



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 والأمن الصناعي
Institut de Maintenance et de Sécurité Industrielle

Thèse

Pour l'obtention du diplôme de Doctorat LMD

Filière : Génie mécanique

Spécialité : Thermique et Mécanique des Machines Industrielles

Thème

**ÉTUDE NUMERIQUE ET THERMIQUE D'UN ÉCOULEMENT
TURBULENT DANS UN ESPACE ANNULAIRE D'UN ROTOR STATOR**

Présenté et soutenu publiquement par :

Nom : ATTOU Prénom : Youcef

Devant le jury composé de :

| Nom et Prénom | Grade | Etablissement | Qualité |
|------------------------|-------|---------------------|--------------|
| OTSMANI Zineb | MCA | Université d'Oran 2 | Présidente |
| DELLIL Ahmed Zineddine | Pr | Université d'Oran 2 | Rapporteur |
| GUENDOZ Djillalia | MCA | Université d'Oran 2 | Examinatrice |
| YOUCEFI Abdelkader | Pr | USTO-MB | Examineur |
| NOUREDDINE Abdelkader | Pr | USTO-MB | Examineur |

Année 2018/2019

A ceux que j'aime profondément :

*A mes chers parents
Et à mes frères.*

A mes amis

ATTOU Youcef.....

إلى من أنار بكلماته دربي.....

إلى من علمني فن الانجاز.....

خالص محبتي وشكري وتقديري

إلى والدي وإخوتي الأحباء.....

لولاكم لكان النجاح حلم.....

عتو يوسف.....

REMERCIEMENTS

﴿ الْحَمْدُ لِلَّهِ رَبِّ الْعَالَمِينَ ﴾

« Louange à Allah, Seigneur de l'univers »

(Coran, Al-Fatiha/2)

Mes remerciements vont premièrement à **Dieu, ALLAH** le tout-puissant de m'avoir donné la volonté, la santé et la patience. *Al Hamdoulillah, qui m'a offert la force de réaliser beaucoup de choses au-delà de mes capacités normales.*

Mes remerciements sont adressés très sincèrement à mon directeur de recherche, Monsieur DELLIL Ahmed Zineddine, Professeur à l'université d'Oran 2 Mohamed Ben Ahmed qui n'a ménagé aucun effort tant pour ses conseils, son encadrement, sa rigueur dans la qualité du travail effectué, que pour son sens d'écoute et sa disponibilité.

Mes remerciements s'adressent également à Mme OTSMANI Zineb, Maître de Conférence à l'Université d'Oran 2 Mohamed Ben Ahmed qui m'a fait l'honneur de présider le jury de cette thèse de Doctorat.

Mes remerciements anticipés sont adressés aux honorables membres de jury, Mr. YUCEFI Abdelkader et Mr. NOUREDDINE Abdelkader Professeurs à l'Université des Sciences et de Technologie Mohamed Boudiaf d'Oran et docteur GUENDOUZ Djillalia, Maître de Conférences à l'Université d'Oran 2, pour avoir bien voulu accepter d'enrichir et d'évaluer ce travail.

Je tiens à remercier tous ceux qui m'ont aidé à mener correctement ce travail. J'exprime ma sincère reconnaissance à Mr A. MEGHDIR, Mr A. FEDDAL, Mr N. BOUHAMRI, Mr M. BOUHAFS et Mr Y. GANA pour leur orientation et leur aide.

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 trouveront ici l'expression de mes remerciements les plus sincères.

Merci à vous tous

Mr ATTOU Youcef

Étude Numérique et Thermique d'un Écoulement Turbulent dans un Espace Annulaire d'un Rotor-Stator

Résumé

Ce travail de thèse porte sur une étude numérique du transfert de chaleur par convection dans un espace annulo-cylindrique d'un écoulement axial d'air entre un rotor tournant à vitesse angulaire constante et un stator fixe. Notre étude sera validée par l'expérience faite par Lancial.N [56]. Quatre cas de configurations géométriques ont été étudiés. Dans un premier temps, les surfaces du rotor et stator sont lisses. Dans un second temps, la paroi du stator est ailettée le long du cylindre et le rotor est lisse. Dans le troisième cas, on porte la même forme de l'ailette sur le rotor et le stator et enfin le dernier cas consiste à réaliser les mêmes ailettes sur le rotor tandis que le stator est maintenu lisse. En présence d'un écoulement combiné (Taylor Couette Poiseuille), les résultats montrent que le cas du rotor ailetté est intéressant du point de vue thermique par rapport aux autres (lisse, stator ailetté, et rotor-stator ailettés). Dans cette étude, les résultats numériques sont obtenus pour :

- ✓ Différentes vitesses de rotation du rotor ailetté.
- ✓ Différentes vitesses d'injection d'air.
- ✓ Différents entrefers.
- ✓ Différentes valeurs de la profondeur de l'ailette.
- ✓ Différents modèles numériques.

La présence de ces ailettes sur la paroi du rotor avec un entrefer étroit accentue le transfert de chaleur à mesure qu'on augmente la vitesse de rotation, la vitesse d'injection, et la profondeur de l'ailette. Toutefois, l'augmentation du transfert de chaleur est accompagnée par une augmentation de la perte de charge. Cette étude numérique est réalisée avec le code ANSYS Fluent 14.0, 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: ailette d'un rotor stator, modèle SST, turbulence, transfert de chaleur.

Numerical and Thermal Study of a Turbulent Flow in an Annular Space of a Rotor-Stator

Abstract

This thesis work deals with the numerical study of heat transfer by convection in an annulo-cylindrical space of an axial air flow between a rotor rotating at constant angular velocity and a fixed stator. Our study is based on the experience of Lancial.N [56]. We propose to study four geometric configurations of the rotor and stator. The first is to take the surfaces of the rotor and the stator as smooth. In the second configuration, the stator wall is finned along the cylinder and the rotor is smooth. For the third, it is considered that the rotor and the stator are provided with fins of the same geometrical shape as regards the last case; it is only on the rotor that the same types of fins are considered. In the presence of a combined flow (Taylor Couette Poiseuille), the

results show that the case of the finned rotor is interesting from the thermal point of view compared to the others (smooth, finned stator and rotor-stator finned). In this study, numerical results are obtained for:

- ✓ Different rotational speed of the finned rotor.
- ✓ Different air injection speeds.
- ✓ Different air gaps.
- ✓ Different value of the depth of the fin.
- ✓ Different numerical models.

The presence of these fins with a narrow air gap accentuates the heat transfer as we increase the rotational speed, the injection speed, the depth of the fin. This numerical study is carried out with the code ANSYS Fluent 14.0, which solves the Navier-Stokes equations by the finite volume method (FVM), by using the turbulence model SST (Shear-Stress-Transport).

Key words: *fin, Shear Stress Transport model, turbulence, heat transfer.*

دراسة رقمية وحرارية لتدفق مضطرب في فراغ حلقي لدوّار و ساكن

ملخص

يتناول هذا العمل دراسة رقمية لنقل الحرارة عن طريق الحمل الحراري في فضاء أسطواني حلقي لتدفق الهواء المحوري بين دوّار يدور بسرعة زاوية ثابتة و الجزء الثابت يبقى ساكن. تعتمد دراستنا على التجربة التي أجراها نيكولا لانسيال [56]. حيث تم دراسة أربع حالات من التكوينات الهندسية. في البداية، هو أن تأخذ أسطح الدوار والجزء الثابت بدون زعانف. في التكوين الثاني، يتم زعنة جدار الجزء الثابت على طول الأسطوانة والآخر يبقى أملس. في الحالة الثالثة، الجزء الدوّار و الثابت تم تزويدهما بأخاديد ذات نفس الشكل الهندسي. أما في الحالة الأخيرة؛ فقد تم تزويد الدوار بزعانف و الجزء الثابت يبقى أملس. في ظل وجود تدفق مدمج (تايلوركوات بوزاي)، تظهر النتائج أن الحالة الأخيرة هي الأكثر فعالية و نجاعة في انتقال الحرارة مقارنة بالأشكال الأخرى (الأملس، الساكن ذو زعانف، الزعانف في الساكن و الدوار). في هذه الدراسة ، تم الحصول على نتائج رقمية من أجل:

- ✓ مختلف سرعات دوران الدوّار.
- ✓ مختلف سرعات حقن الهواء.
- ✓ مختلف فجوات الهواء.
- ✓ قيم مختلفة من عمق الزعانف.
- ✓ نماذج رقمية مختلفة.

إنّ وجود الزعانف على الدوّار مع عرض الفجوة ضيق يعزز نقل الحرارة بزيادة سرعة الدوران ، سرعة حقن الهواء وعمق الزعانف. يتم تنفيذ هذه الدراسة الرقمية باستخدام برنامج فلونت ANSYS Fluent 14.0 ، الذي يحل معادلات نافير ستوكس Navier-Stokes و الذي يعتمد على طريقة الحجم المحدد (ط ح م) باستعمال نموذج الاضطراب من نوع SST (القص - الإجهاد - النقل).

الكلمات المفتاحية : زعنة، نموذج SST، الاضطراب، نقل الحرارة.

Table des matières

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

Chapitre I : Synthèse bibliographique de l'étude d'un écoulement d'air dans un espace annulaire

| | |
|---|-----------|
| I.1 Introduction | 6 |
| I.2 Les travaux effectués sur l'écoulement et les transferts thermiques dans un espace annulaire | 6 |
| I.2.1 Transfert thermique dans un espace annulaire lisse | 6 |
| I.2.1.1 Écoulement de Taylor-Couette | 6 |
| I.2.1.2 Écoulement de Taylor-Couette-Poiseuille | 9 |
| I.2.2 Transferts convectifs dans un espace annulaire rainuré | 14 |
| I.2.2.1 Écoulement de Taylor-Couette | 15 |
| I.2.2.2 Écoulement de Taylor-Couette-Poiseuille | 18 |
| I.3 Conclusion | 29 |

Chapitre II : Modélisation de la turbulence

| | |
|--|-----------|
| II.1 Introduction | 31 |
| II.2 La simulation numérique des écoulements turbulents | 31 |
| II.3 Principales méthodes d'approches pour la turbulence | 31 |
| II.3.1 Simulation numérique directe (DNS) | 32 |
| II.3.1 Simulation des grandes échelles (LES) | 32 |
| II.3.2 Equations de Navier Stokes Moyennées (Reynolds Averaged Navier Stokes, R.A.N.S) | 33 |
| II.4 Équations gouvernantes | 34 |
| II.5 Modèles de fermetures | 36 |

Table des matières

| | | |
|--|---|-----------|
| II.5.1 | Hypothèse de Boussinesq | 37 |
| II.5.2 | Le modèle Spalart-Allmaras | 37 |
| II.5.3 | Le modèle $k - \varepsilon$ | 37 |
| II.5.3.1 | Le modèle $k - \varepsilon$ standard | 38 |
| II.5.3.2 | Le modèle k- ε RNG | 39 |
| II.5.3.3 | Le modèle k- ε réalisable | 39 |
| II.5.4 | Le modèle k- ω standard | 40 |
| II.5.4.1 | Le modèle k- ω SST | 40 |
| II.5.5 | Avantages et inconvénients des différents modèles de turbulence | 42 |
| II.6 | Modélisation de l'écoulement près des parois | 43 |
| II.7 | Conclusion | 45 |
| <u>Chapitre III : Méthode numérique</u> | | |
| III.1 | Introduction | 48 |
| III.2 | Un aperçu général des méthodes numériques | 48 |
| III.2.1 | Méthode des différences finies | 48 |
| III.2.2 | Méthode des éléments finis | 49 |
| III.2.3 | La méthode des volumes finis | 49 |
| III.2.3.1 | Principe de la méthode des volumes finis | 49 |
| III.2.3.2 | Maillage | 53 |
| III.2.3.2.1 | Maillage structuré | 54 |
| III.2.3.2.2 | Maillage non-structuré | 54 |
| III.2.3.2.3 | Maillage hybride | 55 |
| III.3 | Présentation d'ICEM et de FLUENT | 55 |
| III.3.1 | ICEM-CFD | 56 |
| III.3.2 | ANSYS Fluent 14.0 | 57 |
| III.3.2.1 | Procédure de résolution numérique par « Fluent » | 58 |
| III.3.2.1.1 | Choix de la formulation du solveur | 58 |
| III.3.2.1.2 | Schéma de discrétisation | 59 |
| III.3.2.1.3 | Méthodes d'interpolation de la pression sur les faces | 60 |
| III.3.2.1.4 | Choix des méthodes d'interpolations (Gradients) | 60 |
| III.3.2.1.5 | Choix de la méthode de couplage Pression-Vitesse | 60 |
| III.3.2.1.6 | Initialisation | 61 |
| III.3.2.1.7 | Critère de convergence | 61 |
| III.3.2.1.8 | Choix des facteurs de relaxation | 62 |

Table des matières

| | |
|--|-----------|
| III.4 Description du problème | 63 |
| III.4.1 Génération de maillage avec ICEM-CFD | 66 |
| III.4.2 Conditions aux limites | 68 |
| III.4.3 Étude du Maillage | 69 |
| III.4.3.1 Valeurs de y^+ | 69 |
| III.4.3.2 Sensibilité au maillage | 70 |
| III.5 Conclusion | 71 |

Chapitre IV : Résultats & Discussions

| | |
|--|-----------|
| IV.1 Introduction | 74 |
| IV.2 Validation du modèle numérique | 74 |
| IV.3 Résultats numériques et interprétations | 75 |
| IV.3.1 Impact de la Vitesse de rotation | 75 |
| IV.3.1.1 Champ de température : impact de la vitesse de rotation | 77 |
| IV.3.1.2 Champ dynamique : impact de la vitesse de rotation | 77 |
| IV.3.2 Impact de la Vitesse d'injection | 79 |
| IV.3.2.1 Champ de température : impact de la vitesse d'injection | 81 |
| IV.3.2.2 Champ de vitesse : impact de la vitesse d'injection | 82 |
| IV.3.3 Impact de l'épaisseur d'entrefer | 83 |
| IV.3.3.1 Effet thermique : impact de l'épaisseur d'entrefer | 84 |
| IV.3.3.2 Effet dynamique : impact de l'épaisseur d'entrefer | 84 |
| IV.3.4 Impact de la variation de la profondeur de l'ailette | 85 |
| IV.3.4.1 Effet thermique : impact de la variation de la profondeur de l'ailette | 88 |
| IV.3.4.2 Effet dynamique : impact de la variation de la profondeur de l'ailette | 88 |
| IV.3.4.3 Evolution du nombre de Nusselt local Nu | 90 |
| IV.3.4.4 Evolution du coefficient de frottement local C_f | 91 |
| IV.3.4.5 Coefficient de pression C_p | 92 |
| IV.3.4.6 Énergie cinétique turbulente | 93 |
| IV.3.5 Impact de l'ailette pour les quatre configurations (rotor-stator lisses, stator ailetté, rotor ailetté et le rotor-stator ailettés) | 94 |
| IV.3.5.1 Aspect thermique : impact de l'ailette pour les quatre configurations | 95 |
| IV.3.5.2 Aspect dynamique : impact de l'ailette pour les quatre configurations | 96 |
| IV.3.5.3 Énergie cinétique turbulente | 98 |
| IV.3.6 Impact de la variation des modèles numériques | 99 |

Table des matières

| | | |
|---|---|------------|
| IV.3.6.1 | Champ des températures : impact de la variation des modèles numériques .. | 99 |
| IV.3.6.2 | Champ des vitesses : impact de la variation des modèles numériques..... | 100 |
| IV.4 Conclusion | | 101 |
| Conclusion générale & perspectives | | 103 |
| Références bibliographiques | | 105 |

Annexes

| | |
|--|------------|
| Annexes A : Théorie et comportement thermique des alternateurs synchrones | 112 |
| Annexes B : Moyens de refroidissement des machines synchrones | 125 |
| Annexes C : Equation de convection-diffusion | 131 |

Liste des figures

| | | |
|----------------------|--|-----------|
| Figure 1 : | Effet de la température de l'enroulement sur la durée de vie de la machine électrique | 2 |
| Figure 2 : | Circuit de ventilation d'une machine électrique à ventilation axiale | 3 |
| Figure I.1 : | Écoulement de Taylor-Couette entre deux cylindres concentriques tournants | 7 |
| Figure I.2 : | Tourbillons de Taylor | 7 |
| Figure I.3 : | Tourbillons de Taylor entre deux cylindres coaxiaux | 7 |
| Figure I.4 : | Régimes d'écoulement apparaissant entre deux cylindres coaxiaux en fonction des valeurs des nombres de Reynolds intérieur R_o et extérieur R_i avec un rapport de rayon $\eta = R1/R2 = 0.883$. | 8 |
| Figure I.5 : | Représentation schématique entre les différents régimes d'écoulement dans un espace annulaire (avec débit axial) | 10 |
| Figure I.6 : | Évolution du Nusselt en fonction du Reynolds pour un entrefer lisse | 10 |
| Figure I.7 : | Transfert de chaleur pour la configuration lisse | 12 |
| Figure I.8 : | Configurations géométriques d'entrefers proposées par Gazley | 16 |
| Figure I.9 : | Évolution du rapport Nu_{r-s}/Nu_{cond} en fonction du nombre de Taylor modifié, écoulement lié à la rotation seule, $Pr = 4,5$ | 16 |
| Figure I.10 : | Distribution du nombre de Nusselt le long de la surface encochée avec $T_{am} = 218$, $T_{am} < T_{ac}$ (Hayase et al. [41]) | 17 |
| Figure I.11 : | Distribution du nombre de Nusselt moyen dans le cas d'un entrefer lisse et encoché (Bouafia et al. [42]) | 17 |
| Figure I.12 : | Variation du nombre de Nusselt global avec le nombre de Taylor | 18 |
| Figure I.13 : | Configuration géométrique : rotor rainuré | 19 |
| Figure I.14 : | Transfert de chaleur pour le cas : rotor rainuré | 19 |
| Figure I.15 : | Variation du nombre de Nusselt le long de la surface encochée du rotor [46]. | 19 |
| Figure I.16 : | Géométrie du stator rainuré [42] | 20 |
| Figure I.17 : | Définition de la géométrie pour le cas stator ailetté [47] | 20 |
| Figure I.18 : | Variations du nombre de Nusselt Nu en fonction de Ta | 20 |
| Figure I.19 : | Schéma d'entrefer rainuré avec le maillage [48] | 21 |
| Figure I.20 : | Variation de la température pour le cas rotor–stator rainuré ($20000 \text{ tr.min}^{-1}$) | 21 |
| Figure I.21 : | Vue schématique de la géométrie rotor rainuré [49] | 21 |
| Figure I.22 : | Modification du nombre de Nusselt avec le nombre de Taylor modifié pour le cylindre avec des rainures axiales; $Re_a = 920 \times 2100$. | 21 |

| | | |
|------------------------|---|-----------|
| Figure I.23 : | Différent modes du cylindre intérieur [50] | 22 |
| Figure I.24 : | Nombre moyen de Nusselt en fonction du nombre de Reynolds axial pour le cylindre intérieur | 22 |
| Figure I.25 : | La configuration du stator et rotor | 23 |
| Figure I.26 : | Nombre de Nusselt moyen du rotor en fonction du nombre de Reynolds rotationnel Re_r comparés aux travaux étudiés pour un nombre de Reynolds axial $Re_a=6425$ | 23 |
| Figure I.27 : | Stator rainuré | 24 |
| Figure I.28 : | Vue schématique du système Taylor-Couette et de la géométrie de la rainure | 24 |
| Figure I.29 : | Effet du nombre de Taylor sur Nu et Re pour les pipes plates et à ailettes | 25 |
| Figure I.30 : | Effet du nombre de rainures (N_g) sur le coefficient de transfert thermique dans le canal annulaire | 25 |
| Figure I.31 : | Configuration géométrique du rotor rainuré | 26 |
| Figure I.32 : | Evolution du nombre de Nusselt moyen en fonction de Re_t | 26 |
| Figure II.1 : | La turbulence | 31 |
| Figure II.2 : | Technique de la simulation numérique directe DNS | 32 |
| Figure II.3 : | Technique de la simulation aux grandes échelles LES | 32 |
| Figure II.4 : | Technique de la simulation statique RANS | 34 |
| Figure II.5 : | Evolution temporelle de la vitesse en régime turbulent | 34 |
| Figure II.6 : | Domaine d'étude des deux cylindres concentriques en entrefer lisse | 36 |
| Figure II.7 : | Subdivisions de la région près de la paroi | 43 |
| Figure II.8 : | Approches de traitement des parois | 45 |
| Figure III.1 : | Discretisation d'un domaine en volumes élémentaires pour un problème bidimensionnel | 50 |
| Figure III.2 : | Volume de contrôle à travers lequel se fait l'intégration | 52 |
| Figure III.3 : | Schéma du maillage en tétraédral | 53 |
| Figure III.4 : | Type d'éléments de maillage | 53 |
| Figure III.5 : | (a) Schéma du maillage, (b) maillage décalé pour u_e , (c) maillage décalé pour v_n | 54 |
| Figure III.6 : | Trois exemples de maillages structurés :(a) une grille cartésienne, (b) curviligne, (c) cylindrique | 54 |
| Figure III.7 : | Exemple du maillage non-structuré | 54 |
| Figure III.8 : | Exemple de maillage hybride | 55 |
| Figure III.9 : | Procédure numérique globale pour la simulation sur ces codes de calculs ICEM CFD et FLUENT | 55 |
| Figure III.10 : | Réalisation de la géométrie et génération du maillage par ICEM CFD 14.0 | 56 |
| Figure III.11 : | Interface général du logiciel ANSYS Fluent 14.0 | 57 |
| Figure III.12 : | Étape de la résolution numérique par Fluent | 58 |

| | | |
|------------------------|---|-----------|
| Figure III.13 : | Profils de l'évolution des résidus de calcul | 62 |
| Figure III.14 : | Schéma de l'espace annulaire pour les quatre configurations. | 65 |
| Figure III.15 : | Maillage final (maillage hexaèdre) généré dans ICEM CFD (a) Conduite lisse ; (b) Stator ailetté ; (c) Rotor-Stator ailettés ; (d) Rotor ailetté | 67 |
| Figure III.16 : | Maillage avec plans périodiques (14430 éléments) | 68 |
| Figure III.17 : | Vue rapprochée des pièces maillées (a) base du rotor ; (b) entrefers | 70 |
| Figure III.18 : | Influence de la taille du maillage sur les profils de la température | 70 |
| Figure IV.1 : | Comparaison des profils de température le long de la paroi du rotor avec les résultats expérimentaux [56] | 74 |
| Figure IV.2 : | Évolution de la température suivant l'axe Z | 75 |
| Figure IV.3 : | Variation du nombre de Nusselt moyen | 76 |
| Figure IV.4 : | Variation du coefficient de frottement moyen | 76 |
| Figure IV.5 : | Contours de température | 77 |
| Figure IV.6 : | Contours et lignes de courant | 79 |
| Figure IV.7 : | Variation de la température le long de l'ailette | 79 |
| Figure IV.8 : | Variation du nombre de Nusselt moyen | 80 |
| Figure IV.9 : | Variation du coefficient de frottement moyen | 80 |
| Figure IV.10 : | Contours de température totale | 81 |
| Figure IV.11 : | Contours et lignes de courant | 83 |
| Figure IV.12 : | Profil de température pour différents entrefers | 83 |
| Figure IV.13 : | Contour de température pour les entrefers 2, 4, 6mm | 84 |
| Figure IV.14 : | Contours et lignes de courant | 85 |
| Figure IV.15 : | Profils axiaux de température de surface du rotor | 86 |
| Figure IV.16 : | Variation du nombre de Nusselt moyen pour différentes profondeurs | 86 |
| Figure IV.17 : | Variation du coefficient de frottement moyen pour différentes profondeurs | 87 |
| Figure IV.18 : | Contours de température pour les différentes profondeurs (p=5 ; 10 ; 15 ; 20mm) (T [°K]) | 88 |
| Figure IV.19 : | Contours et lignes de courant de la vitesse pour différentes valeurs de la profondeur | 89 |
| Figure IV.20 : | Variation du nombre de Nusselt local pour différentes profondeurs : (a)-Suivant Z, (b)-Suivant le polyline | 90 |
| Figure IV.21 : | Coefficient de frottement local pour différentes valeurs de la profondeur : (a)-Suivant Z, (b)-Suivant le polyline | 92 |
| Figure IV.22 : | Variation de coefficient de pression local pour différentes valeurs de la profondeur : (a)-Suivant Z, (b)-Suivant le polyline | 93 |
| Figure IV.23 : | Profils de l'énergie cinétique turbulente (TKE) suivant le polyline pour différentes valeurs de la profondeur | 94 |
| Figure IV.24 : | Variation du nombre de Nusselt local le long de la paroi inférieur du rotor | 95 |

| | | |
|-----------------------|---|------------|
| Figure IV.25 : | Variation du Coefficient de frottement local le long de la paroi inférieure du rotor | 95 |
| Figure IV.26 : | Champ de température pour différentes formes | 96 |
| Figure IV.27 : | Contours et lignes de courant pour différentes formes | 98 |
| Figure IV.28 : | Profils de l'énergie cinétique turbulente (TKE) suivant le polyline pour différentes configurations | 98 |
| Figure IV.29 : | Évolution de la température sur l'axe du rotor | 99 |
| Figure IV.30 : | Champ de la température pour les modèles numériques testés | 100 |
| Figure IV.31 : | Champ de vitesse axiale dans l'ailette | 101 |

Liste des tableaux

Chapitre I :

| | | |
|----------------------|--|-----------|
| Tableau I.1 : | Entrefer lisse sans débit axial | 14 |
| Tableau I.2 : | Entrefer lisse avec débit axial | 14 |
| Tableau I.3 : | Bilan des corrélations dans un entrefer rainuré sans et avec débit axial | 28 |

Chapitre II :

| | | |
|-----------------------|---|-----------|
| Tableau II.1 : | Constantes du modèle k- ϵ standard | 39 |
| Tableau II.2 : | Constantes du modèle RNG | 39 |
| Tableau II.3 : | Constantes du modèle k- ω standard | 40 |
| Tableau II.4 : | Constantes du modèle k- ω SST | 41 |
| Tableau II.5 : | Modèles de turbulence et leur description | 43 |

Chapitre III :

| | | |
|------------------------|--|-----------|
| Tableau III.1 : | Caractéristiques géométriques des quatre configurations étudiées | 65 |
| Tableau III.2 : | Conditions aux limites | 68 |
| Tableau III.3 : | Grilles testées | 70 |

Nomenclature

Définitions des grandeurs électrotechniques

| | |
|--------|--|
| B_m | Densité de flux, [$W.m^{-2}$] |
| f | Fréquence, [Hz] |
| I, i | Courant, [A] |
| k_h | Coefficient d'hystérésis |
| k_e | Coefficient de pertes par courants de Foucault |
| p | Profondeur d'ailette, [m] |
| P | Perte ou puissance, [W] |
| P_j | Pertes d'enroulement du stator, [W] |
| R | Résistance du conducteur, [Ω] |
| R_r | Résistance du conducteur à la température T_{ref} , [Ω] |
| t | Temps, [s] |
| T | Température du conducteur, [$^{\circ}K$] |
| T_m | Moment du couple utile, [N.m] |
| U, u | Tension, [V] |

Symboles grecs

| | |
|--------------------------|--|
| α_r | Coefficient de température du matériau |
| ∂_1, ∂_2 | Constantes de perte d'hystérésis dépendant du matériau |
| Ω | Vitesse angulaire de l'arbre du moteur, [$rad.s^{-1}$] |

Définitions des grandeurs aérothermiques

| | |
|---|---|
| a | $a = \frac{\lambda}{\rho c}$ diffusivité thermique exprimée en [$m^2.s^{-1}$] |
| c | Chaleur spécifique, [$J.kg^{-1}.K^{-1}$] |
| C_f | Coefficient de frottement |
| C_p | Coefficient de pression |
| $C_{\mu}, C_{\varepsilon 1}, C_{\varepsilon 2}$ | Coefficients des modèles de turbulence |
| D_h | Diamètre hydraulique, [m] |
| e | Épaisseur d'entrefer, [m] |
| E_B | Pouvoir émissif total d'un corps noir, [$W.m^{-2}$] |
| E_G | Puissance émissive totale (Emittance) d'un corps gris, [W] |

| | |
|----------------------|--|
| F | Coefficient d'amortissement |
| g | Accélération de la pesanteur, [$m^2.s^{-1}$] |
| Gr | Nombre de Grashof |
| h | Coefficient d'échange convectif, [$W.m^{-2}.K^{-1}$] |
| J | Jacobien de la transformation des coordonnées |
| k | Énergie cinétique turbulente, [$J.kg^{-1}$] |
| Nu | Nombre de Nusselt |
| P | Pression, [Pa] |
| P_0 | Pression à l'entrée de l'ailette, [Pa] |
| Pe | Nombre de Peclet |
| Pr | Nombre de Prandtl |
| Q' | Taux de génération de chaleur, [$W.m^{-3}$] |
| Re | Nombre de Reynolds |
| r, R | Rayon, [m] |
| S | Surface d'échange thermique, [m^2] |
| $S\phi$ | Terme source |
| Ta_c | Nombre de Taylor critique |
| Ta_m | Nombre de Taylor modifié |
| u', v', w', P', T' | Fluctuation des variables dépendantes |
| V_0 | Vitesse à l'entrée d'air, [$m.s^{-1}$] |
| u, v, w | Vitesse, [$m.s^{-1}$] |
| x, y, z | Coordonnées cartésiennes |

Symboles grecs

| | |
|---|---|
| λ | Conductivité thermique, [$W.m^{-1}.K^{-1}$] |
| ρ | Masse volumique, [$kg.m^{-3}$] |
| ω_m | Vitesse de rotation, [$rad.s^{-1}$] ou taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente, [s^{-1}] |
| ν | Viscosité cinématique, [$m^2.s^{-1}$] |
| σ | Constante de Stephan-Boltzmann, [$\sigma = 5,67.10^{-8} W.m^{-2}.K^{-4}$] |
| ΔP | Pertes de charge, [Pa] |
| ϕ | Variable moyenne temporelle |
| θ | Température adimensionnelle |
| Φ | Flux de chaleur, [W] |
| κ | Constante de Von Karman |
| ε | Taux de l'énergie cinétique turbulente, [$m^2.s^{-3}$] ou émissivité |
| $\sigma_\varepsilon, \sigma_k, \sigma_\omega$ | Coefficients des modèles de turbulence |
| Γ_{ij} | Coefficient de transport de turbulence |
| τ_{wall} | Contrainte de cisaillement |
| U_τ | Vitesse de frottement, [$m.s^{-1}$] |

Indices et exposants

| | |
|------------|-------------------|
| <i>a</i> | Axial |
| <i>eff</i> | Effectif |
| <i>r</i> | Relatif au rotor |
| <i>s</i> | Relatif au stator |
| <i>t</i> | Tangentiel |
| Ω | Rotationnel |
| — | Valeur moyenne |

Acronymes

| | |
|---------------|--|
| <i>CFD</i> | Computational Fluid Dynamics. |
| <i>DNS</i> | Direct Numerical Simulation. |
| <i>EDP</i> | Équations aux Dérivées Partielles |
| <i>LES</i> | Large Eddy Simulation |
| <i>RANS</i> | Reynolds Average Navier Stokes |
| <i>SIMPLE</i> | Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations |
| <i>SST</i> | Shear Stress Transport. |
| <i>TC</i> | Taylor-Couette |
| <i>TCP</i> | Taylor-Couette-Poiseuille |
| <i>TKE</i> | Énergie cinétique turbulente |
| <i>VC</i> | Volumes de Contrôle |

Introduction générale

Durant ces dernières années, le développement des machines synchrones 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.

La machine synchrone 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, on cite par exemple, les aimants permanents et les isolants du bobinage, ce qui peut entraîner une défaillance grave. Les aimants permanents sont généralement placés sur le rotor pour produire un champ magnétique dans l'entrefer. La performance de ces aimants diminue en augmentant la température, car dans le cas d'une surchauffe ils sont démagnétisés. 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 thermo-physiques.

La circulation du courant dans les enroulements du stator et du rotor produit un échauffement des conducteurs. Le courant maximal admissible dans les enroulements d'induit est limité par la température maximale de l'isolation du fil, qui affecte considérablement la durée de vie de la machine. L'isolation du stator peut supporter des températures inférieures à 155 °C, 180 °C avec des classes d'isolation respectives 155 (F), 180 (H) (Figure 1). Les classes H et F sont les systèmes d'isolation les plus couramment utilisés dans les générateurs.

Introduction générale

Cependant, chaque excès de 10000 heures de la température de fonctionnement de l'isolation réduit la durée de vie de cette dernière de 30% à 50% [1]. En conséquence, un refroidissement efficace est essentiel pour assurer la fiabilité de la machine.

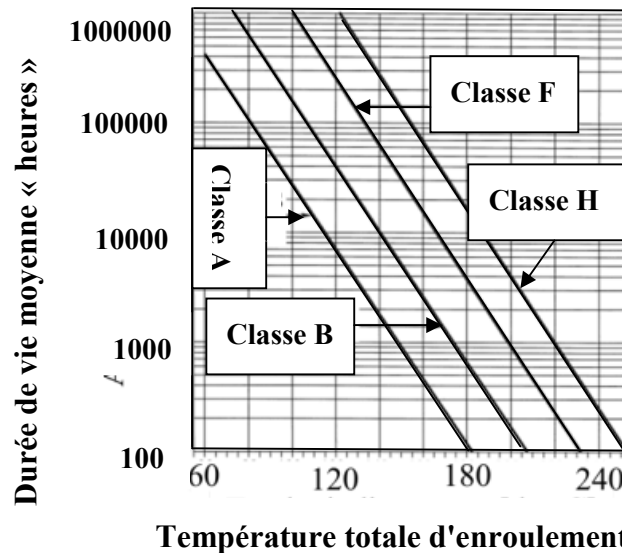


Figure 1 : Effet de la température de l'enroulement sur la durée de vie de la machine électrique [2]

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. En effet, les surfaces internes de la machine qui peuvent servir à l'évacuation de la chaleur sont généralement limitées et les coefficients de transfert de chaleur sur ces surfaces sont relativement faibles. Il est généralement admis que les systèmes de refroidissement par air sont plus faciles et plus fiables que les solutions de refroidissement par liquide. Cependant, dans certains cas, les solutions de refroidissement des machines les plus puissantes devraient adopter un refroidissement indirect ou direct par liquide afin qu'il soit plus efficaces.

Récemment, la plupart des fabricants des alternateurs et des moteurs électriques (Siemens, Alstom, par exemple) ont commencé à utiliser des systèmes de refroidissement indirect par liquide pour les machines électriques à haute puissance [4]. Alors, le système de refroidissement doit garantir que la machine restera dans les limites de température acceptables de l'isolation et des aimants permanents.

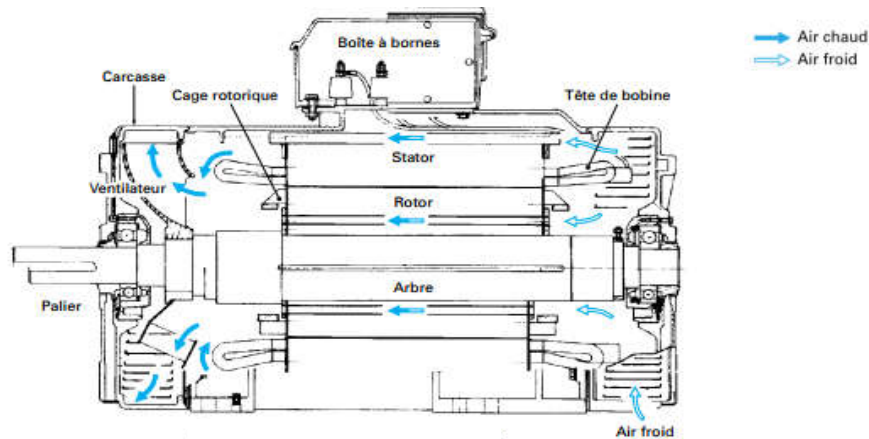


Figure 2 : Circuit de ventilation d'une machine électrique à ventilation axiale [3]

Les machines électriques étudiées dans cette thèse sont des alternateurs synchrones. Ce type de machines est fréquent dans de nombreuses applications et secteurs industriels. Ils ont pour but de convertir l'énergie mécanique en énergie électrique (production de l'électricité).

Le présent travail traite une simulation numérique d'un écoulement combiné avec transfert thermique dans un espace annulaire d'un rotor-stator. La résolution des équations de Navier-Stokes qui régissent cet écoulement se fait par le modèle SST (Shear Stress Transport) du code : ANSYS Fluent 14.0. Notre étude porte donc sur le moyen d'améliorer le transfert de chaleur et de trouver les meilleurs paramètres pour refroidir la paroi chauffante du rotor, car toutes les machines électriques sont sensibles à la température et leurs performances diminuent quand la température augmente.

L'objectif de cette étude est de montrer l'impact de la vitesse de rotation du rotor, la vitesse axiale de l'air, l'impact de la variation de la profondeur de l'ailette et d'entrefer et notamment l'impact de la présence des ailettes sur le rotor pour améliorer les échanges thermiques avec une réduction des pertes de charges.

Organisation du manuscrit

Ce manuscrit s'articule autour de quatre chapitres décrits ci-dessous précédés d'une introduction générale:

Le premier chapitre (I) porte sur une recherche bibliographique de tous les travaux aussi bien expérimentaux que numériques en relation avec le thème abordé.

On s'intéresse dans le deuxième chapitre (II) à la description du modèle mathématique et les modèles de turbulence. Les équations de conservation de masse, de quantité de

Introduction générale

mouvement et l'équation de l'énergie, la modélisation de l'écoulement près des parois ont été présentées.

Dans le troisième chapitre (III), on décrit la méthode des volumes finis et en particulier la discrétisation des équations, la génération du maillage et la méthode de résolution utilisée. Une description détaillée du code ANSYS-Fluent14.0, le problème physique de notre cas ainsi que les conditions aux limites ont été abordé dans ce chapitre.

Le quatrième chapitre (IV) est consacré à l'interprétation des résultats obtenus par le modèle du code de calcul.

On termine notre travail par une conclusion générale et des perspectives.

I

Synthèse bibliographique de l'étude d'un écoulement d'air dans un espace annulaire

Sommaire

| | |
|---|-----------|
| I.1 Introduction | 6 |
| I.2 Les travaux effectués sur l'écoulement et les transferts thermiques dans un espace annulaire | 6 |
| I.2.1 Transfert thermique dans un espace annulaire lisse | 6 |
| I.2.1.1 Écoulement de Taylor-Couette | 6 |
| I.2.1.2 Écoulement de Taylor-Couette-Poiseuille | 9 |
| I.2.2 Transferts convectifs dans un espace annulaire rainuré | 14 |
| I.2.2.1 Écoulement de Taylor-Couette | 15 |
| I.2.2.2 Écoulement de Taylor-Couette-Poiseuille | 18 |
| I.3 Conclusion | 29 |

I.1 Introduction

L'amélioration du transfert de chaleur à l'intérieur des moteurs électriques et des alternateurs est très importante pour prévenir les dommages d'isolation due à la génération de chaleur à l'intérieur du stator et du rotor des machines électriques. Les concepteurs mécaniques prennent en compte les facteurs de transfert de chaleur et les pertes de charge et prêtent attention aux paramètres géométriques pour augmenter le transfert de chaleur et réduire la perte de charge à l'intérieur des espaces annulaires. L'écoulement de fluide entre deux cylindres coaxiaux en présence de rotation est appelé écoulement de Taylor-Couette (TC). Si un écoulement axial se superpose à la rotation à l'intérieur d'un canal annulaire, il s'appelle écoulement de Taylor-Couette-Poiseuille (TCP). La présence d'écoulement axial dans l'entrefer entre deux cylindres coaxiaux améliore significativement le transfert de chaleur. Optimiser le rapport du transfert de chaleur sur la perte de charge joue un rôle dominant dans la conception des machines tournantes et améliore l'efficacité du système et le refroidissement.

I.2 Les travaux effectués sur l'écoulement et les transferts thermiques dans un espace annulaire

Notre analyse bibliographique sera classée en deux phases :

I.2.1 Transfert thermique dans un espace annulaire lisse**I.2.1.1 Écoulement de Taylor-Couette**

L'écoulement de Taylor-Couette est défini par le mouvement d'un fluide évoluant dans un espace annulaire entre deux cylindres concentriques en rotation (Fig I.1). Cette terminologie a été nommée d'après les travaux de Taylor [5] et de Couette [6]. Ce problème a été étudié expérimentalement par Couette [6] et Mallock [7].

Couette [6] a observé que le couple pour faire tourner le cylindre extérieur augmentait linéairement avec la vitesse de rotation jusqu'à une vitesse de rotation critique. La variation à l'intérieur du cylindre était dû à une transition de l'écoulement stable à l'écoulement instable avec une vitesse de rotation critique. Taylor [5] a été le premier à appliquer avec succès la théorie de la stabilité linéaire. Il a réussi à obtenir un excellent accord entre la théorie et l'expérimental sur l'instabilité de l'écoulement entre deux cylindres rotatifs et concentriques.

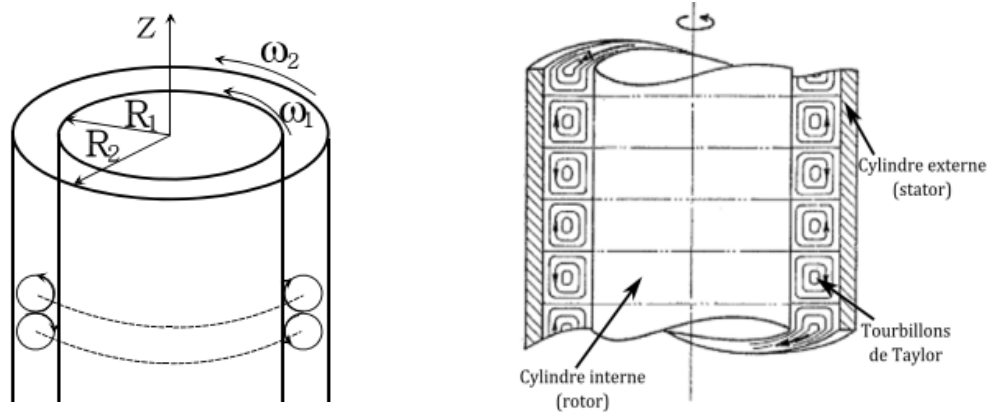


Figure I.1 : Écoulement de Taylor-Couette **Figure I.2 :** Tourbillons de Taylor [5]
entre deux cylindres concentriques tournants.

Il a présenté aussi une analyse mathématique de la stabilité pour un écoulement visqueux sans débit axial entre deux cylindres coaxiaux. Il a observé que pour un faible rapport entre l'entrefer et les rayons du cylindre (e/R), pour une vitesse de rotation donnée du cylindre extérieur et lorsque la vitesse de rotation du cylindre interne est faible, l'écoulement été laminaire. Il note aussi que quand la vitesse de rotation dépasse une valeur critique, l'écoulement présente des instabilités structurées de type « tourbillons de Taylor ». Elles sont contrarotatives et associées par paires. Il a proposé un paramètre, maintenant communément connu sous le nom de Taylor « Ta ». La valeur critique de ce nombre de Taylor pour l'instabilité primaire est de 1708 et est obtenue à partir de l'analyse linéaire. Cette valeur concorde bien avec ses expériences [8-10].

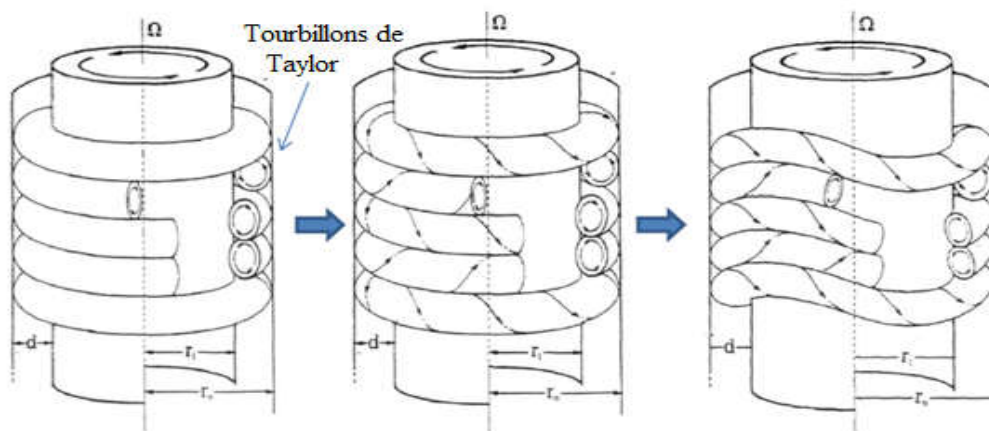


Figure I.3 : Tourbillons de Taylor entre deux cylindres coaxiaux.

Cognet [11] a étudié expérimentalement l'évolution de Couette vers la turbulence lorsque la vitesse augmente progressivement. Ce dernier a observé une augmentation du nombre d'ondes azimutales sur les frontières jusqu'à un nombre maximal constant pour $Ta \geq 4.5$, $Tac \leq 25$ et diminue jusqu'à la disparition des ondes azimutales pour $(Ta / Tac \approx 96)$. Le mouvement devient alors quasi périodique. L'auteur a montré que l'apparition des tourbillons correspondant à un nombre de Taylor élevé dans un large entrefer.

L'écoulement de fluide entre deux cylindres concentriques où l'un ou les deux cylindres sont en rotation (TC: Taylor-Couette) a été largement étudié pendant plusieurs années par [12-17]. Pour des grandes valeurs du nombre de Reynolds Re , la force de frottement stabilise le déplacement des particules fluides induit par le déséquilibre centrifuge et l'écoulement reste stable. Pour des valeurs du nombre de Reynolds Re supérieurs à la valeur critique Re_c , une seconde instabilité apparaît dite instabilité secondaire. Ces instabilités d'écoulement ont fait l'objet de nombreuses études (Coles [18]; Fenstermacher et al. [19]; Andereck et al.[20])

Pour le même nombre de Taylor avec un rapport du rayon $\eta = 0,95$, Coles [18] a observé la présence d'un régime d'onde azimutale (mode ondulé) pour des nombres de Reynolds importants du cylindre extérieur. Il a observé expérimentalement les 26 états (nombre de vortex) et une bifurcation sous-critique dans le régime contra-rotatif dans le cas newtonien.

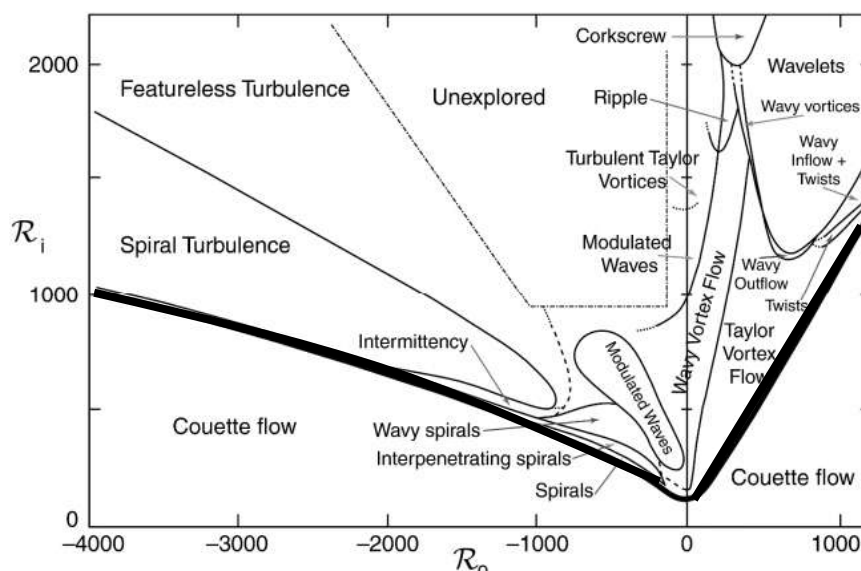


Figure I.4 : Régimes d'écoulement apparaissant entre deux cylindres coaxiaux en fonction des valeurs des nombres de Reynolds intérieur R_o et extérieur R_i avec un rapport de rayon $\eta = R1/R2 = 0.883$.

Andereck et al. [20] ont présenté une carte détaillée montrant différents types de vortex de Taylor pouvant se former sous différentes vitesses de rotation des cylindres. À l'apparition des tourbillons de Taylor, la vitesse angulaire critique (ou nombre de Taylor) dépend fortement du rapport du rayon (η). Ils ont identifié près de 20 régimes d'écoulement différents lorsque les deux cylindres sont mis en rotation. Sur la Figure I.4, il peut apparaître dans l'écoulement des tourbillons de Taylor, des tourbillons hélicoïdaux ou spirales, des tourbillons de Taylor ondulés, des spirales ondulées, des spirales turbulentes, des rides, etc.

Nemri et al. [21] se sont penché sur les différents types de régimes d'écoulement de Taylor-Couette et ont observé cinq régimes d'écoulement qui sont en accord avec Andereck et al. [20].

Kang et al. [22] ont étudié numériquement l'effet des grands rapports d'aspect sur l'amélioration du transfert de chaleur de l'écoulement de Couette-Taylor. Ils ont trouvé que le transfert de chaleur radial augmentait avec le nombre de Grashof « Gr ».

Ball et Farouk [23-25] ont mené une investigation numérique et expérimentale sur les caractéristiques du transfert thermique entre deux cylindres concentriques, afin d'étudier l'effet de la flottabilité et des forces centrifuges sur la stabilité de l'écoulement. Le rapport de forme $\Gamma = 31.5$ et le rapport des rayons est maintenu à la valeur de 0.5.

I.2.1.2 Écoulement de Taylor-Couette-Poiseuille

Pour les méthodes de refroidissement par circulation d'air, l'écoulement de fluide dans un espace rotor-stator est similaire à l'écoulement de fluide dans un espace annulaire entre deux cylindres concentriques (avec le cylindre interne rotatif et le cylindre externe stationnaire) mais avec un écoulement axial.

Goldstein [26] a étudié la stabilité de l'écoulement laminaire entre les cylindres concentriques avec écoulement axial. Ses résultats théoriques ont montré que la stabilité de l'écoulement laminaire purement rotationnel est augmentée par l'addition d'écoulements axiaux. Le début de l'instabilité varie en fonction du nombre de Reynolds axial.

Kaye et Elgar [27] ont révélé l'existence de quatre modes possibles dans cette condition d'écoulement. Ils peuvent être distingués et catégorisés en fonction du nombre de Taylor et du nombre de Reynolds axial, comme l'illustre la Figure I.4. Ces quatre modes sont:

- Écoulement laminaire pur.

- Écoulement laminaire avec les vortex de Taylor.
- Écoulement turbulent.
- Écoulement turbulent avec les vortex de Taylor.

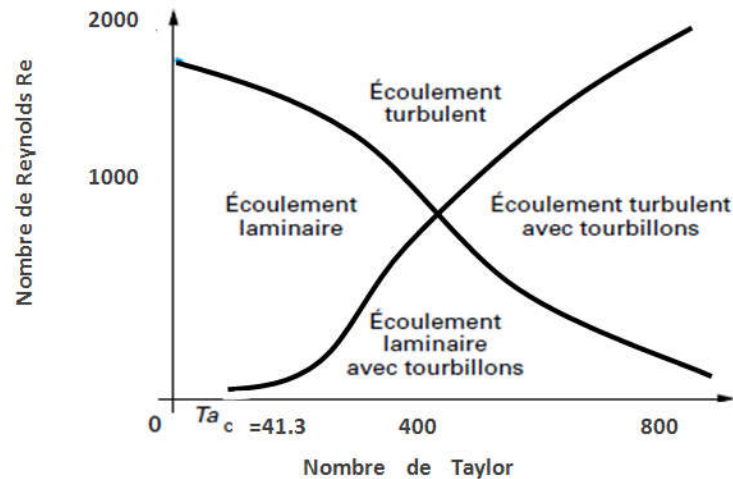


Figure I.5 : Représentation schématique entre les différents régimes d'écoulement dans un espace annulaire (avec débit axial).

Le transfert de chaleur par convection dans l'espace annulaire a été présenté également par plusieurs auteurs en fonction du nombre de Reynolds axial et du nombre de Taylor. Il est fortement influencé par le mode d'écoulement auquel il appartient.

Gazley et al. [28] ont étudié les caractéristiques de transfert de chaleur par convection d'un écoulement combiné (rotatif et axial) entre deux cylindres concentriques pour une gamme de surfaces lisses et encochées avec une application particulière aux machines électriques.

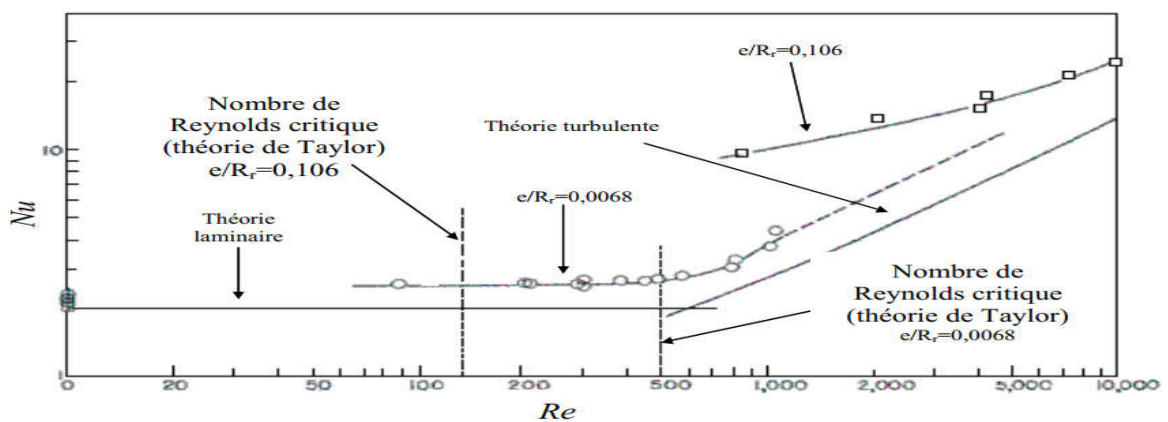


Figure I.6 : Évolution du Nusselt en fonction du Reynolds pour un entrefer lisse [28]

Leurs expériences ont été menées pour un nombre de Reynolds axial $Re_a = 1,2 \times 10^4$ et un nombre de Reynolds rotationnel $Re_\Omega = 1,1 \times 10^4$.

Tachibana et Fukui [29] ont réalisé une étude approfondie du transfert de chaleur par convection dans l'espace annulaire avec un écoulement axial superposé. Les résultats expérimentaux ont démontré que le taux de chaleur dissipée par le cylindre interne tournant vers l'air est la somme du taux de chaleur transféré par le flux axial et du taux de chaleur transféré par rotation. Dans les deux cas « cylindre interne chauffé / cylindre externe refroidi » et « cylindre interne refroidi / cylindre externe chauffé », les résultats expérimentaux n'ont montré aucune différence dans le transfert de chaleur. Cependant, une augmentation de 15% du transfert de chaleur a été observée pour les deux cylindres chauffés. L'appareil expérimental a donné une gamme de rapport de rayon de 0,75 à 0,937. Ils ont été exploités pour le nombre de Reynolds axial Re_a entre 380 et 4220, et le nombre de Taylor Ta entre 71 et 3415.

Kuzay et Scott [30] ont présenté une étude expérimentale du transfert de chaleur turbulent entièrement développé dans un anneau avec un cylindre interne tournant dans l'air. Leurs expériences ont été réalisées en utilisant un cylindre externe chauffé et un cylindre interne isolé, avec un grand entrefer (rapport de rayon = 0,57), pour un nombre de Reynolds axial $Re_a = 6,5 \times 10^4$, et un nombre de Reynolds rotationnel $Re_\Omega = 4 \times 10^4$.

Gardiner et Sabersky [31] ont concentré leur étude sur le transfert de chaleur dans un espace annulaire entre un cylindre interne rotatif et un cylindre extérieur fixe en présence d'un écoulement axial où le nombre de Prandtl du fluide $Pr = 2,5, 4,5$ et $6,5$. Leurs expériences ont été menées pour le nombre de Reynolds axial $Re_a = 7000$ et le nombre de Taylor $Ta = 1100$. Les auteurs ont trouvé que le nombre de Nusselt augmente avec le nombre de Prandtl Pr pour les écoulements laminaires et transitoires, par contre le transfert de chaleur dans l'espace annulaire est moins influencé par le nombre de Prandtl pour l'écoulement turbulent. Ils ont trouvé également que pour un écoulement combiné, la rotation du cylindre n'a aucune influence sur le transfert de chaleur avant le début des tourbillons de Taylor. Par contre, après ces derniers le transfert de chaleur s'élève en augmentant le nombre de Taylor. En outre, une diminution du transfert de chaleur avec l'augmentation du nombre de Reynolds axiaux a été observée, ce qui est similaire aux travaux précédents.

Coney et Simmers [32] ont présenté une corrélation pour le nombre de Taylor critique avec un écoulement axial au moyen de mesures de contrainte de cisaillement sur la paroi externe de l'espace annulaire. Les valeurs du nombre de Taylor critique qui ont été obtenues en utilisant ces mesures expérimentales sont bien supérieures à celles trouvées par d'autres chercheurs car l'apparition des vortex de Taylor se produit initialement sur la paroi mobile. Par conséquent, la corrélation est valable jusqu'au nombre de Reynolds axial de 1600.

$$Ta_c = \sqrt{166.75Re^{0.913}} + 48.4 \quad (\text{II.1})$$

Lee et Minkowycz [33] ont étudié expérimentalement les caractéristiques du transfert de chaleur dans un espace annulaire entre un cylindre interne mobile (rotatif) et un cylindre externe fixe. Ils ont varié le nombre de Reynolds entre 50 et 1000 et le nombre de Taylor entre 32 et 4500. Ce travail a été mené en utilisant quatre configurations différentes de cylindres intérieurs et extérieurs. Pour un cylindre extérieur lisse avec un cylindre intérieur lisse tournant, leurs résultats expérimentaux ont démontré que l'effet d'entrée est négligeable pour un nombre élevé de Taylor parce que le transfert de chaleur est dominé par l'effet de vorticité de Taylor.

Pour un cylindre extérieur lisse avec un cylindre interne rainuré, les résultats montrent qu'il y a une influence de l'existence des rainures sur le transfert de chaleur. La présence des rainures sur le cylindre rotatif augmente considérablement le nombre de Nusselt sur le cylindre lisse.

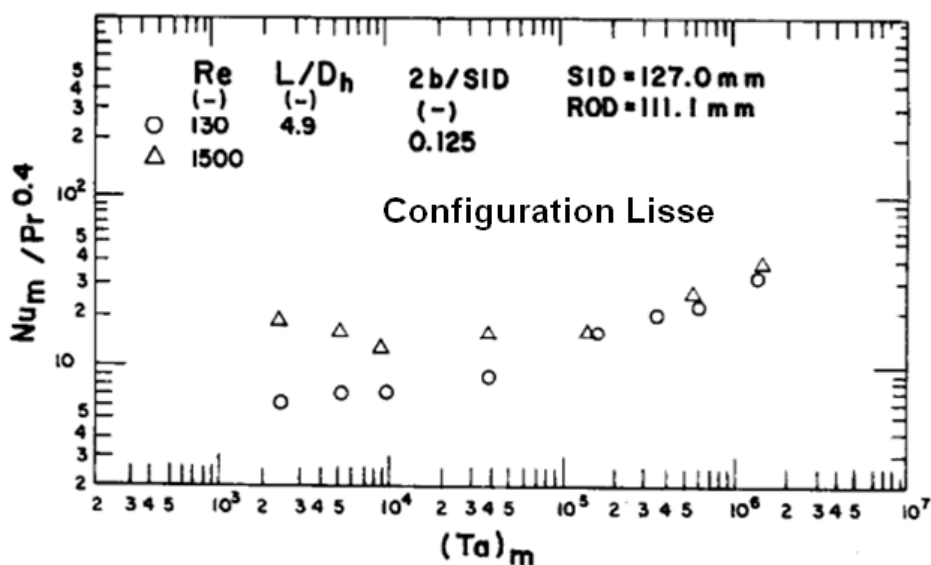


Figure I.7 : Transfert de chaleur pour la configuration lisse [33]

Childs et Turner [34] ont effectué une étude expérimentale du transfert de chaleur avec un écoulement axial entièrement développé pour un cylindre intérieur tournant chauffé. Leur installation expérimentale a un rapport de rayon de 0,87, un nombre de Reynolds axial $Re_a = 3,7 \times 10^5$, le cylindre interne peut tourner jusqu'à 10000 tours par minute, donnant un nombre de Reynolds rotationnel $Re_\Omega = 2,8 \times 10^6$. Leurs résultats expérimentaux ont également montré l'amélioration du transfert de chaleur de l'anneau avec un nombre de Reynolds axial et rotatif croissant, mais l'influence de la rotation est moins importante par rapport au nombre de Reynolds axial plus élevé.

Jalil et al. [35] ont effectué une étude expérimentale et numérique du transfert de chaleur dans un canal annulaire entre deux cylindres concentriques avec un cylindre extérieur stationnaire et chauffé (flux de chaleur constant) et un cylindre intérieur rotatif et adiabatique. Les résultats expérimentaux sont obtenus pour une vitesse d'air de 2 à 6 m.s⁻¹, un flux de chaleur calorifique de 600 à 1200 W.m⁻² et une vitesse de rotation du cylindre intérieur de 0 à 1500 tr.min⁻¹.

| Auteurs | Fluide et nature de l'écoulement | Nombre de Taylor et Reynolds (Ta et Re) | Corrélations pour le nombre de Nusselt |
|-------------------------|--|---|---|
| Bjorklund et Kays [36] | Air Laminaire | Ta = 90-2000 | $\frac{Nu}{Nu_{cond}} = 0.175 \times \sqrt{Ta}$ |
| Becker et Kaye [37] | Air Laminaire | Ta < Ta _c | Nu = 2 |
| | | Ta _c < Ta < 10 ⁴ | $Nu = 0.128 \times Ta^{0.367}$ |
| | | 10 ⁴ < Ta < 3.3 × 10 ⁵ | $Nu = 0.409 \times Ta^{0.241}$ |
| Tachibana et Fukui [29] | Air, eau, méthanol Laminaire | Ta = 2.10 ⁴ - 6.10 ⁵ | $Nu = 0.046 \times (Ta^2 \times Pr)^{1/3}$ |
| Aoki et al. [38] | Air, eau, alcool, huile Laminaire | Ta _m = 5.10 ³ - 2.10 ⁵ | $Nu = 0.22 \times Ta_m^{1/4} \times Pr^{0.3}$ |

| | | | |
|---------------------|----------------------|-------------------|--|
| Ball et al. [39] | Air Laminaire | $Gr^2 < Re < 400$ | $Nu = 0.069 \times \left(\frac{R_r}{R_s}\right)^{-2.9084} \times Re^{(0.4614 \times \log(3.3361 \times \frac{R_r}{R_s}))}$ |
|---------------------|----------------------|-------------------|--|

Tableau I.1: Entrefeer lisse sans débit axial

| Auteurs | Fluide et nature de l'écoulement | Nombre de Taylor et Reynolds (Ta et Re) | Corrélations pour le nombre de Nusselt |
|-------------------------|-------------------------------------|--|--|
| Tachibana et Fukui [29] | Air, eau, méthanol Turbulent | Ta = 71-3415 Re _a = 380-4200 | $Nu_{\Omega} = 0.046 \times (Ta^2 \times Pr)^{1/3}$ $Nu_a = A \times Re_a^{0.8} \times Pr^{1/3}$ $A = 0.015 \times \left(1 + 2.3 \times \frac{2.e}{L}\right) \times \left(\frac{D_s}{D_r}\right)^{0.45}$ |
| Simmers et Coney [40] | Air Turbulent | Ta = 10^4 - 3×10^5 Re _a = 400-1200 | $Nu = \frac{A}{B}$ $A = 4 \times Re_a^{0.5} \times Ta^{0.3675} \times Pr$ $B = C \times \left(\frac{D}{1-N}\right)^{1/2} \times \left(\frac{N}{1-N}\right)^{1/4} \times Ta_c^{0.6175}$ |
| Bouafia et al. [42] | Air Turbulent | Re _a = 10^4 - 3×10^4 Re _t = 500- 3.1×10^4 | $Nu_{Rotor} = 0.025 \times Re_{eff}^{0.8}$ $Re_{eff} = (Re_a^2 + 0.5 \times Re_{\omega}^2)^{0.5}$ $Nu_{Stator} = 0.046 \times Re_{eff}^{0.7}$ $Re_{eff} = (Re_a^2 + 0.25 \times Re_{\omega}^2)^{0.5}$ |

Tableau I.2: Entrefeer lisse avec débit axial

I.2.2 Transferts convectifs dans un espace annulaire rainuré

La présence d'ailettes au niveau de l'entrefeer est un paramètre important pour l'écoulement d'air et les transferts thermiques. La configuration d'un entrefeer rainuré a été relativement étudiée dans la littérature.

Le montage de rainures axiales sur un ou deux cylindres est un moyen efficace pour améliorer le transfert de chaleur à l'intérieur des canaux annulaires.

Plusieurs nombres adimensionnels permettent de caractériser le régime d'écoulement dans cette configuration :

Nombre de Taylor modifié :

$$T_{am} = \frac{\omega^2 r_m e^3}{\nu^2} \left(\frac{1}{F} \right) \quad (\text{II.2})$$

$$r_m = \frac{e}{\ln R_2 / R_1} \quad (\text{II.3})$$

$$F = \frac{\pi^4}{1697} \left[1 - \frac{e}{2r_m} \right]^{-2} P^{-1} \quad (\text{II.4})$$

$$P = 0.0571 \left[1 - 0.652 \left(\frac{e/r_m}{1 - e/2r_m} \right) \right] + 0.00056 \left[1 - 0.652 \left(\frac{e/r_m}{1 - e/2r_m} \right) \right]^{-1} \quad (\text{II.5})$$

F : Facteur géométrique issu des travaux de Taylor [5].

ω : représente la vitesse de rotation

e : épaisseur de l'entrefer (ailette+ rotor)

$$Nu = 0.064 T_{am}^{0.367} \quad (\text{II.6})$$

Pour les différents vitesses axiales et tangentielles, on introduit donc les différents nombres de Reynolds : Re_{axial} et $Re_{tangentielle}$:

$$Re_a = V d_h / \nu \quad (\text{II.4})$$

$$Re_t = \omega R_1 d_h / \nu \quad (\text{II.5})$$

$$Re = \sqrt{Re_{axial} + Re_{tangentielle}} \quad (\text{II.6})$$

Nombre de Reynolds rotationnel :

$$Re_{\Omega} = \frac{\omega r_1 (r_2 - r_1)}{\nu} \quad (\text{II.7})$$

I.2.2.1 Écoulement de Taylor-Couette

L'effet des différents types de rainures sur l'amélioration du transfert de chaleur dans les canaux rainurés a été étudié par différents chercheurs.

Selon Gazley [28], le transfert de chaleur dans les canaux annulaires rainurés est réduit dans le cas d'un écoulement laminaire (de 10% lorsque le cylindre interne est rainuré, à 20% lorsque les deux cylindres sont rainurés).

Dans le cas d'un écoulement turbulent à l'intérieur d'un canal rainuré, une légère augmentation du nombre de Nusselt a été observée. Il est nécessaire d'indiquer que dans

l'étude de Gazley [28], les rainures étaient toutes isolées et la surface de transfert de chaleur était petite.

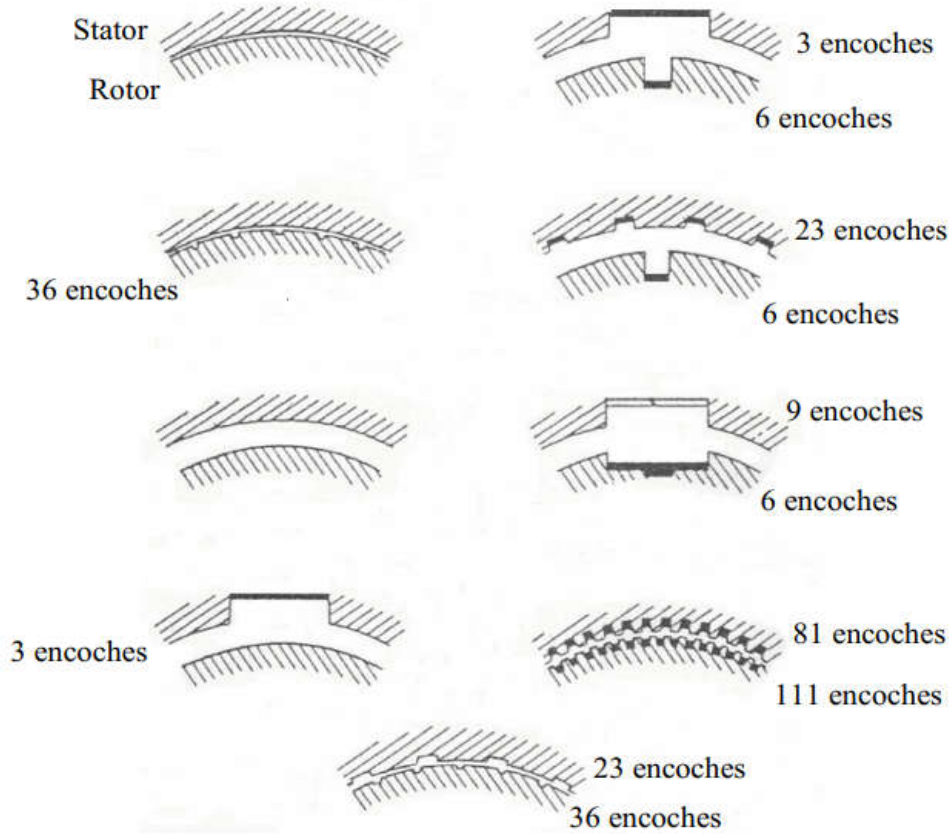


Figure I.8 : Configurations géométriques d'entrefer proposées par Gazley [28].

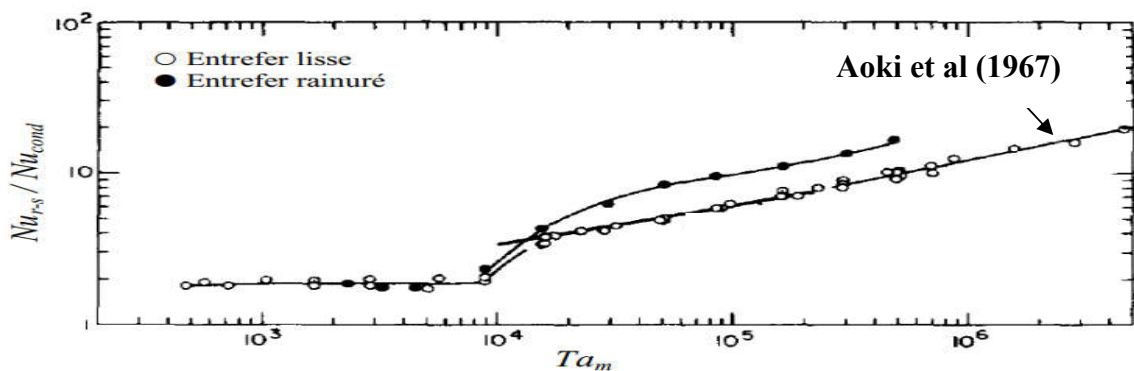


Figure I.9 : Évolution du rapport Nu_{r-s} / Nu_{cond} en fonction du nombre de Taylor modifié
Écoulement lié à la rotation seule, $Pr = 4,5$ [31]

Gardiner et Sabersky [31] ont étudié expérimentalement le transfert de chaleur dans un espace annulaire avec un nombre de Taylor $Ta=10^6$, et un nombre de Reynolds $Re=7000$ basé sur les composantes de vitesse axiale et la largeur de l'entrefer. Les

encoches sont au nombre de 30 et ont les dimensions suivantes : profondeur de 1,6 mm et largeur de 3,2 mm. Leurs résultats expérimentaux ont montré que la présence ou l'absence de la rainure n'a aucun effet sur le transfert de chaleur.

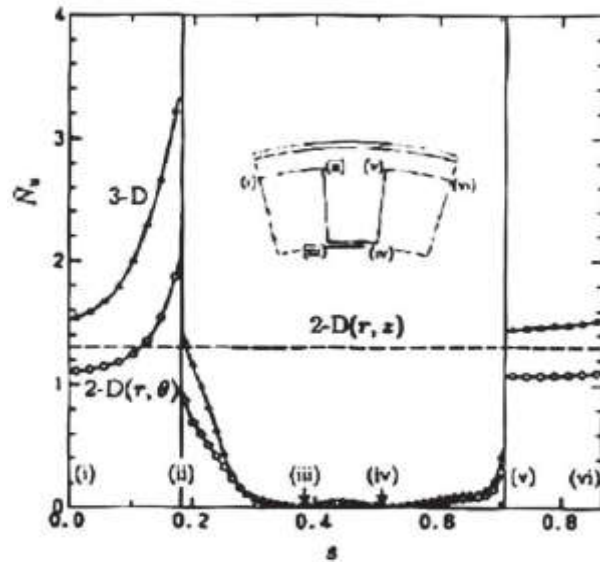


Figure I.10 : Distribution du nombre de Nusselt le long de la surface encochée avec $T_{am} = 218$, $T_{am} < T_{ac}$ (Hayase et al. [41])

Les auteurs Hayase et al. [41] ont été mené une étude numérique sur le transfert de chaleur à l'intérieur d'un canal rainuré d'un moteur électrique. Ils montrent que le transfert de chaleur est augmenté d'un facteur de 1,2 dans le cas du cylindre rainuré intérieur et d'un facteur de 1,1 dans le cas du cylindre rainuré extérieur.

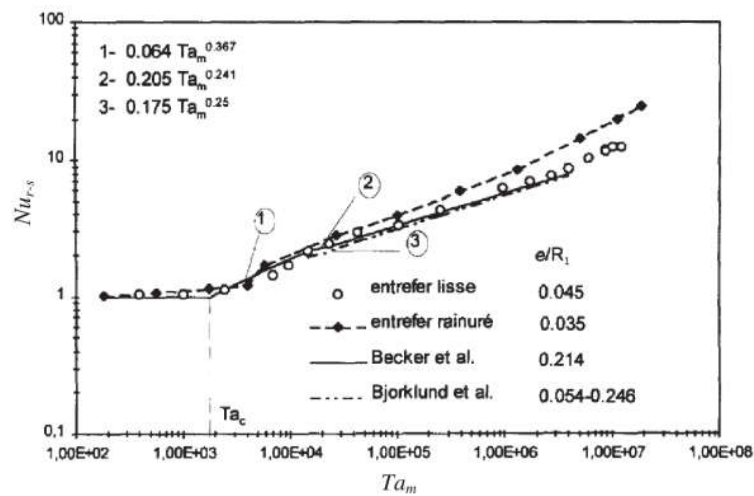


Figure I.11 : Distribution du nombre de Nusselt moyen dans le cas d'un entrefer lisse et encoché (Bouafia et al. [42]).

Dans une autre étude, Bouafia et al. [42] ont effectué une étude expérimentale pour le transfert de chaleur à l'intérieur de canaux rainurés. Dans leur travail, le nombre de Nusselt a été défini en fonction de la différence de température entre le rotor et le stator. Ils ont observé que le nombre de Nusselt augmentait légèrement en présence de rainures.

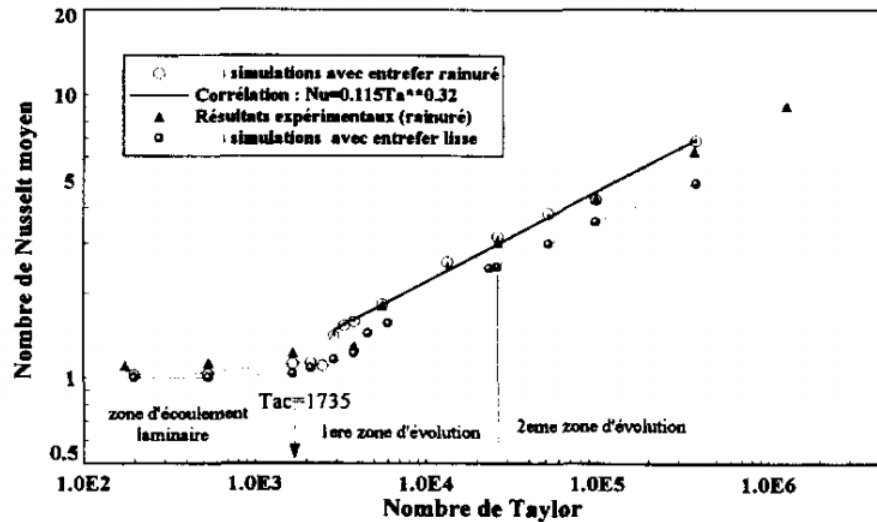


Figure I.12 : Variation du nombre de Nusselt global avec le nombre de Taylor

Étude expérimentale et numérique du transfert de chaleur dans un espace annulaire sans écoulement axial avec un cylindre interne en rotation ont été étudiées par Bouafia et al. [43]. Cette étude a permis d'apprécier l'augmentation du transfert de chaleur en présence de rainures pour des valeurs de Taylor allant jusqu'à $2 \cdot 10^7$. Les auteurs ont observé que les résultats numériques et expérimentaux ont montré un bon accord du nombre de Nusselt pour les valeurs du nombre de Taylor jusqu'à $4 \cdot 10^5$.

Eiamsa-ard et Promvongse [44] ont rapporté que toutes les géométries de rainures améliorent significativement le taux de transfert de chaleur par rapport au canal lisse.

Zheng et al. [45] ont étudié l'effet de l'angle d'inclinaison des rainures sur l'amélioration du transfert de chaleur dans les rainures internes. Ils ont également proposé une nouvelle géométrie de rainure pour l'amélioration du transfert de chaleur dans les écoulements de canaux.

I.2.2.2 Écoulement de Taylor-Couette-Poiseuille

Plusieurs études ont été menées sur le transfert de chaleur dans l'écoulement Taylor-Couette-Poiseuille, TCP. La plupart des chercheurs ont observé une amélioration du transfert de chaleur en présence de rainures.

Dans les travaux de Lee et Minkowycz [33], les auteurs ont mené un travail expérimental sur la chute de pression à l'intérieur des canaux cannelés. Des mesures de chute de pression ont été effectuées à différents débits entre l'atmosphère et l'emplacement en aval de la section d'essai en présence d'un écoulement axial.

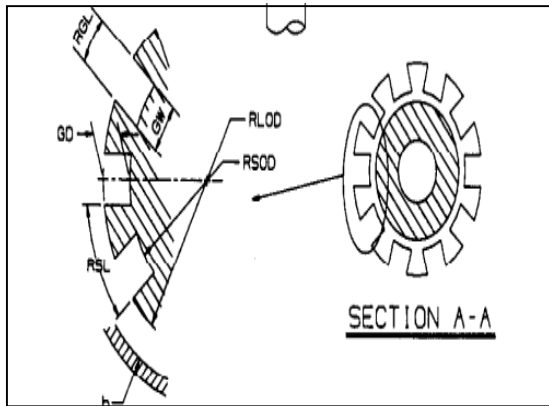


Figure I.13 : Configuration géométrique : rotor rainuré [33]

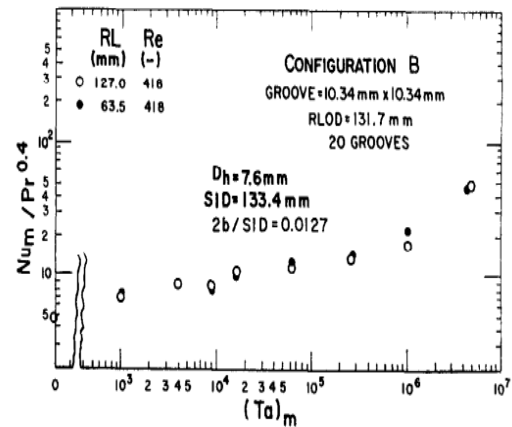


Figure I.14 : Transfert de chaleur pour le cas : rotor rainuré [33]

En augmentant le nombre de Reynolds axial, Lee et Minkowycz [33] ont trouvé que la chute de pression augmentait d'un ordre de grandeur de 21,8%. Une nette augmentation du coefficient de frottement à l'intérieur du canal rainuré a été observée si la vitesse de rotation est importante (nombre de Taylor). Cependant, ce coefficient décroît si l'on augmente le débit axial (nombre de Reynolds axial). À un bas nombre de Taylor, les chercheurs ont constaté que le nombre de Nusselt augmente en augmentant le nombre de Reynolds axial.

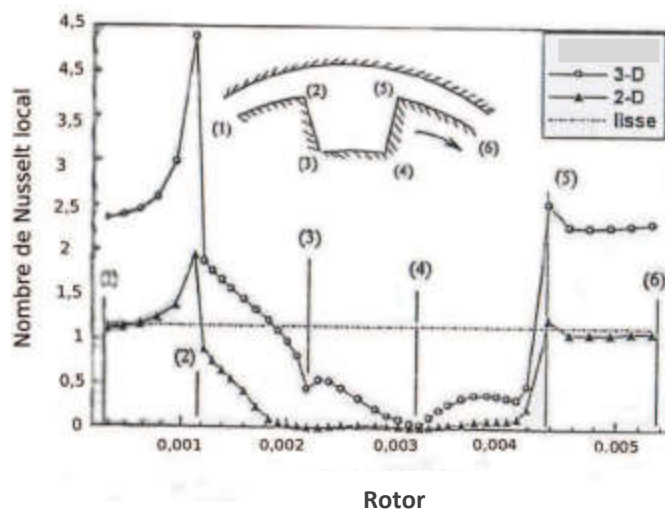


Figure I.15 : Variation du nombre de Nusselt le long de la surface encochée du rotor [46]

Peres et al. [46] ont effectué une étude numérique sur les échanges convectifs dans un entrefer rainuré au stator. Les derniers ont observé que l'air circule dans les encoches dans le cas d'un écoulement combiné (il y a une zone de recirculation).

Bouafia et al. [42] ont remarqué que les échanges convectifs ont évolué avec la présence des rainures sur le stator et que le rotor lisse est plus favorable aux transferts convectifs.

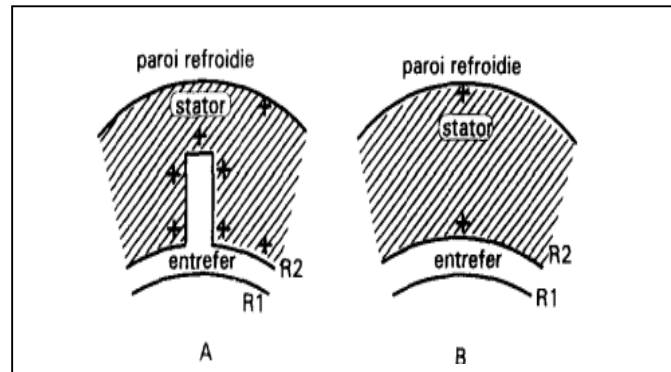


Figure I.16 : Géométrie du stator rainuré [42]

La simulation numérique a été réalisée par Sommerer et Lauriat [47] dans une étude consacrée au transfert de chaleur dans un espace annulaire avec des rainures rectangulaires montées sur le cylindre extérieur. Ils ont trouvé que l'augmentation du nombre de rainures de 0 à 25 augmenterait significativement le nombre de Nusselt moyen, mais leur analyse était limitée aux très faibles nombres de Taylor ($Ta < 1250$).

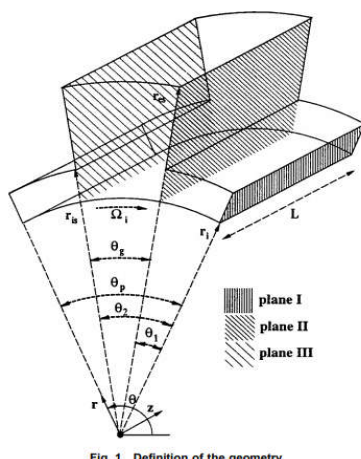


Figure I.17 : Définition de la géométrie pour le cas stator ailette [47]

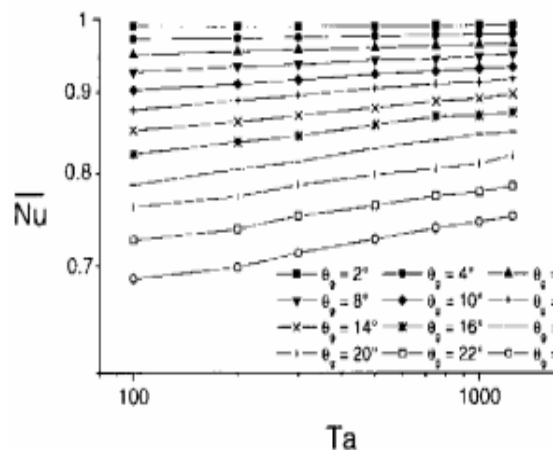


Figure I.18 : Variations du nombre de Nusselt Nu en fonction de Ta

Kuosa. M et al. [48] ont étudié expérimentalement et numériquement le refroidissement d'une machine électrique à grande vitesse. La vitesse de rotation de la

machine est entre $5000 - 40000 \text{ rad}\cdot\text{min}^{-1}$. Les auteurs ont remarqué pour le cas rotor-stator rainurés, le débit massique d'air de refroidissement était plus important qu'avec les surfaces lisses et que les coefficients de transfert thermique du stator augmentent principalement avec l'augmentation de la vitesse de rotation.

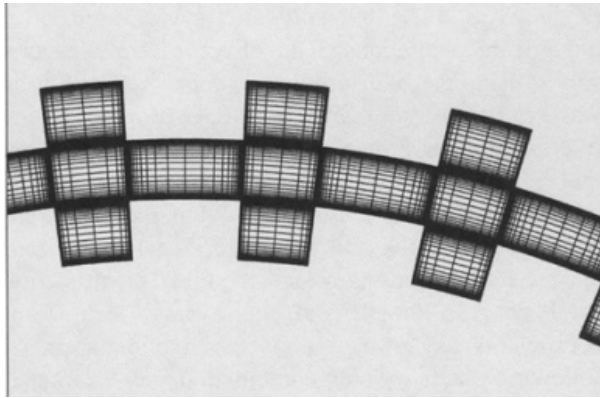


Figure I.19 : Schéma d'entrefer rainuré avec le maillage [48]

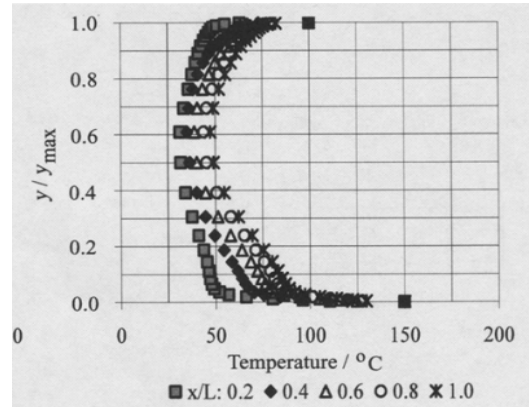


Figure I.20 : Variation de la température pour le cas rotor-stator rainuré ($20000 \text{ tr}\cdot\text{min}^{-1}$)

Gilchrist et al. [49] ont réalisé une étude expérimentale pour déterminer l'effet de la rugosité de la surface sur le transfert de chaleur dans un écoulement axial de Taylor-Couette. Ils ont observé que le transfert de chaleur augmente de 5 à 40% en présence de rainures et que l'effet de la vitesse de rotation sur le transfert de chaleur a été faible et même négligeable pour les nombres élevés de Taylor.

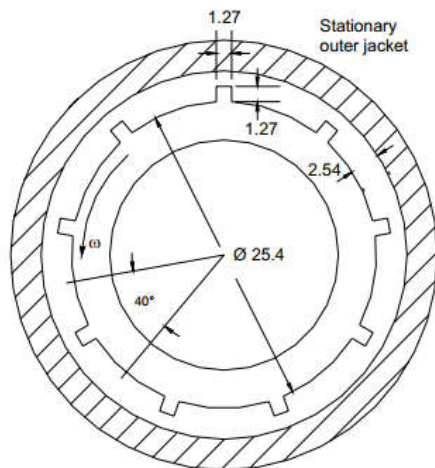


Figure I.21 : Vue schématique de la géométrie rotor rainuré [49]

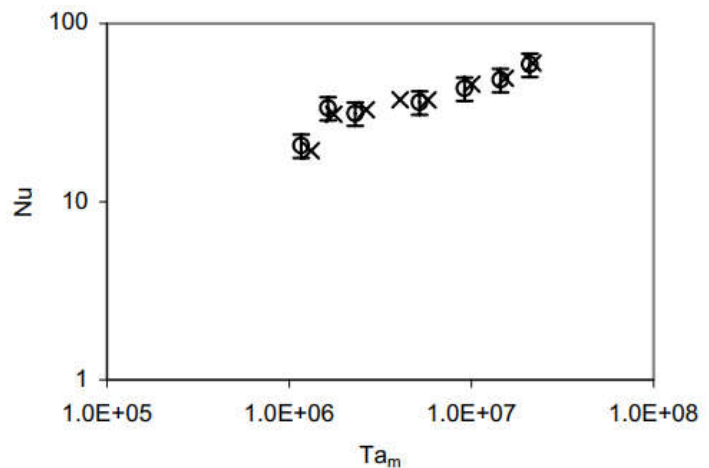


Figure I.22 : Modification du nombre de Nusselt avec le nombre de Taylor modifié pour le cylindre avec des rainures axiales; $Re_a = 920 \times 2100$.

Jeng et al. [50] ont étudié l'amélioration du transfert de chaleur de l'écoulement de Taylor-Couette-Poiseuille dans un canal annulaire à des rainures longitudinales sur le cylindre interne en rotation. Les auteurs ont également étudié les effets des nombres de Reynolds axiaux de 30 à 1200 et du nombre de Reynolds rotationnel de 0 à 2922 sur le transfert de chaleur par convection. Dans le cas des rainures montées, la géométrie de la rainure est de 10×3 mm et le nombre de Nusselt du système a été multiplié par 1,4.

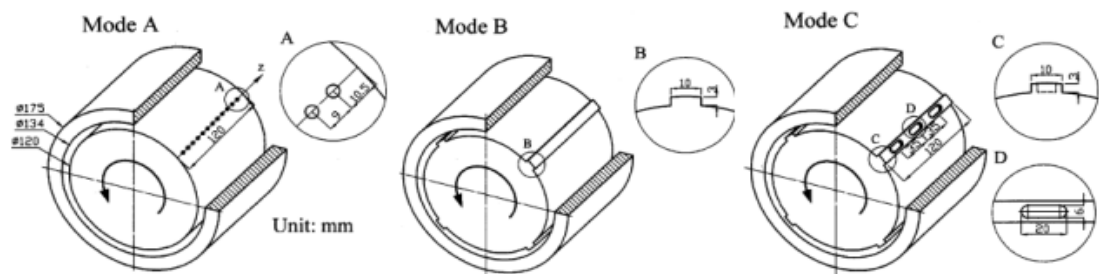


Figure I.23 : Différent modes du cylindre intérieur [50]

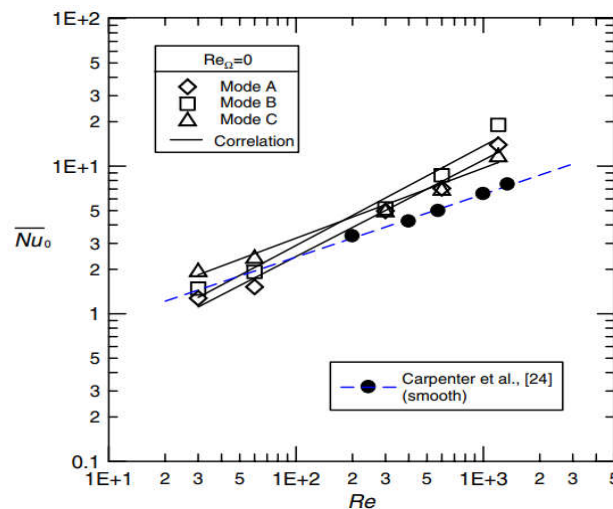


Figure I.24 : Nombre moyen de Nusselt en fonction du nombre de Reynolds axial Pour le cylindre intérieur.

Fénot et al. [51] ont mené une étude expérimentale sur l'effet de l'écoulement axial sur l'amélioration du transfert de chaleur à l'intérieur d'un moteur synchrone à quatre pôles. Ils ont également présenté deux corrélations différentes pour le nombre de Nusselt moyen sur le stator et le rotor. Ils ont observé que la variation du nombre de Nusselt est comparable à la variation rencontrée dans la région d'entrée d'un canal stationnaire. La variation et le niveau de transfert de chaleur dépendent tous deux de la vitesse axiale et de la vitesse de rotation.

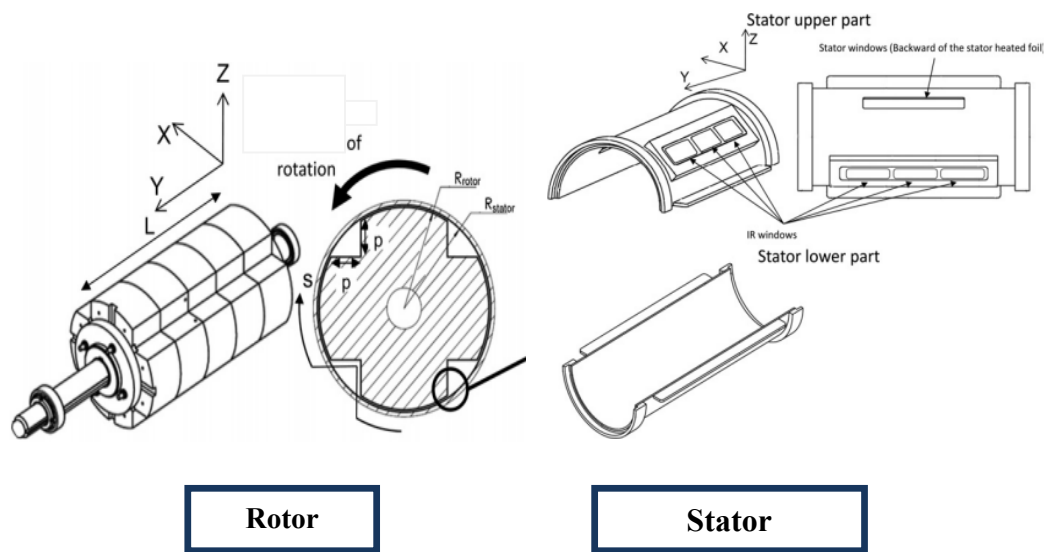


Figure I.25 : Configuration du stator et rotor [51]

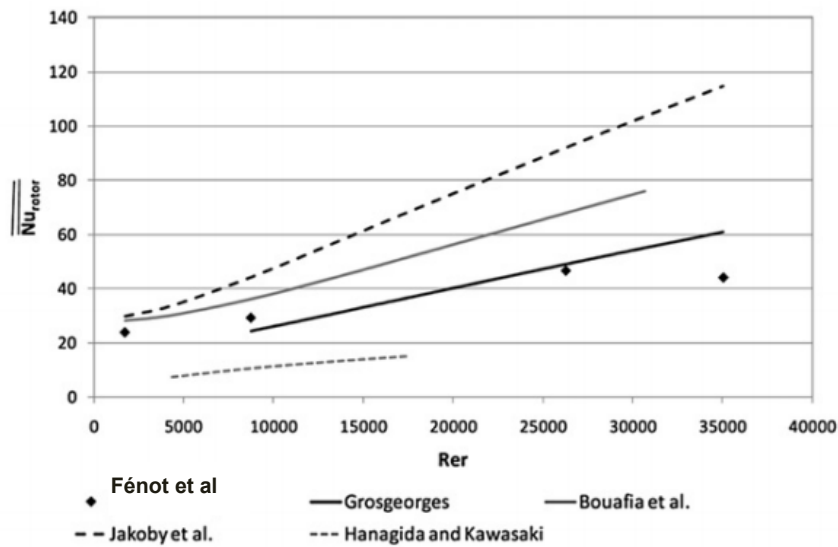


Figure I.26 : Nombre de Nusselt moyen du rotor en fonction du nombre de Reynolds rotationnel Re_r , comparés aux travaux étudiés pour un nombre de Reynolds axial $Re_a = 6425$.

Dellil.A.Z et Azzi.A [52] ont étudié numériquement le transfert de chaleur par convection dans l'espace annulaire cylindrique d'un écoulement d'air axial, entre un rotor tournant et un stator fixe. Ils ont effectué trois configurations géométriques (les surfaces du rotor-stator sont lisses, la paroi du rotor est ondulée le long du cylindre et l'autre est lisse et le dernier cas est : stator rainuré). Ils ont montré que la présence des rainures augmente le transfert de chaleur.

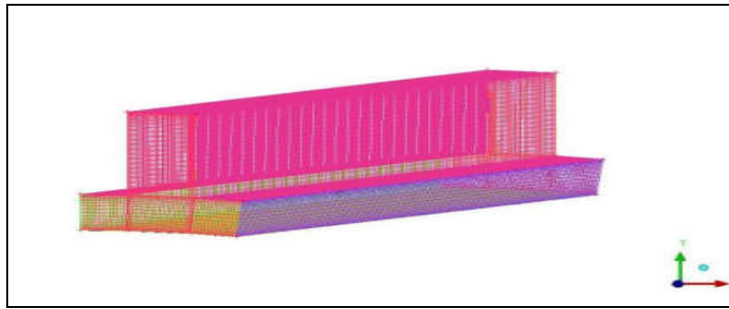


Figure I.27 : Stator rainuré

Zhu et al. [53] ont établi une étude numérique de l'écoulement de Taylor-Couette avec des parois rainurées par la méthode DNS (simulation numérique directe). Les simulations sont effectuées avec un rapport des rayons $\eta = \frac{r_i}{r_o} = 0.714$. Les rainures sont des obstacles en forme de V axisymétriques fixés sur la paroi (Figure I.28). Les auteurs ont conclu que l'épaisseur de la couche limite devient inférieure à la hauteur de la rainure en augmentant Ta .

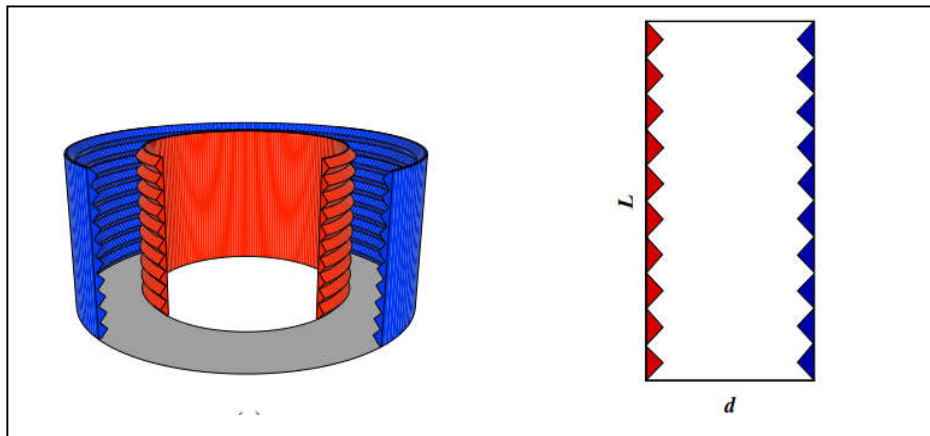


Figure I.28 : Vue schématique du système Taylor-Couette et de la géométrie de la rainure

Abou-Ziyan et al. [54] ont effectué une étude expérimentale sur le transfert de chaleur et la chute de pression à l'intérieur de l'anneau avec cylindre à ailettes interne dans l'écoulement de Taylor-Couette-Poiseuille. Leurs résultats ont montré que le nombre de Nusselt augmente d'un facteur de 7,5 en présence d'ailettes hélicoïdales à $Re_a = 1,5 \cdot 10^5$ et $\Omega = 400 \text{ tr.min}^{-1}$. Ils ont également constaté que le transfert de chaleur augmente avec l'augmentation du nombre de Reynolds axial avec un faible espacement des ailettes.

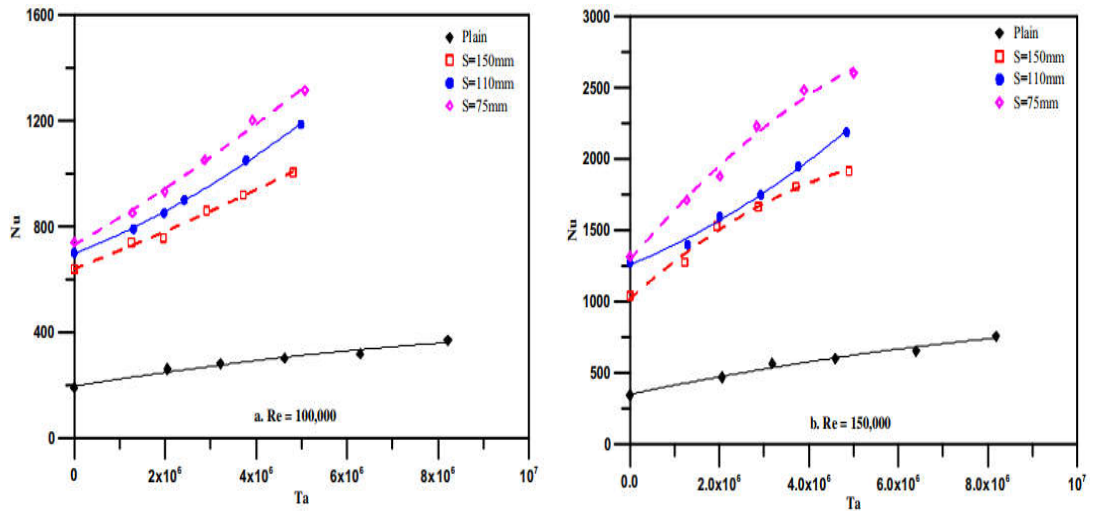


Figure I.29 : Effet du nombre de Taylor sur Nu et Re pour les pipes plates et à ailettes.

Nouri-Borujerdi et Nakhchi [55] ont étudié expérimentalement l'effet du rapport d'aspect des rainures et du nombre de rainures sur l'amélioration du transfert de chaleur et la chute de pression. Le nombre de rainures et les rapports d'aspect des rainures varient respectivement de 0 à 20 et de 0 à 1,5. Les auteurs ont remarqué que les surfaces de réponse 3D du transfert de chaleur et de la perte de charge par rapport aux paramètres de conception montrent que l'effet de Re_a est plus important que Ta sur le transfert de chaleur et la perte de charge d'un écoulement combiné dans les canaux rainurés rotatifs (Fig. I.30). Le rapport d'aspect des rainures (b/c) est plus important que le nombre de rainures (N_g) sur l'amélioration du transfert de chaleur.

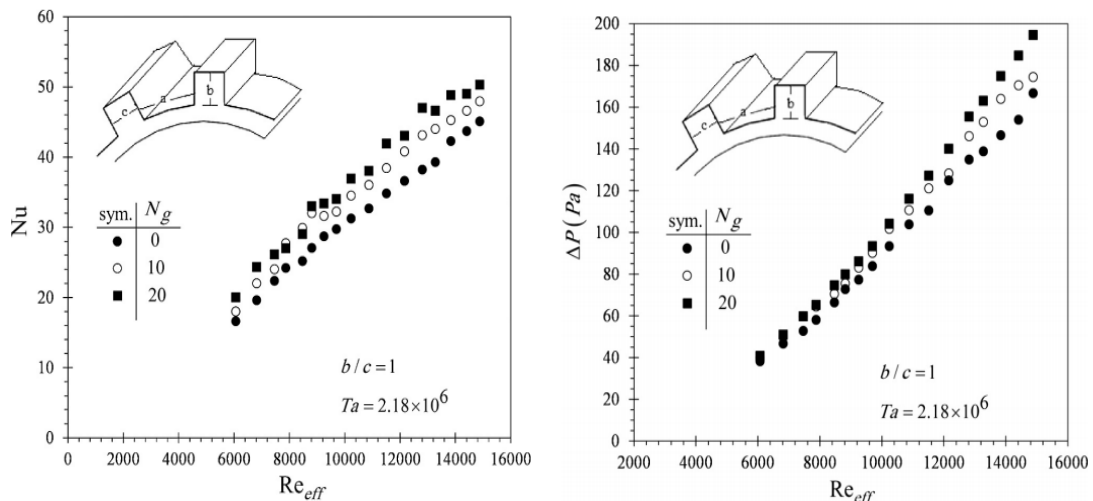


Figure I.30 : Effet du nombre de rainures (N_g) sur le coefficient de transfert thermique dans le canal annulaire [55].

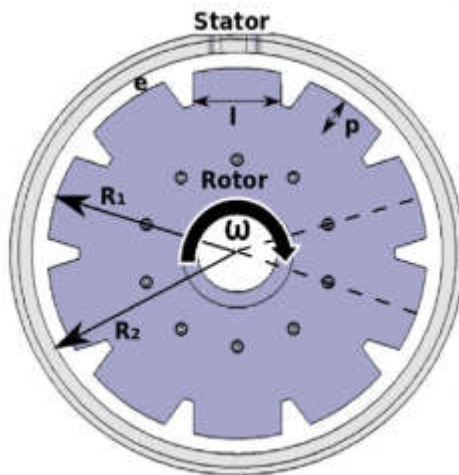


Figure I.31 : Configuration géométrique du rotor rainuré [56]

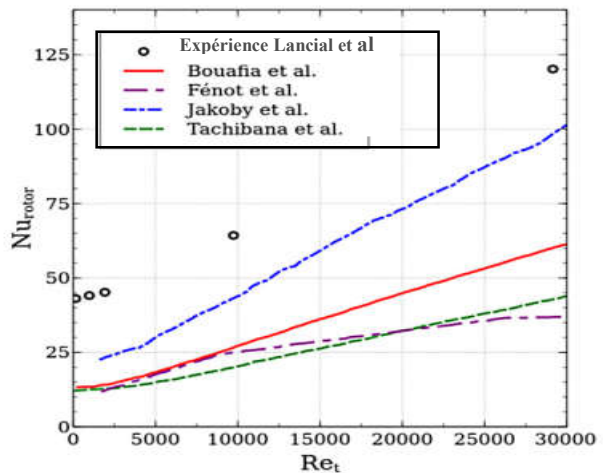


Figure I.32 : Évolution du nombre de Nusselt moyen en fonction de Re_t

D'après Lancial et al. [56] qui ont présenté une étude expérimentale de transfert de chaleur par convection dans un canal annulaire rainuré correspondant à un générateur hydroélectrique à pôles saillants. Lancial et al. [56] ont montré l'effet de l'écoulement de Taylor-Couette-Poiseuille dans un espace annulaire pour améliorer l'arrangement de l'écoulement et des phénomènes thermiques dans des machines électriques qui utilisent un modèle de balance simplifié (simplified scale model). Leurs résultats montrent que le nombre de Nusselt est proportionnel au nombre de Reynolds tangentiel Re_t dans le pôle et le côté de traînée inductive de la face, près de la région d'entrée, un meilleur refroidissement peut être observé. Ils ont été observés qu'un point chaud se trouvait près de l'extrémité aval de l'encoche du rotor. La distribution du coefficient de transfert de chaleur montre que le bord d'attaque est mieux refroidi que le bord de fuite et que la présence de tourbillons dans la région de l'entaille affecte sa distribution.

Nouri-Borujerdi et al. [57] ont étudié l'effet du rapport de la profondeur sur la largeur des rainures, la vitesse de rotation et d'injection sur le coefficient de frottement et le nombre de Nusselt dans un écoulement annulaire entre deux cylindres concentriques à surface lisse et rainurée. Leurs résultats montrent que le rapport entre le coefficient de frottement moyen de la surface rainurée et celui du type lisse s'améliorent en augmentant le rapport de la profondeur sur la largeur des rainures et qu'il est plus significatif lorsque le nombre de Reynolds effectif Re_{eff} est plus élevé. Ils ont trouvé que le rapport entre le nombre de Nusselt local de la surface rainurée et celui de la surface lisse est presque égal à 1,2.

Nouri-Borujerdi et al. [58] ont étudié expérimentalement l'effet des surfaces rainurées dans la région d'entrée des écoulements annulaires sur le transfert de chaleur. Le cylindre extérieur est rainuré et le cylindre intérieur est lisse. Leurs tests expérimentaux ont été réalisés sur la base du facteur de forme de la rainure, du nombre de Reynolds effectif et du nombre de Taylor. Ils ont observé que les dimensions de la rainure, la vitesse de rotation ainsi que la vitesse axiale du fluide ont un effet significatif sur le taux de transfert de chaleur.

| Auteurs | Approche | Nature de l'écoulement | Nombre des ailettes | Nombre de Taylor et Reynolds (Ta et Re) | Corrélations |
|---------------------------|---------------|------------------------|-------------------------------------|--|---|
| Gardiner et Sabersky [31] | Expérimentale | Laminaire-Turbulent | 30 ailettes montées sur le rotor | Ta = 0-10 ⁶ Re _a = 0- 7000 | $Nu_R = \frac{q \times b}{(T_R - T_B) \times k}$ |
| Lee et Minkowycz [33] | Expérimentale | Turbulent | 20 ailettes montées sur le rotor | Ta = 10 ³ -2×10 ⁷ Re _a = 50 -1000 | $Nu_m = (h \times a)_m \times (2 \times b_m)/k$ a , b _m sont constants |
| Peres et al. [46] | Numérique | Turbulent | 48 ailettes montées sur stator | Re _a = 6240-29.9 × 10 ³ Ta = 10 ⁶ -10 ⁸ | $Nu_{Rotor} = 0.025 \times Re_{eff}^{0.79}$ $Nu_{Stator} = 13.22 \times \left(\frac{Re_a^2}{Ta}\right)^{0.42}$ |
| Bouafia et al. [42] | Expérimentale | Turbulent | 48 ailettes montées sur le stator | Ta = 6000-1.4×10 ⁶ | $Nu = 0.132 \times Ta^{0.3}$ |
| | | | | Ta = 1.4×10 ⁶ -2×10 ⁷ | $Nu = 0.029 \times Ta^{0.4}$ |
| Sommerer et Lauriat [47] | Numérique | Laminaire | 3-25 ailettes montées sur le stator | Ta = 100 -1250 | $\overline{Nu} = 0.973 - 0.131 \times e^{(14.4 - \theta_p/14.618)}$ |
| Gilchrist et al. [49] | Expérimentale | Turbulent | 9 ailettes montées sur le rotor | Ta = 10 ⁶ -5×10 ⁷ Re _a = 900- 2100 | $Nu = 0.65 \times Ta_m^{0.226} \times Pr^{1/3}$ |

| | | | | | |
|---------------------------------|----------------------------|---------------------|---|--|--|
| Jeng et al. [50] | Expérimentale | Laminaire-Turbulent | 4 ailettes montées sur le rotor | Re=30-1200 Re _a = 30- 1200 Re _Ω = 0- 2922 | $\frac{\overline{Nu}}{\overline{Nu}_0} = 1 + a \times Re_{\Omega}^b$ a et b sont constants |
| Fénot et al. [51] | Expérimentale | Turbulent | 4 ailettes montées sur le rotor | Ta = 10 ⁴ -4×10 ⁶ Re _a = 2140-6425 | $Nu_s = 0.09 \times Re_e^{0.84} \times \left(\frac{y}{D_h}\right)^{-Re_{\Omega} \times 10^{-5} - 0.95}$ $Nu_r = 0.22 \times Re_e^{0.62} \times \left(\frac{y}{D_h}\right)^{-0.44}$ |
| Abou-Ziyan et al. [54] | Expérimentale | Laminaire Turbulent | Ailettes hélicoïdale montées sur le rotor | Ta = 0-1.7×10 ⁷ Re _a = 8×10 ⁴ -1.5×10 ⁵ | $Nu_{Rotor} = 0.00043 \times Re^{0.8} \times Ta^{0.3} \times Pr^{0.4} \times \left(\frac{H}{s}\right)^{1.21} \times \left(\frac{t}{s}\right)^{-0.802}$ $Nu_{Stator} = 0.0236 \times Re^{0.8} \times Ta^{0.3} \times Pr^{0.4} \times \left(\frac{H}{s}\right)^{1.21} \times \left(\frac{t}{s}\right)^{-0.802}$ |
| Nouri-Borujerdi et Nakhchi [55] | Expérimentale | Turbulent | 10 ailettes trapézoïdales montées sur le rotor | 0<Ta<8.36×10 ⁶ | $Nu = b_0 + b_1 \left(\frac{b}{c}\right) + b_2 Ng + b_3 (Re)_a + b_4 Ta + b_{11} \left(\frac{b}{c}\right)^2 + b_{22} (Ng)^2 + b_{33} (Rea)^2 + b_{44} (Ta)^2 + b_{12} Ng \left(\frac{b}{c}\right) + b_{13} - (Re)_a (b/c) + b_{14} Ta (b/c) + b_{23} Ng Rea + b_{24} Ng Ta + b_{34} Ta Rea$ b _n sont constants Ng : nombre des rainures |
| Lancial et al. [56] | Expérimentale et Numérique | Laminaire Turbulent | 10 et 20 ailettes rectangulaire montées sur le stator | Ta = 0-1.7×10 ⁷ Re _a = 0- 14250 | $Nu = A \times Re_a^n \times Re_t^m \times \left(\frac{z}{D_h}\right)^o$ n, m et o sont constants |

Tableau I.3 : Bilan des corrélations dans un entrefer rainuré sans et avec débit axial

I.3 Conclusion

Dans ce chapitre, les différents travaux numériques et expérimentaux menés sur les différents paramètres qui influencent l'efficacité du refroidissement des machines électriques ont été exposés. L'étude bibliographique a montré que l'évolution des échanges thermiques dépend principalement de la géométrie de l'espace annulaire (épaisseur de l'entrefer, longueur des cylindres, présence ou non des ailettes et leur position dans le rotor et/ou le stator).

L'effet de l'écoulement sur les transferts thermiques dans un entrefer d'une machine électrique dépend également des caractéristiques thermo physiques du fluide et les conditions aux limites thermiques (température imposée sur le rotor et/ou le stator) et dynamiques (la vitesse de rotation du rotor, avec ou sans débit axial) qui sont liés eux mêmes aux types de refroidissement.

Dans le prochain chapitre, nous allons aborder la description de la modélisation numérique d'un écoulement d'air dans un espace annulaire et la modélisation de l'écoulement près des parois.

II

Modélisation de la turbulence

Sommaire

| | | |
|-------------|---|-----------|
| II.1 | Introduction | 31 |
| II.2 | La simulation numérique des écoulements turbulents | 31 |
| II.3 | Principales méthodes d’approches pour la turbulence | 31 |
| II.3.1 | Simulation numérique directe (DNS) | 32 |
| II.3.1 | Simulation des grandes échelles (LES) | 32 |
| II.3.2 | Equations de Navier Stokes Moyennées (Reynolds Averaged Navier Stokes, R.A.N.S) | 33 |
| II.4 | Équations gouvernantes | 34 |
| II.5 | Modèles de fermetures | 36 |
| II.5.1 | Hypothèse de Boussinesq | 37 |
| II.5.2 | Le modèle Spalart-Allmaras | 37 |
| II.5.3 | Le modèle $k - \varepsilon$ | 37 |
| II.5.3.1 | Le modèle $k - \varepsilon$ standard | 38 |
| II.5.3.2 | Le modèle k- ε RNG | 39 |
| II.5.3.3 | Le modèle k- ε réalisable | 39 |
| II.5.4 | Le modèle k- ω standard | 40 |
| II.5.4.1 | Le modèle k- ω SST | 40 |
| II.5.5 | Avantages et inconvénients des différents modèles de turbulence | 42 |
| II.6 | Modélisation de l’écoulement près des parois | 43 |
| II.7 | Conclusion | 45 |

II.1 Introduction

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.

II.2 Simulation numérique des écoulements turbulents

Les simulations CFD des écoulements turbulents sont beaucoup plus difficiles que celles des écoulements laminaires en raison des caractéristiques fines du champ d'écoulement turbulent. Ils sont toujours instables, tridimensionnels, aléatoires, chaotiques et tourbillonnants. Au sein d'un écoulement turbulent coexistent plusieurs structures de tailles et de fréquences différentes. Les grandes structures peuvent être assimilées à de gros tourbillons et sont porteuses d'énergie cinétique. Cette dernière est produite par les gradients de vitesse de l'écoulement moyen. Un écoulement turbulent se produit à un nombre de Reynolds plus élevé, car les forces d'inertie sont suffisamment grandes pour déclencher les tourbillons turbulents dans un écoulement. De plus, dans de nombreux problèmes d'ingénierie, des perturbations dans l'écoulement peuvent également générer de la turbulence.

Le rapport de la force d'inertie à la force visqueuse (que l'on appelle le nombre de Reynolds : Re) est utilisé pour distinguer entre les trois régimes d'écoulement (laminaire, transitoire et turbulent).

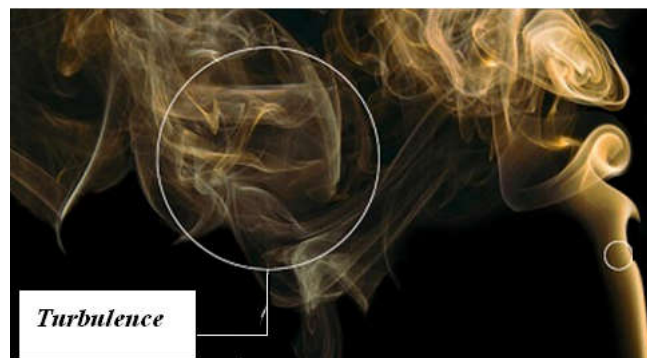


Figure II.1 : La turbulence

II.3 Principales méthodes d'approches pour la turbulence

Les principales approches pour étudier numériquement la turbulence sont :

La D.N.S : Simulation Numérique Directe (Direct Numerical Simulation)

La L.E.S : Simulation des grandes échelles (ou structures) (Large Eddy Simulation)

La R.A.N.S : Équations de Navier Stokes Moyennées (Reynold Averged Navier Stokes).

II.3.1 Simulation numérique directe (DNS)

La simulation numérique directe (DNS) résout toutes les fluctuations spatiales et temporelles sans nécessiter de modélisation, mais elle est extrêmement coûteuse en termes de calculs et se limite à des géométries simples (Fig. II.2).

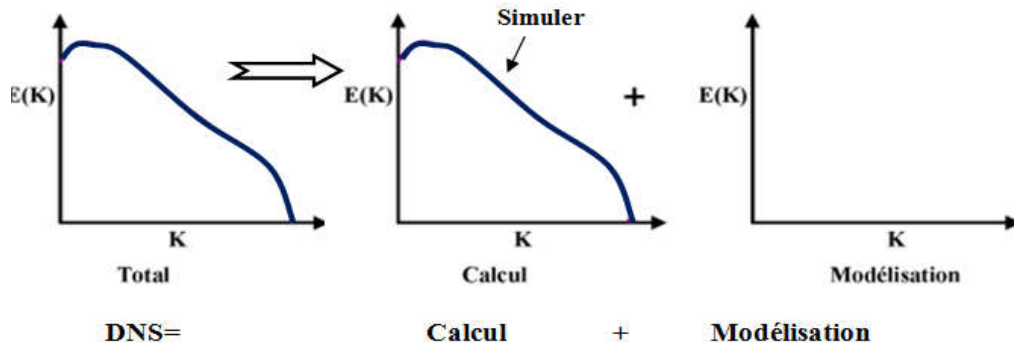


Figure II.2 : Technique de la simulation numérique directe DNS

II.3.1 Simulation des grandes échelles (LES)

La simulation des grandes échelles (LES) a été initialement proposée pour simuler les écoulements atmosphériques dans les années 1960. Avec le développement des machines de calcul, cette méthode est devenue la plus prometteuse et efficace pour simuler les écoulements turbulents notamment les écoulements d'ingénierie complexes.

L'approche LES (Large Eddy Simulation) a été proposée dès 1963 par Smagorinsky [59]. Dans les écoulements turbulents à grande échelle, les grands tourbillons sont calculés directement et seuls les écoulements à petite échelle sont modélisés (Fig. II.3), ce qui entraîne une réduction significative du coût de calcul par rapport au DNS (Direct Numerical Simulation) [60].

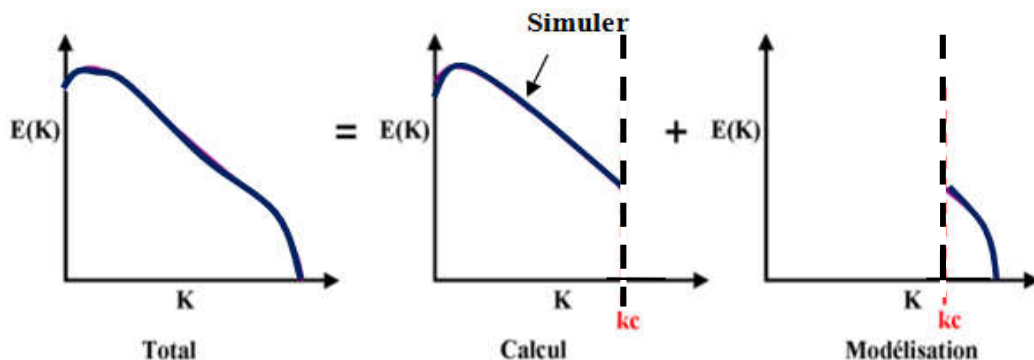


Figure II.3 : Technique de la simulation des grandes échelles LES

La simulation des grandes échelles est plus précise que l'approche RANS car les grands tourbillons contiennent la plus grande partie de l'énergie turbulente. Ce modèle capte directement ces tourbillons alors qu'ils sont modélisés dans l'approche numérique RANS. De plus, les petites échelles tendent à être plus isotropes et homogènes que les grandes, et ainsi la modélisation des écoulements LES (Large Eddy Simulation) devrait être plus facile que la modélisation de toutes les échelles au sein d'un même modèle comme dans la méthode RANS.

II.3.2 Équations de Navier Stokes Moyennées (Reynolds Averaged Navier Stokes, R.A.N.S)

La résolution numérique des équations de Navier stokes moyennées (RANS) considère uniquement les équations de transport pour les quantités moyennées, en modélisant toutes les échelles de la turbulence. Cette approche, qui ne résout que les variables moyennées, réduit les efforts de calcul. Vu la complexité de la turbulence, il est peu probable qu'un modèle RANS serait capable de capter toutes les échelles de la turbulence. Ainsi, dans les modèles RANS on a souvent recours au traitement de ces problèmes par les méthodes statistiques [61].

L'approche RANS (Reynolds Averaged Navier Stokes) est la plus couramment utilisée pour modéliser les écoulements turbulents. Pour transformer les équations de Navier-Stokes dans les équations RANS, on suppose que les fluctuations de vitesse variables (turbulentes) peuvent être séparées de la vitesse moyenne. Cette division d'une variable en une composante moyenne (\bar{u} : vitesse moyennée) et une composante fluctuante (u') est généralement appelée « décomposition de Reynolds ». Par exemple, la décomposition de Reynolds de la composante de vitesse (u_i) est:

$$u_i(x, t) = \bar{u}_i(x) + u'_i(x, t) \quad (\text{II.1})$$

Dans certains cas, on s'intéresse principalement à l'écoulement du fluide en régime permanent et il n'est pas nécessaire de simuler l'écoulement instantané détaillé, ce qui conduit à une grande réduction du temps de calcul. Ceci est à la base de l'approche de Navier-Stokes moyennée dans laquelle on ne résout que les quantités moyennées alors que l'effet de toutes les échelles de mouvement turbulent instantané est modélisé par un modèle de turbulence.

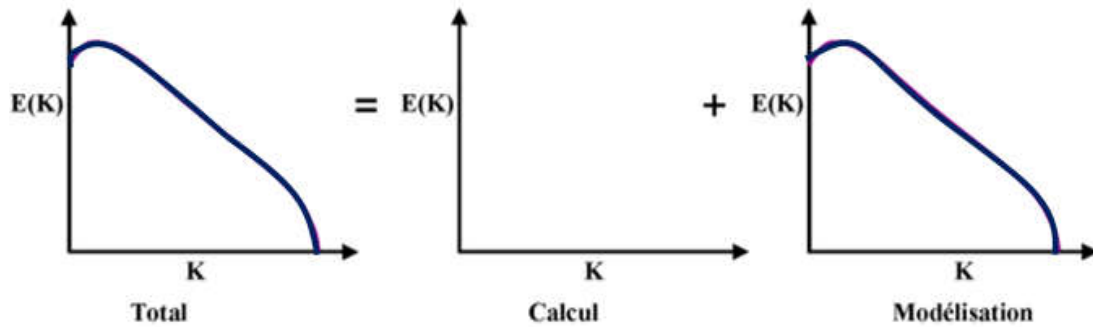


Figure II.4 : Technique de la simulation statique RANS

L'approche induite par Reynolds est de décrire les grandeurs instantanées comme des grandeurs fluctuantes autour des grandeurs moyennes. Les valeurs instantanées de vitesse, de pression et de température sont donc décomposées en valeurs moyennes et fluctuantes [62]:

$$\begin{aligned}
 u &= \bar{u} + u' \\
 v &= \bar{v} + v' \\
 w &= \bar{w} + w' \\
 P &= \bar{P} + P'
 \end{aligned}
 \tag{II.2}$$

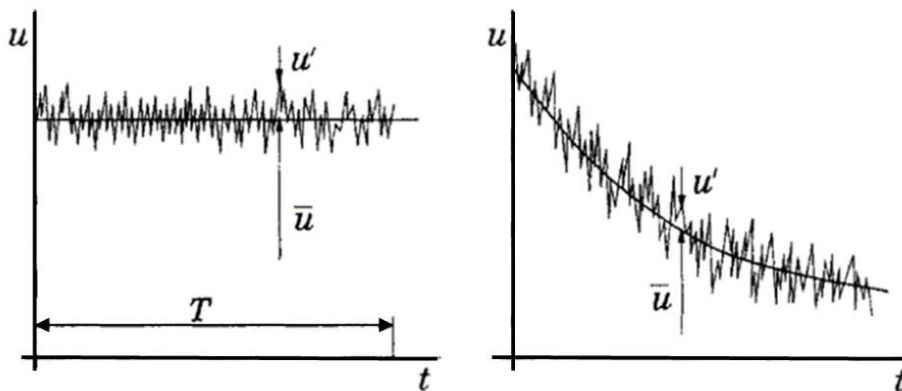


Figure II.5 : Évolution temporelle de la vitesse en régime turbulent

II.4 Équations gouvernantes

Les équations gouvernantes sont présentées sous la forme différentielle, qui a été dérivée en considérant un volume de contrôle fixe infiniment petit. Ces équations de conservation (conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie) sont des équations aux dérivées partielles non linéaires [63], les analyses différentielles des écoulements de fluides et de transfert de chaleur ne peuvent être résolues numériquement qu'en utilisant un code CFD (par exemple ANSYS FLUENT ou ANSYS CFX, Open FOAM, STAR-CCM+).

Dans cette section, on établit les équations de base régissant l'écoulement considéré dans un système de coordonnées cylindriques (r, θ, z) et en régime stationnaire. Pour un fluide newtonien et compressible, ces équations deviennent :

- La loi de conservation de masse (équation de continuité)
- La loi de conservation de quantité de mouvement (équation de Navier-Stokes)
- La loi de conservation d'énergie (équation d'énergie)

➤ **Conservation de la masse**

L'équation de conservation de la masse représente le taux de variation de masse dans un élément fluide. Elle est égale au débit net de la masse dans l'élément fluide exprimée par :

$$\frac{\partial v}{\partial r} + \frac{v}{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial \theta} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (\text{II.3})$$

➤ **Conservation de quantité de mouvement**

L'équation de conservation de quantité de mouvement sans forces de volume est donnée par la relation suivante :

-Selon la coordonnée azimutale :

$$v \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{u}{r} \frac{\partial v}{\partial \theta} - \frac{u^2}{r} + w \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + v \left(\frac{\partial^2 v}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{v}{r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 v}{\partial \theta^2} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial u}{\partial \theta} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) \quad (\text{II.4})$$

-Selon la coordonnée radiale :

$$v \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{u}{r} \frac{\partial u}{\partial \theta} + w \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{uv}{r} = -\frac{1}{\rho r} \frac{\partial p}{\partial \theta} + v \left(\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{u}{r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 u}{\partial \theta^2} + \frac{2}{r^2} \frac{\partial v}{\partial \theta} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \quad (\text{II.5})$$

-Selon la coordonnée axiale :

$$v \frac{\partial w}{\partial r} + \frac{u}{r} \frac{\partial w}{\partial \theta} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + v \left(\frac{\partial^2 w}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial w}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 w}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) + S_z \quad (\text{II.6})$$

➤ **Équation de conservation d'énergie**

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

$$\rho c_p \left(v \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{u}{r} \frac{\partial T}{\partial \theta} + w \frac{\partial T}{\partial z} \right) = \lambda \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 T}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) \quad (\text{II.7})$$

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

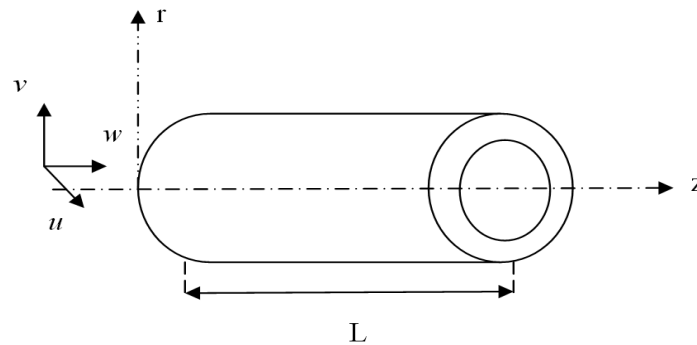


Figure II.6 : Domaine d'étude des deux cylindres concentriques en entrée lisse

II.5 Modèles de fermetures

La modélisation de la turbulence est un thème de recherche qui a été très étudié et ses applications pratiques touchent à des domaines divers. Depuis les premiers travaux de Boussinesq [64], et de Prandtl. L, 1975, de nombreux modèles ont été proposés [61]. Les développements récents introduisent des modèles de transport aux tenseurs de Reynolds dont les coefficients sont des fonctions des paramètres de l'anisotropie et qui utilise des approximations d'ordre plus élevé pour les corrélations de pression. Ils permettent de décrire des états de turbulence « extrêmes » (fortes anisotropies).

Pour modéliser un écoulement turbulent, le domaine de la modélisation turbulente consiste essentiellement à utiliser une série d'équations mathématiques pour expliquer le mélange et la diffusion accrues causés par les fluctuations turbulentes. Les modèles de turbulence prédisent fondamentalement les inconnues (par exemple les contraintes de Reynolds)

Le choix du modèle de turbulence dépend de considérations telles que la physique englobée dans les écoulements, le niveau de précision requis, les ressources de calcul disponibles et la quantité de temps disponible pour la simulation. Pour faire le choix le plus approprié du modèle pour l'application, il faut comprendre les capacités et les limites des différentes options [65].

ANSYS Fluent fournit les choix suivants de modèles de turbulence :

- Le modèle *Spalart-Allmaras*
- Le modèle $(k - \varepsilon)$ (*Standard, RNG, Realisable*)
- Les modèles $(k - \omega)$ (*Standard, SST*)
- Les modèles de Transition *SST*

- Le modèle (*Reynolds Stress Model*)
- Le modèle DES (*Simulation des tourbillons détachés*)
- Le modèle LES (*Large Eddy Simulation*)

II.5.1 Hypothèse de Boussinesq

L'hypothèse sous-jacente utilisée dans tous les modèles de viscosité turbulente est l'hypothèse de Boussinesq [64] qui fournit les résultats du tenseur des contraintes de Reynolds en utilisant le gradient du champ de vitesse moyen-temporel.

$$-\rho \overline{u'_i u'_j} = -\frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} + \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (\text{II.8})$$

Où μ_t est la viscosité turbulente et k l'énergie cinétique turbulente. Il est à noter que l'hypothèse de Boussinesq suppose que la viscosité turbulente est isotrope.

Ils existent plusieurs modèles utilisés en CFD :

- Modèles du premier ordre :

- Modèle de turbulence à zéro équation de transport : *longueur de mélange*, modèle de *Prandtl* : pour ce type de modèle, une relation algébrique est utilisée pour fermer le problème, et aucune équation supplémentaire décrivant le transport des grandeurs turbulentes, des contraintes et des flux n'est introduite.
- Modèle de turbulence à une équation de transport: le modèle *Spalart-Allmaras*
- Modèles de turbulence à deux équations: le modèle ($k - \varepsilon$) Standard et ses variantes (RNG , Realizable , les modèles ($k - \omega$) Standard et SST)

- Modèles du deuxième ordre :

- Modèle de turbulence aux tenseurs de Reynolds: le modèle RSM (Reynolds Stress Model)

II.5.2 Le modèle Spalart-Allmaras

Le modèle résout une équation de transport pour la variable de travail $\tilde{\nu}$, qui est liée à la viscosité cinématique turbulente ν_t . [66]

II.5.3 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.

II.5.3.1 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 :

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j k)}{\partial x_j} = P_k - \rho \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) \quad (\text{II.9})$$

et

$$\frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j \varepsilon)}{\partial x_j} = C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} P_k - C_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\varepsilon \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) \quad (\text{II.10})$$

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

$$\Gamma_k = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \quad ; \quad \Gamma_\varepsilon = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \quad (\text{II.11})$$

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

$$P_k = \mu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \quad (\text{II.12})$$

➤ **la viscosité turbulente :**

La viscosité turbulente μ_t est calculée en combinant k et ε comme suit:

$$\mu_t = C_\mu \rho \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (\text{II.13})$$

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

$$\overline{\rho u_i u_j} = -\mu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) + \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad (\text{II.14})$$

➤ **Constantes Modèles :**

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

| Constantes | C_{ε_1} | C_{ε_2} | C_{μ} | σ_k | σ_{ε} |
|------------|---------------------|---------------------|-----------|------------|------------------------|
| Valeurs | 1.44 | 1.92 | 0.09 | 1.0 | 1.3 |

Tableau II.1 : Constantes du modèle k-ε standard

II.5.3.2 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.

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \nabla(\rho U k) = \nabla \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \nabla k \right) + P_k - \rho \varepsilon \quad (\text{II.15})$$

$$\frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t} + \nabla(\rho U \varepsilon) = \nabla \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{\varepsilon}} \nabla \varepsilon \right) + \frac{\varepsilon}{k} (C_{\varepsilon 1 \text{RNG}} P_k - C_{\varepsilon 2 \text{RNG}} \rho \varepsilon) \quad (\text{II.16})$$

$$C_{1\varepsilon \text{RNG}} = 1.42 - f_{\eta}, \quad f_{\eta} = \frac{\eta \left(1 - \frac{\eta}{4.38} \right)}{(1 + \beta_{\text{RNG}} \eta^3)} \quad \text{et} \quad \eta = \sqrt{\frac{P_k}{\rho C_{\mu \text{RNG}} \varepsilon}} \quad (\text{II.17})$$

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

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

Tableau II.2 : Constantes du modèle k-ε RNG

II.5.3.3 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:

$$\langle u_i' u_i' \rangle = \sum_i \langle u_i'^2 \rangle = \frac{2}{3} k - 2\nu_T \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} = \frac{2}{3} k - 2C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} \quad (\text{II.18})$$

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

II.5.4 Le modèle $k-\omega$ standard

Le modèle $k-\omega$ est adopté pour l'estimation de la viscosité turbulente μ_T . L'énergie cinétique turbulente k et la dissipation ω sont obtenues à partir des équations suivantes :

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j k)}{\partial x_j} = P_k - \beta' \rho k \omega + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) \quad (\text{II.19})$$

et

$$\frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j \omega)}{\partial x_j} = \alpha \frac{\omega}{k} P_k - \beta \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) \quad (\text{II.20})$$

Avec :

$$\Gamma_k = \mu_t + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \quad \Gamma_\omega = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega}$$

| Constantes | β' | α | β | ω_k | σ_ω |
|------------|----------|----------|---------|------------|-----------------|
| Valeurs | 0.09 | 5/9 | 3/40 | 2.0 | 2.0 |

Tableau II.3 : Constantes du modèle $k-\omega$ standard

II.5.4.1 Le modèle $k-\omega$ SST

Le modèle de turbulence choisi pour cette étude est le modèle de transport des contraintes de cisaillements turbulents (SST), une adaptation du modèle $k-\omega$ introduit par Wilcox [67]. Le modèle SST a été développé par Menter (1993) pour combiner la formulation du modèle $k-\omega$ avec le modèle $k-\varepsilon$ [68] à l'aide de coefficients d'amortissements F_1 et F_2 .

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 :

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j k)}{\partial x_j} = \bar{P} - \beta^* \rho \omega k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) \quad (\text{II.21})$$

$$\frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j \omega)}{\partial x_j} = \frac{\gamma}{\nu_t} P_K - \beta \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) + (1 - F_1) 2 \rho \sigma \omega_2 \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (\text{II.22})$$

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

Les coefficients φ du modèle sont des fonctions de F_1 : $\varphi = F_1 \cdot \varphi_1 + (1 - F_1) \cdot \varphi_2$ 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 II.4 : Constantes du modèle k- ω SST

$$\varphi_{k1} = 2.0, \quad \varphi_{\omega 1} = 2.0, \quad \gamma_1 = 0.5532, \quad \beta_1 = 0.075, \quad c_1 = 10, \quad k = 0.41, \quad \sigma_{k2} = 1.0, \quad \sigma_{\omega 2} = 1.168,$$

$$\gamma_2 = 0.4403, \quad \beta_2 = 0.0828$$

-Fonctions de relaxation F1 et F2 :

$$F_1 = \tanh(\arg_1^4) \quad (\text{II.23})$$

$$\arg_1 = \min \left(\max \left(\frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}, \frac{500 \nu}{y^2 \omega} \right); \frac{4 \rho \sigma_{\omega 2} k}{CD_{k\omega} y^2} \right) \quad (\text{II.24})$$

$$CD_{k\omega} = \max \left(2 \rho \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}; 1.0 e^{-10} \right) \quad (\text{II.25})$$

$$F_2 = \tanh(\arg_2^2) \quad (\text{II.26})$$

$$\arg_2 = \max \left(2 \frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}; \frac{500 \nu}{y^2 \omega} \right) \quad (\text{II.27})$$

$$\tau_{ij} = \mu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial U_k}{\partial x_k} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad (\text{II.28})$$

II.5.5 Avantages et inconvénients des différents modèles de turbulence

| Modèle de turbulence | Description, avantages et inconvénients |
|----------------------|--|
| Spalart Allmaras | <ul style="list-style-type: none"> • Un modèle économique, utilisé pour les écoulements libres. • Ce modèle nécessite une grande résolution du maillage aux frontières. |
| (k-ε) standard | <ul style="list-style-type: none"> • Un modèle très utilisé. • Robuste et pas cher. • Utile dans la communauté d'ingénierie pendant de nombreuses années. • Donne un calcul stable et convient en particulier pour les nombres de Reynolds élevés. • Ses limites sont connues pour les écoulements tourbillonnants. |
| (k-ε) RNG | <ul style="list-style-type: none"> • Un modèle développé du k-ε. • Conçu afin d'améliorer les résultats pour les écoulements tourbillonnants et la séparation du flux. • Il est moins stable que le modèle k-ε standard. |
| (k-ε) réalisable | <ul style="list-style-type: none"> • Une autre version ajustée du modèle k-ε. • Prédit correctement les écoulements dans les jets ronds. • Bien adapté pour les écoulements tourbillonnants et les flux impliquant la séparation. • Pas aussi stable que le modèle (k-ε) standard. |
| (k- ω) standard | <ul style="list-style-type: none"> • Un modèle à deux équations. • Son comportement numérique est similaire à celui des modèles k-ε. • Nécessite un maillage très fin près de la paroi. |
| (k- ω) SST | <ul style="list-style-type: none"> • Plus précis et fiable pour un plus large type d'écoulement. • Un modèle recommandé dans les turbomachines, rotation, swirl et recirculation. |

| | |
|-----|--|
| | <ul style="list-style-type: none"> • Il nécessite une grande résolution du maillage aux frontières. |
| LES | <ul style="list-style-type: none"> • C'est un modèle largement utilisé pour étudier les phénomènes instationnaires. • Donne de bons résultats pour tous les systèmes d'écoulement. • Il est basé sur les équations de Navier-Stokes et calcule les fluctuations turbulentes à grande échelle. • Ne modélise que les fluctuations à petite échelle. • Coût de calcul très élevé. |
| DNS | <ul style="list-style-type: none"> • L'approche la plus simple au problème de la turbulence. • Il est utilisé pour étudier les propriétés fondamentales de la turbulence. • Fournir des données pour comparer des modèles de turbulence simplifiés et simuler d'autres effets tels que des phénomènes non-newtoniens. • Coût de calcul très élevé. |

Tableau II.5 : Modèles de turbulence et leurs descriptions

II.6 Modélisation de l'écoulement près des parois

De nombreuses expériences ont montré que la région près de la paroi peut être subdivisée en trois couches. Dans la couche la plus interne, appelée « sous-couche visqueuse », l'écoulement est presque laminaire et la force de viscosité joue un rôle dominant dans le transfert de quantité de mouvement et de chaleur ou de masse.

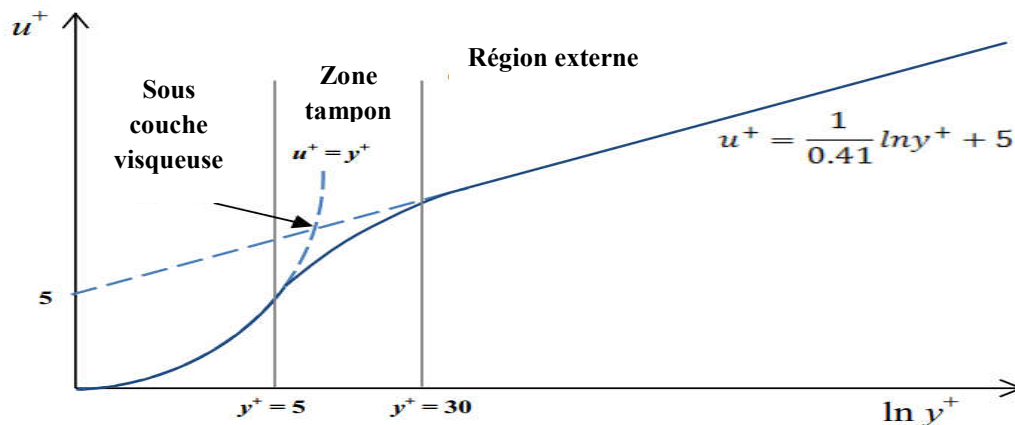


Figure II.7 : Subdivisions de la région près de la paroi

Dans la couche externe appelée aussi la couche totalement turbulente, la turbulence est dominante. Il existe une région intermédiaire entre la sous-couche visqueuse et la couche totalement turbulente, où les effets de la viscosité moléculaire et de la turbulence sont tout aussi importants. La Figure II.7 illustre ces subdivisions de la région proche de la paroi, tracées en coordonnées semi-logarithmiques.

Pour appliquer la loi de la paroi, la vitesse d'écoulement et la distance de la paroi dans les profils de vitesse de paroi sont exprimées sans dimension.

Où y^+ est définie par : $y^+ = yU_\tau / \nu$ (II.35)

$U_\tau = \sqrt{\tau_p / \rho}$ est la vitesse de frottement à la paroi. (II.36)

$U^+ = U/U_\tau$ (II.37)

U^+ représente la composante de vitesse U parallèle à la paroi adimensionnée par la vitesse U_τ .

Pour $y^+ < 5$, le cisaillement visqueux domine dans la couche interne, à savoir la sous-couche visqueuse laminaire. Une relation linéaire entre u^+ et y^+ peut être obtenue dans cette couche comme:

$$U^+ = y^+ \quad (II.38)$$

Pour $y^+ > 30$, le cisaillement turbulent domine dans la couche turbulente externe, à savoir la zone logarithmique. La vitesse de la couche turbulente externe varie logarithmiquement avec y .

Pour une paroi lisse :

$$\left. \begin{array}{l} U^+ = 2.44 \ln y^+ + 5 \\ U^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(Ey^+) \end{array} \right\} y^+ \geq 11,63 \quad (II.39)$$

Où E est une constante empirique égale à 9 pour une paroi lisse selon Launder et Spalding [88] et κ est la constante de Von Karman ($\kappa = 0.4$).

Pour $5 < y^+ < 30$, il existe une couche tampon où les deux types de cisaillement sont importants. La région tampon peut être résolue en fixant le $y^+ = 11$ comme frontière pour distinguer le profil laminaire du profil turbulent.

Une approche de traitement de la paroi à faible y^+ est nécessaire pour les problèmes à bas nombre de Reynolds car la viscosité du fluide domine dans la couche limite turbulente. La

sous-couche visqueuse est correctement résolue sans utiliser les hypothèses de loi de la paroi et par conséquent, les modèles de turbulence peuvent être appliqués dans toute la couche limite de la paroi. Cette approche nécessite plus de ressources informatiques que l'approche de la fonction de paroi car une résolution de maillage de couche limite suffisante est requise dans la région affectée visqueuse ($y^+ \approx 1$).

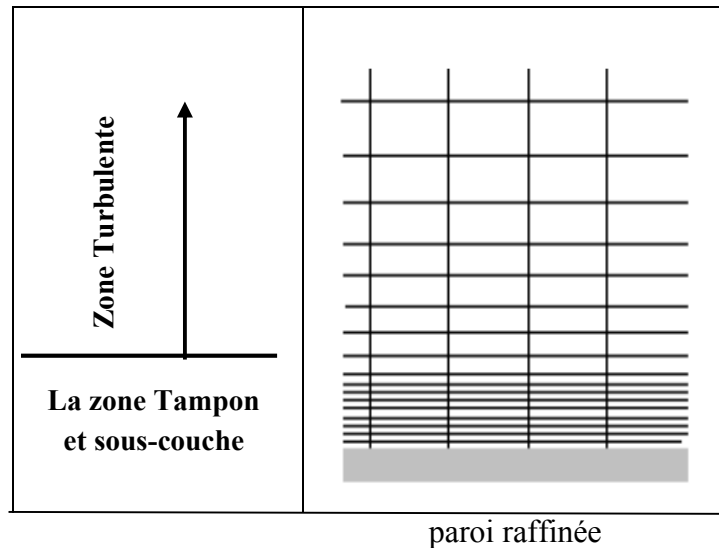


Figure II.8: *Approches de traitement des parois.*

II.7 Conclusion

À travers ce chapitre, nous avons traité des notions sur la modélisation de la turbulence, ainsi que les équations gouvernantes régissant l'écoulement des fluides et les variations des équations mises en œuvre dans le solveur numérique. Nous avons vu également les différents modèles de turbulence et la modélisation de l'écoulement près des parois.

Le chapitre suivant sera dédié à la présentation de la méthode numérique, la méthode des volumes finis, le domaine physique et numérique (maillage) avec les différentes conditions aux limites.

III

Méthode numérique

Sommaire

| | |
|---|-----------|
| III.1 Introduction | 48 |
| III.2 Un aperçu général des méthodes numériques | 48 |
| III.2.1 Méthode des différences finies | 48 |
| III.2.2 Méthode des éléments finis | 49 |
| III.2.3 La méthode des volumes finis | 49 |
| III.2.3.1 Principe de la méthode des volumes finis | 49 |
| III.2.3.2 Maillage | 53 |
| III.2.3.2.1 Maillage structuré | 54 |
| III.2.3.2.2 Maillage non-structuré | 54 |
| III.2.3.2.3 Maillage hybride | 55 |
| III.3 Présentation d'ICEM et de FLUENT | 55 |
| III.3.1 ICEM-CFD | 56 |
| III.3.2 ANSYS Fluent 14.0 | 57 |
| III.3.2.1 Procédure de résolution numérique par « Fluent » | 58 |
| III.3.2.1.1 Choix de la formulation du solveur | 58 |
| III.3.2.1.2 Schéma de discrétisation | 59 |
| III.3.2.1.3 Méthodes d'interpolation de la pression sur les faces | 60 |
| III.3.2.1.4 Choix des méthodes d'interpolations (Gradients) | 60 |
| III.3.2.1.5 Choix de la méthode de couplage Pression-Vitesse | 60 |
| III.3.2.1.6 Initialisation | 61 |
| III.3.2.1.7 Critère de convergence | 61 |
| III.3.2.1.8 Choix des facteurs de relaxation | 62 |
| III.4 Description du problème | 63 |
| III.4.1 Génération de maillage avec ICEM-CFD | 66 |

| | | |
|--------------|-------------------------------|-----------|
| III.4.2 | Conditions aux limites | 68 |
| III.4.3 | Etude du Maillage | 69 |
| III.4.3.1 | Valeurs de y^+ | 69 |
| III.4.3.2 | Sensibilité au maillage | 70 |
| III.5 | Conclusion..... | 71 |

III.1 Introduction

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 aileté.

III.2 Un aperçu général des méthodes numériques

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.2.1 Méthode des différences finies

Une discrétisation par méthode des différences finies est basée sur la forme différentielle de l'EDP (Équations aux Dérivées Partielles) à résoudre. Chaque dérivée est remplacée par une formule de différence approximative (qui peut généralement être dérivée d'une extension de la série Taylor). Le domaine de calcul est divisé en cellules hexaédriques (la grille) et la solution sera obtenue à chaque point nodal. Cette méthode est plus facile à comprendre lorsque la grille physique est cartésienne. La discrétisation se traduit par un

système d'équations de la variable aux points nodaux, et une fois la solution trouvée, nous avons une représentation discrète de la solution.

III.2.2 Méthode des éléments finis

La méthode des éléments finis subdivise le domaine en sous-domaines avec certaines formes, par exemple des formes triangulaires, avec un certain nombre d'inconnues aux nœuds qui dépendent de la fonction de forme sélectionnée. La fonction inconnue est approchée par un polynôme dont le degré peut varier d'une application à l'autre mais reste en général faible.

Cette méthode se décompose en deux étapes :

- approximation nodale des fonctions inconnues par sous-domaines (fonctions d'interpolation).
- utilisation de la méthode des résidus pondérés qui permet de construire une formulation intégrale à partir des équations aux dérivées partielles.

III.2.3 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 [69], 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.2.3.1 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.

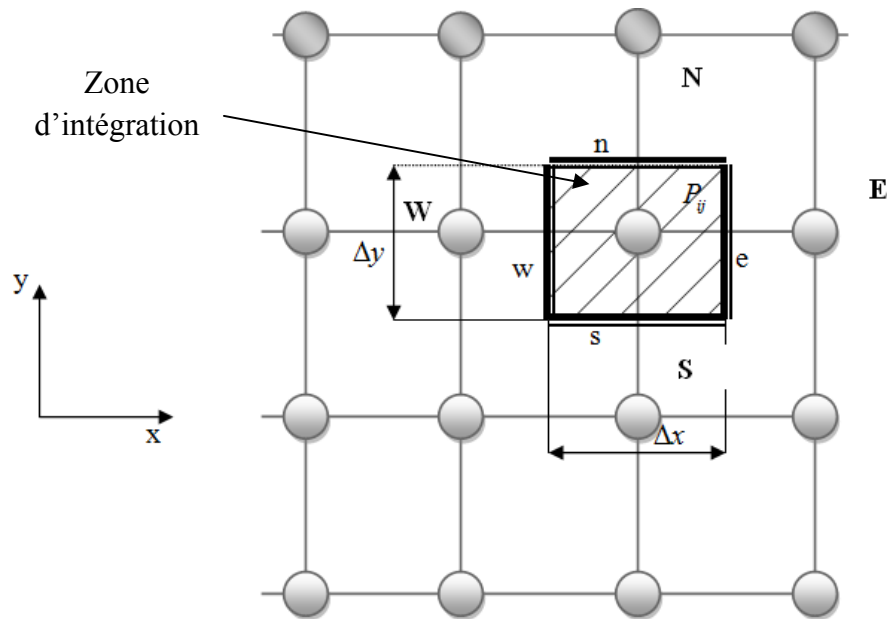


Figure III.1 : Discrétisation d'un domaine en volumes élémentaires pour un problème bidimensionnel

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 :

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t}(\rho\phi)}_{\text{Terme temporel}} + \underbrace{\text{div}(\rho U\phi)}_{\text{Terme convectif}} = \underbrace{\text{div}(\Gamma_\phi \text{grad}\phi)}_{\text{Terme diffusif}} + \underbrace{S_\phi}_{\text{Terme source}} \quad (\text{III.1})$$

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 $\phi = T$) :

$$\frac{\partial\phi}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}\left[u\phi - \Gamma_\phi \frac{\partial\phi}{\partial x}\right] + \frac{\partial}{\partial y}\left[v\phi - \Gamma_\phi \frac{\partial\phi}{\partial y}\right] = 0 \quad (\text{III.2})$$

Ou encore

$$\frac{\partial\phi}{\partial t} + \frac{\partial J_x}{\partial x} + \frac{\partial J_y}{\partial y} = 0 \quad (\text{III.3})$$

Avec :

$$J_x = \left[u\phi - \Gamma_\phi \frac{\partial\phi}{\partial x} \right] \quad \text{et} \quad J_y = \left[v\phi - \Gamma_\phi \frac{\partial\phi}{\partial y} \right] \quad (\text{III.4})$$

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

Soit :

$$\int_s^e \int_w^t \int_{t_1}^{t_2} \frac{\partial\phi}{\partial t} dt dx dy + \int_s^e \int_w^t \int_{t_1}^{t_2} \frac{\partial J_x}{\partial x} dx dy dt + \int_s^e \int_w^t \int_{t_1}^{t_2} \frac{\partial J_y}{\partial y} dy dx dt = 0 \quad (\text{III.5})$$

Pour intégrer cette équation, on suppose que :

- À 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.

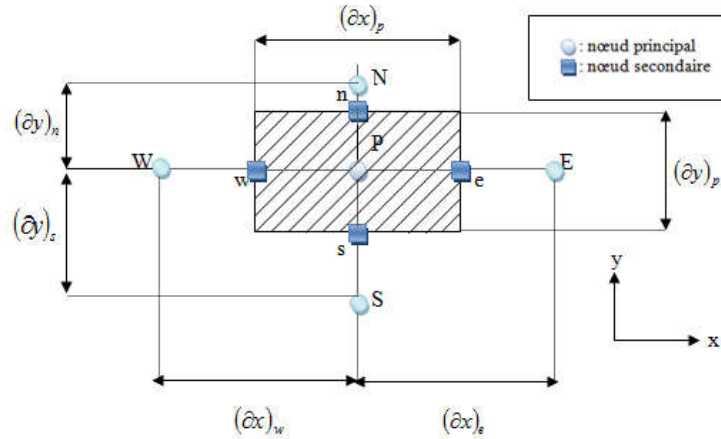


Figure III.2 : Volume de contrôle à travers lequel se fait l'intégration

Après intégration, on aboutit à :

$$[(\phi)_p - (\phi)_p^0] \Delta x \Delta y + \int_s^n (J_e - J_w) dy \Delta t + \int_w^e (J_n - J_s) dx \Delta t = 0 \quad (IV.6)$$

Soit :

$$[(\phi)_p - (\phi)_p^0] \frac{\Delta V}{\Delta t} + [J_e - J_w] + [J_n - J_s] = 0 \quad (III.7)$$

Avec :

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

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

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

$$J_e = \int_s^n J_e dy = \left[u\phi - \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x} \right]_e \Delta y \quad (III.8)$$

$$J_w = \int_s^n J_w dy = \left[u\phi - \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x} \right]_w \Delta y \quad (III.9)$$

$$J_n = \int_w^e J_n dx = \left[v\phi - \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial y} \right]_n \Delta x \quad (III.10)$$

$$J_s = \int_w^e J_s dx = \left[v\phi - \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial y} \right]_s \Delta x \quad (III.11)$$

III.2.3.2 Maillage

Pour diviser le domaine en un ensemble de morceaux discrets, ou de cellules de calcul, ou de volumes de contrôle, une grille est utilisée. Aussi appelé un maillage. Le maillage dépend de la géométrie du problème traité. L'ICEM nous propose deux genres de maillage (TETRAHEDRAL et l'HEXAHEDRAL). Le TETRAHEDRAL est un maillage semi-automatique, simple à générer en suivant certaines étapes. L'HEXAHEDRAL nécessite beaucoup d'étapes intermédiaires, en passant par les projections des surfaces, courbes et points.

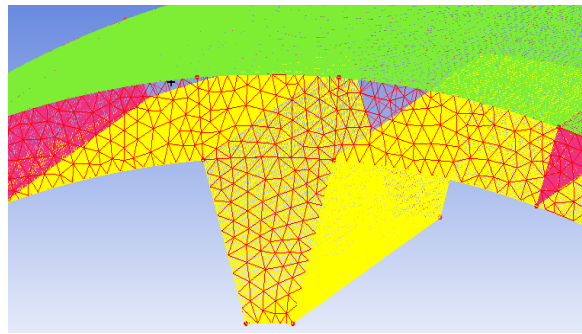


Figure III.3 : Schéma du maillage en tétraédral

La grille peut avoir plusieurs formes et tailles. En 2D par exemple, les éléments sont des quadrilatères ou des triangles (Figure III.4). Ils peuvent être tétraédriques, prismes, pyramides ou hexaèdres. La différence entre les formes est juste le nombre de côtés et d'angle. Une série de faces planes (2D) ou planes (3D) reliant les limites du domaine sont utilisées pour réaliser les éléments.

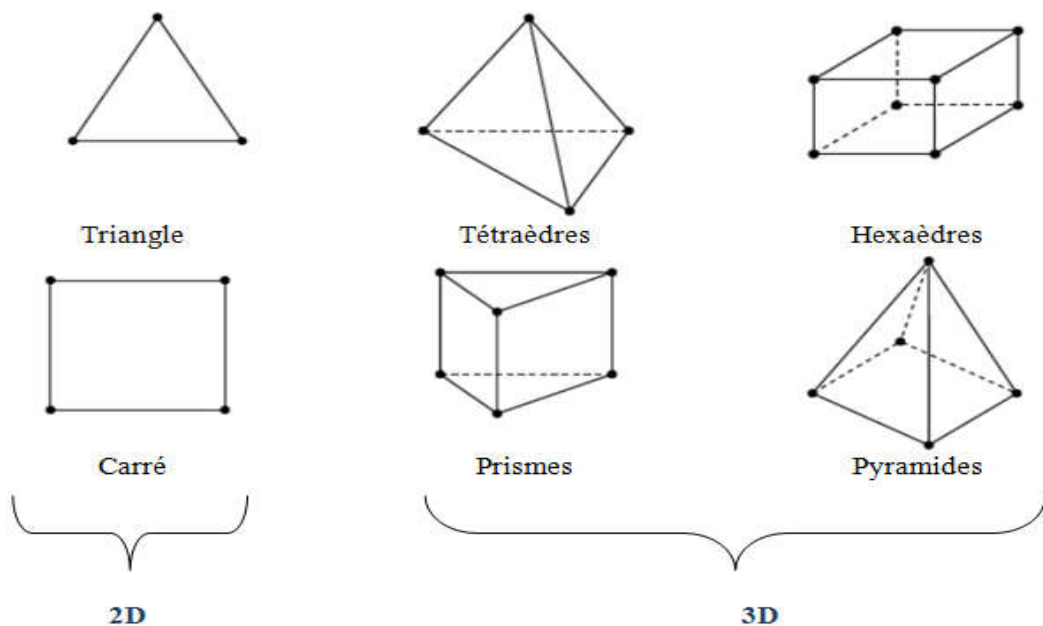


Figure III.4 : Type d'éléments de maillage

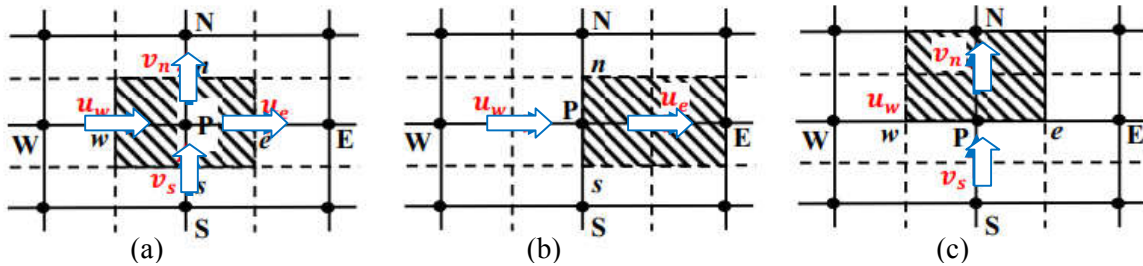


Figure III.5 : (a) Schéma du maillage, (b) maillage décalé pour u_e , (c) maillage décalé pour v_n

III.2.3.2.1 Maillage structuré

Les grilles structurées sont identifiées par une connectivité régulière. Les choix d'éléments possibles sont quadrilatéraux en 2D et hexaèdres en 3D. Ce modèle est très efficace dans l'espace, c'est-à-dire que les relations de voisinage sont définies par un arrangement de stockage. Ce maillage peut donner une meilleure convergence et une résolution plus élevée.

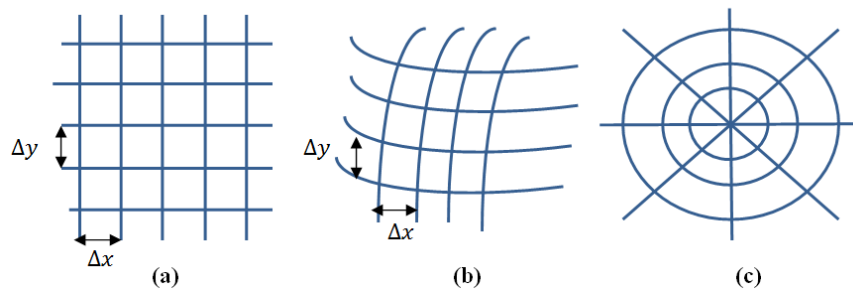


Figure III.6 : Trois exemples de maillages structurés :
(a) une grille cartésienne, (b) curviligne, (c) cylindrique.

III.2.3.2.2 Maillage non-structuré

Une grille non structurée est identifiée par une connectivité irrégulière. Il ne peut pas facilement être exprimé comme un tableau bidimensionnel ou tridimensionnel dans la mémoire de l'ordinateur. Cela permet d'utiliser n'importe quel élément qu'un solveur peut utiliser. Ces grilles utilisent généralement des triangles en 2D et des tétraèdres en 3D.



Figure III.7 : Exemple du maillage non-structuré.

III.2.3.2.3 Maillage hybride

Une grille hybride contient un mélange de parties structurées et de parties non structurées. Les parties de la géométrie qui sont régulières peuvent avoir des grilles structurées et celles qui sont complexes peuvent avoir des grilles non structurées.

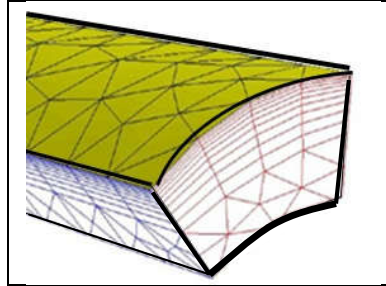


Figure III.8 : Exemple de maillage hybride.

III.3 Présentation d'ICEM et de FLUENT

Le calcul numérique a été mené à l'aide du code de calcul ANSYS Fluent (version 14), qui utilise la méthode des volumes finis. Nous allons présenter brièvement la méthodologie de résolution du problème avec le code « FLUENT ». La géométrie et le maillage en ce qui concerne le calcul sur FLUENT ont été effectuées par l'ICEM ANSYS.

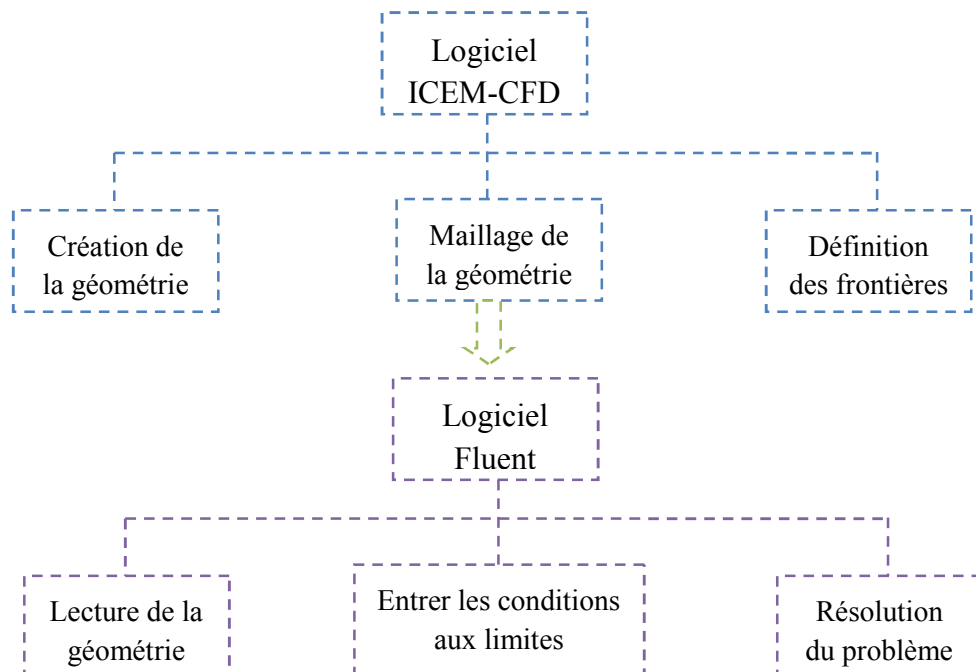


Figure III.9 : Procédure numérique globale pour la simulation sur ces codes de calculs ICEM CFD et FLUENT

III.3.1 ICEM-CFD

Dans le calcul et l'analyse CFD, la génération de maillage est l'une des tâches primitives et complexes. La plupart du temps, il est difficile de générer un maillage conforme à la géométrie exacte, donc la modification de la forme de la géométrie à un certain degré d'acceptation qui est permise jusqu'à ce qu'elle n'affecte pas la caractéristique essentielle d'écoulement de fluide pendant l'analyse CFD. Il existe de nombreux outils pour générer un maillage pour une géométrie donnée.

ANSYS ICEM-CFD fournit une autre alternative pour la génération de maillage, qui est nécessaire pour générer un maillage de bonne qualité pour une géométrie complexe.

L'ICEM-CFD est un progiciel commercial d'ANSYS. C'est un outil de maillage complet capable de créer une géométrie complexe avec des détails complexes. Il permet de générer un maillage pour une géométrie donnée avec des maillages hexaédriques et tétraédriques, avec possibilité d'exporter un fichier de maillage pour des variétés de logiciels CFD. Il prend en charge l'importation de surfaces CAO puis génère automatiquement un maillage autour de la géométrie.

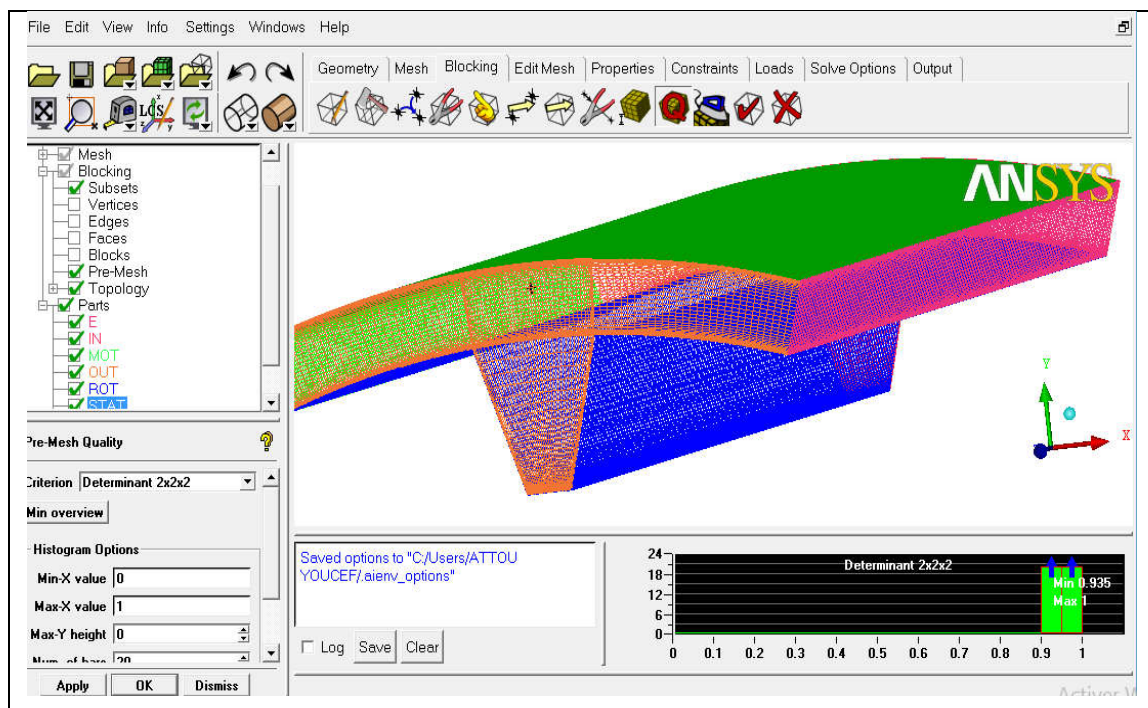


Figure III.10 : Réalisation de la géométrie et génération du maillage par ICEM CFD 14.0

Les caractéristiques importantes de l'ICEM-CFD peuvent être résumées comme suit:

- Possibilité d'importer / d'exporter des géométries de CAO sous différents formats.
- Modification géométrique très facile avec la possibilité d'ajouter, de supprimer et de modifier la géométrie existante ou ses parties.

- Le module de blocage a l'option de générer, supprimer / éditer des blocs se conformant à la géométrie complexe avec la possibilité de générer O-grid / L-grid / V-grid requis pour la forme géométrique respective.
- Le raffinement de grille peut être facilement géré avec un contrôle sur la distribution de maillage pour une région importante sur la géométrie.
- Des fonctionnalités pour vérifier et améliorer la qualité du maillage avec une variété de critères, qui aide à spécifier et à résoudre les problèmes éventuels.

III.3.2 ANSYS Fluent 14.0

ANSYS FLUENT est un logiciel adaptatif de la mécanique des fluides numérique (CFD) qui permet de simuler le transfert de chaleur, la turbulence et les réactions. Le logiciel possède des capacités de calcul de haute performance et peut modéliser des structures bidimensionnelles et tridimensionnelles, des écoulements laminaires, transitoires, turbulents, des fluides incompressibles et compressibles. Fluent est également capable de produire des écoulements à l'état gazeux ou liquide tout en étant capable d'éditer les propriétés du fluide / solide. La version ANSYS utilisée dans ce projet est ANSYS 14.0.

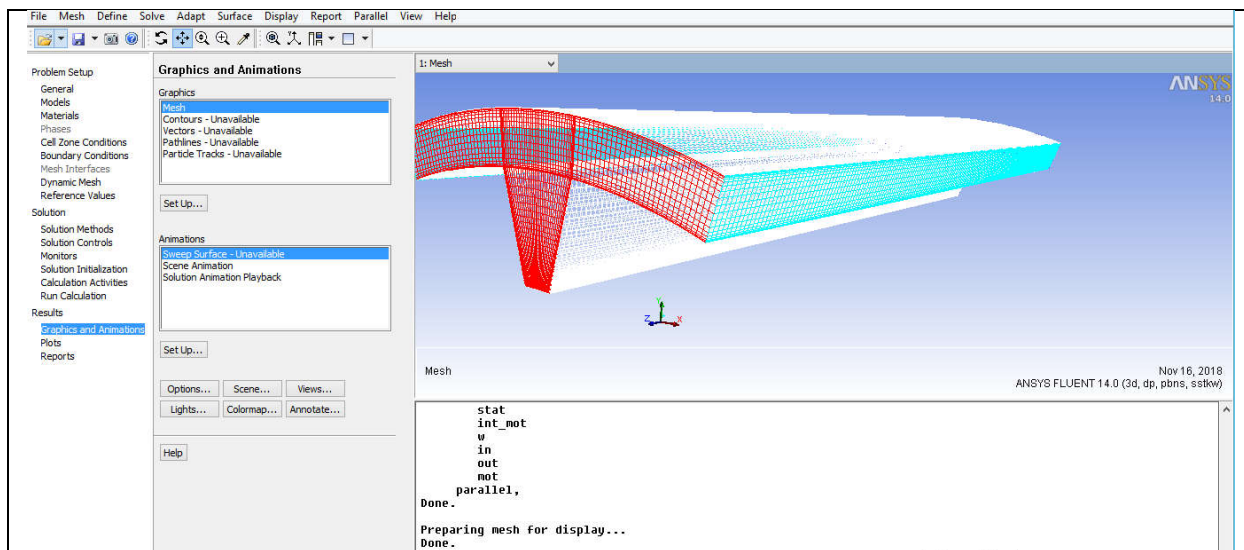


Figure III.11 : Interface général du logiciel ANSYS Fluent 14.0

Le code commercial Fluent utilise la méthode des volumes finis, il résout les équations qui régissent la conservation de la masse, de la quantité de mouvement, et de l'énergie. Les étapes de discrétisation sont les suivantes:

- Division du domaine en volumes de contrôle discrets en utilisant une grille de calcul.

- Intégration des équations gouvernantes sur les volumes de contrôle individuels pour construire des équations algébriques pour les variables dépendantes discrètes (inconnues), telles que les vitesses, la pression, la température ...
- Linéarisation des équations discrétisées et solution du système d'équations linéaire résultant.

III.3.2.1 Procédure de résolution numérique par « Fluent »

Une fois que la géométrie est créée et les frontières sont définies, on exporte le maillage pour pouvoir effectuer une résolution numérique et discrétiser des équations intégrales qui traduisent la conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie.

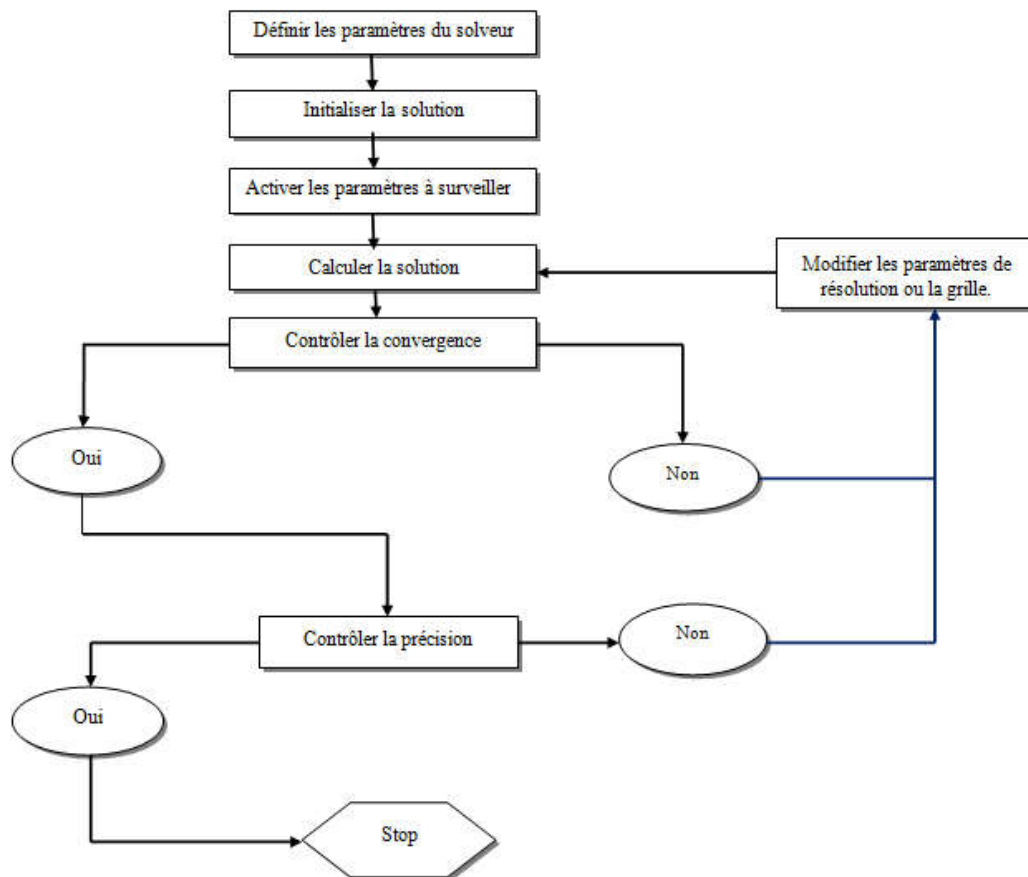


Figure III.12 : Étape de la résolution numérique par Fluent

III.3.2.1.1 Choix de la formulation du solveur

ANSYS Fluent comprend deux types de solveurs: le solveur basé sur la pression et le solveur basé sur la densité. Le premier solveur était utilisé à l'origine pour les écoulements incompressibles et les écoulements légèrement compressibles, le deuxième a été conçu pour les écoulements compressibles à grande vitesse [70]. Même si les deux solveurs ont

maintenant été développés pour gérer une large gamme d'écoulement, le solveur basé sur la densité peut toujours avoir une supériorité sur le solveur basé sur la pression pour les écoulements compressibles à grande vitesse

IV.3.2.1.1.1 Le solveur basé sur la pression « Pressure-based solver »

Dans ANSYS Fluent, il existe deux types d'algorithmes de résolution basés sur la pression: un algorithme séparé «The Pressure-Based Segregated Algorithm» et un algorithme couplé «The Pressure-Based Coupled Algorithm». Le premier résout séquentiellement les équations gouvernantes, qui sont séparées les unes des autres, et l'autre résout les équations gouvernantes couplées les unes aux autres. L'algorithme séparé est plus efficace en mémoire puisqu'il stocke les équations discrétisées une seule fois en mémoire [70]. La convergence de la solution est relativement lente car les équations sont résolues de manière découplée. L'algorithme couplé nécessite plus d'espace mémoire, mais la convergence est nettement améliorée par rapport au solveur couplé.

IV.3.2.1.1.1 Le solveur basé sur la densité «Density-based solver »

Le solveur basé sur la densité résout les équations gouvernantes de manière couplée [70]. Le système d'équations couplé peut être résolu en utilisant soit une formulation couplée-explicite, soit une formulation couplée-implicite. La formulation implicite utilise les valeurs existantes et inconnues des cellules voisines pour calculer la valeur inconnue dans une cellule particulière, pour une variable donnée. Les équations doivent ensuite être résolues simultanément car les différentes valeurs apparaissent dans plusieurs équations du système. La formulation explicite utilise uniquement les valeurs existantes, ce qui signifie que les équations ne doivent pas être résolues simultanément.

III.3.2.1.2 Schéma de discrétisation

La discrétisation des équations consiste à transformer ces équations différentielles en un ensemble d'équations algébriques en utilisant des approximations de dérivées.

$$A \cdot x = B \quad (\text{III.12})$$

Les variables de champ (stockées dans les centres de cellules) doivent être interpolées sur les faces des volumes de contrôle [71].

$$\frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} V + \left[\sum_f^{N_{faces}} \rho_f V_f \phi_f \cdot A_f \right] = \sum_f^{N_{faces}} \Gamma_\phi \nabla \phi_f \cdot A_f + S_\phi V \quad (\text{III.13})$$

Fluent propose de nombreux schémas d'interpolation pour la discrétisation spatiale à savoir (pour plus de détails, voir annexe C):

- Schéma Upwind du 1^{er} ordre « *First-Order Upwind* »
- Schéma Upwind du 2^{ème} ordre « *Second-Order Upwind* »
- Schéma à loi de puissance « *Power Law* »
- Schéma QUICK « *Quadratique Upwind Interpolation for Convective Kinetics* »
- Schéma « *Bounded Central Differencing* »
- Schéma MUSCL « *Monotone Upstream-centered Schemes for Conservation Laws* »

III.3.2.1.3 Méthodes d'interpolation de la pression sur les faces

Les principales méthodes d'interpolation de la pression aux faces des cellules, proposée par Fluent sont [71] :

- Le schéma « *Standard* »
- Le schéma « *PRESTO* »
- Le schéma linéaire « *Linear* ».
- Le schéma au *Second-order*
- Le schéma *Force de volume pondéré* « *Body Force Weighted* »

III.3.2.1.4 Choix des méthodes d'interpolations (Gradients)

Les gradients des variables sont nécessaires pour évaluer les flux diffusifs, les dérivées de vitesse et pour des schémas de discrétisation d'ordre élevé. Les gradients des variables sur les faces des mailles sont calculés en utilisant une série de Taylor multidimensionnelle. Les gradients sont calculés dans ANSYS Fluent selon les méthodes suivantes [71]:

$$\frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} V + \sum_f^{N_{faces}} \rho_f V_f \phi_f \cdot A_f = \left[\sum_f^{N_{faces}} \Gamma_\phi \nabla \phi_f \cdot A_f \right] + S_\phi V \quad (\text{III.14})$$

- Green-Gauss cell-Based
- Green-Gauss Node-Based
- Least-Squares cell-Based

III.3.2.1.5 Choix de la méthode de couplage Pression-Vitesse

La résolution de l'équation de conservation de la masse et de conservation de la quantité de mouvement nécessite l'obtention, à chaque instant, d'un champ de pression et d'un champ de vitesse cohérents.

Quatre algorithmes sont disponibles dans Fluent [71].

- *SIMPLE* « *Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations* » : Schéma par défaut, robuste.
- *SIMPLEC* « *SIMPLE-Consistent* »: Permet une convergence plus rapide pour les problèmes simples (écoulements laminaires sans utilisation de modèles physiques).
- *PISO* « *Pressure-Implicit with Splitting of Operators* » : Utile pour des écoulements instationnaires ou pour des maillages contenant des cellules avec une asymétrie plus élevée que la moyenne « *highly skewed* ».
- *FSM* « *Fractional Step Method* »: est recommandé pour des écoulements instationnaires. Elle est utilisée avec le schéma NITA et présente des caractéristiques similaires à celles du schéma PISO.

III.3.2.1.6 Initialisation

Le choix adéquat des conditions initiales permet d'atteindre une solution stable et une convergence accélérée.

III.3.2.1.7 Critère de convergence

Ce critère est une condition spécifique pour les résidus qui définissent la convergence d'une solution itérative. La convergence a été jugée sur la base de trois critères. Tout d'abord, les résidus d'équations normalisées pour les équations de la quantité de mouvement, de la continuité, de la turbulence et de la fraction volumique ont été surveillés et devraient baisser de manière souhaitable en dessous de $1e^{-6}$. Cependant, ce critère seul ne suffit pas pour juger de la validité de la solution. Dans certains cas, le critère résiduel peut ne jamais être rempli même si la solution est valide et pour d'autres, la solution peut être incorrecte même si les résidus sont faibles.

L'équation (III.15) représente le résidu de calcul R :

$$R = \sum_{l'ensemble\ des\ volumes} |a_W \phi_W + a_E \phi_E + S_u - a_P \phi_P| \quad (III.15)$$

Si le calcul converge complètement la valeur de R tend vers zéro.

On essaie d'avoir une bonne convergence tout au long de la simulation et donc les critères sont rendus stricts afin d'obtenir un résultat précis.

Le suivi de la convergence se fait avec les résidus. Le tracé des résidus montre quand ceux-ci atteignent le seuil de tolérance. Les résidus de l'énergie doivent atteindre 10^{-6} et des espèces 10^{-5} afin d'obtenir la conservation (Figure III.13).

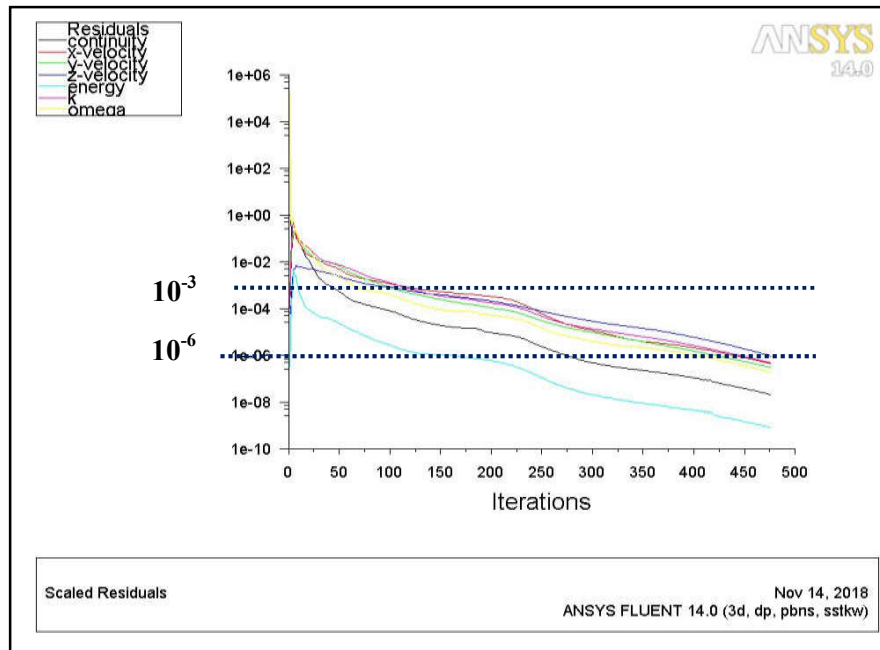


Figure III.13 : Profils de l'évolution des résidus de calcul

Des instabilités numériques peuvent apparaître avec un problème mal posé, un maillage de mauvaise qualité et/ou des paramètres de solveur inappropriés et présentés comme des résidus en augmentation (divergents) ou «bloqués». Les résidus divergents impliquent un déséquilibre croissant dans les équations de conservation.

Les principales solutions pour remédier à ces problèmes sont:

- Vérifier que le problème est bien posé.
- Calculer une solution initiale en utilisant un schéma de discrétisation de premier ordre.
- Diminuer les facteurs de sous-relaxation.
- Remailler ou raffiner les cellules de la géométrie.

III.3.2.1.8 Choix des facteurs de relaxation

Lors de la résolution itérative des équations algébriques, il est souvent utile d'accélérer (sur-relaxation) ou ralentir (sous-relaxation) les variations de la variable d'une itération à l'autre. La sous-relaxation est régulièrement utilisée dans les problèmes non linéaires pour éviter que la solution ne diverge. Elle consiste à diminuer la rapidité des changements d'une variable d'une itération à l'autre, par l'introduction d'un coefficient de sous relaxation α_ϕ compris entre 0 et 1. Plus ce coefficient est faible et plus la sous-relaxation est forte. Sinon, on tend vers l'instabilité du processus de convergence [61].

Sachant que l'équation de transport généralisée a la forme suivante :

$$a_p \phi_p = \sum_{nb} a_{nb} \phi_{nb} + S_u \quad (\text{III.16})$$

Si on note ϕ_p^* la valeur de ϕ_p , à l'itération précédente, il est possible d'écrire :

$$\phi_p = \phi_p^* + \left[\frac{\sum_{nb} a_{nb} \phi_{nb} + S_u}{a_p} - \phi_p^* \right] \quad (\text{III.17})$$

Où le terme entre parenthèses représente le changement survenu à ϕ_p pendant une itération.

Cette variation peut être amortie par l'introduction d'un facteur de sous-relaxation α_ϕ de la manière suivante :

$$\phi_p = \phi_p^* + \alpha_\phi \left[\frac{\sum_{nb} a_{nb} \phi_{nb} + S_u}{a_p} - \phi_p^* \right] \quad (\text{III.18})$$

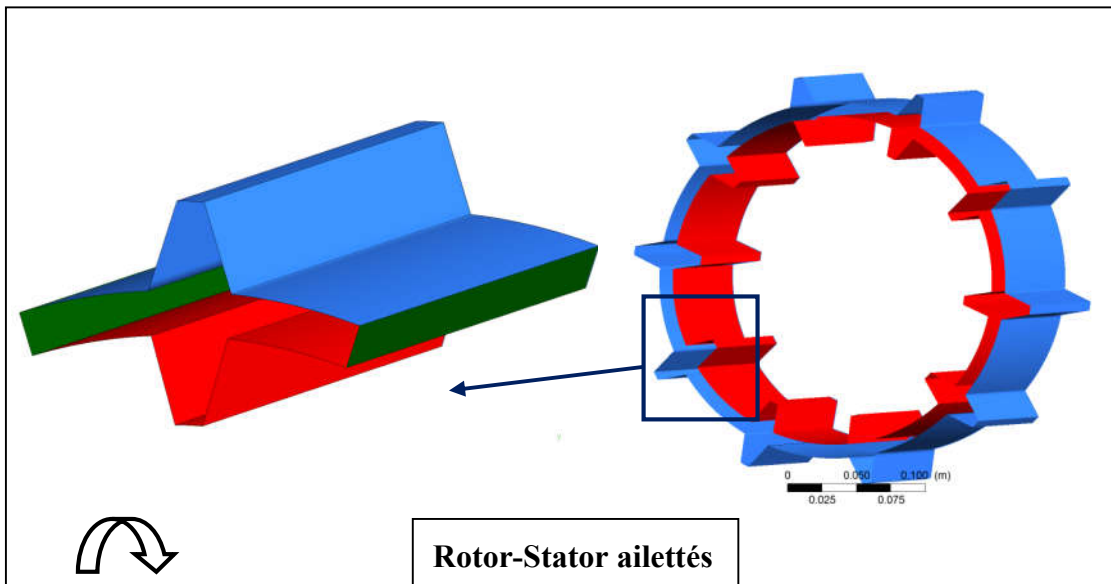
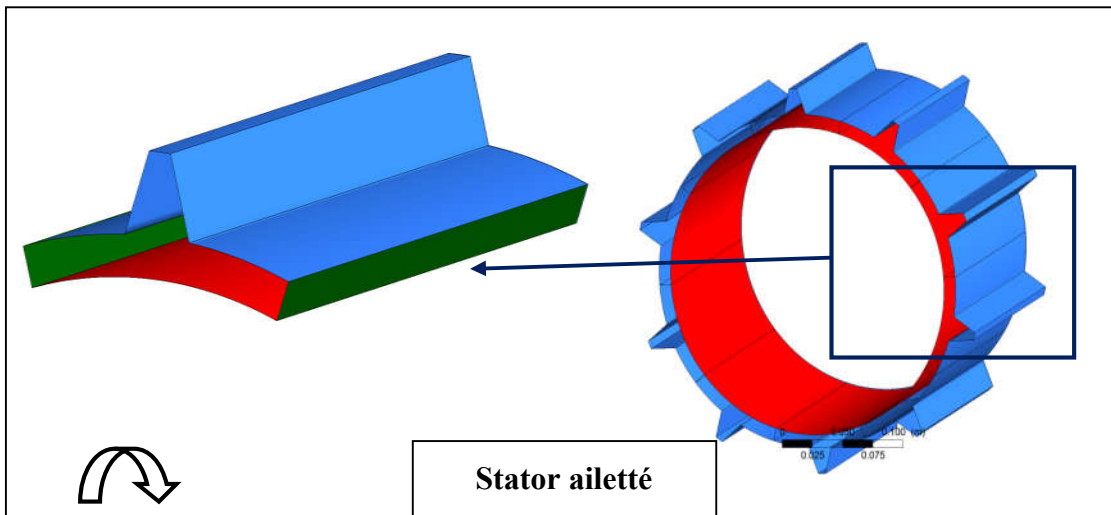
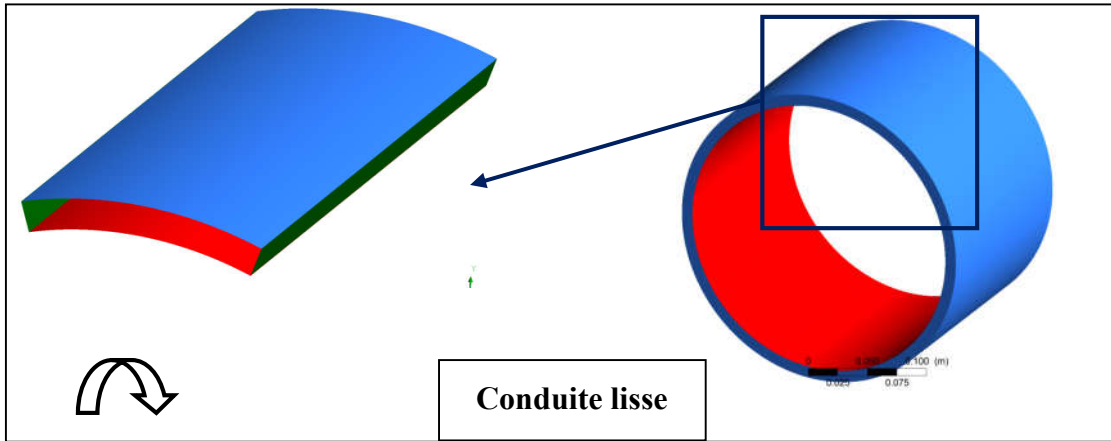
III.4 Description du problème

La section suivante présente la configuration générale du modèle utilisée pour toutes les simulations. Il décrit la mise en œuvre du modèle de rotor ailetté d'une machine électrique dans le solveur CFD et présente une étude de résolution de maillage effectué par le code de calcul ICEM-CFD. La simulation a été configurée dans ANSYS Fluent 14.0.

Dans notre travail, On a étudié quatre cas de configurations géométriques avec les mêmes conditions aux limites. Dans un premier temps, les surfaces du rotor-stator sont lisses. Dans un second temps, la paroi du stator est ailettée le long du cylindre et l'autre est lisse. Dans le troisième cas, on porte la même forme de l'ailette sur le rotor et le stator et enfin le dernier cas consiste à réaliser les mêmes ailettes sur le rotor (Figure III.14).

La géométrie est constituée de deux cylindres coaxiaux de longueur 186 mm, un cylindre intérieur tournant représente le rotor de diamètre 119 mm, et un cylindre extérieur fixe qui représente le stator de diamètre 129 mm. L'entrefer analysé présente une épaisseur $e=10$ mm.

Les dimensions du domaine ont été choisies en se basant sur l'étude expérimentale de Lancial.N [56] pour analyser le transfert thermique d'un fluide dans un espace annulaire ailetté. L'air qui est le fluide caloporteur rentre avec une vitesse axiale donnée et circule autour des ailettes et dans l'entrefer. Le « rotor ailetté » a été opté parmi les autres configurations après des tests concernant les calculs numériques.



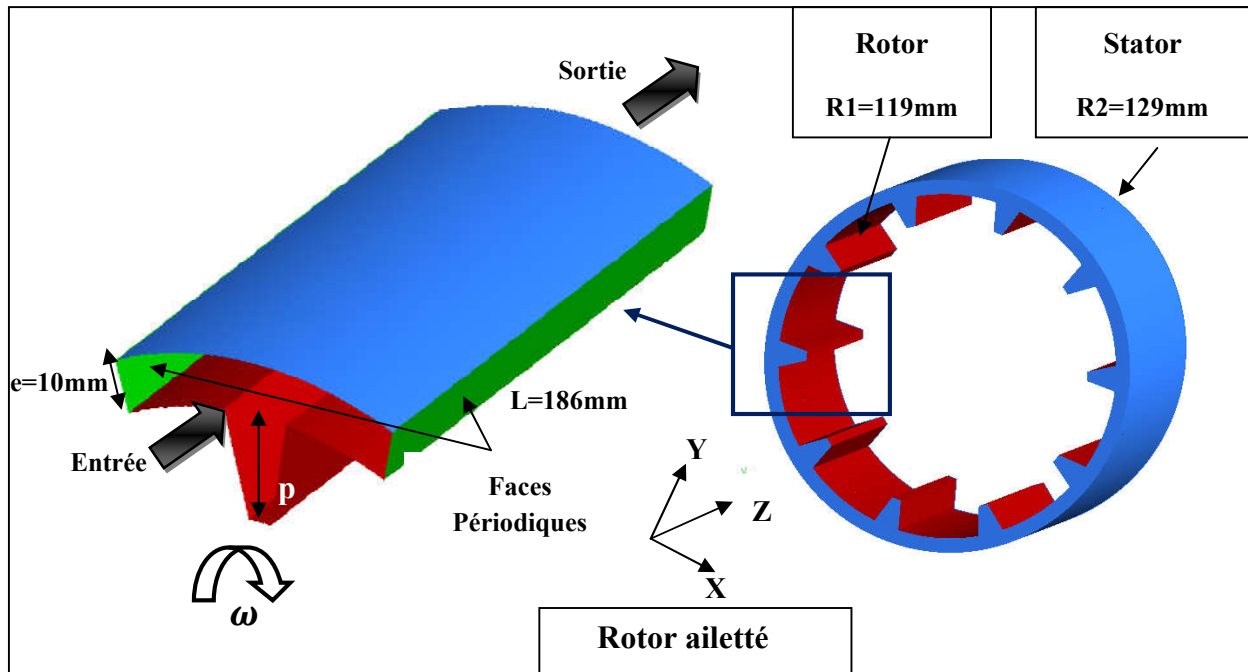


Figure III.14 : Schéma de l'espace annulaire pour les quatre configurations.

Les différentes surfaces du rotor-stator sont nommées selon les entrées et les sorties requises pour le fluide interne. La paroi extérieure est appelée stator, et le rotor est la paroi interne ailette.

Les détails du domaine sont donnés dans le tableau III.1 :

| Caractéristiques | Cas lisse | Stator ailette | Rotor-Stator ailettes | Rotor ailette |
|---------------------------------------|-----------|-----------------------------------|--|----------------------------------|
| Rayon intérieur « rotor », R1 | 119 mm | 119 mm | 119 mm | 119 mm |
| Rayon extérieur « stator », R2 | 129 mm | 129 mm | 129 mm | 129 mm |
| Longueur du rotor, L | 186 mm | 186 mm | 186 mm | 186 mm |
| Entrefer, e | 10 mm | 10 mm | 10 mm | 10 mm |
| Profondeur de l'ailette « rotor », p | / | / | 20 mm | 20 mm |
| Profondeur de l'ailette « stator », p | / | 20 mm | 20 mm | / |
| Nombre d'ailettes, n | / | 10 ailettes montées sur le stator | 10 ailettes montées sur le stator et rotor | 10 ailettes montées sur le rotor |

Tableau III.1 : Caractéristiques géométriques des quatre configurations étudiées

III.4.1 Génération de maillage avec ICEM-CFD

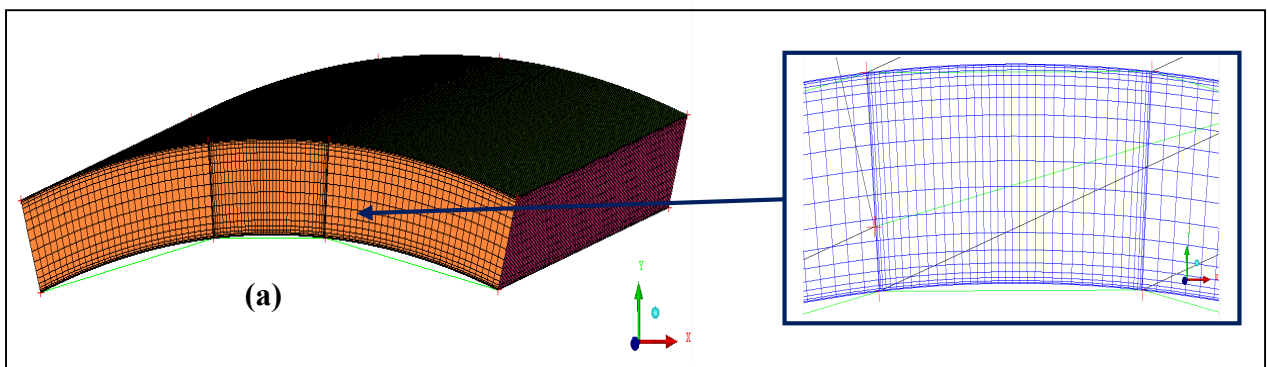
La génération d'une bonne qualité de maillage est essentielle pour obtenir des résultats précis, et significatifs. Avant d'entamer la simulation de la configuration de notre étude, on a testé plusieurs grilles afin de générer un bon maillage. En premier, on a essayé d'étudier le maillage de la machine complète pour les quatre configurations. La génération du maillage hexaèdre pour les trois cas (stator ailetté, rotor ailetté, rotor-stator ailettés) est très complexe surtout dans le cas rotor-stator ailettés (cette complexité réside dans la création des blocs hexaédriques au niveau des 10 ailettes). Par contre, le maillage des deux cylindres coaxiaux est assez simple (maillage O-grid). Même le nombre maillage appliquer aux 10 ailettes peut atteindre jusqu'à 10 millions, et ça nécessite des machines de calcul puissantes.

Afin de simplifier les calculs, on a pris le 1/10 du domaine de la géométrie. Le choix de ce cas est fait pour deux raisons, diminuer le nombre des nœuds et de raffiner le maillage le maximum possible, car nous sommes limités dans le calcul par les performances de la machine en temps (rapidité de calcul) CPU et RAM.

Après plusieurs tentatives, on a pu aboutir aux maillages finaux des quatre configurations. Le maillage est très complexe surtout dans le deuxième cas. Cela a demandé un temps très important pour achever sa réalisation finale.

Une approche de maillage par blocs a été utilisée pour créer des mailles avec seulement des cellules hexaédriques. Des améliorations (raffinements) ont été apportées au voisinage du rotor pour résoudre les changements de l'écoulement qui s'y produisaient et avoir une meilleure précision des résultats par Fluent.

ANSYS ICEM CFD 14.0 a été utilisé pour construire un maillage hexaèdre d'environ 637716 des éléments volumiques. Ce maillage nous a permis d'obtenir des résultats satisfaisants en comparaison avec l'expérimentale [56].



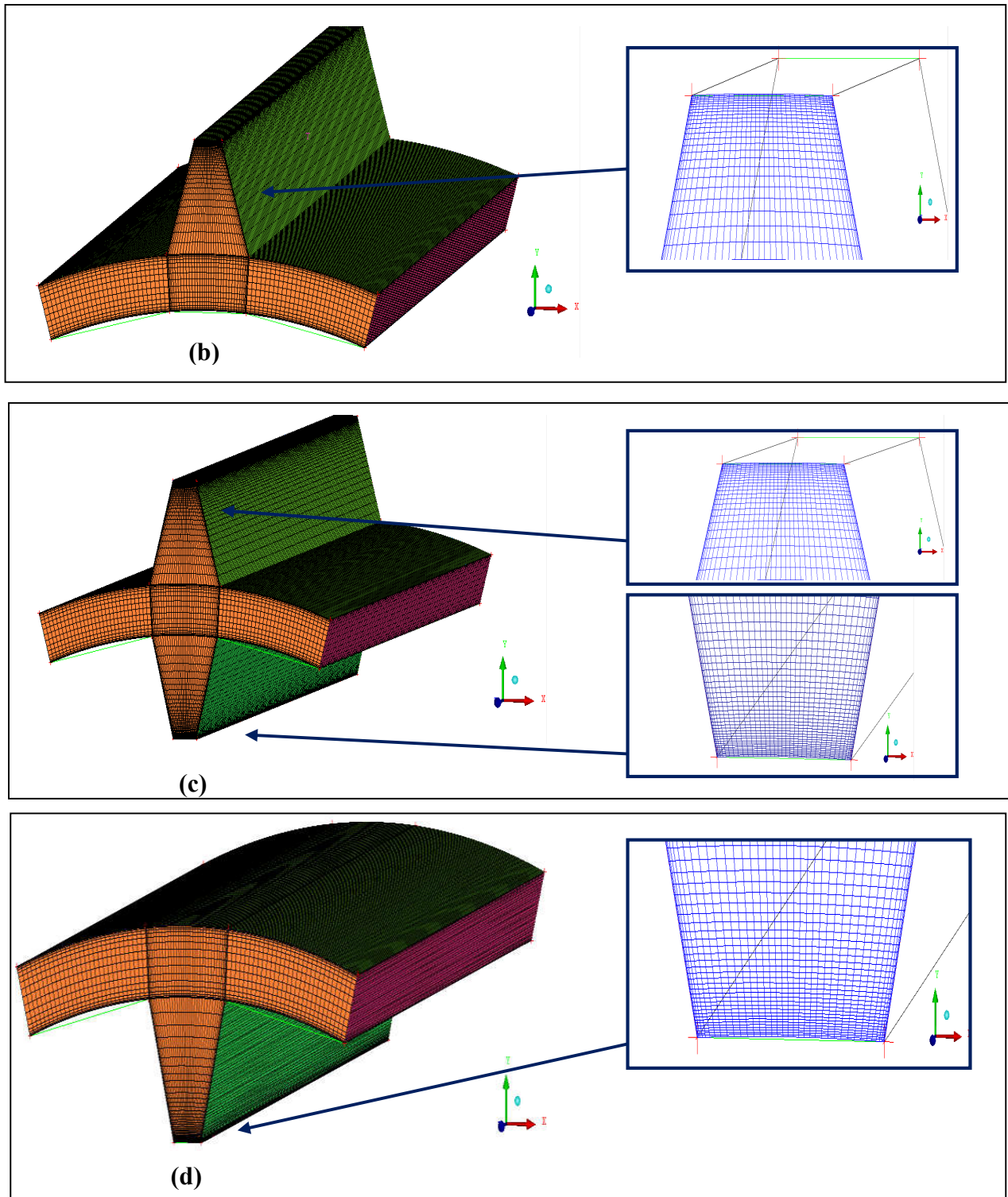


Figure III.15 : *Maillage final (maillage hexaèdre) généré dans ICEM CFD*

(a) Conduite lisse ; (b) Stator ailetté ; (c) Rotor-Stator ailettés ;(d) Rotor ailetté

En appliquant la périodicité (avec un angle 36°), seulement une seule ailette a été traitée dans le but de réduire le temps et le coût de calcul, un nombre élevé d'éléments de maille a été placé dans 1/10 section du domaine de calcul. Plus le nombre d'éléments est élevé, plus la précision est meilleure.

La Figure III.16 montre le maillage dans le domaine cylindrique lié autour des faces périodiques.

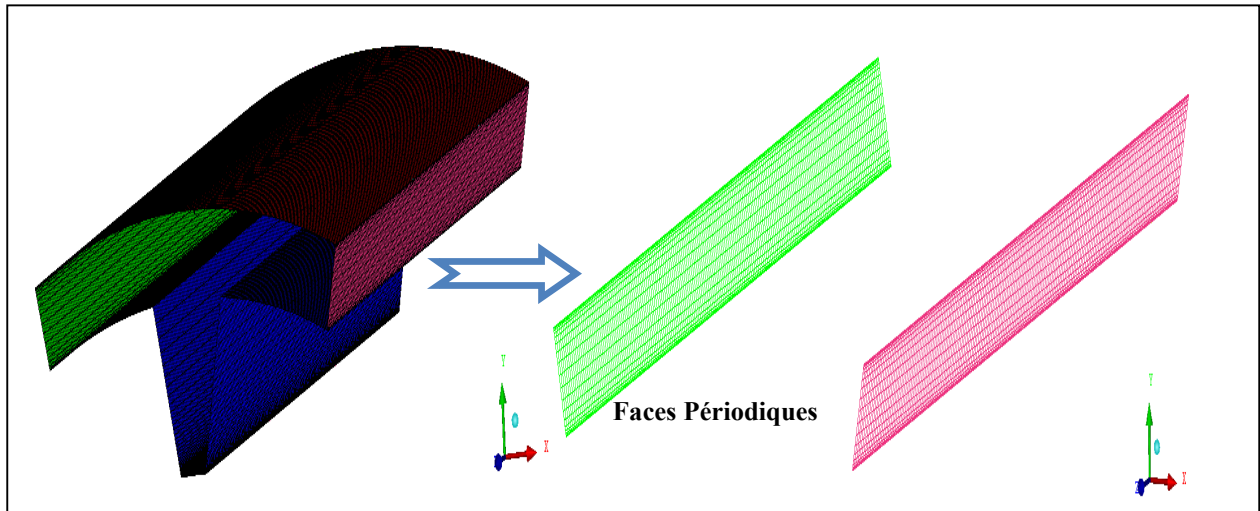


Figure III.16 : Maillage avec plans périodiques (14430 éléments)

III.4.2 Conditions aux limites

Une fois que la géométrie et le maillage du domaine physique étudié sont définis, nous spécifierons les zones géométriques sur lesquelles nous allons appliquer les conditions aux limites. Les conditions aux limites sont utilisées selon les besoins du modèle. Les conditions d'entrée et de sortie sont définies comme entrée de vitesse et sortie de pression. Toutes les équations développées pour décrire un écoulement turbulent sont des équations aux dérivées partielles, pour les résoudre, il faut définir les conditions aux limites.

Dans ce cas, l'écoulement est tridimensionnel, turbulent, stationnaire et compressible.

Les détails sur toutes les conditions aux limites peuvent être vus dans le tableau III.2 comme indiqué ci-dessous.

| | Type de condition aux limites | Vitesse | Pression | Température |
|---------------|---|-------------|----------|-------------|
| Entrée | Vitesse d'entrée | 1 - 7 m/s | - | 298 K |
| Sortie | Pression de la sortie | - | 1 Pa | - |
| Stator | Température du stator | - | - | 298K |
| Rotor | Température et vitesse de rotation du rotor | 10-157 rd/s | - | 344.6K |

Tableau III.2 : Conditions aux limites

Les deux paramètres dynamiques qui déterminent la vitesse de rotation du rotor w et la vitesse axiale du fluide V_a sont :

- **Nombre de Reynolds axial Re_a :**

$$Re_a = \frac{V d_h}{\nu} \quad (\text{III.19})$$

- **Nombre de TAYLOR T_a pour une géométrie annulaire :**

$$T_a = \frac{w^2 R_0 \left(\frac{D_h}{2}\right)^3}{\nu^2} \quad (\text{III.20})$$

La simulation a été configurée dans ANSYS Fluent 14.0 comme une simulation en régime permanent et le couplage pression vitesse calculé selon l'algorithme *SIMPLE* (Patankar 1980).

III.4.3 Étude du Maillage

Dans toute étude numérique, la discrétisation est nécessaire pour résoudre les équations. La qualité du maillage possède une grande influence sur la précision de la solution. Cependant, plus le maillage va être raffiné plus le temps de calcul va être important. Il faut donc trouver un compromis entre précision et rapidité de calcul (CPU).

III.4.3.1 Valeurs de y^+

Les valeurs de y^+ jouent un rôle important dans la modélisation de la turbulence pour le traitement près de la paroi. y^+ est une distance non dimensionnelle. Il est fréquemment utilisé pour décrire à quel point une maille est grossière ou fine pour un modèle d'écoulement particulier. Il détermine la taille appropriée des cellules proches des parois du domaine. Les lois de la paroi du modèle de turbulence ont des limites sur la valeur y^+ au niveau de la paroi. Par exemple, le modèle k-epsilon standard requiert une valeur de paroi y^+ comprise entre 100 et 300. Un écoulement plus rapide près de la paroi produira des valeurs plus élevées de y^+ , donc la taille de la grille près de la paroi doit être diminuée.

Afin d'obtenir une bonne solution près de la paroi, et avec le $y^+ < 5$, le SST k- ω est préféré comme modèle de turbulence pour la simulation du fluide dans un rotor ailetté. Comme décrit au chapitre II, ce modèle de turbulence utilisera le k- ω quand y^+ est inférieur à 5, k- ϵ si supérieur à 30. Entre ces valeurs y^+ , on utilise une fonction de mélange qui est la combinaison de deux modèles.

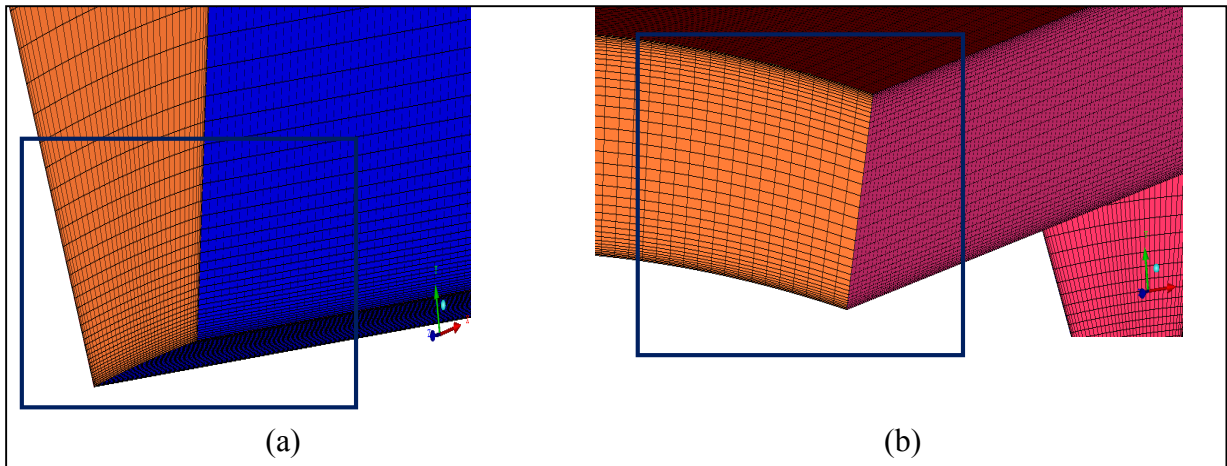


Figure III.17 : Vue rapprochée des pièces maillées

(a) Base du rotor ; (b) Entrefer

III.4.3.2 Sensibilité au maillage

À cet effet, trois tests de sensibilité du maillage ont été effectués. Nous avons adopté un maillage O-grid raffiné près des parois de l'espace entrefer composé de l'ailette trapézoïdale et le reste du rotor. Les résultats des calculs sont quasi identiques. La deuxième grille (602420noeuds) est donc celle qui optimisé le mieux ce calcul numérique (tableau III.3).

| | Type | Nombre des éléments | Nombre des nœuds |
|-------------------|------------|---------------------|------------------|
| Maillage 1 | Hexahedral | 322728 | 302580 |
| Maillage 2 | Hexahedral | 637716 | 602420 |
| Maillage 3 | Hexahedral | 1273156 | 1204840 |

Tableau III.3 : Grilles testées

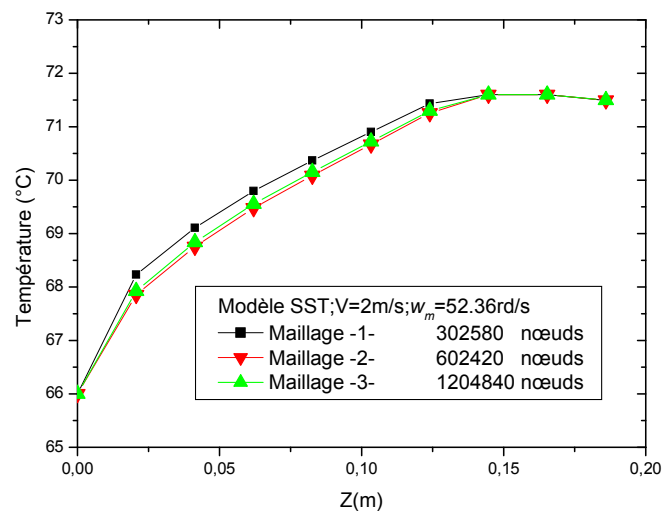


Figure III.18 : Influence de la taille du maillage sur les profils de la température

III.5 Conclusion

La mécanique des fluides numérique (*CFD, Computational Fluid Dynamics*), utilise différentes méthodes numériques et un certain nombre d'algorithmes informatisés 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 Fluent 14.0.

Dans le prochain chapitre nous allons voir en premier lieu la validation de notre simulation traitée par le logiciel Fluent et celle trouvée par l'expérimental [56]. Par la suite, nous présenterons les différentes caractéristiques obtenues pour différents cas envisagés.

IV

Résultats & Discussions

Sommaire

| | |
|---|-----------|
| IV.1 Introduction | 74 |
| IV.2 Validation du modèle numérique..... | 74 |
| IV.3 Résultats numériques et interprétations | 75 |
| IV.3.1 Impact de la vitesse de rotation..... | 75 |
| IV.3.1.1 Champ de température : impact de la vitesse de rotation..... | 77 |
| IV.3.1.2 Champ dynamique : impact de la vitesse de rotation | 77 |
| IV.3.2 Impact de la Vitesse d'injection..... | 79 |
| IV.3.2.1 Champ de température : impact de la vitesse d'injection..... | 81 |
| IV.3.2.2 Champ de vitesse : impact de la vitesse d'injection | 82 |
| IV.3.3 Impact de l'épaisseur d'entrefer..... | 83 |
| IV.3.3.1 Effet thermique : Impact de l'épaisseur d'entrefer | 84 |
| IV.3.3.2 Effet dynamique : Impact de l'épaisseur d'entrefer | 84 |
| IV.3.4 Impact de la variation de la profondeur de l'ailette | 85 |
| IV.3.4.1 Effet thermique : impact de la variation de la profondeur de l'ailette..... | 88 |
| IV.3.4.2 Effet dynamique : impact de la variation de la profondeur de l'ailette | 88 |
| IV.3.4.3 Évolution du nombre de Nusselt local Nu | 90 |
| IV.3.4.4 Évolution du coefficient de frottement local C_f | 91 |
| IV.3.4.5 Coefficient de pression C_p | 92 |
| IV.3.4.6 Énergie cinétique turbulente..... | 93 |

| | | |
|-------------|--|------------|
| IV.3.5 | Impact de l'ailette pour les quatre configurations (rotor lisse, stator ailetté, rotor ailetté et le rotor-stator ailettés)..... | 94 |
| IV.3.5.1 | Aspect thermique : impact de l'ailette pour les quatre configurations | 95 |
| IV.3.5.2 | Aspect dynamique : impact de l'ailette pour les quatre configurations | 96 |
| IV.3.5.3 | Énergie cinétique turbulente..... | 98 |
| IV.3.6 | Impact de la variation des modèles numériques | 99 |
| IV.3.6.1 | Champ des températures : impact de la variation des modèles numériques .. | 99 |
| IV.3.6.2 | Champ des vitesses : impact de la variation des modèles numériques..... | 100 |
| IV.4 | Conclusion..... | 101 |

IV.1 Introduction

Dans ce dernier chapitre, Nous allons étudier numériquement l'écoulement d'air en convection forcée à l'intérieur du rotor-stator. Les résultats obtenus s'articulent autour des profils thermiques et dynamiques en utilisant le modèle numérique SST (Shear Stress Model). Il ressort de ces résultats l'impact de la vitesse de rotation et d'injection, de l'épaisseur d'entrefer et de la profondeur de l'ailette sur l'amélioration des performances thermiques des machines électriques. Enfin, une comparaison entre les modèles de turbulence a été établie.

IV.2 Validation du modèle numérique

La Figure IV.1 montre la variation des températures comparées à celles publiées par l'étude expérimentale de Lancial [56]. En adoptant le même maillage à savoir 602420 nœuds, on a validé le travail de Lancial pour les quatre configurations :

- Conduite lisse.
- Stator ailetté
- Rotor ailetté
- Rotor-stator ailettés.

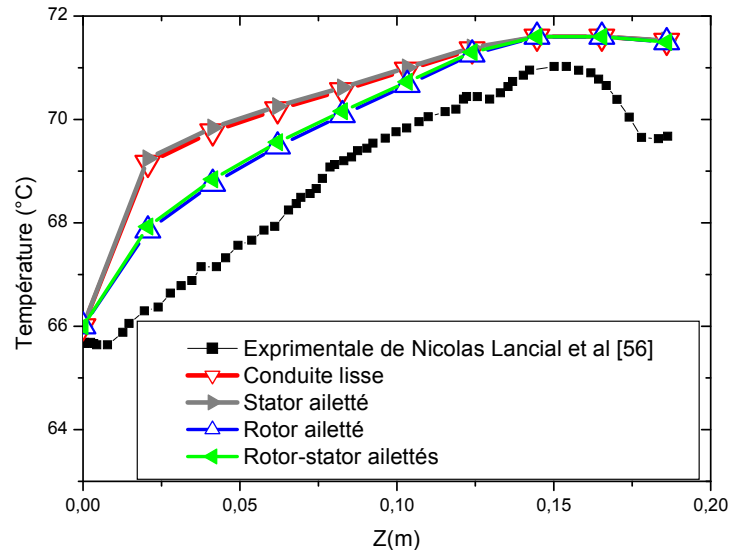


Figure IV.1 : Comparaison des profils de température le long de la paroi du rotor avec les résultats expérimentaux [56].

On remarque le long du cylindre que les profils de température ont la même évolution et que les cas des « rotor ailettés » et « rotor-stator ailettés » sont plus proches du profil de l'expérimental (Figure IV.1). Parmi les cas des quatre configurations, le rotor ailetté présente

de meilleures performances du point de vue thermique. Il s'avère donc que l'utilisation des ailettes dans des espaces annulaires constitue un intérêt important pour l'amélioration des échanges de chaleur.

IV.3 Résultats numériques et interprétations

IV.3.1 Impact de la vitesse de rotation

Pour la même vitesse d'air et pour une profondeur de l'ailette $p=20\text{mm}$, nous avons tracé le profil de la température pour différentes vitesses de rotation qui varient entre 10 à 157 rad.s^{-1} (correspondant à une vitesse de rotation maximale de 1500 tr.mn^{-1}). Il convient de noter que les profils des températures suivent la même tendance. Pour la même vitesse d'entrée d'air, on note une diminution de la chaleur quand on augmente la vitesse de rotation. Sur cette Figure, une diminution de la température de 3.5% est observée, ce qui n'est pas négligeable. On confirme ceci à travers la Figure IV.2, où l'on constate que l'écart de température s'accroît quand le rotor tourne à grande vitesse.

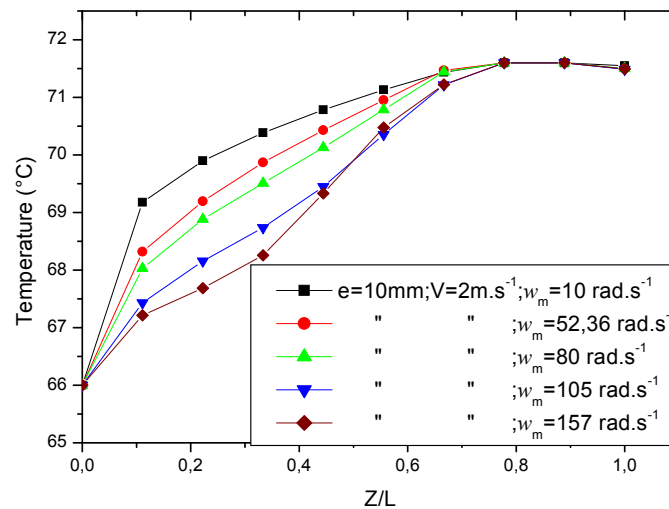


Figure IV.2 : Évolution de la température suivant l'axe Z

On observe sur la Figure IV.3 qu'il y a une intensification du nombre de Nusselt moyen d'environ 48% indiquant un bon transfert de chaleur. L'évolution de ce paramètre est proportionnelle à la vitesse de rotation ω_m entraînant l'apparition d'un écoulement secondaire.

D'un autre côté, sur la Figure IV.4, le tracé du coefficient de frottement moyen en fonction de la vitesse de rotation montre un accroissement de ce dernier en augmentant la vitesse de rotation du rotor. Pour une vitesse de rotation minimale, on constate l'absence du

coefficient de frottement C_f . Si la vitesse atteint sa valeur maximale, le coefficient de frottement C_f augmente et enregistre sa valeur maximale.

Pour une machine tourne à une vitesse de 157 rad.s^{-1} , on atteint le maximum de Nusselt à savoir 195 et un coefficient de frottement de 1,15.

Une bonne optimisation est obtenue pour les paramètres suivants :

| Vitesse de rotation | Nu | C_f |
|--------------------------|-----|-------|
| 105 rad.s^{-1} | 183 | 0.35 |

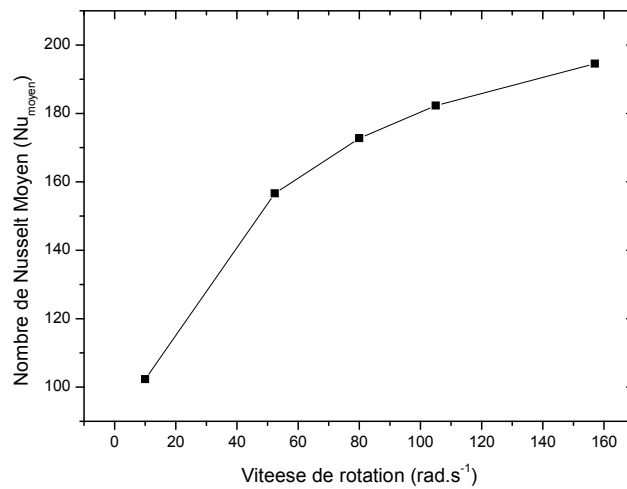


Figure IV.3: Variation du nombre de Nusselt moyen

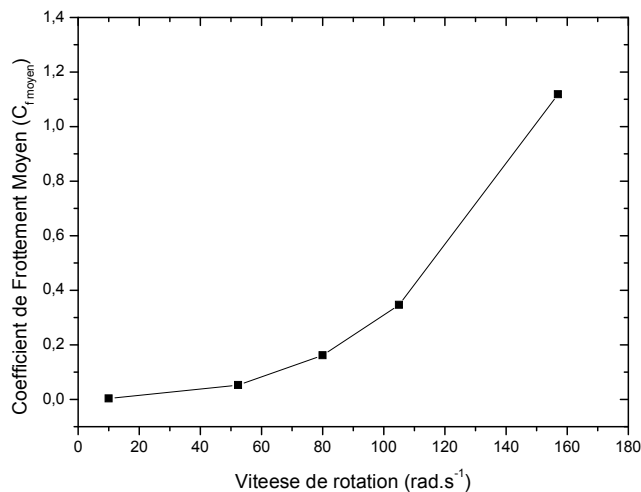


Figure IV.4 : Variation du coefficient de frottement moyen

IV.3.1.1 Champ de température : impact de la vitesse de rotation

La Figure IV.5 présente la variation de la température en fonction de la longueur du rotor. Pour les grandes vitesses de rotation, nous remarquons une diminution importante de la température du fluide sur la paroi du rotor. En augmentant la vitesse de rotation de 10 à 157 rad.s^{-1} , on assiste à une apparition progressive de deux vortex au sein de l'ailette, l'écoulement devient plus turbulent et favorise la diffusion de température.

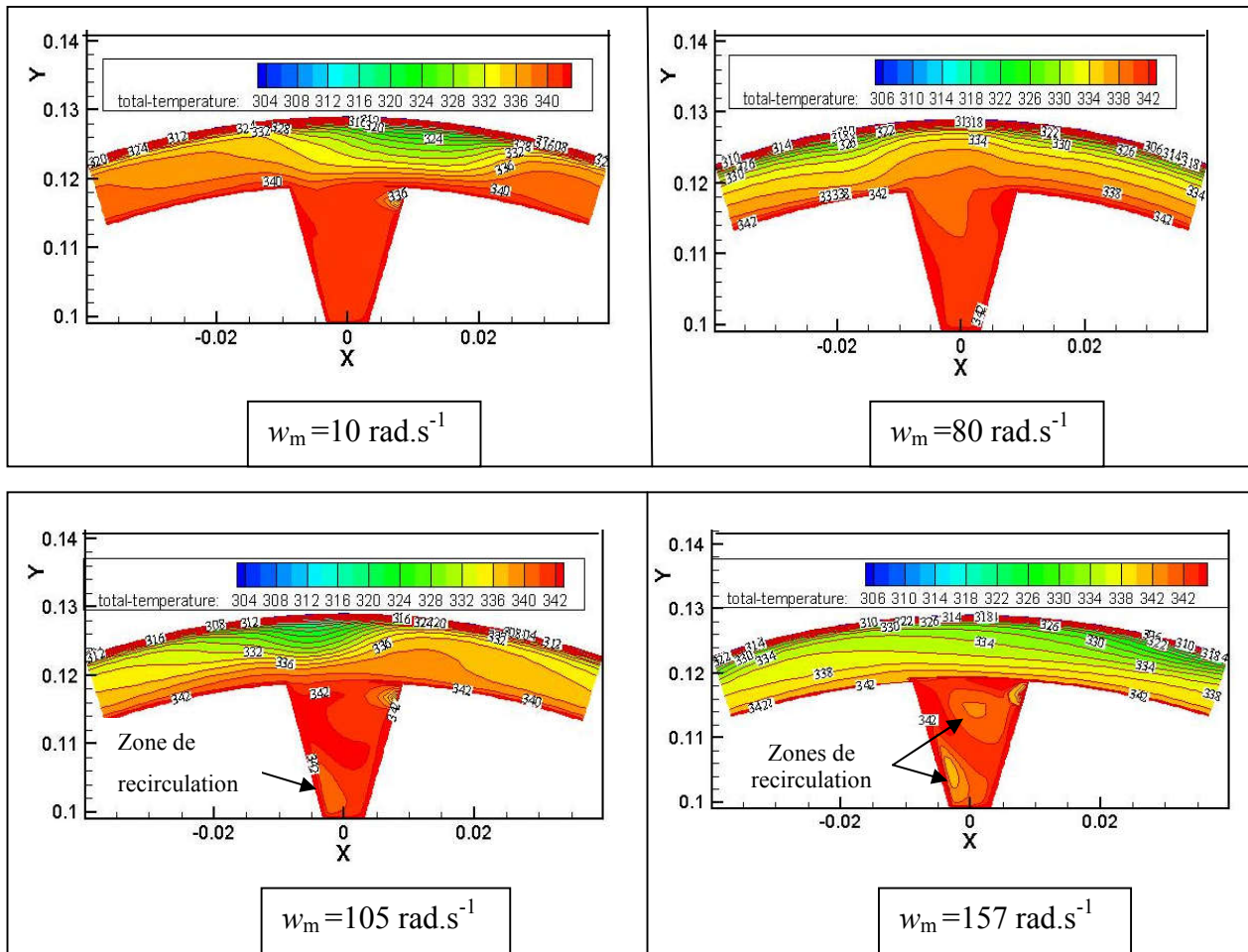
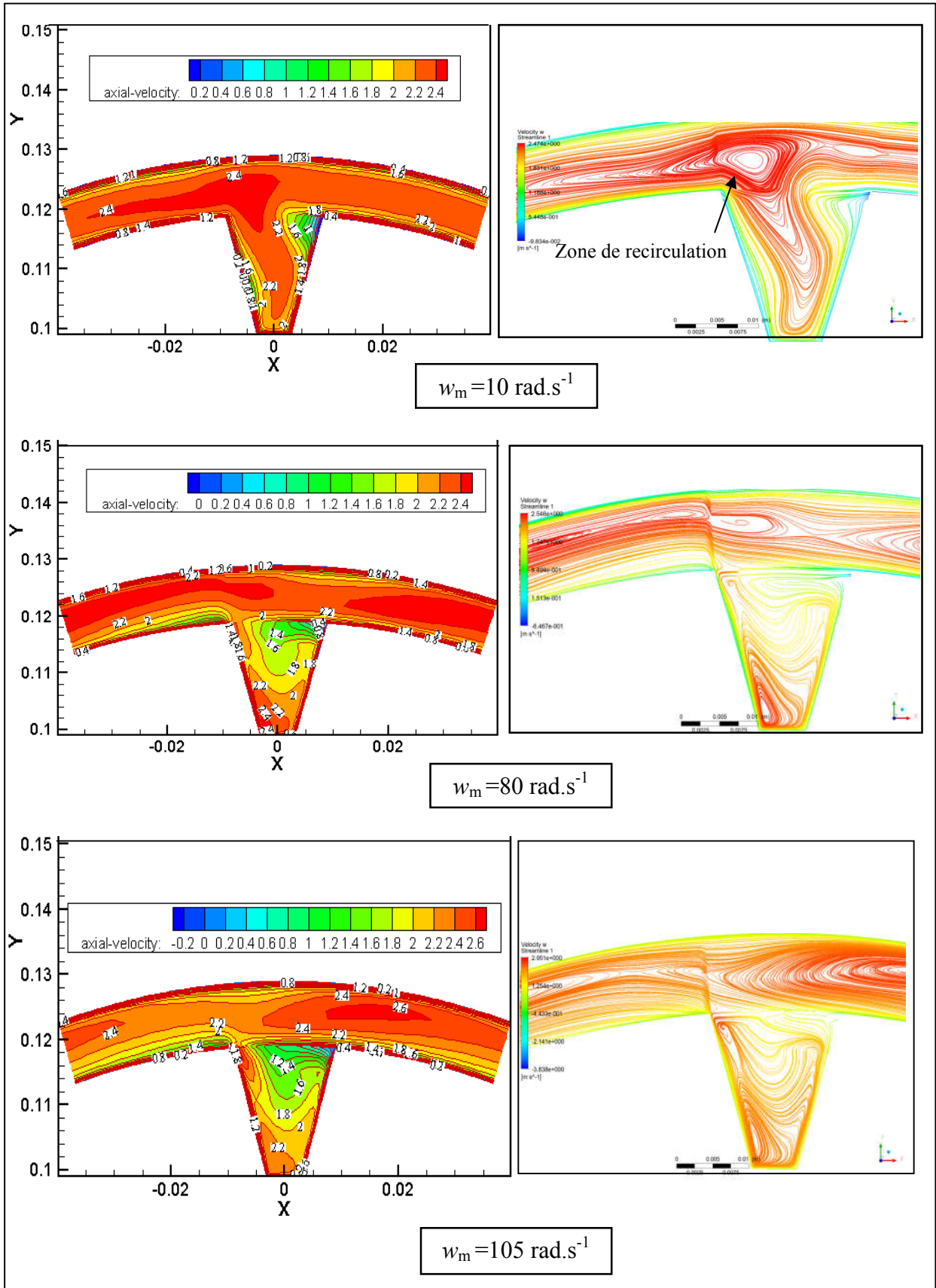


Figure IV.5 : Contours de température

IV.3.1.2 Champ dynamique : impact de la vitesse de rotation

L'impact de la vitesse de rotation sur le comportement et le développement des tourbillons est illustré sur la Figure IV.6.

Les lignes de courant montrent la structure de l'écoulement d'air et indiquent que le fluide circule avec de fortes vitesses pour les valeurs 105 et 157 rad.s^{-1} . On assiste donc à une apparition lente et progressive de tourbillon et la taille de ces vortex s'amplifie d'un cas à un autre. Les trois derniers cas (80, 105 et 157 rad.s^{-1}) sont constitués par des tourbillons contrarotatifs au niveau de l'ailette due à l'effet des forces centrifuges.



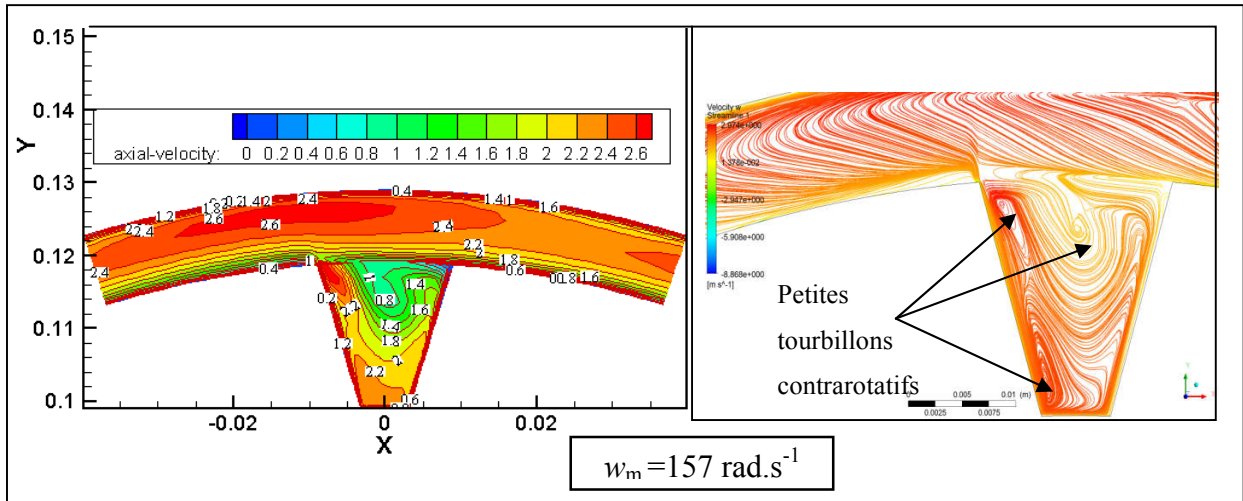


Figure IV.6 : Contours et lignes de courant

IV.3.2 Impact de la vitesse d'injection

Nous avons tracé sur la Figure IV.7 le profil de la température pour différentes vitesses d'air. On remarque les mêmes évolutions pour le rotor ailetté. Il y a une différence significative de la distribution de la température entre les quatre vitesses (d'environ 1.5°C). La température augmente et atteint une valeur maximale de $71,5^\circ\text{C}$ en aval de l'ailette, ceci confirme cette constatation, sachant qu'en présence d'une grande vitesse d'injection la température chute. L'augmentation de la vitesse d'injection intensifie la circulation d'air dans la couche limite près des parois du rotor, ce qui permet un refroidissement de la paroi chauffante de la machine.

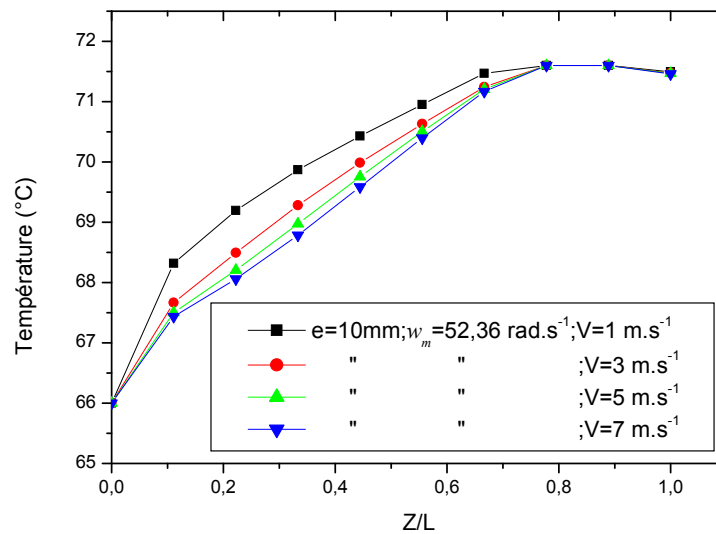


Figure IV.7 : Variation de la température le long de l'ailette

Le transfert de chaleur entre la paroi chaude et le fluide est illustré sur la Figure IV.8. Le nombre de Nusselt augmente linéairement en fonction de la variation de la vitesse d'injection axiale d'air. Une nette amélioration du nombre de Nusselt (évaluée à 47 %) est observée sur cette Figure.

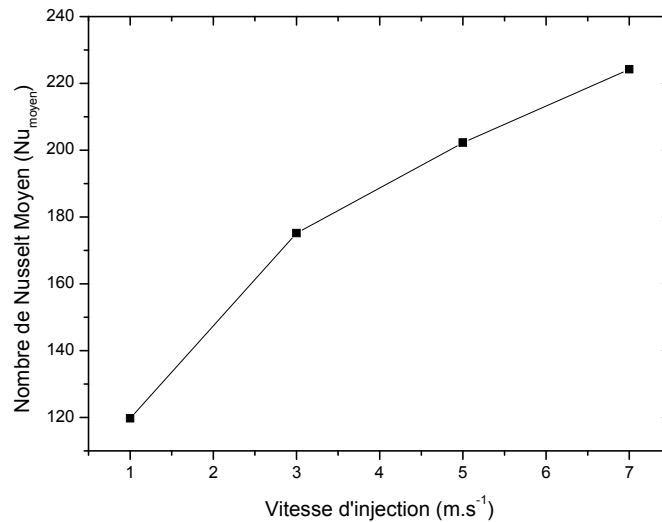


Figure IV.8 : Variation du nombre de Nusselt moyen

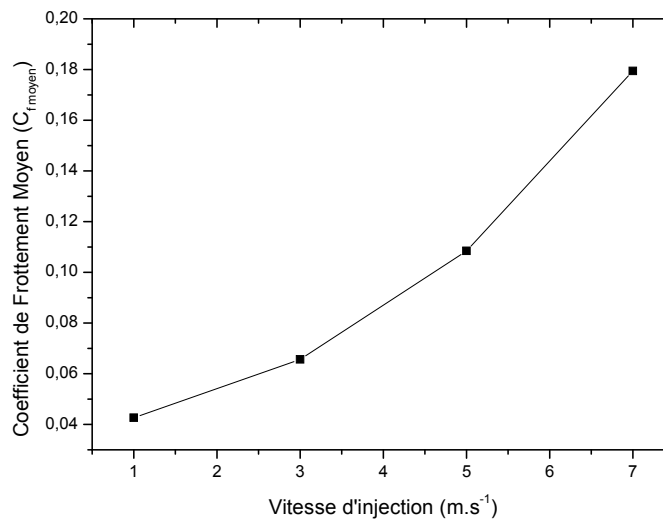


Figure IV.9 : Variation du coefficient de frottement moyen

La Figure IV.9 présente la variation du coefficient de friction moyen le long de la paroi inférieure du rotor. Ce coefficient varie selon la vitesse d'injection. L'injection d'air à l'intérieur de l'ailette provoque un accroissement des forces de frottements d'air sur les parois du rotor.

Pour une vitesse de 7 m.s^{-1} , on atteint le maximum de Nusselt à savoir 225 et un coefficient de frottement de 0.18.

La vitesse d'entrée d'air qui donne une bonne optimisation (un bon transfert de chaleur avec un minimum de perte de charge) est:

| Vitesse d'injection | Nu | C_f |
|----------------------|-----|-------|
| 3 m.s^{-1} | 175 | 0.065 |

IV.3.2.1 Champ de température : impact de la vitesse d'injection

Dans cette section, nous allons représenter les contours de la distribution de la température. La température décroît progressivement quand en passe de 1 à 7 m.s^{-1} . Au fur et à mesure que la vitesse d'injection augmente, on observe un refroidissement au niveau de l'ailette.

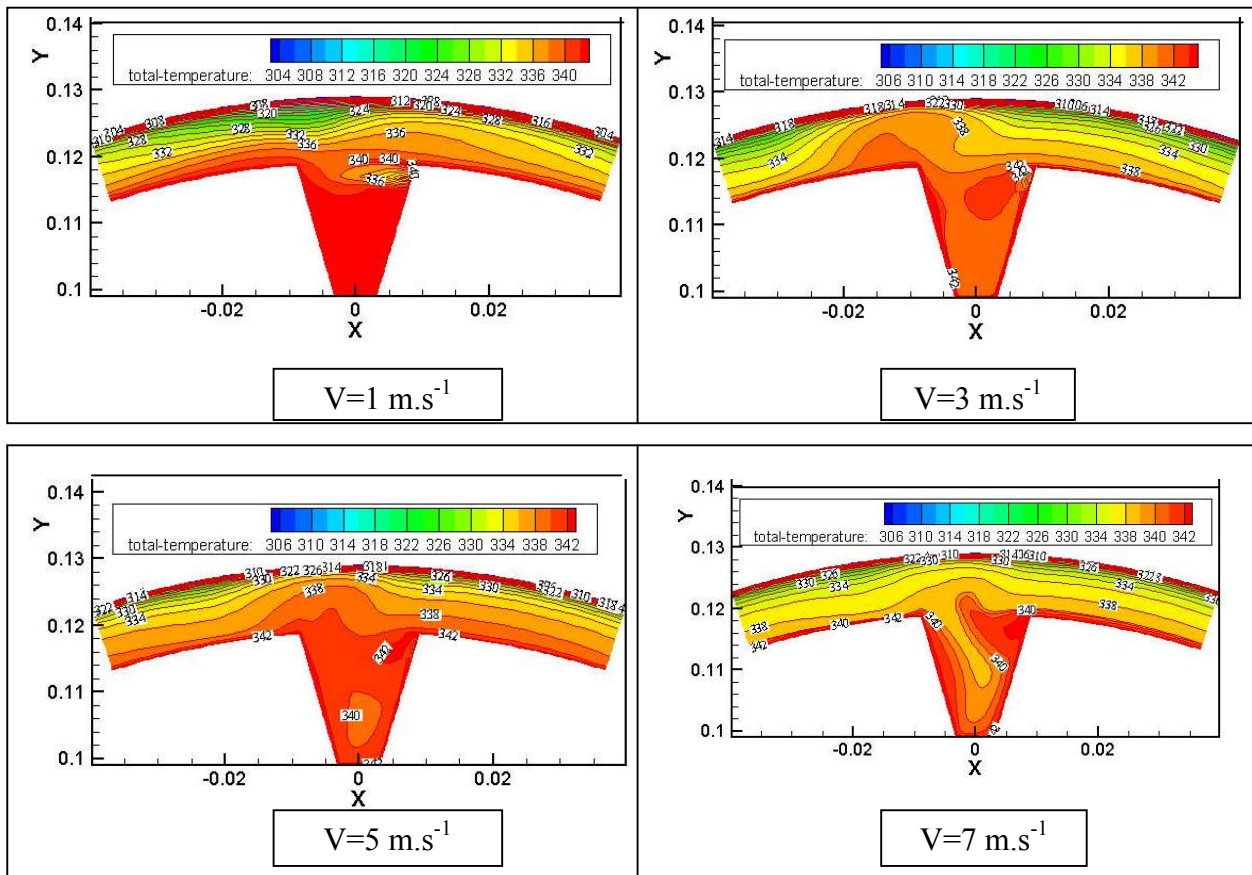
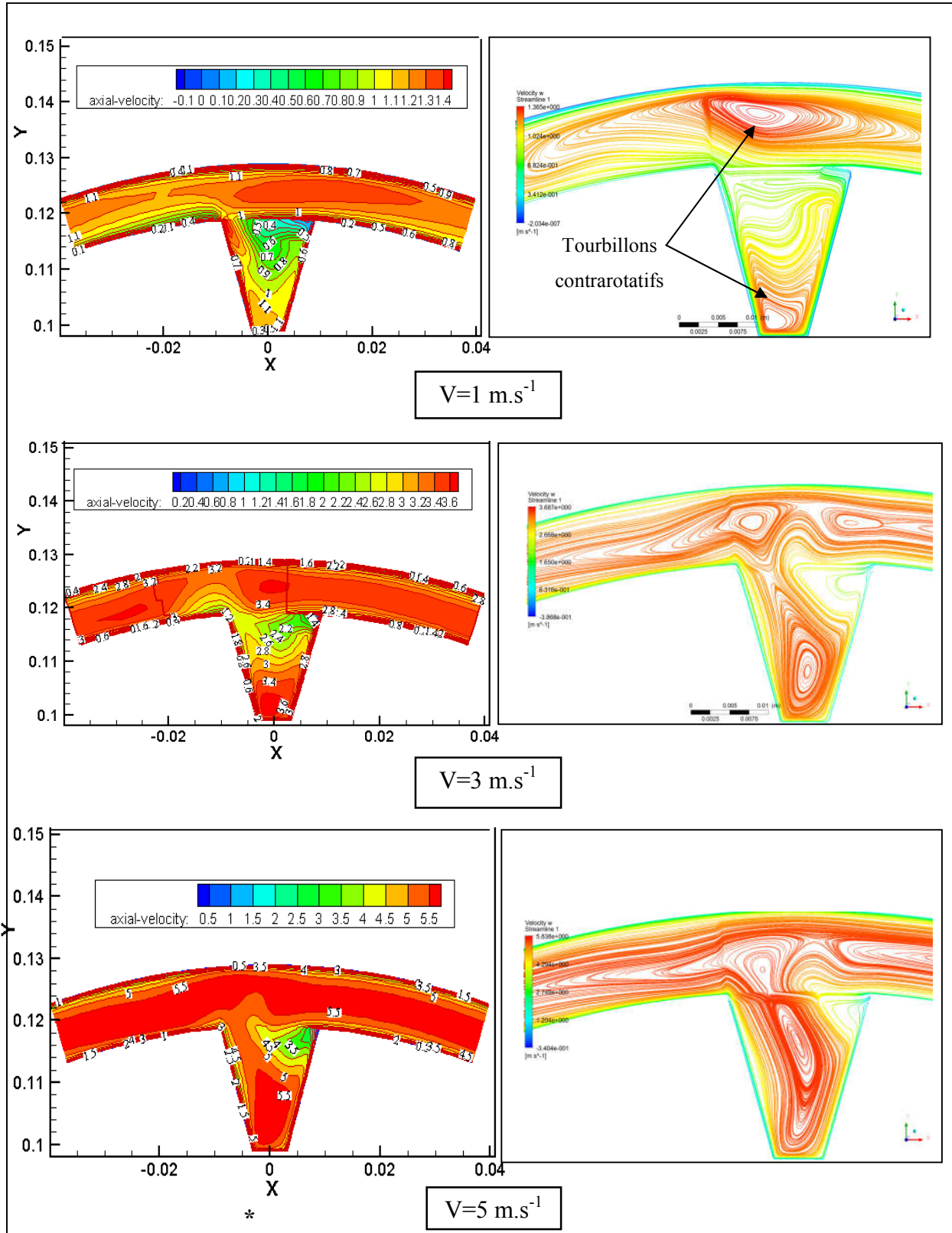


Figure IV.10 : Contours de température totale

IV.3.2.2 Champ de vitesse : impact de la vitesse d'injection

La Figure IV.11 montre la variation de la vitesse en présence d'un débit d'air axial. À très faible vitesse d'injection, l'écoulement d'air dans l'ailette est différent de celui qui circule dans l'espace annulaire. À grande vitesse d'injection, la surface ailettee est mieux refroidie.



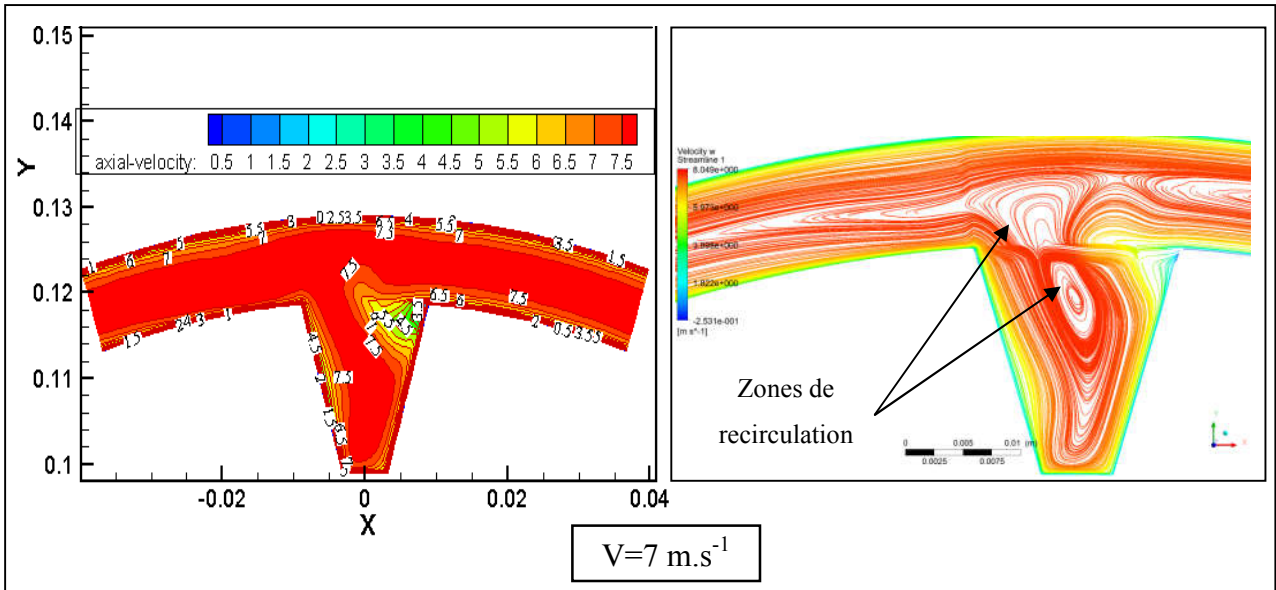


Figure IV.11 : Contours et lignes de courant

Les lignes de courant montrent que lorsque la vitesse axiale augmente, la taille des tourbillons augmente d'une vitesse à une autre et se déplacent dans la direction axiale de l'écoulement sans échange de matière.

IV.3.3 Impact de l'épaisseur d'entrefer

Pour les faibles valeurs d'entrefer (Fig.IV.12), nous notons que la grande partie du transfert de chaleur est transférée par conduction. Pour des grandes valeurs de l'espace magnétique (l'entrefer), la quantité de chaleur est transférée par convection et conduction.

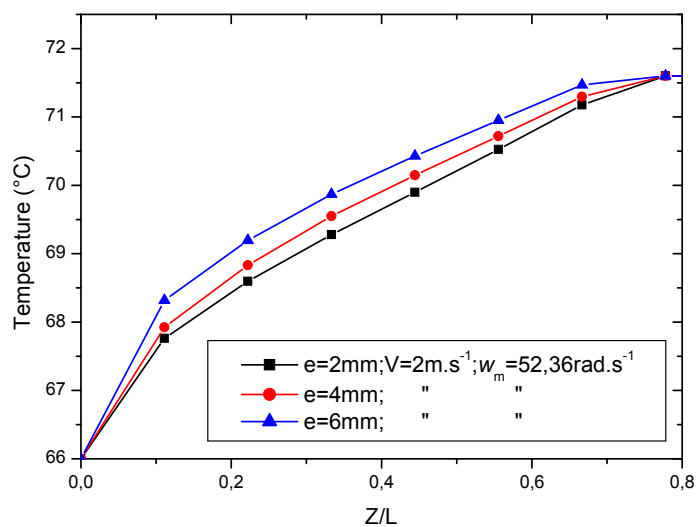


Figure IV.12 : Profil de température pour différents entrefers

La Figure IV.12 montre l'évolution de la température pour différentes valeurs d'entrefer. Le profil est quasi linéaire de 0.1 à 0.7. On note une diminution modérée de la température pour les faibles valeurs de cet espace magnétique. En effet, l'impact de l'entrefer est visible pour $e=2$ mm où on a eu un meilleur refroidissement par rapport à l'entrefer $e=6$ mm.

IV.3.3.1 Effet thermique : impact de l'épaisseur d'entrefer

La variation de la température dans le plan X-Y est représentée par la Figure IV.13. On constate que la température diminue au niveau de l'ailette pour l'épaisseur de l'entrefer $e=2$ mm par rapport aux autres épaisseurs. On observe également que le transfert de chaleur diminue au fur et à mesure que l'espace annulaire s'élargit.

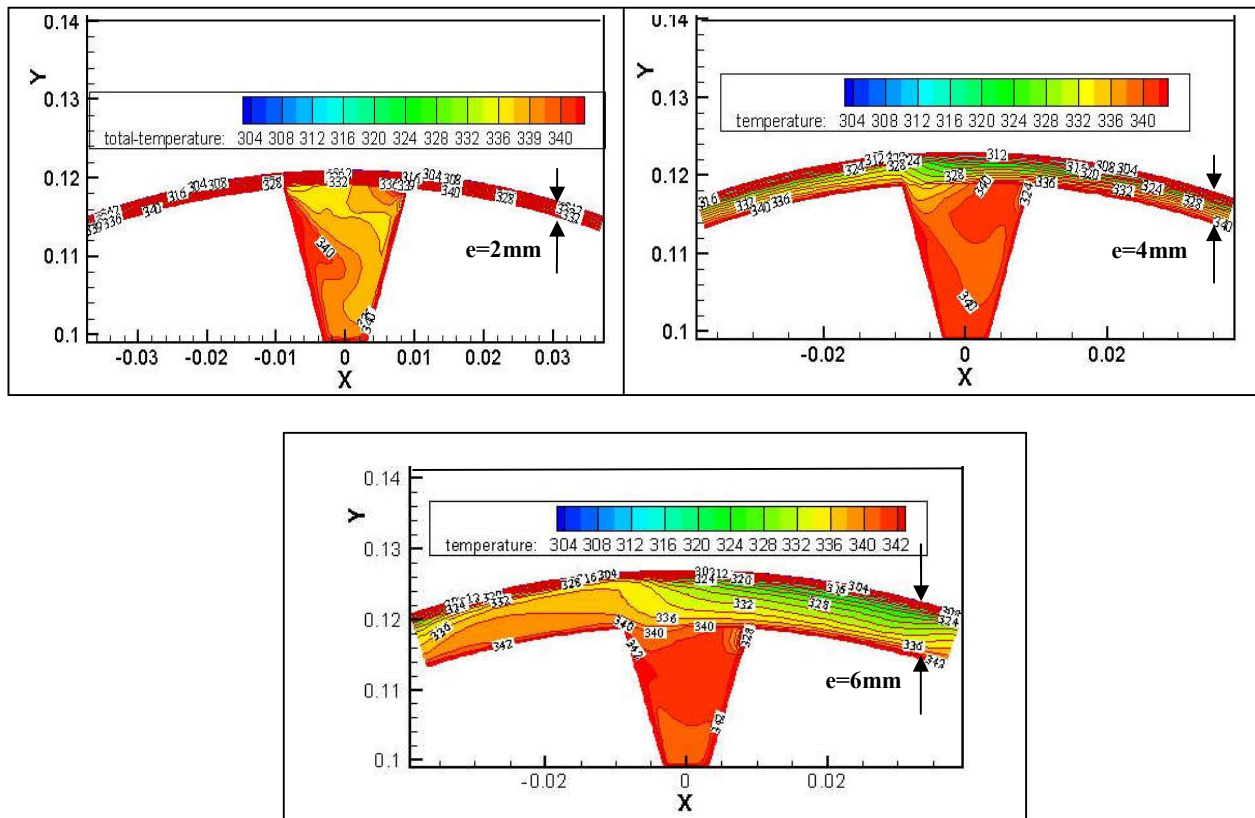


Figure IV.13 : Contours de température pour les entrefers $e=2, 4, 6$ mm

IV.3.3.2 Effet dynamique : impact de l'épaisseur d'entrefer

La Figure IV.14 montre les contours et les lignes de courant de la vitesse. Selon le principe de conservation du débit (la vitesse augmente si la section diminue) on note que pour des petites épaisseurs d'entrefers ($e=2$ mm), des grandes vitesses sont constatées à l'intérieur du canal, ce qui donne un meilleur transfert de chaleur donc un bon refroidissement.

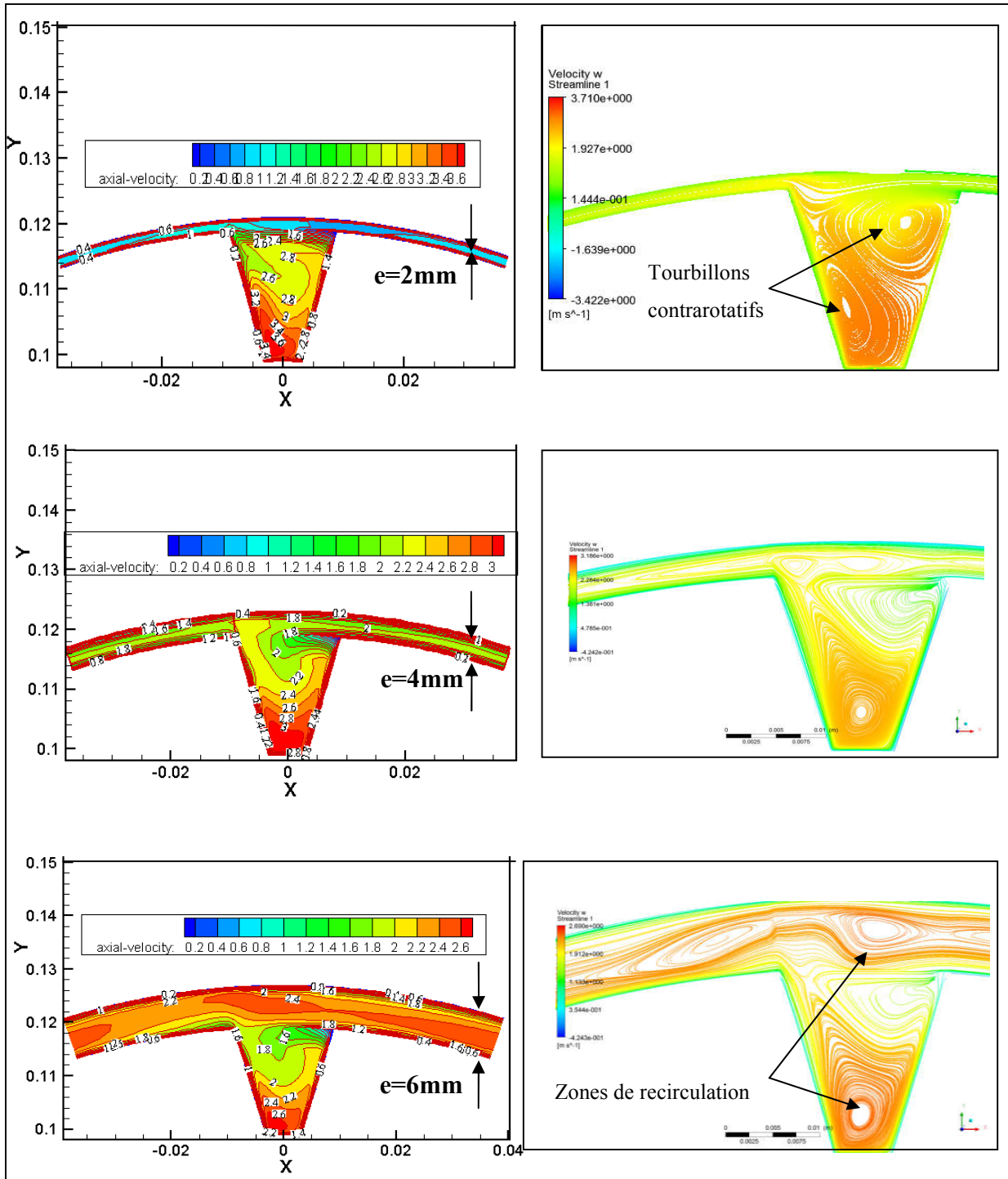


Figure IV.14 : Contours et lignes de courant

IV.3.4 Impact de la variation de la profondeur de l'ailette

Pour les grandes valeurs de la profondeur de l'ailette, la convection l'emporte devant la conduction, car il y a une dissipation visqueuse du fluide dans l'entrefer. En effet, la Figure IV.15 donne l'évolution de la température pour différentes valeurs de la profondeur. Le profil est quasi linéaire pour Z/L variant de 0.2 à 0.7 et devient constant pour $Z/L > 0.7$. Toutefois, l'écart est important entre les différents profils des profondeurs où un gain de température

avoisinant les 2°C est noté pour une profondeur $p=20$ mm. Sur cette Figure, la température diminue en augmentant la surface d'échange de l'ailette.

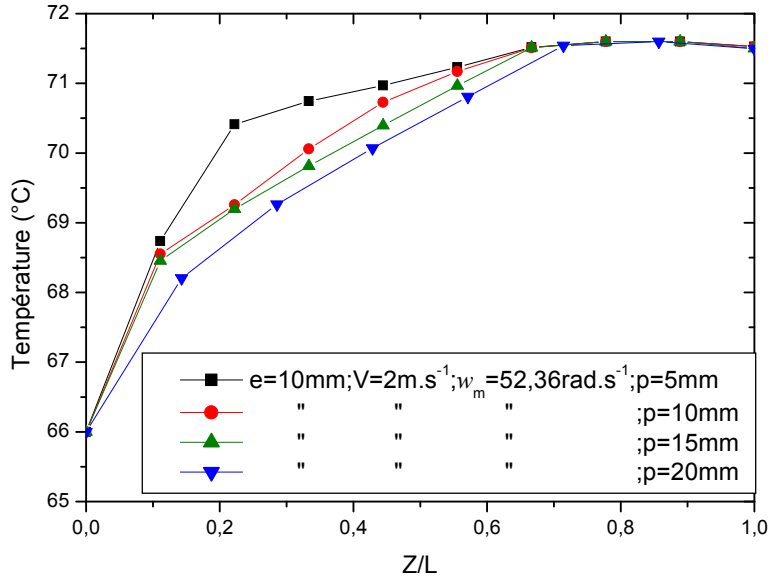


Figure IV.15 : Profils axiaux de température de surface du rotor

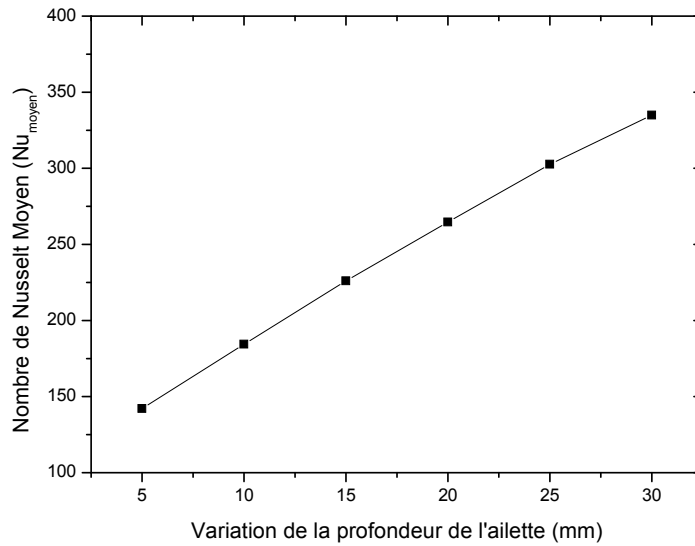


Figure IV.16 : Variation du nombre de Nusselt moyen pour différentes profondeurs de l'ailette

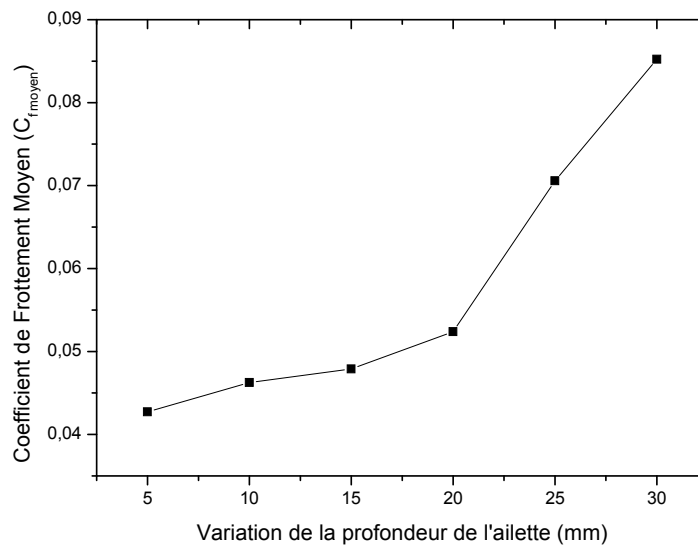


Figure IV.17 : *Variation du coefficient de frottement moyen pour différentes profondeurs de l'ailette*

Pour recréer des effets pouvant améliorer le transfert de chaleur dans une telle configuration géométrique, il faut limiter l'évolution de la valeur de la profondeur pour prendre en compte l'effet de perte de charge occasionnée.

Sur la Figure IV.16, on note l'augmentation du transfert de chaleur à travers le nombre de Nusselt pour les différentes valeurs de profondeurs de l'ailette allant de $p=5$ mm à 30 mm. Au fur et à mesure que la profondeur augmente de taille les vortex apparaissent et la chaleur est emprisonnée dans cet espace de l'ailette permettant ainsi l'augmentation du nombre de Nusselt. La comparaison entre les six profondeurs montre clairement un accroissement important du transfert de chaleur de l'ordre de 46 % pour $p=20$ mm, un écart d'environ 57 % est obtenu pour $p=30$ mm.

Les répartitions des coefficients de frottement sont représentées sur la Figure IV.17. On note que le profil du coefficient de frottement croît pour toutes les valeurs de la profondeur. Pour $p \leq 20$ mm, le coefficient de frottement est presque identique. Au-delà de cette profondeur ce coefficient augmente d'une manière rapide (un écart d'environ 44 % est obtenu pour $p=30$ mm par rapport à $p=20$ mm). Au fur et à mesure que la profondeur augmente de valeur, la turbulence augmente et favorise le mélange entre les particules.

D'après les résultats obtenus, la profondeur de l'ailette qui donne un échange thermique important et un minimum de perte de charge est:

| Profondeur d'ailette | Nu | C_f |
|----------------------|-----|-------|
| 20 mm | 255 | 0.052 |

IV.3.4.1 Effet thermique : impact de la variation de la profondeur de l'ailette

L'évolution de la température en fonction de la profondeur dans le plan X-Y est illustrée dans la Figure ci-dessous. On observe une diminution considérable de la température quand on augmente la profondeur de l'ailette de 15 à 20 mm, ceci produit une amélioration de refroidissement sur la paroi du rotor.

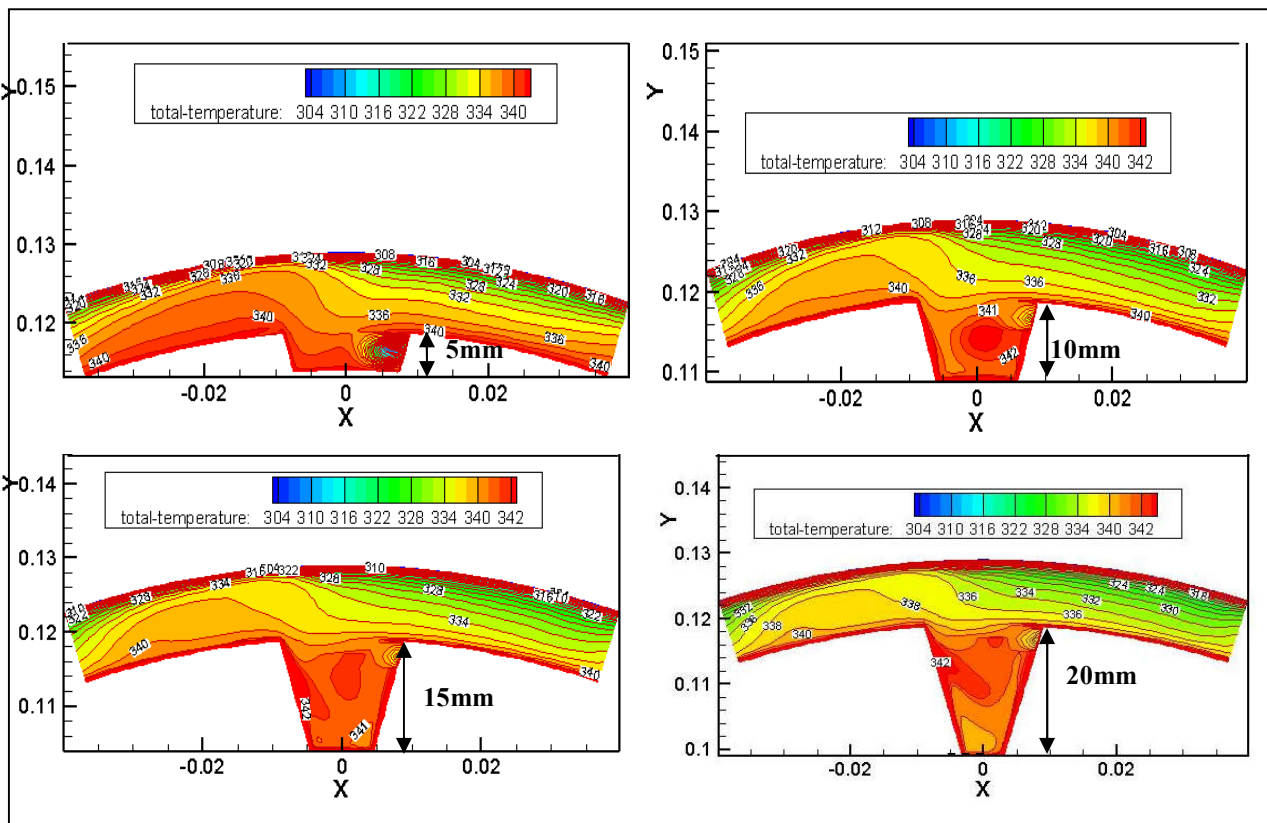


Figure IV.18 : Contours de température pour les différentes profondeurs ($p=5 ; 10 ; 15 ; 20$ mm)
($T [^{\circ}K]$)

IV.3.4.2 Effet dynamique : impact de la variation de la profondeur de l'ailette

Une comparaison des champs de vitesses pour différentes profondeurs est représentée sur la Figure IV.19.

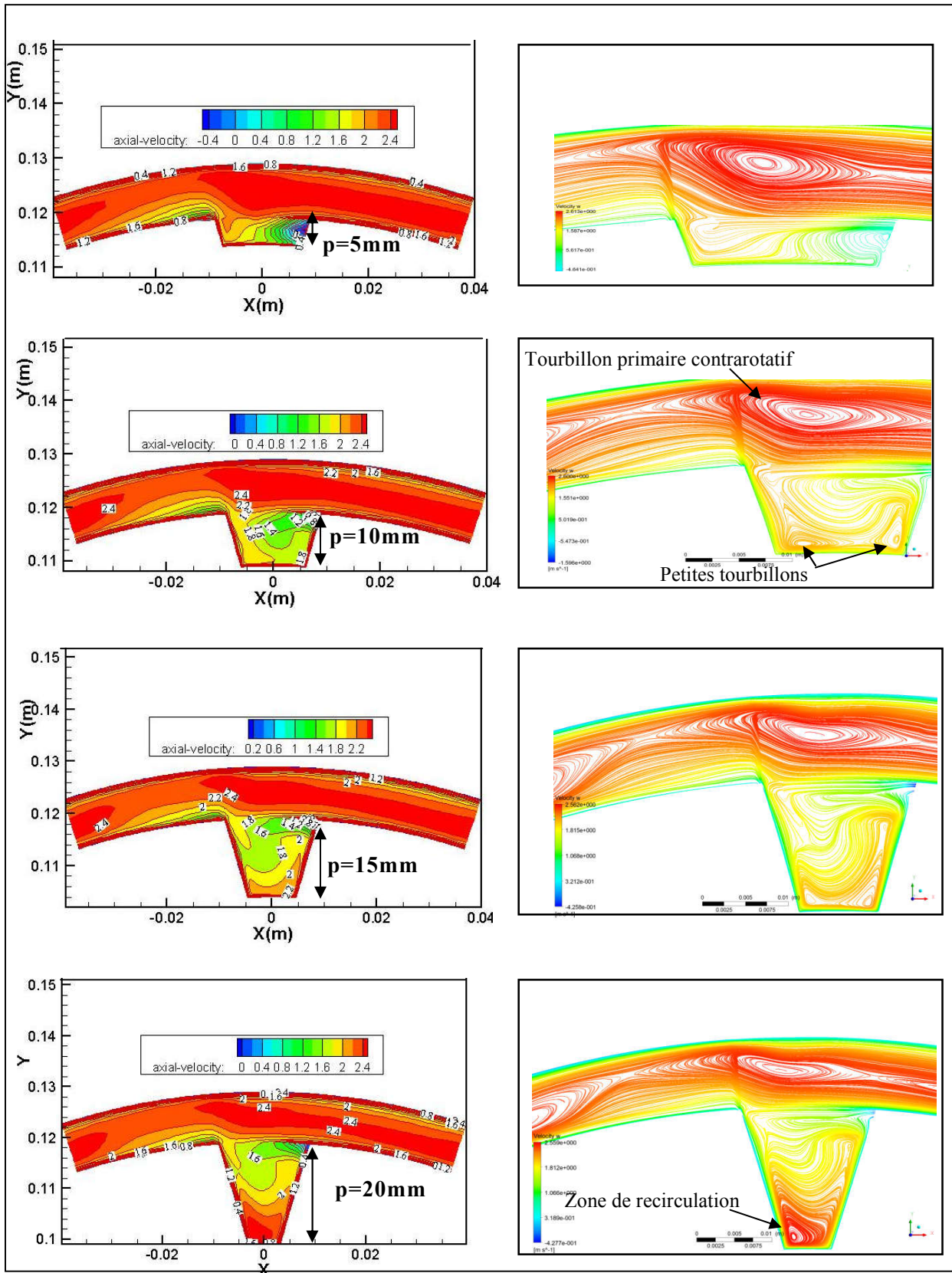


Figure IV.19 : Contours et lignes de courant de la vitesse pour différentes valeurs de la profondeur

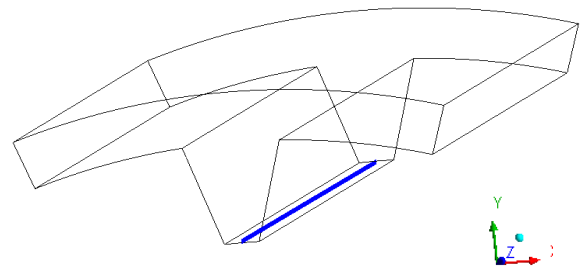
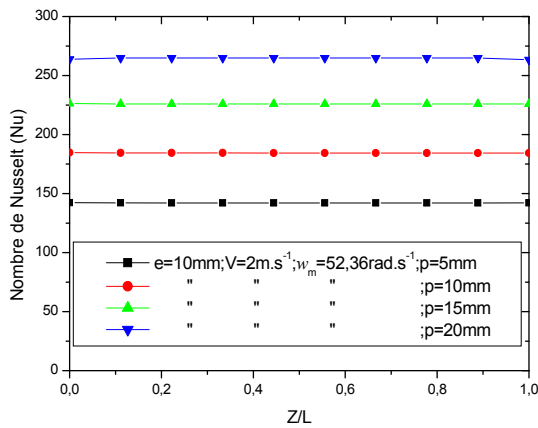
On remarque que la vitesse au niveau de l'ailette augmente avec la variation de la profondeur de 5 mm à 20 mm, ceci est dû à la présence des vortex contrarotatifs à l'intérieur de chaque ailette du rotor pour les quatre configurations.

Quelle que soit la vitesse d'injection et de rotation, on observe la présence de tourbillons donc un meilleur transfert de chaleur. On constate qu'il y a un vortex au-dessous de l'ailette pour la profondeur $p=20$ mm, ce qui indique un meilleur refroidissement.

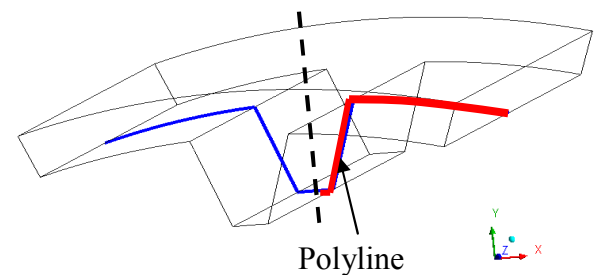
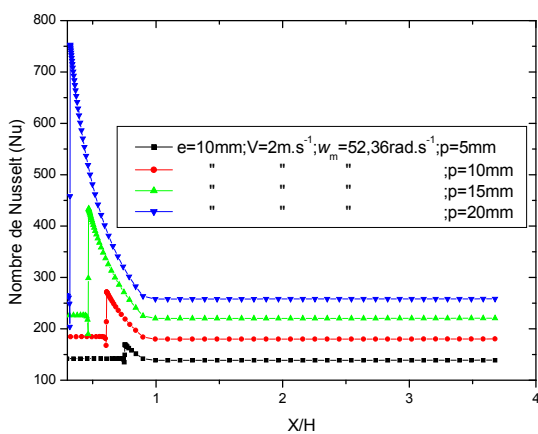
IV.3.4.3 Évolution du nombre de Nusselt local Nu

Le calcul du nombre de Nusselt entre la paroi du rotor et l'air se fait à partir de l'équation suivante :

$$Nu = \frac{h D_h}{\lambda_{air}} \tag{IV.1}$$



(a)



(b)

Figure IV.20 : Variation du nombre de Nusselt local pour différentes profondeurs :

(a) Suivant Z (b) Suivant le polyline

On observe sur la Figure (IV.20.a) la distribution axiale du nombre de Nusselt le long du rotor. Le nombre de Nusselt augmente en augmentant la profondeur de l'ailette, mais son évolution reste constante tout au long du rotor ailetté quelle que soit la valeur de la profondeur. Il est à noter que la profondeur $p=20$ mm donne un bon transfert de chaleur par rapport aux autres cas.

Sur la Figure (IV.20.b), on constate que les profils sont caractérisés par des pics indiquant un bon transfert thermique sur les parois de l'ailette. Les valeurs maximales de Nusselt se situent au sein du creux de l'ailette puis commencent à diminuer rapidement. Pour $X/H > 0.8$, le nombre de Nusselt reste constant (paroi lisse). On note que l'échange de chaleur le long du rotor varie d'une zone à une autre. L'augmentation de la profondeur permet aussi une bonne turbulence donc un bon transfert de chaleur.

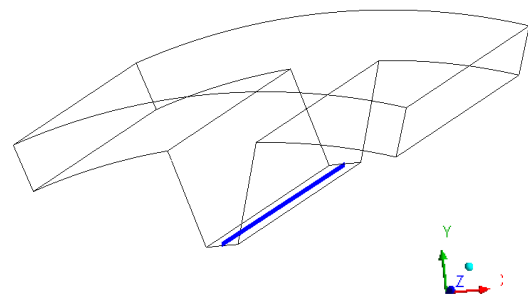
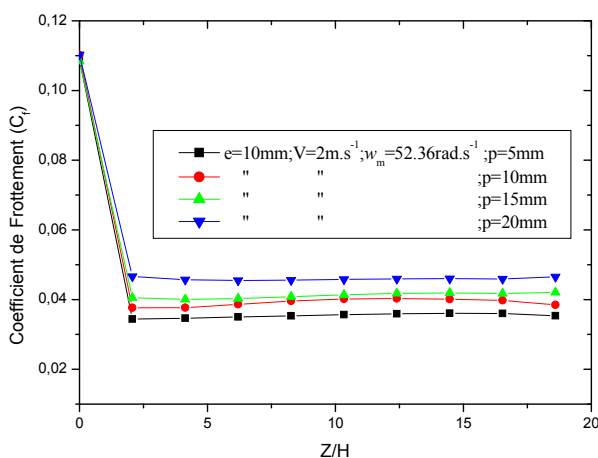
IV.3.4.4 Évolution du coefficient de frottement local C_f

Les pertes de charge peuvent être représentées sous une forme adimensionnelle en utilisant le rapport du coefficient de frottement (C_f) :

$$C_f = \frac{\tau_w}{\frac{1}{2}\rho U_t^2} \quad (IV.2)$$

Avec
$$U_t = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (IV.3)$$

Les distributions du coefficient de frottement sont présentées sur la Figure IV.21 a et b le long de la paroi du rotor et suivant le plan X-Y. On constate sur la Figure IV.21.a que le coefficient de frottement C_f subit une chute brusque à l'entrée de chaque profondeur. Plus loin sur l'ailette ($Z/H > 2.5$), ce coefficient demeure constant jusqu'à la sortie du rotor.



(a)

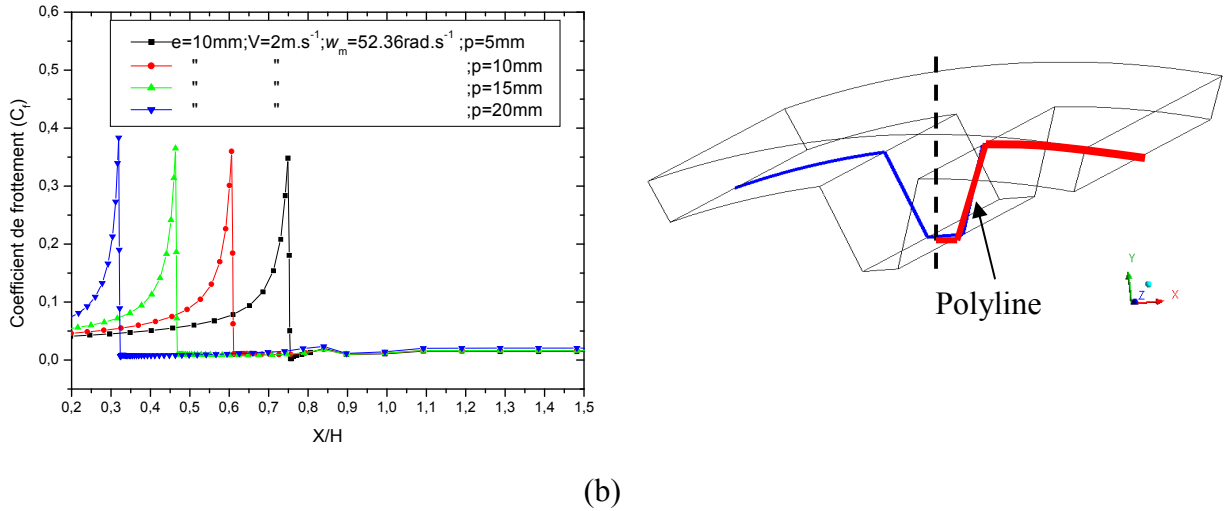


Figure IV.21 : Coefficient de frottement local pour différentes valeurs de la profondeur :

(a) Suivant Z (b) Suivant le polyline

Sur la Figure IV.21.b, on observe que le coefficient de frottement C_f présente des pics tous près de la paroi (X/H varie entre 0.2 et 0.8) causée par la variation de sa surface. Ce coefficient prend des valeurs supérieures dues à la recirculation du fluide au fond de l'ailette, ce qui provoque le décollement de l'écoulement au niveau de cette paroi. Plus loin sur l'ailette ($X/H > 0.8$), le coefficient de frottement C_f reste constant (paroi sans ailette). On note que le coefficient de frottement le plus important correspond à la profondeur $p=20$ mm.

IV.3.4.5 Coefficient de pression C_p

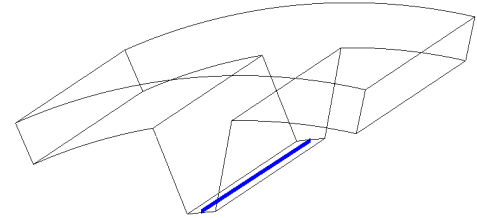
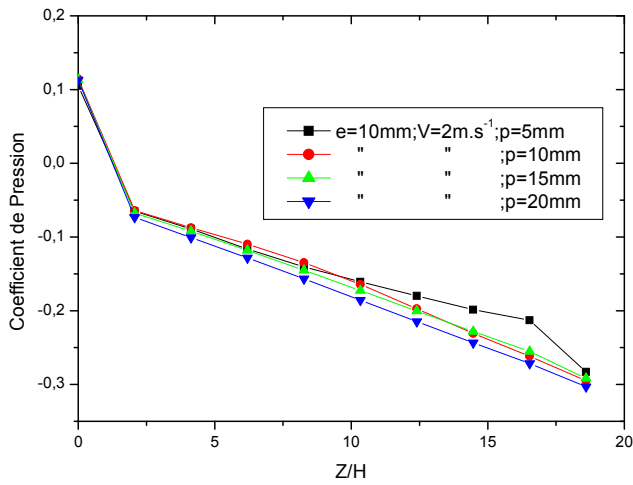
Le coefficient de pression adimensionnel (C_p) représente l'évolution de la pression :

$$C_p = \frac{P - P_0}{\frac{1}{2}\rho V_0^2} \quad (\text{IV.4})$$

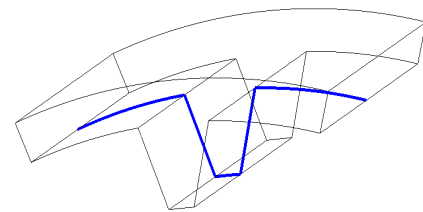
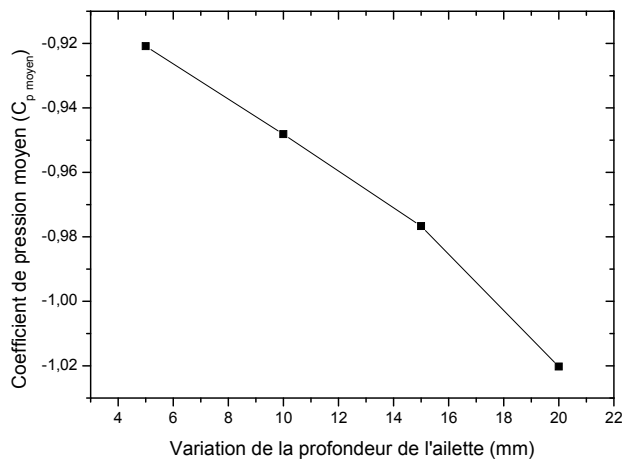
Les profils des coefficients de pression sont présentés respectivement sur les Figures IV.22.a et b le long de la paroi du rotor suivant la direction Z et le polyline (suivant le plan X-Y). Nous remarquons sur la Figure IV.22.a une perte de pression importante à l'entrée du canal, ce phénomène est dû à l'augmentation de la vitesse dans ce passage. Tout au long de l'ailette, nous constatons une diminution progressive du coefficient de pression C_p jusqu'à la sortie de l'écoulement. Ces pertes d'énergie dues aux frottements qui apparaissent dans le fluide (effet de la viscosité), entre le fluide et la paroi du rotor.

D'autre part, la Figure IV.22.b présente la variation du coefficient de pression moyen suivant le polyline du rotor. On constate que ce coefficient diminue en augmentant la profondeur p . Le signe négatif des valeurs de ce coefficient correspond au changement de la

direction de l'écoulement de l'air, ce qui explique la présence d'une zone de recirculation (tourbillon).



(a)



(b)

Figure IV.22: Variation de coefficient de pression locale et moyenne pour différentes valeurs de la profondeur :

(a) Suivant Z (b) Suivant le polyline

IV.3.4.6 Énergie cinétique turbulente

L'énergie cinétique turbulente caractérise les moyennes des carrés des fluctuations de la vitesse. Cette énergie transférée des grandes structures vers les petites structures est dissipée sous forme de chaleur.

$$k = \frac{1}{2} [\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}] \tag{IV.5}$$

La Figure (IV.23) illustre l'influence de la profondeur sur le développement de l'énergie cinétique turbulente. Il est à noter que cette énergie augmente considérablement quand on augmente la profondeur de l'ailette, elle prend des valeurs maximales au niveau du creux de l'ailette. Pour $X/H=1$ et une profondeur de 20 mm, l'énergie cinétique enregistre un pic d'une valeur $k=0.0224$.

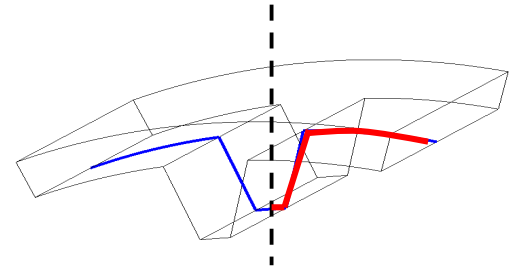
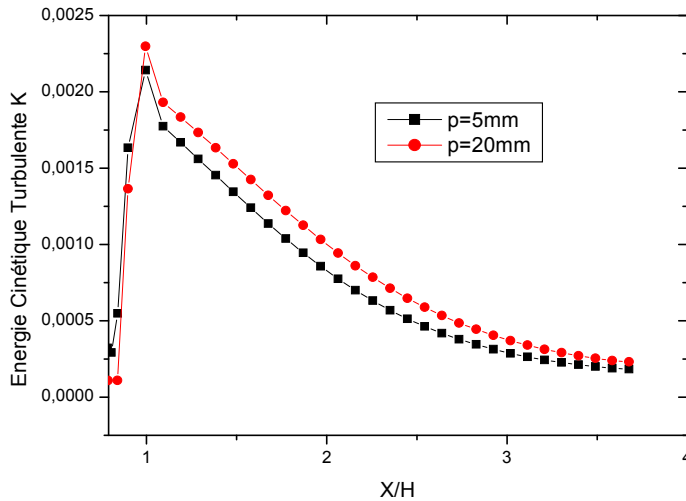


Figure IV.23: Profils de l'énergie cinétique turbulente (TKE) suivant la polygone pour différentes valeurs de la profondeur de l'ailette

IV.3.5 Impact de l'ailette pour les quatre configurations (rotor-stator lisses, stator ailetté, rotor ailetté et le rotor-stator ailettés)

Nous avons tracé l'évolution du nombre de Nusselt le long de la paroi inférieure du rotor. On observe sur la Figure IV.24 que le nombre de Nusselt dépend de la vitesse de rotation et la vitesse d'injection pour les quatre configurations (rotor lisse, stator ailetté, rotor ailetté et le rotor-stator ailettés). Les deux profils du nombre de Nusselt pour le rotor ailetté et le rotor-stator ailettés ont la même tendance, contrairement aux deux cas « rotor lisse » et « stator ailetté » où il existe un certain écart. Cette Figure montre qu'il y a une contribution d'énergie apporté par la présence de l'ailette sur le rotor. Pour le rotor ailetté, une intensification du transfert de chaleur de 77% est évaluée par rapport aux cas lisse et stator ailetté.

La Figure IV.25 représente l'évolution du coefficient de frottement local calculé le long de la paroi inférieure du rotor pour les quatre configurations géométriques. On peut voir clairement que le coefficient de frottement de la conduite lisse est toujours inférieur à celui du rotor ailetté, c'est-à-dire que l'air de refroidissement dans le rotor ailetté subit une dépression

importante, cela est dû à la présence de singularités dans l'écoulement (l'insertion des ailettes sur le rotor provoque une augmentation de la turbulence).

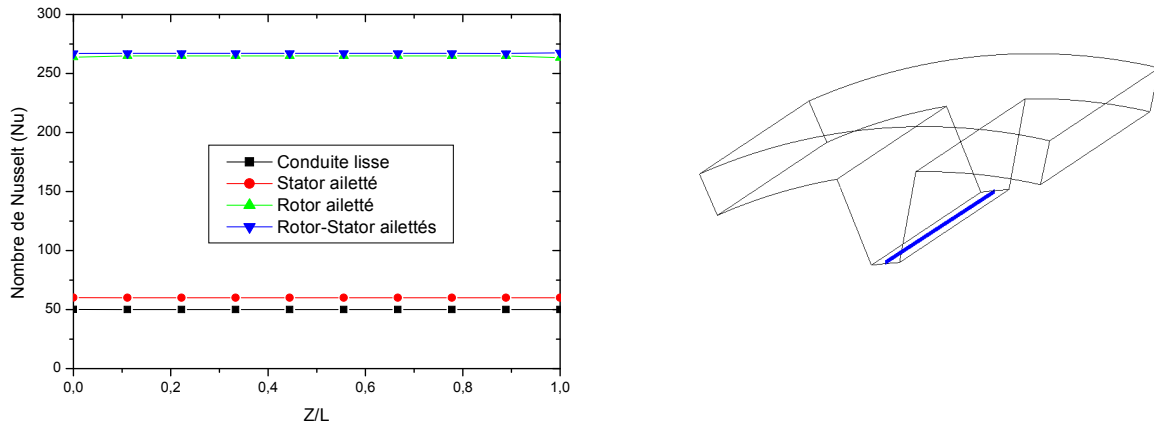


Figure IV.24 : Variation du nombre de Nusselt local le long de la paroi inférieure du rotor

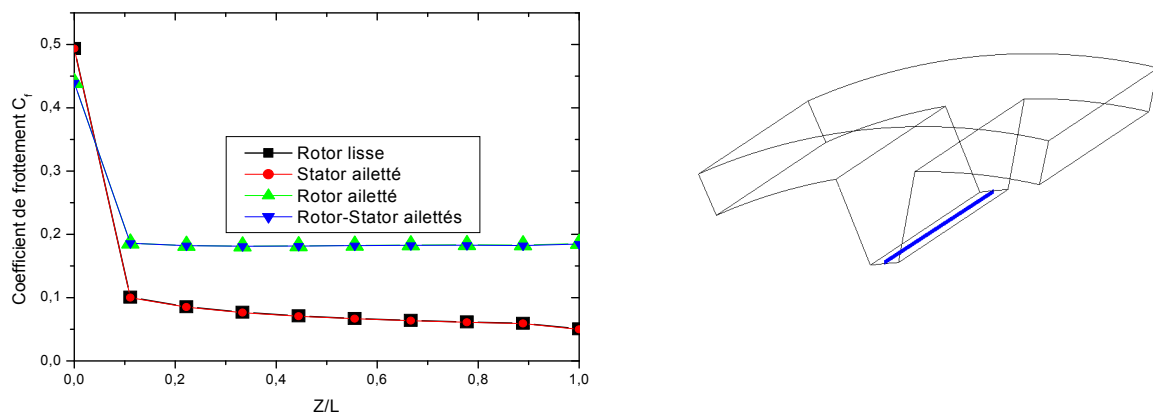


Figure IV.25 : Variation du coefficient de frottement local le long de la paroi inférieure du rotor

IV.3.5.1 Aspect thermique : impact de l'ailette pour les quatre configurations

Les résultats obtenus sur la Figure IV.26 reflètent l'effet positif de l'insertion de l'ailette sur le rotor. En configuration ailettée, l'écoulement devient instable à cause de la présence des ailettes. Les zones de la température les plus basses sont clairement observées sur les parois munies d'ailettes. L'utilisation des ailettes sur le rotor s'avère donc bénéfique pour l'amélioration de l'échange thermique (la création des tourbillons au sein du canal donne un refroidissement efficace par rapport aux configurations « lisse » et « stator ailetté »).

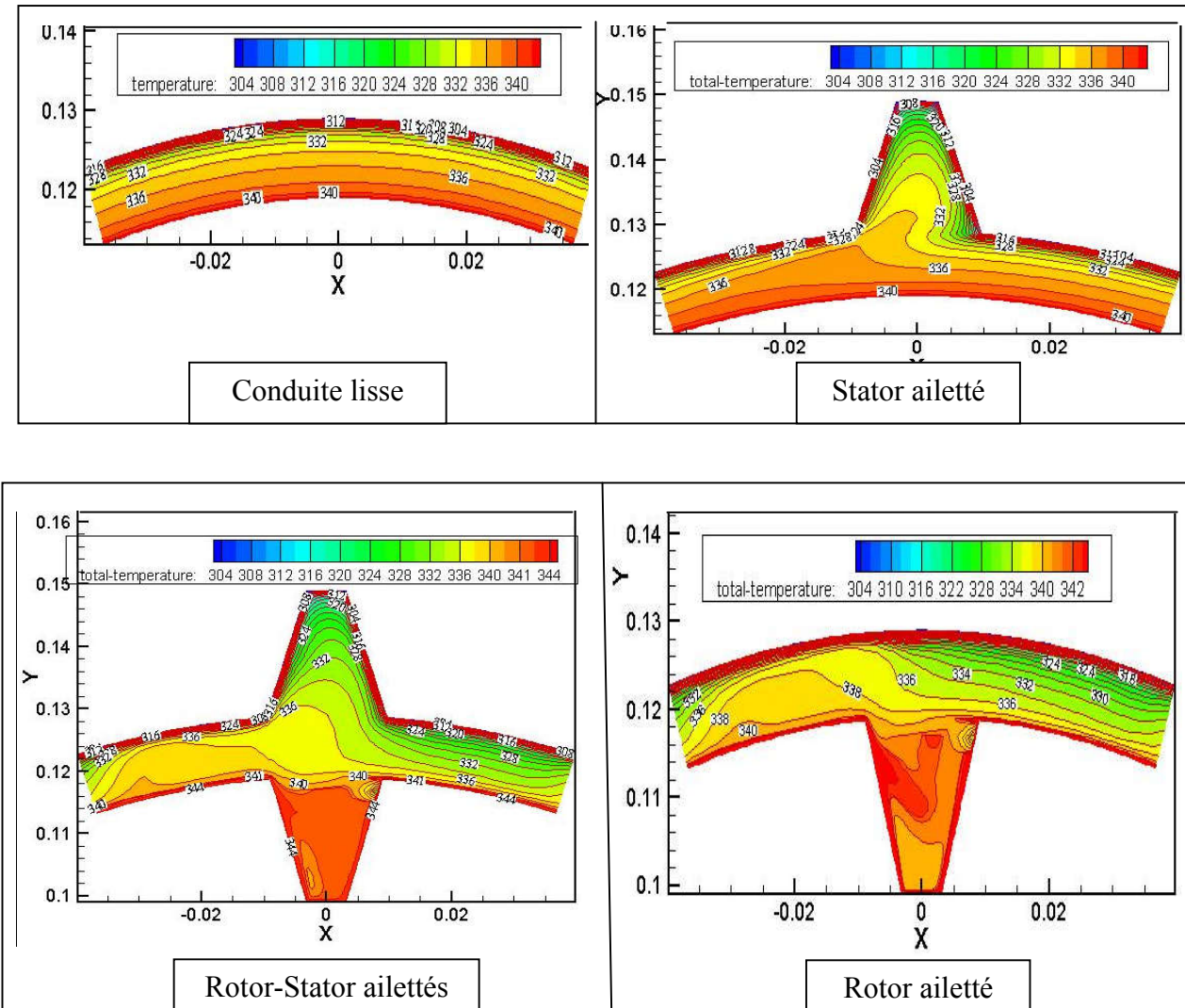
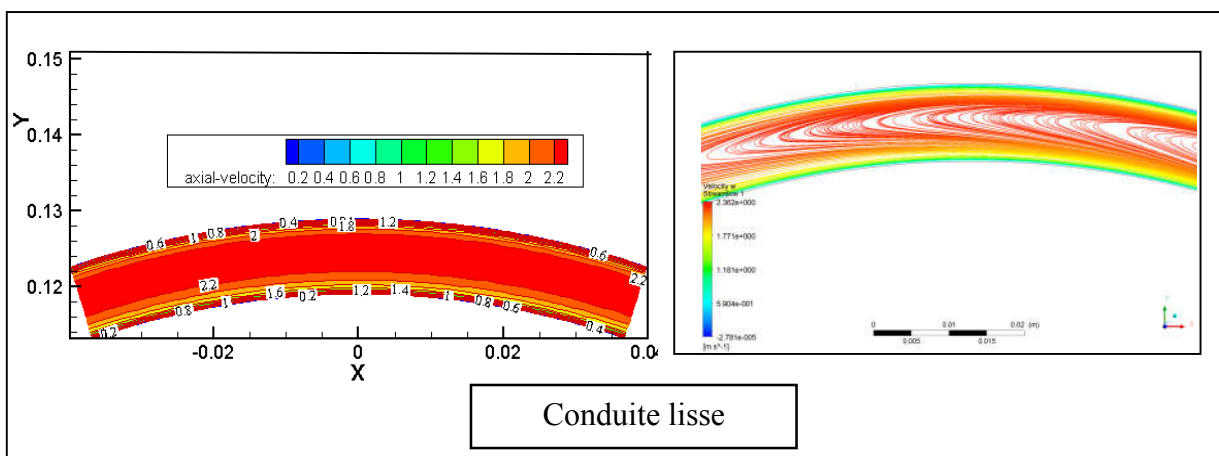


Figure IV.26 : Champ de température pour différentes formes

IV.3.5.2 Aspect dynamique : impact de l'ailette pour les quatre configurations

Pour mieux comprendre l'évolution de l'écoulement d'air dans un espace annulaire, nous avons tracé les contours de la vitesse et les lignes de courant sur le plan XY (Figure IV.27).



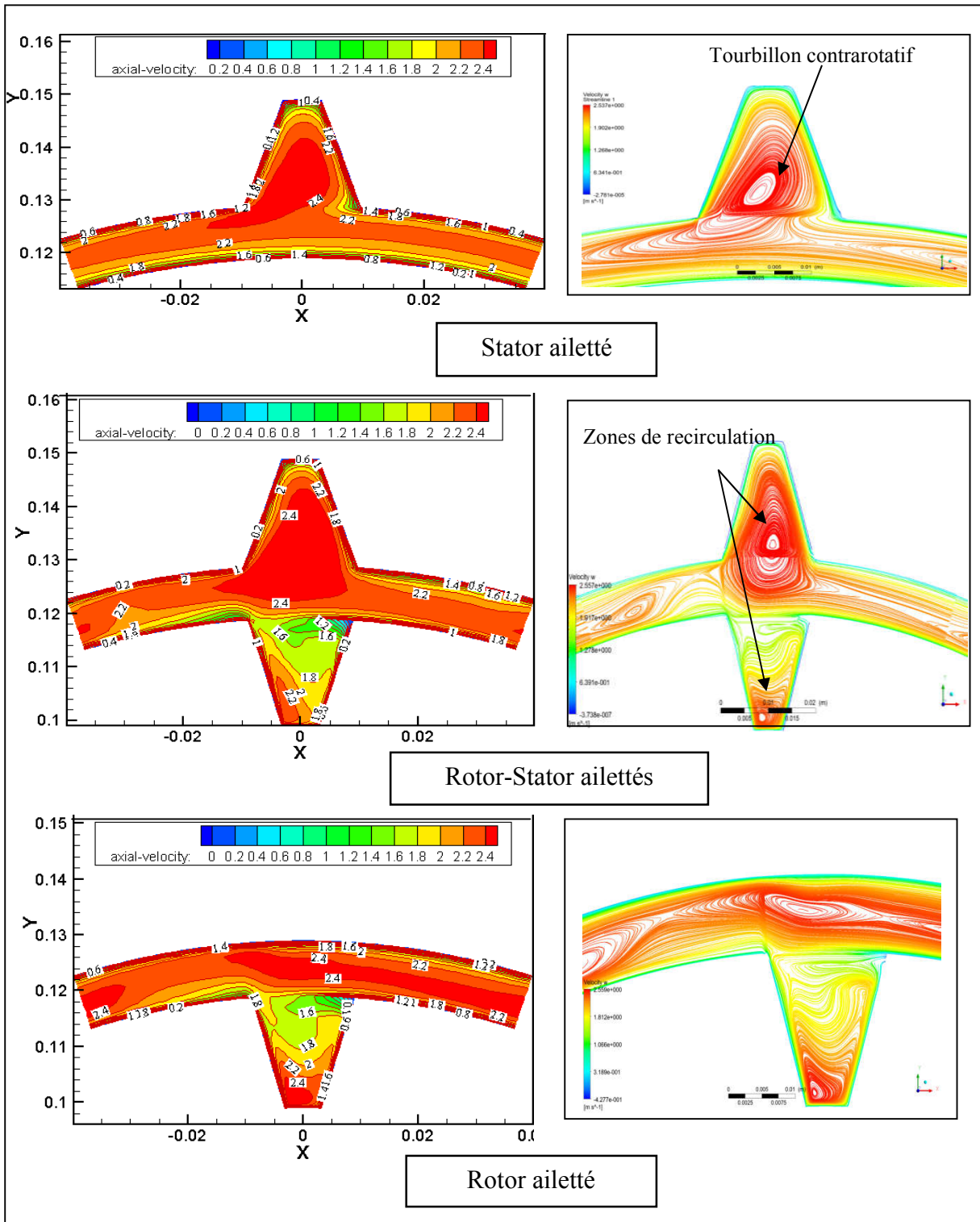


Figure IV.27 : Contours et lignes de courant pour différentes configurations

Nous constatons que la vitesse atteint des valeurs importantes sur la paroi de l'ailette pour le rotor ailetté et même pour le rotor et stator ailettés. Les lignes de courants représentés sur la Figure V.27 montrent l'impact de la vitesse de rotation et la vitesse d'injection pour les quatre configurations (conduite lisse, stator ailetté, rotor-stator ailettés, rotor ailettés). On

observe la formation de zones de recirculation au niveau du rotor ailetté et rotor-stator ailetté qui permettent de quantifier les échanges convectifs entre les parois et l'air qui y circule.

Les lignes de courants montrent clairement que la vitesse ralentit sur les parois lisses (sans ailettes). L'insertion des ailettes sur le rotor est très efficace du fait que l'écoulement au fond de l'ailette présente un accroissement de la vitesse où les températures sont élevées et nécessitent un refroidissement. En effet, la disposition des ailettes dans l'espace annulaire a une influence sur la nature d'écoulement au sein du canal (écoulement à caractère turbulent).

IV.3.5.3 Énergie cinétique turbulente

La Figure IV.28 représente l'évolution axiale de l'énergie cinétique turbulente calculée par le modèle *SST*.

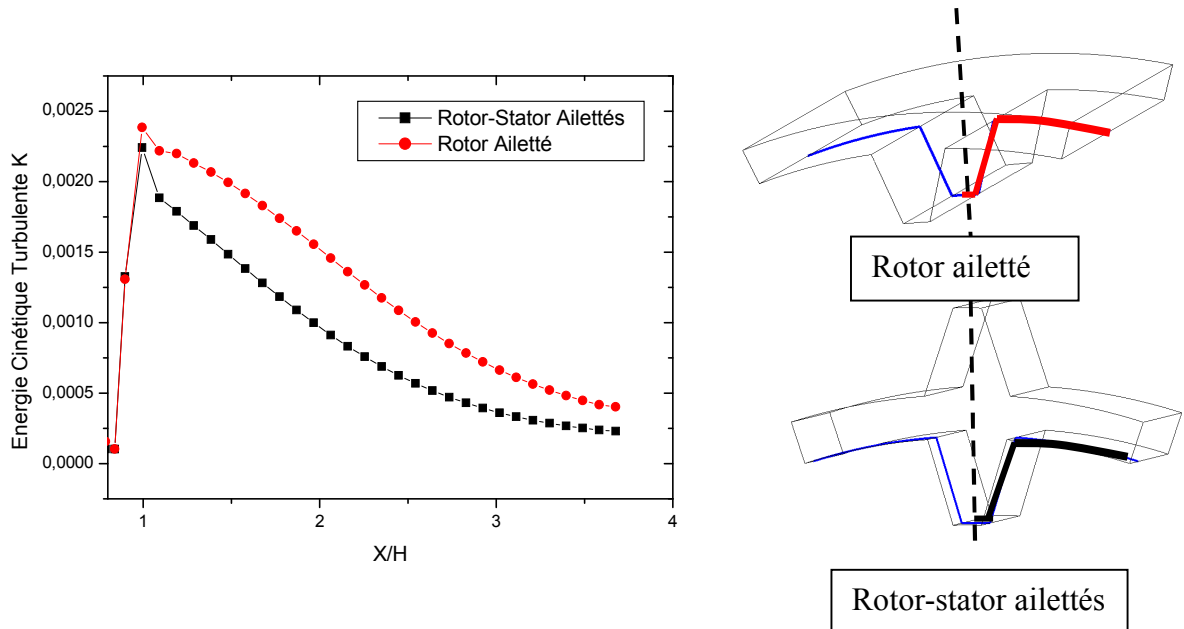


Figure IV.28 : Profils de l'énergie cinétique turbulente (TKE) suivant le polyline pour différentes configurations

Concernant les profils de l'énergie cinétique, les configurations « rotor ailetté » et « rotor-stator ailetté » sont similaires (profil à une bosse). Le pic est atteint près de la paroi de l'ailette. Ces configurations donnent une augmentation progressive de la turbulence le long de l'ailette (cette augmentation est due à la forte recirculation de l'écoulement dans l'espace ailetté), ceci indique l'importance de la variation de la turbulence sur le comportement de l'écoulement et de transfert de chaleur.

IV.3.6 Impact de la variation des modèles numériques

La Figure IV.29 illustre la variation de la température le long de la paroi prédite pour les quatre modèles de turbulence. Avec le même nombre de nœuds et dans les mêmes conditions aux limites, on a testé les quatre modèles à savoir: le modèle $k-\varepsilon$ standard, $k-\varepsilon$ RNG, $k-\omega$ et SST. La Figure ci-dessous montre une similitude dans le comportement global où on observe la même évolution de la température pour les quatre modèles étudiés. Les résultats trouvés indiquent que les modèles SST et $k-\omega$ réussissent à prédire l'allure de l'évolution au sein de la couche visqueuse d'une manière satisfaisante par rapport aux modèles $k-\varepsilon$ standard et $k-\varepsilon$ RNG. Il est intéressant de noter à partir de cette Figure qu'il y a un écart non négligeable entre les modèles dans la prédiction de la température sur la paroi du rotor (un écart de 2%). Un des avantages principaux de ce modèle SST $k-\omega$ est sa robustesse pour les géométries complexes par rapport au modèle standard $k-\varepsilon$.

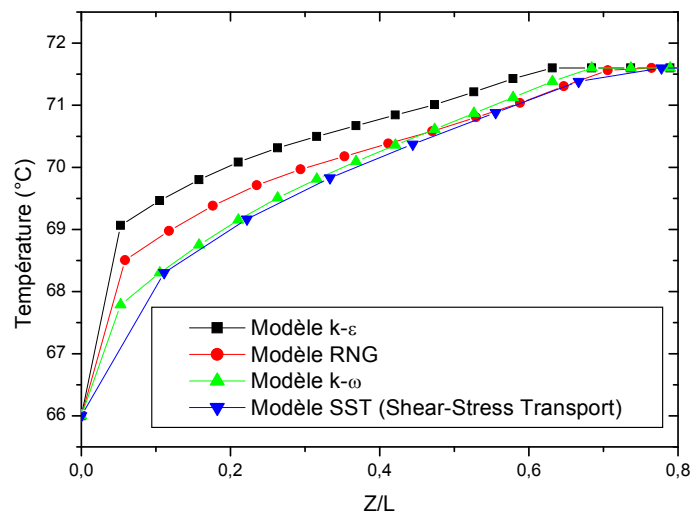


Figure IV.29 : Évolution de la température sur l'axe du rotor

IV.3.6.1 Champ des températures : impact de la variation des modèles numériques

La Figure IV.30 montre la distribution des températures dans le plan XY pour les quatre modèles numériques. On observe qu'il y a le même comportement pour les deux modèles $k-\varepsilon$ standard et RNG (ces deux modèles prédisent des températures importantes près de la paroi de l'ailette), ceci indique que ces deux modèles n'ont pas réussi à prédire la solution voulue par contre les modèles SST et $k-\omega$ donnent des bons résultats (il y a des vortex au niveau de l'ailette).

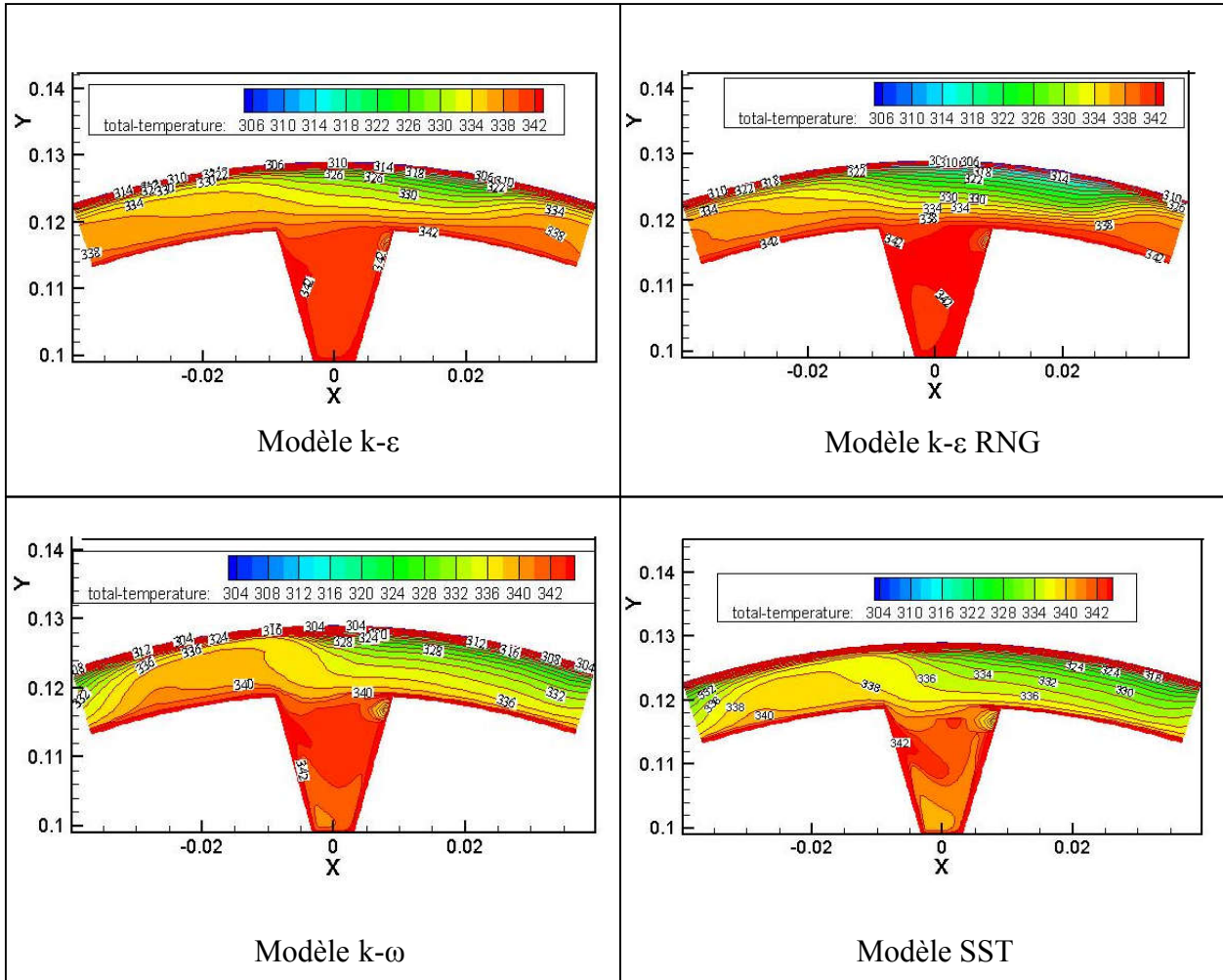
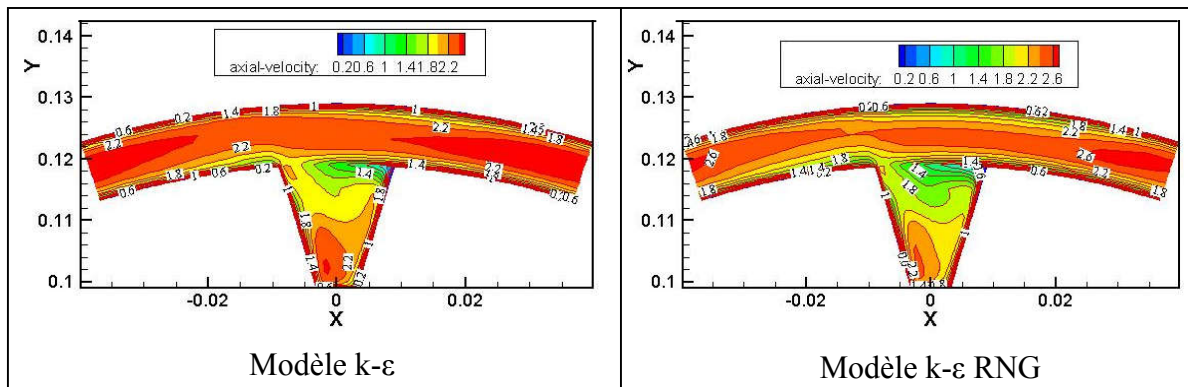


Figure IV.30 : Champ de la température pour les modèles numériques testés

IV.3.6.2 Champ des vitesses : impact de la variation des modèles numériques

La Figure ci-dessous montre les contours avec les lignes de courant de la vitesse w . Nous pouvons remarquer que le choix du modèle affecte les résultats de la configuration rotor ailetté. Les modèles RNG et SST $k-\omega$, $k-\omega$ ont les performances dans la prédiction de l'écoulement turbulent au sein du rotor (apparition des grands vortex), ceci indique que ces modèles montrent plus de précision par rapport au $k-\epsilon$ standard.



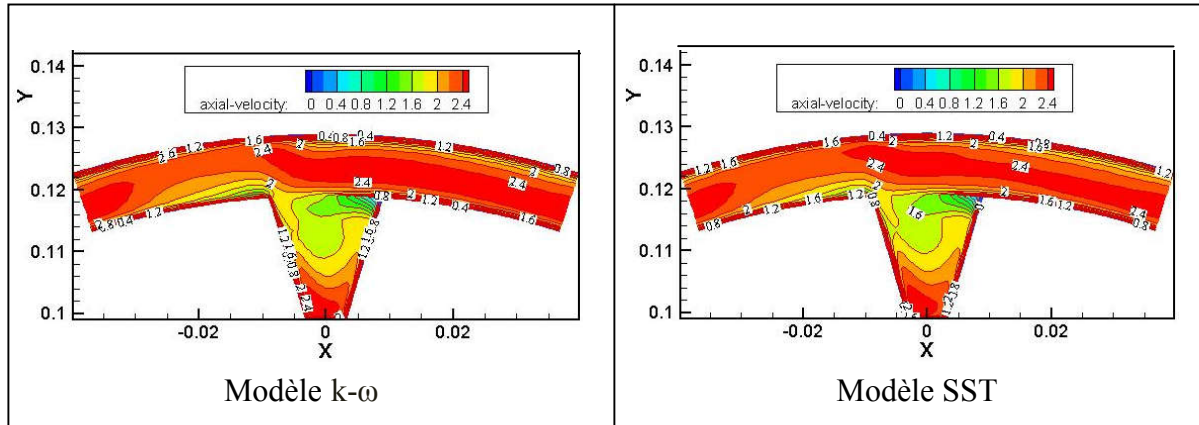


Figure IV.31 : Champ de vitesse axiale dans l'ailette

IV.4 Conclusion

Dans ce chapitre, une étude numérique de l'écoulement turbulent de l'air dans un espace annulaire d'un rotor-stator a été présentée. Quatre configurations géométriques ont été testées (rotor-stator lisses, stator ailetté, rotor ailetté, rotor-stator ailettés) pour améliorer le comportement thermique et dynamique d'air circulant dans cet espace.

En premier lieu, les résultats numériques obtenus par la méthode des volumes finis, sont validés expérimentalement et présentés pour analyser le comportement thermique d'un écoulement turbulent à l'aide du modèle SST (Shear Stress Transport).

Les résultats ont permis de visualiser les contours de la température, de la vitesse. Les profils ont été tracés afin de mettre en évidence l'impact de la vitesse d'injection et de la rotation, d'entrefer, de la variation de la profondeur et du modèle numérique sur le comportement de l'écoulement à l'intérieur de cet espace annulaire. Les lignes de courant ont permis de constater les zones de recirculations à l'intérieur de l'ailette. La présence de ces vortex peut engendrer des variations locales de la température et de la pression.

Après simulation, les résultats obtenus dénotent que la présence des ailettes sur le rotor avec un écoulement de Taylor-Couette-Poiseuille améliore le transfert de chaleur de la paroi chauffée. Il ressort de la comparaison des résultats obtenus entre les quatre configurations testées, que les configurations rotor ailetté et rotor-stator ailettés sont plus intéressantes en écoulement combiné (Taylor Couette Poiseuille), c'est-à-dire l'insertion des ailettes sur le rotor provoque une augmentation de la turbulence causant ainsi un bon transfert de chaleur. Un écart maximum de 77% (Nu de 60 à 260, voir Figure IV.24) est observé entre le cas rotor ailetté et entrefer lisse. L'augmentation de la profondeur de l'ailette provoque la présence des zones de recirculation engendrant la croissance du Nusselt.

Pour un bon transfert de chaleur et un minimum de pertes par frottements la configuration retenue étant le rotor ailetté. En injectant l'air pour une vitesse de 3 m.s^{-1} , pour une vitesse de rotation 105 rad.s^{-1} dans un espace annulaire de 2 mm et une profondeur de 20mm.

| Configuration | Vitesse d'injection « V » | Vitesse de rotation « w_m » | Entrefer « e » | Profondeur de l'ailette « p » |
|---------------|---------------------------|-------------------------------|----------------|-------------------------------|
| Rotor ailetté | 3 m.s^{-1} | 105 rad.s^{-1} | 2 mm | 20 mm |

Conclusion générale

Le refroidissement du rotor-stator par l'intermédiaire d'ailettes est l'une des méthodes les plus utilisées pour améliorer les performances thermiques d'une machine électrique.

Dans ce travail, nous avons étudié numériquement l'écoulement d'air dans l'entrefer d'une machine électrique en utilisant la méthode des volumes finis. Le code ANSYS Fluent 14.0 nous a permis de calculer l'écoulement dans cet espace annulaire. Le calcul de l'écoulement est effectué dans un domaine tridimensionnel avec un maillage hexaèdre raffiné près de la paroi du rotor. Après avoir testé les modèles k- ϵ standard, k- ϵ RNG, k- ω et SST, nous avons jugé opportun d'appliquer le modèle SST (Shear Stress Transport) qui donne plus d'informations sur la paroi (modification de la géométrie de cette paroi).

Les résultats obtenus par ce calcul numérique ont été comparés à ceux obtenus expérimentalement (Lancial et al. [56]). Le travail étant validé a fait l'objet d'une publication dans une revue de renommée internationale.

Dans cette thèse, la représentation des profils de température et de vitesse montre que le modèle choisit SST permet de mieux reproduire cet écoulement. Nous avons retenu le cas du rotor ailetté par rapport aux autres (lisse, stator ailetté, rotor ailetté et rotor-stator ailetté), en variant les paramètres suivants :

- La vitesse de rotation de débit d'air de $w_m=10$ à 157 rad.s^{-1}
- La vitesse d'injection de $V=1$ à 7 m.s^{-1}
- La profondeur de l'ailette de $p=5$ à 20 mm
- L'épaisseur d'entrefer de $e=2$ à 6 mm
- Les modèles numériques (k- ϵ standard et RNG, le modèle k- ω et SST)

Du point de vue thermique, cet impact a entraîné des échanges convectifs importants du rotor ailetté.

Les résultats numériques présentés dans cette étude prouvent que l'insertion des ailettes sur le rotor contribue à un échange thermique conséquent malgré la perte de charge qui en résulte. Les effets de cette amélioration sont observés à travers le nombre de Nusselt qui augmente par rapport à celui d'un rotor lisse.

L'élévation du débit axial (vitesse d'injection) et la vitesse de rotation influent sur la valeur de la température de la paroi du rotor. Une nette augmentation du nombre de Nusselt est constatée pour de fortes vitesses d'injection et de rotation avec un coefficient de frottement important.

Ces résultats montrent également que l'augmentation de la profondeur s'accompagne d'un accroissement du nombre de Nusselt et des pertes de charge. Malgré cela l'amélioration du transfert de chaleur est toujours prédominante.

Le cas du rotor ailetté (grande vitesse de rotation : $w_m=105 \text{ rad.s}^{-1}$; moyenne vitesse d'injection : $V=3 \text{ m.s}^{-1}$; épaisseur d'entrefer minimal : $e=2 \text{ mm}$; profondeur moyenne: $p=20 \text{ mm}$) présente une bonne optimisation thermique et dynamique et réalise un bon compromis entre le gain en température et la perte de charge pour l'ensemble des utilisateurs (chercheurs et industriels).

Perspectives

La disponibilité des codes de calculs telle que le code Fluent simplifie davantage la tâche aux chercheurs et aux ingénieurs qui aspirent à intensifier le taux de chaleur et minimiser les pertes de charge. Il est important d'orienter les futurs travaux pour améliorer les performances thermiques et dynamiques des machines électriques.

En modifiant :

- ✓ Les formes géométriques du rotor-stator (triangulaire, ondulée...)
- ✓ La nature du fluide du refroidissement.
- ✓ Le régime du stationnaire en instationnaire en utilisant les modèles LES (Large Eddy Simulation), DES (Detached Eddy Simulation)

Pour la machine électrique, il reste à étudier le couplage électromagnétique et thermique.

Références bibliographiques

- [1] Wildi. T, 2006. Electrical machines, drives, and power systems. 6th edition, New Jersey: Pearson Education.
- [2] Electrical Apparatus Service Association, 2000. Principles of Large AC Motors, Missouri, EASA.
- [3] Bertin. Y, Mai 1999. Refroidissement des machines électriques tournantes, techniques de l'Ingénieur, traité Génie électrique, D3460, pp. 1-20.
- [4] Mariia Polikarpova, 2014. Liquid cooling solutions for rotating permanent magnet synchronous machines, Thesis for the degree of Doctor of Science (Technology), Acta Universitatis Lappeenrantaensis.
- [5] Taylor. G. I, 1923. Stability of a viscous liquid contained between two rotating cylinders, Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, 223, pp. 289-343.
- [6] Couette. M. M, 1890. Études sur le frottement des liquides, Ann. de Chim. Phys. 6, Ser. 21, pp. 433-510.
- [7] Mallock. A, 1896. Experiments on fluid viscosity. Phil. Trans. Roy. Soc. London. A183, pp. 41–56.
- [8] Chandrasekhar. S, 1961. Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability, Dover, New York, pp. 272-381.
- [9] Drazin. P. G, Reid. W. H, 2004. Hydrodynamic stability, Cambridge University Press, 2nd Ed, Cambridge, England, pp. 69-123.
- [10] Chossat. P, Looss. G, 1994. The Couette-Taylor Problem, Springer-Verlag, New York.
- [11] Cagnet. G, 1984. Les étapes vers la turbulence dans l'écoulement de Taylor-couette entre cylindres coaxiaux. Journal de Mécanique théorique et appliqué, pp. 7-44.
- [12] Davey. A, Di Prima. R. C, Stuart. J.T, 1968. On the instability of Taylor vortices, J. Fluid Mech, 31(1), pp. 17–52.
- [13] Grossmann. S, Lohse. D, Sun. C, 2016. High-Reynolds Number Taylor-Couette Turbulence, Annual review of fluid mechanics, 48, pp. 53-80.
- [14] Wang. W, Li. B. W, 2015. Effects of optical parameters on fluid flow and heat transfer of participating fluid between two vertical coaxial rotating cylinders, International Journal of Heat and Mass Transfer, 90, pp. 167-179.
- [15] Lopez. J. M, Marques. F, Avila. M, 2015. Conductive and convective heat transfer in fluid flows between differentially heated and rotating cylinders, International Journal of Heat and Mass Transfer, 90, pp. 959-967.

Références bibliographiques

- [16] Monfared. M, Shirani. E, Salimpour. M. R, Aloui. F, 2016. Numerical and experimental study on the flow history effects of axial flow on the Couette-Taylor flow, *Acta Mechanica*, 227, pp. 1-12.
- [17] 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.
- [18] Coles. D, 1965. Transitions in circular Couette flow. *J. Fluid Mech*, 21, pp. 385–425.
- [19] Fenstermacher. P.R, Swinney. H.L, Gollub. J.P, 1979. Dynamical instabilities and the transition to chaotic Taylor vortex flow. *J Fluid Mech*, 94, pp. 103–127.
- [20] Andereck. C. D, Liu. S. S, Swinney. H. L, 1986. Flow regimes in a circular Couette system with independently rotating cylinders, *Journal of Fluid Mechanics*, 164 (3), pp. 155-183.
- [21] Nemri. M, Charton. S, Climent. E, 2016. Mixing and axial dispersion in Taylor–Couette flows: the effect of the flow regime, *Chemical Engineering Science*, 139, pp. 109-124.
- [22] Kang. C, Yang. K. S, Mutabazi. I, 2015. Thermal effect on large-aspect-ratio Couette–Taylor system: numerical simulations, *Journal of Fluid Mechanics*, 771, pp. 57-78.
- [23] Ball. K. S, Farouk. B, 1987. On the development of Taylor vortices in a vertical annulus with a heated rotating inner cylinder, *Int. J. Numer. Methods Fluids*, 7, pp. 857–867.
- [24] Ball. K. S, Farouk. B, 1988. Bifurcation phenomena in Taylor–Couette flow with buoyancy effects, *J. Fluid Mech*, 197, pp. 479–501.
- [25] Ball. K. S, Farouk. B, 1989. A flow visualization study of the effects of buoyancy on Taylor vortices, *Phys. Fluids A*, 1, pp. 1502–1507.
- [26] Goldstein. S, 1937. The stability of viscous fluid flow between rotating cylinders. *Cambridge Philosophical Society*, 33, pp. 41-61.
- [27] Kaye. J, Elgar. E, 1958. Modes of adiabatic and diabatic fluid flow in an annulus with an inner rotating cylinder, *Transactions of the ASME American Society of Mechanical Engineers*, 80, pp. 753-765.
- [28] Gazley. C, 1958. Heat transfer characteristics of the rotational and axial flow between concentric cylinders. *Transactions of the ASME American Society of Mechanical Engineers*, 80, pp. 79-90.

Références bibliographiques

- [29] Tachibana. F, Fukui. S, 1964. Convective heat transfer of the rotational and axial flow between two concentric cylinders. Bulletin of the Japan Society of Mechanical Engineers, 7 (26), pp. 385-391.
- [30] Kuzay. T. M, Scott. C. J, 1977. Turbulent heat transfer studies in annulus with inner cylinder rotation. Transactions of the ASME American Society of Mechanical Engineers, International Journal of Heat & Mass Transfer, 99, pp. 12-19
- [31] Gardiner. S, Sabersky. R, 1978. Heat transfer in an annular gap. International Journal of Heat and Mass Transfer, 21, pp. 1459–1466.
- [32] Coney. J, Simmers. D, 1979. A study of fully-developed, laminar, axial flow and Taylor vortex flow by means of shear stress measurements. Journey Mechanical Engineering Science, 21, pp. 19-23.
- [33] Lee. Y, Minkowycz. W, 1989. Heat transfer characteristics of the annulus of two coaxial cylinders with one cylinder rotating. International journal of heat and mass transfer, 32(4), pp. 711–721.
- [34] Childs. P, Turner. A. B, 1994. Heat transfer on the surface of a cylinder rotating in an annulus at high axial and rotational Reynolds numbers. In Proc. 10th International Heat Transfer Conference. Brighton, pp. 13–18.
- [35] Jalil. J.M, Hanfash A. J. O, Abdul-Mutaleb. M. R, 2016. Experimental and numerical study of axial turbulent fluid flow and heat transfer in a rotating annulus, Arab. J. Sci. Eng. 41(5), pp. 1857–1865.
- [36] Bjorklund. I. S, Kays. W. M, 1959. Heat transfer between concentric rotating cylinders, Journal of Heat Transfer, pp. 175-186.
- [37] Becker. K. M, Kaye. J, 1962. Measurements of adiabatic flow in an annulus with an inner rotating cylinder, Journal of Heat Transfer, pp. 97-105.
- [38] Aoki. H, Nohira. H, Arai. H, 1967. Convective heat transfer in an annulus with an inner rotating cylinder, bulletin of JSME, 10, pp. 523-532.
- [39] Ball. K. S, Farouk. B, Dixit. V. C, 1989. Experimental study of heat transfer in a vertical annulus with a rotating inner cylinder, International Journal of Heat and Mass Transfer, 32(8), pp. 1517-1527.
- [40] Simmers. D. A, Coney. J. E. R, 1979. A Reynolds analogy solution for the heat transfer characteristics of combined Taylor vortex and axial flows, International Journal of Heat

Références bibliographiques

- and Mass Transfer, 22, pp. 679-689.
- [41] Hayase. T, Humphrey. J, Greif. R, 1992. Numerical calculation of convective heat transfer between rotating coaxial cylinders with periodically embedded cavities, *Journal of Heat transfer*, 114, pp. 589-597.
- [42] Bouafia. M, Bertin. Y, Saulnier. J. B, Robert. P, 1998. Analyse expérimentale des transferts de chaleur en espace annulaire étroit et rainuré avec cylindre intérieur tournant, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 41(10), pp. 1279-1291.
- [43] Bouafia. M, Ziouchi. A, Bertin. Y, Saulnier. J. B, 1999. Etude expérimentale et numérique des transferts de chaleur en espace annulaire sans débit axial et avec cylindre intérieur tournant, *International Journal of Thermal Sciences*, 38, pp. 547-559.
- [44] Eiamsa-Ard. S, Promvonge. P, 2009. Thermal characteristics of turbulent rib-grooved channel flows, *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 36, pp. 705-711.
- [45] Zheng.N, Liu.P, Shan.F, Liu.Z, Liu.W, 2006. Heat transfer enhancement in a novel internally grooved tube by generating longitudinal swirl flows with multi-vortexes, *Applied Thermal Engineering*, 95, pp.421-432.
- [46] Peres. I, Ziouchi. A, Bertin. Y, 1994. Caractérisation des échanges de chaleur dans un espace annulaire encoché ou lisse avec le cylindre intérieur tournant, *Congrès SFT 1994*, pp. 170-177.
- [47] Sommerer. Y, Lauriat. G, 2001. Numerical study of steady forced convection in a grooved annulus using a design of experiments, *Journal of heat transfer*, 123, pp. 837-848.
- [48] Kuosa. M, Sallinen. P, Reunanen. A, Backman. J, Larjola. J, Koskelailen. L, 2005. Numerical and Experimental Modelling of Gas Flow and Heat Transfer in the Air Gap of an Electric Machine. Part II: Grooved Surfaces, *Journal of Thermal Science*, 14, pp. 48-55.
- [49] Gilchrist. S, Ching. C. Y, Ewing. D, 2005. Heat transfer enhancement in axial Taylor-Couette Flow, in: *ASME 2005 Summer Heat Transfer Conference collocated with the ASME 2005 Pacific Rim Technical Conference and Exhibition on Integration and Packaging of MEMS, NEMS, and Electronic Systems*, The American Society of Mechanical Engineers,1, pp. 227-233.
- [50] Jeng. T, Tzeng. S. C, Lin. C. H, 2007. Heat transfer enhancement of Taylor–Couette–Poiseuille flow in an annulus by mounting longitudinal ribs on the rotating inner cylinder. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 50(1-2), pp. 381–390.

Références bibliographiques

- [51] Fénot. M, Dorignac. E, Giret. A, Lalizel. G, 2013. Convective heat transfer in the entry region of an annular channel with slotted rotating inner cylinder, *Applied Thermal Engineering*, 54(1), pp. 345-358.
- [52] Dellil. A. Z, Azzi. A, 2013. Numerical investigation of the heat transfer in an annulus cylindrical space, *MECHANIKA*. 19 (1), pp. 25-32.
- [53] Zhu. X, Ostilla-Mónico. R, Verzicco. R, Lohse. D, 2016. Direct numerical simulation of Taylor–Couette flow with grooved walls: torque scaling and flow structure, *Journal of Fluid Mechanics*, 794, pp. 746-774.
- [54] Abou-Ziyan. H. Z, Helali. A. H. B, Selim. M. Y, 2016. Enhancement of forced convection in wide cylindrical annular channel using rotating inner pipe with interrupted helical fins, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 95, pp. 996-1007.
- [55] Nouri-Borujerdi. A, Nakhchi. M. E, 2017. Optimization of the heat transfer coefficient and pressure drop of Taylor-Couette-Poiseuille flows between an inner rotating cylinder and an outer grooved stationary cylinder, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 108. pp. 1449–1459.
- [56] Lancial. N, Torriano. F, Beaubert. F, Harmand.S, Rolland.G, 2017. Taylor-Couette-Poiseuille flow and heat transfer in an annular channel with a slotted rotor, *International Journal of Thermal Sciences*, 112, pp. 92-103.
- [57] Nouri-Borujerdi. A, Nakhchi. M. E, 2018. Friction factor and Nusselt number in annular flows with smooth and slotted surface, *Heat and Mass Transfer*, 55 (3), pp. 645-653.
- [58] Nouri-Borujerdi. A, Nakhchi. M. E, 2018. Experimental study of convective heat transfer in the entrance region of an annulus with an external grooved surface. *Exp Thermal Fluid Sci*, 98, pp. 557-562.
- [59] Smagorinsky. J, 1963. General circulation experiment with the primitive equations I. the basic experiment. *Mon. Weather Rev* .91 (3), pp. 99-164.
- [60] Zhiyin. Y, 2015. Large-eddy simulation: Past, present and the future, *Chinese Journal of Aeronautics*, 28(1), pp. 11-24.
- [61] Dellil Ahmed Zineddine, 2005. Investigation numérique du transfert de chaleur par convection forcée sur une paroi ondulée, thèse de doctorat d'état, Université des Sciences et de la Technologie d'Oran Mohamed BOUDIAF.

Références bibliographiques

- [62] Reynolds. O, 1895. On the dynamical theory of incompressible flows viscous fluids and the determination of the criterion, Philosophical Transactions of the Royal Society of London, 186, pp. 123-64.
- [63] Jiyuan. T, Guan. H. Y, Chaoqun. L, 2007. Computational Fluid Dynamics- A Practical Approach, pp. 65. ISBN: 978-0-7506-8563-4.
- [64] Boussinesq. J, 1878. Essai sur la théorie des eaux courantes, Journal de mathématiques pures et appliquées, (4), pp. 335-376.
- [65] Fluent. April 2009, ANSYS FLUENT 12.0 Theory Guide, ANSYS Inc., Sections 18.1.1 and 18.1.2
- [66] Spalart. P. R, Allmaras, S. R, 1992. A one-equation turbulence model for aerodynamic flows, AIAA Paper 92-0439.
- [67] Wilcox. D. C, 1993. Turbulence Modeling for CFD, DCW Industries, California.
- [68] 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.
- [69] Patankar. S. V, 1980. Numerical heat transfer and fluid flow, Mc-Graw Hill, New York.
- [70] ANSYS FLUENT, 2012. Theory Guide, ANSYS, Inc., Canonsburg, Release 14.5.
- [71] ANSYS FLUENT, 2006. Solver Setting, Introductory FLUENT Training.
- [72] Augusto Bronschlegell, 2012. Optimisation aérothermique d'un alternateur à pôles saillants pour la production d'énergie électrique décentralisée. Thèse de doctorat, Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambresis.
- [73] Théodore Wildi, Gilbert Sybille, septembre 2005. Electrotechnique. De Boeck, 4e édition édition., ISBN 9782804148928.
- [74] Dellinger. J. H, 1910. The temperature coefficient of resistance of copper, Journal of the Franklin Institute, 170 (3), pp. 213-216.
- [75] Mats Alaküla, Per Karlsson, Power Electronics-Devices, Converters, Control and application, Department of Industrial Electrical Engineering and Automation, Lund University.
- [76] Edward Price, 2006. Magnetic dipoles, hysteresis and core losses, pp. 5.
- [77] Mohan. N, Undeland. T, Robbins. W. P, 1995. Power Electronics: Converters, Applications, and Design, 2nd edition, John Wiley and Sons, Inc., New York, USA.

Références bibliographiques

- [78] Zhe Huang, 2013. Thermal Design of Electrical Machines, Investigation and Evaluation of Cooling Performances, Licentiate Thesis, Department of Measurement Technology and Industrial Electrical Engineering, Lund University.
- [79] Aurélie Fasquelle, 2007. Contribution à la modélisation multi-physique : électro-vibro-acoustique et aérothermique de machines de traction. Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lille, France.
- [80] Boussetoua Mohammed, 2012. Contribution à l'étude et à la conception d'une machine synchrone à flux transverse destinée au dégivrage d'aéronefs en cours de vol, thèse de doctorat en ingénierie, université du québec à chicoutimi.
- [81] Sundén. B, 2012. Introduction to Heat Transfer, WIT Press, Southhampton.
- [82] Jan Rune Nilssen, 2007. Thermal analysis of a cooling system using forced convection, The Norwegian Defense Research Establishment (NDRE).
- [83] Çengel, Yunus A, 2007. Introduction to thermodynamics and heat transfer, 2nd edition, McGraw-Hill Science/Engineering/Math, pp. 589.
- [84] Yew Chuan Chong, 2015. Thermal Analysis and Air Flow Modelling of Electrical Machines. phd thesis, The University of Edinburgh .
- [85] Siemens AG, 2017. Three-Phase Induction Motors SIMOTICS HV, SIMOTICS TN Series H-compact Series H-compact PLUS, SIMOTICS HV M (Modular) Catalog D84.1.
- [86] Bassel Assaad, 2015. Contribution à la prise en compte des aspects thermiques des machines électriques dans un environnement mécatronique, thèse de doctorat, Centre Technique des Industries Mécaniques, Université de Technologie de Compiègne.
- [87] Arti Kaushik, 2016. Critical Evaluation of Four Differencing Schemes for A Steady Convection Diffusion Problem, Research Journal of Mathematical and Statistical Sciences, 4(2), pp. 6-12.
- [88] Launder. B. E, Spalding. D. B, 1974. The numerical computation of turbulent flows, Computer Meth. in Applied Mechanics and Eng, 3, pp. 269-289.
- [89] Spalding. D. B, 1972. A Novel Finite-difference Formulation for Differential Expression
- [90] Azzi Abbès. Méthodes numériques appliquées aux calculs des écoulements et du transfert de chaleur, problème de convection-diffusion, pp. 41-52.
- [91] Leonard. B. P, 1979. A stable and accurate convective modeling procedure based on quadratic upstream interpolation. Comput. Methods Appl. Engrg, 19, pp.59-98.

Théorie et comportement thermique des alternateurs synchrones

A.1 Introduction

Les machines synchrones sont les machines les plus utilisées dans les applications à haute puissance, en particulier pour les grands réseaux électriques, tels que les turbo-alternateurs dans le cas des centrales hydroélectriques, les centrales nucléaires pour l'alimentation électrique du réseau. Les moteurs synchrones peuvent être utilisés dans des situations où un entraînement à vitesse constante est nécessaire, utilisé pour les applications haute puissance (navires, avions, les petites éoliennes, etc). Les alternateurs (générateurs synchrones) sont un type de machine électrique tournante capable de transformer l'énergie mécanique en énergie électrique. Ceux-ci sont également connus comme des machines synchrones, en raison de l'égalité entre la fréquence électrique et la fréquence angulaire.

A.2 Éléments de constitution de l'alternateur synchrone

La connaissance des éléments de constitution de ces machines permet de comprendre de quelle façon le système est réalisé. Les éléments principaux de l'alternateur sont les suivants : le stator, le rotor et l'excitatrice:

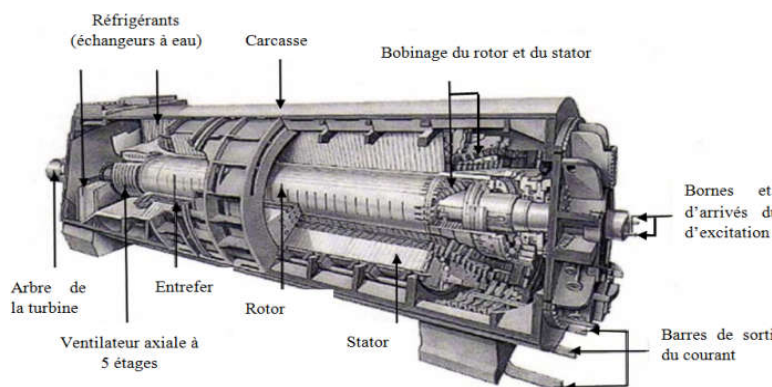


Figure A.1 : Turbo-alternateur



Figure A.2 : Rotor d'alternateur avec des encoches longitudinales

A.2.1 Stator (ou induit)

Le stator, qui désigne la partie fixe de l'alternateur est composé d'un circuit magnétique et d'enroulements. Le circuit magnétique est constitué par un empilement de tôles en fer doux isolées entre elles. L'enroulement est constitué par un ensemble de conducteurs immobilisés dans le circuit magnétique. Ils portent sur sa périphérie trois enroulements

décalés dans l'espace d'un tiers de pas polaire. Les enroulements stator sont le siège d'une f.e.m sinusoïde décalée dans le temps d'un tiers de période (voir Fig. A.3 (b)).

A.2.2 Rotor (ou inducteur)

Le rotor, c'est la partie tournante de l'alternateur. Il est fabriqué en acier forgé et porte un bobinage alimenté en courant continu par un système d'excitation, ce qui a pour effet de créer un champ continu qui tourne à une vitesse définissant la fréquence. Une partie du rotor est formée par des conducteurs logés dans les encoches longitudinales de l'arbre du rotor pour assurer le refroidissement (Fig. A.3 (a)). Une extrémité comporte le plateau d'accouplement côté turbine et l'autre partie comporte la fixation de la partie mobile de l'excitateur à diodes tournantes. Un ventilateur axial à ailettes est monté à chaque extrémité du rotor, ils aspirent l'air provenant des réfrigérants pour le refouler vers le rotor et le stator afin de les refroidir (Fig. A.1).



Figure A.3 : Alternateur de centrale hydraulique :

(a) Rotor ; (b) Stator

A.2.2.1 Type du rotor (inducteur) des alternateurs

Il existe deux types de rotor:

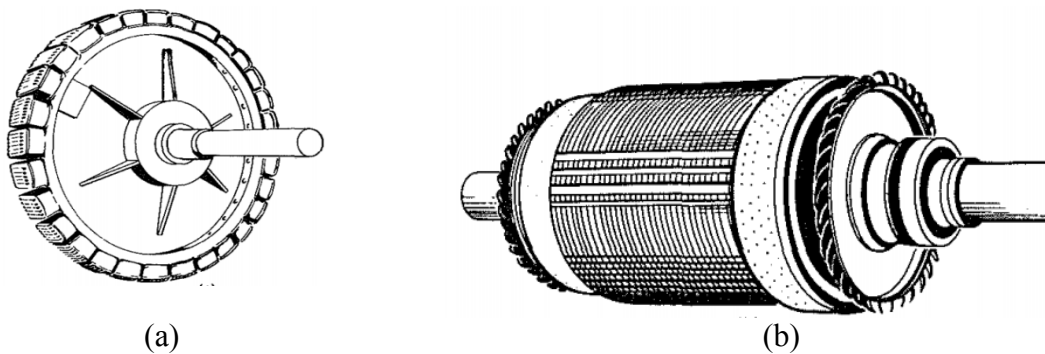


Figure A.4 : Rotor d'alternateur :
(a) Pôle saillant, (b) Pôle lisse

- Les alternateurs de centrales hydrauliques entraînés par des turbines hydrauliques, se caractérisent par l'appellation « d'alternateurs à pôles saillants » (voir Fig. A.4 (a))
- Les alternateurs des centrales thermiques entraînés par des turbines à vapeur ou à gaz, se caractérisent par l'appellation : « d'alternateurs à pôles lisses » ou « les turboalternateurs » (voir Fig. A.4 (b))

A.2.3 Excitatrice

L'excitatrice a pour but de fournir le courant d'excitation aux inducteurs du rotor principal. La principale différence entre les différents types de générateurs synchrones se trouve dans leur système d'alimentation de la source d'excitation en courant continu qui est située dans le rotor. Le champ créé par le rotor principal induit la tension souhaitée mais il doit être capable de varier rapidement lorsque la charge varie brusquement, autrement dit le courant d'excitation doit être ajustable rapidement [72]. Pour cela, on distingue en réalité deux excitatrices sur la machine:

- L'excitatrice principale : elle fournit le courant d'excitation de l'inducteur. Il s'agit de l'alternateur d'excitation
- L'excitatrice pilote : elle fournit le courant d'excitation à l'excitatrice principale. Cette excitatrice est directement reliée à un régulateur capable de détecter de très faibles changements de vitesses et d'ajuster rapidement le courant d'excitation.

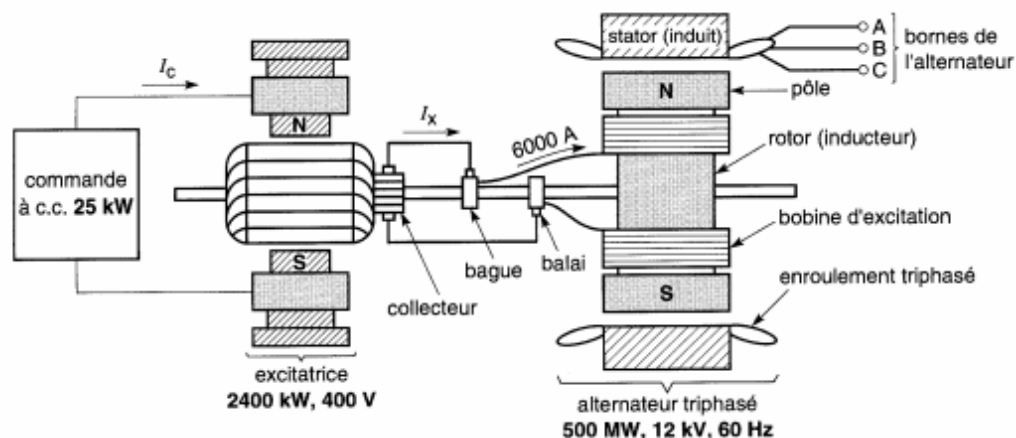


Figure A.5: Schéma présentant le fonctionnement d'un alternateur synchrone [73]

A.3 Principe de fonctionnement

En général, l'alternateur synchrone se compose de deux parties « rotor » et « stator ». La partie rotor est composée de pôles de champ et la partie stator est composée de

conducteurs d'induit. De la rotation des pôles de champ en présence de conducteurs d'induit résulte une tension alternative qui entraîne la génération d'énergie électrique.

La vitesse de rotation de ces alternateurs n'est pas choisie arbitrairement, elle est imposée par la turbine qui entraîne l'alternateur. Cette vitesse est en fonction de la fréquence et du nombre de pôles donnée par :

$$N(tr/mn) = \frac{60 \times f(Hz)}{p(\text{paires de pôles})} \quad (\text{A.1})$$

Où, f est la fréquence du courant alternatif et p indique le nombre de paires de pôles.

Le nombre de paires de pôles est toujours un nombre entier pair.

A.4 Étude de différentes pertes affectant les machines synchrones

Dans la machine électrique, l'énergie électrique est convertie en énergie mécanique. Pendant ce processus, la puissance d'entrée totale n'est pas transformée en puissance de sortie. Une partie de la puissance d'entrée est perdue sous diverses formes. Ces pertes se traduisent toujours par un échauffement qui doit être limité si on ne veut pas détruire les matériaux constituant les différentes parties de la machine. Il existe généralement trois principales catégories de perte d'énergie :

- Pertes par effet Joule (les pertes dans les conducteurs)
- Pertes de fer (les pertes dans le circuit magnétique)
- Pertes mécaniques.

De toutes ces pertes produisent de la chaleur qui augmente donc la température de la machine, ce qui diminue son efficacité.

A.4.1 Pertes par effet Joule dans les enroulements

Les pertes par effet Joule désignent la quantité d'énergie perdue par l'échauffement des enroulements (le courant passant dans les enroulements du stator et dans l'enroulement du rotor produit donc un échauffement des conducteurs).

A.4.2 Calcul des pertes Joule

La densité de courant dans la section d'un conducteur est uniformément répartie si on a un courant continu. Selon la loi d'Ohm, la résistance du conducteur est la valeur de la tension divisée par la valeur du courant. L'inducteur est alimenté en courant continu, la puissance perdue par effet joule dans le circuit d'excitation peut être exprimée comme suit :

$$P_j = R \times I^2 \quad (\text{A.2})$$

La quantité de chaleur dégagée est donnée par l'équation :

$$Q = R \cdot I^2 \cdot t \quad (\text{A.3})$$

La résistance des enroulements varie en fonction de la température. Par conséquent, le coefficient de la température doit être pris en compte si les variations de la température ne peuvent être ignorées.

$$R = R_r \left(1 + \alpha_r (T - T_{ref}) \right) \quad (\text{A.4})$$

α_r est le coefficient de température du matériau

T_{ref} est la température de référence spécifiée. Pour les enroulements de cuivre, α_r est d'environ $0,004 \text{ K}^{-1}$ selon [74]

A.4.3 Pertes fer

Les pertes fer (P_{fer}), qui désignent des pertes dans le circuit magnétique. Elles peuvent être écrites comme étant la somme des pertes d'hystérésis (P_h) et des pertes par courants de Foucault (P_e) tel que représenté ci-dessous :

$$P_{fer} = P_h + P_e \quad (\text{A.5})$$

A.4.3.1 Pertes d'hystérésis (P_h)

Les tôles du circuit magnétique sont parcourues par un champ variable qui fait varier l'alimentation des tôles. Cette variation de l'alimentation provoque un échauffement supplémentaire des tôles.

L'alternateur est réalisé à partir d'un empilage de tôles en matériaux ferromagnétique. Le circuit magnétique a pour but de canaliser le flux magnétique Φ et de présenter le minimum de pertes par hystérésis. La variation du champ H parcouru dans les tôles du circuit magnétique provoque un échauffement supplémentaire des tôles. Ces pertes dépendent de la nature du matériau, de son volume et de son champ magnétique.

Dans certains cas, des expressions empiriques sont données à la place des courbes [75]. La formule de Steinmetz [76] montre l'équation analytique du calcul des pertes d'hystérésis :

$$P_h = k_h \times f^{\partial_1} \times B_m^{\partial_2} \quad (\text{I.6})$$

k_h est le coefficient d'hystérésis

∂_1, ∂_2 sont la constante de perte d'hystérésis dépendant du matériau

Les aimants permanents font partie des matériaux magnétiques durs. Ils sont caractérisés par la courbe $B = f(H)$ appelée cycle d'hystérésis.

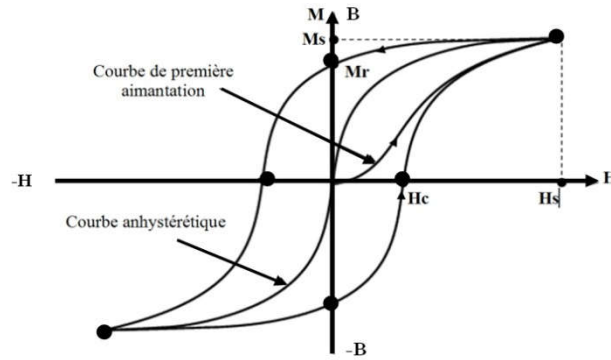


Figure A.6 : Courbe d'hystérésis

A.4.3.2 Pertes par courant de Foucault (P_e)

Les courants de Foucault sont les courants circulants résultant des changements des champs magnétiques dans le matériau du noyau. Lorsqu'un conducteur électrique est placé dans un champ magnétique, un courant perpendiculaire à la section du conducteur est créé et conduit aux pertes par courants de Foucault, comme illustré dans la Figure A.7. Pour cette raison, l'épaisseur de la stratification de l'acier est minimisée pour réduire la quantité de courant de Foucault. De plus, l'acier est allié à des éléments (souvent du silicium) pour réduire davantage les pertes par courants de Foucault.

L'équation (A.7) montre l'équation analytique du calcul de la perte par courant de Foucault des aciers de laminage [77] :

$$P_e = k_e \times f^2 \times B_m^2 \quad (\text{A.7})$$

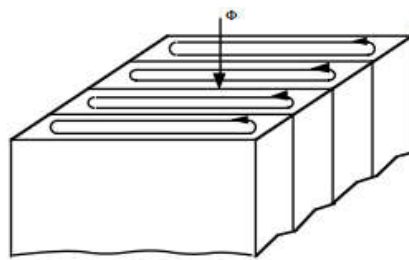


Figure I.7 : Courants de Foucault créés dans des aciers laminés avec différents champs magnétiques

En effet, le flux variable à travers le circuit magnétique crée dans celui-ci comme dans toute masse métallique des courants induits appelés courant de Foucault qui entraîne l'échauffement du circuit magnétique. Ces pertes d'énergie dans le fer dépendent comme, les pertes hystérésis, de la nature du matériau, de son volume, de la fréquence et du champ magnétique. Pour limiter ces pertes, on feuillette le circuit magnétique.

A.4.3.3 Pertes supplémentaires

Il existe des pertes fer supplémentaires qui résultent de la distribution non uniforme des courants induits par le mouvement de la paroi particulièrement dans la profondeur des encoches du stator. Ces courants produisent un échauffement par effet Joule. L'intensité maximale de ces pertes est obtenue dans la proximité des parois [78]. L'équation analytique est exprimée par:

$$P_{excess} = k_e \cdot f^{1.5} \cdot B_m^{1.5} \quad (\text{A.8})$$

A.4.4 Pertes de puissance dans le rotor

Les pertes dans le rotor sont divisées en pertes électromagnétiques dans les tôles et les aimants du rotor, et en pertes mécaniques par frottement. Les pertes électromagnétiques sont liées à la densité et la fréquence du flux. Les pertes par frottement mécanique sont les pertes causées par la rotation de la machine.

A.4.4.1 Pertes mécaniques

Les pertes mécaniques sont les pertes qui sont issues des frottements causées par la rotation de la machine. Il existe des frottements entre solides et des frottements entre solides et fluides.

On distingue trois types de pertes mécaniques qui sont [79]:

- Les pertes aérodynamiques dues au frottement de l'air, en particulier au niveau de l'entrefer,
- Les pertes mécaniques provoquées par frottement dans les paliers ou dans les roulements (figure A.8).
- Les pertes par ventilation de l'alternateur

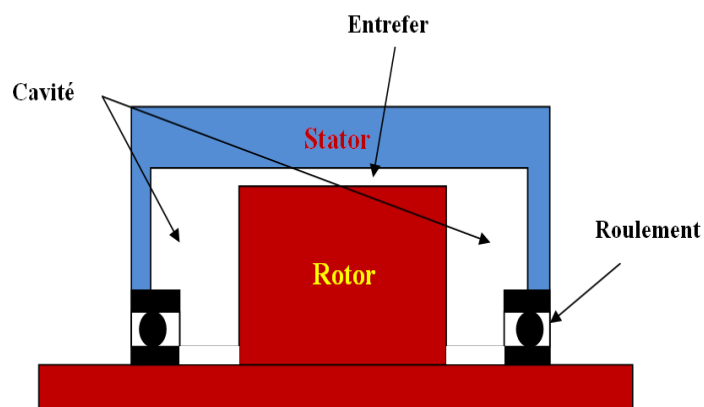


Figure A.8 : Les composants d'une machine électrique

La circulation du fluide (air ou hydrogène) dans les canaux de ventilation du stator et du rotor est produite au moyen de deux ventilateurs calés sur l'arbre du rotor de part et d'autre des extrémités du stator pour évacuer la chaleur produite par les pertes de l'alternateur, donc plus la puissance débitée par l'alternateur est grande, plus la ventilation doit être énergique. Ces pertes sont donc proportionnelles à la puissance débitée par l'alternateur et par la densité du fluide employé.

A.4.5 Bilan énergétique

Les machines synchrones sont le siège de plusieurs pertes dans le circuit magnétique et électrique, qui se traduisent par une augmentation inacceptable de la température.

La Figure ci-dessous présente les transferts de puissance dans une machine synchrone en prenant en considération les pertes les plus importantes, qui sont:

- les pertes mécaniques au niveau du rotor
- les pertes Joule dans le circuit d'excitation
- les pertes fer dans le stator
- les pertes Joule dans le circuit d'induit

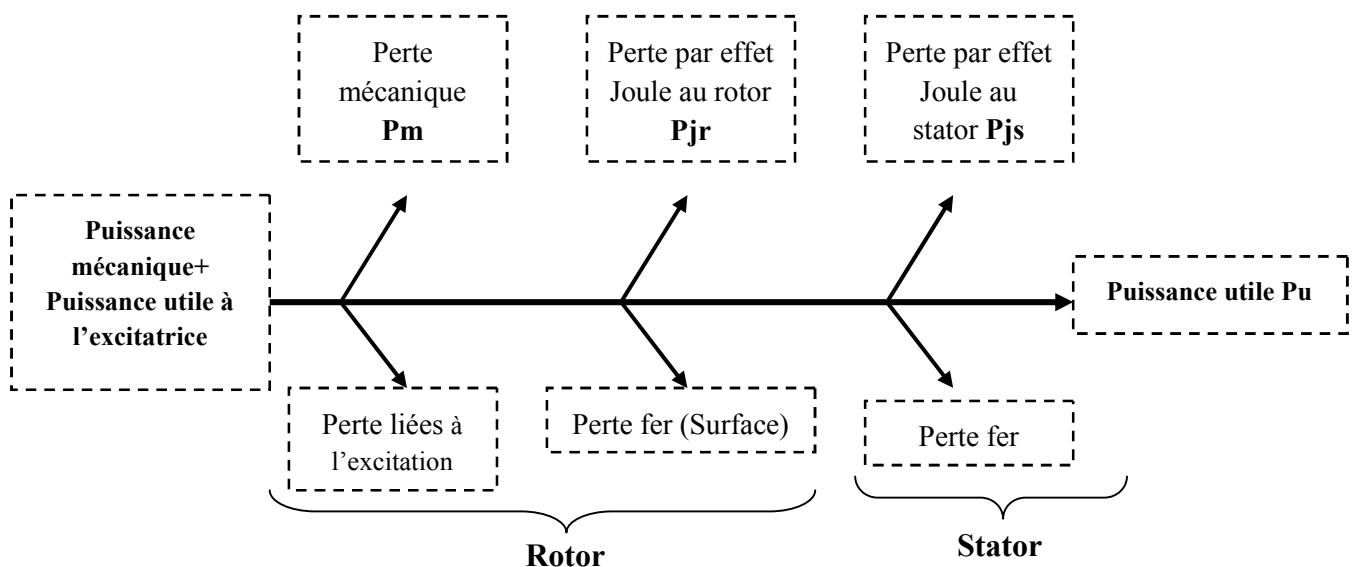


Figure A.9 : Transfert de puissance dans une machine synchrone (Alternateur)

A.4.5.1 La puissance absorbée

Pour entraîner l'alternateur, il faut lui fournir la puissance mécanique suivante :

$$P_m = T_m \Omega \quad (\text{A.9})$$

T_m est le moment du couple utile [N.m]

Ω la vitesse angulaire de l'arbre du moteur [rad.s⁻¹]

L'alimentation de l'excitation absorbe la puissance :

$$P_{ex} = u_E \cdot i_E \quad (\text{A.10})$$

Si l'alternateur est auto-excité ou à aimant permanent :

$$P_{ex} = 0$$

La puissance absorbée est donc égale à :

$$P_a = P_m + P_{ex} \quad (\text{A.11})$$

$$P_a = 2 \pi N T_m + u_E \cdot i_E \quad (\text{A.12})$$

A.4.5.2 Les pertes par effet Joule au stator

Lorsqu'un conducteur est parcouru par un courant électrique, il chauffe et dégage une certaine quantité de chaleur. Cette puissance perdue par échauffement est appelée pertes Joule [80]. Si R est la résistance mesurée entre deux bornes du stator.

$$P_{jrs} = \frac{3}{2} R I^2 \quad (\text{A.13})$$

P_{jrs} : Pertes joule au stator [W]

Si R est la résistance d'une phase du stator et I l'intensité en ligne :

$$P_{jrs} = 3 R I^2 \quad (\text{A.14})$$

A.4.5.3 Les pertes par effet Joule dans l'inducteur

$$P_{ex} = u_E \cdot i_E \quad (\text{A.15})$$

A.4.5.4 Les pertes dites P_c « pertes constantes »

Ces pertes sont déterminées lors de l'essai à vide et représentent les pertes mécaniques et magnétiques de l'alternateur.

A.4.5.5 Rendement

Le rendement du moteur asynchrone est défini par :

$$\eta = \frac{P_u}{P_a} = \frac{\text{puissance utile}}{\text{puissance absorbé}} = \frac{U I \sqrt{3} \cos\varphi}{U I \sqrt{3} \cos\varphi + u_E \cdot i_E + \frac{3}{2} R I^2 + P_c} \quad (\text{A.16})$$

$\cos\varphi$: facteur de puissance

A.5 Modes de transferts de la chaleur dans les machines synchrones

Lors de la rotation d'une machine électrique, il y a une certaine quantité d'énergie libérée en trois modes de transfert (par conduction thermique, convection et rayonnement), ce que l'on appelle la dissipation thermique (Figure B.10).

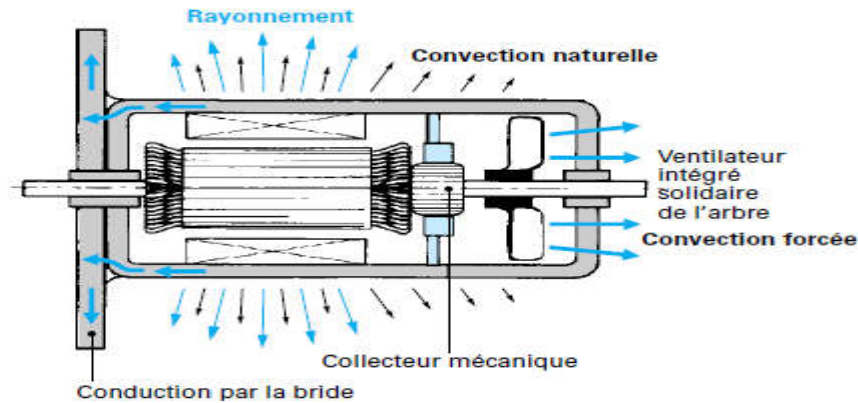


Figure B.10 : Modes de refroidissement [3]

A.5.1 Transmission de la chaleur par conduction

La conduction thermique est un processus par lequel la chaleur se diffuse à travers des corps solides. Le flux de chaleur [W.m^{-2}] s'écrit :

$$q = -\lambda \frac{\partial T}{\partial n} \quad (\text{A.17})$$

Le transfert de chaleur par conduction se trouve dans toutes les parties solides de l'alternateur et surtout au niveau de l'encoche.

Où λ est définie comme la conductivité thermique [$\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$]

$\frac{\partial T}{\partial n}$ est le gradient de température dans la direction du vecteur normal de surface.

Le signe négatif signifie que la chaleur est toujours transférée d'une région à haute température à une autre région à basse température [81].

Pour des matériaux homogènes, c'est-à-dire à la conductivité thermique est identique dans toutes les directions, l'équation générale de conduction de la chaleur dans le solide peut être écrite :

$$\underbrace{\frac{\partial T}{\partial t}}_{\text{Gradient de la température}} = \underbrace{\frac{\lambda}{\rho c} \left\{ \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right\}}_{\text{La diffusion}} + \underbrace{\frac{Q'}{\rho c}}_{\text{La production de chaleur interne}} = \frac{\lambda}{\rho c} \nabla^2 T + \frac{Q'}{\rho c} \quad (\text{A.18})$$

Où $\frac{\partial T}{\partial t}$ est le gradient de température par rapport au temps.

$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}$ sont les dérivées partielles du second ordre dans les directions x, y et z.

Q' est le taux de génération de chaleur [W.m^{-3}].

$\frac{\lambda}{\rho c}$ est la diffusivité thermique exprimée en [$\text{m}^2.\text{s}^{-1}$].

A.5.2 Transmission de chaleur par convection

La convection thermique représente les échanges thermiques aux frontières du système entre un corps solide et un fluide en mouvement. La convection peut être divisée en deux types, appelés convection forcée et convection naturelle. Si le mouvement du fluide est causé par une pompe, un ventilateur, et un compresseur ou d'autres forces externes, la convection est dite forcée. Sinon, si le mouvement du fluide est causé par des différences de densité, dues aux différences de température, cette convection est dite naturelle. Les approches de convection forcée telles que le refroidissement par ventilation, le refroidissement par liquide, etc. doivent être impliquées dans le refroidissement des machines électriques.

Si l'on considère un corps ayant une conductivité thermique très élevée et que ce corps est chauffé ou refroidi par convection, la température dans le corps sera presque uniforme. Le bilan thermique peut être écrit :

$$\rho c V \frac{dT}{dt} = -h_f A (T_s - T_{vf}) \quad (\text{A.19})$$

h_f est le coefficient de transfert de chaleur

A est la surface du solide en contact avec le fluide et V est son volume.

Si $\theta = T_s - T_{vf}$ est introduit, alors l'équation (A.19) peut être écrite :

$$\frac{d\theta}{dt} + \frac{h_f A}{\rho c V} \theta = 0 \quad (\text{A.20})$$

La solution à l'équation (A.20) est :

$$\theta = C_1 e^{-\frac{h_f A}{\rho c V} t} \quad (\text{A.21})$$

Avec une condition initiale $T_s = T_0$, c'est-à-dire, $\theta = \theta_0 = T_0 - T_{vf}$ à $t=0$, l'équation (A.21) donne :

$$\theta = \theta_0 e^{-\frac{h_f A}{\rho c V} t} \quad (\text{A.22})$$

Ainsi, le coefficient d'échange h se détermine à partir de plusieurs variables, il dépend de la géométrie et de la nature du régime de l'écoulement, de la vitesse et des paramètres thermo physiques [42] [79].

Dans l'analyse convective [82], le coefficient de transfert de chaleur h est souvent exprimé par :

$$h = \frac{\lambda_f}{D_h} Nu \quad (\text{A.23})$$

Où :

Nu : Le nombre de Nusselt

λ_f : La conductivité thermique du fluide (l'air)

D_h : Le diamètre hydraulique

$$D_h = \frac{4S}{P} \quad (\text{A.24})$$

Le calcul usuel du diamètre hydraulique pour un rotor encoché est donné par [56] :

$$D_h = 2 \frac{\pi(R_2^2 - R_1^2) - nlp}{\pi(R_2 + R_1) + np} \quad (\text{A.25})$$

S : est la section de passage.

P : est le périmètre mouillé.

A.5.3 Transmission de chaleur par rayonnement

Le rayonnement thermique est un type de radiations électromagnétiques. C'est le terme le plus difficile à trouver empiriquement ou à calculer mathématiquement parmi les trois modes de dissipation thermique.

La loi de Stefan-Boltzmann décrit le rayonnement d'un corps noir comme indiqué ci-dessous :

$$E_B = \sigma T^4 \quad (\text{A.26})$$

E_B est le pouvoir émissif total d'un corps noir [W.m^{-2}] et T est la température de surface.

Le constant $\sigma = 5.67.10^{-8} \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-4}$ [77]

Un corps ou une surface ayant une émissivité constante, c'est-à-dire, indépendant de la longueur d'onde, est appelé un corps gris. Pour un corps gris, le rayonnement thermique est illustré par l'équation ci-dessous :

$$E_G = \varepsilon \sigma T^4 \quad (\text{A.27})$$

Où E_G est la puissance émissive totale (Emittance) d'un corps gris, ε est l'émissivité. L'émissivité pour différents matériaux peut être trouvée dans [83].

Les flux radiatifs sont relativement complexes à écrire et dépendent fortement de la configuration étudiée. Par exemple, dans le cas d'un entrefer d'un moteur électrique [8,79], le flux échangé entre le rotor et le stator peut s'exprimer de la manière suivante :

$$\Phi_{r \leftrightarrow s} = \frac{S_r \cdot \sigma (T_r^4 - T_s^4)}{\frac{1 - \varepsilon_r}{\varepsilon_r} + \frac{1}{F_{rs}} + \frac{1 - \varepsilon_r S_r}{\varepsilon_s S_s}} \quad (\text{A.28})$$

Où : S_r et S_s sont les surfaces respectives du rotor et du stator.

T_r et T_s sont les températures respectives du rotor et du stator.

σ est la constante de Stefan-Boltzmann ($\sigma = 5,67.10^{-8} \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-4}$).

ε_r et ε_s sont les émissivités respectives du rotor et du stator.

F_{rs} est le facteur de forme entre le rotor et le stator. C'est un nombre sans dimension qui

représente la fraction du flux total hémisphérique du rotor qui atteint le stator. Dans le cas d'un entrefer de faible épaisseur et de longueur importante, on peut considérer que le facteur de forme Frs vaut 1, autrement dit que tout ce qui est émis du rotor atteint le stator.

Moyens de refroidissement des machines synchrones

B.1 Introduction

Cette section présente diverses solutions pour l'amélioration du transfert de chaleur dans les machines synchrones. Le refroidissement naturel n'est pas suffisant pour dissiper la grande quantité de chaleur produite dans les machines. Dans le système de refroidissement à air forcé, l'air circule dans la machine de façon à ce qu'une plus grande quantité d'air passe à travers la surface pour qu'une grande quantité de chaleur soit dissipée. Le système de ventilation à circuit fermé [43] est utilisé pour un meilleur refroidissement du générateur synchrone. Dans le système fermé propre, l'air chaud de l'alternateur est refroidi par un échangeur de chaleur refroidi à l'eau et forcé à travers l'alternateur par des ventilateurs.

B.1.1 Rôle de refroidissement dans les machines synchrones

- ✓ Le refroidissement est essentiel pour la productivité des machines.
- ✓ Rend le rendement de la machine stable.
- ✓ Augmenter l'efficacité, évaluation de la machine.
- ✓ Augmente la longévité des machines, maintient l'opération sûre.
- ✓ Protège les parties internes de la machine contre les dommages thermiques.

B.2 Les types de refroidissement des machines synchrones

La méthode de refroidissement dépend de l'application et de la topologie de la machine. On distingue plusieurs types de refroidissement des machines synchrones :

B.2.1 Refroidissement automatique

Pour les machines à refroidissement automatique (les machines fermées), il y a un ventilateur à l'extrémité de la machine (Figure B.1), aspirant l'air ambiant pour le faire passer sur les ailettes du boîtier. Certaines machines à refroidissement automatique ont également un ventilateur interne qui fait circuler l'air à l'intérieur des machines pour échanger la chaleur de l'intérieur vers le boîtier [84]. Les ventilateurs internes et externes sont montés sur l'arbre de la machine. Comme la puissance de refroidissement est fixée par la vitesse du ventilateur, la méthode auto-refroidie ne convient pas aux machines qui nécessitent des pressions de pompage plus élevées, et aux machines à vitesse de fonctionnement variable.

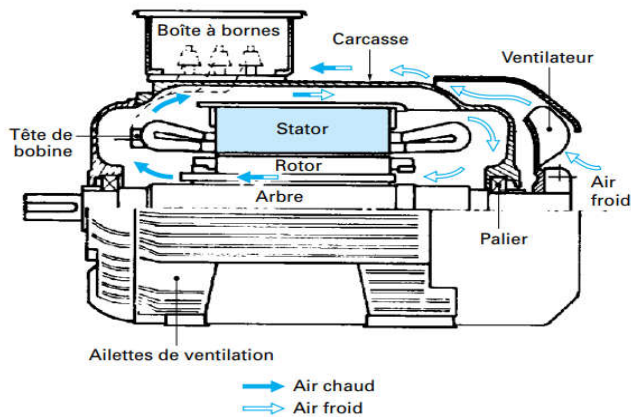


Figure B.1 : Circuit de ventilation d'un moteur fermé [3]

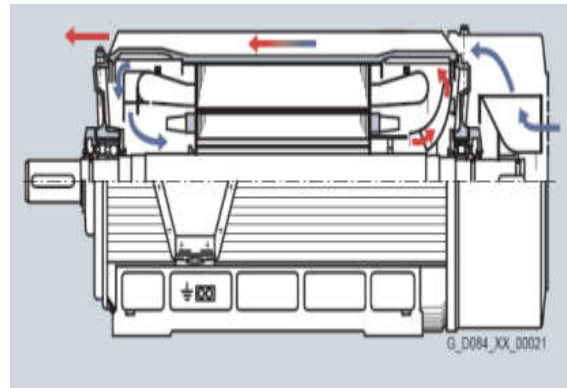


Figure B.2 : Auto-refroidissement[85]

B.2.2 Le Refroidissement par convection forcée

Cette méthode devient le moyen de refroidissement le plus efficace d'un point de vue thermique pour les machines électriques parce qu'il y a un ventilateur externe qui est entraîné séparément et tourne avec la rotation de la machine (Figure B.3). La différence de pression générée par le ventilateur est contrôlée et donc fournit la puissance de refroidissement requise pour les applications à vitesse réglable.

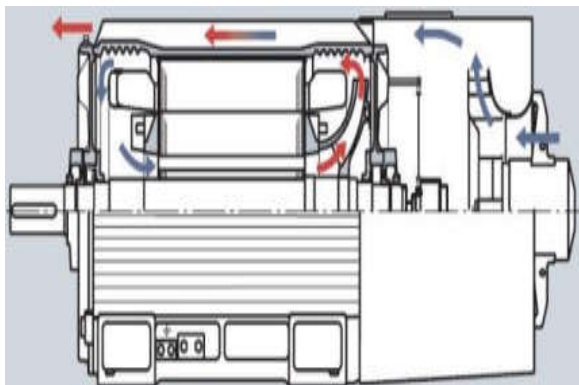


Figure B.3 : Refroidissement par convection forcée [85].

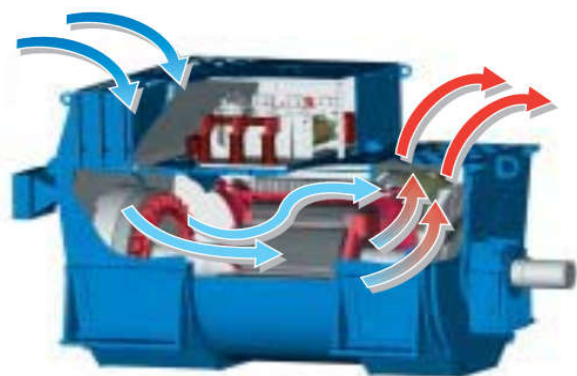


Figure B.4 : Refroidissement par convection forcée pour le cas d'un alternateur synchrone

B.2.3 Refroidissement avec un échangeur de chaleur air-air

Un échangeur de chaleur air-air est un dispositif permettant d'augmenter la surface d'échange thermique. Les machines à haute puissance ont un gros échangeur de chaleur qui se trouve au-dessous de la machine pour refroidir la partie chauffante. Le circuit d'air de refroidissement interne est important pour assurer une répartition uniforme de la température dans les zones actives car le rotor n'a pas de contact direct avec le stator (Figure B.6).

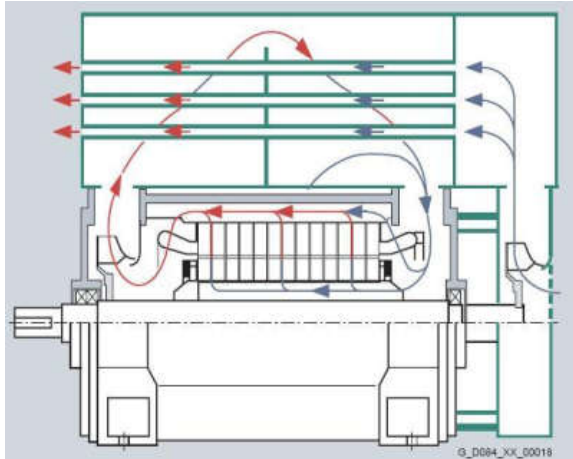


Figure B.5 : *Échangeur de chaleur air-air*

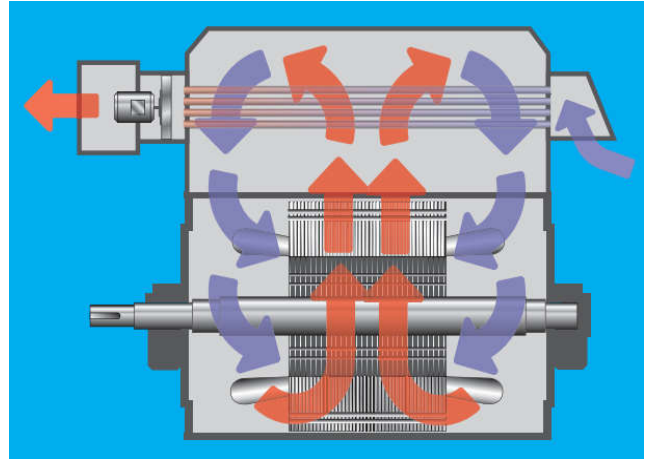


Figure B.6 : *Échangeur de chaleur air-air pour le cas d'un alternateur synchrone*

B.2.4 La ventilation par circulation d'air

La ventilation par circulation d'air (Figure B.7) est une méthode de refroidissement très efficace. Contrairement aux machines refroidies par ventilateur totalement fermées, l'air de refroidissement des machines ventilées a un contact direct avec les parties génératrices de chaleur telles que les enroulements du stator et du rotor, les aimants, etc. En raison des différences de température entre l'air de refroidissement et la surface de chaleur. La ventilation par circulation d'air améliore considérablement le transfert de chaleur, ce qui répond aux besoins de refroidissement des grandes machines électriques. Cependant, cette méthode est inappropriée pour les machines électriques qui fonctionnent dans des environnements corrosifs et explosifs, et à la machine a besoin de protection contre les contaminations.

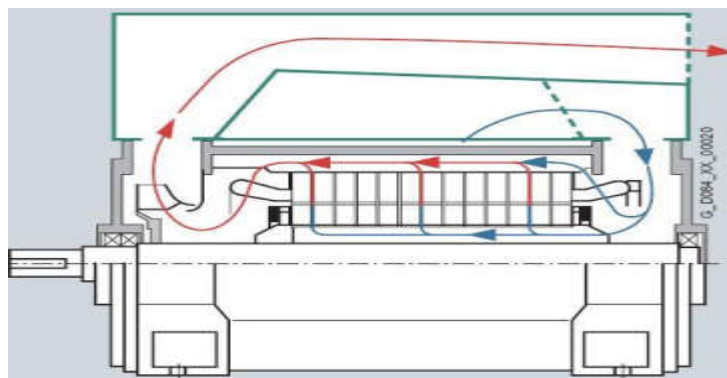


Figure B.7 : *Ventilation par circulation d'air [85].*

B.2.5 Le refroidissement par chemise d'eau

Le refroidissement par chemise d'eau est une solution de refroidissement attrayante pour les machines électriques parce que les propriétés physiques de l'eau en font un fluide beaucoup plus efficace pour le transfert de chaleur. Les machines refroidies par chemise d'eau ont des rainures en spirale dans le boîtier pour permettre à l'eau de circuler autour la machine et d'évacuer la chaleur (Figure B.8). Puisque le refroidissement à l'eau est limité seulement au conduit d'eau, il est aidé par le refroidissement par l'air circulant intérieurement pour assurer une distribution uniforme de la température dans les parties actives notamment celle des bobines.

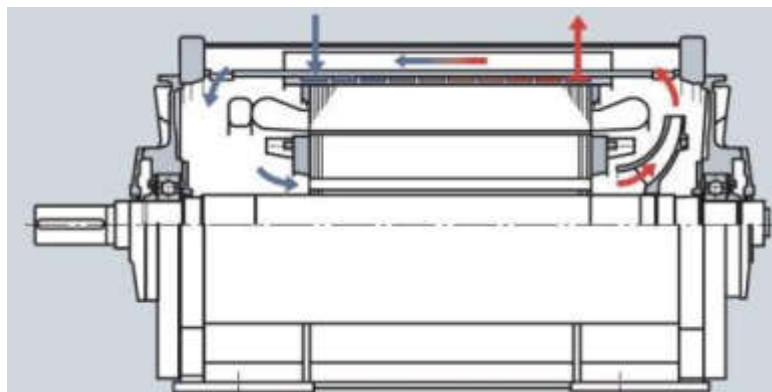


Figure B.8 : Refroidissement par chemise d'eau [85]

B.2.6 Refroidissement avec un échangeur de chaleur air-eau

Une autre méthode consiste à utiliser l'eau comme un liquide de refroidissement (Figure B.9).

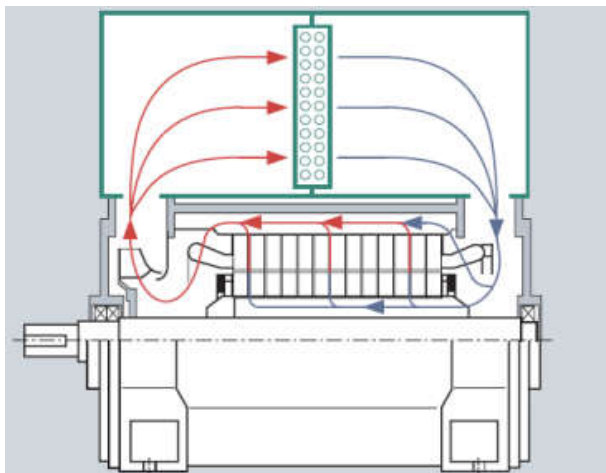


Figure B.9 : Échangeur de chaleur air-eau [85]

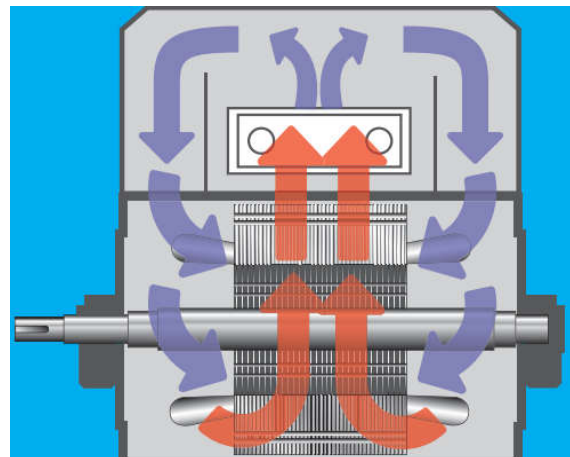


Figure B.10 : Échangeur de chaleur air-eau pour le cas d'un alternateur synchrone

Le refroidissement par chemise d'eau peut être amélioré en utilisant un échangeur de chaleur air-eau pour augmenter la surface d'échange thermique entre l'air intérieur et le conduit d'eau. Cependant, le coût du refroidissement par eau peut être prohibitif. De plus, si l'eau de refroidissement est recyclée, le système de refroidissement à eau a besoin d'espace supplémentaire pour qu'un échangeur de chaleur la refroidisse avant de la renvoyer vers la machine.

B.2.7 Refroidissement par un liquide

Ce mode de refroidissement est utilisé fréquemment dans les machines à grandes puissances. Ce mode est réalisé par le passage d'un liquide dans des canaux fermés afin de refroidir la machine [86]. Il utilise une circulation dans certains brins creux des barres du stator (Figure B.11).

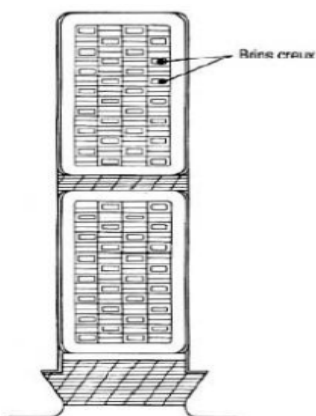


Figure B.11: Barres statoriques aux milieux par eau

B.2.8 Le refroidissement à l'hydrogène

L'hydrogène circule axialement au centre des barres du stator (Figure B.12) dans des canaux à parois minces, généralement en acier magnétique, en contact thermique étroit avec le cuivre à travers une très faible isolation.

Le rôle de l'installation est d'assurer le refroidissement du rotor, du circuit magnétique du stator et des organes frontaux de serrages de l'alternateur (Figure B.13). L'hydrogène a été choisi pour ses propriétés physiques suivantes :

- ✓ Conductibilité thermique : 7 fois celle de l'air.
- ✓ Sa densité est quatorze fois inférieure à l'air: les pertes par ventilation sont réduites.
- ✓ Danger d'explosion si mélange avec air.

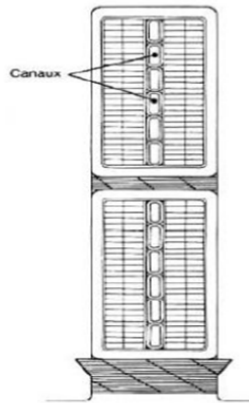


Figure B.12: Barres statoriques aux milieux par hydrogène

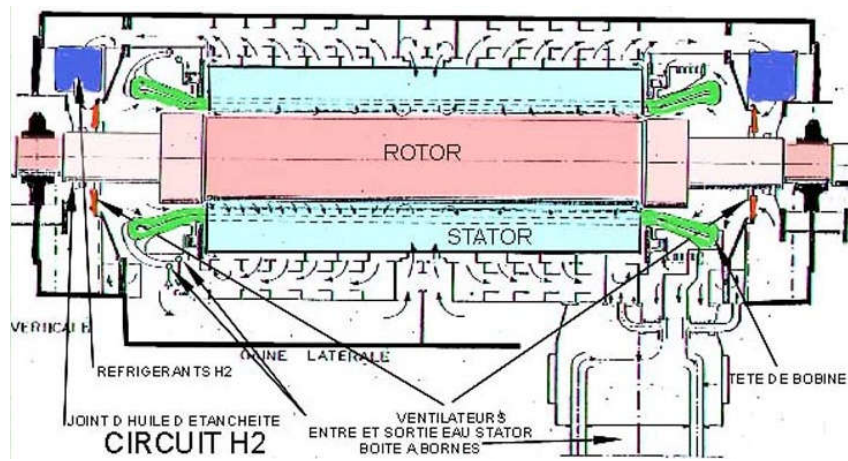


Figure B.13: Refroidissement par hydrogène.

Équation de convection-diffusion

C.1 Introduction

Dans de nombreuses applications des sciences appliquées et de l'ingénierie, nous arrivons souvent à des problèmes de convection-diffusion. La présence du terme de convection rend difficile la discrétisation de l'équation, ce qui se traduit par la difficulté d'obtenir avec précision une solution numérique au problème de convection-diffusion. Pour les problèmes dominés par la convection, nous devons appliquer des méthodes afin d'obtenir une solution stable et bornée [87].

C.2 Algorithme de discrétisation

L'équation en régime stationnaire d'un transport convection diffusion prend la forme suivante:

$$\frac{d}{dx}(\rho u \phi) = \frac{d}{dx}\left(\Gamma \frac{d\phi}{dx}\right) + S_\phi \quad (\text{C.1})$$

Transport par convection = Transport par diffusion + terme source

C.2.2 Problème à une seule dimension (1D)

En l'absence de sources, l'équation gouvernante devient :

$$\frac{d}{dx}(\rho u \phi) = \frac{d}{dx}\left(\Gamma \frac{d\phi}{dx}\right) \quad (\text{C.2})$$

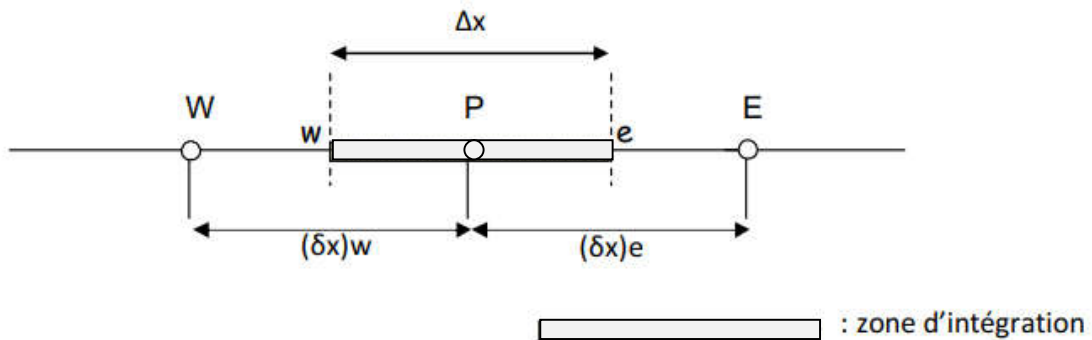


Figure C.1 : Zone d'intégration de la méthode aux volumes finis pour un problème unidimensionnel

L'intégration de l'équation précédente sur un volume de contrôle de la Figure donne :

$$(\rho u A \phi)_e - (\rho u A \phi)_w = \left(\Gamma A \frac{d\phi}{dx}\right)_e - \left(\Gamma A \frac{d\phi}{dx}\right)_w \quad (\text{C.3})$$

Pour fermer le système, l'équation de continuité (conservation de la masse) devient nécessaire, d'où :

$$\frac{d(\rho u)}{dx} = 0 \quad (\text{C.4})$$

L'intégration de l'équation de continuité donne :

$$(\rho u A)_e - (\rho u A)_w = 0 \quad (C.5)$$

Pour des raisons de simplification, nous représentons le flux convectif par la lettre F et le flux diffusif par la lettre D , qui seront définis comme suit :

$$F = \rho u \quad (C.6)$$

et

$$D = \frac{\Gamma}{\delta x} \quad (C.7)$$

On définit le nombre de Peclet comme suit:

$$P_e = \frac{F}{D} \quad (C.8)$$

P_e est un nombre sans dimension significatif dans l'étude des phénomènes de transport. Ainsi, les valeurs des variables F et D sur les deux faces de la cellule peuvent être écrites de la façon suivantes :

$$F_e = (\rho u)_e \quad (C.9) \quad , \quad F_w = (\rho u)_w \quad (C.10)$$

$$D_e = \left(\frac{\Gamma_e}{\delta x_{PE}} \right) \quad (C.11) \quad , \quad D_w = \left(\frac{\Gamma_w}{\delta x_{WP}} \right) \quad (C.12)$$

Pour écrire des équations discrétisées, nous devons approximer les termes de l'équation (C.3)

En supposant que :

$$A_w = A_e = A \quad (C.13)$$

L'équation (C.3) de convection diffusion peut s'écrire :

$$F_e \phi_e - F_w \phi_w = D_e (\phi_E - \phi_P) - D_w (\phi_P - \phi_W) \quad (C.14)$$

Et l'intégration de l'équation de continuité (C.5) :

$$F_e - F_w = 0 \quad (C.15)$$

C.2.3 Schéma numérique de discrétisation

C.2.3.1 Le schéma aux différences centrées (*Central Differencing Scheme ,CDS*)

Le schéma aux différences centrées donne des résultats précis et stables pour le nombre de Peclet $Pe < 2$. Pour $Pe > 2$, le schéma produit une solution qui semble osciller autour de la solution exacte. En affinant les mailles, on peut réduire le nombre de Peclet de la cellule et surmonter le problème des convergences. L'un des objectifs de la modélisation numérique étant d'obtenir des solutions indépendantes du maillage, on peut opter pour une simple modification du schéma CDS à UDS.

En supposant que le maillage est uniforme, la valeur de ϕ s'écrit :

$$\phi_e = (\phi_P + \phi_E)/2 \quad (C.16)$$

$$\phi_w = (\phi_W + \phi_P)/2 \quad (C.17)$$

En substituant les expressions ci-dessus dans le terme de convection de l'équation (C.14), nous obtenons :

$$\frac{F_e}{2}(\phi_P + \phi_E) - \frac{F_w}{2}(\phi_W + \phi_P) = D_e(\phi_E + \phi_P) - D_w(\phi_P + \phi_W) \quad (\text{C.18})$$

Cela peut être réarrangé pour donner la forme standard :

$$a_P \phi_P = a_W \phi_W + a_E \phi_E \quad (\text{C.19})$$

Où:

| a_W | a_E | a_P |
|-----------------------|-----------------------|---------------------------|
| $D_w + \frac{F_w}{2}$ | $D_e + \frac{F_e}{2}$ | $a_W + a_E + (F_e - F_w)$ |

C.2.3.2 Le schéma aux différences avant upwin (*Upwind Differencing Scheme, UDS*)

Le schéma aux différences avant considère la direction de l'écoulement mais sa précision n'est que de premier ordre sur la base de l'erreur de troncature de la série Taylor. Pour cette raison, des erreurs de diffusion apparaissent dans la solution de problèmes multidimensionnels, lorsque le flux n'est pas aligné avec les lignes de la grille. C'est pour cela que cette modification n'est pas entièrement appropriée pour des calculs d'écoulement précis.

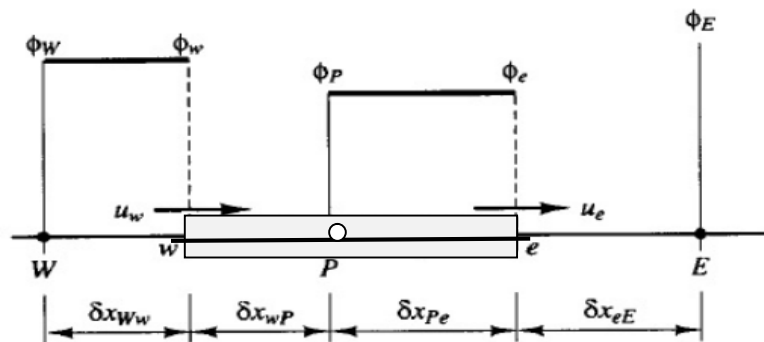


Figure C.2 : Schéma Upwind pour une direction d'écoulement positive

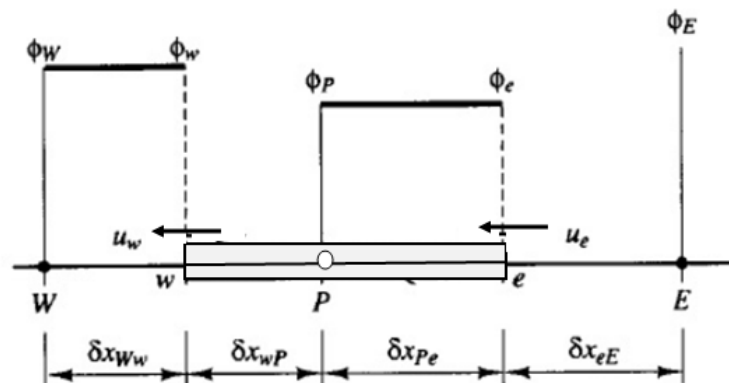


Figure C.3 : Schéma Upwind pour une direction d'écoulement négative

Si la direction de l'écoulement (Fig C.2) est positive : $u_w > 0, u_e > 0$

Le schéma UDS donne : $\phi_w = \phi_W$ et $\phi_e = \phi_P$

Si la direction de l'écoulement (Fig C.3) est négative : $u_w < 0, u_e < 0$

Le schéma UDS donne : $\phi_w = \phi_P$ et $\phi_e = \phi_E$

Les ensembles de schémas upwind :

$$\phi_w = \phi_W \quad , \quad \phi_e = \phi_P \quad (C.20)$$

Et l'équation de diffusion par convection discrétisée donnée par l'équation (C.14) après le réarrangement donne :

$$[(D_w + F_w) + D_e + (F_e - F_w)]\phi_P = (D_w + F_w)\phi_W + D_e\phi_E \quad (C.21)$$

L'équation C.21 peut être écrite sous la forme générale :

$$a_P\phi_P = a_W\phi_W + a_E\phi_E \quad (C.22)$$

Où:

| | a_W | a_E | a_P |
|--------------------|-------------|-------------|---------------------------|
| $F_e > 0, F_w > 0$ | $D_w + F_w$ | D_e | $a_W + a_E + (F_e - F_w)$ |
| $F_e < 0, F_w < 0$ | D_w | $D_e + F_e$ | $a_W + a_E + (F_e - F_w)$ |

C.2.3.3 Le schéma hybrid (*Hybrid Differencing Scheme, HDS*)

La base du schéma hybride est la combinaison du schéma aux différences centrées et du schéma aux différences avant [89]. Il utilise le schéma aux différences centrées pour les petits nombres de Peclet ($Pe \leq 2$) et le schéma aux différences avant pour les grands nombres de Peclet ($Pe \geq 2$) [90]. Un des avantages de ce schéma est qu'il est très stable et donne des solutions physiquement réalistes, mais sa précision demeure du premier ordre. Pour conserver la précision, des schémas de discrétisation d'ordre supérieur peuvent être employés. La forme générale de l'équation discrétisée dans le schéma de différenciation hybride est :

$$a_P\phi_P = a_W\phi_W + a_E\phi_E \quad (C.23)$$

Où:

| a_W | a_E | a_P |
|--|---|---------------------------|
| $\max \left[F_w, \left(D_w + \frac{F_w}{2} \right), 0 \right]$ | $\max \left[-F_e, \left(D_e - \frac{F_e}{2} \right), 0 \right]$ | $a_W + a_E + (F_e - F_w)$ |

C.2.3.4 Le schéma aux différences quadratiques (*Quadratic Upwind Differencing Scheme, QUICK*)

Le schéma QUICK a été proposé par Leonard [91] à une précision de troisième ordre en termes d'erreur de troncature de série de Taylor. Il est également conservateur, mais peut donner dans certains cas des solutions instables et illimitées. Le schéma QUICK est donc

conditionnellement stable. Cependant, s'il est utilisé avec précaution, le système QUICK peut donner des résultats très précis.

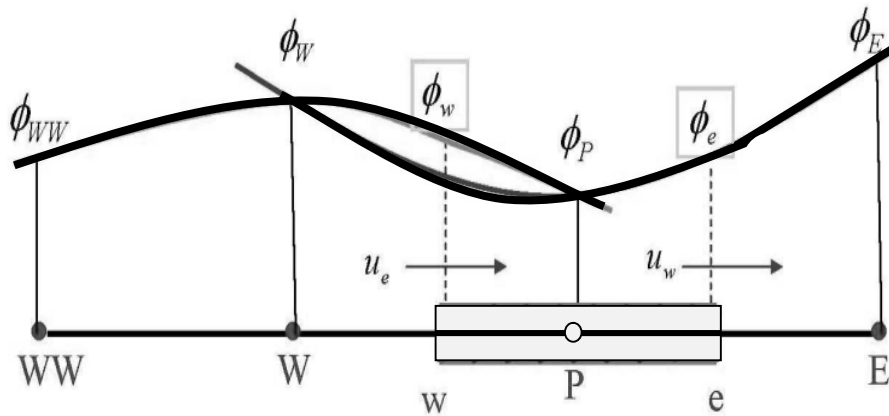


Figure C.4 : Schéma QUICK

Pour les valeurs de face de grille, ce schéma utilise une interpolation quadratique pondérée en amont à trois points (a three point upstream weighted quadratic interpolation). La forme générale de l'équation discrétisée dans le schéma QUICK est :

$$a_P \phi_P = a_W \phi_W + a_E \phi_E + a_{WW} \phi_{WW} + a_{EE} \phi_{EE} \quad (\text{C.24})$$

Où:

$$a_P = a_W + a_E + a_{EE} + a_{WW} + (F_e - F_w) \quad (\text{C.25})$$

| a_W | a_{WW} | a_E | a_{EE} |
|-----------------------------------|-----------------------------|-----------------------------------|----------------------------------|
| $D_w + \frac{6}{8} \alpha_w F_w$ | $-\frac{1}{8} \alpha_w F_w$ | $D_e - \frac{3}{8} \alpha_e F_e$ | $\frac{1}{8} (1 - \alpha_e) F_e$ |
| $+\frac{1}{8} \alpha_e F_e$ | | $-\frac{6}{8} (1 - \alpha_e) F_e$ | |
| $+\frac{3}{8} (1 - \alpha_w) F_w$ | | $+\frac{1}{8} (1 - \alpha_w) F_w$ | |

Avec $\alpha_w = 1$ Pour $F_w > 0$ et $\alpha_e = 1$ pour $F_e > 0$

$\alpha_w = 0$ Pour $F_w < 0$ et $\alpha_e = 0$ pour $F_e < 0$

C.2.3.5 Le schéma à loi de puissance (aux différences en puissance) (Power Law Scheme, PLDS)

Le schéma à loi de puissance est similaire à HDS mais plus précis pour les problèmes unidimensionnels.

La diffusion est égale à zéro pour : $P_e > 10$ ou $P_e < -10$

$$\text{Pour : } P_e < -10, \quad \frac{a_E}{D_e} = -P_e \quad (\text{C.26})$$

$$\text{Pour : } -10 \leq P_e < 0, \quad \frac{a_E}{D_e} = (1 + 0.1P_e)^5 - P_e \quad (\text{C.27})$$

$$\text{Pour : } 0 \leq P_e \leq 10, \quad \frac{a_E}{D_e} = (1 - 0.1P_e)^5 \quad (\text{C.28})$$

$$\text{Pour : } P_e > 10, \quad \frac{a_E}{D_e} = 0 \quad (\text{C.29})$$

$$a_P \phi_P = a_W \phi_W + a_E \phi_E \quad (\text{C.30})$$

$$a_P = a_W + a_E + (F_e - F_w) \quad (\text{C.31})$$

| a_W | a_E |
|--|---|
| $D_w \left[0, (1 - 0.1(P_{ew}))^5 \right] + [F_w, 0]$ | $D_e \left[0, (1 - 0.1(P_{ew}))^5 \right] + [-F_e, 0]$ |