} N(N-1) \right] = \frac{1}{2} N(N-1) \quad (3.2.17)$$

La méthode des cordes croisées

Les géométries telles que les canaux et les conduits qui sont très longs dans une direction peuvent être considérées comme bidimensionnelles (puisque le rayonnement à travers les surfaces d'extrémité peut être négligé). Le facteur de forme entre leurs surfaces peut être déterminé par la méthode des cordes croisées développée par H. C. Hottel, comme suit :

$$F_{ij} = \frac{\sum \text{cordes croisées} - \sum \text{cordes non croisées}}{2 \times (\text{cordes sur la surface } i)} \quad (3.2.18)$$

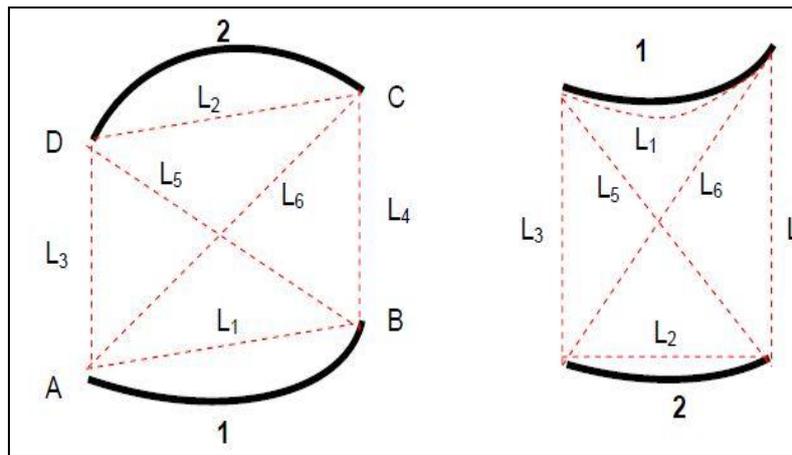


Figure II.3: Méthode des cordes croisées.[25]

$$F_{12} = \frac{(L_5+L_6)-(L_3+L_4)}{2L_1} \quad (3.2.18)$$

Rayonnement entre deux surfaces

L'analyse de l'échange de radiations entre les surfaces est compliquée par la réflexion. Cela peut être simplifié lorsque les surfaces sont supposées être des surfaces noires. Le rayonnement net entre deux surfaces peut être exprimé comme :

\dot{Q}_{12} = (rayonnement quittant la surface 1 qui remue directement la surface 2) – (le rayonnement quittant la surface 2 qui agit directement sur la surface 1). [26]

En appliquant la réciprocité $A_1 F_{12} = A_2 F_{21}$, on obtient :

$$\dot{Q}_{12} = A_1 F_{12} \sigma (T_1^4 - T_2^4) \quad (w) \quad (3.2.19)$$

Considérons une enceinte composée de N surfaces noires maintenues à des températures spécifiées. Pour chaque surface i, on peut écrire

$$\dot{Q}_i = \sum_{j=1}^N \dot{Q}_{ij} = \sum_{j=1}^N A_i F_{ij} \sigma (T_i^4 - T_j^4) \quad (w) \quad (3.2.20)$$

Selon la convention de signe, un taux de transfert de chaleur négatif indique que le rayonnement Le transfert de chaleur se fait vers la surface i (gain de chaleur).

Maintenant, nous pouvons étendre cette analyse aux surfaces non noires. Il est courant de supposer que les surfaces sont opaques, diffuses et grises. De plus, les surfaces sont considérées comme être isotherme. De plus, le fluide à l'intérieur de la cavité ne participe pas au rayonnement. La radiosité J est l'énergie totale de rayonnement provenant d'une surface,

par unité de surface par unité de temps. Il s'agit de la somme des radiations réfléchies et émises.

Pour une surface i qui est grise et opaque ($\varepsilon_i = \alpha_i$ et $\alpha_i + \rho_i = 1$), la Radiosité peut être exprimée comme :

$$j_i = \varepsilon_i E_{bi} + \rho_i G_i \quad (3.2.21)$$

$$j_i = \varepsilon_i E_{bi} + (1 - \varepsilon_i) G_i \quad (w/m^2) \quad (3.2.22)$$

$$j_i = \varepsilon_i E_{bi} = \sigma T^4 \quad (\text{pour un corps noir}) \quad (3.2.23)$$

Notez que la radiosité d'un corps noir est égale à son pouvoir émissif.

En utilisant un bilan énergétique, le taux net de transfert de chaleur par rayonnement à partir d'une surface i de la surface A_i peut-être exprimé comme

$$\dot{Q}_i = A_i (J_i - G_i) \quad (w) \quad (3.2.24)$$

$$\dot{Q}_i = A_i \left(J_i - \frac{j_i - \varepsilon_i E_{bi}}{1 - \varepsilon_i} \right) = \frac{A_i \varepsilon_i}{1 - \varepsilon_i} (E_{bi} - J_i) \quad (3.2.25)$$

En analogie électrique avec la loi d'Ohm, une résistance thermique peut être définie comme

$$\dot{Q}_i = \frac{E_{bi} - J_i}{R_i} \quad (3.2.26)$$

$$R_i = \frac{1 - \varepsilon_i}{A_i \varepsilon_i} \quad (3.2.27)$$

où R_i est appelé la résistance de surface aux radiations. Notez que la résistance de surface aux radiations pour un corps noir est nulle.

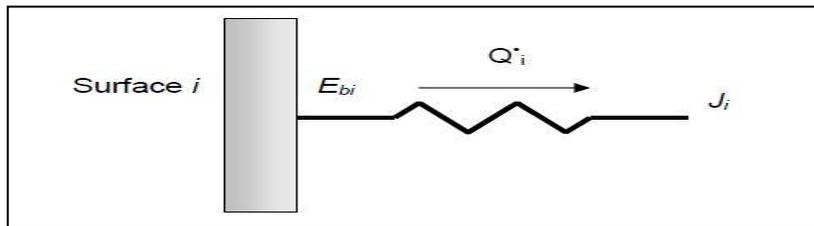


Figure II.4 : Résistance de surface aux radiations. [25]

Pour les surfaces isolées ou adiabatiques, le transfert net de chaleur à travers celles-ci est nul. Dans ce cas, la surface est appelée surface irradiante. Il n'y a pas de transfert net de chaleur vers une surface de réémission.

Rayonnement net entre deux surfaces

Considérons deux surfaces diffuses, grises et opaques de forme arbitraire maintenues à des températures uniformes. Le taux net de transfert de chaleur par rayonnement de la surface i à la surface j peut être exprimé

$$\dot{Q}_{ij} = A_i J_i F_{ij} - A_j J_j F_{ji} \quad (w) \quad (3.2.28)$$

Appliquant la réciprocité

$$\dot{Q}_{ij} = A_i F_{ij} (J_i - J_j) \quad (w) \quad (3.2.29)$$

Par analogie avec la loi d'Ohm, une résistance peut être définie comme

$$\dot{Q}_{ij} = \frac{J_i - J_j}{R_{ij}} \quad (3.2.30)$$

$$R_{ij} = \frac{1}{A_i F_{ij}} \quad (3.2.31)$$

où R_{ij} est appelé la résistance de l'espace aux radiations.

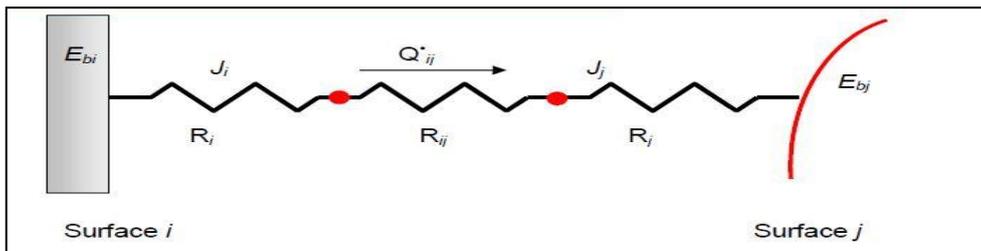


Figure II.5 : Résistances des réseaux électriques, des surfaces et de l'espace [25]

Dans une enceinte à N surfaces, le principe de conservation de l'énergie exige que le transfert net de chaleur de la surface i soit égal à la somme des transferts nets de chaleur de i vers chacune des N surfaces de l'enceinte.

$$\dot{Q}_i = \sum_{j=1}^N \dot{Q}_{ij} = \sum_{j=1}^N \frac{J_i - J_j}{R_{ij}} \quad (w) \quad (3.2.32)$$

Nous avons déjà établi une relation pour le rayonnement net d'une surface

$$\dot{Q}_i = \frac{E_{bi} - J_i}{R_i} \quad (w) \quad (3.2.33)$$

La combinaison de ces deux relations donne :

$$\frac{E_{bi} - J_i}{R_i} = \sum_{j=1}^N \frac{J_i - J_j}{R_{ij}} \quad (w) \quad (3.2.34)$$

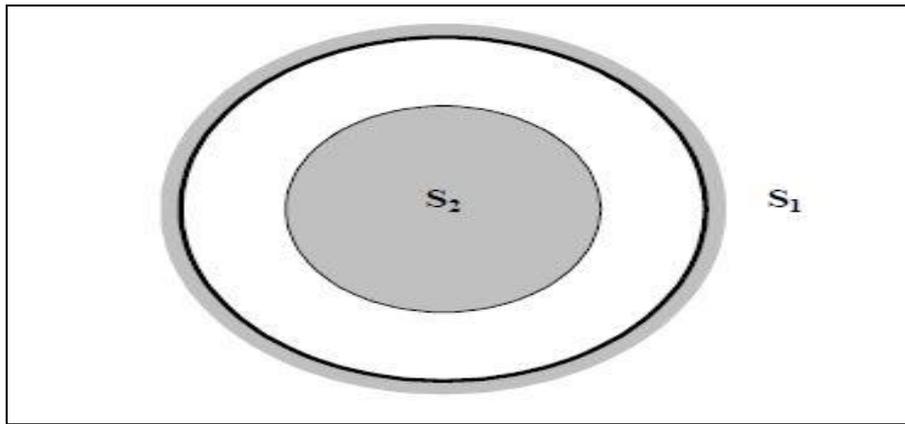


Figure II.6 : Enceinte formée par l'espace annulaire entre deux cylindres coaxiaux

Relation de réciprocité : $S_1 F_{12} = S_2 F_{21}$

Relations d'enceinte : $F_{11} + F_{12} = 1$ et $F_{21} + F_{22} = 1$

Comme la surface S_2 est convexe, $F_{22} = 0$ donc $F_{21} = 1$, on déduit F_{12} par la relation de réciprocité, soit $F_{12} = \frac{S_2 F_{21}}{S_1} = \frac{S_2}{S_1} = \frac{R_2}{R_1}$, R étant le rayon.

Méthode de résolution du problème des rayonnements

Dans les problèmes de rayonnement, la température ou le taux net de transfert de chaleur doit être donné pour chacune des surfaces afin d'obtenir une solution unique pour la température de surface et les taux de transfert de chaleur inconnus.

Nous utilisons la méthode du réseau qui est basée sur l'analogie du réseau électrique.

Les étapes suivantes doivent être suivies :

1. Former une enceinte.
2. Dessiner une résistance de surface associée à chaque surface de l'enceinte.
3. Relier les résistances de surface aux résistances d'espace.
4. Résoudre le problème des radiations (radiosités) en le traitant comme un problème de réseau électrique.

Notez que cette méthode n'est pas pratique pour les enceintes de plus de 4 surfaces.

II.3.3 Les équations de conservation de quantité de mouvement

La simulation de la géométrie et le traitement du problème physique envisagé s'appuie sur l'utilisation d'équations gouvernantes qui sont des équations aux dérivées partielles

déduites des principes classiques de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie [27].

Equation de continuité

Elle est déduite du principe de conservation de la masse et s'exprime sous la forme:

$$\text{Div } \vec{V}=0 \quad (3.3.1)$$

Conservation de la masse

Le principe de conservation de l'espèce mène à l'équation suivante :

$$\frac{\partial v}{\partial r} + \frac{v}{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial \theta} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (3.3.2)$$

Equation de quantité de mouvement

Le principe de conservation de la quantité de mouvement permet d'établir les relations entre les caractéristiques du fluide et son mouvement et les causes qui le produisent. L'équation de conservation de quantité de mouvement sans forces de volume est donnée par la relation suivante [27] :

-Selon la coordonnée azimutale :

$$v \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{u}{r} \frac{\partial v}{\partial \theta} - \frac{u^2}{r} + w \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + v \left(\frac{\partial^2 v}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{v}{r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 v}{\partial \theta^2} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial v}{\partial \theta} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) \quad (3.3.3)$$

-Selon la coordonnée radiale :

$$v \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{u}{r} \frac{\partial u}{\partial \theta} + w \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{uv}{r} = -\frac{1}{\rho r} \frac{\partial p}{\partial \theta} + v \left(\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{v}{r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 u}{\partial \theta^2} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial v}{\partial \theta} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \quad (3.3.4)$$

-Selon la coordonnée axiale :

$$v \frac{\partial w}{\partial r} + \frac{u}{r} \frac{\partial w}{\partial \theta} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + v \left(\frac{\partial^2 w}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial w}{\partial r} + \frac{1}{r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 w}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) + S_z \quad (3.3.5)$$

Équation de conservation d'énergie

Pour un écoulement compressible, l'équation de conservation de l'énergie donnée par l'expression suivante :

$$\rho c_p \left(v \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{u}{r} \frac{\partial T}{\partial \theta} + w \frac{\partial T}{\partial z} \right) = \lambda \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 T}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) \quad (3.3.6)$$

Où: u, v, w représentent respectivement les composantes radiale, tangentielle, axiale du vecteur vitesse.

II.4 Conclusion

La circulation du courant dans les circuits électriques ainsi que celle du flux dans le circuit magnétique entraîne des pertes qui se traduisent par une dissipation de chaleur. A ces pertes électriques et magnétiques s'ajoutent, les pertes mécaniques dues au mouvement de rotation de la machine. D'où la nécessité d'assurer le refroidissement.

Une représentation générale à été faite dans ce chapitre, le transfert de chaleur en général dans les machines électriques, les lois du rayonnement thermique dans une première partie ensuite une description du problème physique avec les équations de conservations de masse et de quantités de mouvement dans une deuxième partie. La modélisation de l'équation de transfert de radiatif c'est ce qui va être étudié dans le prochain chapitre.

III.1 Introduction

La turbulence d'un écoulement se caractérise principalement par une imprévisibilité du détail des fluctuations des variables aérodynamique du fluide et par l'existence d'un rotationnel de vitesse, ou, autrement dit, de tourbillons qui sont étroitement liés les uns aux autres. L'intensité de la turbulence peut être traduite, entre autre, par nombre de Reynolds qui représente le rapport entre le temps nécessaire à une perturbation pour être amortie par la viscosité du fluide et le temps mis par une particule pour traverser une distance caractéristique de l'écoulement sous l'effet de son inertie. Pour de faibles nombres de Reynolds, l'écoulement demeure laminaire de manière permanente, toute éventuelle instabilité étant immédiatement corrigée. Par contre, dès que ce nombre devient important, l'écoulement est le siège d'un régime turbulent élevé .

III.2. Les méthodes utilisées dans les échanges radiatifs

➤ Le modèle P1

L'approximation différentielle P1 est également une simplification de l'équation de transport de rayonnement, qui suppose que l'intensité de rayonnement est isotrope ou direction indépendante à un emplacement indiqué dans l'espace. La pleine forme de l'équation radiante d'énergie et la dérivation du modèle P1 pour le rayonnement sont données, Seulement un bref sommaire sera donné ici. Le flux spectral de chaleur rayonnante dans la limite de diffusion pour une émission, absorption, et dispersant linéairement le milieu, peut être calculé comme:

$$q_{rv} = -\frac{1}{3(K_{av}-K_{sv})-AK_{sv}} \nabla G_v \quad (3.2.11)$$

➤ Le modèle des ordonnées discrètes

La méthode des transferts discrets se distingue la méthode précédente par le fait qu'elle se base sur une formulation intégrale de l'équation de transfert radiatif, la méthode étant basée sur la technique du lanceur des rayons, elle est par conséquent indépendante du système de coordonnées utilisées et est donc applicable à des maillages orthogonaux utilisés pour modéliser des géométries complexes comme la modélisation du rayonnement dans les chambres de combustion, les chaudières. elle offre de nombreux avantages comme le traitement visuel du rayonnement, une bonne précision surtout une excellente adaptation aux maillages non structurés. Un de ses inconvénients majeurs est qu'elle très couteuse en temps de calcul.

➤ **Modèle de Rosseland**

L'approximation de Rosseland est une simplification de l'équation de transport radiatif pour le cas des milieux optiquement épais. elle introduit une nouvelle limite de diffusion dans L'équation originale de transport d'énergie avec un coefficient de diffusion dépendant de la température. Une bonne source pour la simplification de équation de transport de rayonnement. Tout le flux de chaleur rayonnante dans un milieu optiquement épais et linéairement anisotrope de dispersion peut être écrit comme:

$$q_r = - \int_0^\infty \frac{4}{3\beta - CK_s} \nabla E_{bv} dv \quad (3.2.12)$$

là où β e est le coefficient d'extinction (c.-à-d. L'absorption plus la dispersion.) Quand l'approximation de Rosseland est introduite dans l'équation de transport d'énergie, le flux de conduction et de chaleur rayonnante peut être combiné.

$$q = q_c + q_r = -(K + K_r) \nabla T \quad (3.2.13)$$

$$K_r = - \frac{16\sigma n^2 T^3}{3\beta} \quad (3.2.14)$$

où k est la conductivité thermique et le k_r , est la conductivité radiative le modèle Rosseland n'est valide que dans les milieux optiquement épais. Il utilise cette hypothèse pour simplifier l'équation de transport de l'énergie.

$$q_{r,w} = \frac{-\sigma(T_w^4 - T_g^4)}{\psi} \quad (3.2.15)$$

$$\Psi = \frac{3}{4\pi} \int_0^1 \text{atan} \frac{1}{\phi_v} d\phi \quad (3.2.16)$$

$$\phi_v = \frac{1}{\pi} \left[\frac{\beta K}{18\phi^3 \sigma T_w^3} - \frac{2}{\phi} - \ln \frac{1-\phi}{1+\phi} \right] \quad (3.2.17)$$

➤ **Les méthodes de Monte Carlo (MMC)**

L'idée originale lancée par j.von Neumann et Ulam, était de traiter des problèmes aléatoires au moyen d'une analogie probabiliste. Certains problèmes possédants une ne peut obtenir par les méthodes numériques connues, peuvent être solution que l'on traités par les méthodes de Monte Carlo. Pour montrer l'application des MMC, nous proposons, l'exemple de deux disques de rayons différents et de même axe.

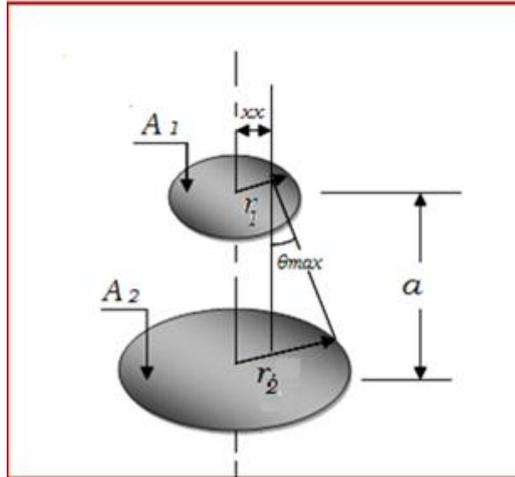


Figure III.1: deux disques de rayons différents

la solution exacte :

$$F_{1 \rightarrow 2} = \frac{1}{2} \left\{ X - \left[X^2 - 4 \left(\frac{R_2}{R_1} \right)^2 \right]^2 \right\} \quad (3.2.17)$$

avec : $R_1 = \frac{r_1}{a}$, $R_2 = \frac{r_2}{a}$

$$X = 1 + \frac{1 + R_2^2}{R_1^2} \quad (3.2.18)$$

la solution par la méthode de Monte Carlo nécessite le triangle du point d'émission de la surface A_1 :

$$xx = r_1 \cdot R_x \quad (3.2.19)$$

et les triangles limites :

$$\varphi_{min} = 0 , \quad \varphi_{max} = 2\pi \text{ et } \theta_{min} = 0$$

$$\theta_{max} = \arctg \left(\sqrt{xx^2 (\cos^2(\varphi) - 1) + R_2^2} - xx \cos(\varphi) \right) \quad (3.2.20)$$

L'application numérique est fait pour $R_1 = 1$, avec R_2 variable , voir le tableau suivant :

R_2	$F_{1 \rightarrow 2}$ exacte	$F_{1 \rightarrow 2}$ MMC	Erreur
2	0.763	0.775	0.02
0.5	0.960	0.9605	0
0.9	0.99	0.9901	0

Tableau III.1: L'application numérique pour $R_1=1$ et R_2 variable .

III.3 Modélisation de la turbulence

Actuellement, la technique CFD " Computational fluid dynamics" est devenu un outil largement utilisé dans l'industrie pour étudier les écoulements d'un fluide par la résolution numérique des équations régissant le fluide. Le présent chapitre présente les équations fondamentales de l'écoulement des fluides sur lesquelles sont basés tous les codes CFD. Il est important de comprendre les phénomènes physiques d'écoulement des fluides et la façon dont ils sont modélisés dans les CFD.



Figure III.2: La turbulence

Le code de calcul CFX permet d'utiliser différents modèles de turbulence, parmi lesquels on distingue deux grandes catégories de modélisation:

III.3.1 Modèles à viscosité turbulente (Eddy Viscosity Turbulence Models)

Basé sur l'hypothèse de Boussinesq qui consiste à modéliser directement les tensions de Reynolds à l'aide de la viscosité turbulente. Relativement facile à utiliser cependant, la qualité de modélisation de H, influe directement sur la qualité de l'écoulement moyen

III.3.1.1 Concept de la viscosité turbulente (Eddy Viscosity)

Au lieu de résoudre les équations de transport de chaque composante du tenseur de Reynolds, nous allons essayer de modéliser directement ces termes. La meilleure approximation connue est basée sur l'hypothèse de Boussinesq qui stipule que les contraintes de Reynolds peuvent être exprimées selon l'équation suivante :

$$\tau_{ij} = \frac{2}{3} \delta_{ij} k - 2\nu_t S_{ij} \quad (3.3.1)$$

Le premier terme est isotrope, alors que le deuxième reliant linéairement τ_{ij} au tenseur du taux de déformation S_{ij} , est symétrique.

Le coefficient de proportionnalité ν , désigne la viscosité turbulente qui contrairement à la viscosité cinématique est une caractéristique de l'écoulement et non pas du fluide.

III.3.1.2 Modèle aux tensions de Reynolds (Reynolds Stress Turbulence Models)

Les tensions de Reynolds sont calculées directement. La modélisation se porte alors sur des moments d'ordre supérieur. La mise en œuvre est plus délicate mais les résultats sont de meilleure qualité. Chacun de ces modèles est subdivisé en une variété de modèles [30].

Parmi les modèles utilisés dans le code de calcul CFX, on trouve principalement les modèles suivants :

- Les modèles à zéro équation ou modèles de longueur de mélange.
- Les modèles à deux équations : (Modèle k-e, k-w).
- Reynolds stress équation model (RSM).

III.3.2 Le modèle $k-\varepsilon$

Il s'agit d'un modèle à deux équations dans les modèles RANS, ce qui signifie que deux équations de transport doivent être résolues, une pour l'énergie cinétique turbulente k et une pour la dissipation turbulente ε qui représente le taux de dissipation de k . Le modèle $k-\varepsilon$ est le modèle de turbulence le plus utilisé. Il peut résoudre un large éventail de flux pertinents pour l'industrie sans modifier les constantes du modèle.

Les limites de ce modèle sont les couches de cisaillement faibles, la séparation des couches limites, les écoulements sur des surfaces courbes et les écoulements en rotation.

III.3.2.1 Le modèle $k-\varepsilon$ standard

Le modèle standard $k-\varepsilon$ est un modèle qui est basé sur la résolution des équations de transport de l'énergie cinétique turbulente k et de son taux de dissipation ε . L'écoulement est supposé entièrement turbulent et les effets de la viscosité moléculaire sont négligeables.

➤ Équations de transport pour le modèle $k-\varepsilon$

L'énergie cinétique turbulente k et son taux de la dissipation ε sont obtenues à partir des équations suivantes :

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j k)}{\partial x_j} = P_k - \rho \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) \quad (3.3.2)$$

et

$$\frac{\partial(\rho\varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j \varepsilon)}{\partial x_j} = C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} P_k - C_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\varepsilon \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) \quad (3.3.3)$$

Avec les constantes du modèle: $C_{\varepsilon 1}$; $C_{\varepsilon 2}$; σ_k ; σ_ε

$$\Gamma_k = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \quad ; \quad \Gamma_\varepsilon = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \quad (3.3.4)$$

Dans ces équations, P_k représente la production de l'énergie cinétique turbulente due au gradient de la vitesse moyenne:

$$P_k = \mu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \quad (3.3.5)$$

➤ **La viscosité turbulente**

μ_t est calculée en combinant k et ε comme suit:

$$\mu_t = C_\mu \rho \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (3.3.6)$$

C_μ est une constante du modèle. Les tenseurs de Reynolds sont calculés à partir de la relation de Boussinesq:

$$\overline{\rho u_i u_j} = - \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) + \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad (3.3.7)$$

➤ **Constantes Modèles :**

Les constantes du modèle obtenues à partir des expériences sur la turbulence ont pour valeurs:

Constantes	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$	C_μ	σ_k	σ_ε
Valeurs	1.44	1.92	0.09	1.0	1.3

Tableau III.2: Constantes du modèle k-ε standard.

III.3.2.2 Le modèle k-ε RNG

Un nouveau modèle k-ε RNG (Renormalization Group Theory) constitue une nouvelle version améliorée du modèle k-ε. En effet, il a l'avantage d'éviter une modélisation particulière au voisinage des parois, puisqu'il s'étend aux régions à bas nombre de Reynolds. Les équations de transport pour l'énergie cinétique turbulente et la dissipation de turbulence sont identiques à celles du modèle k-ε standard.

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \nabla(\rho U k) = \nabla \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \nabla k \right) + P_k - \rho \varepsilon \quad (3.3.8)$$

$$\frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t} + \nabla(\rho U \varepsilon) = \nabla \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \nabla \varepsilon \right) + \frac{\varepsilon}{k} (C_{\varepsilon 1 RNG} P_k - C_{\varepsilon 2 RNG} \rho \varepsilon) \quad (3.3.9)$$

$$C_{\varepsilon 1 RNG} = 1.42 - f_\eta \quad , \quad f_\eta = \frac{\eta(1 - \frac{\eta}{4.38})}{(1 + \beta_{RNG} \eta^3)} \quad \text{et} \quad \eta = \sqrt{\frac{P_k}{\rho C_{\mu RNG} \varepsilon}} \quad (3.3.10)$$

et C_{1RNG} , C_{2RNG} sont des constantes déterminées expérimentalement pour d'écoulements turbulents Patankar et Spalding.

Constantes	Cv	η_0	β	$\sigma_k = \sigma_\varepsilon$	$C_{1\varepsilon RNG}$	$C_{2\varepsilon RNG}$
Valeurs	0.0845	4,377	0,012	0,7179	1,42	1.68

Tableau III.3: Constantes du modèle k-ε RNG

III.3.2.3 Le modèle k-ε réalisable

Le modèle k-ε réalisable est une version modifiée du modèle k-ε standard où l'équation d'énergie cinétique k a été corrigée. Dans le modèle standard, les contraintes normales peuvent devenir négatives pour les écoulements ayant des taux de déformation moyens importants. Ceci est fait en utilisant une contrainte de réalisabilité sur le tenseur de contrainte prédit. Les composantes normales du tenseur des contraintes de Reynolds, qui par définition doivent être plus grandes que zéro, sont modélisées comme suit:

$$\langle u'_i u'_i \rangle = \sum_i \langle u_i'^2 \rangle = \frac{2}{3} k - 2\nu_T \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} = \frac{2}{3} k - 2C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} \quad (3.3.11)$$

Si le terme négatif incluant C_μ est suffisamment grand, la contrainte normale devient négative. Dans le modèle k-ε réalisable, le coefficient C_μ est pris en fonction de l'état local du flux pour s'assurer que la contrainte normale reste positive.

III.3.3 Le modèle k-ω SST

Le modèle de turbulence choisi pour cette étude est le modèle de transport des contraintes de cisaillements turbulents (SST), une adaptation du modèle k-ω introduit par Wilcox [31]. Le modèle SST a été développé par Menter (1993) pour combiner la formulation du modèle k-ω avec le modèle k-ε [32] à l'aide de coefficients d'amortissements F1 et F2.

F_1 est égale à 1 près de la paroi et zéro loin de cette dernière. Il active le modèle de Wilcox ($k-\omega$) dans la région près de la paroi et le modèle ($k-\varepsilon$) pour le reste de l'écoulement. Le modèle $k-\omega$ SST est décrit à travers un ensemble d'équations de transport qui comprennent des termes pour la génération, la diffusivité effective et la dissipation de k et ω , ainsi qu'un terme de diffusion croisée qui réunit les modèles $k-\omega$ et $k-\varepsilon$. Les équations de transport pour le modèle $k-\omega$ SST sont données comme suit :

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j k)}{\partial x_j} = \bar{P} - \beta^* \rho \omega k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) \quad (3.3.12)$$

$$\frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j \omega)}{\partial x_j} = \frac{\gamma}{v_t} P_k - \beta \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) + (1 - F_1) 2 \rho \sigma \omega^2 \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (3.3.13)$$

$$\Gamma_k = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k}, \quad \Gamma_\omega = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega}, \quad P_k = \tau_{ij} \frac{\partial U}{\partial x_j}, \quad \bar{P}_k = \min(P_k, c_1 \varepsilon) \quad (3.3.14)$$

Les coefficients φ du modèle sont des fonctions de F_1 : $\varphi = \varphi_1 \cdot F_1 + (1 - F_1) \cdot \varphi_2$ ou φ_1 et φ_2 sont des constantes des modèles $k-\omega$ et $k-\varepsilon$ respectivement.

Constantes	φ_{k1}	$\varphi_{\omega 1}$	γ_1	β_1	c_1	k	σ_{k2}	$\sigma_{\omega 2}$	γ_2	β_2
Valeurs	2.0	2.0	0.5532	0.075	10	0.41	1.0	1.168	0.4403	0.0828

Tableau III.4: Constantes du modèle $k-\omega$ SST.

III.4 Représentation du code de calcul :

La CFD est l'une des branches de la mécanique des fluides qui utilise des méthodes numériques et des algorithmes pour résoudre et analyser les problèmes que posent les écoulements de fluide. La connaissance requise de la dynamique des fluides pour analyser et évaluer les résultats est importante. Les prédictions obtenues à l'aide de la CFD (Computational Fluid Dynamics) sont largement validées par des données expérimentales, présentant une grande fiabilité dans l'exactitude des résultats.

Les équations de conservation sous forme différentielle décrivent le mouvement du fluide dans le temps et dans l'espace. Avant de commencer à résoudre ces équations numériquement, il faut discrétiser ou changer de forme du continu au discontinu. Le domaine que le fluide traverse doit être défini par un certain nombre de volumes connectés, ou de petites cellules (maillage). Il est nécessaire que les équations soient écrites sous une forme algébrique.

Ce chapitre traite des techniques de base pour la solution numérique des équations

différentielles partielles (EDP) en utilisant des approximations de volumes finis. On présentera les différents schémas de discrétisation ainsi que les logiciels de simulations ANSYS ICEM et Fluent. Nous allons présenter aussi la modélisation numérique d'un écoulement turbulent dans un espace annulaire lisse et ailette .

Il existe plusieurs méthodes numériques dans la mécanique des fluides et chaque méthode a ces avantages et ces inconvénients spécifiques.

- Méthode des différences finies.
- Méthode des éléments finis.
- Méthode des volumes finis.

III.4.1 La méthode des volumes finis

Les méthodes des volumes finis sont principalement employées pour la résolution numérique de problèmes en mécanique des fluides, où elles ont été introduites dans les années 70 par Mc Donald en 1971, Mac Cormack et Paullay en 1972 pour la résolution des écoulements bidimensionnels, et par Rizzi et Inouye en 1973 pour la résolution des écoulements tridimensionnels. Cependant, l'application de la MVF (méthode des volumes finis) n'est pas limitée aux problèmes des écoulements. Une propriété importante des méthodes des volumes finis est que les principes d'équilibre, qui sont la base de la modélisation mathématique des problèmes mécaniques continus, par définition, sont également remplacés pour les équations discrètes (conservativité).

Cette méthode est largement décrite par Patankar S.V [33], c'est une méthode de discrétisation qui convient bien à la simulation numérique de différents types (elliptiques, paraboliques ou hyperboliques, par exemple) de lois de conservation. Il a été largement utilisé dans plusieurs domaines de l'ingénierie, tels que la mécanique des fluides, le transfert de chaleur et de masse ou l'ingénierie pétrolière. Certaines des caractéristiques importantes de la méthode des volumes finis sont similaires à celles de la méthode des éléments finis .

III.4.2 Principe de la méthode des volumes finis

En général, la méthode des volumes finis implique les étapes suivantes:

- Décomposition du domaine du problème en volumes de contrôle.
- Formulation d'équations d'équilibre intégral pour chaque volume de contrôle
- Approximation des intégrales par intégration numérique.
- Approximation des valeurs de fonction et des dérivées par interpolation avec valeurs nodales.

➤ Assemblage et solution du système algébrique discret.

Le point de départ d'une discrétisation en volumes finis est une décomposition du domaine en un nombre fini de sous-domaines V_i ($i = 1, \dots, N$), appelés volumes de contrôle (VC) et les nœuds associés où les variables inconnues doivent être calculées. La combinaison de tous les VC devrait couvrir tout le domaine du problème. En général, les VC (volumes de contrôle) peuvent également se chevaucher, mais comme cela entraîne des complications inutiles, nous considérons ici le cas de non-chevauchement. Pour que finalement chaque VC donne une équation pour calculer les valeurs nodales, leur nombre final (c'est-à-dire, après l'incorporation des conditions aux limites) devrait être égal au nombre de VC (volumes de contrôle). Habituellement, les volumes de contrôle et les nœuds sont définis sur la base d'une grille numérique.

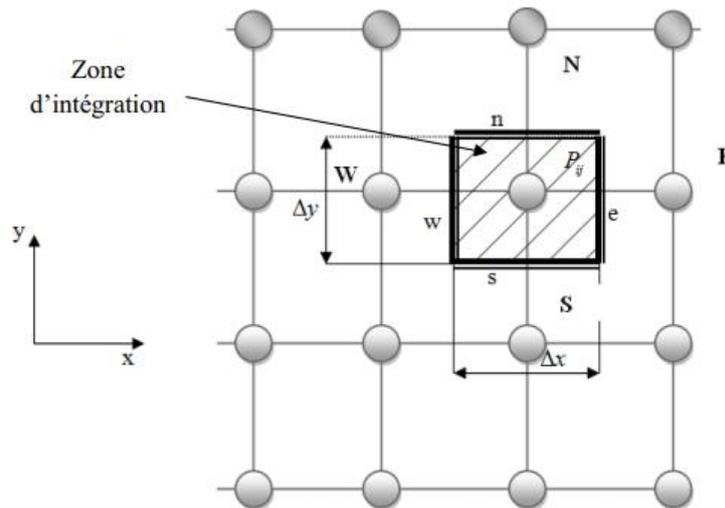


Figure III.3: Discrétisation d'un domaine en volumes élémentaires pour un problème bidimensionnel

Où :

E: Nœud « East »; W: Nœud « West »; N : Nœud «North »; S : Nœud « South »; P: Nœud considéré ; w : interface « West » du volume de contrôle (VC) ; e: interface « East » du VC ; n: interface « North » du volume de contrôle (VC) ; s: interface « South » du volume de contrôle (VC) ; Δx : largeur du VC étudié ; Δy : longueur du VC étudié.

La méthode des volumes finis consiste à intégrer les équations de conservation des différentes grandeurs physiques :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\Phi) + \text{div}(\rho U\Phi) = \text{div}(\Gamma_{\Phi} \text{grad } \Phi) + S_{\Phi} \quad (\text{IV.3.1})$$

Où ϕ représente la grandeur à calculer (vitesse, pression...)

Γ indique le coefficient de diffusion

Les équations sont mises sous forme linéaire de façon à être résolues par méthode matricielle. Chaque point de calcul ou nœud se trouve entouré par un volume élémentaire sur lequel on va intégrer les équations aux dérivées partielles. Pour deux points voisins, les volumes de contrôle respectifs doivent posséder un côté commun. Il s'ensuit que l'union de tous les volumes de contrôles couvre l'ensemble du domaine de calcul. Cette propriété fondamentale va permettre la mise en évidence des propriétés de conservation des flux de chaleur.

Si nous considérons le cas d'un écoulement axisymétrique et en absence du terme source S_ϕ , l'équation s'écrira sous la forme suivante (avec $\phi=T$) :

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left[u\Phi - \Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[V\Phi - \Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right] = 0 \quad (IV.3.2)$$

Ou encore

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{\partial J_x}{\partial x} + \frac{\partial J_y}{\partial y} = 0 \quad (IV.3.3)$$

Avec :

$$J_x = \left[u\Phi - \Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right] \quad \text{et} \quad J_y = \left[V\Phi - \Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right] \quad (IV.3.4)$$

Nous allons l'intégrer à travers le volume de contrôle et par rapport au temps t.

Soit:

$$\iiint_{s w t_1}^{n e t_2} \frac{\partial \Phi}{\partial t} dt dx dy + \iiint_{s w t_1}^{n e t_2} \frac{\partial J_x}{\partial x} dx dy dt + \iiint_{s w t_1}^{n e t_2} \frac{\partial J_y}{\partial y} dy dx dt = 0 \quad (IV.3.5)$$

Pour intégrer cette équation, on suppose que :

- Á un instant donné, la température est uniforme à travers le volume de contrôle.
- Pour un « x » donné ou un « y » donné, le flux est uniforme le long de la face.
- On prend un schéma implicite pour assurer une stabilité de ce schéma dans le temps.

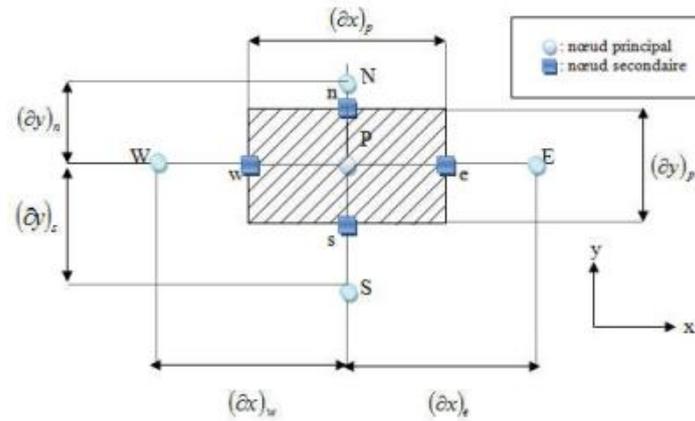


Figure III.4: Volume de contrôle à travers lequel se fait l'intégration.

Après intégration, on aboutit à :

$$[(\Phi)_p - (\Phi)_p^0] \Delta x \Delta y + \int_s^n (J_e - J_w) dy \Delta t + \int_s^e (J_n - J_s) dx \Delta t = 0 \quad (IV.3.6)$$

Soit :

$$[(\Phi)_p - (\Phi)_p^0] \frac{\Delta V}{\Delta t} + [J_e - J_w] + [J_n - J_s] = 0 \quad (IV.3.7)$$

Avec :

ΔV : volume entourant le nœud P ($\Delta V \Delta \square = x \Delta y$)

$(\Phi)_p$: valeur au temps $t + \Delta t$

$(\Phi)_p^0$: valeur au temps t

$$J_e = \int_s^n J_e dy = \left[u\Phi - \Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right]_e \Delta y \quad (IV.3.8)$$

$$J_w = \int_s^n J_w dy = \left[u\Phi - \Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right]_w \Delta y \quad (IV.3.9)$$

$$J_n = \int_w^e J_n dx = \left[v\Phi - \Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right]_n \Delta x \quad (IV.3.10)$$

$$J_s = \int_w^e J_s dx = \left[v\Phi - \Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right]_s \Delta x \quad (IV.3.11)$$

III.4.3 Mise en œuvre numérique

A l'heure actuelle, il existe un certain nombre de codes industriels conviviaux, aux meilleurs performants, permettant la prédiction d'écoulement fluides par la résolution des

équations de Navier-Stokes grâce aux méthodes des volumes finis, des différences finies ou des éléments finis (FLUENT, ANSYS-ICEM-CFX, PHOENICS, STAR-CD, TRIO). Pour notre travail, nous avons eu recours au code ANSYS-ICEM-CFX

III.5 Descriptions des logiciels utilisés pour la simulation (ANSYS CFD.ICEM et ANSYS CFD.CFX)

Dans certains cas de configuration géométriques complexes, ces écoulements sont traités numériquement à l'aide de techniques de CFD (Computational Fluid Dynamics). À l'heure actuelle, il existe un certain nombre de codes tridimensionnels conviviaux, aux meilleurs performants permettant la prédiction d'écoulements fluides par la résolution des équations de Navier-stockes.

III.5.1 ANSYS ICEM.CFD

Ce module permet de préparer la configuration géométrique du problème étudié et de générer le maillage de manière assez conviviale . Dans le cas de notre travail on a fait recours à l'ICEM.CFD . Une des avantages de ce logiciel , réside dans sa simplicité et sa robustesse envers la réalisation des géométries les plus complexes . Pour le maillage , ICEM CFD il utilise des structures mono ou multi - blocs en fonction de la géométrie , il permet de générer deux types de maillages , le maillage tétra et hexa . Pour chaque configuration (géométrie - maillage) un fichier de données (* .cfx) nom de fichier s'enregistre .

III.5.1.1 Création de la géométrie

ANSYS ICEM.CFD permet d'établir la géométrie du système étudié . La géométrie est construite à partir de points de courbes , de surfaces et de volumes .

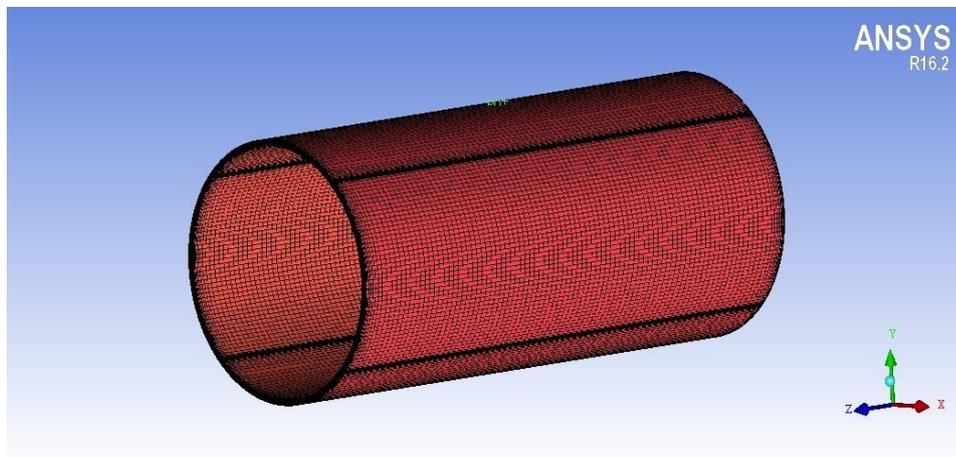


Figure III.5: Géomètre sur ICEM CFD.

IV.5.1.2 Génération de maillage

Une fois le domaine généré, il est indispensable de le subdiviser en volumes de contrôles afin de pouvoir résoudre le problème par la méthode des volumes finis, cette opération est dite génération du maillage.

Le maillage sert donc à une représentation discrète d'une variable continue. La solution numérique s'appuie sur ce maillage. Les méthodes numériques discrétisent les équations sur un maillage du domaine physique considéré. Dans le cas de problèmes d'évolution, la méthode numérique définit le calcul d'une valeur approchée de la solution en tout point du maillage et à une étape de temps, en fonction des valeurs approchées de la solution à des points voisins et à l'étape précédente.

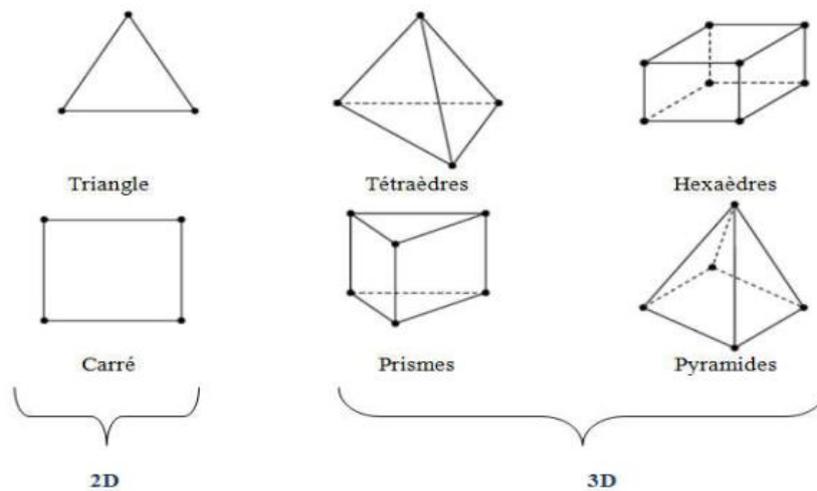


Figure IV.6: Type d'éléments de maillage.

III.5.2 Méthode de résolution

Dans les algorithmes traditionnels on emploie une stratégie de solution où les équations de quantité de mouvement sont d'abord résolues. On donne une valeur initiale de la pression, on la corrige ensuite avec un processus itératif par une équation de correction de pression. Pour la résolution de l'ensemble des équations d'aérodynamique (u , v , w et p), le logiciel CFD.CFX utilise le couplage du système d'équations, il emploie une discrétisation entièrement implicite des équations à n'importe quel instant. Dans le cas des écoulements stationnaires, le pas temporel se comporte comme un paramètre d'accélération pour que la solution converge vers une solution stationnaire.

III.5.2.1 ANSYS CFX - Pre

CFX - Pre offre une interface moderne , cohérente pour la définition des problèmes complexes de CFD . CFX - Pre peut lire plusieurs maillages d'une variété de sources . Les équations du mouvement seront ensuite intégrées séparément sur chaque « volume fini » , cette opération exprime la conservation des propriétés du fluide , dans le domaine fini . Cette méthode de calcul est appelée , méthode des volumes finis . Le processus d'obtention d'une solution numérique consiste en deux étapes :

➤ **Etape 1** : la discrétisation des EDP et les données auxiliaires en utilisant les schémas en avant (upwind) et méthodes numériques (MVF) pour obtenir un système d'équations algébriques .

➤ **Etape2** : nécessite une méthode de solution pour ce système en utilisant les algorithmes de solution tels que (TDMA thomas et SIMPLE pour le traitement explicite de la pression)

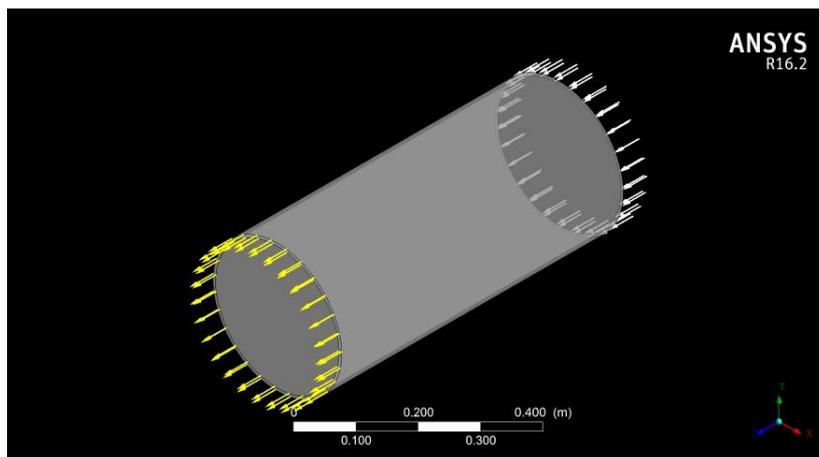


Figure III.7: Géométrie sur CFX-PRE avec les conditions aux limites.

III.5.2.2 ANSYS CFX - SOLVER

C'est le solveur (solver) lui - même , qui permet le retour d'information sur la progression de convergence à travers la définition d'exécution et le contrôle , avec des graphes configurés pour l'utilisateur aussi bien que l'affichage de multiple exécution simultanément sur écran (*.res).

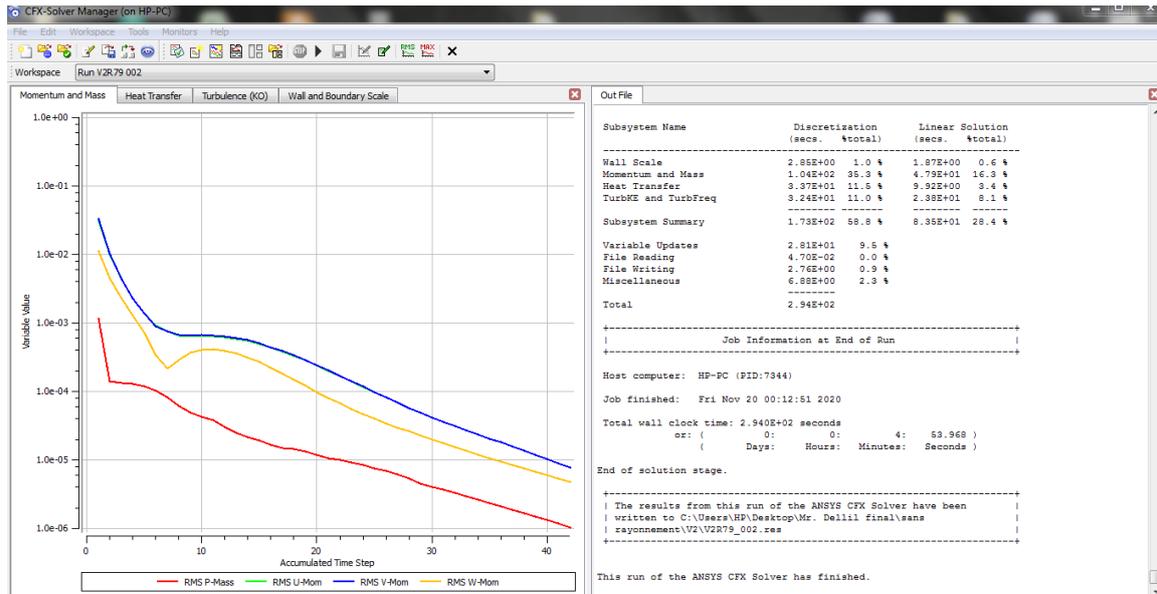


Figure III.8: Progression de la solution (convergence) pour le champ moyen d'écoulement sans rayonnement.

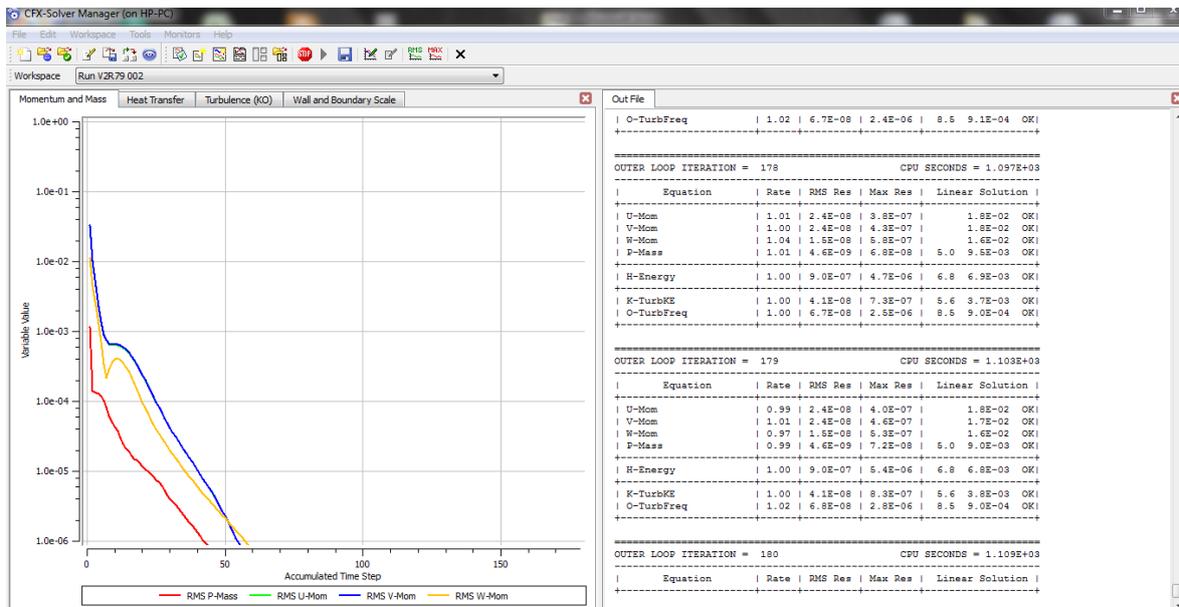


Figure III.9: Progression de la solution (convergence) pour le champ moyen d'écoulement avec rayonnement.

III.5.2.3 ANSYS CFX - POST

Une interface très puissante pour la représentation des résultats , graphiquement et quantitativement (courbe , ligne de courant etc .) . Ces résultats seront présentés et interprétés au chapitre suivant (CH - 4) .

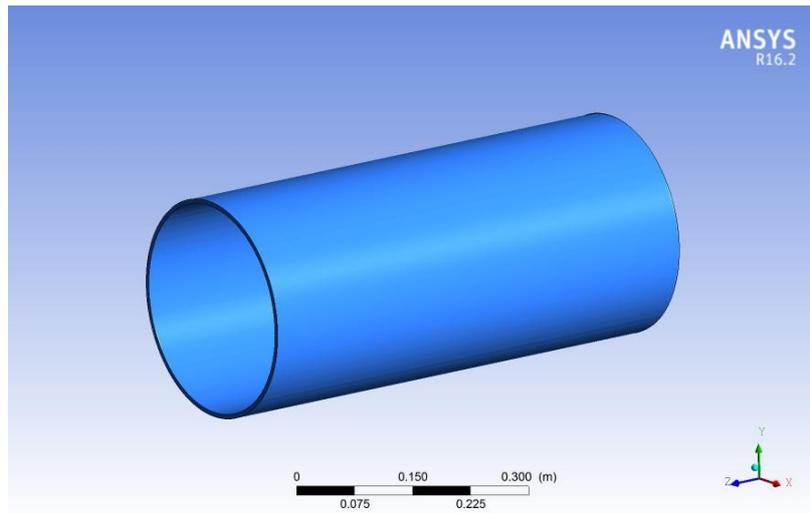


Figure III.10: La géométrie sur le CFX-POST à la fin de la simulation.

II.3 Description du problème physique

II.3.1 Représentation schématique

Le modèle physique considéré est schématisé sur plusieurs figures afin de bien visualiser le système, figures (II.3.1 et II.3.2). Il s'agit de deux cylindres concentriques horizontaux, de rayons intérieur R_i et extérieur R_e sont soumis à un flux de chaleur imposé constant et uniforme au niveau des parois intérieure et extérieure, la paroi externe du cylindre intérieur est de température constante T_i égale à 500 K, et la paroi interne du cylindre extérieur est de température constante T_e égale à 1000 K, On considère que les parois des cylindres dans cette figure émettent la chaleur, le milieu fluide entre les cylindres est supposé absorbant.

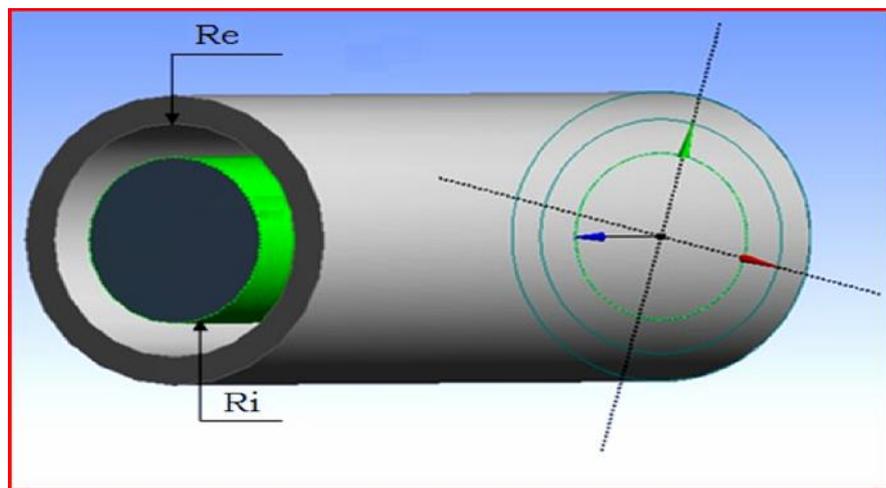


Figure III.11: Représentation schématique de la géométrie étudiée.

La longueur de l'espace annulaire est supposée suffisamment grande par rapport aux autres dimensions de façon à ce que les effets de bords deviennent négligeables. Le fluide considéré est supposé l'air. Les échanges par rayonnement sont pris en considération.

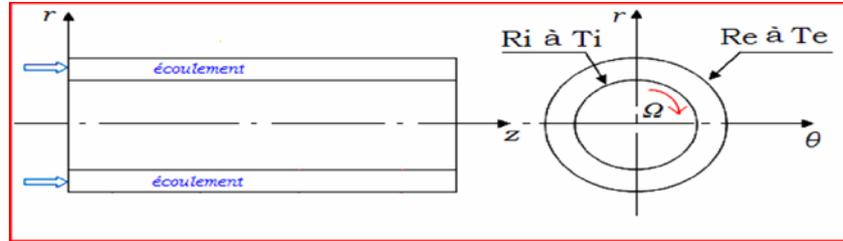


Figure III.12 : écoulement du fluide dans la géométrie étudiée.

II.3.2 Hypothèses simplificatrices

Nous considérerons dans ce qui suit que :

- Le régime d'écoulement est annulo-cylindrique et permanent.
- Le transfert d'énergie par rayonnement est pris en considération.
- Le fluide est incompressible à propriétés physiques constantes
- Les propriétés radiatives de chaque surface sont indépendantes de la longueur d'onde c'est à dire $\epsilon_\lambda = \epsilon, \alpha_\lambda = \alpha, \text{ et } \rho_\lambda = \rho$ et de la direction (surfaces grises à rayonnement isotrope).
- Chaque surface est à température constante
- Le flux réfléchi est le même dans toutes les directions, isotropie du flux réfléchi.

III.5.3 Optimisation du maillage

Le maillage dépend surtout de la géométrie du problème posé. Dans notre cas et après plusieurs essais nous avons opté pour un maillage à éléments Hexahedral.

Le maillage	Nombre d'éléments
Hexa 1	214305
Hexa 2	412330
Hexa 3	823400

Tableau III.5 Les différents maillages.

À cet effet, trois tests de sensibilité du maillage ont été effectués. Les résultats des calculs sont quasi identiques. Le premier maillage (214305 éléments) est donc celle qui optimisé le mieux ce calcul numérique (tableau III.3).

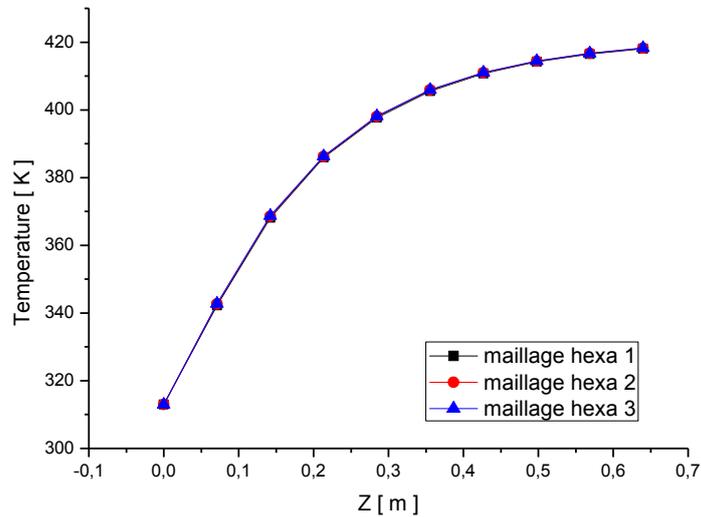


Figure III.13: Influence de la taille du maillage sur les profils de la température.

III.6 Conclusion

La mécanique des fluides numérique (*CFD, Computational Fluid Dynamics*), utilise différentes méthodes numériques et un certain nombre d'algorithmes afin de résoudre et d'analyser les problèmes qui impliquent l'écoulement des fluides. Les calculs nécessaires pour simuler l'interaction des fluides avec les surfaces définies par les conditions aux limites et les conditions initiales sont effectués par ANSYS-cfx 16.2. Dans le prochain chapitre nous présenterons les différentes caractéristiques obtenues pour différents cas envisagés.

IV.1 Introduction

Ce chapitre est présente les résultats avec une analyse et une interprétation. On étudié le comportement thermique et dynamique d'un écoulement tridimensionnel entre deux cylindres co-axiaux et concentrique (stator et rotor). Dans cette partie on étudié :

- ✓ L'influence de la vitesse de rotation du cylindre intérieur " ω_R ";
- ✓ L'influence de la vitesse de soufflage à l'entrée des cylindres " V_e ";
- ✓ L'influence de l'épaisseur de l'entrefer " e ";
- ✓ L'impact du rayonnement du rotor.

IV.2 L'influence de la vitesse de rotation du rotor

Les figures IV.1 - IV.6 présentent les graphes de la répartition de la température selon l'axe Z le long du cylindre sans et avec rayonnement en fonction de la vitesse de rotation du rotor ω_R pour trois vitesse de soufflage de l'écoulement d'air V_e . On a fixé l'épaisseur de l'entrefer " e " et la vitesse de soufflage; on a varié la vitesse de rotation ω_R de 0rad/s à 79rad/s. On observe une évolution linéaire pour tout les cas.

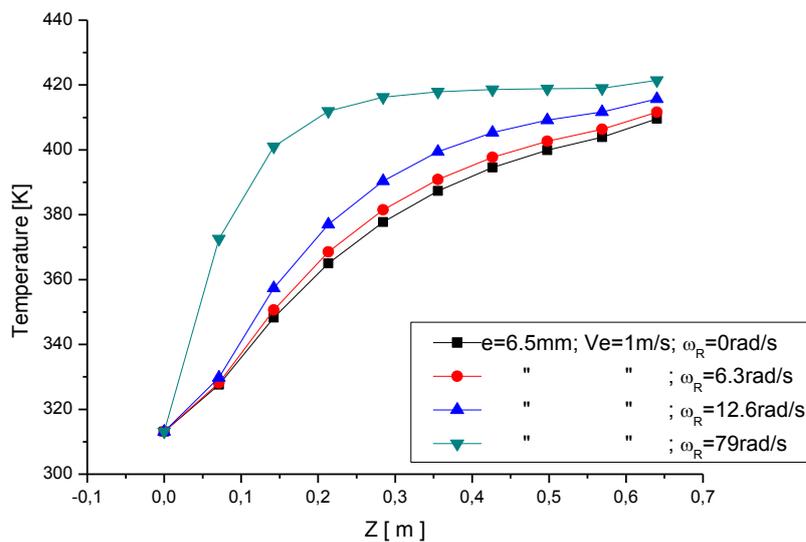


Figure IV.1 Variation de la température en fonction de rotation sans rayonnement ($V_e=1\text{m/s}$)

$$V_e=1\text{m/s} : \omega_R=0\text{rad/s} \rightarrow T_{max} = 409,55[k]$$

$$\omega_R=79\text{rad/s} \rightarrow T_{max} = 421,4[k]$$

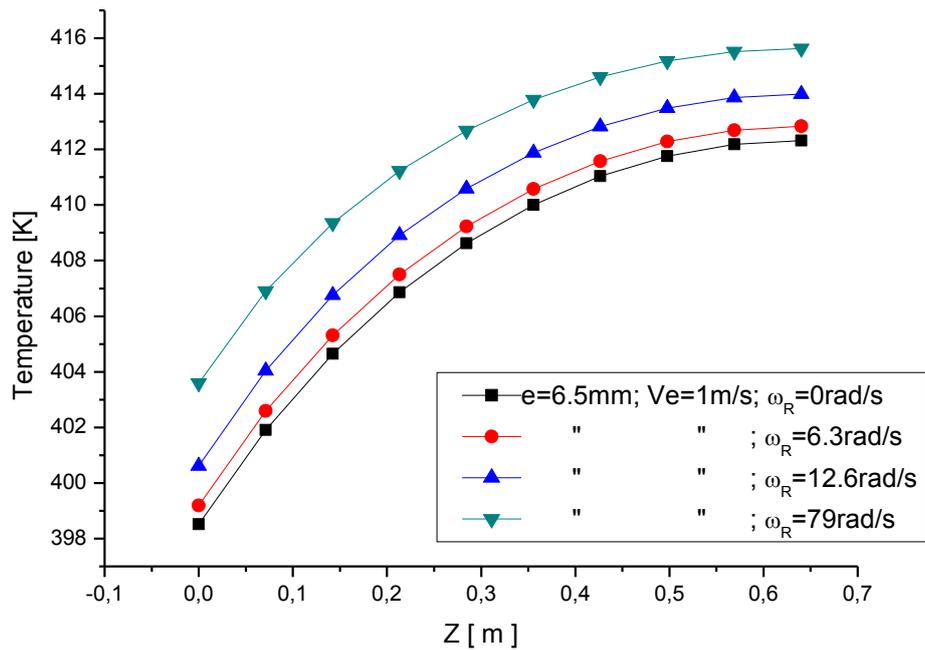


Figure IV.2 Variation de la température en fonction de rotation avec rayonnement ($V_e=1\text{m/s}$)

$$V_e=1\text{m/s} : \omega_R = 0\text{rad/s} \rightarrow T_{max} = 412.3[\text{k}]$$

$$\omega_R = 79\text{rad/s} \rightarrow T_{max} = 415.6[\text{k}]$$

On observe que pour une même vitesse de soufflage qui est égale à 1 m/s et qu'on a augmenté la vitesse de rotation de 0 à 79 rad/s, la température maximal augmente aussi de 409.55 à 421.4 [k] en l'absence de rayonnement; Quant à la présence de rayonnement la température augmente de 412.3 à 415.6 [K].

On remarque aussi pour une même vitesse de soufflage (1m/s) et même vitesse de rotation (79 rad/s), les température sans et avec rayonnement sont 421.4 et 415.6 [K] respectivement. On note que l'effet du rayonnement déminer la température de 1.38%.

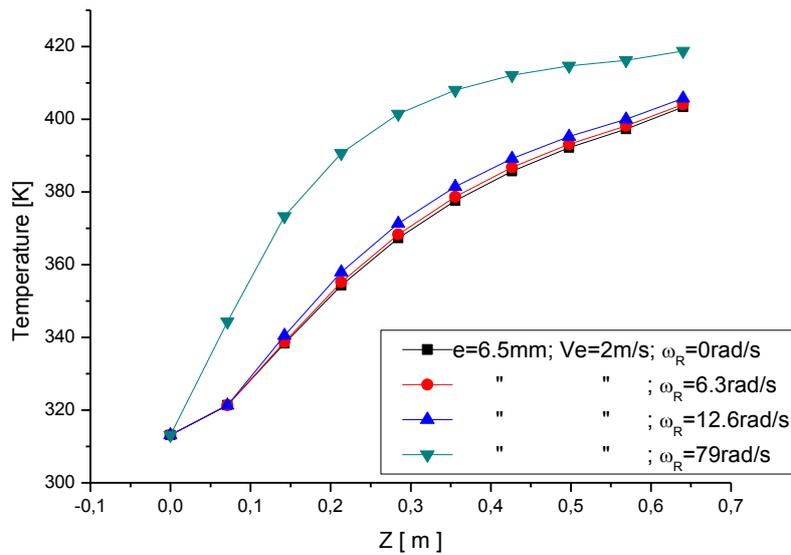


Figure IV.3 Variation de la température en fonction de rotation sans rayonnement ($V_e=2\text{m/s}$)

$$V_e=2\text{m/s} : \omega_R = 0\text{rad/s} \rightarrow T_{max} = 403.3[\text{k}]$$

$$\omega_R = 79\text{rad/s} \rightarrow T_{max} = 418.7[\text{k}]$$

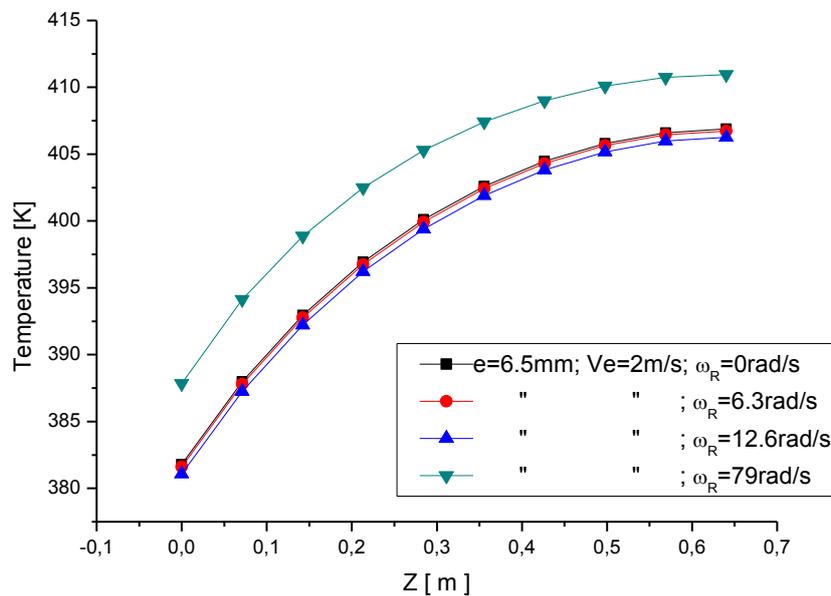


Figure IV.4 Variation de la température en fonction de rotation avec rayonnement ($V_e=2\text{m/s}$)

$$V_e=2\text{m/s} : \omega_R = 0\text{rad/s} \rightarrow T_{max} = 406.8[\text{k}]$$

$$\omega_R = 79\text{rad/s} \rightarrow T_{max} = 410.9[\text{k}]$$

On observe que pour une même vitesse de soufflage qui est égale à 2 m/s et qu'on a augmentent la vitesse de rotation de 0 à 79 rad/s, la température maximal augmente aussi de 403.3 à 418.7 [k] en l'absence de rayonnement; Quant à la présence de rayonnement la température augmente de 406.8 à 410.9 [K].

On remarque aussi pour une même vitesse de soufflage (2m/s) et même vitesse de rotation (79 rad/s), les température sans et avec rayonnement sont 418.7 et 410.9 [K] respectivement. On note que l'effet du rayonnement déminer la température de 1.87%.

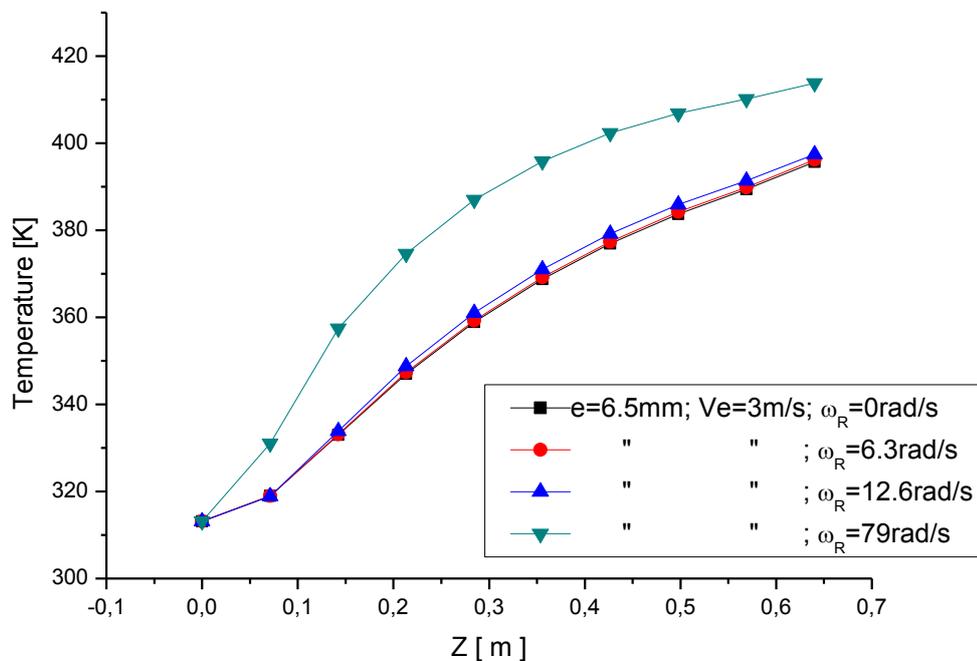


Figure IV.5 Variation de la température en fonction de rotation sans rayonnement ($V_e=3\text{m/s}$).

$$V_e=3\text{m/s} : \omega_R = 0\text{rad/s} \rightarrow T_{max} = 395.7[k]$$

$$\omega_R = 79\text{rad/s} \rightarrow T_{max} = 413.8[k]$$

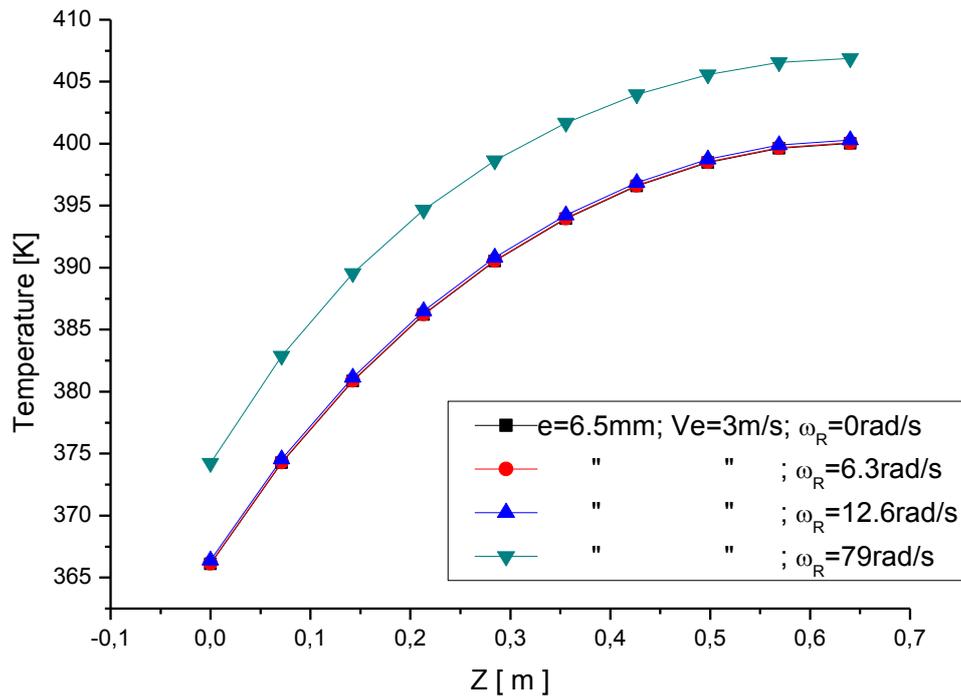


Figure IV.6 Variation de la température en fonction de rotation avec rayonnement ($V_e=3\text{m/s}$)

$$V_e=3\text{m/s} : \omega_R = 0\text{rad/s} \rightarrow T_{max} = 395.7[\text{k}]$$

$$\omega_R = 79\text{rad/s} \rightarrow T_{max} = 413.8[\text{k}]$$

On observe que pour une même vitesse de soufflage qui est égale à 3 m/s et qu'on a augmenté la vitesse de rotation de 0 à 79 rad/s, la température maximal augmente aussi de 395.7 à 413.8 [k] en l'absence de rayonnement; Quant à la présence de rayonnement la température augmente de 395.7 à 413.8 [K].

On remarque aussi pour une même vitesse de soufflage (3m/s) et même vitesse de rotation (79 rad/s), les température sans et avec rayonnement sont les mêmes . On note qu'aucun effet de rayonnement.

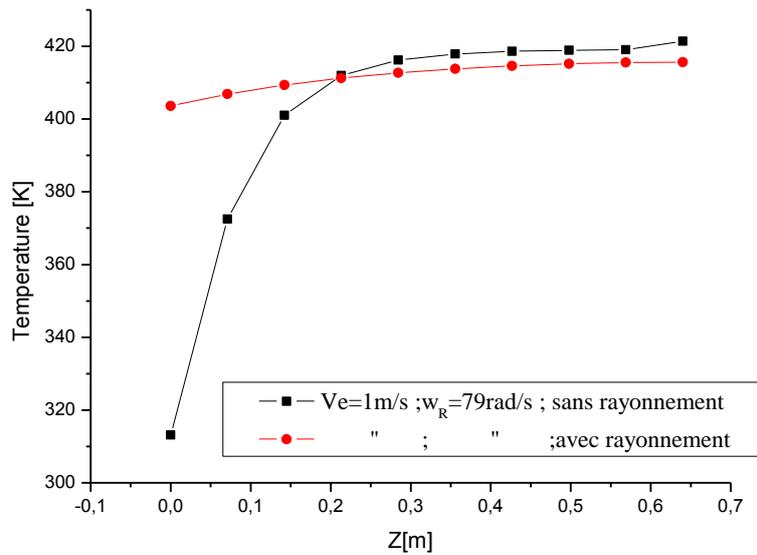


Figure IV.7 : Comparaison des profils de température le long de l'axe Z avec et sans rayonnement ($V_e=1\text{m/s}$)

Cette figure IV.7 représente la comparaison du profil de température dans le cas de la présence et de l'absence du rayonnement, à l'entrée du rotor-stator. On observe un profil linéaire de la température, La courbe dans laquelle le rayonnement est présent devient parallèle et sous la courbe dans laquelle le rayonnement est absent après 0.2 m de l'entrée.

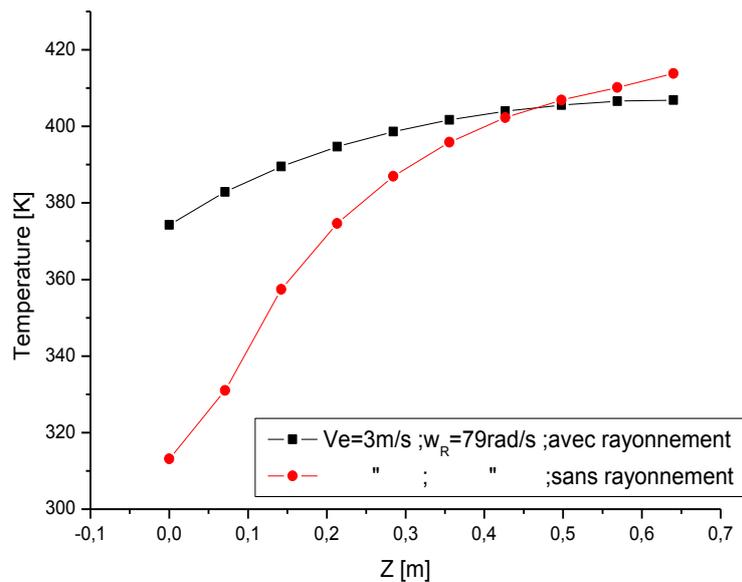


Figure IV.8 : Comparaison des profils de température le long de la paroi du rotor avec et sans rayonnement ($V_e=3\text{m/s}$)

Avec un fort soufflage(3 m/s), on obtient la même observation où était la vitesse de soufflage 1 m/s (figure IV.7), Dans cette figure la courbe dans laquelle le rayonnement est présent devient parallèle et sous la courbe dans laquelle le rayonnement est absent après 0.5 m de l'entrée.

On note que l'impact du radiation apparaitre sur le transfert thermique (refroidissement).

Champ de température : impact de la vitesse de rotation

Les figures IV.9 et IV.10 montrent les contours de température transversal du champ examiné en fonction de la vitesse du rotor (0 à 79 rad/s) à vitesse de soufflage constante sans et avec rayonnement respectivement. Les contours montrent que l'augmentation de la vitesse de rotation et l'effet du rayonnement augmentent le gradient de température de l'entrefer. Cet effet montre que le transfert de chaleur change positivement, donc on devient plus de refroidissement du rotor.

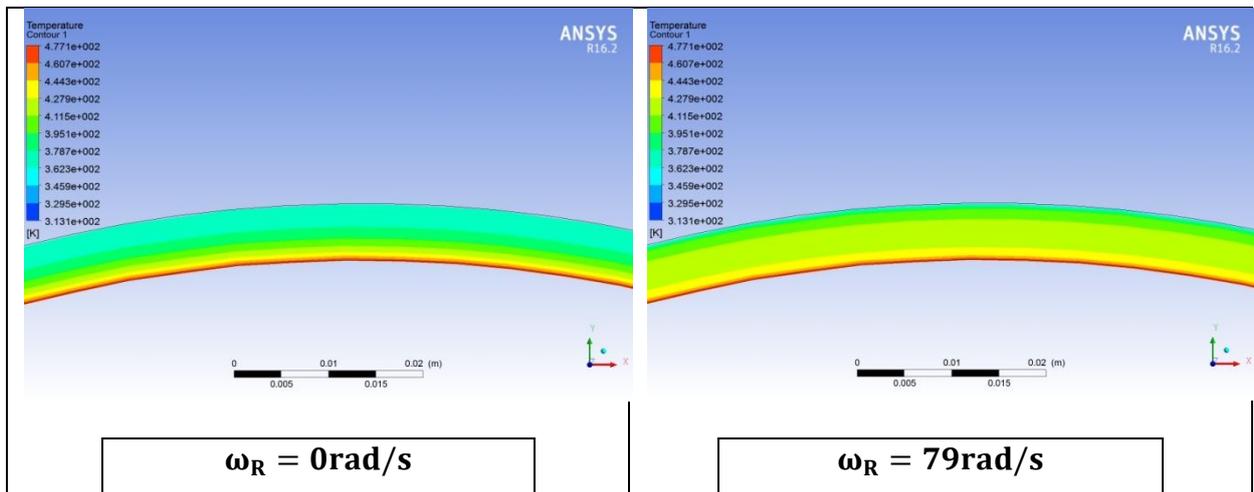


Figure IV.9 Contours de température sans l'influence du rayonnement.

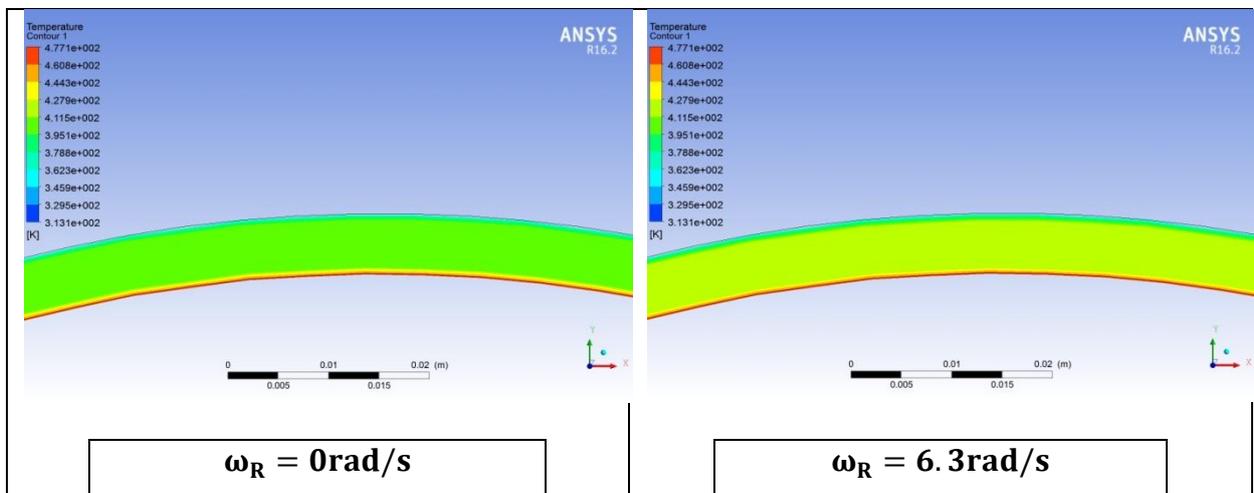


Figure IV.10 Contours de température avec l'influence du rayonnement.

IV.3 Impact de la vitesse d'injection

Dans cette partie on s'intéresse à présenter l'influence de la vitesse de soufflage sur le comportement thermique du domaine étudié. trois valeurs de vitesse ont été choisies ($V_e = 1, 2$ et 3 m/s). Les figures IV.13- IV.20 représentent la répartition de la température suivant la direction axiale (z) d'air de l'entrefer en fonction de la vitesse de soufflage et l'impact de rayonnement. les résultats montrent que l'augmentation de vitesse de soufflage favorise l'évacuation de l'énergie thermique ce qui produit une réduction de la température de l'entrefer, La présence de rayonnement fait réduire aussi légèrement la dissipation de la température. On remarque que l'augmentation de la vitesse de soufflage influe négativement sur la refroidissement du rotor.

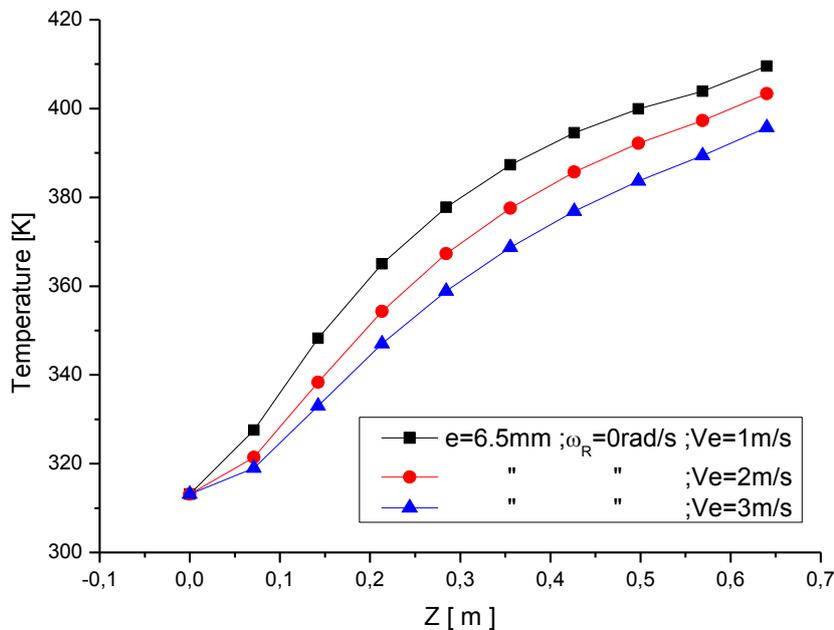


Figure IV.11 Variation de la température en fonction de vitesse de soufflage sans rayonnement ($\omega_R = 0 \text{ rad/s}$)

$$\omega_R = 0 \text{ rad/s: } V_e = 1 \text{ m/s} \rightarrow T_{max} = 409.5 [K]$$

$$V_e = 3 \text{ m/s} \rightarrow T_{max} = 395.7 [K]$$

Donc on a un gain de 3,37%.

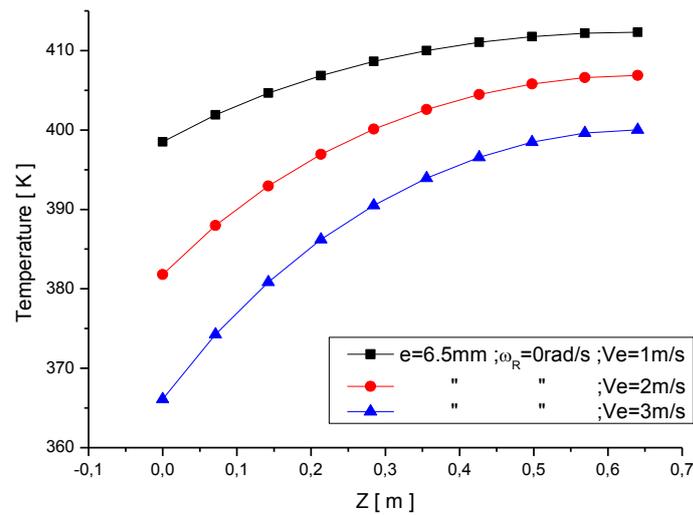


Figure IV.12 Variation de la température en fonction de vitesse de soufflage avec rayonnement ($\omega_R = 0\text{rad/s}$).

$$\omega_R = 0\text{rad/s}; Ve=1\text{m/s} \rightarrow T_{max} = 412.3[\text{k}]$$

$$Ve=3\text{m/s} \rightarrow T_{max} = 400.0[\text{k}]$$

Donc on a un gain de 2,98%.

On observe que pour une même vitesse de rotation qui est égale à 0 rad/s et qu'on a augmenté la vitesse de soufflage de 1 à 3 m/s, la température maximal décline de 409.5 à 395.7 [k] en l'absence de rayonnement; Quant à la présence de rayonnement décline la température de 412.3 à 400.0 [K].

On remarque aussi pour une même vitesse de rotation (0 rad/s) et même vitesse de soufflage (3 m/s), les température sans et avec rayonnement sont 395.7 et 400.0 [K] respectivement. On note que l'effet du rayonnement augmente la température de 1.08%.

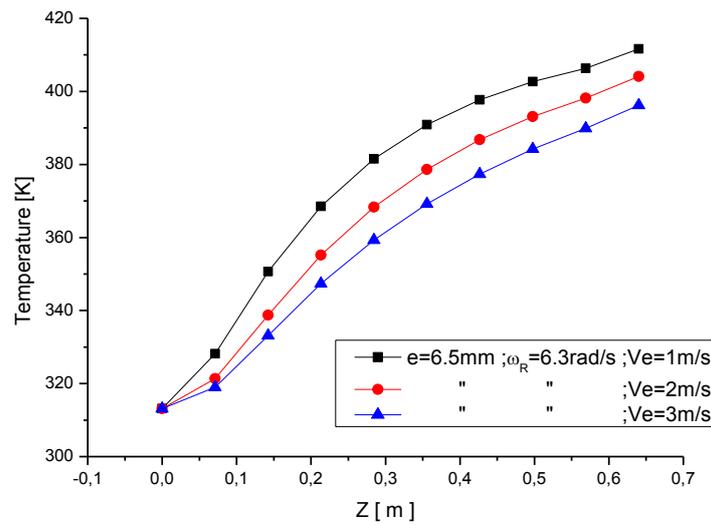


Figure IV.13 Variation de la température en fonction de vitesse de soufflage sans rayonnement ($\omega_R = 6.3\text{rad/s}$)

$\omega_R = 6.3\text{rad/s}$: $V_e=1\text{m/s} \rightarrow T_{max} = 411.6[k]$

$V_e=3\text{m/s} \rightarrow T_{max} = 396.2[k]$

Donc on a un gain de 3,74%.

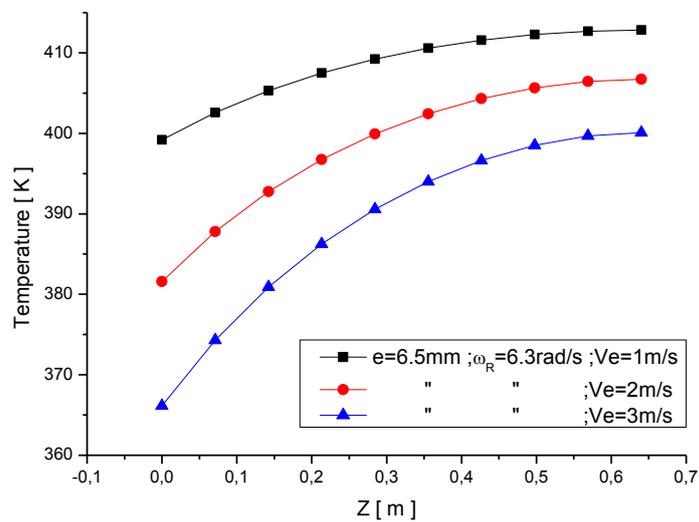


Figure IV.14 Variation de la température en fonction de vitesse de soufflage avec rayonnement ($\omega_R = 6.3\text{rad/s}$)

$\omega_R = 6.3\text{rad/s}$: $V_e=1\text{m/s} \rightarrow T_{max} = 412.8[k]$

$V_e=3\text{m/s} \rightarrow T_{max} = 400.08[k]$

Donc on a un gain de 3,08%.

On observe que pour une même vitesse de rotation qui est égale à 6.3 rad/s et qu'on a augmentent la vitesse de soufflage de 1 à 3 m/s, la température maximal déminer de 411.6 à 396.2 [k] en l'absence de rayonnement; Quant à la présence de rayonnement la température démine aussi de 412.8 à 400.08 [K].

On remarque aussi pour une même vitesse de rotation (6.3 rad/s) et même vitesse de soufflage (3 m/s), les température sans et avec rayonnement sont 396.2 et 400.08 [K] respectivement. On note que l'effet du rayonnement augmente la température de 0.97%.

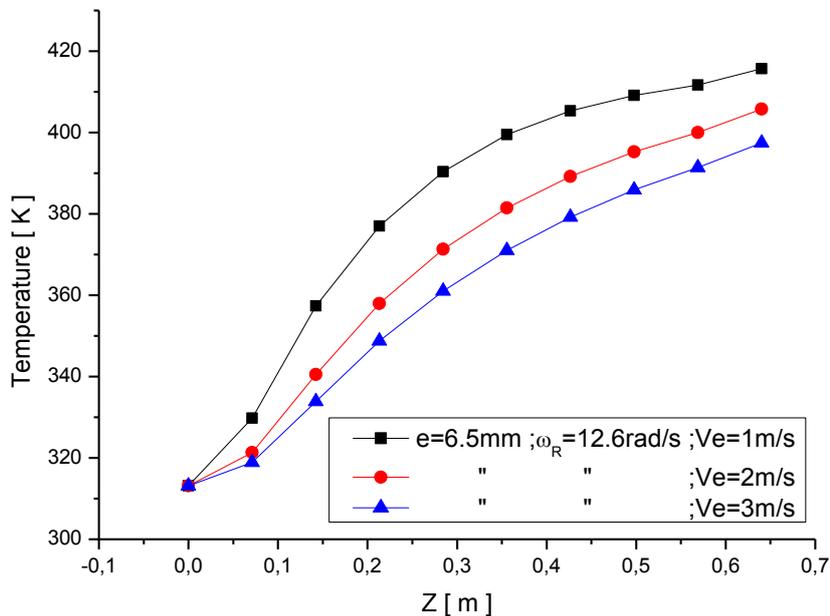


Figure IV.15 Variation de la température en fonction de vitesse de soufflage sans rayonnement ($\omega_R = 12.6 \text{ rad/s}$)

$$\omega_R = 12.6 \text{ rad/s}: V_e = 1 \text{ m/s} \rightarrow T_{max} = 415.7 [k]$$

$$V_e = 3 \text{ m/s} \rightarrow T_{max} = 397.4 [k]$$

Donc on a un gain de 4,35%.

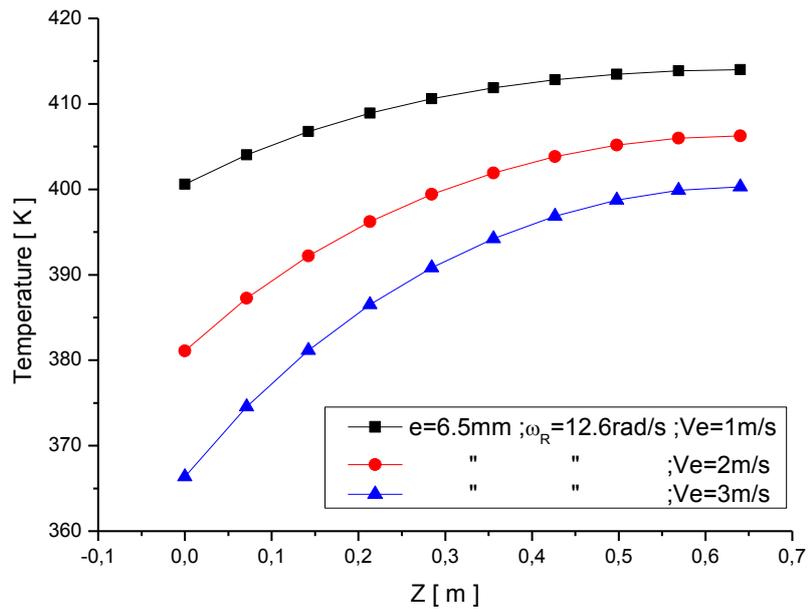


Figure IV.16 Variation de la température en fonction de vitesse de soufflage avec rayonnement ($\omega_R = 12.6 \text{ rad/s}$)

$$\omega_R = 12.6 \text{ rad/s: } Ve = 1 \text{ m/s} \rightarrow T_{max} = 413.9 \text{ [K]}$$

$$Ve = 3 \text{ m/s} \rightarrow T_{max} = 400.3 \text{ [K]}$$

Donc on a un gain de 3,28%.

On observe que pour une même vitesse de rotation qui est égale à 12.6 rad/s et qu'on a augmenté la vitesse de soufflage de 1 à 3 m/s, la température maximale diminue de 415.7 à 397.4 [K] en l'absence de rayonnement; Quant à la présence de rayonnement la température diminue aussi de 413.9 à 400.3 [K].

On remarque aussi pour une même vitesse de rotation (12.7 rad/s) et même vitesse de soufflage (3 m/s), les températures sans et avec rayonnement sont 397.4 et 400.3 [K] respectivement. On note que l'effet du rayonnement augmente la température de 0.73%.

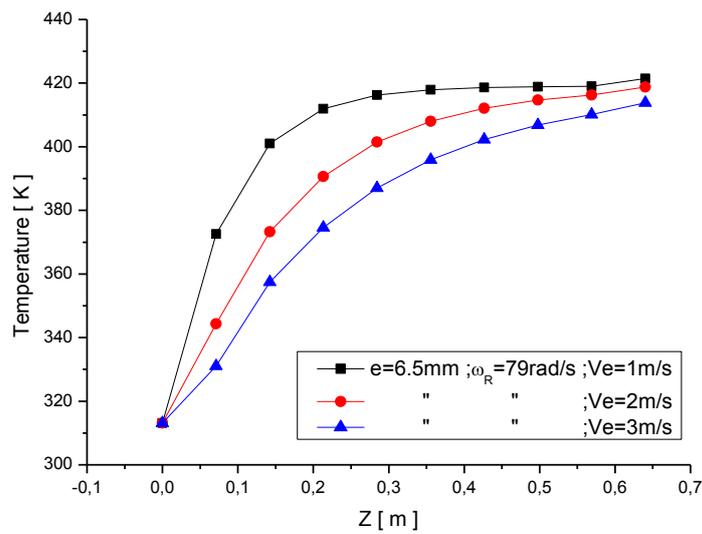


Figure IV.17 Variation de la température en fonction de vitesse de soufflage sans rayonnement ($\omega_R = 79\text{rad/s}$)

$$\omega_R = 79\text{rad/s}: Ve=1\text{m/s} \rightarrow T_{max} = 421.4[k]$$

$$Ve=3\text{m/s} \rightarrow T_{max} = 413.8[k]$$

Donc on a un gain de 1,8%.

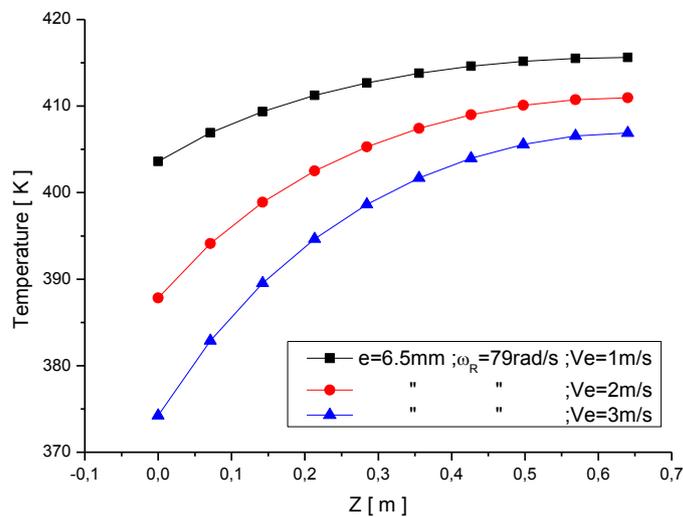


Figure IV.18 Variation de la température en fonction de vitesse de soufflage avec rayonnement ($\omega_R = 79\text{rad/s}$)

$$\omega_R = 79\text{rad/s}: Ve=1\text{m/s} \rightarrow T_{max} = 415.6[k]$$

$$Ve=3\text{m/s} \rightarrow T_{max} = 406.8[k]$$

Donc on a un gain de 2,11%.

On observe que pour une même vitesse de rotation qui est égale à 79 rad/s et qu'on a augmentent la vitesse de soufflage de 1 à 3 m/s, la température maximal déminer de 421.4 à 413.8 [k] en l'absence de rayonnement; Quant à la présence de rayonnement la température démine aussi de 415.6 à 406.8 [K].

On remarque aussi pour une même vitesse de rotation (79 rad/s) et même vitesse de soufflage (3 m/s), les température sans et avec rayonnement sont 413.8 et 406.8 [K] respectivement. On note que l'effet du rayonnement augmente la température de 0.73%.

Champ de température : impact de la vitesse d'injection

Les figure IV. 19 et IV. 20 présentent les contours de température en fonction de la vitesse de soufflage et l'effet de rayonnement à une vitesse rotative de 79 rad/s. les contours montrent que le gradient de température démunie avec l'augmentation progressive de vitesse de soufflage. la même chose est remarqué pour le cas d'une simulation avec rayonnement. Donc l'augmentation de vitesse de soufflage influe négativement sur le refroidissement du rotor.

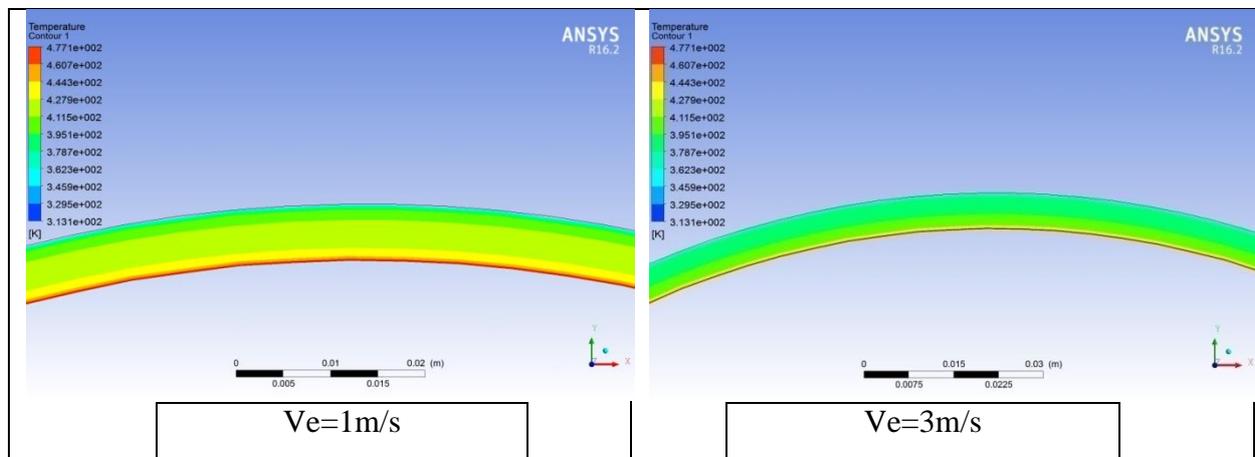


Figure IV.19 Contours de température sans l'influence du rayonnement.

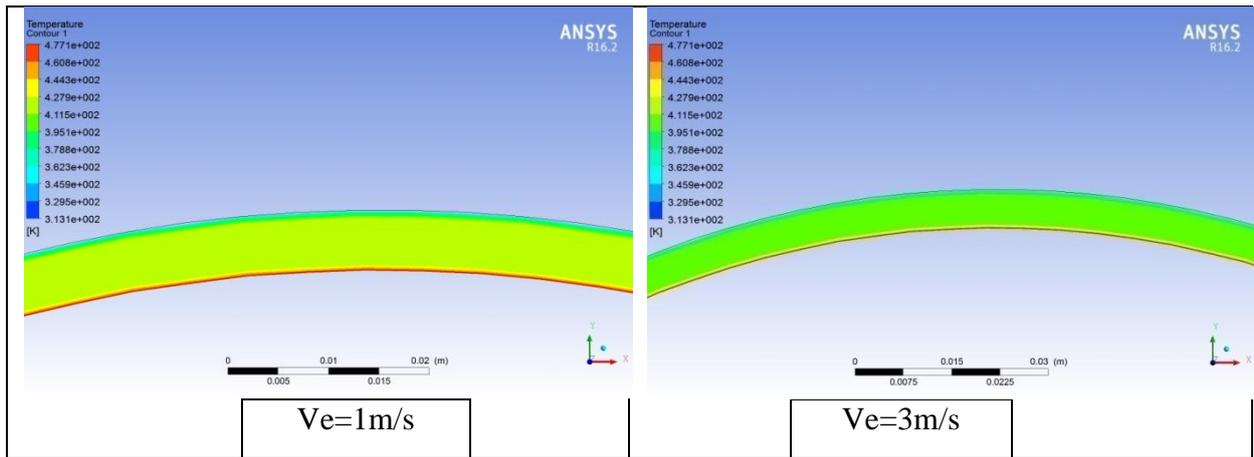


Figure IV.20 Contours de température avec l'influence du rayonnement.

IV.4 L'influence de la taille de l'entrefer

Les Figures IV.25 et 26 montrent l'évolution de la température pour différentes valeurs d'entrefer(4, 6.5 et 8mm). Le profil est quasi linéaire de 0 à 0.7. On note l'augmentation de l'épaisseur de l'entrefer fait diminuer le gradient de température. En effet, l'impact de l'entrefer est visible pour e=4 mm où on a eu un meilleur refroidissement du rotor par rapport à l'entrefer e=8 mm.

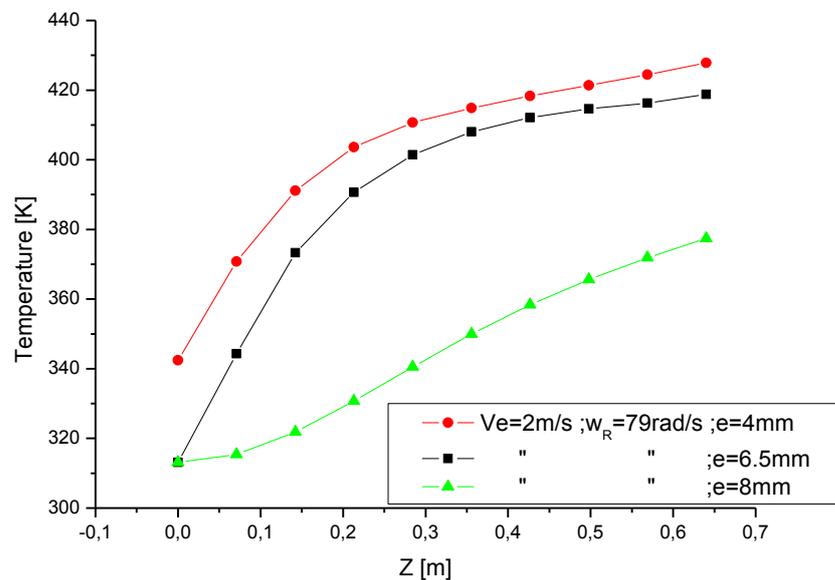


Figure IV.21 Profil de température pour différents entrefers sans rayonnement.

$$Ve=2m/s; \omega_R =79rad/s: e=4mm \rightarrow T_{max} = 427.8[k]$$

$$e=8mm \rightarrow T_{max} = 377.3[k]$$

Donc on a un gain de 11,8%.

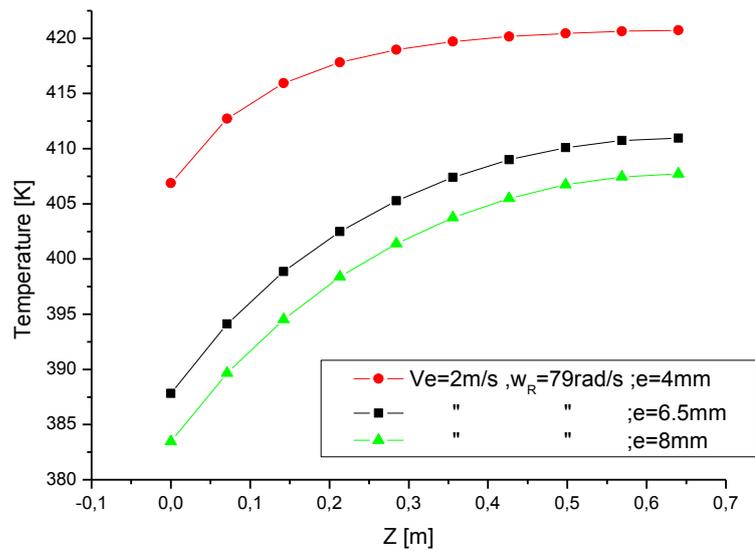


Figure IV.22 Profil de température pour différents entrefers avec rayonnement.

$$Ve=2\text{m/s}; \omega_R = 79\text{rad/s}: e=4\text{mm} \rightarrow T_{max} = 420.7[\text{k}]$$

$$e=8\text{mm} \rightarrow T_{max} = 407.7[\text{k}]$$

Donc on a un gain de 3,1%.

On observe que pour une même vitesse de rotation (79 rad/s) et même vitesse de soufflage (2 m/s), la température maximal déminer de 427.8 à 377.3 [k] en l'absence de rayonnement; Quant à la présence de rayonnement la température démine aussi de 420.7 à 407.7 [K].

On remarque aussi que pour un épaisseur de l'entrefers (e=4mm), les température sans et avec rayonnement sont 427.8 et 420.7 [K] respectivement. On note que l'effet du rayonnement augmente la température de 1.66%.

IV.5 Conclusion

Les résultats ont permis de visualiser les contours de la température. Les profils ont été tracés afin de mettre en évidence l'impact de la vitesse d'injection, vitesse de rotation, la taille de l'entrefers et l'impact du rayonnement sur le comportement de l'écoulement à l'intérieur de cet espace annulaire.

Après simulation, les résultats obtenus dénotent que la présence de rayonnement améliore le transfert de chaleur de la paroi chauffée.

Conclusion

Le présent travail présente une simulation numérique d'un écoulement tridimensionnel à l'intérieur d'un entrefer excentrique. le travail est achevé à l'aide d'un code de calcul ANSYS-cfx (16.2). Le system étudié comprend un rotor rotatif avec une surface chaude (204 °C) et un stator fixe avec une paroi froide (93°C). l'air froid de température est soufflé dans l'espace entre le stator et le rotor (entrefer). l'objectif principale du travail est de tester l'influence de la vitesse de rotation du rotor, la vitesse d'injection d'air, la taille de l'entrefer et l'effet de radiation sur le comportement thermique et fluide de l'écoulement d'air. les résultats de simulation montrent les points suivants:

- l'augmentation de la vitesse de rotation augmente le refroidissement de la partie chaude du système;
- l'augmentation de la vitesse d'injection améliore le refroidissement du moteur;
- l'augmentation de la taille d'entrefer favorise un peu le transfert thermique;
- les résultats de simulation ont montré aussi que l'effet de radiation a un impact sur le transfert thermique et cet impact dépend des paramètres précédentes.

La présence de rayonnement avec un entrefer étroit accentue le transfert de chaleur à mesure qu'on augmente la vitesse de rotation et diminue la vitesse d'injection. Toutefois, l'augmentation du transfert de chaleur est accompagnée par une augmentation de la perte de charge

Sur le plan académique de notre formation ce travail nous a permis d'utiliser la méthode des volumes finis du code ANSYS-CFX, ICEM, Gambit et le logiciel Origin pour la création des courbes.

comme perspective pour les futurs travaux nous proposons d'autres modèles pour le calcul du flux radiatif et d'autres modèles pour le calcul de la turbulence.

Bibliographie

- [1] L. K. Saha et al. (2020). Natural convection of dusty nanofluids within a concentric annulus. *Eur. Phys. J. Plus.* 135:732.
- [2] O. Benhizia, M. Bouzit, A. Z. Dellil (2019). Laminar natural convection of non-Newtonian power-law fluid in an eccentric annulus. *Thermal Science.* 00 (00) 127-127.
- [3] A.Z. Dellil, A. Azzi (2013). Numerical investigation of the heat transfer in an annulus cylindrical space. *Mechanika.* 19(1): 25-32.
- [4] H. Laidoudi, H. Ameer (2020). Investigation of the mixed convection of power-law fluids between two horizontal concentric cylinders: Effect of various operating conditions. 20 (2020) 100731.
- [5] Y. Attou, A. Z. Dellil, A. Meghdir (2018). Impact of the grooves on the enhancement of heat transfer in an annular space of a rotor-stator. *International Journal of Heat and Technology.*, 36 (4) 1283-1291.
- [6] V. Le Dez, H. (2012). Radiative transfer in a semi-transparent medium enclosed in a cylindrical annulus. *Sadat Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer* 113 96–116
- [7] Chang L.C., Yang K.T., Lloyd J.R., Radiation-natural convection interactions in two-dimensional complex enclosures, *J. Heat Trans.-T. ASME* 105 (1983) 89-95
- [8] Webb B.W., Viskanta R., Radiation-induced buoyancy-driven flow in rectangular enclosures : experiment and analysis, *J. Heat Trans.-T. ASME* 109 (1987) 427-433.
- [9] Desreyaud G., Lauriat C., Natural convection of a radiating fluid in a vertical layer, *J. Heat Trans.- T. ASME* 107 (1985) 710-712.
- [10] Fusegi T., Farouk B., Laminar and turbulent natural convection-radiation interactions in a square enclosure filled with a nongray gas, *Numer. Heat Tr.* 15 (1989) 303-322.
- [11] Cess R.D., On the differential approximation in radiative transfer, *Z. Angew. Math. Phys.* 17 (1966) 776-781.
- [12] Yucel A., Acharya S., Williams M.L., Natural convection and radiation in a square enclosure, *Numer. Heat Tr.* 15 (1989) 261-277.

Bibliographie

- [13] Fiveland W.A., Discrete ordinate solutions of the radiation transport equation of rectangular enclosures, *J. Heat Trans.-T. ASME* 106 (1984) 699-706.
- [14] Siegel R., Howell J.R., *Thermal Radiation Heat Transfer*, Hemisphere Publishing Corp, 3rd Ed., New York, 1992.
- [15] Tan Z., Howell J.R., Combined radiation and natural convection in a two-dimensional participating square medium, *Int. J. Heat Mass Tran.* 34 (1991) 785-793.
- [16] Raithby G.D., Chui E.H., A finite volume method for predicting a radiant heat transfer in enclosures with participating media, *J Heat Trans.-T. ASME* 112 (2) (1990) 415-423.
- [17] Patankar S.V., *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, McGraw Hill, New York, 1980.
- [18] Chui E.H., Raithby G.D., Computation of radiant heat transfer on a nonorthogonal mesh using the finite volume method, *Numer. Heat Tr. B-Fund.* 23 (1993) 269- 288.
- [19] Chui E.H., Raithby G.D., Hughes P.M.J., Prediction of radiative transfer in cylindrical enclosures with the finite volume method, *J. Thermophys. Heat Tr.* 6 (1992) 605- 611.
- [20] Chai J.C., Lee H.S., Patankar S.V., Finite volume method for radiative heat transfer, *J Thermophys. Heat Tr.* 8 (1994) 419-425.
- [21] Chai J.C., Parthasarathy C., Lee H.S., Patankar S.V., Finite volume radiative heat transfer procedure for irregular geometries, *J. Thermophys. Heat Tr.* 9 (1995) 410-41s.
- [22] Lee K.H., Lee J.S., Choi M., Parametric analysis of radiative-convective heat transfer around a circular cylinder in a cross flow using the finite volume radiation solution method, *Numer. Heat Tr. A-Appl.* 29 (1996) 181-196.
- [23] M.N. Borjini, C. Mbow, M. Daguene (1998) Etude numérique de l'influence du transfert radiatif sur la convection naturelle laminaire, bidimensionnelle, permanente, dans un espace annulaire d'axe horizontal, d'un limité par deux cylindres circulaires isothermes. *Rev. Gén. Therm.* 37. 475-487.
- [24]Sadam, T. (2018). Etude numérique de transfert de la chaleur au. M'SILA.
- [25]Bahrami, M. (2005, Spring). *Radiation Heat Transfer* .
- [26]BOUSSAID, M. (2018). *Transferts thermiques par rayonnement*.

Bibliographie

- [27] Youced, A. (2019). ÉTUDE NUMERIQUE ET THERMIQUE D'UN ÉCOULEMENT.
- [28] Park C (1990), Nonequilibrium Hypersonic Aerothermodynamics, Wiley Interscience.
- [29] Maraffa L (2001), Documentation du code PARADE.
- [30] Lasagna. D, Tutty. O, Chernyshenko. S, 2016. Flow regimes in a simplified Taylor–Couette-type flow model, *European Journal of Mechanics-B/Fluids*, 57, pp. 176-191.
- [31] Wilcox. D. C, 1993. Turbulence Modeling for CFD, DCW Industries, California.
- [32] Menter. F. R, Kuntz. M, Langtry. R, 2003. Ten years of industrial experience with the SST turbulence model, in ‘Proc. 4th Symposium on Turbulence, Heat and Mass Transfer. Begell House Inc., West Redding, pp. 625-632.
- [33] Patankar. S. V, 1980. Numerical heat transfer and fluid flow, Mc-Graw Hill, New York.

1. L'équation du transfert radiatif

A chaque instant t , il faut six variables pour situer la position d'un photon dans l'espace des phases : trois positions et trois moments. Par convention, on préfère utiliser trois variables équivalentes aux moments : la fréquence ν et la direction de propagation du photon Ω (il faut deux variables angulaires pour décrire Ω). Avec ces variables, on peut définir la fonction de distribution f :

$$f = f(t, x, \Omega, \nu). \quad (3.2.1)$$

On a alors :

$$dn = f dx d\Omega d\nu \quad (3.2.2)$$

dn est le nombre de photons se trouvant à l'instant t dans le volume dx autour du point x , avec une fréquence ν dans un intervalle fréquentiel de longueur $d\nu$ et se propageant autour d'une direction Ω dans un angle solide $d\Omega$.

Pour le transfert radiatif, on préfère utiliser l'intensité radiative spécifique, liée à la fonction de distribution des photons par la relation :

$$I(t, x, \Omega, \nu) = ch\nu f(t, x, \Omega, \nu). \quad (3.2.3)$$

Si l'intensité radiative spécifique ne dépend pas de Ω , on dit qu'elle est isotrope. De même, si elle ne dépend pas de x , on dit qu'elle est homogène. L'exemple le plus important de champ radiatif homogène et isotrope est celui qui coexiste avec la matière lors d'un équilibre thermique à la température T . L'intensité spécifique est alors décrite par la fonction de Planck, ou fonction de corps noir $B = B_\nu(T)$ avec :

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \left[\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1 \right]^{-1} \quad (3.2.4)$$

où k est la constante de Boltzmann.

Certaines grandeurs macroscopiques sont particulièrement représentatives. On les obtient en intégrant les grandeurs microscopiques par rapport à la fréquence et à la direction. On retiendra :

- L'énergie radiative : $E_R = \frac{1}{c} \int_{S^2} \int_0^\infty I\nu(\Omega) \cdot d\nu d\Omega$
- Le flux radiatif : $F_R = \frac{1}{c} \int_{S^2} \int_0^\infty c\Omega \cdot I\nu(\Omega) \cdot d\nu d\Omega$
- La pression radiative : $P_R = \frac{1}{c} \int_{S^2} \int_0^\infty \Omega \otimes \Omega I\nu(\Omega) \cdot d\nu d\Omega$

Annexe

Une propriété fondamentale du transfert radiatif est la limitation du flux. Comme tous les photons se déplacent à la vitesse de la lumière, il en résulte que :

$$f = \frac{F_R}{cE_R} < 1 \quad (3.2.5)$$

Cette propriété est très importante aussi cherchera-t-on à la retrouver dans nos modèles par la suite. Lorsqu'elle est violée par un modèle, des états non physiques sont prédits. Les modèles de diffusion, ainsi que le modèle *P1* ne la vérifient pas dès lors que l'on est éloigné de l'équilibre radiatif. En revanche, on verra par la suite que le modèle *M1* la conserve. L'équation du transfert radiatif (ETR) représente le bilan d'énergie liée au rayonnement au niveau microscopique. Dans un milieu d'indice optique égal à 1, on l'écrit sous la forme :

$$\frac{1}{c} \partial_t I_v(\mathbf{\Omega}) + \mathbf{\Omega} \cdot \nabla_x I_v(\mathbf{\Omega}) = S_v - \sigma_v^{ext} I_v(\mathbf{\Omega}) + \frac{\sigma_v^d}{4\pi} \int_{S^2} \mathbf{p}_v(\mathbf{\Omega}' \cdot \mathbf{\Omega}) I_v(\mathbf{\Omega}') d\mathbf{\Omega}' dv \quad (3.2.6)$$

On a noté S_v le terme d'émission. Comme on l'a vu, dans le cas de l'équilibre thermique local, on peut l'exprimer grâce à la fonction de Planck :

$$S_v = \sigma_v^e B_v(T) \quad (3.2.7)$$

La fonction de Planck, ou fonction de corps noir $B_v(T)$ est isotrope et est définie par la formule (3.2.4).

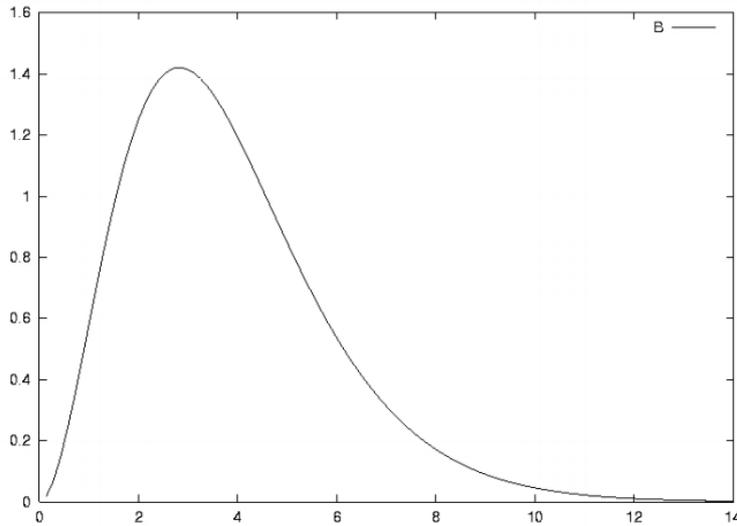


Figure 1: Fonction de Planck adimensionnée

Annexe

La fonction de Planck, que l'on appellera parfois Planckienne, passe par un maximum que l'on peut situer grâce à la première loi de Wien :

$$\lambda T = 2898 \quad (3.2.8)$$

Ici λ est la longueur d'onde exprimée en μm . En tant que fonction isotrope, la fonction de Planck a un flux nul. De plus, son énergie a la particularité de s'exprimer en fonction de la température par la loi :

$$\frac{1}{c} \int_{S^2} \int_0^\infty B_\nu(T) d\nu d\Omega = aT^4 \quad (3.2.9)$$

$a = \frac{8\pi^5 K^4}{15h^3 c^3}$ est parfois notée sous la forme $\frac{4\sigma_R}{c}$ où σ_R est ici la constante de Stefan-Boltzmann.

On appelle équilibre radiatif l'état de la matière dans lequel l'intensité radiative a la forme d'une fonction de Planck. Dans ce cas l'énergie radiative vaut donc aT^4 et le flux radiatif est nul. Par analogie, on définit la température radiative par :

$$E_R = aT_R^4 \quad (3.2.10)$$

On voit immédiatement qu'à l'équilibre radiatif, $T_R = T$

2. Différents niveaux de modélisation

La détermination des grandeurs physiques, que ce soit au niveau du rayonnement ou de la mécanique des fluides, passe par la connaissance des distributions de populations sur les niveaux d'énergie quantique. Celles-ci sont plus ou moins ardues à prédire selon les régimes physiques dans lesquels on choisit de se placer. L'échelle des niveaux de modélisation dépend essentiellement de trois notions d'équilibre : l'équilibre chimique, l'équilibre thermique et l'équilibre radiatif.

L'équilibre chimique est atteint lorsque la cinétique chimique a atteint son état stationnaire. Toutes les réactions chimiques sont à l'équilibre et les concentrations de chaque espèce n'évoluent plus. On peut alors considérer le mélange comme un seul fluide pour les besoins de la résolution numérique.

Annexe

L'équilibre thermique est atteint lorsque l'on peut définir une unique température pour toutes les espèces. Il existe néanmoins plusieurs degrés entre l'équilibre thermique et le déséquilibre thermique total.

On appellera équilibre thermique partiel un régime dans lequel les fonctions de répartition des niveaux des populations sont boltzmaniennes pour chaque degré de liberté. Dans ce cas, il peut exister plusieurs températures différentes (températures de vibration, températures de rotation,...). Bien entendu, l'équilibre thermique total est un équilibre thermique partiel pour lequel toutes ces températures sont identiques.

Dans le cas du déséquilibre thermique total, tous les niveaux des populations doivent être décrits individuellement. Enfin, on peut également considérer des déséquilibres thermiques partiels dans lesquels les niveaux les plus énergétiques sont supposés boltzmaniens (comme dans le cas de l'équilibre thermique partiel), et les niveaux les moins énergétiques sont décrits de manière détaillée.

On se trouve à l'équilibre thermodynamique local (ETL) dès lors que l'on est dans une situation à la fois d'équilibre chimique et thermique.

L'équilibre radiatif est atteint lorsque la matière est en équilibre avec le rayonnement. Dans le cas de l'ETL, cela signifie que les photons sont distribués selon une planckienne à la température du fluide.

Ces équilibres définis, on peut dessiner une première échelle dans la modélisation. On a ajouté les diverses dépendances de l'opacité σ pour donner une idée de la complexité de chaque étape :

1. Le modèle collisionnel-radiatif se situe au plus haut niveau de la modélisation. Tous les niveaux sont décrits de manière détaillée par les équations-maîtresses. Cependant, on ne considère qu'une seule température électronique et on néglige le couplage radiatif. Des modèles ne faisant pas cette simplification sont extrêmement complexes et peu utilisés.

$\sigma = \sigma_v((C_i)_i, (N_i)_i, \dots)$: l'opacité dépend des densités de chaque espèce N_i et des différentes températures. Son calcul est donc relativement difficile.

2. Le modèle collisionnel-radiatif avec condition QSS. La condition QSS (pour Quasi-Steady-State) stipule que la variation de la densité numérique de chaque état est négligeable devant la somme des taux de toutes les transitions collisionnelles et radiatives qui peuplent ou

Annexe

dépeuplent cet état. Les populations sont donc toujours dans un état d'équilibre, et leur densité numérique est fournie par la résolution d'une équation algébrique [28]. Ce modèle permet de résoudre certaines configurations en déséquilibre thermique total. $\sigma = \sigma_v((C_i)_i, (N_i)_i, \dots)$: l'opacité possède les mêmes dépendances, mais les densités numériques N_i sont obtenues plus facilement que précédemment.

3. Des modèles hybrides entre le précédent et les suivants permettent de résoudre des configurations en déséquilibre thermique partiel ([29]).

4. Les modèles boltzmaniens à plusieurs températures permettent de résoudre des problèmes à l'équilibre thermique partiel. $\sigma = \sigma_v((C_i)_i, \rho, T_e, (T_i^{vib})_i, (T_i^{rot})_i, \dots)$.

5. Les modèles boltzmaniens à une seule température permettent de résoudre des problèmes à l'équilibre thermique. $\sigma = \sigma_v((C_i)_i, \rho, T)$: il n'existe plus qu'une seule température, ce qui simplifie notablement le calcul de σ .

6. En fin au plus bas de l'échelle se trouvent les modèles à l'ETL. Dans ce cas, $\sigma = \sigma(\rho, T)$ ne dépend plus que de deux variables.

Introduction générale

Chapitre I

Recherche bibliographique

Chapitre II

Généralités sur les machines électriques

Chapitre III

Modélisation de l'équation de transfert radiatif

Chapitre IV

Résultats et discussions

Conclusion générale et perspective

Bibliographie

Annexes