



Université Mohamed Khider de Biskra
Faculté des Sciences et de la Technologie
Département de Génie Électrique

MÉMOIRE DE MASTER

Sciences et Technologies
Electrotechnique
Machines électriques

Réf. :

Présenté et soutenu par :
Nouioua Nour El islam & Gherassi Med djelal

Le :

L'ETUDE DE LA CONVECTION THERMIQUE

Jury :

M.	Benchouia Toufik	Pr	Université de Biskra	Président
M.	Khen Lotfi	Pr	Université de Biskra	Examineur
M.	Kamel Srairi	Pr	Université de Biskra	Rapporteur

Année universitaire : 2021 - 2022

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية
République Algérienne Démocratique et Populaire
وزارة التعليم العالي والبحث العلمي
Ministère de l'enseignement Supérieur et de la Recherche scientifique



Université Mohamed Khider Biskra
Faculté des Sciences et de la Technologie
Département de Génie Electrique
Filière : Electrotechnique
Option : Machines électriques

Réf:.....

**Mémoire de Fin d'Etudes
En vue de l'obtention du diplôme :**

MASTER II

Thème

**L'ETUDE DE LA CONVECTION
THERMIQUE**

Présenté par : Nouioua Nour Elislam & Gherassi Med Djalaeddine

Avis favorable de président du jury : Pr Benchouia Toufik

Avis Favorable de Rapporteur : Professeur.Kamel Srairi

Cachet et signature

Année Universitaire 2021_2022

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ

اللَّهُ لَا إِلَهَ إِلَّا هُوَ

الْحَيُّ الْقَيُّومُ لَا تَأْخُذُهُ سِنَّةٌ وَلَا نَوْمٌ لَهُ مَا فِي السَّمَوَاتِ وَمَا
فِي الْأَرْضِ مَنْ ذَا الَّذِي يَشْفَعُ عِنْدَهُ إِلَّا بِإِذْنِهِ يَعْلَمُ مَا بَيْنَ
أَيْدِيهِمْ وَمَا خَلْفَهُمْ وَلَا يُحِيطُونَ بِشَيْءٍ مِّنْ عِلْمِهِ إِلَّا بِمَا
شَاءَ وَسِعَ كُرْسِيُّهُ السَّمَوَاتِ وَالْأَرْضَ وَلَا يَئُودُهُ حِفْظُهُمَا

وَهُوَ الْعَلِيُّ الْعَظِيمُ



Remerciements

Nous tenons à remercier tous les éléments du département d'électrotechnique de l'université Mohamed Khider Biskra.

Nos remerciements les plus sincères vont à Monsieur Pr.Kamel Serairi notre enseignant et encadreur de ce projet pour son disponibilité à chaque fois que nous l'avons sollicité et qui nous a constamment guidé par ces conseils, ces remarques et travaille du pratique et ces critiques.

Nous remercions vivement les plus sincères à Messieurs Pr. k/Serairi et Pr.Betka Notres Docteurs Dr.A/Magherbi et Dr.Khan,

Nous remercions également tous ceux qui contribué de près ou de loin à la réalisation de ce présent travail.

Dédicaces

Je dédie ce modeste travail :

A mes très chers parents

A mes très chers frères et sœurs

*A mes amis sur tout L'ingénieur Chettih islam Groupe
d'opération Hyundai engineering & construction.*

*Avec qui j'ai partagé vraiment des meilleurs moments
d'aventure, de Risque et de bonheur, et qui hantent mon
esprit, que je ne peux pas*

Oublier....

A vous.

L'étudiant. Nouioua Nour El Islam

Table des Matières

Dédicace	I
Remerciement	II
Table des matières	III
Liste de tableaux	V
Liste de figures	VI
Nomenclature	VII
Introduction générale	1
PARTIE I : Etude théorique sur le phénomène physique.	
I.1 INTRODUCTION	3
I.2 GENERALITES SUR TRANSFERT DE CHALEUR	3
I.2.1 Champ de température.	4
I.2.2 Surface isotherme	4
I.2.3 Gradient de température	5
I.2.4 Le flux de chaleur.....	5
I.2.5 Densité de flux de chaleur	5
I.2.6 Bilan d'énergie	6
I.3 NOTIONS THERMIQUES.....	6
I.3.1 Conductivité thermique.....	6
I.3.2 Résistance thermique.....	7
I.3.3 Résistance associée à la convection.....	7
I.3.4 Coefficient de transfert thermique.....	7
I.3.5 Capacité thermique.....	8
I.3.6 Capacité thermique massique.....	8
I.4 LES MODES DE TRANSFERT DE CHALEUR	8.
I.4.1 La Conduction	8
I.4.1.1 Flux de chaleur échangé par conduction – loi de Fourier	9
I.4.2 Le Rayonnement.....	10
I.4.2.1 Flux de chaleur rayonné par un milieu – loi de Stefan.....	10
I.4.3 La Convection.	10
I.4.3.1 La convection naturelle (ou la convection libre).....	11
I.4.3.2 La convection forcée.....	11
I.4.3.3 Flux de chaleur échangé par convection.....	12

I.5	LES REGIMES D'ÉCOULEMENT DES FLUIDES.....	12
I.5.1	L'écoulement Laminaire et l'écoulement Turbulent.....	12
I.5.2	Écoulements incompressibles et compressibles.....	13
I.5.3	Écoulements stationnaires et instationnaires.....	14
I.6	LES NOMBRES SANS DIMENSION.....	14
I.6.1	Nombre de Reynolds.....	14
I.6.2	Nombre de Rayleigh.....	14
I.6.4	Nombre de Nusselt.....	15
I.6.5	Nombre de Prandtl.....	15
I.6.6	Nombre de Taylor.....	15
I.7	COUCHE LIMITE.....	17
I.7.1	Définition.....	18
I.7.2	Description de La Couche Limite.....	18
I.7.3	Couche limite dynamique.....	19
I.7.4	Couche limite thermique.....	21
I.7.5	Épaisseur de la couche limite.....	21
I.8	CONCLUSION.....	21

PARTIE II : Modèle mathématique

II.1	INTRODUCTION.....	22
II.2	Equations fondamentales.....	23
II.2.1	Equation de continuité.....	25
II.2.2	Equation de quantité de mouvement.....	25
II.2.3	Equation d'énergie.....	26
II.3	EQUATIONS AU DERIVEE PARTIELLE DES ECOULEMENTS DES FLUIDES	
II.3.1	Equation de continuité.....	26
II.3.2	Equations de quantité de mouvement.....	26
II.3.3	Equation de l'énergie.....	27
II.4	METHODES DE RESOLUTION DES EQUATIONS REGISSANTES.....	28
II.5	CONCLUSION.....	29

PARTIE III : Application dans les machines électriques

III.1	Introduction.....	31
III.2	LES MACHINES SYNCHRONES A AIMANTS PERMANENTS.....	31
III.3	LA CONCEPTION D'UNE MSAP.....	38
III.3.1	Modèle magnétique.....	40
III.3.2	Modèle électrique.....	41

III.3.3	Modèle mécanique.....	42
III.4	LES PERTES DANS LA MACHINE.....	43
III.5	LA MODELISATION THERMIQUE DE LA MACHINE.....	44
III.5.1	Méthode analytique.....	45
III.5.2	Méthode numérique.....	46
III.6	MODELISATION DE LA CONVECTION DANS LA MACHINE.....	48
III.6.1	Convection naturelle.....	49
III.6.2	Refroidissement à air en convection naturelle.....	51
III.6.3	Refroidissement en convection forcée.....	53
III.6.3.1	Refroidissement à air.....	53
III.6.3.2	Refroidissement par un liquide.....	54
III.6.4	Écoulement dans l'entrefer.....	54
III.6.5	Écoulement autour des têtes des bobines.....	56
III.6.6	Écoulement sur un cylindre en rotation.....	57
III.6.7	Écoulement sur un disque tournant Écoulement dans les cavités.....	57
III.8	CONCLUSION	58
	Conclusion générale	60
	Références bibliographiques.....	61
	Résumé	

Liste de figures

Figure 1 : Schéma montrant le transfert chaleur.....	3
Figure 2 : L'évolution temporelle du système entre les deux états d'équilibre.....	4
Figure 3 : Orthogonalité du gradient et de l'isotherme	5
Figure 4 : Système et bilan énergétique.....	6
Figure 5 : Schéma du transfert de chaleur conductif	8
Figure 6 : Illustration du phénomène de l'agitation thermique des atomes qui est à l'origine de la conduction.....	9
Figure 7 : Transfer thermique par convection d'une plaque plane	11
Figure 8 : Convection naturelle d'une plaque chaude.....	11
Figure 9 : Transfert de chaleur par rayonnementet.	10
Figure 10 : Quelques conductivités thermiques.	7
Figure 11 : Expérience de Reynolds, l'écoulement Laminaire	12
Figure 12 : Expérience de Reynolds, l'écoulement turbulent.....	13
Figure 13 : Ecoulement de couche limite sur une plaque plane.....	17
Figure 14 : Variation de l'épaisseur et de la vitesse de la couche limite dynamique sur une paroi plane.....	17
Figure 15 : Couche limite thermique sur une plaque plane	18
Figure 16 : Construction typique d'une machine synchrone à aimants permanents.....	32
Figure 17 : Interaction des modèles pour la conception d'une machine électrique.....	33
Figure 18 : Linéarisation de la résistivité des conducteurs usuels 25 à 250 °C.....	36
Figure 19 : Echanges thermique dans une machine synchrone.....	39

Figure 20 : Exemples des modèles thermiques (MSAP) dans la littérature.....	40
Figure 21 : Vecteurs de vitesse autour d'une machine de type TEFC et distribution des coefficients d'échange convectif	42
Figure 22 : Evolution du coefficient d'échange convectif entre le carter et l'air ventilé par rapport à la position axiale.....	47
Figure 23 : Exemple de machines électriques totalement fermées avec leurs circuits de refroidissement.....	48
Figure 24 : Paramètres géométriques des conduites spiralées.....	49
Figure 25 : Ecoulement laminaire de Taylor Couette.....	50
Figure 26 : Seconde Instabilité de l'écoulement.....	50.
Figure 27 : Evolution du coefficient d'échange moyen entre les têtes de babines et les cavités.....	52
Figure 28 : Disque tournant dans un espace clos et évaluation des paramètres d'échange.....	53
Figure 29 : Profils des vitesses pour un disque tournant dans un espace infini et ses rayons de transition [KREITH 39]	54
Figure 30 : Zones et frontières des domaines convectifs pour le système disque/ plaque sans écoulement superposé[VASLESCU 39]	55

Liste de tableaux

Tableau 1 : Données pour la linéarisation de la résistivité des conducteurs usuels.....	36
Tableau 2 : Coefficients de la corrélation de convection naturelle	44
Tableau 3 : Coefficients pour la corrélation du coefficient d'échange moyen autour des têtes de bobines.....	52
Tableau 4 : Coefficients expérimentaux pour la corrélation (Nu_{∞}).....	54
Tableau 5 : Récapitulatif des corrélations des coefficients des changes convectifs et exemples d'application dans la machine électrique.....	55

Nomenclature

Caractères usuels

A	Surface traversée par le flux thermique (m ²)
C_p	Capacité thermique (J/kg K)
\bar{D}	Tenseur de taux de déformations (1/s)
ds	Élément de surface (m ²)
e	Energie interne par unité de masse (m ² /s ²)
\vec{f}	Vecteur des forces appliquées au fluide (kgm/s ²)
h	Coefficient de transfert de chaleur par convection ($W\ m^{-2}\ ^\circ C^{-1}$)
m	La masse (kg)
\vec{n}	Vecteur unitaire normal à un élément de surface
P	Pression (kg/ms ²)
\bar{P}	Tenseur des contraintes totales (kg/ms ²)
\vec{q}	Flux de chaleur transmis par conduction (W)
Q	Flux de chaleur (w/m^2s)
S	La surface de contact solide/fluide (m ²)
T	Température [K]
T_p	Température de surface du solide (°C)
T_∞	Température du fluide loin de la surface du solide (°C)
t	Le temps (s)
U, V, W	Composantes de vitesse (m/s)
\vec{v}	Vecteur unitaire tangent à un élément de surface
V	Vitesse (m/s)

Caractères grecs

γ	Coefficient de dilatation cubique à pression constante
φ	Densité de flux de chaleur (W/m ²)
ϕ	Flux de chaleur transmis par convection (W)

λ	Conductivité thermique du milieu (W /m C°)
ρ	Masse volumique (kg/m ³)
ν	Viscosité cinématique de fluide (m ² /s)
μ	Viscosité dynamique (kg/ms)
ΔT	Pas de temps (s)
δ	Épaisseur de la couche limite (m)
τ	Tenseur des contraintes visqueuses (kg/ms ²)
Ω	Volume de contrôle (m ³)
Σ	Surface de contrôle (m ²)

Nombres sans dimensions

G_r	Nombre de Grachof
N_u	Nombre de Nusselt
P_r	Nombre de Prandtl
R_a	Nombre de Rayleigh
R_e	Nombre de Reynolds
T_a	Nombre de Taylor

INTRODUCTION GENERALE

Les multiples procédés utilisés dans l'industrie sont très souvent le siège d'échanges de chaleur, soit parce que c'est le but recherché (fours, coulée, échangeurs, thermoformage, induction, lits fluidisés, trempe, refroidissement), soit parce que ceux-ci interviennent d'une manière inévitable (chocs thermiques, pertes de chaleurs, rayonnement). A la différence de la thermodynamique, la thermocinétique fournit des informations sur le mode de transfert en situation de non équilibre ainsi que sur les valeurs de flux de chaleur. La thermodynamique établit les conditions de cette transmission de chaleur et détermine les conséquences qui en résultent.

Le potentiel qui provoque le transport et le transfert de l'énergie thermique est la température. Si deux points matériels placés dans un milieu thermiquement isolé sont à la même température, on peut affirmer qu'il n'existe aucun échange thermique global entre ces deux points dits en équilibre thermique (il s'agit bien d'un équilibre thermique car chacun des points matériels émet une énergie thermique nette de même module, mais de signe opposé). Le transfert de chaleur au sein d'une phase où, plus généralement, entre deux phases, se fait suivant 3 modes :

- *Par conduction.*
- *Par rayonnement.*
- *ET par convection.*

Dans ce travail, nous étudierons théoriquement le transfert de chaleur en général et la convection thermique en détail en première partie. Dans la deuxième partie, nous présenterons les modèles et les équations mathématiques qui expliquent et traduisent ce phénomène physique de la convection thermique. Dans la troisième et dernière partie, nous aborderons les applications de la convection au niveau des machines électriques

PARTIE I

Etude théorique sur le
phénomène physique

Etude théorique sur le phénomène physique

I.1 Introduction :

Les transferts thermiques font partie des Sciences de base, peu de domaines industriels où la thermique ne joue un rôle petit ou grand. Le chercheur, au minimum, doit donc en connaître les principes fondamentaux, être capable d'évaluer leur importance dans un problème particulier et dégager les ordres de grandeur par une modélisation simple.

I.2 Généralités sur le transfert de chaleur :

La chaleur c'est une forme d'énergie, elle est causée par l'agitation, au sein de la matière, des molécules et des atomes. Donc " l'énergie thermique" ou bien la chaleur est l'énergie associée au mouvement désordonné des particules contenues dans une substance. [1]

Le transfert thermique intervient dès qu'il existe une différence de température dans un système : il est difficile de trouver une activité humaine où n'intervient pas un échange de chaleur.

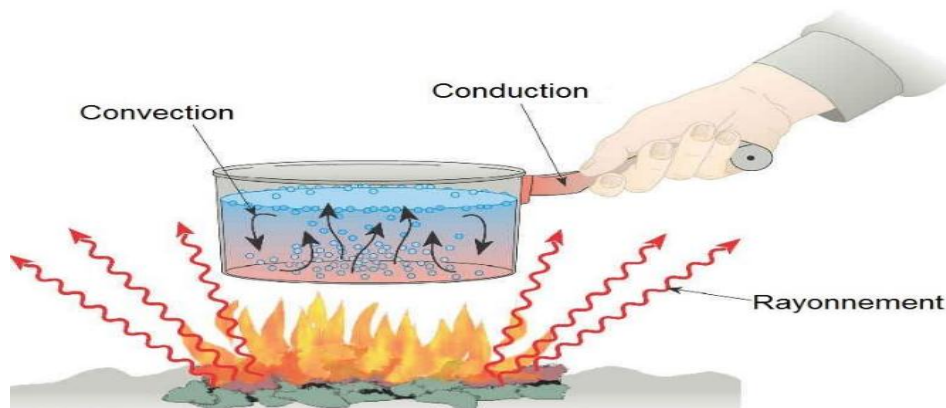


Figure 1 : Schéma montrant le transfert de chaleur

La thermodynamique permet de prévoir la quantité totale d'énergie qu'un système doit échanger avec l'extérieur pour passer d'un état d'équilibre à un autre.

La thermique (ou thermocinétique) se propose de décrire quantitativement (dans l'espace et dans le temps) l'évolution des grandeurs caractéristiques du système, en particulier la température, entre l'état d'équilibre initial et l'état d'équilibre final, et ne

Etude théorique sur le phénomène physique :

fournit aucune information sur la nature des interactions mises en jeu et sur l'évolution temporelle du système entre les deux états d'équilibre. [2]

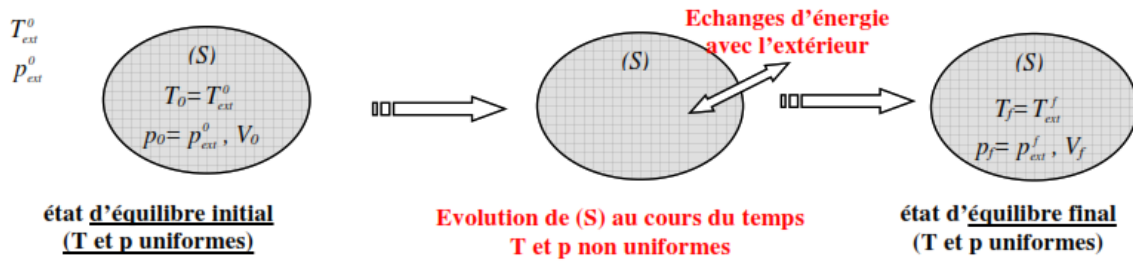


Figure 2 : L'évolution temporelle du système entre les deux états d'équilibre. [3]

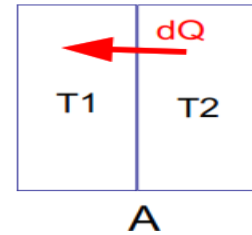
Lorsque deux points dans l'espace sont à des températures différentes, il y a systématiquement un transfert de chaleur toujours vers le corps froid. C'est une conséquence directe du deuxième principe de la thermodynamique :

$$ds = ds_1 + ds_2$$

$$ds = \frac{dQ}{T_1} + \frac{-dQ}{T_2} = dQ \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right)$$

$$ds = dQ \frac{(T_1 - T_2)}{T_2 T_1}$$

$$ds > 0 \Rightarrow T_2 > T_1$$



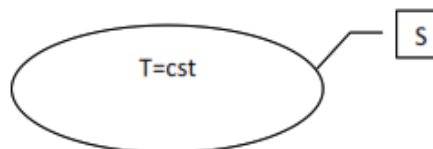
I.2.1 Champ de température :

On appelle température la grandeur physique qui mesure le degré de chaleur d'un milieu. Les transferts de chaleur sont déterminés à partir de l'évolution dans l'espace et dans le temps de la grandeur scalaire température : $T = f(x, y, z, t)$.

Le régime est permanent ou stationnaire si le champ de température est indépendant du temps $T = f(x, y, z)$. Dans le cas contraire, il est dit variable ou transitoire. [4]

I.2.2 Surface isotherme :

Si on réunit tous les points de l'espace qui ont la même température, on obtient une surface dite surface isotherme. [5]



I.2.3 Gradient de température :

On appelle gradient de température ($\overrightarrow{\text{grad}} T$ ou ∇T) en un point M de coordonnées (x, y, z) en un instant donné, le vecteur de coordonnée :

$$\overrightarrow{\text{grad}} T = \begin{pmatrix} \frac{\partial T}{\partial x} \\ \frac{\partial T}{\partial y} \\ \frac{\partial T}{\partial z} \end{pmatrix}$$

Ce vecteur est en tout point normal à la surface isotherme passant par ce point.

La variation de température par unité de longueur est maximale le long de la normale à la surface Isotherme. Cette variation est caractérisée par le gradient de température :

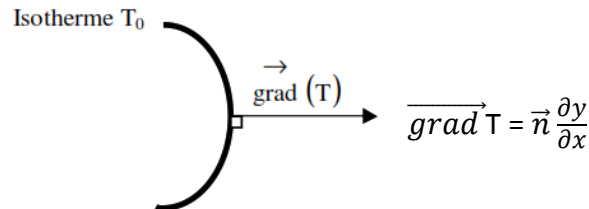


Figure 3 : Orthogonalité du gradient et de l'isotherme [7]

Avec \vec{n} : vecteur unitaire de la normal.

Et : $\partial T / \partial n$: dérivée de la température le long de la normal.

I.2.4 Le flux de chaleur :

La chaleur s'écoule sous l'influence d'un gradient de température par conduction des hautes vers les basses températures. Un flux de chaleur est une quantité d'énergie transférée sous forme de chaleur par unité de Temps. C'est donc une puissance, qui s'exprime en Watt (J/s) : [6]

$$\Phi = \frac{Q}{t}$$

I.2.5 Densité de flux de chaleur :

En général, le flux échangé à travers une surface S n'est pas uniforme sur toute la surface. On définit alors une densité de flux de chaleur, ϕ , qui correspond à un flux de chaleur par unité de surface et qui s'exprime (en W/m²) : [3]

$$\varphi = \frac{\Phi}{s}$$

I.2.6 Bilan d'énergie :

Il faut tout d'abord définir un système (S) par ses limites dans l'espace et il faut ensuite établir l'inventaire des différents flux de chaleur qui influent sur l'état du système et qui peuvent être :

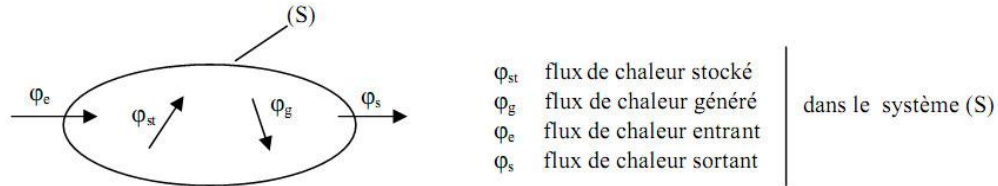


Figure 4 : Système et bilan énergétique [2]

On applique alors le 1er principe de la thermodynamique pour établir le bilan d'énergie du système (S) est :

$$\varphi_e + \varphi_g = \varphi_s + \varphi_{st}$$

I.3 Notions thermiques :

I.3.1 Conductivité thermique (λ) :

Elle représente la quantité de chaleur transférée par unité de surface et par unité de temps, sous un gradient de température. Les valeurs de λ varient suivant les composés considérés de 10^{-2} à 10^3 W/(m.K).

$$\lambda = q \frac{e}{\Delta T}$$

En général : λ GAZ < λ LIQUIDE < λ SOLIDE NONCONDUCTEUR < λ SOLIDE CONDUCTEUR. Pour un composé donné, λ peut varier avec la température et avec pression (Pour les gaz, λ augmente si la pression augmente). [8]

Quelques conductivités thermiques (W/ m.K)

Liquides:		Gaz:	
Acetone	0.20	Air	0.026
Alcohol, ethyl	0.17	CO2	0.017
Mercury	8.7	Nitrogen	0.026
Oil, engine	0.15	Oxygene	0.027
Water	0.58		
Solides Métalliques:		Non Métalliques:	
Iron	73	Asbestos	0.16
Steel	46	Red Brick	0.63
Aluminum	210	Cardboard	0.2
Copper	386	Cement	0.30
Silver	406	Earth's crust	1.7
Gold	293	Glass	0.8
Yellow Brass	85	Fiberglass	0.04

Figure 10 : Quelques conductivités thermiques.
[8]

1.3.2 Résistance thermique :

La résistance thermique correspond à la capacité d'un matériau à résister au froid et à la chaleur. Elle est déterminée en divisant l'épaisseur du matériau (e) par la conductivité thermique de ce dernier (λ). [9]

$$R = \frac{e}{\lambda}$$

1.3.3 Résistance associée à la convection :

Pour la convection (à la surface solide/fluide, par exemple) :

$$Q = h \cdot A |T_s - T_f|$$

Le flux Q est transféré du fluide T_f vers la surface à la température T_s ou inversement. On associe donc au processus de transfert par convection, la résistance thermique :

$$R_{cv} = \frac{|T_s - T_f|}{q} \quad \Rightarrow \quad R_{cv} = \frac{1}{h \cdot A}$$

Avec : q la densité de flux ($q=Q/A$)

A surface traversée par le flux thermique. [8]

1.3.4 Coefficient de transfert thermique :

Le coefficient de transfert thermique (notée h) Caractérise les déperditions thermiques d'un matériau ou d'une paroi. C'est l'inverse de la résistance thermique (R).

$$h = \frac{1}{R}$$

1.3.5 Capacité thermique :

La capacité thermique est l'énergie qu'il faut apporter à un corps pour augmenter sa température d'un 1K. Elle s'exprime en (J/K). C'est une grandeur extensive. [9]

$$C = C_p \times m$$

1.3.6 Capacité thermique massique :

On appelle capacité thermique massique (**Cp**) la quantité de chaleur qu'il faut appliquer à 1kg de matière pour élever sa température de 1K.

I.4 Les Modes de transfert de chaleur :

Lorsque l'on met en présence deux corps de températures différentes, ils échangent de l'énergie sous forme de chaleur jusqu'à atteindre un état d'équilibre qui se traduit par l'uniformisation de leurs températures [5]. Ces échanges thermiques sont de trois types :

1. La conduction.
2. Le rayonnement.
3. La convection.

1.4.1 La Conduction :

C'est le transfert de chaleur au sein d'un milieu opaque, sans déplacement de matière, sous l'influence d'une différence de température. Elle se fait par petites vibrations et chocs de proche en proche à l'échelle moléculaire et atomique (chocs microscopiques entre particules d'énergie cinétique moyenne différente). La théorie de la conduction repose sur l'hypothèse de Fourier : la densité de flux est proportionnelle au gradient de température.

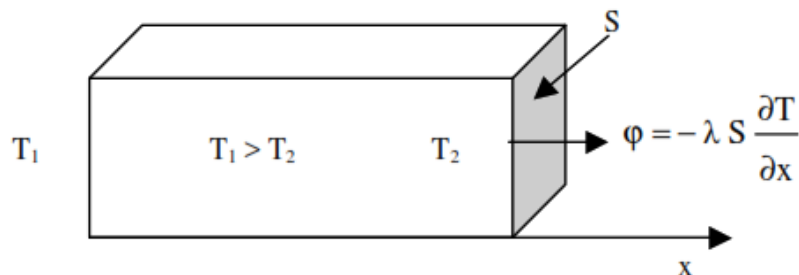


Figure 5 : Schéma du transfert de chaleur conductif [2]

Etude théorique sur le phénomène physique :

Elle va donc être très liée à la structure et à l'organisation du matériau. Elle peut avoir lieu dans les solides et dans une moindre mesure dans les fluides, plus dans les liquides que dans les gaz. Il s'agit d'un transfert d'énergie à petite échelle, dans un corps localement au repos.

Le transfert de chaleur par conduction est dû à des phénomènes physiques microscopiques (agitation des atomes ou des molécules, flux d'électrons libres...). Il peut être vu comme un transfert d'énergie des particules les plus énergétiques (les particules chaudes qui ont une énergie de vibration élevée) vers les particules les moins énergétiques (les particules froides d'énergie de vibration moins élevée), dû aux collisions entre particules. Dans les solides, le transfert d'énergie peut également se produire sous l'effet du déplacement d'électrons libres dans le réseau cristallin (par exemple pour les métaux). Ainsi les bons conducteurs d'électricité sont en général également de bons conducteurs de la chaleur. [6]

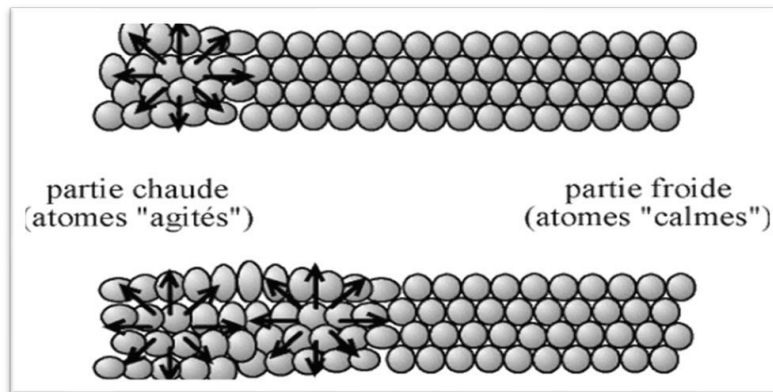


Figure 6 : illustration du phénomène de l'agitation thermique des atomes qui est à l'origine de la conduction. [6]

I.4.1.1 Flux de chaleur échangé par conduction – loi de Fourier :

Ce mécanisme de transfert est régi par une loi phénoménologique établie par Joseph Fourier en 1822, stipulant que la densité de flux échangée par conduction est proportionnelle au gradient de température (proportionnalité entre la cause (le gradient) et l'effet (le flux)). Cette loi, appelée **loi de Fourier**, s'écrit [3] :

$$\vec{q} = -\lambda \overrightarrow{\text{grad}} T$$

Avec : \vec{q} Flux de chaleur transmis par conduction (W)

λ Conductivité thermique du milieu (W /m C°)

I.4.2 Le Rayonnement :

Le transfert de chaleur par rayonnement est le transfert de chaleur par l'intermédiaire d'un champ électromagnétique dans un milieu transparent à ce champ. La matière émet des ondes électromagnétiques (émission qui se produit en surface pour les solides et les liquides opaques, dans tout le volume pour les gaz ou liquides transparents).

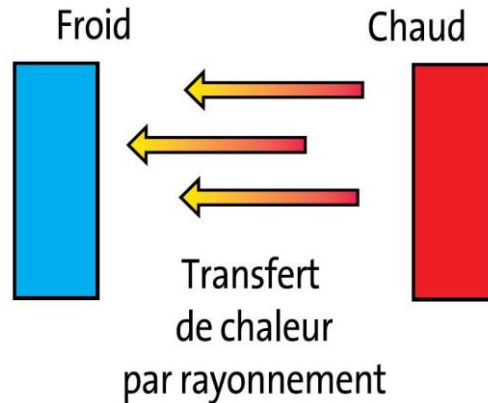


Figure 9 : Transfert de chaleur par rayonnement. [7]

I.4.2.1 Flux de chaleur rayonné par un milieu – loi de Stefan :

La loi de Stefan ou de Stefan-Boltzmann, du nom des physiciens Joseph Stefan (1835-1893) et Ludwig Eduard Boltzmann (1844-1906), exprime Le flux de chaleur rayonné par un milieu de surface (S) et de température (T). Cette relation s'écrit comme suit :

$$\phi_{émis} = \sigma \cdot \epsilon \cdot S \cdot T^4$$

Tel que :

σ : Constante de Stefan-Boltzmann, $\sigma = 4.92 \times 10^{-8} \text{Kcal/h.m}^2.\text{K}$

ϵ : L'émissivité de la surface sans unité [0 → 1] et T en [K] La vitesse maximale de rayonnement qui peut être émise à partir d'une surface à une température thermodynamique T_s (en K) est donnée par la loi Stefan Boltzmann comme [6]:

$$\phi_{émis} = \sigma \cdot S \cdot T^4$$

I.4.3 La Convection :

La convection est le mode de transfert thermique permettant de réaliser les échanges thermiques grâce à des mouvements macroscopiques de matière dans un fluide (écoulements de liquide ou de gaz). La convection est un mode de transfert thermique

Etude théorique sur le phénomène physique :

impliquant un déplacement de la matière dans le milieu ; cela implique que le milieu doit être fluide. On distingue deux types de convection [6] :

1.4.3.1 La convection naturelle (ou la convection libre) :

Où les mouvements du fluide sont provoqués par des gradients de densité (déplacement des particules, dilatation), dus à la non-uniformité de la température.

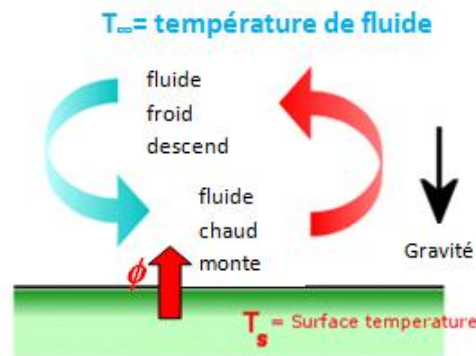


Figure 7 : *Transfer thermique par convection d'une plaque plane [7]*

1.4.3.2 La convection forcée :

Où le mouvement des particules résulte de la pression appliquée au fluide par l'intermédiaire des moyens mécaniques, (d'une pompe par exemple, d'un compresseur, d'un ventilateur...).

Le refroidissement par ventilation et le four à convection forcée sont un bon exemple de la convection forcée.

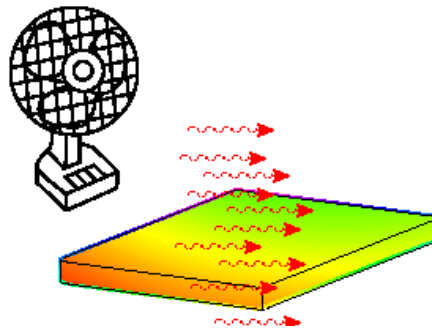


Figure 8 : *convection naturelle d'une plaque chaude. [7]*

Remarques :

- Même en convection forcée, les différences de densité créent un écoulement, mais cet écoulement est souvent négligeable par rapport à l'écoulement principal.

- La convection mixte fait intervenir les échanges thermiques dus à la convection Naturelle et ceux qui résultent de la convection forcée. [6]

I.4.3.3 Flux de chaleur échangé par convection – loi de Newton :

Ce mécanisme de transfert est régi par la loi de Newton (1643-1727), qui stipule que la densité de flux de chaleur échangé entre une paroi solide et un fluide en écoulement est proportionnelle à l'écart de température qui lui a donné naissance. [3]

$$\phi = h \cdot S \cdot (T_{chaud} - T_{froid})$$

Avec :

h : est le coefficient d'échange convectif.

S : c'est la surface d'échange thermique.

I.5 Les Régimes d'écoulement des fluides :

La connaissance du régime d'écoulement d'un fluide est un point clé en génie des procédés, car il a une influence sur la plupart des phénomènes, en particulier les transferts de chaleur, de matière, les pertes de charges etc... Deux grands régimes d'écoulement ont été définis par Reynolds (1883) [11] :

- L'écoulement laminaire.
- L'écoulement turbulent.

I.5.1 L'écoulement Laminaire et l'écoulement Turbulent :

L'introduction de marqueurs (fumée dans le cas des gaz, colorant pour les liquides), permet d'observer des différences importantes dans le comportement des écoulements des fluides. Dans certains écoulements, les particules marquées diffusent très lentement c'est à dire s'écartent peu les unes des autres, les différentes couches (Lamelles) glissent les unes par rapport aux autres sans se mélanger : l'écoulement est dit laminaire. [12]

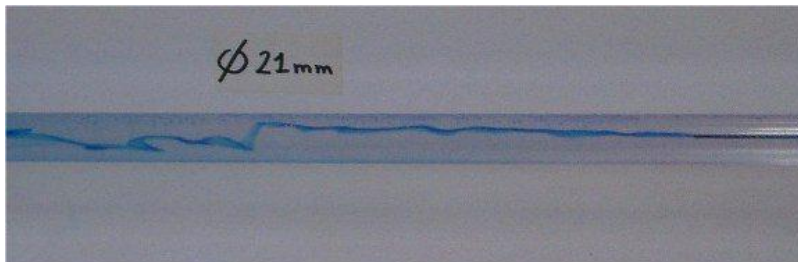


Figure 11 : Expérience de Reynolds, l'écoulement Laminaire [13]

Etude théorique sur le phénomène physique :

Au contraire dans d'autres écoulements les particules marquées s'éloignent très rapidement de manière "aléatoire, irrégulière, dans toutes les directions "les unes des autres, on ne retrouve plus de trace de marquage significative très près de l'endroit où le marqueur a été introduit : l'écoulement est dit turbulent.



Figure 12 : Expérience de Reynolds, l'écoulement turbulent. [13]

1.5.2 Ecoulements incompressibles et compressibles :

Un fluide est dit incompressible lorsque sa masse volumique ne dépend pas (pratiquement pas) de la pression ou de la température. Généralement, en Statique des fluides, les liquides sont considérés comme incompressibles et les gaz sont compressibles.

Pour un fluide en écoulement, ce classement est infirmé dans un certain nombre de situations importantes :

- Pour les gaz et pour les liquides, des gradients de température décroissant avec l'altitude provoquent des mouvements ascensionnels de matière (convection naturelle) qui ont pour conséquence d'homogénéiser la température ; ces mouvements ne peuvent s'expliquer sans considérer des variations de masse volumique,
- Dans les gaz et les liquides, des perturbations de pression donnent naissance à des phénomènes de propagation (onde sonore) qui ne peuvent être expliqués sans la notion de compressibilité,
- L'approximation fluide incompressible est souvent justifiée pour un gaz s'écoulant, dans un plan horizontal, jusqu'à des vitesses égales au tiers de la vitesse du son égale à 340 m/s pour l'air dans les conditions courantes.

Ainsi c'est la nature de l'écoulement qui permet de distinguer l'écoulement compressible de l'écoulement incompressible et non la nature du fluide. [12]

1.5.3 Ecoulements stationnaires et instationnaires :

On dit qu'un écoulement est *stationnaire* si toutes les variables décrivant le mouvement sont indépendantes du temps. Ainsi la pression, p la vitesse, V la Densité, ρ l'énergie, e d'un écoulement stationnaire sont des quantités indépendantes du temps. Un écoulement est dit *instationnaire* si les variables décrivant le mouvement dépendent du temps.

I.6 Les Nombres sans dimension :

Ils sont très utiles dans l'étude de la mécanique des fluides et en particulier dans les phénomènes convectifs, [10] ces nombres sont :

1.6.1 Nombre de Reynolds :

C'est le rapport des forces d'inertie aux forces visqueuses et est un paramètre commode pour prédire si une condition d'écoulement sera laminaire ou turbulente. Il est défini comme :

$$Re = \frac{\rho V D}{\mu} = \frac{V D}{\nu}$$

Tel que :

V est la vitesse moyenne de l'écoulement.

D une dimension linéaire caractéristique.

La densité de fluide ρ .

La viscosité dynamique μ et la viscosité cinématique ν .

Si $Re > Rec$ Le Régime dit turbulent.

Si $Re < Rec$ Le régime dit laminaire.

1.6.2 Nombre de Rayleigh :

Caractérisant le transfert de chaleur au sein d'un fluide : inférieur à une valeur critique de l'ordre de 1 700, le transfert s'opère uniquement par conduction, tandis qu'au-delà de cette valeur c'est la convection libre ou naturelle qui devient prépondérante. On peut définir le nombre de Rayleigh comme le produit du nombre de Grashof, reliant les effets de la force gravifique à la viscosité du fluide, et du nombre de Prandtl :

Etude théorique sur le phénomène physique :

$$Ra = Gr \cdot Pr = \frac{g\beta}{\nu\alpha} (T_s - T_\infty) L_c^3$$

avec :

- Gr - nombre de Grashof
- Pr - nombre de Prandtl
- g - accélération de la pesanteur (m/s²)
- L_c - longueur caractéristique (m)
- T_s - température de la paroi (K)
- T_∞ - température du fluide loin de la paroi (K)
- α - Diffusivité thermique (m²/s)
- β - coefficient de dilatation thermique volumétrique (K⁻¹)

I.6.3 Nombre de Nusselt :

C'est le rapport de la quantité de chaleur échangée par convection à une quantité de chaleur échangée par conduction :

$$Nu = \frac{hs\Delta T}{hs \frac{\Delta T}{d}} = \frac{hLc}{\lambda}$$

N_u : Est fonction direct de h, sa connaissance permet de déterminer la valeur de h.

λ : Conductivité thermique de fluide

I.6.4 Nombre de Grachof :

Caractérise la force de viscosité du fluide.

$$Gr = \frac{gLc^3 \rho \beta \Delta T}{\mu^2}$$

β: Facteur de dilatation volumique du fluide.

g : Accélération de pesanteur.

ρ: Masse volumique.

ΔT: Différence de température.

I.6.5 Nombre de Prandtl :

Caractérise la distribution des vitesses par rapport à la distribution de la température.

$$Pr = \frac{\mu C_p}{\lambda}$$

Avec :

μ : Viscosité dynamique.

C_p : Capacité thermique.

1.6.6 Nombre de Taylor :

Est un nombre sans dimension utilisé en mécanique des fluides pour caractériser la stabilité de l'écoulement d'un fluide placé entre deux tubes concentriques. Il correspond au rapport des forces centrifuges sur les forces visqueuses.

On le définit de la manière suivante :

$$Ta = \frac{4\omega^2 L_c^4}{\nu^2}$$

Avec:

ω - vitesse angulaire.

I.7 Couche Limite :

1.7.1 Définition :

La définition même de la couche limite réside dans le fait qu'elle représente la région de l'écoulement où les effets visqueux sont aussi importants que les effets inertiels (en termes d'ordre de grandeur). Ce n'est en effet pas le cas loin de la paroi, où l'écoulement est alors dit « d'Euler », et où les effets visqueux ne se font pratiquement pas ressentir. Un fluide parfait est par définition non conducteur et à ses coefficients de Lamé nuls (c'est-à-dire pas de viscosité) [14].

Le profil de vitesse au sein de la couche limite dépend de sa nature laminaire ou Turbulente. L'endroit où se produit la transition entre l'écoulement laminaire et l'écoulement turbulent dépend du nombre de Reynolds et de la géométrie de l'écoulement.

1.7.2 Description de La Couche Limite :

En général, lorsqu'un fluide s'écoule sur une surface fixe, par exemple la plaque plate, le lit d'une rivière ou la paroi d'un tuyau, le fluide en contact avec la surface est amené à reposer par la contrainte de cisaillement sur la paroi. La région dans laquelle l'écoulement s'ajuste d'une vitesse nulle au mur à un maximum dans le flux principal de l'écoulement est appelée couche limite. Le concept de couche limite est important dans toute la dynamique des fluides visqueux et dans la théorie du transfert de chaleur. [14]

Étude théorique sur le phénomène physique :

Les caractéristiques de base de toutes les couches limites laminaires et turbulentes sont présentées dans le flux en développement sur une plaque plate. Les étapes de la formation de la couche limite sont indiquées dans la figure ci-dessous :

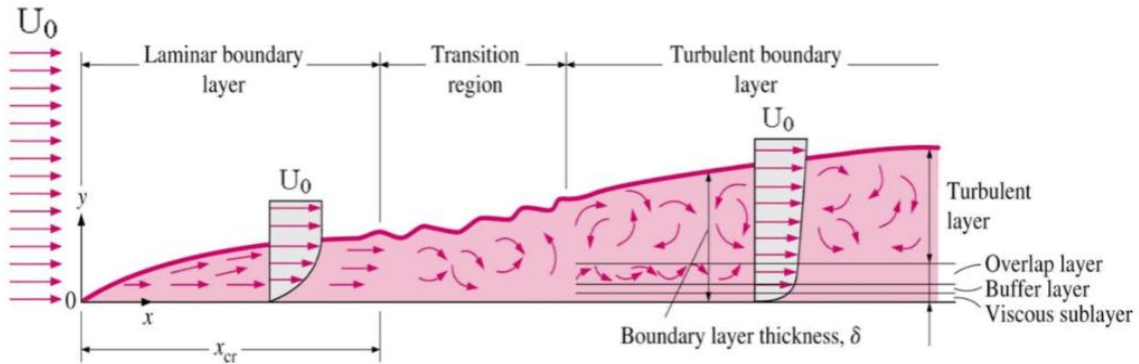


Figure 13 : Écoulement de couche limite sur une plaque plane.

Les couches limites peuvent être laminaires ou turbulentes en fonction de la valeur du nombre de Reynolds. Pour les nombres de Reynolds inférieurs, la couche limite est laminaire et la vitesse dans le flux change uniformément à mesure que l'on s'éloigne du mur, comme indiqué à gauche de la figure. À mesure que le nombre de Reynolds augmente (avec x), l'écoulement devient instable et finalement, pour les nombres de Reynolds supérieurs, la couche limite est turbulente et la vitesse en aval est caractérisée par des écoulements tourbillonnants instables (changeant dans le temps) à l'intérieur de la couche limite.

1.7.3 Couche limite dynamique :

Une des caractéristiques principales d'un fluide est la viscosité. Elle varie avec la température et ne s'annule jamais. A la paroi, la vitesse du fluide est nulle et on observe des forces de frottement qui donc freinent l'écoulement au voisinage de celle-ci. [15]

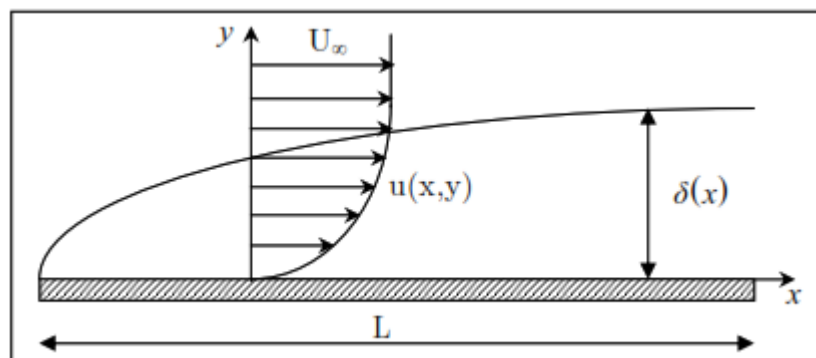


Figure 14 Variation de l'épaisseur et de la vitesse de la couche limite dynamique sur une paroi plane [12].

1.7.4 Couche limite thermique :

Supposant un fluide de température T_∞ , s'écoule sur une paroi à température T_p , des échanges thermiques s'établissent. Les particules du fluide s'échauffent ou se refroidissent au contact de la paroi. Ces particules alors échangent de la chaleur de proche en proche avec leurs voisines et un gradient de température se forme [15].

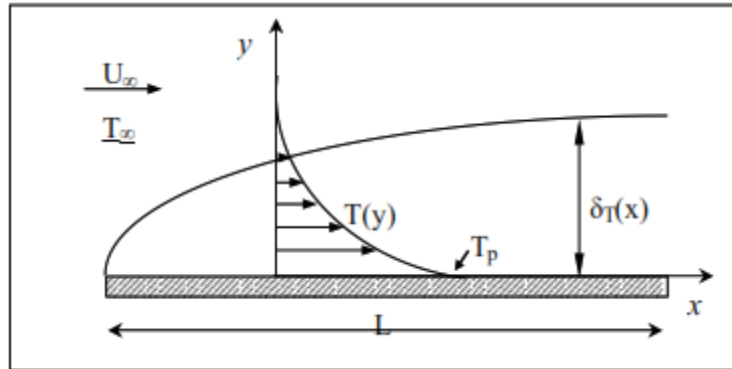


Figure 15 : Couche limite thermique sur une plaque plane [15].

1.7.5 Épaisseur de la couche limite :

Nous définissons l'épaisseur de la couche limite comme la distance entre le mur et le point où la vitesse est de 99% de la vitesse du « flux libre ». Pour les couches limites laminaires sur une plaque plate, la solution de Blasius des équations régissant l'écoulement donne [14] :

$$\delta \approx \frac{5.0}{\sqrt{Re_x}} x$$

Où Re_x est le nombre de Reynolds basé sur la longueur de la plaque.

Pour un écoulement turbulent, l'épaisseur de la couche limite est donnée par :

$$\delta \approx \frac{0.37}{\sqrt{Re_x^{1/5}}} x$$

Cette équation a été dérivée avec plusieurs hypothèses. La formule d'épaisseur de la couche limite turbulente suppose que l'écoulement est turbulent dès le début de la couche limite.

I.8 Conclusion :

Dans ce chapitre nous avons fait quelques définitions sur le transfert de chaleur et d'équations qui représentent le phénomène physique de cette étude théorique, tout cela va nous aider dans les autres parties.

PARTIE II

Modèle mathématique

Modèle mathématique

II.1 Introduction :

Il est toujours possible d'écrire l'équation de transmission de la chaleur au sein du fluide, jusqu'à la paroi, chaque fois que la loi d'écoulement est connue. Mais, en fait, la résolution de cette équation n'est possible que dans des cas simples physiquement définis. En revanche, chaque fois que le régime d'écoulement n'est pas établi, les lois de vitesse très compliquées interdisent toute résolution mathématique rigoureuse de l'équation de la chaleur. On en est alors réduit à des simplifications assez grossières fixant les ordres de grandeur des échanges thermiques.

II.2 Equations fondamentales :

Dans son ensemble, la mécanique des fluides est gouvernée par trois équations fondamentales : l'équation de continuité, l'équation de quantité de mouvement et l'équation d'énergie. [11]

II.2.1 Equation de continuité :

Considérons un volume matériel Ω . La masse contenue dans ce volume est :

$$m = \int_{\Omega} \rho dv$$

Où ρ désigne la densité locale. Si le volume matériel ne contient ni sources ni puits, la masse qui se trouve dans Ω est constante et on peut écrire :

$$\frac{d}{dt} m = \frac{d}{dt} \iiint_{\Omega} \rho dv = 0 \quad (2.1)$$

Nous pouvons maintenant appliquer le théorème de transport au volume Ω :

$$\frac{d}{dt} \iiint_{\Omega} \rho dv = \iiint_{\Omega} \frac{\partial \rho}{\partial t} dv + \iint_{\Sigma} \rho (\vec{V} \cdot \vec{n}) ds$$

Modèle mathématique :

Σ est la surface de contrôle. D'après (2.1) on peut écrire :

$$\iiint_{\Omega} \frac{\partial \rho}{\partial t} dv + \iint_{\Sigma} \rho (\vec{V} \cdot \vec{n}) ds = 0 \quad (2.2)$$

Si le volume Ω ne contient pas de surface de discontinuité, l'intégrale sur Σ peut être remplacée par une intégrale de volume et "le théorème de Green Ostrogradsky" permet d'écrire :

$$\iint_{\Sigma} \rho (\vec{V} \cdot \vec{n}) ds = \iiint_{\Omega} \nabla \cdot (\rho \cdot \vec{V}) dv$$

Dans ces conditions, l'équation (2.2) devient :

$$\iiint_{\Omega} \left[\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \cdot \vec{V}) \right] dv = 0$$

Le volume d'intégration est arbitraire et par conséquent l'intégrale doit être identiquement nulle :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \cdot \vec{V}) = 0 \quad (2.3)$$

L'équation (2.3) est souvent appelée *équation de continuité* (forme différentielle).[12]

II.2.2 Equation de quantité de mouvement :

Pour un volume arbitraire Ω , la quantité de mouvement, définie pour une particule de fluide par le produit, mV doit être conservée. Cette conservation, sous sa forme générale, peut être exprimée par l'équation suivante, sous forme intégrale : [12]

$$\iiint_{\Omega} \frac{\partial}{\partial t} (\rho \cdot \vec{V}) dv + \iint_{\Sigma} (\rho \cdot \vec{v} \cdot \vec{V}) \cdot \vec{V} ds = \iiint_{\Omega} \rho \cdot \vec{f} dv + \iint_{\Sigma} \vec{n} \cdot \bar{\bar{P}} ds \quad (2.4)$$

où \vec{v} est le vecteur unité tangent à la surface Σ , et $\bar{\bar{P}}$ définit le tenseur des contraintes totales appliquées en un point du fluide et qui s'écrit de la manière suivante :

$$\bar{\bar{P}} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{yx} & \sigma_{yy} & \tau_{yz} \\ \tau_{zx} & \tau_{zy} & \sigma_{zz} \end{pmatrix}$$

L'équation (2.4) s'écrit sous la forme différentielle comme suit :

$$\rho \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \rho (\vec{V} \cdot \nabla) \cdot \vec{V} = \vec{f} - \nabla \cdot \bar{\bar{P}}$$

Modèle mathématique :

Où \vec{f} représente le vecteur des forces appliquées au fluide (forces massiques).

Dans le cas d'un écoulement idéal, donc sans frottements internes, ou pour un fluide au repos, le tenseur des contraintes totales se réduit uniquement à l'effet de la pression hydrostatique p , et cela devient :

$$\bar{\bar{P}}_{idéal} = - \begin{pmatrix} P & 0 & 0 \\ 0 & P & 0 \\ 0 & 0 & P \end{pmatrix}$$

Pour un fluide incompressible, newtonien et visqueux, le tenseur ci-dessus présente alors des contraintes visqueuses, dont le tenseur est $\bar{\tau}$ et cela devient :

$$\bar{\bar{P}}_{visq} = \bar{\bar{P}}_{idéal} + \bar{\tau}$$

Le tenseur des contraintes visqueuses, selon l'hypothèse de "Newton", est une fonction linéaire du taux de déformation $\bar{\bar{D}}$:

$$\bar{\tau} = 2\mu \bar{\bar{D}}$$

Avec $\bar{\bar{D}}$ défini de la manière suivante :

$$\bar{\bar{D}} = [\nabla \otimes \vec{V} + (\nabla \otimes \vec{V})^T]$$

En tenant compte de la condition d'incompressibilité, défini par $\nabla \cdot \vec{V} = 0$, on aboutit aux *équations de Navier-Stokes*, qui expriment la conservation de la quantité de mouvement d'un fluide incompressible, newtonien et visqueux et dont l'expression est :

$$\rho \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \rho (\vec{V} \cdot \nabla) \cdot \vec{V} = \vec{f} - \nabla \cdot p + \mu \nabla^2 \vec{V}$$

II.2.3 Equation d'énergie :

L'énergie cinétique du fluide contenu dans un élément de volume dv d'un volume Ω est $\rho[V^2/2]dv$, d'après le théorème de l'énergie cinétique on a [12] :

$$\frac{D}{Dt} \iiint_{\Omega} \frac{\rho \cdot V^2}{2} dv = P_e + P_i \quad (2.5)$$

avec P_e : puissance des forces extérieures :

$$P_e = \iiint_{\Omega} u_i f_i dv + \iint_{\Sigma} u_i \sigma_{ij} n_j ds$$

P_i : puissance des forces intérieures :

Modèle mathématique :

$$P_i = \iint_{\Omega} \sigma_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} dv$$

Si on appelle e l'énergie interne du fluide par unité de masse, l'énergie totale du fluide contenu dans l'élément de volume dv du volume Ω est $\rho[e + (V^2/2)]dv$. Le premier principe de la thermodynamique s'exprime sous la forme :

$$\frac{D}{Dt} \iiint_{\Omega} \rho \left(e + \frac{V^2}{2} \right) dv = P_e + P_T \quad (2.6)$$

avec P_T puissance thermique fournie au fluide du volume Ω .

La puissance thermique P_T peut être fournie au fluide soit par rayonnement, soit par conduction à travers la surface Σ . Nous négligeons le rayonnement et par conséquent, si λ désigne la conductivité thermique du fluide, on a :

$$P_T = \iint_{\Sigma} \lambda \overrightarrow{\text{grad}} T \cdot \vec{n} ds \quad (2.7)$$

En retranchant de l'équation (2.6) l'équation (2.5) obtenue par application du théorème de l'énergie cinétique, on obtient :

$$\frac{D}{Dt} \iiint_{\Omega} \rho e dv = -P_i + P_T$$

c'est-à-dire, d'après (2.7), et en exprimant P_i comme suit :

$$\iiint_{\Omega} \frac{\partial(\rho e)}{\partial t} dv + \iint_{\Sigma} \rho e (\vec{V} \cdot \vec{n}) ds = - \iiint_{\Omega} \rho \text{div} \vec{V} dv + \iiint_{\Omega} \Phi dv + \iint_{\Sigma} \lambda \overrightarrow{\text{grad}} T \cdot \vec{n} ds$$

En transformant les intégrales de surfaces en intégrales de volume, on montre qu'on doit avoir en tout point :

$$\frac{\partial(\rho e)}{\partial t} + \text{div} \rho e \vec{V} = -\rho \text{div} \vec{V} + \Phi + \text{div}(\lambda \overrightarrow{\text{grad}} T)$$

Ce qui peut s'écrire en tenant compte de l'équation de continuité (2.3) :

$$\rho \frac{De}{Dt} + \rho \text{div} \vec{V} = \Phi + \text{div}(\lambda \overrightarrow{\text{grad}} T)$$

Cette équation, appelée *équation d'énergie*, est utilisée, en fait, sous une forme équivalente, obtenue en introduisant l'enthalpie $h = e + (P/\rho)$ du fluide (par unité de masse) à la place de l'énergie interne et qui s'écrit :

Modèle mathématique :

$$\rho \frac{Dh}{Dt} = \frac{Dp}{Dt} + \Phi + \text{div}(\lambda \overrightarrow{\text{grad}}T)$$

En introduisant la chaleur massique à pression constante $C_p = \frac{\partial h}{\partial t}$ et le coefficient de dilatation cubique à pression constante γ ; on écrit enfin l'équation d'énergie sous la forme suivante :

$$\rho C_p \frac{DT}{Dt} = \gamma T \frac{Dp}{Dt} + \Phi + \text{div}(\lambda \overrightarrow{\text{grad}}T)$$

II.3 Equations au dérivée partielle des écoulements des fluides :

Les écoulements considérés dans le présent travail sont tridimensionnels et laminaires d'un fluide Newtonien incompressible. Ils sont régis par des équations traduisant le transport de la masse, la quantité de mouvement et l'énergie, présentées ci-après. Les propriétés du fluide sont supposées constants.

II.3.1 Equation de continuité

Cette équation est déduite du premier principe de conservation de masse. Elle s'exprime sous forme tensorielle comme suit (Bejan, 1993) [16] :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho U_j) = 0 \quad (2.8)$$

(Où $j' = 1, 2, 3$: indice de sommation)

Dans l'air qui est considéré comme étant un fluide incompressible ($\rho = \text{constante}$), l'équation (2.8) devient :

$$\frac{\partial u_j}{\partial x_j} = 0$$

Sous forme développée :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho w) = 0 \quad (2.9)$$

u , v et w sont les composantes de la vitesse respectivement suivant les directions x , y et z .

En coordonnées cylindrique

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

II.3.2 Equations de quantité de mouvement

Cette équation est déduite de la deuxième loi de la dynamique, qui stipule que la variation de la quantité de mouvement d'une particule fluide est égale à la somme des forces extérieures sur cette particule. Elle s'écrit sous forme tensorielle comme suit (Bejan, 1993). [16]

$$\frac{\partial}{\partial x} (\rho u_i) + \frac{\partial (u_i u_j)}{\partial x_j} = F_i - \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] \quad (2.10)$$

Où :

$\frac{\partial}{\partial x} (\rho u_i)$: Représente le taux de variation de la quantité de mouvement

$\frac{\partial (u_i u_j)}{\partial x_j}$: Représente le taux net de transport de quantité de mouvement suivant la direction i, par mouvement du fluide.

F_i : Représente les forces de volume suivant la direction i.

$\frac{\partial P}{\partial x_i}$: Représente les forces dues à la pression.

$\frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right]$: Représente les forces nettes de viscosité.

Sous forme développée et suivant les différentes directions l'équation de mouvement s'écrit (en coordonnées cartésiennes) :

Suivant x :

$$\rho \left[\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right] = - \frac{\partial P}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) + F_u \quad (2.11)$$

Suivant y :

$$\rho \left[\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} \right] = - \frac{\partial P}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) + F_v \quad (2.12)$$

Suivant z :

$$\rho \left[\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} \right] = - \frac{\partial P}{\partial z} + \mu \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) + F_w \quad (2.13)$$

En coordonnées cylindrique

Suivant r :

$$\begin{aligned} & \rho \left[\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{v}{r} \frac{\partial u}{\partial \theta} - \frac{v^2}{r} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right] \\ &= - \frac{\partial P}{\partial r} + \mu \left(\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial (ru)}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 u}{\partial \theta^2} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial v}{\partial \theta} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) + F_u \end{aligned} \quad (2.14)$$

Suivant θ :

$$\begin{aligned} & \rho \left[\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{v}{r} \frac{\partial v}{\partial \theta} + \frac{uv}{r} + w \frac{\partial v}{\partial z} \right] \\ &= - \frac{1}{r} \frac{\partial P}{\partial \theta} + \mu \left(\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial (rv)}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 v}{\partial \theta^2} + \frac{2}{r^2} \frac{\partial u}{\partial \theta} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) + F_v \end{aligned} \quad (2.15)$$

Suivant z :

$$\begin{aligned} & \rho \left[\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial r} + \frac{v}{r} \frac{\partial w}{\partial \theta} + w \frac{\partial w}{\partial z} \right] \\ &= - \frac{\partial P}{\partial z} + \mu \left(\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial (rw)}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 w}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) + F_w \end{aligned} \quad (2.16)$$

II.3.3 Equation de l'énergie :

L'équation de l'énergie est obtenue en appliquant le premier principe de la thermodynamique pour un fluide Newtonien incompressible, elle s'écrit comme suit (Bejan, 1993). [16]

$$\rho C_p \left[\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (u_j T) \right] = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[K \frac{\partial T}{\partial x_j} \right] + Q + \mu \Phi \quad (2.17)$$

Sous forme développée (en coordonnées cartésiennes) :

$$\rho C_p \left[\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z} \right] = K \left[\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right] + Q + \mu \Phi$$

En coordonnées cylindrique

$$\rho C_p \left[\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{v}{r} \frac{\partial T}{\partial \theta} + w \frac{\partial T}{\partial z} \right] = K \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right] + Q + \mu \Phi$$

Où :

K : La conductivité thermique

Cp : La chaleur spécifique à pression constante.

ρ : La masse volumique.

Q : La génération de chaleur par unité de volume (densité de chaleur volumétrique)

μ : Viscosité dynamique du fluide.

Φ : La dissipation visqueuse.

II.4 Méthodes de résolution des équations régissant :

Plusieurs méthodes numériques sont disponibles pour la résolution de ces équations. On peut distinguer les méthodes suivantes :

- Méthodes des différences finis (MDF).
- Méthodes des éléments finis (MEF).
- Méthodes des spectrales (MS).
- Méthodes des volumes finis (MVF).

Comme tout calcul, le calcul numérique a des avantages comme il a des inconvénients, parmi ces avantages on peut citer la rapidité d'exécution, la possibilité de simuler des conditions réelles exceptionnelles et il peut nous donnera une solution numérique pour nombreux problèmes pratiques ayant un modèle mathématique. L'inconvénient de ce calcul est sa difficulté pour sélectionner la bonne solution en cas de plusieurs solutions au problème mathématique [16].

II.5 Conclusion :

D'une manière générale, les problèmes de la dynamique des fluides sont difficiles à résoudre car les équations de base sont non linéaires. Il est donc impossible de trouver les solutions exactes, sauf dans quelques cas très simples. Pourtant, l'évolution de la science de la dynamique des fluides a porté ses fruits. Ceci est démontré par l'avancement spectaculaire des secteurs technologiques dans lesquels la qualité et l'originalité des solutions des problèmes d'écoulement sont joués un rôle primordial, par exemple dans le secteur de la production d'énergie (turbines, compresseurs, réacteurs, etc. ...). Il faut donc noter que récemment on s'est penché beaucoup plus sur le côté numérique à cause des développements rapides des moyens informatiques puissants.

PARTIE III

Application

Dans les

« Machines Électrique »

Application Dans les « Machines Électriques »

III.1 Introduction :

La conversion d'énergie par une machine électrique s'accompagne de pertes d'énergie qui constituent des sources de chaleur dans la machine. A volume donné, les machines à aimants permanents présentent généralement de meilleurs rendements que leurs homologues à courant continu ou asynchrones, et c'est pour cette raison qu'elles sont préférées. En fonction de l'application, de la topologie, de la qualité de conception, du mode de refroidissement, etc., les rendements peuvent varier de 80% à 99%. L'énergie perdue est due à différents phénomènes qui se produisent dans différentes parties de la machine lors de son fonctionnement. Ces pertes sont non uniformes et sont à l'origine de l'augmentation de la température dans la machine. Ainsi, le champ de température de la machine dépend du mode de fonctionnement, du refroidissement et des propriétés des matériaux constituant la machine et même de l'assemblage de la machine. Ce chapitre vise dans un premier temps à décrire les phénomènes physiques qui sont à l'origine des sources de chaleur dans une machine électrique à aimants permanents. Dans un deuxième temps, on vise à expliquer la modélisation thermique de la machine et les méthodes utilisées afin de la caractériser, en troisième et enfin les transferts convectifs au sien de la machine électrique et les corrélations utilisées dans la littérature pour le calcul des coefficients d'échange convectifs seront exposées. Mais avant ces principales parties, une présentation des machines à aimants permanents sera faite.

III.2 Les machines synchrones à aimants permanents :

Une machine synchrone est constituée d'une partie tournante nommée rotor et d'une partie fixe nommée stator. Les aimants permanents sont généralement placés sur le rotor et produisent un champ magnétique dans l'entrefer. Le champ tournant produit au stator doit être synchrone avec celui du rotor pour produire un couple à valeur moyenne non nulle. En effet, la vitesse du rotor est fonction de la fréquence d'alimentation du stator f et du nombre de paires de pôles p :

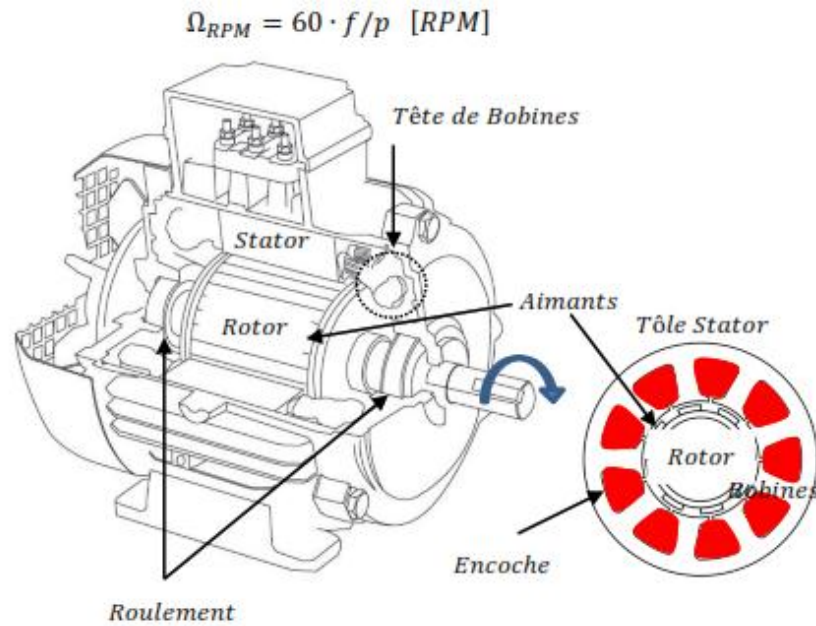


Figure 16 Construction typique d'une machine synchrone à aimants permanents

L'utilisation d'aimants permanents dans la construction de machines électriques apporte de nombreux bénéfices. Puisque le champ d'excitation est produit par les aimants, il n'y a pas autant de pertes Joule au rotor que dans le cas d'un système d'excitation avec un bobinage. Cela améliore l'efficacité du moteur de manière significative. De plus, lorsque le champ d'excitation est produit par des aimants, ceux-ci sont plus compacts et plus légers qu'une bobine produisant le même niveau de champ. C'est pourquoi ce type de moteur offre une puissance massique ainsi qu'un couple massique plus intéressant que les moteurs synchrones à rotor bobiné. Ensuite, l'utilisation d'aimants permanents au rotor évite l'utilisation de bagues et de balais réduisant considérablement l'entretien nécessaire et les risques de bris. De même, l'utilisation d'aimants permet d'obtenir un flux magnétique au niveau de l'entrefer supérieure à celle obtenue avec des bobines, ce qui entraîne une meilleure performance dynamique.

III.3 La conception d'une MSAP :

La conception d'une machine électrique est complexe car elle fait intervenir plusieurs phénomènes physiques. Ceux-ci sont liés les uns aux autres comme présenté dans la (figure 17).

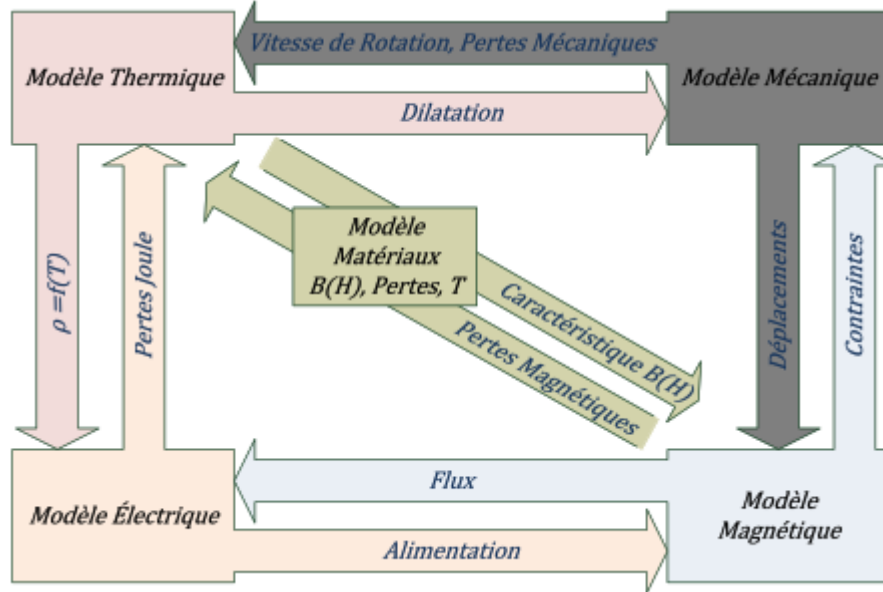


Figure 17 : Interaction des modèles pour la conception d'une machine électrique.

Puisque pour le moment il est difficile, voire impossible, de résoudre tous ces problèmes de manière simultanée, le processus de conception est inévitablement un processus itératif. D'autant plus que dans le cas d'un entraînement à vitesse variable, il ne faut pas uniquement optimiser la machine mais plutôt le système qu'elle constitue avec son convertisseur et sa commande.

L'optimisation consiste à définir les variables qui satisferont une fonction objective et un ensemble de contraintes. Le résultat obtenu sera fortement influencé par le niveau de complexité de chacun des modèles et surtout par les contraintes de conception utilisées. Dans cette partie, l'accent est mis sur la modélisation thermique mais nous présentons tout d'abord, une description succincte des autres modèles.

III.3.1 Modèle magnétique :

Les modèles magnétiques analytiques sont basés principalement sur le théorème d'Ampère (3.1) et permettent d'évaluer la circulation du flux magnétique dans le circuit magnétique de la machine. La modélisation magnétique prend alors la forme d'un circuit de réluctances où circule du flux qui est animé par des forces magnétomotrices auxquelles toutes les lois de Kirchhoff s'appliquent.

$$\oint_{L(s)} \vec{H} + \vec{dl} = \iint_s \vec{j} \cdot \vec{ds} \quad (3.1)$$

Ce modèle peut se compliquer afin de prendre en compte la saturation magnétique ainsi que les flux de fuite. Les méthodes numériques sont de plus en plus utilisées pour évaluer le comportement d'un dispositif électromagnétique.

III.3.2 Modèle électrique :

On utilise généralement un modèle équivalent à deux axes basé sur la transformation de Park qui est bien adapté pour la commande de la machine. Ce modèle électrique se représente par les expressions (3.2), (3.3) et désigne respectivement le circuit équivalent de l'axe d et q . Le modèle fait intervenir des sources de tension, des résistances, des inductances et des forces électromotrices. Ces variables peuvent être déterminées par les dimensions géométriques de la machine.

$$V_d = R_{\text{éle}} \cdot i_d + \frac{d(L_d \cdot i_d)}{dt} - \omega_s (L_q \cdot i_q) \quad (3.2)$$

$$V_q = R_{\text{éle}} \cdot i_q + \frac{d(L_q \cdot i_q)}{dt} - \omega_s (L_d \cdot i_d) + e(t) \quad (3.3)$$

$$e(t) = -k_w \cdot n_m \frac{d\Phi}{dt} \quad (3.4)$$

d = Indice référence à laxe d

q = Indice référence à laxe q

V = Tension aux bornes de la phase selon laxe

L = Inductance selon l'axe

i = Courant instantané selon laxe

$R_{\text{éle}}$ = Résistance électrique

ω_s = Pulsation de phase électrique

k_w = Coefficient de bobinage

n_m = Nombre de spires par phase

III.3.3 Modèle mécanique :

Des contraintes mécaniques se développent à divers endroits dans la machine et elles peuvent être dues à différents phénomènes. La différence de dilatation thermique entre les différents éléments constituant de la machine produit des contraintes dites thermiques. Des contraintes se développent également à la surface des pièces en rotation et peuvent constituer un critère de dimensionnement majeur. Ceci est particulièrement important pour les moteurs à haute vitesse car la force centrifuge varie au carré de la vitesse de rotation. Des contraintes peuvent également apparaître dans les parties conductrices dues aux forces de Lorentz. Dans la conception des machines, ces aspects ne sont généralement pas critiques et sont seulement validés lorsque

l'optimisation est complétée. L'équation d'équilibre des moments (3.5) qui s'applique sur le rotor doit être incluse dans l'optimisation car le couple produit par la machine est un facteur primordial à considérer.

$$T_{em}(t) - T_c(t) - F_{frot} \cdot \Omega(t) = J_{in} \frac{d\Omega(t)}{dt} \quad (3.5)$$

$T_{em}(t)$: Couple électromagnétique [Nm].

$T_c(t)$: Couple de charge [Nm].

F_{frot} : Coefficient de frottement [Nm · s/ rad].

$\Omega(t)$: Vitesse de Rotation [rad/ s].

J_{in} : Moment d'inertie de toutes les parties tournantes par rapport à l'axe de rotation [Nm · s²/rad].

III.4 Les pertes dans la machine :

La conversion électromécanique engendre une multitude de pertes dans les machines et celles-ci se traduisent par une génération de chaleur (source de chaleur) et donc une augmentation de la température. On distingue plusieurs types de pertes selon l'origine du phénomène physique qui les engendre. Elles sont classées en trois grandes catégories : les pertes mécaniques, les pertes Joule et les pertes magnétiques. [17]

III.4.1 Les pertes Joule :

Les pertes Joule regroupent les pertes dans les parties conductrices parcourues par un courant. En effet, comme le montre l'expression suivante, les pertes sont :

$$P_j = \rho V_{cu} \cdot J^2 \quad (3.7)$$

Pour la plage de température d'opération d'un moteur électrique, la résistivité varie de manière linéaire avec la température. La variation de résistivité en fonction de la température est donnée par :

$$\rho_{T2} = \rho_{T1} \left[\frac{T_2 + T_{\rho c}}{T_1 + T_{\rho c}} \right] \quad (3.8)$$

ρ_{T1} : Résistivité à la température 1 [$\Omega \cdot m$]

ρ_{T2} : Résistivité à la température 2 [$\Omega \cdot m$]

Application dans les machines électriques :

T_{qc} : Température spécifique [°C]

T_1 : Température d'évaluation 1 [°C]

T_2 : Température d'évaluation 2 [°C]

Tableau 1 Données pour la linéarisation de la résistivité des conducteurs usuels

Matériau	Résistivité à 20°C $\rho_{20^\circ\text{C}}$ ($\Omega \cdot \text{m}$)	Température Spécifique T_{qc} (°C)
Cuivre (Recuit)	$1.72 \cdot 10^{-8}$	234.5
Cuivre	$1.77 \cdot 10^{-8}$	241.5
Aluminium	$2.83 \cdot 10^{-8}$	228.1
Argent	$1.59 \cdot 10^{-8}$	243

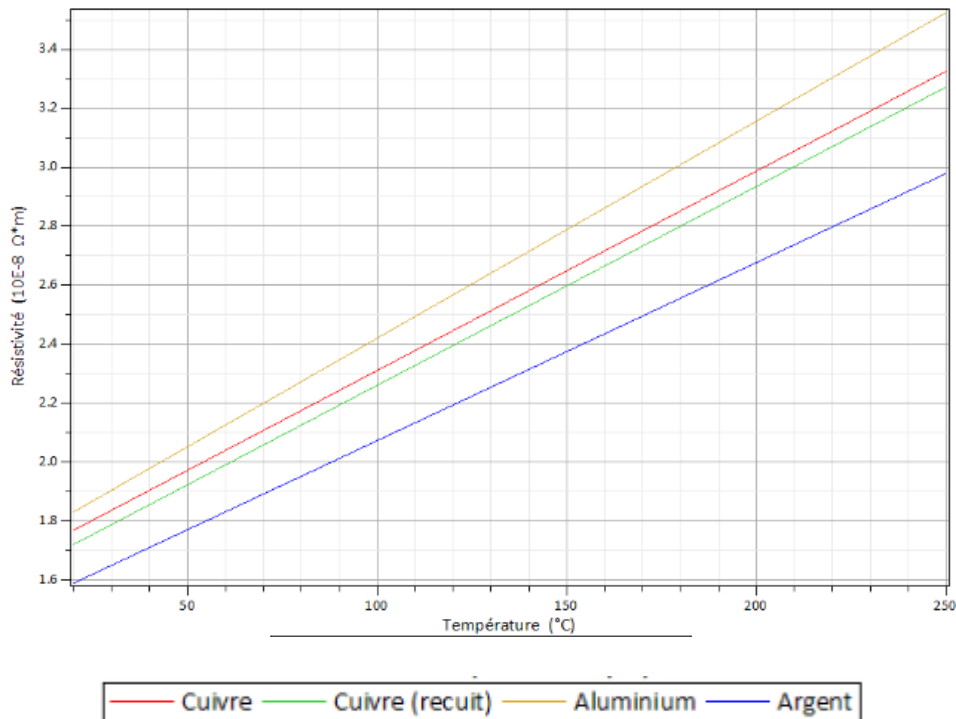


Figure 18 Linéarisation de la résistivité des conducteurs usuels 25 à 250 °C

III.4.2 Les pertes magnétiques :

Les pertes magnétiques prennent place dans les parties magnétiques soumises à des variations d'induction. Ces pertes se divisent en deux composantes principales, soient les pertes par hystérésis et les pertes par courants de Foucault. Ces pertes ne se

Application dans les machines électriques :

répartissent pas de manière uniforme dans le circuit magnétique et leur distribution est difficile à prévoir.

► **Les pertes par hystérésis** sont la quantité d'énergie convertie en chaleur lors de l'alimentation cyclique des parties ferromagnétiques. L'alignement des domaines de Weiss causé par un changement d'intensité et/ou d'orientation du champ magnétique produit une puissance dissipée qui s'interprète comme étant proportionnelle à l'aire du cycle d'hystérésis.

► **Les pertes par courants de Foucault** se produisent également à cause de l'aimantation cyclique des parties fer. Cette aimantation alternative produit des forces électromagnétiques qui induisent des courants de circulation dans la direction perpendiculaire à l'orientation de la circulation du flux. Ces courants génèrent de la chaleur par effet joule. Généralement, les circuits magnétiques sont constitués d'une superposition de plusieurs laminations isolées électriquement les unes des autres afin de minimiser les courants de Foucault.

La formulation analytique la plus classique pour la modélisation de ces pertes a été établie par Steinmetz (1865-1923) est donnée par les expressions (3.9) et (3.10) représentant respectivement les pertes par hystérésis et par courant de Foucault.

$$P_{hys} = K_H \cdot f B_{max}^x V_{cm} \quad (3.9)$$

$$P_{CF} = K_F \cdot f^2 e_t^2 B_{max}^2 V_{cm} \quad (3.10)$$

K_h : Coefficient de pertes par hystérésis spécifique au matériau

b_{max} : Induction maximale (T) à la fréquence f (Hz)

x : Valeur dépendant de la forme du cycle d'excitation (sinus $\rightarrow x = 2$)

V_{cm} : Volume du circuit magnétique

E_t : épaisseur de tôle

K_h, K_f : Coefficient caractéristique de la tôle

Ces expressions sont basées sur des hypothèses de matériaux homogènes, isotropes et subissant un champ uniforme.

III.4.3 Les pertes mécaniques :

Les pertes mécaniques sont causées par la rotation des pièces mobiles : celles-ci produisent du frottement dans l'air et au niveau des roulements ce qui entraîne un échauffement. Ce type de pertes n'est généralement pas prépondérant dans les

machines sauf dans les cas où les vitesses de rotation sont très importantes. Les niveaux de pertes sont difficiles à calculer de manière théorique. Dans le cas des roulements, les manufacturiers offrent généralement des données techniques qui permettent d'estimer les niveaux d'échauffement par frottement.

III.5 LA MODELISATION THERMIQUE DE LA MACHINE :

Les outils de modélisation thermique d'une machine électrique se basent sur deux approches ; l'approche analytique ou nodale par un modèle à constantes localisées ou LPTN (Lumped Parameter Thermal Network) ou l'approche numérique. L'avantage principal de l'approche analytique est son temps de calcul relativement faible et la possibilité d'intégration dans des approches systèmes. Cependant, le développeur du modèle doit investir un effort important pour la définition du circuit qui modélise au mieux les transferts de chaleur dans la machine. La précision d'un modèle analytique dépend de son niveau de discrétisation ainsi que du choix effectué par le développeur du modèle sur les chemins thermiques. Les géométries complexes sont également difficiles à traiter. En revanche, les méthodes numériques donnent la possibilité d'étudier de telles géométries et d'offrir des informations locales sur les paramètres thermiques en chaque point de la machine. Ces méthodes permettent également le couplage avec des problèmes physiques diverses tels que le magnétique, l'électrique et la mécanique. Cependant, ces méthodes sont onéreuses en temps de calcul et de création des modèles.

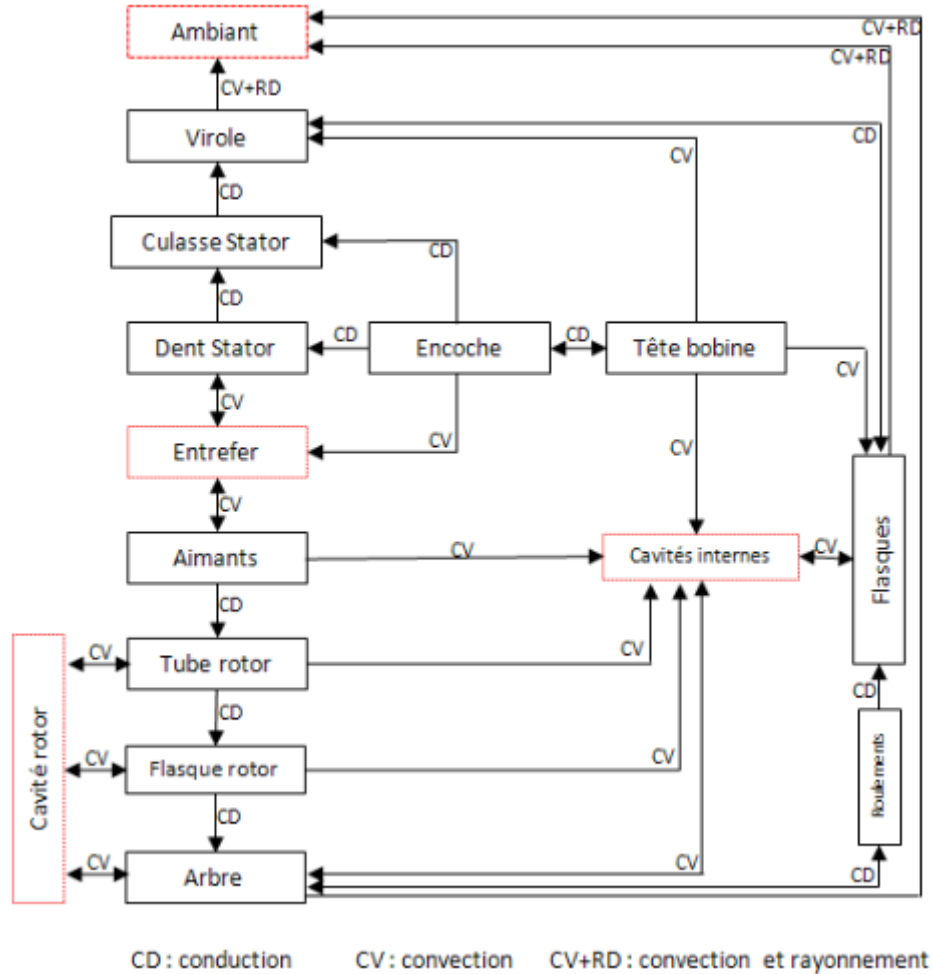


Figure 19 Echanges thermique dans une machine synchrone

Deux types d'analyse numérique existent : la méthode des éléments finis (ou FEA : Finite Element Analysis) et la mécanique des fluides numériques (CFD Computational Fluid Dynamics). La méthode des éléments finis permet de modéliser le transfert de chaleur par conduction dans les zones solides de la machine, en particulier dans les zones hétérogènes. Pour les zones de contact fluide-solide, les corrélations analytiques et empiriques des coefficients de convection (tableau 5) sont utilisées.

La CFD consiste à modéliser le mouvement d'un fluide par la résolution numérique des équations qui régissent ce fluide [18]. Cette approche est principalement utilisée pour la modélisation des zones fluides complexes dans la machine telles que l'entrefer, les cavités...etc. Dans plusieurs cas, les deux approches analytique et numérique sont combinées. [TRIGEOL 19] utilise un modèle CFD pour caractériser la diffusion de chaleur dans les cavités alors qu'un modèle analytique modélise thermiquement la

machine. [KOLONDZOVSKI 20] réalise une comparaison des résultats obtenus en utilisant les deux approches, analytique et numérique par CFD. [LEGRANGER 21] utilise la méthode des éléments finis pour estimer les flux et la distribution des pertes fer dans la machine et applique ensuite ces résultats dans un modèle thermique nodal.

III.5.1 Méthode analytique :

La méthode analytique ou nodale est basée sur une analogie électrique-thermique. La tension est la température, le courant électrique représente le flux injecté dans un nœud, la capacité et la résistance électrique sont respectivement une capacité et une résistance thermique. Le circuit à constantes localisées décrit les différents chemins de transfert de chaleur, permettant ainsi de déterminer les températures dans une zone de la machine pour une distribution des pertes. Cela est réalisé en divisant la machine en des volumes élémentaires considérés chacun à une température homogène. Ensuite, la valeur des pertes et une capacité thermique de chaque volume sont évaluées. L'échange de chaleur entre deux volumes voisins est estimé par le calcul des résistances thermiques de conduction, de convection et de rayonnement en utilisant les corrélations analytiques et empiriques.

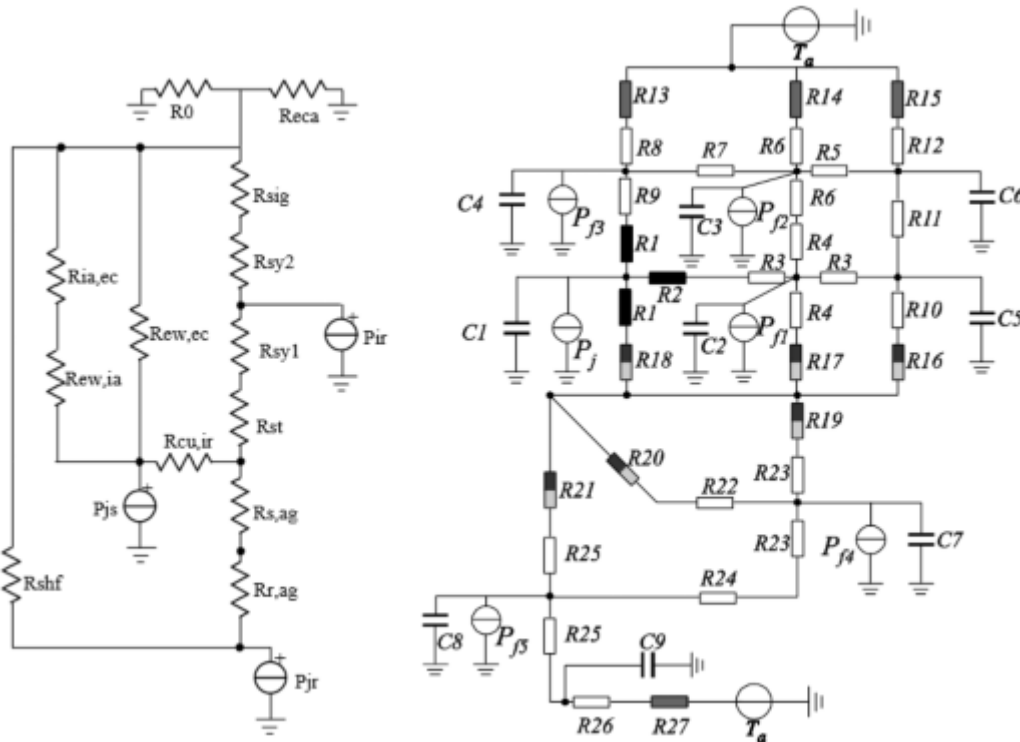


Figure 20 Exemples des modèles thermiques (MSAP) dans la littérature

III.5.2 Méthode numérique :

Modélisation thermique par la méthode des éléments finis (FEA) : Cette méthode est généralement utilisée pour les modélisations électromagnétiques, cependant certains logiciels, qui réalisent de telles modélisations, intègrent un module thermique (FLUX om, INFOLYTICA om). L'avantage de l'utilisation de la FEA sur la méthode nodale est la possibilité de déterminer la distribution des températures locales avec une grande précision dans les différentes zones de la machine ; en particulier dans l'encoche où le gradient de température peut être important. Cette méthode permet également la détermination de la conductivité équivalente du bobinage ; celle-ci peut être utilisée ensuite dans le calcul des paramètres d'un réseau nodal. Cependant, le problème réside dans la définition des conditions limites pour les phénomènes de contact et de convection. Ces méthodes utilisent les mêmes approches que celles utilisées dans la méthode nodale.

Dans certains circuits nodaux, la distribution des pertes est supposée uniforme. Dans ce cas, l'intérêt de l'utilisation de la méthode FEA est de modifier le réseau nodal afin de prendre en compte une meilleure distribution des pertes ; en conséquence une meilleure estimation des températures. Finalement, les résultats de cette méthode peuvent être utilisés pour définir un niveau de discrétisation du réseau nodal et améliorer sa précision.

Modélisation thermique par CFD : La modélisation par CFD de la machine électrique permet de déterminer les caractéristiques de transfert de chaleur dans ses régions fluides. Citons par exemple, le débit du liquide de refroidissement, sa vitesse et la distribution de la pression dans les canaux de passage à l'intérieur ou à l'extérieur de la machine ainsi que les caractéristiques de l'écoulement. Il existe plusieurs analyses par CFD pour les machines électriques. Celles-ci peuvent être classées de la manière suivante [22] :

- **Écoulements internes** : dans l'entrefer, dans les cavités (figure 26), ou dans les canaux de refroidissement au stator et/ou au rotor. Dans certaines machines, celles refroidies par ventilation interne par exemple, le mouvement de l'air dans la cavité permet de déterminer l'échange avec les têtes de bobines et de localiser ses points les plus chauds,
- **Écoulements externes** : sur les surfaces externes d'une machine refroidie à air en convection naturelle, ou en convection forcée (figure 21),

- **Conception des ventilateurs et études des performances** : dans ce cas, la CFD aide à la conception des ventilateurs utilisés à l'intérieur ou à l'extérieur de la machine afin d'améliorer leur rendement et leurs performances ; par conséquent, un meilleur refroidissement de la machine.

L'association de la CFD à la méthode nodale permet d'avoir une meilleure compréhension des phénomènes de convection dans la machine. Cette méthode permet également l'estimation des coefficients de convection moyens qui peuvent être utilisés dans le circuit nodal pour une meilleure détermination des différentes températures dans la machine.

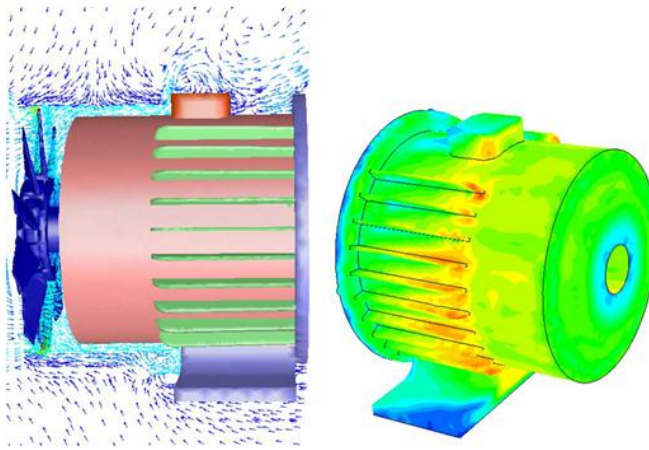


Figure 21 vecteurs de vitesse autour d'une machine de type TEFC et distribution des coefficients d'échange convectif [22]

III.6 MODELISATION DE LA CONVECTION DANS LA MACHINE :

La modélisation de certains phénomènes d'échange convectif dans la machine électrique est basée sur le choix de corrélations ou de formulations analytiques et empiriques présentes dans la littérature. Ces phénomènes peuvent être également modélisés grâce à la méthode numérique CFD *Computational Fluid Dynamics* où le coefficient d'échange peut être obtenu pour chaque point d'un volume. Le choix d'une formulation analytique/empirique est appliqué lors d'une modélisation analytique, ou une modélisation numérique par éléments finis, afin d'évaluer le coefficient d'échange convectif. Ci-dessous, nous nous concentrons sur les formulations existantes dans la littérature en général et leurs applications dans le domaine de la machine électrique. Tout d'abord, les corrélations pour des problèmes thermiques usuels (cylindre, plaque, ailettes, cavités...) sont présentées. Ensuite, les problèmes spécifiques à la machine tels que l'échange de chaleur par les têtes de bobines, l'entrefer et autres sont exploités.

III.6.1 Convection naturelle :

Dans certaines topologies de machines électriques, les phénomènes de convection naturelle dominant les échanges convectifs, en particulier, dans les machines totalement fermées et non ventilées. Ces dernières sont refroidies à travers leurs surfaces externes qui peuvent être équipées d'ailettes pour améliorer l'échange convectif avec l'environnement. Un exemple de ces types de machine est illustré dans la (figure 21) [23].

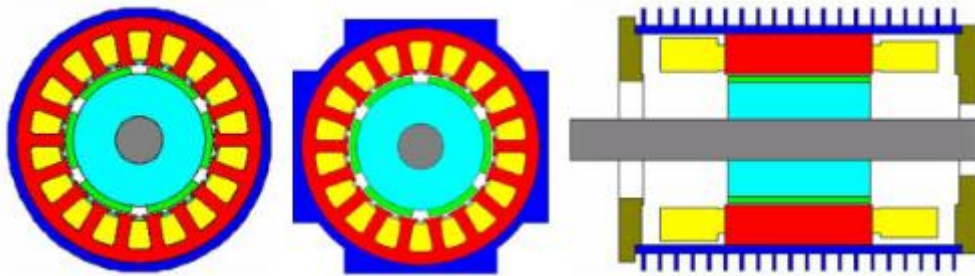


Figure 21 Exemple de machines électriques totalement fermées et non ventilées [25]

Les corrélations pour les formes géométriques de base comme un cylindre ou une plaque peuvent être utilisées pour évaluer le coefficient d'échange convectif à l'extérieur ou à l'intérieur de la machine. Dans le cas de la convection naturelle, le nombre de Nusselt est calculé en fonction du nombre de Rayleigh et des coefficients empiriques C et m par la formule suivante :

$$Nu = C Ra^m \quad (3.11)$$

En général (avec quelques exceptions), les valeurs du coefficient empirique sont égales à $1/4$ en régime laminaire et $1/3$ en régime turbulent. Dans le calcul du nombre Ra , les propriétés thermo-physiques du fluide sont évaluées à la température moyenne du film d'air T_f , avec :

$$T_f = \frac{T_p + T_\infty}{2} \quad (3.12)$$

Avec T_p , la température de la paroi et T_∞ la température à l'infini (ou la température ambiante). Comme cité auparavant, la transition entre les deux régimes laminaire et turbulent est définie par la valeur critique du nombre de Rayleigh Ra_{cr} . Le tableau 1.5 présente les valeurs de ce nombre (Ra_{cr}) ainsi que les valeurs des coefficients C et m pour certaines formes géométriques en fonction du régime d'écoulement [23].

Tableau 2 Coefficients de la corrélation de convection naturelle [23].

Forme géométrique	Ra_{cr}	<u>Laminaire</u>		<u>Turbulent</u>	
		C	m	C	m
Cylindre horizontal	10^9	0.525	0.25	0.129	0.33
Cylindre vertical	10^9	0.590	0.25	0.129	0.33
Plaque vertical	10^9	0.590	0.25	0.129	0.33
Plaque horizontale ^H	10^8	0.540	0.25	0.140	0.33
Plaque horizontale ^B	10^5	0.250	0.25	NA	NA

D'autres corrélations spécifiques peuvent être présentées pour chaque forme géométrique. Citons par exemple, les corrélations des équations 3.13 et 3.14 de [CHURCHILL 24] sont employées respectivement pour les cylindres horizontaux et les plaques verticales.

$$Nu_D^{1/2} = 0.6 + 0.387 \cdot \frac{Ra_D^{1/6}}{[1 + (0.559/Pr)^{9/27}]^{8/27}} \quad 10^{-5} < Ra < 10^{12} \quad (3.13)$$

$$Nu_L^{1/2} = 0.825 + 0.387 \cdot \frac{Ra_L^{1/6}}{[1 + (0.492/Pr)^{9/16}]^{8/27}} \quad 10^{-1} < Ra < 10^{12} \quad (3.14)$$

Il est à noter que l'indice associé à Nu et Ra représente la longueur caractéristique de la forme où ces nombres sont évalués. Dans ce cas, l'indice D est le diamètre du cylindre et L la longueur de la plaque.

III.6.2 Refroidissement à air en convection naturelle :

Par rapport aux corrélations liées à l'évaluation de l'échange convectif par ailettes, celles-ci dépendant de la disposition des ailettes, leurs dimensions, l'orientation de la machine ainsi que l'évaluation des nombres sans dimension. Une première corrélation (équation (3.15)) évalue l'échange convectif des ailettes en forme U, disposées verticalement, à un régime d'écoulement laminaire [25]. Dans cette corrélation, S représente la largeur de l'ailette, L la profondeur de l'ailette, $\alpha = S/L$ et r le diamètre hydraulique évalué par $2 L S/[2 (L+S)]$.

$$\left\{ \begin{array}{l} Nu = \frac{r}{L} \cdot \frac{Ra}{Z} \cdot \left[1 - e^{-Z \cdot \left(\frac{0.5}{L} \cdot Ra \right)^{0.75}} \right] \\ Z = 24 \cdot \frac{1 - 0.483 \cdot e^{-0.17/\alpha}}{\{ [1 + \alpha/2] \cdot [1 + (1 - e^{-0.83 \cdot \alpha}) \cdot (9.14 \sqrt{\alpha} \cdot e^{-465 \cdot S} - 0.61)] \}}^3 \end{array} \right. \quad (3.15)$$

Pour les ailettes en forme U disposées horizontalement, l'équation (3.16) peut être utilisée [26] :

$$Nu_s = 0.00067 \cdot Ra \cdot \left[1 - e^{-\left(\frac{7460}{Ra} \right)^{0.44}} \right]^{1.7} \quad (3.16)$$

Une autre approximation du transfert de chaleur par les ailettes passe à travers le calcul de leur rendement. Ceci est réalisé en résolvant le bilan thermique en régime permanent entre la conduction à travers l'ailette et la convection à travers ses surfaces. En supposant que les ailettes sont de formes rectangulaires et en imposant des conditions aux limites convenables, la résistance thermique de convection est calculée par la formule suivante [27] :

$$R = \frac{1}{\sqrt{h\lambda PS} \cdot \tanh(mL)} \quad m = \sqrt{\frac{hP}{\lambda S}} \quad (3.17)$$

Où P est le périmètre de la section de l'ailette, S sa section, λ sa conductivité thermique et L sa longueur.

Dans plusieurs cas, la machine peut présenter une géométrie externe complexe à modéliser par une seule corrélation. Dans ces cas, un ensemble de corrélations peut être utilisé pour des surfaces qui ont eux-mêmes des corrélations connues ; i.e. combinaison entre les corrélations d'un cylindre horizontal et ceux d'une plaque verticale. Ensuite, les coefficients obtenus sont moyennés en se basant sur les rapports de surface [28].

III.6.3 Refroidissement en convection forcée :

Lorsque la puissance de la machine électrique augmente, la convection naturelle n'est plus un élément suffisant pour évacuer la chaleur produite à l'intérieur de cette machine. Ce mode est alors remplacé par un refroidissement en convection forcée par un fluide comme l'air, l'eau ou autres fluides. Dans ces cas, le coefficient d'échange convectif dans le circuit de refroidissement varie localement et est difficile à évaluer. Différentes approches présentes dans la littérature se basent sur de nombreux essais

expérimentaux pour établir des corrélations empiriques afin de calculer ce coefficient. Par contre, ces corrélations sont établies pour des machines particulières ; leur application sur d'autres machines peut erroné l'évaluation du coefficient d'échange. De l'autre part, pour une meilleure compréhension de la distribution du champ de vitesses autour de la machine, ainsi que la répartition locale des coefficients d'échange convectif, les méthodes numériques de type CFD peuvent être utilisées [22]. Ci-dessous, les différents modes de calcul des coefficients d'échange en utilisant les corrélations empiriques sont présentés,

III.6.3.1 Refroidissement à air :

Dans les machines électriques refroidies par convection forcée, comme les machines totalement fermées et ventilées de type TEFC, la vitesse de l'air soufflé à travers un ventilateur monté en bout d'arbre est un paramètre difficile à estimer. En effet, cette vitesse est variable dans les deux directions axiale et angulaire du carter à ailettes. Ce dernier présente plusieurs discontinuités dues à la présence de la boîte à bornes et d'autres éléments pouvant bloquer le passage de l'air de refroidissement. La (figure 22) montre un exemple sur l'évolution du coefficient d'échange convectif entre le carter et l'air ventilé sur plusieurs positions axiales de la surface externe de la machine [29]. Cette figure montre que lorsque la distance axiale du ventilateur augmente, le coefficient h décroît par rapport à sa valeur maximale évaluée juste en aval du ventilateur (h_0). En effet, l'air peut s'échapper à travers les ouvertures des ailettes, ce qui induit la diminution de la vitesse de l'air en contact avec la surface du carter et par conséquent, le coefficient de convection. Cette vitesse dépend de certains paramètres tels que le type du ventilateur, de l'ailette, la géométrie du couvercle et la vitesse de rotation.

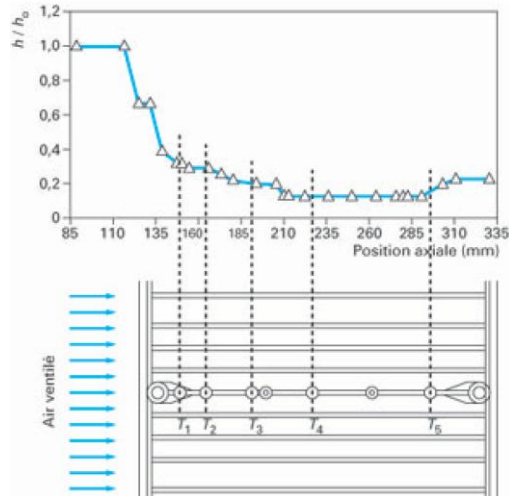


Figure 22 Evolution du coefficient d'échange convectif entre le carter et l'air ventilé par rapport à la position axiale [29].

Pour modéliser ce phénomène, une corrélation pour les canaux semi-ouverts est présentée en se basant sur des essais expérimentaux sur plusieurs moteurs asynchrones [HEILS 30], [23]. Dans ce cas, l'écoulement est supposé turbulent par le fait que la géométrie du ventilateur et de son couvercle induisent ce type d'écoulement. Le coefficient d'échange convectif est calculé par la formule suivante :

$$h = \frac{\rho \cdot c \cdot D \cdot v}{4 \cdot L} \cdot (1 - e)^{-m} \quad (3.18)$$

$$m = 1.448 \cdot \frac{L^{0.946}}{D^{1.16}} \cdot \left(\frac{\lambda}{\rho \cdot c \cdot v} \right) \quad (3.19)$$

Avec c la capacité thermique massique, v la vitesse d'entrée de l'air dans les canaux des ailettes, D est le diamètre hydraulique et L la longueur axiale de l'ailette. [HEILS 30] propose de multiplier le coefficient d'échange par un facteur de turbulence. Les essais expérimentaux ont montré que les valeurs de ce coefficient varient entre 1.7 et 1.9, indépendamment de la vitesse de l'écoulement.

Nous pouvons constater que les études sur cet aspect convectif ne sont pas très développées du point de vue analytique. Ces études se basent, également sur des intervalles de variation ou des facteurs multiplicatifs pour l'estimation du coefficient d'échange. Par conséquent, le recours aux procédures expérimentales et aux analyses par CFD constitue les solutions les plus envisageables à présent.

III.6.3.2 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. (La figure 23) montre un exemple des systèmes de refroidissement d'une machine électrique. Les corrélations présentes dans les références thermiques sur les écoulements internes peuvent être utilisées pour calculer le coefficient de transfert de chaleur par le circuit de refroidissement. Ces corrélations varient selon la forme géométrique des conduites, le liquide de refroidissement et, le régime d'écoulement.

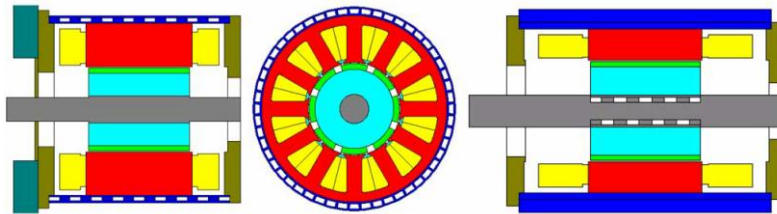


Figure 23 Exemple de machines électriques totalement fermées avec leurs circuits de refroidissement. [23].

Il existe une multitude de corrélations utilisées pour évaluer le Nusselt local pour les différents régimes d'écoulement. Nous présentons ci-dessous un cas particulier des échanges convectifs par un circuit de refroidissement à conduites spiralées. En effet, certaines machines électriques fermées sont refroidies à travers le passage d'un liquide dans ces conduites. Les courbures de ces dernières permettent l'amélioration du niveau d'échange de chaleur. Le régime d'écoulement dépend ainsi de certains facteurs tels que le liquide de refroidissement, sa vitesse, le diamètre de la conduite et les températures de la paroi et du liquide. [GNIELINSKI 31] propose deux formulations du nombre de Nusselt (équations 3.20) pour les régimes laminaire et turbulent. Pour la transition entre les deux régimes, l'auteur propose d'interpoler linéairement le Nusselt. Dans ce cas, le nombre de Reynolds critique Re_{cr} et le diamètre équivalent de courbure D_c sont formulés comme suit :

$$Re_{cr} = 2300 \left[1 + 8.6 \left(\frac{d}{D_c} \right)^{0.45} \right] \quad (3.20)$$

$$D_c = D \left[1 + \left(\frac{H}{\pi D} \right)^2 \right] \quad (3.21)$$

Le nombre de Nusselt en régimes laminaire et turbulent sont donnés par :

Application dans les machines électriques :

$$Nu = \left[3.66 + 0.08 \cdot \left[1 + 0.8 \left(\frac{d}{D_c} \right)^{0.9} \right] Re_D^m \cdot Pr^{\frac{1}{3}} \right] \left(\frac{Pr}{Pr_p} \right)^{0.14} \quad Re < Re_{cr} \quad (3.22)$$

$$Nu = \frac{\left(\frac{\xi}{8} \right) Re_D Pr}{1 + 12.7 \sqrt{\xi/8} \cdot (Pr^{\frac{2}{3}} - 1)} \cdot \left(\frac{Pr}{Pr_p} \right)^{0.14} \quad Re_{cr} > 2.2 \cdot 10^4$$

Avec m un exposant affecté au nombre de Reynolds : $m = 0.5 + 0.2903 \cdot \left(\frac{d}{D_c} \right)^{0.194}$, ξ est un facteur de frottement associé à l'évaluation de Nu en régime turbulent :

$$\xi = \frac{0.3164}{Re_D^{0.25}} + 0.03 \left(\frac{d}{D_c} \right)^{0.5}$$

Les paramètres géométriques des conduites spiralées utilisés dans ces formulations sont illustrés dans la (figure 24).

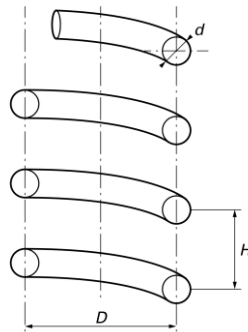


Figure 24 Paramètres géométriques des conduites spiralées.

Finalement, l'évaluation des coefficients d'échange convectif pour le refroidissement de la machine reste un vrai problème. Les incertitudes liées à cette évaluation induisent une variation importante des températures de la machine.

III.6.4 Écoulement dans l'entrefer :

La modélisation des échanges dans l'entrefer reste un problème complexe à traiter, où plusieurs travaux se sont concentrés sur cet écoulement. Cet échange est assimilé à un écoulement entre deux cylindres coaxiaux en considérant la rotation du cylindre interne. Certains paramètres caractérisent cet écoulement ; citons la géométrie de l'entrefer, la vitesse de rotation ω (rad/s), la différence des températures entre le rotor et le stator ainsi que les rapports de forme entre les rayons internes les rayons externes et l'épaisseur e de l'entrefer. En effet, trois régimes d'écoulement peuvent être distingués

Application dans les machines électriques :

dont la limite de transition entre chaque régime est définie par le nombre de Taylor T_a , évalué par l'équation suivante :
$$T_a = \frac{\omega^2 r_m e^3}{\nu^2},$$

avec r_m le rayon moyen de l'entrefer.

Pour un nombre de Taylor plus petit que 1700, le régime est laminaire et stable. Le transfert thermique se fait essentiellement par conduction. Lorsque la vitesse de rotation augmente, des tourbillons apparaissent et occupent la largeur de l'entrefer. Une longueur d'onde axiale peut être ainsi définie, celle-ci est formée par une paire de tourbillons contrarotatifs. Ces phénomènes prennent place pour $1700 < Ta_m < 10^4$ (figure 25(a)). Dans le cas où $Ta_m < 10^4$, le régime d'onde azimutale prend place où des ondulations apparaissent et progressent dans le sens de rotation du cylindre intérieur (figure 25(b)).

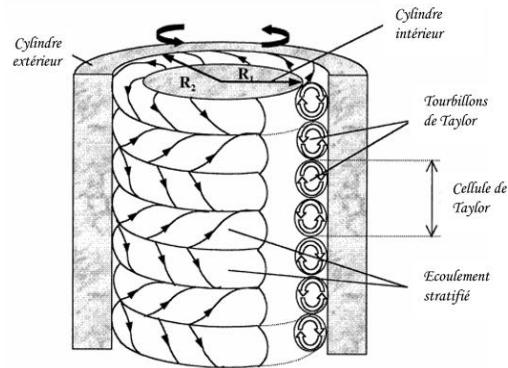


Figure 25 (a) Ecoulement laminaire de Taylor-Couette

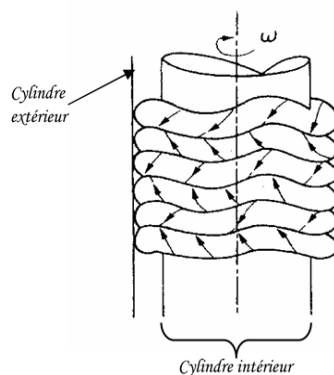


Figure 25 (b) Seconde Instabilité de l'écoulement

[BECKER 32] propose d'évaluer le nombre de Nusselt pour chaque régime, où l'air est le fluide interstitiel, par l'équation suivante :

$$\left\{ \begin{array}{ll} Nu = 2 & Ta_m < 1700 \\ Nu = 0.128 * Ta_m^{0.367} & 1708 < Ta_m < 10^4 \\ Nu = 0.409 * Ta_m^{0.241} & 10^4 < Ta_m < 10^7 \end{array} \right. \quad (3.23)$$

Ces seuils de transition sont définis par rapport à un nombre de Taylor modifié Ta_m . Ce dernier prend en compte les particularités géométriques de l'entrefer par un facteur constant. En effet, il existe plusieurs types d'entrefer (lisse ou rainuré, avec ou sans débit axial imposé). L'huile ou l'eau peuvent également être présents dans l'entrefer. Finalement, des tableaux récapitulatifs des différentes corrélations pour le Nusselt prenant en compte les différentes configurations sont présents dans la littérature.

III.6.5 Écoulement autour des têtes de bobines :

L'évaluation des coefficients d'échange convectif autour des têtes de bobines est importante vue que cette zone est considérée la plus chaude dans la machine électrique. Plusieurs études analytiques, numériques et expérimentales, sont présentées dans la littérature pour déterminer les coefficients d'échange entre les têtes de bobines et les cavités qui les entourent.

Dans le cas général de modélisation de ce type d'échange, plusieurs auteurs ont proposé une formulation empirique tenant compte de la vitesse de l'air autour des têtes de bobines v et des coefficients déterminés expérimentalement : k_1 k_2 k_3 (tableau 3):

$$\bar{h} = k_1 \cdot (1 + k_2 \cdot v^{k_3}) \quad (3.24)$$

Dans l'équation (3.24), le terme k_1 , caractérise la convection naturelle et le terme $k_1 k_2 v^{k_3}$ la convection forcée. En effet, la vitesse v est difficile à estimer due à une forte variation locale, comme le montre la (figure 26(a)) pour la cavité d'une machine asynchrone totalement fermée. Nous pouvons noter que dans la partie supérieure des têtes de bobines, la circulation de l'air est faible ; alors que celle-ci est favorisée dans la zone à proximité du rotor. Cette variation induit également une distribution non-uniforme des coefficients d'échange convectif. Dans l'équation (3.24), la vitesse v est prise comme la vitesse périphérique de rotor (en m/s) et \bar{h} représente un coefficient de convection moyen. (La figure 27) montre l'évolution du coefficient d'échange \bar{h} par rapport à la vitesse v , par l'application de la corrélation de l'équation (3.24) et les coefficients empiriques du tableau 3.

Tableau 3 Coefficients pour la corrélation du coefficient d'échange moyen autour des têtes de bobines.

Référence	k_1	k_2	k_3
[SCHUBERT 65]	15	0.4	0.9
[MELLOR 91]	15.5	0.39	1
[STOKUM 69]	33.2	0.0445	1
[BOGLIETTI 07]	41.4	0.15	1

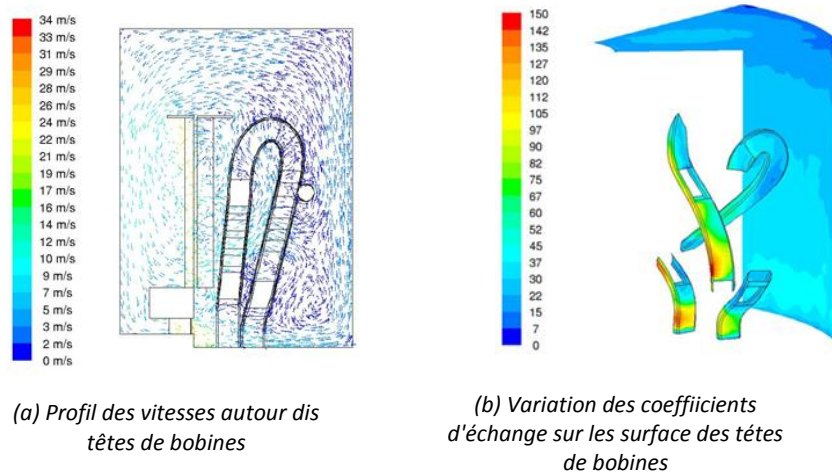


FIGURE 26 : Variation de la vitesse et des coefficients d'échange pour les têtes de bobines [33]

[SAARI 34] modélise l'échange entre la cavité et les têtes de bobines en divisant ces dernières en deux parties : haute et basse. La corrélation de Nusselt modélisant l'échange pour la partie haute est celle d'une plaque horizontale plane (coté chauffé au-dessus tableau 2). Puisque la partie basse est plus impactée par la rotation du rotor (muni d'ailettes pour une machine asynchrone), la corrélation utilisée est celle d'un entrefer entre deux cylindres coaxiaux dont le cylindre interne est en rotation.

[MICALLEF 35] utilise des méthodes expérimentales et numériques pour évaluer l'échange convectif autour des têtes de bobines d'un moteur du type TEFC. Ensuite, l'auteur évalue l'influence de la variation de la configuration géométrique des cavités sur l'écoulement du fluide et des différents éléments de transfert de chaleur (coefficients d'échange, champs de vitesses, ...). L'objectif de cette étude est d'améliorer la conception de cette zone critique dans la machine électrique.

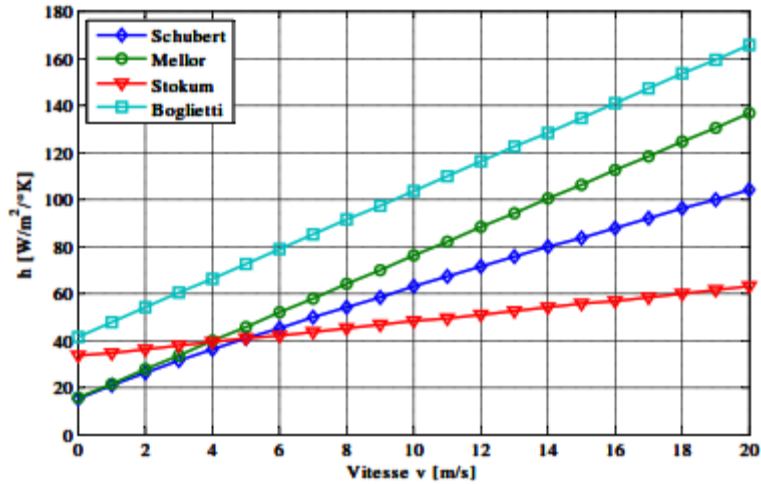


Figure 27 Evolution du coefficient d'échange moyen entre les têtes de babines et les cavités

III.6.6 Écoulement sur un cylindre en rotation :

L'échange de chaleur par l'arbre de rotation de la machine est modélisé par les corrélations d'un cylindre tournant sur son propre axe. La rotation de l'arbre constitue la seule source qui induit le mouvement du fluide (sans écoulement imposé). Lorsque la vitesse de rotation est faible, la convection naturelle domine l'échange de chaleur ; au contraire de la convection forcée qui domine à grande vitesse. Il existe plusieurs corrélations dans la littérature pour le calcul du nombre de Nusselt. Une étude décollée et un état de l'art sur ces corrélations, utilisées dans ce type d'échange, est présentée dans [BOETCHER 36]. Nous rappelons dans ce paragraphe les principales corrélations utilisées dans notre étude.

Dans les conditions où $GrPr < 10^{12}$ et $Re < 1.1\sqrt{Gr/Pr}$, la corrélation utilisée est celle de la convection naturelle autour d'un cylindre fixe équation (3.13). Pour un Reynolds $Re > 1.1\sqrt{Gr/Pr}$, deux cas sont envisagés :

$$Nu = 0.107 \cdot [(0.5Re^2 + Gr) \cdot Pr]^{0.35} \quad Re < 7.28\sqrt{Gr/Pr} \quad (3.25)$$

$$Nu = 0.084(Re^2 \cdot Pr)^{0.35} \quad Re > 1.1\sqrt{Gr/Pr} \quad (3.25)$$

III.6.7 Écoulement sur un disque tournant Écoulement dans les cavités :

L'écoulement sur un disque tournant prend place principalement sur les faces Latérales du rotor où sa rotation entraîne l'écoulement de l'air dans les cavités (figure 28(a)). Le mouvement de l'air peut être également induit par la présence d'un ventilateur soufflant, l'air directement dans les cavités ou bien par la présence d'un volant d'inertie, l'air directement dans les cavités ou bien par la présence d'un volant d'embrayage,

Application dans les machines électriques :

comme le cas de L'alternateur intégré. Les résultats expérimentaux pour cette configuration permettent de déduire le nombre de Nusselt (figure 28(b)).

Celui-ci est calculé par rapport à un Nusselt value pour un disque tourne dans un espace libre ou infini (Nu_{∞}) [38]. Ce dernier est évalué par la corrélation suivante :

$$Nu_{\infty} = \frac{4 \cdot \alpha_1}{2b_1 + 1} r Re^{b_1} Pr^{b_2} \quad (3.26)$$

Les coefficients α_1 , b_1 et b_2 , présentés dans le tableau 4, sont déduite expérimentalement; avec $Re = \frac{b \cdot \omega^2}{\nu}$

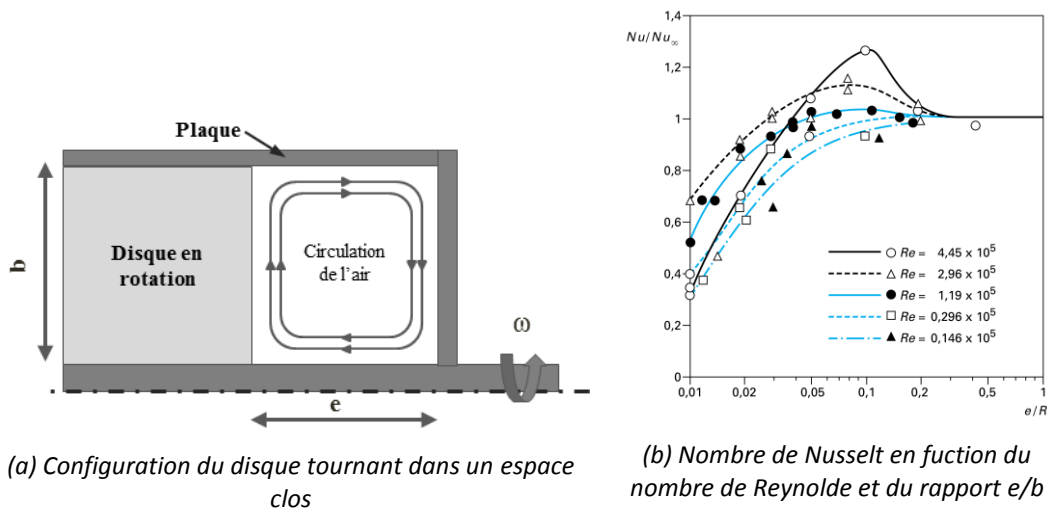


FIGURE 28 Disque tournant dans un espace clos et évaluation des paramètres d'échange

Tableau 4 Coefficients expérimentaux pour la corrélation (Nu_{∞}) [37].

Domaine d'application	Condition de la paroi	α_1	b_1	b_2	Régime
$Re < 1.8 \cdot 10^5$	-	0.41	0.5	0.44	Laminaire
$Re < 2.5 \cdot 10^5$	À température constant	0.024	0.8	0.60	Turbulent
	à flux constant	0.031	0.8	0.60	Turbulent

Lorsque le rapport d'aspect entre l'épaisseur de la cavité et le rayon du disque tournant (e/b) est plus grand que 0.2 (figure 28(b)), le disque est considéré on rotation dans un milieu infini. Dans ce cas le Nusselt moyen pour un écoulement laminaire, avec un rayon $r > 0$ et $r < r_c$ et pour un écoulement turbulent avec $r < r_c < r_0$ (figure 29) est évalué par [38].

$$\overline{Nu}_{r_0} = 0.36 \left(\frac{\omega r_0^2}{\nu} \right)^{1/2} \left(\frac{r_c}{r_0} \right)^2 + 0.015 \left(\frac{\omega r_0^2}{\nu} \right)^{0.8} \left(1 - \left(\frac{r_c}{r_0} \right)^{2.6} \right) \quad (3.27)$$

Les paramètres δ de la (figure 29) représentent les couches limites pour chaque régime d'écoulement.

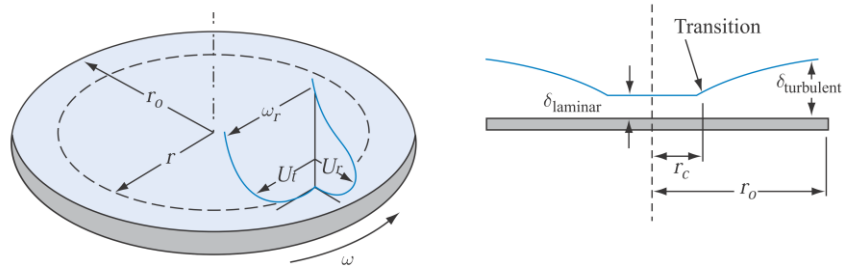


Figure 29 Profils des vitesses pour un disque tournant dans un espace infini et ses rayons de transition [KREITH 39].

[VASILESOU 39] présente également des corrélations pour l'évaluation de Nusselt dans le système disque/plaque ou rotor/palier. L'approche consiste à diviser l'espace constitué par le facteur $G = e/b$ et le Reynolds Re en quatre zones qui correspondent chacune à un régime d'écoulement (figure 30). Chaque zone est ensuite associée à une corrélation de Nusselt en fonction des deux paramètres G et Re . Lorsque les surfaces sont isothermes et l'air est le fluide entraîné par le disque en rotation, les corrélations sont :

$$\begin{cases} \text{zone 1} & Nu = 0.6119 \cdot G^{-1} \\ \text{zone 2} & Nu = 0.2915 \cdot G^{0.1} \cdot Re^{0.5} \\ \text{zone 3} & Nu = 0.00823 G^{-1/6} \cdot Re^{0.75} \\ \text{zone 4} & Nu = 0.0092 \cdot G^{0.1} \cdot Re^{0.8} \end{cases} \quad (3.28)$$

Ces corrélations peuvent être utilisées pour modéliser les échanges convectifs dans les cavités de la machine électrique, en particulier dans les espaces étroits entre le rotor et les paliers.

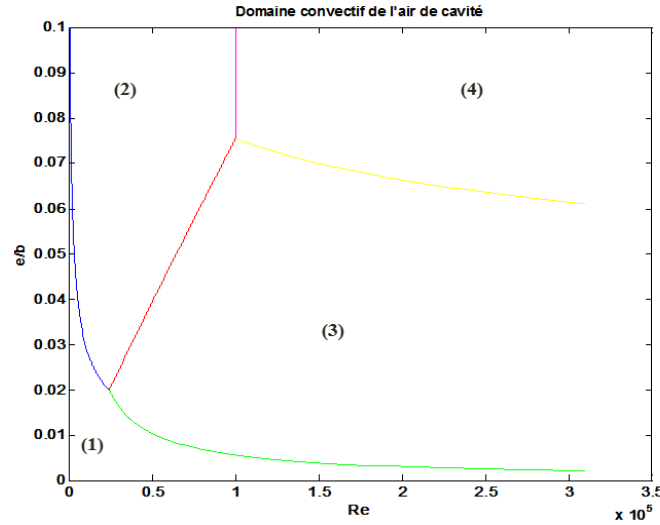


Figure 30 Zones et frontières des domaines convectifs pour le système disque/ plaque sans écoulement superposé [VASLESCU 39]

Deux autres corrélations basées sur l'équation (3.24) sont présentes dans la littérature pour le calcul des coefficients de convection dans les cavités : la corrélation de [SCHUBERT 40] et celle de [DI GERLANDO 41]. Ces deux corrélations sont formulées respectivement comme suit :

$$h = 20. (1 + 0.425. v^{0.7})$$

$$h = 40. (1 + 0.100. v^{1.0}) \quad (3.29)$$

Lorsque la machine tourne à basses vitesses, les corrélations de convection naturelle dans les cavités fermées peuvent être appliquées. Nous ramenons ainsi la géométrie de la cavité à un espace fermé entre deux plaques verticales (ou horizontales selon l'orientation de la machine), dont une est chauffée. Dans le premier cas (plaques verticales), les corrélations et leurs limites d'utilisation sont définies de la manière suivante [KREITH 38] :

$$\overline{Nu}_e = 0.22(L/e)^{-0.25} \left(\frac{Pr}{0.2+Pr} \cdot Ra_e \right)^{0.28} \quad \begin{cases} 2 < \frac{L}{e} < 10, & Pr < 10 \\ Ra_e < 10^{10} \end{cases}$$

$$\overline{Nu}_e = 0.18 \left(\frac{Pr}{0.2+Pr} \cdot Ra_e \right)^{0.29} \quad \begin{cases} 1 < \frac{L}{e} < 2, & 10^{-3} < Pr < 10^5 \\ 10^3 < \frac{Pr Ra_e}{0.2+Pr} \end{cases}$$

La longueur caractéristique sur laquelle les nombres de Nusselt sont calculés est l'épaisseur e de la cavité ; L étant dans ce cas la longueur de la plaque.

Application dans les machines électriques :

Dans le cas où les plaques sont disposées horizontalement où la plaque basse est la plus chaude, la corrélation de Nusselt moyen est présentée dans l'équation (3.29). L'opérateur [] indique que si la quantité à l'intérieur des accolades est négative, cette quantité est ramenée à zéro [38].

$$\overline{Nu_e} = 1 + 1.44 \cdot \left[1 - \frac{1708}{Ra_e} \right] + \left[\left(\frac{Ra_e}{5830} \right)^{1/3} - 1 \right] \quad 1700 < Ra_e < 10^8 \quad (3.30)$$

Finalement, le tableau (5) résume les différentes corrélations utilisées dans la machine électrique.

Tableau 5 Récapitulatif des corrélations des coefficients des changes convectifs et exemples d'application dans la machine électrique.

Géométrie	Application	Corrélations
Cylindre horizontal	Surface externe/interne	tab 2 / éq (3.13)
Cylindre verticale	Surface externe/interne	tab 2 / éq (3.14)
Plaque verticale	Surface externe/interne	tab 2 / éq (3.14)
Plaque horizontal	Surface externe/interne	tab 2
Ailettes de refroidissement	Carter (convection naturelle)	éq (3.15) , (3.17)
Ailettes de refroidissement	Carter (convection forcée)	éq (3.18)
Circuit de refroidissement	Carter	éq (3.22)
Cylindre de rotation	Arbre de rotation	éq (3.13) , (3.25)
Cylindre concentrique (Interne en rotation)	Entrefer	éq (3.23)
Disque en rotation	Face latérales (rotor)et	éq (3.26) , (3.28)
Cavités		
Espace fermé par deux Plaque	Cavités	éq (3.29) , (3.30)

III.8 Conclusion :

Ce chapitre a présenté en premier lieu la structure des machines synchrones à aimants permanents. Le fonctionnement d'une machine électrique implique plusieurs phénomènes physiques de nature électrique, magnétique, mécanique et thermique. La conversion d'énergie électrique en énergie mécanique et vice versa ne se fait pas sans production de chaleur. Les pertes magnétiques, Joule et mécaniques ont été expliquées afin qu'ils peuvent être également considérées comme des sources d'incertitude, ces différentes incertitudes peuvent impacter d'une manière significative la précision des modèles thermiques. De plus, le choix entre les méthodes de modélisation, analytique ou numérique, dépend de plusieurs facteurs tels que le temps de calcul souhaité, la précision des résultats et la possibilité de l'intégration ou de couplage avec autres systèmes ou modèles physiques. Finalement, nous avons résumé les différentes approches de calcul des coefficients d'échange convectif dans les machines électriques. Cependant, certaines configurations géométriques particulières et différentes peuvent se présenter dans la machine selon sa géométrie et son orientation. Dans le cas de nouvelles configurations, des formulations générales de ces problèmes peuvent se trouver dans les références thermiques. Des études par CFD peuvent être également menées pour évaluer les coefficients d'échange dans ces configurations.

CONCLUSION GENERALE

Dans ce mémoire nous avons étudié le transfert de chaleur par convection thermique, qui est l'un des trois types de transfert de chaleur que l'on trouve dans la nature, par conséquent on le retrouve dans tous les domaines industriels, qui nous intéressent en tant qu'ingénieurs des machines électriques.

Dans la première partie de cette recherche, nous avons vu que :

- La chaleur est une forme d'énergie qui se transmet entre les systèmes selon trois modes régis par les lois de la thermodynamique et la thermocinétique.
- La convection est un mode de transfert de chaleur qui existe au sein des milieux fluides. Il est donc intimement lié aux caractéristiques de l'écoulement du ce fluide, des propriétés thermiques du milieu fluide et de la géométrie du système.

En suite dans la deuxième partie nous avons abordé les modèles mathématiques et les équations fondamentales qui contrôlent la mécanique des fluides et nous avons vu que :

- La mécanique des fluides est gouvernée par trois équations fondamentales : l'équation de continuité, l'équation de quantité de mouvement et l'équation d'énergie.
- Les problèmes de la dynamique des fluides sont difficiles à résoudre car les équations de base sont non linéaires.

En fin dans la troisième et la dernière partie cette recherche, nous avons présenté et expliqué un ensemble d'applications des échanges convectif au sein d'une machine électrique et nous avons vu que :

- La conversion électromécanique engendre une multitude de pertes dans les machines et celles-ci se traduisent par une génération de chaleur (source de chaleur) et donc une augmentation de la température.
- La modélisation de certains phénomènes d'échange convectif dans la machine électrique est basée sur le choix de corrélations ou de formulations analytiques et empiriques présentes dans la littérature. Ces phénomènes peuvent être également modélisés grâce à la méthode numérique CFD où le coefficient d'échange peut être obtenu pour chaque point d'un volume.

Référence bibliographiques

- [1] YVES JANNOT Transfer thermique cours des écoles des mines Nancy 2011.
- [2] SOPHY MERGUI Transfer thermique cours de licence mécanique 2eme année module 2A101.
- [3] KHALDI SOHAYLA généralité sur le transfert de chaleur 2019 PDF.
- [4] I. HAFSAOUI. Généralité sur le transfert de chaleur. Cours 3ème année licence Électromécanique.
- [5] ISET.KELEBIA. Généralité sur e presseuse de transfert thermique. Cours de de département génie de procédés 2015.
- [6] M. BILAL, O. NADJIB étude numérique par la différence finie de la conduction Unidimensionnelle dans un cylindre. Mémoire de master. Université de Bejaia.
- [7] BEHLOUL ILYES. Conception et dimensionnement d'un radiateur automobile. Mémoire de master 2018.
- [8] BERNARD GRANDJEAN. Transfert de chaleur note de cours, volume1. 2013.
- [9] BENACER BOUSARIA. Étude de la convection forcées régime laminaire plaque plane chaude pour différent angles d'attaque. Mémoire de master 2019.
- [10] WWW.THERMAL ENGINEERING. ORG.FR. Le nombre de Reynolds par. NICK CONNOR consulté le 05/04/2022.
- [11] PASCAL DHULSTER. Introduction au GIA. Cours sur les notions de base de mécanique des fluides. Université de Lille 2015.
- [12] CLAUDE SAINT-BLANQUET. Cours de mécanique des fluides université de Nantes.
- [13] WWW4.AC-NANCY-METZ.FR. Expérience de Reynolds.
- [14] MOHAMED BERBAS. Couche limite dynamique sure une surface plane, contrôle de l'épaisseur et de frottement pariétal mémoire de master 2020.

- [15]** BERKANE HAUDA. Influence de l'effet de thermodynamique sur les caractéristiques de la couche limite laminaire sur une paroi lisse. Mémoire de magistère 2005.
- [16]** NAVIER C. Mémoire sur les lois du mouvement des fluides –Mémoire de l'académie de science n° 6, pp 389-416 (1823).
- [17]** G. Grellet, « Pertes dans les machines tournantes », *Tech. L'ingénieur*, p. D3450, 1989.
- [18]** J. WENDT. Computational fluid dynamics, an introduction. Springer, 2009.
- [TRIGEOL 19]** J.-F. TRIGEOL, Y. BERTIN & P. LAGONOTTE. Thermal modeling of an induction machine through the association of two numerical approaches. *Energy Conversion, IEEE Transactions on*, vol. 21, no. 2, pages 314-323, June 2006.
- [KOLONDOVSKI 20]** Z. KOLONDOVSKI, P. SALLINEN & A. ARKKIO. Thermal analysis of a high speed PM machine using numerical and thermal-network method. In *Electrical Machines (ICEM), 2010 XIX International Conference on*, pages 1-6, Sept 2010.
- [LEGRANGER 21]** J. LEGRANGER, G. FRIEDRICH, S. VIVIER & J.C. MIRO. Combination of Finite Element and Analytical Models in the Optimal Multidomain Design of Machines: Application to an Interior Permanent Magnet Starter Generator. *Industry Applications, IEEE Transactions on*, vol. 46, no. 1, pages 232-239, Jan 2010.
- [22]** A. BOGLIETTI, A. CAVAGNINO, D.A. STATON, M. SHANEL, M. MUELLER & C. MEJUTO. Évolution et approches modernes pour l'analyse thermique des machines électriques. *Électronique industrielle, IEEE Transactions on*, vol. 56, non. 3, pages 871-882, mars 2009.
- [23]** D.A. STATON & A. CAVAGNINO. Convection Heat Transfer and Flow Calculations Suitable for Electric Machines Thermal Models. *Industrial Electronics, IEEE Transactions on*, vol. 55, no. 10, pages 3509-3516, Oct 2008.
- [CHURCHILL 24]** S.O. CHURCHILL & H.H.S. CHU. Équations de corrélation pour la convection libre laminaire et turbulente à partir d'un cylindre horizontal. *Int. J. Transfert de masse thermique*, 1975.
- [25]** D.W. VAN DE POL & J.K. TIERNEY. Free Convection Nusselt Number for Vertical U-Shaped Channels. *ASME. J. Heat Transfer.*, 1973.

- [26]** C.D. JONES & L.F. SMITH. Optimum arrangement of rectangular fins on horizontal surfaces for free-convection heat transfer. ASME. J. Heat Transfer., 1970.
- [27]** M.A. VALENZUELA & J.A. TAPIA. Heat Transfer and Thermal Design of Finned Frames for TEFC Variable-Speed Motors. Industrial Electronics, IEEE Transactions on, vol. 55, no. 10, pages 3500-3508, Oct 2008.
- [28]** D. STATON, A. BOGLIETTI & A. CAVAGNINO. Solving the more difficult aspects of electric motor thermal analysis. In Electric Machines and Drives Conference, 2003. IEMDC'03. IEEE International, volume 2, pages 747-755 vol.2, June 2003.
- [29]** Y. BERTIN. Refroidissement des machines électriques tournantes. Etudes paramétriques. Techniques de l'ingénieur, Généralités sur les machines électriques tournantes, vol. base documentaire : TIB250DUO., no. ref. Article : d3462, 2006. fre.
- [HEILS 30]** F. HEILS. Conception et disposition des ailettes de refroidissement. Elektrotechnik et Maschinenbau, vol. 69, non. 14, pages 42-48, juillet 1952.
- [GNIELINSKI 31]** V. GNIELINSKI. Nouvelles équations pour le transfert de chaleur et de masse dans l'écoulement turbulent des conduites et des canaux. Génie chimique international, vol. 16, pages 359-68, 1976.
- [BECKER 32]** K. M. BECKER & J. KAYE. Measurements of Diabatic Flow in an Annulus with an Inner Rotating Cylinder. Journal of Heat Transfer 84(2), 97-104, 1962.
- [33]** C. MICALLEF. End winding cooling in electric machines. PhD thesis, University of Nottingham, 2006.
- [SAARI 34]** J. SAARI. Thermal analysis of high-speed induction machines. PhD thesis. Acta Polytechnica Scandinavica, 1998.
- [MICALLEF 35]** C. MICALLEF, S.J. PICKERING, K.A. SIMMONS & K.J. BRADLEY. Improved Cooling in the End Region of a Strip-Wound Totally Enclosed Fan-Cooled Induction Electric Machine. Industrial Electronics, IEEE Transactions on, vol. 55, no. 10, pages 3517-3524, Oct 2008.
- [BOETCHER 36]** S. BOETCHER. Natural convection from circular cylinders. 2014.
- [37]** Y. BERTIN. Refroidissement des machines électriques tournantes. Techniques de l'ingénieur, Généralités sur les machines électriques tournantes, vol. base documentaire : TIB250DUO., no. ref. Article: d3460, 1999. fre.

[38] F. KREITH, R.M. MANGLIK & M.S. BOHN. Principles of heat transfer, 7th edition. Cengage Learning, Inc, 2011.

[VASILESCU 39] C. VASILESCU. Modélisation du transfert de chaleur au sein des machines électriques tournantes : dimensionnement et optimisation de leur système de refroidissement. PhD thesis, Université Paris 6, 2003.

[SCHUBERT 40] E. SCHUBERT. Heat transfer coefficient at end-winding and bearing covers of enclosed asynchronous machines. *Elektrie*, vol. 22, 1968.

[DI GERLANDO 41] A. DI GERLANDO & I. VIATOLI. Modélisation thermique améliorée des moteurs à induction à des fins de conception. In *Electrical Machines and Drives*, 1993. Sixième International Conference on (Conf. Publ. No. 376), pages 381-386, septembre 1993.

Résumé

L'objectif de cette recherche est de présenter une étude théorique sur le transfert de chaleur par convection, où ce phénomène physique a été initialement abordé dans son concept général et simple en termes de principe ainsi que de commenter d'autres modes de transfert de chaleur existants qui accompagnent généralement notre phénomène étudié, afin de compléter l'image de transfert thermique pour le lecteur. Ensuite, nous avons étudié mathématiquement le phénomène en présentant les modèles et les équations mathématiques qui le régissent, ainsi que les différentes méthodes possibles de les résoudre. Enfin, nous avons étudié les applications du phénomène au niveau des machines électriques (MSAP) en termes de localisations, de modélisation et de quantification.

ملخص

الهدف من هذا البحث هو تقديم دراسة نظرية حول انتقال الحرارة بالحمل الحراري، حيث تم تقديم هذه الظاهرة الفيزيائية مبنيًا في مفهومها العام والبسيط من حيث المبدأ بالإضافة إلى التعقيب على انماط النقل الحراري الأخرى التي تصاحب بشكل عام الظاهرة المدروسة لإتمام صورة النقل حراري للقارئ. بعد ذلك، قمنا بدراسة الظاهرة رياضياً من خلال تقديم النماذج والمعادلات الرياضية التي تحكمها، وكذا الطرق المختلفة الممكنة لحلها. أخيراً، درسنا تطبيقات الظاهرة على مستوى الآلات الكهربائية من حيث تحديد أماكن التواجد والنمذجة والقياس الكمي

