

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Université des Sciences et de la Technologie d'Oran

Mohamed Boudiaf - USTOMB



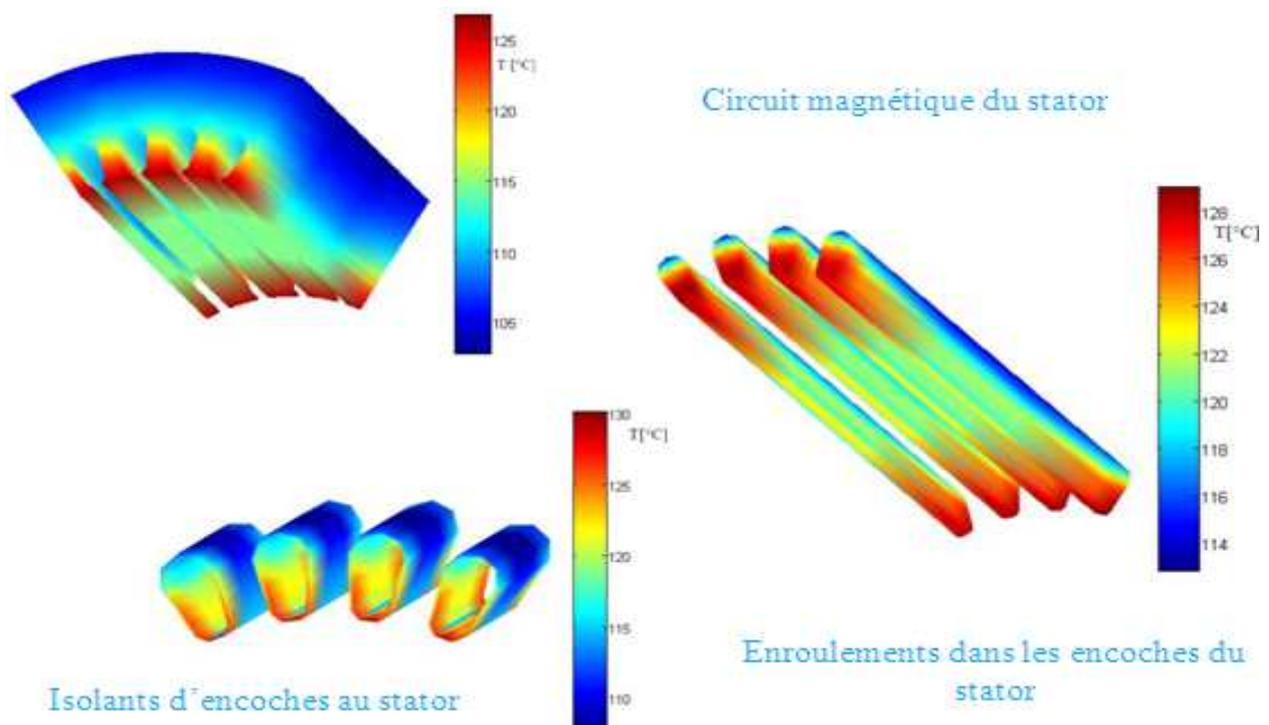
Faculté de Génie Electrique
Département d'Electrotechnique



Cours échauffement et refroidissement des actionneurs électromécaniques

Destiné aux étudiants en Master2 « machines électriques »

Réalisé par Mme Souad BADACHE
Maitre de conférences B



Année universitaire 2020/2021

OBJECTIFS DU COURS

Le présent polycopié est un cours destiné aux étudiants de la deuxième année Master, option machines électriques, enseignée depuis 2016 aux étudiants au sein du département génie électrique de l'université des sciences et de la technologie Mohammed Boudiaf d'Oran (USTO). L'objectif de ce cours est de fournir aux étudiants les bases et les principes nécessaires à la compréhension des différents aspects thermiques dont les actionneurs électromécaniques sont le siège. Le cours permet aussi d'initier les étudiants à la modélisation thermique des machines électriques.

Le polycopié est divisé en quatre chapitres, dans le premier chapitre, nous présenterons une introduction et des généralités sur le transfert de chaleur et des définitions du Champ de température, Gradient de température, Flux de chaleur ainsi qu'une formulation d'un problème de transfert de chaleur: Bilan d'énergie.

Le deuxième chapitre est consacré aux trois modes de transfert de chaleur (conduction, convection et rayonnement). Nous étalerons de manière générale et simple chaque mode pour faciliter la compréhension des notions théoriques.

Le troisième chapitre est réservé à la Modélisation thermique des machines électriques basée sur les Méthodes analogiques et numériques. Une évaluation des paramètres de l'équation de la chaleur telles que les sources de chaleur, la conductivité thermique et la capacité calorifique sera présentée.

Dans le quatrième chapitre, nous exposerons les techniques de modélisation de refroidissement des machines électriques utilisant des ailettes ainsi que les techniques de modélisation des écoulements dans l'entrefer et dans les canaux rotorique et statorique.

Nous souhaitons que cet ouvrage soit profitable et servira comme référence, à toute personne, intéressée par l'étude de l'échauffement et refroidissement des actionneurs électromécaniques.

Table des matières

Chapitre I : Introduction - Généralité

I.1 Introduction	1
I.2 Objectif de l'étude thermique des machines électriques	1
I.3 Généralités sur le transfert de chaleur	1
I.3.1 Définitions	1
a- Champ de température	1
b- Gradient de température	2
c- Flux de chaleur	2
I.3.2 Formulation d'un problème de transfert de chaleur	2

Chapitre II : Modes de transfert de chaleur

II.1 Introduction	4
II.2 Transfert de chaleur par conduction	4
II.2.1 Loi de Fourier	4
II.2.2 Equation de la chaleur	4
II.2.3 Analogie électrique	6
II.2.4 Transfert de chaleur multidirectionnel	9
II.3 Transfert de chaleur par convection	10
II.3.1 Coefficient d'échange par convection	11
a- Convection naturelle	11
b- Convection forcée	12
II.4 Transfert de chaleur par rayonnement	12
II.4.1 Loi fondamentale du rayonnement thermique	12
II.4.2 Rayonnement entre un solide et le milieu environnant	12
II.4.3 Rayonnement réciproque de plusieurs surfaces	13
II.4.4 Analogie électrique	14

Chapitre III : Modélisation thermique des machines électriques

III.1 Introduction	15
III.2 Equation de la chaleur	15

III.3 Evaluation des paramètres de l'équation de la chaleur	16
III.3.1 Sources de chaleur	16
III.3.1.1 Pertes Joule	16
III.3.1.2 Pertes Fer	16
III.3.1.3 Pertes mécaniques	17
III.3.2 Conductivité thermique	18
III.3.2.1 Contact thermique et isolation	20
III.3.2.1.1 Techniques de modélisation des contacts thermiques	22
III.3.3 Calcul des capacités thermiques	22
III.3.4 Transferts convectifs dans les machines électriques	23
III.3.5 Transferts de chaleur par rayonnement dans les machines électriques	24
III.4 Méthodes d'analyse du comportement thermique des machines électriques	25
III.4.1 Méthode analogique : Méthode nodale	25
III.4.1.1 Principe de cette méthode	25
III.4.2 Méthodes numériques	27
III.4.2.1 Méthode des différences finis	27
III.4.2.2 Méthode des volumes finis	28
III.4.2.3 Méthode des éléments finis	28
Chapitre IV : Modélisation des différents modes d'écoulements relatifs aux machines électriques	
IV.1 Introduction	31
IV.2 Transfert convectifs dans l'entrefer	31
IV.3 Refroidissement externe : Ailettes	33
VI.3.1 Equation de la chaleur pour des ailettes à section constante	34
IV.3.2 Flux de chaleur évacué par une ailette infiniment longue et de section constante	37
IV.3.3 Efficacité et rendement d'une ailette	38
IV.3.4 Efficacité et rendement d'une surface munie d'ailettes	39
IV.4 Transferts convectifs dans les canaux statoriques et rotoriques	40
Bibliographie	43

Chapitre I : Introduction - Généralité

I.1 Introduction

L'échauffement des machines électriques est une conséquence du fonctionnement. La transformation de l'énergie s'accompagne souvent de pertes de divers types : pertes Joule, pertes fer et pertes mécaniques. Ces pertes se transforment en chaleur qui se transmet dans les différentes parties des machines par trois modes essentiels qui sont : la conduction, la convection et le rayonnement.

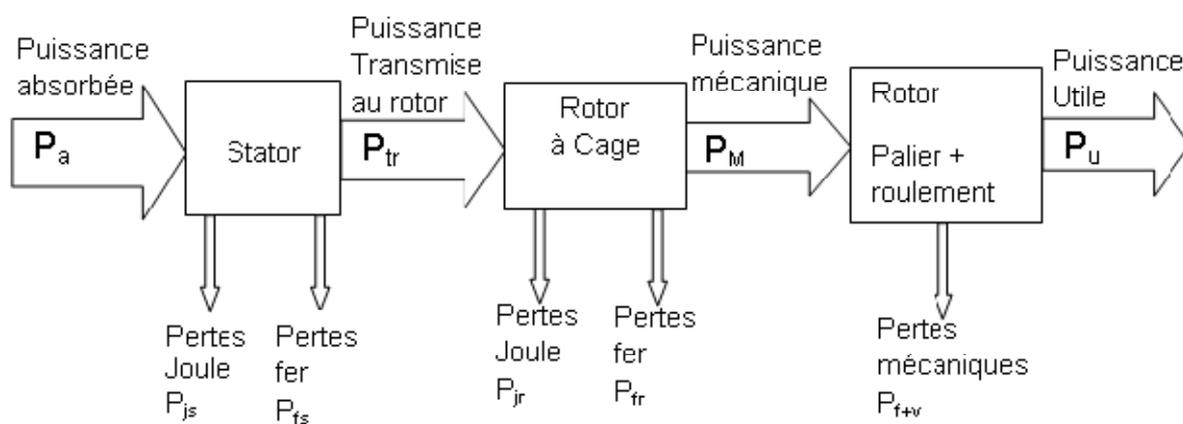


Figure (I.1) : Exemple de transferts de puissance dans un moteur asynchrone à cage.

I.2 Objectif de l'étude thermique des machines électriques

Toute étude thermique des machines électriques a pour objectif l'évaluation de la distribution de la température pour améliorer les matériaux, la géométrie ou le système de refroidissement et permettre d'éviter les régimes de fonctionnement qui détériorent la machine et diminuent sa durée de vie. L'élévation de la température peut réduire de moitié la durée de vie d'une machine électrique. Une température élevée maintenue prolongée peut endommager le système d'isolation des enroulements et détruire les convertisseurs statiques destinés à alimenter certaines machines électriques.

I.3 Généralités sur le transfert de chaleur

I.3.1 Définitions

a- Champ de température

la valeur instantanée de la température en tout point dans l'espace est un scalaire appelé : champ de température $T(x,y,z,t)$. On distingue deux cas :

- 1- Champ de température indépendant du temps : le régime est dit permanent ou stationnaire,
- 2- Evolution du champ de température avec le temps : le régime est dit variable ou transitoire.

b- Gradient de température

le transfert de chaleur est déterminé à partir de l'évolution dans l'espace et dans le temps de la température $T(x,y,z,t)$. La variation dans le temps en un point $M(x,y,z)$ du système est donnée par la dérivée partielle $T(x,y,z,t)$ par rapport au temps : $\frac{\partial T}{\partial t}$.

Pendant un intervalle de temps dt , la variation de température en un point M sera $dT = \frac{\partial T}{\partial t} dt$.

La variation dans l'espace à un instant t est donnée par le gradient de température :

$$\vec{\nabla} T = \text{grad} T = \begin{pmatrix} \frac{\partial T}{\partial x} \\ \frac{\partial T}{\partial y} \\ \frac{\partial T}{\partial z} \end{pmatrix} \quad (\text{I.1})$$

c- Flux de chaleur

La chaleur s'écoule sous l'influence d'un gradient de température des hautes vers les basses températures. La quantité de chaleur transmise par unité de temps et par unité d'aire de la surface isotherme est appelée densité de flux de chaleur :

$$\phi = \frac{1}{s} \cdot \frac{d\Phi}{dt} \quad (\text{I.2})$$

Où s est l'aire de la surface en m^2

On appelle flux de chaleur, la quantité de chaleur transmise sur la surface s par unité de temps.

$$\phi = \frac{d\Phi}{dt} [J / s] \text{ ou } [W] \quad (\text{I.3})$$

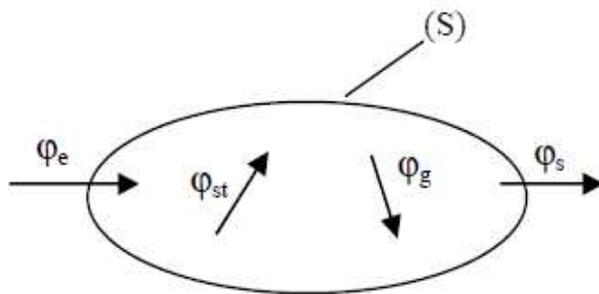
I.3.2 Formulation d'un problème de transfert de chaleur

Le but est de déterminer quantitativement l'évolution de la température à l'intérieur d'un système dans l'espace et dans le temps.

Bilan d'énergie

On définit un système (S) à travers lequel de l'énergie et de la matière peuvent circuler.

On fait l'inventaire des différents flux d'énergie mis en jeu qui influent sur l'état du système :



φ_{st} : Flux de chaleur stocké

φ_g : Flux de chaleur généré

φ_e : Flux de chaleur entrant

φ_s : Flux de chaleur sortant

Figure (I.2) : Système et bilan énergétique

On applique alors le premier principe de la thermodynamique pour établir le bilan d'énergie du système (S)

$$\varphi_e + \varphi_g = \varphi_s + \varphi_{st} \quad (I.3)$$

Chapitre II : Modes de transfert de chaleur

II.1 Introduction

On peut définir le transfert de chaleur entre deux corps comme étant le transfert d'énergie qui résulte d'une différence de température entre deux corps. On distingue habituellement trois modes de transmission de chaleur.

II.2 Transfert de chaleur par conduction

C'est le transfert de chaleur au sein d'un milieu solide opaque, sans déplacement de la matière, sous l'influence d'une différence de température. Dans les fluides, elle est presque toujours combinée à la convection et au rayonnement.

II.2.1 Loi de Fourier

La théorie de la conduction repose sur l'hypothèse de Fourier : la densité de flux est proportionnelle au gradient de la température :

$$\vec{\varphi} = -\lambda \cdot s \cdot \text{grad}(T) \quad (\text{II.1})$$

Ou sous sa forme algébrique :

$$\varphi = -\lambda \cdot s \cdot \frac{dT}{dx} \quad (\text{II.2})$$

Avec :

φ : Flux de chaleur transmis par conduction [w]

λ : Conductivité thermique du milieu [$w \cdot ^\circ C^{-1} \cdot m^{-1}$] ou [$w \cdot K^{-1} \cdot m^{-1}$]

s : Aire de la section de passage du flux [m^2]

x : Variable d'espace dans la direction du flux [m]

Le signe moins (-) provient d'une convention qui rend positif un flux de chaleur s'écoulant du chaud vers le froid dans le sens d'un gradient négatif.

II.2.2 Equation de la chaleur

Considérons le système de la figure suivante :

$$\varphi_g = q \cdot s \cdot dx : \text{Flux d'énergie convertie en énergie thermique,} \quad (\text{II.3})$$

$$\varphi_{st} = \rho \cdot c \cdot dx : \text{Flux de chaleur stocké,} \quad (\text{II.4})$$

ρ : Masse volumique [$kg \cdot m^{-3}$],

c : Chaleur spécifique ou capacité calorifique [$J \cdot kg^{-1} \cdot ^\circ C^{-1}$],

T : Température [°C] ou [K],

t : Temps [s].

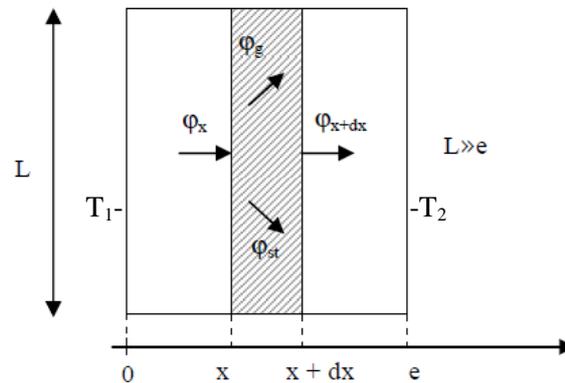


Figure (II.1) : Mur d'épaisseur e

Le bilan d'énergie sur ce système s'écrit :

$$\varphi_x + \varphi_g = \varphi_{x+dx} + \varphi_{st} \quad (II.5)$$

donc :

$$-\left(\lambda_s \frac{\partial T}{\partial x}\right)_x + qsdx = -\left(\lambda_s \frac{\partial T}{\partial x}\right)_{x+dx} + \rho csdx \frac{\partial T}{\partial t}$$

Divisons par dx :

$$\frac{\left(\lambda_s \frac{\partial T}{\partial x}\right)_{x+dx} - \left(\lambda_s \frac{\partial T}{\partial x}\right)_x}{dx} + qs = \rho cs \frac{\partial T}{\partial t}$$

Soit :

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + q = \rho c \frac{\partial T}{\partial t} \quad (II.6)$$

Et dans le cas tridimensionnel (cas le plus général) :

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_x \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda_y \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda_z \frac{\partial T}{\partial z} \right) + q = \rho c \frac{\partial T}{\partial t} \quad (II.7)$$

Cette équation peut se simplifier dans un certain nombre de cas :

a- Si le milieu est isotrope : $\lambda_x = \lambda_y = \lambda_z = \lambda$

$$\text{div}(\lambda(T) \text{grad} T) + q = \rho c \frac{\partial T}{\partial t} \quad (II.8)$$

b- S'il n'y a pas de génération d'énergie à l'intérieur du système : $q=0$

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_x \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda_y \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda_z \frac{\partial T}{\partial z} \right) = \rho c \frac{\partial T}{\partial t} \quad (\text{II.9})$$

c- Si le milieu est homogène, λ n'est pas fonction de T :

$$\text{div}(\lambda \text{grad} \vec{T}) + q = \rho c \frac{\partial T}{\partial t} \quad (\text{II.10})$$

d- En régime permanent sans génération d'énergie, nous obtenons l'équation de Laplace :

$$\text{div}(\lambda \text{grad} \vec{T}) = 0 \quad (\lambda \nabla^2 T = 0) \quad (\text{II.11})$$

II.2.3 Analogie électrique

On considère qu'il n'y a pas de génération, ni de stockage d'énergie.

En effectuant un bilan thermique sur le système constitué par la tranche de mur comprise entre x et x+dx :

$$\varphi_x = \varphi_{x+dx} \implies - \left(\lambda_s \frac{\partial T}{\partial x} \right)_x = - \left(\lambda_s \frac{\partial T}{\partial x} \right)_{x+dx} \implies \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_x = \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_{x+dx} \quad (\text{II.12})$$

$$\text{D'où : } \frac{dT}{dx} = A$$

$$\text{Et } T(x) = Ax + B$$

Avec les conditions aux limites :

$$T(x=0) = T_1 \quad \text{et} \quad T(x=e) = T_2$$

$$T = T_1 - \frac{x}{e} (T_1 - T_2) \quad (\text{II.13})$$

Le profil de température est donc linéaire.

La densité de flux de chaleur

$$\varphi = -\lambda_s \frac{dT}{dx}$$

D'où :

$$\varphi = \lambda_s \frac{(T_1 - T_2)}{e} \quad (\text{II.14})$$

Ou

$$\varphi = \lambda_s \frac{(T_1 - T_2)}{e} = \frac{(T_1 - T_2)}{\frac{e}{\lambda_s}} \quad (\text{II.15})$$

Cette relation est analogue à la loi d'ohm en électricité qui définit l'intensité du courant comme le rapport de la différence de potentiel électrique sur la résistance électrique :

La température apparait comme un potentiel thermique et $(e/\lambda.s)$ comme la résistance thermique d'un mur plan d'épaisseur e .

Schéma équivalent :

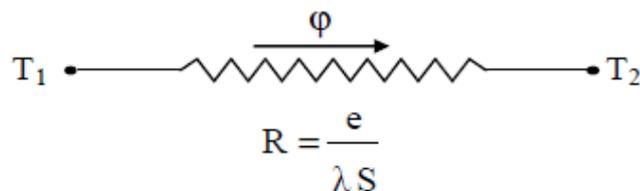


Figure (II.2) : Schéma électrique équivalent d'un mur simple.

Cas d'un cylindre creux

Considérons un cylindre long tube :

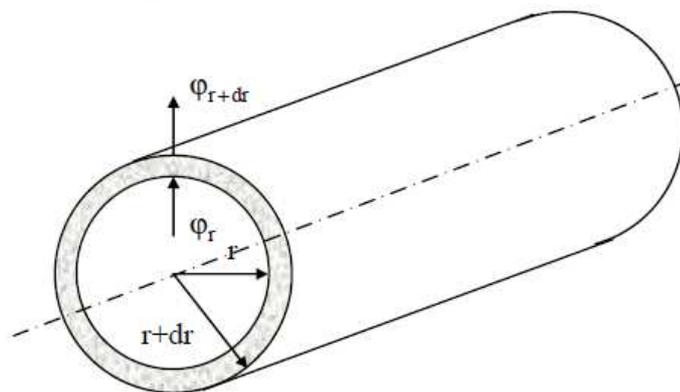


Figure (II.3): Schéma des transferts dans un cylindre creux

Bilan thermique du système :

Système : partie du cylindre comprise entre les rayons r et $r+dr$

Avec

$$\varphi_g = \varphi_{st} = 0$$

$$\varphi_r = \varphi_{r+dr}$$

$$\varphi_r = -\lambda \cdot 2\pi r l \left(\frac{dT}{dr} \right)_r, \quad \varphi_{r+dr} = -\lambda \cdot 2\pi (r + dr) l \left(\frac{dT}{dr} \right)_{r+dr} \quad (II.16)$$

$$\Rightarrow r \left(\frac{dT}{dr} \right)_r = (r + dr) \left(\frac{dT}{dr} \right)_{r+dr}$$

$$\Rightarrow r \frac{dT}{dr} = C^{ste} = C$$

$$r \frac{dT}{dr} = C \implies dT = C \frac{dr}{r} \implies T(r) = C \ln r + D$$

Avec les conditions aux limites :

$$T(r_1) = T_1 \quad \text{et} \quad T(r_2) = T_2$$

$$T(r_1) = C \ln r_1 + D = T_1 \dots (1)$$

$$T(r_2) = C \ln r_2 + D = T_2 \dots (2)$$

$$(2)-(1) \implies T_2 - T_1 = C \ln \frac{r_2}{r_1} \implies C = \frac{T_2 - T_1}{\ln \frac{r_2}{r_1}}$$

$$(1) \implies \left(\frac{T_2 - T_1}{\ln \frac{r_2}{r_1}} \right) \ln r_1 + D = T_1 \implies D = - \left(\frac{T_2 - T_1}{\ln \frac{r_2}{r_1}} \right) \ln r_1 + T_1$$

$$\implies T(r) = \left(\frac{T_2 - T_1}{\ln \frac{r_2}{r_1}} \right) \ln r - \left(\frac{T_2 - T_1}{\ln \frac{r_2}{r_1}} \right) \ln r_1 + T_1$$

En appliquant la relation

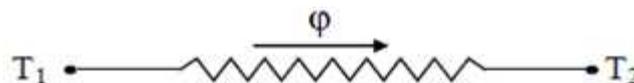
$$\varphi = -\lambda \cdot 2\pi l \frac{dT}{dr}$$

On obtient :

$$\varphi = \frac{2\pi\lambda l(T_2 - T_1)}{\ln \frac{r_2}{r_1}} \quad \varphi = \frac{2\pi\lambda l(T_2 - T_1)}{\frac{\ln \frac{r_2}{r_1}}{2\pi\lambda l}} \quad (\text{II.17})$$

Cette relation peut être mise sous forme :

$$\varphi = \frac{(T_2 - T_1)}{R_{12}} \quad (\text{II.18})$$



$$R_{12} = \frac{\ln \left(\frac{r_2}{r_1} \right)}{2\pi\lambda l}$$

Figure (II.3) : Schéma électrique équivalent :

II.2.4 Transfert de chaleur multidirectionnel :

Deux méthodes de résolution peuvent être appliquées :

a- Méthode du coefficient de forme :

Dans les systèmes bidimensionnels ou tridimensionnels où n'interviennent que deux températures limites T_1 et T_2 , on montre que le flux de chaleur peut se mettre sous la forme :

$$\varphi = \lambda \cdot F (T_1 - T_2) \quad (\text{II.19})$$

λ : Conductivité thermique du milieu séparant les surfaces S_1 et S_2 ($\text{w/m}^\circ\text{C}$).

T_1 : Température de S_1 ($^\circ\text{C}$)

T_2 : Température de S_2 ($^\circ\text{C}$)

F : Coefficient de forme (m)

F ne dépend que de la forme, des dimensions et de la position relative de S_1 et S_2 .

Exemple : découpage d'une enceinte tridimensionnelle en différents éléments et calcul le flux traversant chacun d'eux représentation de la figure suivante :

Si les dimensions longitudinales sont grandes devant l'épaisseur e des parois (supposée constante), les coefficients de forme des différents éléments ont pour valeurs :

$$F_{\text{paroi } i} = S_i/L_i \quad (\text{II.20})$$

$$F_{\text{bord } i} = 0,54 D_i \quad (\text{II.21})$$

$$F_{\text{coin } i} = 0,15 L_i \quad (\text{II.22})$$

Avec :

S_i : Aire de la paroi i

D_i : Longueur de la paroi ou du bord i

L_i : Epaisseur des parois

Le flux de chaleur traversant l'enceinte s'écrit alors :

$$\varphi = \sum_{i=1}^6 \lambda_i F_{\text{paroi } (i)} \Delta T_i + \sum_{i=1}^{12} \lambda_i F_{\text{bord } (i)} \Delta T_i + \sum_{i=1}^8 \lambda_i F_{\text{coin } (i)} \Delta T_i \quad (\text{II.23})$$

Avec :

λ_i : Conductivité thermique (équivalente si paroi multicouche) de la paroi i ($\text{W m}^{-1} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$)

ΔT_i : Différence de température entre les faces intérieure et extérieure de la paroi i ($^\circ\text{C}$)

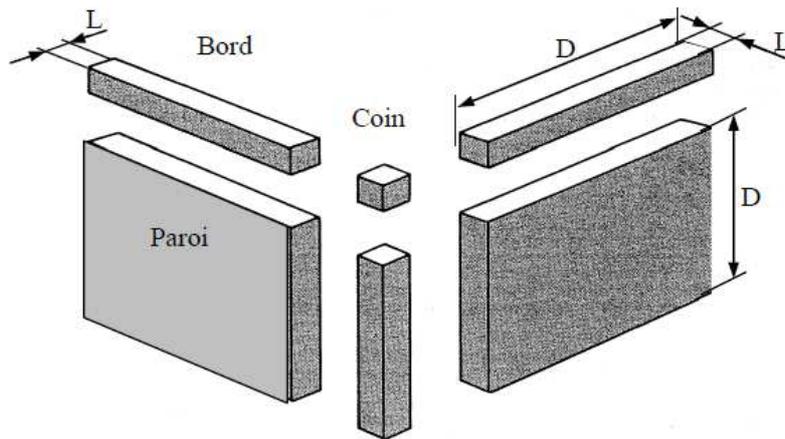


Figure (II.4): Méthode de découpage d'une enceinte tridimensionnelle

b- **Méthodes numériques** : (méthodes différences finis, volumes finis éléments finis...)

II.3 Transfert de chaleur par convection

C'est le transfert de chaleur entre un solide et un fluide. L'énergie étant transmise par déplacement du fluide. Ce mécanisme de transfert est régi par la loi de Newton :

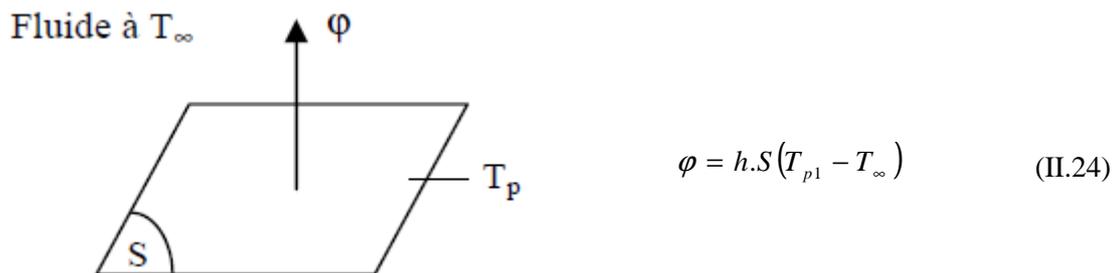


Figure (II.5): Schéma du transfert de chaleur convectif

Avec :

φ : Flux de chaleur transmis par convection (w).

h : Coefficient de transfert de chaleur par convection ($w.m^{-2}.^{\circ}C^{-1}$).

T_p : Température de la surface du solide ($^{\circ}C$)

T_{∞} : Température de la surface du solide($^{\circ}C$)

S : Aire de la surface de contact solide /fluide (m^2)

Remarque : la valeur du coefficient de transfert de chaleur par convection h est fonction de la nature du fluide, de sa température, de sa vitesse et des caractéristiques géométriques de la surface de contact solide/fluide.

On distingue la convection forcée et la convection naturelle (libre). Dans la première, le mouvement du fluide est dû à l'action d'une pompe, d'un ventilateur ou d'une cheminée placée dans le circuit. Dans la deuxième, le mouvement du fluide est créé par des différences de densité, elles mêmes dues à des différences de températures existantes dans le fluide.

II.3.1 Coefficient d'échange par convection

La relation donnant le coefficient d'échange par convection est exprimée par :

$$h = \frac{\lambda \cdot N_u}{L} \quad \text{ou} \quad h = \frac{\lambda \cdot N_u}{D} \quad (\text{II.25})$$

Où :

N_u : Nombre de Nusselt

λ : Conductivité thermique du fluide ($\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{°C}^{-1}$)

L : Longueur de la surface d'échange (m)

D : Diamètre de la conduite (m)

La valeur du nombre de Nusselt dépend du type de convection naturelle ou forcée.

a- Convection naturelle

$$N_u = a(G_r \cdot P_r)^b \quad (\text{II.26})$$

Avec

$$P_r = \frac{C_p \cdot \mu}{\lambda} \quad \text{Nombre de Prandtl} \quad (\text{II.27})$$

$$G_r = \frac{\beta \cdot g \cdot \Delta T \cdot \rho^3 \cdot L^3}{\mu^2} \quad \text{Nombre de Grashof} \quad (\text{II.28})$$

Où

C_p : Capacité calorifique du fluide ($[\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{°C}^{-1}]$)

μ : Viscosité dynamique du fluide [$\text{kg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$]

β : Coefficient de dilatation cubique du fluide [°C^{-1}]

g : Force de gravitation [$\text{m} \cdot \text{s}^{-2}$]

ΔT : Différence de température entre la surface et le fluide [°C]

L : Hauteur ou diamètre géométrique [m]

b- Convection forcée

$$N_u = a(R_e)^b (P_r)^c \quad (\text{II.29})$$

Avec

$$R_e = \frac{\rho \cdot v \cdot L}{\mu} \quad \text{Nombre de Reynolds} \quad (\text{II.30})$$

Où

ρ : Densité volumique du fluide [$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$]

v : vitesse du fluide [$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$]

a , b et c sont des coefficients qui dépendent du régime de convection et de la géométrie.

II.4 Transfert de chaleur par rayonnement

C'est le mode de transfert par lequel la chaleur passe d'un corps à haute température à un autre froid. Les deux corps ne se touchent pas mais ils sont séparés par un milieu transparent tel que l'air.

II.4.1 Loi fondamentale du rayonnement thermique

La loi de Stefan-Boltzman (1879) exprime que le flux d'énergie radiante émis par une surface idéale appelée « noir » est donnée par :

$$\varphi_N = \sigma \cdot S \cdot T^4 \quad (\text{II.31})$$

Avec :

σ : Constante de Stefan-Boltzman qui vaut $5.67 \cdot 10^{-8} [\text{w} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}]$.

S : Aire de cette surface [m^2].

T : Température absolue de cette surface [$^{\circ}\text{C}$ ou K]

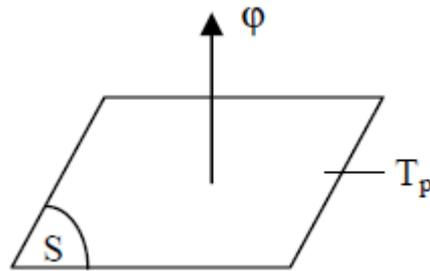
L'émittance du corps gris à la température T est :

$$\varphi_{NN} = \varepsilon \cdot \varphi_N = \varepsilon \cdot \sigma \cdot S \cdot T^4 \quad (\text{II.32})$$

II.4.2 Rayonnement entre un solide et le milieu environnant

La relation qui prend en compte le rayonnement entre un solide et le milieu environnant est donnée comme suit :

Milieu environnant



$$\varphi = \sigma \cdot \varepsilon_p \cdot S (T_p^4 - T_\infty^4) \quad (\text{II.33})$$

Figure (II.6): Schéma du transfert de chaleur radiatif

Avec :

φ : flux de chaleur transmis par rayonnement (w).

σ : constante de Stefan Boltzman ($\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8}$).

ε_p : Facteur d'émission de la surface.

T_p : Température de la surface du solide (°C)

T_∞ : Température de la surface du solide(°C)

S : Aire de la surface de contact solide /fluide (m²)

Le rayonnement thermique est émis continuellement par tous les corps dans toutes les directions et à la vitesse de la lumière.

L'équation d'échange dans un cas particulier très simple (corps noir T_1 enfermé dans une enceinte également noir T_2 s'exprime par :

$$\varphi = \sigma \cdot S (T_1^4 - T_2^4) \quad (\text{II.34})$$

$\varepsilon_p=1$ et S est l'aire de la surface d'échange.

II.4.3 Rayonnement réciproque de plusieurs surfaces

a) Deux surfaces

L'échange radiatif réciproque entre deux surfaces est donné par :

$$\varphi_{1 \rightarrow 2} = \sigma \frac{T_1^4 - T_2^4}{\frac{1 - \varepsilon_1}{\varepsilon_1 \cdot S_1} + \frac{1}{S_1 \cdot f_{1,2}} + \frac{1 - \varepsilon_2}{\varepsilon_2 \cdot S_2}} \quad (\text{II.35})$$

S_1, S_2 : Aires des surfaces 1 et 2 [m²].

$\varepsilon_1, \varepsilon_2$: Facteurs d'émission des surfaces 1 et 2.

T_1, T_2 : Températures des surfaces 1 et 2 [°C].

$f_{1,2}$: facteur de forme entre S_1 et S_2 qui représente la fraction du flux total de S_1 qui atteint S_2 .

$f_{1,2} = 1$ veut dire que tout ce qui est émis de S_1 atteint S_2 .

b) Plusieurs surfaces

Une surface S_i est environnée par un nombre n de surfaces et φ_i est envoyé sur toutes ces surfaces (la surface S_i peut également rayonnée vers elle-même si elle est concave). Le flux apparent φ_i peut donc se décomposer de la manière suivante :

$$\varphi_i = \varphi_{i \rightarrow 1} + \varphi_{i \rightarrow 2} + \dots + \varphi_{i \rightarrow i} + \dots + \varphi_{i \rightarrow n} \quad (II.36)$$

II.4.4 Analogie électrique :

L'échange radiatif entre deux surfaces peut être représenté par le schéma électrique équivalent suivant :

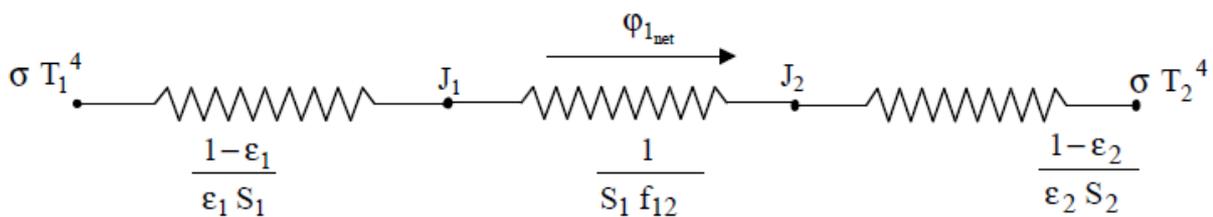


Figure (II.7) : Schéma électrique équivalent du flux radiatif échangé entre deux surfaces.

Où J_1 et J_2 : radiosités des surfaces 1 et 2.

Chapitre III : Modélisation thermique des machines électriques

III.1 Introduction

L'étude du comportement thermique des actionneurs électromagnétiques est importante pour répondre aux exigences liées à l'échauffement de dispositif à concevoir et pour prendre en compte les variations des propriétés physiques des matériaux en fonction de la température. Réaliser un modèle thermique se ramène à résoudre l'équation de la chaleur.

III.2 Equation de la chaleur

L'équation régissant tout calcul thermique des machines électriques est donnée comme suit :

$$\operatorname{div}(-\lambda \operatorname{grad} T) + \rho \cdot C_p \frac{\partial T}{\partial t} = P \quad (\text{III.1})$$

Où

- λ : Conductivité thermique [w/m.°C]
- P : densité de source de chaleur [w/m³]
- ρ : Masse volumique [Kg/m³]
- C_p : capacité calorifique ou chaleur massique [kj/kg.°C]

Cette équation est associée à une condition initiale $T=T_e$ et à des conditions aux limites imposées à la frontière du domaine. Ces conditions peuvent être de trois types :

- La condition de Dirichlet : $T=T_e$
- La condition de Neumann : le flux de chaleur est imposé sur la frontière :

$$\lambda_x \frac{\partial T}{\partial x} + \lambda_y \frac{\partial T}{\partial y} + \lambda_z \frac{\partial T}{\partial z} + q = 0$$

où q : flux de chaleur.

- La condition d'échange thermique par convection et/ou par rayonnement.

$$\lambda_x \frac{\partial T}{\partial x} + \lambda_y \frac{\partial T}{\partial y} + \lambda_z \frac{\partial T}{\partial z} + h(T - T_e) + \sigma(T^4 - T_e^4) = 0$$

où $h(T - T_e)$: Flux de chaleur par convection.

et $\sigma(T^4 - T_e^4)$: Flux de chaleur par rayonnement.

III.3 Evaluation des paramètres de l'équation de la chaleur

III.3.1 Sources de chaleur

L'échauffement d'une machine électrique, hormis un dysfonctionnement est dû essentiellement aux pertes Joule dans le bobinage, aux pertes dans le fer et aux frottements d'ordre mécanique. Le problème thermique est couplé au problème électromagnétique par la densité de source de chaleur P qui représente dans ce cas les différentes pertes dans les machines électriques.

III.3.1.1 Pertes Joule

Les pertes Joule totales dans les conducteurs sont données par l'expression suivante :

$$P_J = RI^2 \quad (\text{III.2})$$

Où R [Ω] représente la résistance électrique interne du conducteur (dans toutes les phases) et I [A] est la valeur efficace du courant.

Les valeurs des pertes Joule au niveau des encoches et des têtes de bobines sont données par :

$$P_{J_{enc}} = N_{enc} \rho_{cu}(T) \cdot \frac{N_{cond} L_{enc}}{S_{cond}} \cdot I^2 \quad (\text{III.3})$$

$$P_{J_{chign}} = N_{chign} \rho_{cu}(T) \cdot \frac{N_{cond} L_{chign}}{S_{cond}} \cdot I^2 \quad (\text{III.4})$$

Avec :

$\rho_{cu}(T)$: La résistivité du cuivre à la température T [$\Omega \cdot m$].

L_{enc} : Longueur d'une encoche [m]

L_{chign} : Longueur d'un chignon [m]

I : Valeur efficace du courant dans un conducteur [A]

N_{enc} : Nombre d'encoches

N_{chign} : Nombre de chignons

N_{cond} : Nombre de conducteurs par phase

S_{cond} : Section des conducteurs [m^2]

III.3.1.2 Pertes Fer

Le phénomène d'hystérésis et les courants de Foucault induisent des pertes dans les matériaux magnétiques des machines. Il s'agit des pertes Fer. Ces pertes peuvent être calculées par plusieurs formules.

a) Formule de Steinmetz :

Pour un régime purement sinusoïdal, les pertes Fer volumiques P_f sont données par :

$$P_f = K \cdot f^a \cdot \hat{B}^b \quad (\text{III.5})$$

K, a, b sont des paramètres liés au matériau ferromagnétique utilisé,

f [Hz] est la fréquence du champ magnétique.

B [T] est la valeur crête de la densité de flux magnétique.

Cette expression ne prend pas en compte la totalité des pertes dans le fer. On peut l'utiliser pour le calcul des pertes fer à faible fréquence.

b) Formule de Bertotti :

L'expression décompose les pertes moyennes en trois termes différents sous la forme :

$$P_{f_{moy}} = \frac{1}{T} \int_0^T P_f(t) dt = K_h \hat{B}^2 f + \frac{e}{12T\rho} \int_0^T \left(\frac{dB(T)}{dt} \right)^2 dt + \frac{K_e}{T} \int_0^T \left(\frac{dB(T)}{dt} \right)^{3/2} dt \quad (\text{III.6})$$

- Le premier terme désigne les pertes par hystérésis.
- Le second terme quantifie les pertes par courant de Foucault.
- Le troisième terme est par excès.

e: Epaisseur des tôles de fer [m] .

ρ : Résistivité électrique du fer [$\Omega \cdot m$] .

K_h et K_e sont des coefficients déterminés par recalage avec les mesures expérimentales.

III.3.1.3 Pertes mécaniques**a) Pertes dans les paliers**

Ces pertes sont dues aux forces de frottement mécaniques :

$$P_{roul} = 1.5 \cdot 10^{-5} M_i \cdot n \quad (\text{III.7})$$

$$M_i = 0.5 \cdot \mu \cdot F_i \cdot d \quad (\text{III.8})$$

Avec

n : Nombre de roulements,

M_i : Moment des forces de frottement [N.m],

μ : Coefficient de frottement du roulement,

F_i : Force appliquée sur le roulement [N],

d : Diamètre d'alésage [m].

b) Pertes aérauliques

Elles sont dues au frottement de l'air avec la surface du rotor lors de sa rotation. Elles deviennent essentiellement lorsque la machine tourne à grande vitesse.

$$P_a = \rho \cdot \pi \cdot r_j^2 \cdot L v^2 C_f \quad (\text{III.9})$$

Avec

ρ : Masse volumique de l'air [$\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$],

r_i : Rayon externe du rotor [m],

L : Longueur moyenne de l'entrefer [m],

v : Vitesse linéaire [$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$],

C_f : Coefficient de frottement pariétal.

Conclusion : Le calcul des pertes thermiques est essentiel pour connaître avec précision la répartition des températures dans les machines électriques. Une bonne modélisation thermique passe par une quantification précise des pertes et des phénomènes de transfert de chaleur.

III.3.2 Conductivité thermique

Pour un milieu isotrope et homogène, la conductivité thermique λ ne dépend que de la température. Dans de nombreux cas pratiques, les écarts de température ne sont pas très élevés. On peut considérer, avec une précision suffisante, λ comme une constante pour un milieu donné.

Dans le cas des machines électriques, la conductivité des matériaux est relativement bien connue, à l'exception peut-être de celle des tôles magnétiques. En effet, un empilement de tôles constitue le stator et le rotor. La conductivité thermique selon la direction ortho-radiale est connue et correspond à celle de l'acier constituant les tôles. La situation est différente pour la direction axiale. Les tôles sont relativement minces pour éviter la création de courants de Foucault. De plus, celles-ci sont imprégnées, ce qui crée une résistance thermique difficile à évaluer. La conductivité thermique axiale du paquet de tôles sera alors plus faible que celle ortho-radiale. Pour la calculer, nous pouvons utiliser la formule suivante :

$$\frac{e_t + e_o}{\lambda_{eq}} = \frac{e_t}{\lambda_t} + \frac{e_o}{\lambda_o} \quad (\text{III.10})$$

Où e_t et e_o sont respectivement l'épaisseur de la tôle et du vernis isolant et λ_t et λ_o sont les conductivités thermiques de ces deux matériaux.

Ceci est à l'opposé du cas des bobinages, dans lesquels la conductivité thermique axiale est similaire à celle du matériau pur qui constitue les conducteurs (exemple : cuivre pur où $\lambda_{axiale} = 400 \text{ W/m/K}$) tandis que la conductivité thermique radiale est significativement plus faible (cuivre : $\lambda_{radiale} < 1 \text{ W/m/K}$).

L'expression de la conductivité thermique équivalente axiale est donnée comme suit:

$$\lambda_{axiale} = \frac{\lambda_{cuivre} S_{cuivre} + \lambda_{email} S_{email} + \lambda_{vernis} S_{vernis} + \lambda_{air} S_{air}}{S_{cuivre} + S_{email} + S_{vernis} + S_{air}} \quad (III.11)$$

Où λ_i et S_i sont respectivement la conductivité thermique et la surface dans la direction radiale du cuivre, de l'émail, du vernis et de l'air dans l'encoche. La conductivité thermique du cuivre est au moins 400 fois plus élevée que celle des autres composants, la conductivité thermique axiale ne dépend donc quasiment que de celle du cuivre et du taux de remplissage.

Pour le calcul de la conductivité thermique équivalente radiale, l'expression suivante peut être utilisée pour les machines ne représentant pas de circulation de fluide au cœur des conducteurs :

$$\lambda_{radiale} = 0.2425 [(1 - K_b) S_{encoche} \cdot L_a]^{-0.04269} \quad (III.12)$$

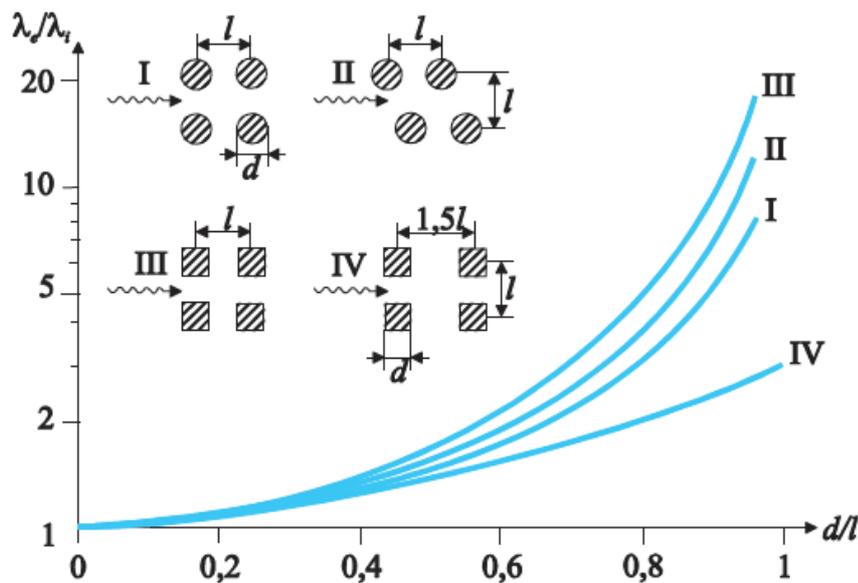


Figure (II.1) : Conductivité thermique est λ_i en W/m/K en fonction du rapport d/l pour différentes configurations

Où λ_{radiale} est la conductivité thermique équivalente radiale, S_{encoche} la surface de l'encoche, L_a la longueur active et K_b le coefficient de remplissage.

la figure ci dessus montre la conductivité thermique équivalente radiale λ_e (W/m/K) d'un faisceau de conducteurs noyés dans un matériau isolant

Pour les machines électriques à faible puissance, la méthode proposée nous permet d'obtenir des résultats satisfaisants. En revanche, pour les machines électriques de puissance élevée, la présence de circulation de fluide au cœur des conducteurs interdit cette globalisation dans la représentation du bobinage.

Pour les parties massives des machines électriques tels que l'arbre et le carter, la conductivité thermique radiale et celle axiale sont identiques.

III.3.2.1 Contact thermique et isolation

La formation d'interface solide-solide, lors d'assemblage industriel, ne peut donner lieu à un contact parfait entre ces solides. Dans les machines électriques, il existe plusieurs contacts imparfaits dû à l'assemblage qui induisent des résistances thermiques: carcasse/tôles du stator, barres / tôles rotoriques et arbre / rotor, entre les bobines et les tôles du stator, et entre l'arbre et les roulements à billes.

Pour illustrer l'effet de contacts imparfaits, considérons le schéma de la figure ci dessous. Entre les zones de contact subsiste un espace interstitiel, en général mauvais conducteur, qui constitue un frein au transfert de chaleur. Le champ de température se trouve donc considérablement perturbé dans la région localisée. Il en résulte une constriction des lignes de flux dont dépend la résistance thermique de contact.

La liaison thermique à l'interface s'exprime par les équations suivantes:

$$\varphi = \lambda_c .S.(T_2 - T_1) \quad (\text{III.13})$$

$$R_{ct} = \frac{1}{\lambda_c S} \quad (\text{III.14})$$

S est la surface du contact, T_1 et T_2 sont les températures des deux solides.

La conductivité thermique des deux solides est celle des matériaux les constituants. Le contact entre ces deux solides est rempli de fluide, la conductivité thermique λ_c de cette zone est très faible. Elle est semblable au coefficient de convection et a les mêmes unités [$\text{w.m}^{-2}.\text{°C}^{-1}$].

λ_c dépend des facteurs suivants :

- La finition de la surface des faces de contact.

- Le matériau de chacune des faces.
- La pression exercée sur les surfaces.
- La substance dans les intervalles entre les deux faces de contact

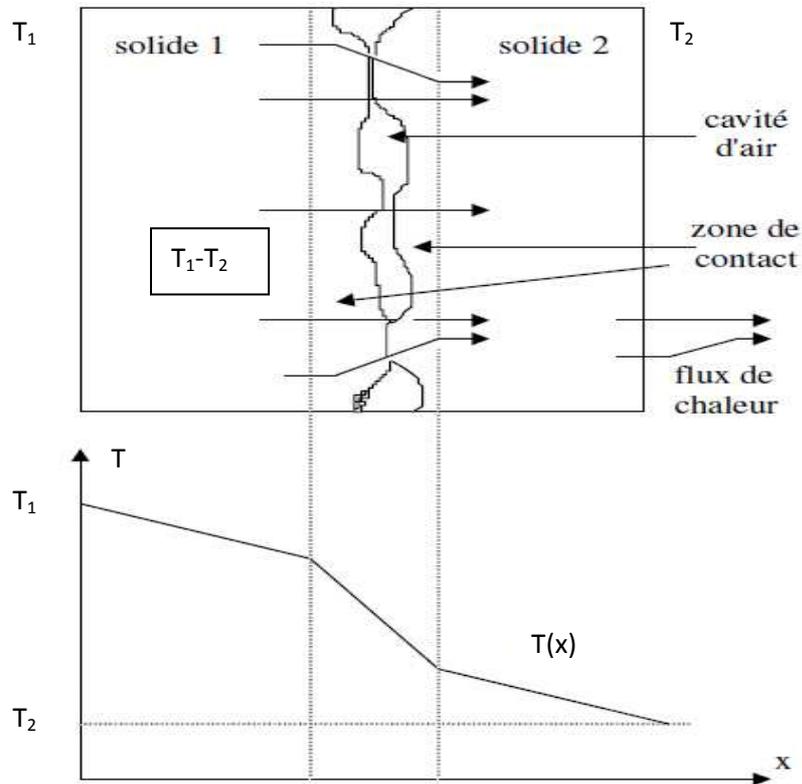


Figure (III.2): Schéma de contact imparfait entre deux solides

Le tableau suivant indique les valeurs type de la conductivité inter faciale de quelques matériaux qui entrent dans la construction des machines électriques, pour des pressions (1 à 10 atm).

Faces en contact	Conductivité λ_c ($w/m^2 \cdot ^\circ C$)
Fer/al	45000
Cuivre/cuivre	10000-25000
Al/al	2200-12000
Acier inoxydable/acier inoxydable	2000-3700
Céramique/Céramique	500-3000

Tableau (III.1) : Conductivité inter-faciale de quelques matériaux

III.3.2.1.1 Techniques de modélisation des contacts thermiques

Pour la modélisation des contacts thermiques, plusieurs approches peuvent être appliquées.

a- Modélisation par utilisation des domaines élargis

On caractérise ces régions par une dimension d_{eq} plus grande que la dimension réelle. En utilisant l'expression de la résistance thermique de contact, la conductivité thermique équivalente est calculée par

$$\frac{d_{eq}}{\lambda_{eq}} = \frac{d_{reelle}}{\lambda_{reelle}} \quad (\text{III.15})$$

Souvent on fixe d_{eq} à 1mm pour avoir la conductivité thermique λ_{eq} des régions considérées. Cette méthode peut être utilisée dans la résolution du problème thermique par la méthode des éléments finis.

b- Modélisation dans le cas de l'utilisation d'un matériau équivalent

L'idée de cette approche est d'appliquer une correction sur la conductivité thermique des régions enveloppées par des couches thermiques de transition (isolant, résistance thermique de contact), afin de tenir compte de leur présence et par conséquent de leurs effets.

La conductivité thermique équivalente λ_{eq} se déduit en égalisant la combinaison de la résistance thermique de contact (isolant) et la résistance thermique de la région enveloppée par cette couche, caractérisée par un rayon r et une conductivité thermique λ , à une équivalente de même dimensions caractérisée par une conductivité λ_{eq} .

$$\frac{1}{4\pi\lambda} + \frac{1}{h_{cond} 2\pi r} = \frac{1}{4\pi\lambda_{eq}} \quad (\text{III.16})$$

$$\lambda_{eq} = \frac{1}{(1/\lambda) + (2/h_{cond} \cdot r)} \quad (\text{III.17})$$

III.3.3 Calcul des capacités thermiques

Le calcul des valeurs des capacités calorifiques et des masses volumiques dépend du matériau et du volume de l'élément à modéliser. Les valeurs des capacités thermiques peuvent varier en fonction de la température.

a) Les enroulements

Les enroulements sont des matériaux hétérogènes (cuivre et isolant électrique). La formule d'homogénéisation inclut donc ces deux matériaux en négligeant d'éventuelle existence de volume d'air :

$$C_{en} = [C_{m_{cu}} \cdot \rho_{cu} \cdot \tau + C_{m_{res}} \rho_{res} (1 - \tau)] V_{enc} \quad (\text{III.18})$$

$C_{m_{cu}}$ et ρ_{cu} respectivement $C_{m_{res}}$ et ρ_{res} , représentent les valeurs de la capacité calorifique (capacité thermique) et la masse volumique respectivement du cuivre et de la résine.

τ : Taux de remplissage de l'encoche.

V_{en} : volume de l'encoche [m^3].

Pour les têtes de bobines, la même expression peut être utilisée.

b) Fer : culasses et dents :

$$C_{fer} = C_{m_f} \cdot V_f \cdot f_f + C_{m_{iso}} \cdot V_{iso} \cdot \rho_{iso} \quad (\text{III.19})$$

L'effet capacitif des lames de fer s'ajoute à celui de l'isolant. L'effet capacitif de l'isolant est souvent négligé parce que son épaisseur (environ $1\mu\text{m}$) est très inférieure à celle d'une lame de fer pur (qui est de l'ordre de quelques dixièmes de millimètres).

a- Aimant, carter et air

Il s'agit de milieux homogènes. La valeur de la capacité thermique est le produit du volume, de la masse volumique et de la capacité calorifique massique de l'aimant de l'aluminium (pour le carter) ou de l'air dans les cavités.

Les dépendances en fonction de la température ne sont pas significativement importantes.

III.3.4 Transferts convectifs dans les machines électriques

Le transfert de chaleur par convection dans les machines électriques se fait entre les surfaces solides de la machine et le milieu fluide, dans ou autour de la machine : entre la surface externe du rotor et l'entrefer, entre la surface interne du stator et l'entrefer, entre la surface externe du stator et l'environnement ainsi qu'entre les têtes de bobines et le fluide environnant, entre les ailettes et l'environnement ainsi que dans les canaux de ventilation.

Le coefficient de convection h dépend du nombre de Nusselt N_u

$$h = \frac{\lambda \cdot N_u}{D_h} \quad (\text{III.20})$$

N_u dépend du type de convection (naturelle ou forcée).

III.3.5 Transferts de chaleur par rayonnement dans les machines électriques

Dans la modélisation thermique des machines électriques, les flux radiatifs ne sont pas souvent pris en compte. Pour des machines supérieures à 4-5 KW, les flux rayonnants sont négligés en raison de basses températures de surfaces (60 à 70 °C). Dans le cas de refroidissement externe (ventilateur, circulation d'un fluide froid), l'échange de chaleur par voie de radiation est également négligé. Toutefois, pour des actionneurs de petites puissances (gamme 100 à 350 W), l'expérience montre que le rayonnement est responsable de plus de 50 % des flux thermiques externes. La prise en compte de ce mode de transfert est Alors justifiée.

La figure suivante montre un exemple de localisation des différents modes de transfert de chaleur dans une machine asynchrone à cage :

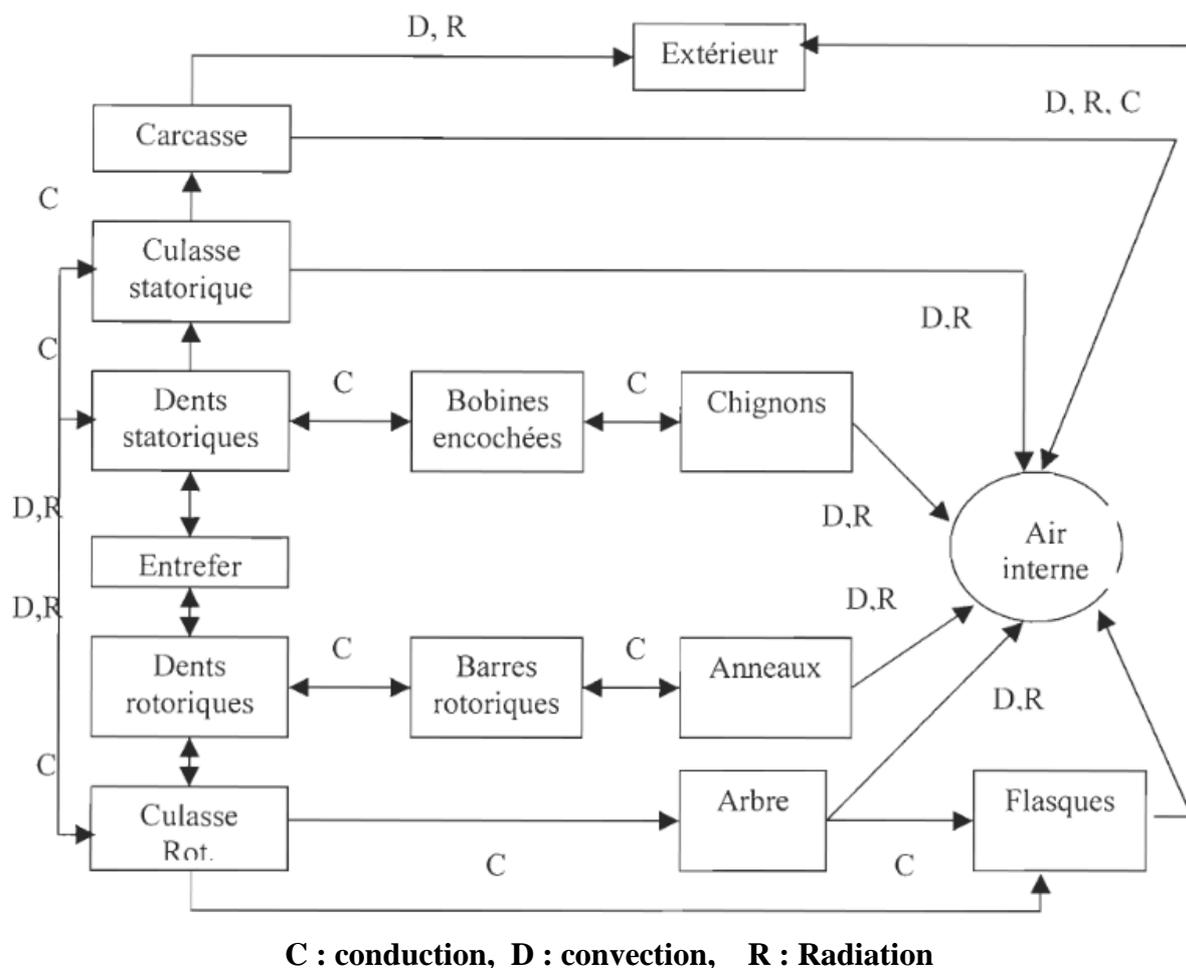


Figure (III.3): Carte générale d'échanges thermiques d'un moteur asynchrone à cage.

III.4 Méthodes d'analyse du comportement thermique des machines électriques

III.4.1 Méthode analogique : Méthode du circuit thermique équivalent

Cette méthode de modélisation, très ancienne consiste à ramener l'étude du comportement thermique à un schéma électrique équivalent en utilisant des résistances et des capacités thermiques. Les pertes constituent alors les sources de courant et le potentiel aux différents nœuds donne la température.

Nous rappelons sur la table I.1 l'analogie thermoélectrique.

Grandeurs thermiques	Grandeurs électriques
Puissance calorifique.	Courant électrique.
Température.	Tension
Conductance thermique.	Conductance électrique.
Capacité calorifique.	Capacité électrique

Tableau (III.2) : Analogie thermoélectrique

Cette méthode traite les problèmes 1D, 2D et 3D et les équations utilisées peuvent être non linéaires. Les paramètres thermiques dépendent alors de la température.

III.4.1.1 Principe de cette méthode

Le principe de la méthode nodale est de discrétiser un système physique en un certain nombre de volumes élémentaires supposés isothermes et de leur attribuer un nœud i où sera calculé la température (plus le nombre de volumes est important, meilleur est la précision des résultats). Chaque nœud i peut échanger de l'énergie avec un ensemble de nœuds n représentant son environnement par conduction, convection, rayonnement et est potentiellement relié à une source de chaleur (figure III.4).

L'analyse de ces échanges conduit à mettre en place un réseau de connexions entre les nœuds.

Pour chaque nœud, l'équation de transferts de chaleurs associé s'écrit :

$$\rho_i V_i C_i \frac{dT_i}{dt} = \sum_{j=1}^n G_{ji} (T_j - T_i) + P_i \quad (\text{III.21})$$

Cette équation (I.45) est appliquée à l'ensemble des nœuds, ce qui permet d'obtenir un système d'équations algébriques couplées. Le système d'équations est mis sous forme matricielle:

$$[C]\left\{\frac{dT}{dt}\right\}-G\{T\}=\{P\} \quad (\text{III.22})$$

Où

- [C] est la matrice des capacités thermiques,
- [G] est la matrice des conductances thermiques,
- {T} est le vecteur des températures inconnues,
- {P} est le vecteur des sources de chaleur (pertes).

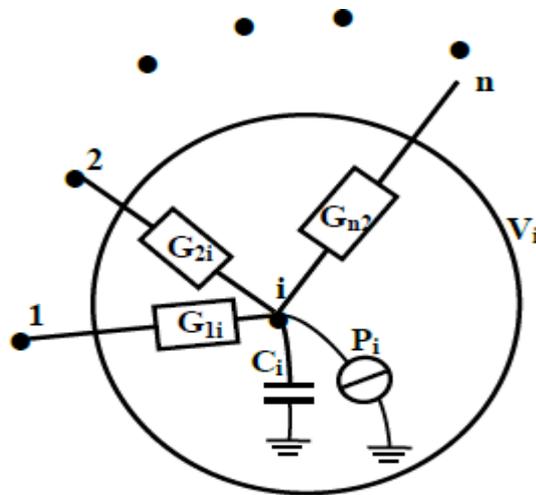


Figure (III.4): Conductances thermiques d'un nœud i dans un volume V_i

L'expression de ces différentes matrices est donnée ci-dessous

$$T = \begin{pmatrix} T_1 \\ \vdots \\ T_n \end{pmatrix}, P = \begin{pmatrix} P_1 \\ \vdots \\ P_n \end{pmatrix}, C = \begin{pmatrix} \ddots & & 0 \\ & \rho_i V_i c_i & \\ 0 & & \ddots \end{pmatrix} \text{ et } G = \begin{pmatrix} \ddots & & & \\ & -\sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^n G_{ji} & & G_{ij} \\ & & \ddots & \\ G_{ji} & & & \ddots \end{pmatrix}$$

La difficulté de l'approche nodale réside dans la détermination des valeurs des conductances thermiques constituant la matrice [G]. Il peut s'agir alors de conductances thermiques de conduction, de convection et de rayonnement.

Le tableau suivant résume les différentes expressions des flux et des conductances.

Mode de transfert	Expression du flux	Expression de la conductance
Conduction	$\frac{kS_{ij}}{L_{ij}}(T_j - T_i)$	$G_{ij}^{cond} = \frac{kS_{ij}}{L_{ij}}$
Convection	$hS(T_s - T_j)$	$G_{is}^{conv} = hS$
Rayonnement	$\sigma S_i F_{ij} (T_j^4 - T_i^4)$	$G_{ij}^r = \sigma S_i F_{ij} (T_j^2 + T_i^2)(T_i + T_j)$

S_{ij} : Surface d'échange des volumes (i) et (j) [m²].

L_{ij} : Longueur entre deux nœuds (i) et (j) [m]

III.4.2 Méthodes numériques :

III.4.2.1 Méthode des différences finis

Cette méthode est basée sur le théorème de Taylor avec un opérateur aux différences. Leur principe c'est de découper au moyen d'une grille carrée dans le cas bidimensionnel et une grille cubique dans le cas tridimensionnel, l'équation à résoudre est écrite pour chaque point où nœud de maillage, on obtiendra un système d'équations possédant un nombre d'équations égal au nombre de nœuds de la grille. Cette méthode est basée sur la transformation de l'opérateur différentiel en un opérateur aux différences où chaque dérivée est approchée par une différence de valeur de l'inconnue aux nœuds du domaine de résolution. Considérons le domaine suivant :

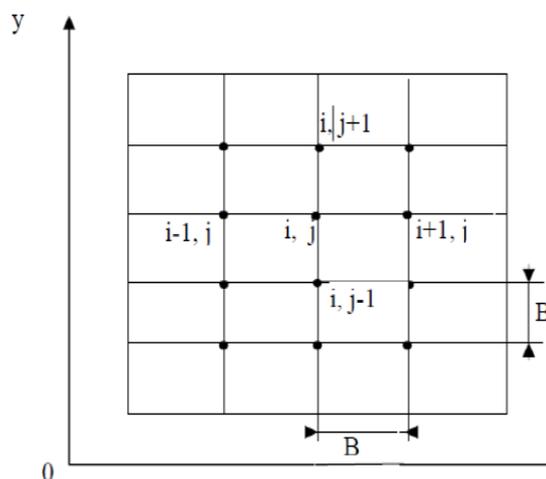


Figure (III.5) : Découpage d'un domaine en grille dans le cas bidimensionnel

La méthode des différences finies est très attrayante à cause de sa simplicité pour des problèmes de géométrie régulière, par contre très difficile pour les problèmes à géométrie complexe et des conditions aux limites quelconques voir la figure III.5.

III.4.2.2 Méthode des volumes finis

La méthode des volumes finis se déduit de la méthode des différences finis. Le domaine d'étude (Ω) est divisé en un nombre d'éléments finis à quatre nœuds, dans le cas bidimensionnel axisymétrique, un volume fini entoure chaque nœud.

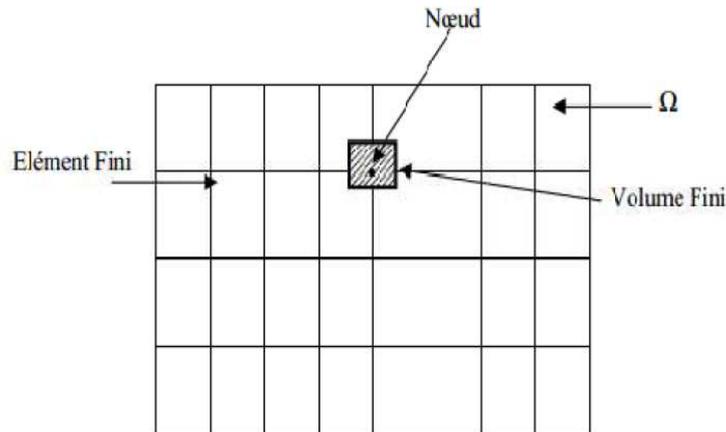


Figure (III.6) : Division du domaine en volumes finis

L'équation différentielle est projetée sur une fonction de projection et puis intégrée dans chacun des volumes élémentaires du milieu.

Le calcul de l'intégrale d'un volume élémentaire, la fonction inconnue est représenté à l'aide d'une fonction d'approximation (linéaire, parabolique, puissance, exponentielle,...etc.) entre deux nœuds consécutifs, et puis la forme intégrale est discrétisée dans le domaine d'étude. Cette méthode existe depuis une vingtaine d'années elle est très utilisée en mécanique des fluides, sa solution est plus précise que celle fournie par la MDF. L'équation discrète obtenue exprime le principe de conservation de la fonction sur le volume de contrôle (figure III.6).

III.4.2.3 Méthode des éléments finis

III.4.2.3.1 Description

Cette méthode de calculs numériques est, à l'heure actuelle, en plein essor en raison des couplages envisagés. La résolution par éléments finis permet de déterminer la répartition spatio-temporelle des températures $T(x, y, z, t)$ d'une structure. Il faut exprimer la répartition d'énergie sous forme d'une équation appelée fonctionnelle. Elle est la somme d'une énergie de volume et d'un apport (au sens algébrique) d'énergie aux frontières :

Pour trouver la répartition d'énergie, il faut minimiser cette équation intégrale en résolvant une équation aux dérivées partielles pourvue de ses conditions aux limites. Il est nécessaire de déterminer l'équation de température qui minimise cette formulation intégrale en appliquant

le théorème d'Euler. En général, la fonction $T(x, y, z, t)$ est choisie comme élément d'un espace vectoriel. On opte dans une majorité de cas pour une fonction polynomiale de la température qui permet des calculs « aisés » par ordinateur. La fonction peut être une loi d'interpolation des températures aux bornes des éléments dont les valeurs sont retrouvées à l'aide de fonctions poids (ou polynômes de Lagrange). Après intégration de ces lois dans la fonctionnelle, différenciation par rapport à la température et minimisation de la fonction énergie, l'assemblage de chaque élément (sous-matrice) ramène à un système matriciel global à résoudre.

Dans la majorité des cas (statiques en particulier), il n'est pas utile de bâtir initialement un système intégro-différentiel (bilan d'énergie) souvent connu. On part directement de l'expression de la fonctionnelle. Cette dernière est en revanche inconnue en dynamique.

De plus, les pièces en mouvement imposent une restructuration complète du maillage à chaque pas de temps. Dans le cas de problèmes transitoires, le temps est traité par différences finies (méthodes implicites ou explicites).

III.4.2.3.2 Études 2D et 3D

Les études 2D en régime permanent sont nombreuses et concernent tous les types de machines. L'apport du 3D, quoique plus lourd à mettre en œuvre, colle beaucoup plus au comportement réel. La figure ci dessus montre les deux plans axial et radial que l'on étudie en général en 2D.

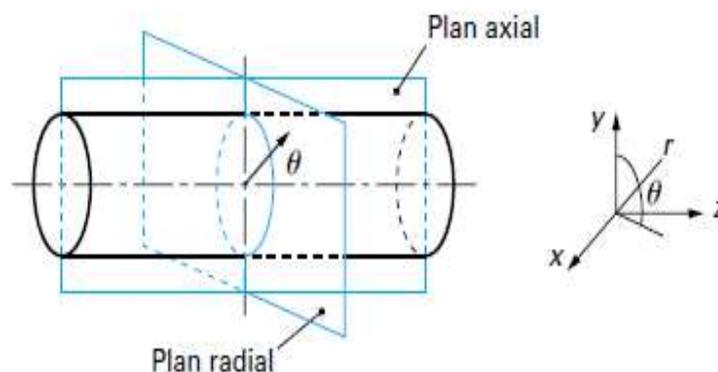


Figure (III.7) : Plan axial et radial étudié en 2D

Les inconvénients des études 2D sont propres à chaque plan étudié. Concernant le plan radial (perpendiculaire à l'axe de la machine dans le plan r, θ), on ne considère pas les flux de chaleur axiaux. Or l'expérience montre que les conductivités axiales des conducteurs actifs d'encoches sont à l'origine d'un flux de fuite non négligeable. Le plan d'étude axial (parallèle

à l'axe de la machine selon l'axe z) balaie des régions différentes selon la valeur de l'angle d'inclinaison θ . Aucune configuration étudiée ne peut faire apparaître simultanément les conducteurs actifs d'encoches et les tôles entre les mêmes conducteurs d'encoches. Les deux simulations ne peuvent pas donner de champs de température fiables.

Seule une étude 3D s'avère être rigoureuse quant à la prise en compte des phénomènes réels. Quel que soit l'outil numérique de calculs par éléments finis choisi, la méthode suivie reste rigoureusement la même. Chaque étape utilise un module particulier.

III.4.2.3 Étapes de modélisation par éléments finis

Chaque zone de la structure caractérisée par une source et/ou des paramètres thermo-physiques propres est à différencier des autres parties. La machine est ainsi constituée de régions différentes dont les prises en compte s'effectuent dans le module « structure » ou « géométrie ». Dans celui-ci doit s'effectuer le maillage à partir de nœuds de discrétisation. Les zones à forts gradients de température ou encore les petites épaisseurs contiguës aux grosses régions (résistance thermique de contact et entrefer devant les régions environnantes) doivent faire l'objet d'un maillage particulièrement dense (figure I.14).

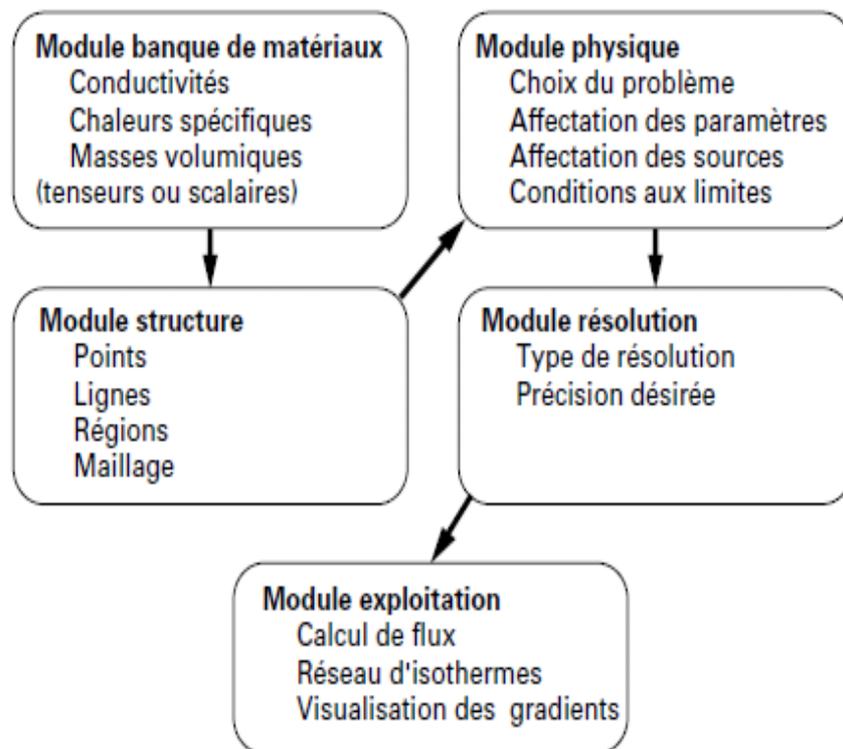


Figure (III.8) : Modules de calcul par éléments finis

Chapitre IV : Modélisation des différents modes d'écoulements relatifs aux machines électriques

IV.1 Introduction

Toutes les pertes dans les machines électriques se traduisent par un échauffement et doivent être évacuées. En effet, certains matériaux tels que les isolants sont sensibles à la chaleur. Il faut donc transporter cette chaleur par convection vers un système de refroidissement à travers l'entrefer ou par des canaux dans la carcasse de la machine. Le système de refroidissement peut aller du simple jeu d'ailettes jusqu'au groupe frigorifique. Les machines fermées possèdent un circuit d'air interne et souvent un second à l'extérieur. Les machines ouvertes ne possèdent pas forcément de deuxième circuit à l'extérieur. Les fluides utilisés pour le transport de la chaleur sont couramment l'air, l'eau ou l'huile et plus rarement le gaz carbonique, l'azote ou l'hydrogène. La technologie de refroidissement est propre à l'application de la machine électrique. Chaque application fait alors l'objet d'une modélisation thermique spécifique.

IV.2 Transfert convectifs dans l'entrefer

L'entrefer est le siège d'un écoulement de rotation, le nombre de Nusselt permettant de calculer le coefficient de convection h dépend de la valeur de Taylor T_a :

$$T_a = \frac{\omega^2 \cdot r_m \cdot e^3}{\nu^2 \cdot F_g} \quad (\text{IV.1})$$

e : Largeur de l'entrefer [m],

r_m : Rayon logarithmique moyen [m].

$$r_m = \frac{e}{\ln\left(\frac{r_e}{r_i}\right)} \quad (\text{IV.2})$$

ω : vitesse angulaire du rotor [rd.s^{-1}]

r_e et r_i sont respectivement les rayons interne du stator et externe du rotor.

F_g est un facteur géométrique qui permet de tenir compte du rapport de forme de l'espace annulaire. Sa valeur est très proche de l'unité pour un entrefer étroit, défini par l'expression :

$$F_g = \left(\frac{\pi^4}{1697 P}\right) \left(\frac{r_i + r_e}{2 r_i}\right) \quad (\text{IV.3})$$

Avec

$$P = 0.0571 \left(1 - 0.652 \left(\frac{e}{r_i} \right) \right) + 0.00056 \left(1 - 0.652 \left(\frac{e}{r_i} \right) \right)^{-1} \quad (\text{IV.4})$$

a- Entrefer lisse

Dans le cas d'un entrefer lisse, la valeur critique du nombre de Taylor est voisine de 1700 et les corrélations permettant de calculer le nombre de Nusselt dans ce cas sont [36]:

$T_a < 1700$

$$N_u = \frac{h \cdot 2e}{\lambda} = 2 \quad (\text{IV.5})$$

$1700 < T_a < 12000$

$$N_u = 0.128 T_a^{0.367} \quad (\text{IV.6})$$

$12000 < T_a < 4 \cdot 10^6$

$$N_u = 0.409 T_a^{0.241} \quad (\text{IV.7})$$

Pour les machines à hautes vitesses ($N > 10^4$ tr/min), les ventilateurs sont souvent utilisés pour fournir des fluides axiaux afin de refroidir l'entrefer de la machine. En raison de ce fort fluide axial, le régime de l'écoulement est turbulent, la relation entre le nombre de Nusselt et le nombre de Reynolds (Re) ainsi que le nombre de Prandtl (Pr) peut s'établir par [38]:

$$N_u = 0.0214 (R_e^{0.8} - 100) P_r^{0.4} \left[1 + \left(\frac{D_h}{L_a} \right)^{0.66} \right] \quad (\text{IV.8})$$

La vitesse moyenne du fluide dans l'entrefer est donnée par l'équation (I.21). V_a étant la vitesse axiale du fluide.

$$v = \sqrt{\left(\frac{\omega \cdot R_e}{2} \right)^2 + v_a^2} \quad (\text{IV.9})$$

$$D_h = \sqrt{\frac{8}{3}} \cdot e \quad \text{Diamètre hydraulique} \quad (\text{IV.10})$$

b- Entrefer encoché

En présence des encoches dans l'entrefer, la valeur critique du nombre de Taylor devient plus importante que dans le cas d'un entrefer lisse. La transition vers l'écoulement avec tourbillons est alors retardée.

La valeur critique du nombre de Taylor est dans ce cas d'environ 6000 :

$$T_a < 6000$$

$$N_u = \frac{h \cdot 2e}{\lambda} = 2 \quad (\text{IV.11})$$

$$6000 < T_a < 1.4 \cdot 10^6$$

$$N_u = 0.364 T_a^{0.3} \quad (\text{IV.12})$$

$$1.4 \cdot 10^6 < T_a < 2.10^7$$

$$N_u = 0.058 T_a^{0.4} \quad (\text{IV.13})$$

IV.3 Refroidissement externe : Ailettes

Une ailette est un dispositif thermique visant à augmenter la surface de contact avec un fluide extérieur pour augmenter les échanges convectifs et donc le transfert de chaleur.

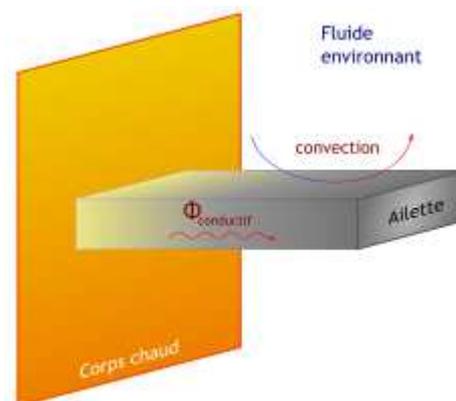


Figure (IV.1) : Ailette

L'ailette est le corps chaud, la chaleur se propage par conduction à travers l'ailette qui est refroidi par convection par le fluide environnant.

Considérons le mur plan de la figure suivante (a). Le flux de chaleur évacué du mur par convection s'exprime par la loi de Newton :

$$\varphi_{con} = hS_{ech} (T_p - T_\infty) \quad (\text{IV.14})$$

Si T_p est fixée, il y a deux possibilités pour augmenter le flux de chaleur évacué :

- a- Augmenter le coefficient h en augmentant la vitesse de l'écoulement et/ou diminuer T_∞
- Augmenter $h \rightarrow$ coût trop élevé (installation de pompes ou de ventilateurs puissants et encombrants).
 - Réduire $T_\infty \rightarrow$ souvent infaisable dans une installation.
- b- Augmenter la surface d'échange S_{ech} en utilisant des ailettes fig (b).

La conductivité thermique du matériau de l'ailette doit être élevée pour minimiser les gradients de température entre la base et l'extrémité de l'ailette.

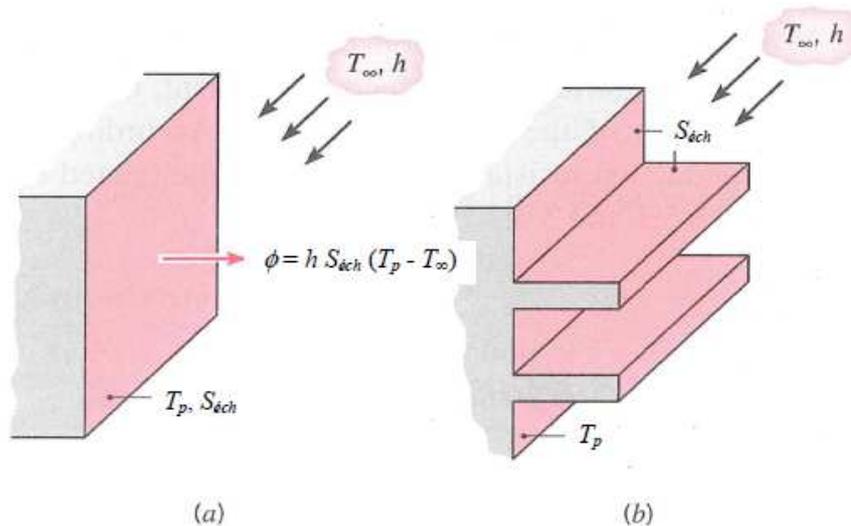


Figure IV.2: Utilisation d'ailettes pour augmenter le flux de chaleur évacué du mur :
(a) mur plan, (b) mur muni d'ailettes.

VI.3.1 Equation de la chaleur pour des ailettes à section constante

Hypothèses :

- Le régime est permanent et il n'y a pas de dissipation interne de chaleur.
- La conductivité thermique de l'ailette λ est constante.
- Le coefficient de convection h est uniforme sur toute la surface de l'ailette.
- Le transfert de chaleur par rayonnement est négligeable.
- Le problème est unidirectionnel.

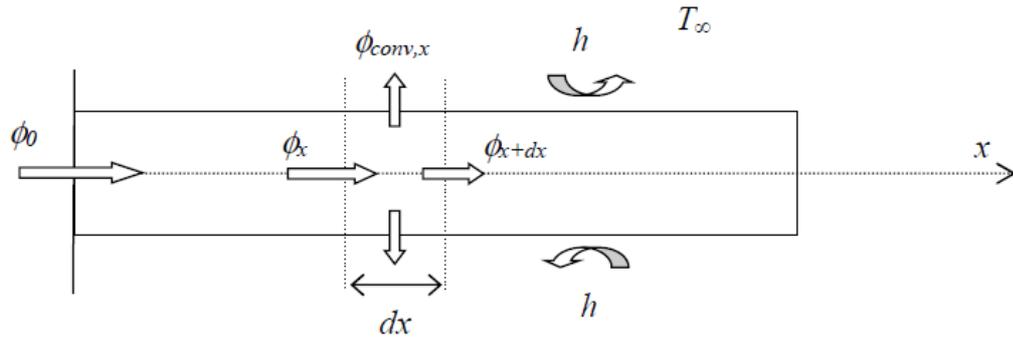


Figure IV.3 : Bilan d'énergie sur une tranche d'ailette d'épaisseur dx

Effectuons un bilan d'énergie sur le système constitué d'une tranche de l'ailette comprise entre x et $x+dx$:

$$\varphi_x = \varphi_{x+dx} + \varphi_{conv,x} \quad (IV.15)$$

φ_x : Flux de chaleur transmis par conduction en x :

$$\varphi_x = -\lambda.S \left(\frac{dT(x)}{dx} \right)_x \quad (IV.16)$$

φ_{x+dx} : Flux de chaleur transmis par conduction en $x+dx$:

$$\varphi_{x+dx} = -\lambda.S \left(\frac{dT(x)}{dx} \right)_{x+dx}$$

$\varphi_{conv,x}$: Le flux de chaleur évacué du mur par convection.

$$\varphi_{conv,x} = h.p.dx [T(x) - T_\infty]$$

S est l'air de la section de passage du flux de conduction et p est le périmètre de l'ailette

Donc :

$$-\lambda.S \left(\frac{dT(x)}{dx} \right)_x = -\lambda.S \left(\frac{dT(x)}{dx} \right)_{x+dx} + h.p.dx [T(x) - T_\infty]$$

$$\Rightarrow -\lambda.S \left(\frac{dT(x)}{dx} \right)_x + \lambda.S \left(\frac{dT(x)}{dx} \right)_{x+dx} = h.p.dx [T(x) - T_\infty]$$

$$\Rightarrow \frac{\left(\frac{dT(x)}{dx} \right)_{x+dx} - \left(\frac{dT(x)}{dx} \right)_x}{dx} = \frac{h.p}{\lambda.S} [T(x) - T_\infty]$$

$$\Rightarrow \frac{d^2T(x)}{dx^2} = \frac{h.p}{\lambda.S} [T(x) - T_\infty] \quad (IV.17) \quad \text{Equation de la barre}$$

$T(x)$ est déterminé par la résolution de cette équation associée à deux conditions aux limites écrites à la base et à l'extrémité de l'ailette.

Remarque : Si la section de l'ailette n'est pas constante : $S=S(x)$ et $p=p(x)$. L'équation de bilan s'écrit alors :

$$\frac{\left(S(x) \frac{dT(x)}{dx} \right)_{x+dx} - \left(S(x) \frac{dT(x)}{dx} \right)_x}{dx} = \frac{h \cdot p(x) [T(x) - T_\infty]}{\lambda} \quad (\text{IV.18})$$

$$\frac{d}{dx} \left(S(x) \frac{dT(x)}{dx} \right) = \frac{h \cdot p(x) [T(x) - T_\infty]}{\lambda}$$

Résolution de l'équation (IV.17)

Posons :

$$\theta(x) = [T(x) - T_\infty] \quad \text{et} \quad m^2 = \frac{h \cdot p}{\lambda \cdot S}$$

$$(\text{IV.17}) \implies \left(\frac{d^2 \theta(x)}{dx^2} \right) - m^2 \theta = 0 \quad (\text{IV.19})$$

Pour une ailette rectangulaire d'épaisseur (e) et de largeur (l) : $S=e \cdot l$ et $p=2(e+l)$

Pour une ailette cylindrique de rayon r : $S=\pi \cdot r^2$ et $p=2\pi r$

L'équation différentielle (IV.19) d'ordre 2 linéaire et homogène à coefficients constants admet une solution générale de la forme :

$$\theta(x) = C_1 e^{mx} + C_2 e^{-mx} \quad (\text{IV.20})$$

$$\frac{d\theta(x)}{dx} = m(C_1 e^{mx} - C_2 e^{-mx})$$

Les constantes C_1 et C_2 sont déterminées à partir des conditions aux limites à la base et à l'extrémité de l'ailette :

A la base $x=0$:

$$\theta(0) = [T(0) - T_\infty] = T_0 - T_\infty = \theta_0$$

$$\theta_0 = C_1 + C_2$$

A l'extrémité $x=l$: plusieurs cas peuvent être considérés :

a- Température imposée à l'extrémité (conditions aux limites de type Dirichlet)

$$\theta(l) = [T(l) - T_\infty] = T_l - T_\infty = \theta_l$$

Cas particulier : ailette infiniment longue : $T(l) = T_{\text{infini}} = \theta(l) = 0$.

a- Ailette soumise à un flux de chaleur convectif à son extrémité (conditions aux limites de type Neuman).

Cas particulier : ailette isolée thermiquement (condition d'adiabaticité).

IV.3.2 Flux de chaleur évacué par une ailette infiniment longue et de section constante :

La température à l'extrémité sera égale à la température du milieu environnant T_{infini}

$\theta_l \rightarrow 0$, si $l \rightarrow \text{infini}$

En $x=l$: $\theta(l) = \theta_l$:

$$C_1 e^{ml} + C_2 e^{-ml} \rightarrow 0$$

$C_1 \rightarrow 0$

La condition aux limites en $x = 0$: $C_2 = \theta_0$

Le champ de température à l'intérieur de l'ailette :

$$\theta(x) = \theta_0 e^{-mx} \Rightarrow \frac{\theta(x)}{\theta_0} = e^{-mx}$$

Le flux de chaleur devient :

$$\varphi_0 = -\lambda.S \left(\frac{d\theta(x)}{dx} \right)_{x=0} = \lambda.S.m.\theta_0$$

En remplaçant m par son expression on obtient :

$$\varphi_0 = \sqrt{h.\lambda.S.p}.\theta_0 \quad (\text{IV.21})$$

On peut donc introduire une résistance thermique de l'ailette infinie, R telle que

$$\varphi_0 = \frac{T_0 - T_\infty}{R} = \frac{\theta_0}{R} \Rightarrow R = \frac{1}{\lambda.S.m} = \frac{1}{\sqrt{h.\lambda.S.p}} \quad (\text{IV.22})$$

ous quelle condition peut-on considérer que l'approximation $L \rightarrow \text{infini}$ est valide ?

$L \rightarrow \text{infini}$ sera considérée valide si :

$$\frac{\theta_l}{\theta_0} < 0.01 \quad \text{ou} \quad (T_l = 0.99T_{\text{infini}})$$

$$\text{Soit : } \frac{\theta_l}{\theta_0} = e^{-ml} < 0.01 \Rightarrow -m.L < \ln 0.01 = \ln 10^{-2} \Rightarrow -ml < 2 \ln 10 \Rightarrow l \geq \frac{4.6}{m} \quad (\text{IV.23})$$

$$\text{Avec } m = \sqrt{\frac{h.p}{\lambda.S}}$$

Exemple : Barreau cylindrique en cuivre, en aluminium ou en acier.

IV.3.3 Efficacité et rendement d'une ailette

a) On définit l'efficacité d'une ailette comme étant le rapport entre le flux de chaleur évacué par l'ailette et le flux de chaleur évacué sans ailette.

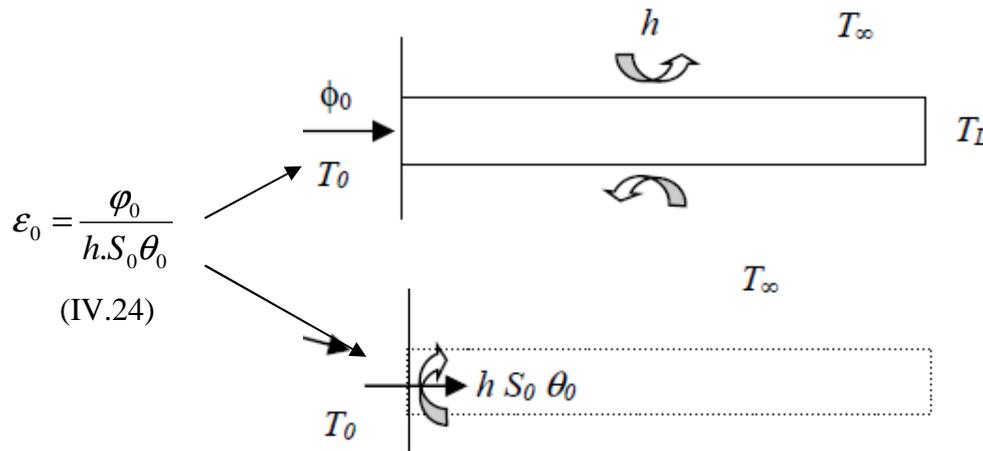


Figure (IV.4) : Efficacité et rendement d'une ailette

Dans le cas de l'ailette « infinie » l'efficacité s'écrit :

$$\varepsilon_{0,\infty} = \frac{\sqrt{h \cdot \lambda \cdot S_0 \cdot p} \cdot \theta_0}{h \cdot S_0 \cdot \theta_0} \Leftrightarrow \varepsilon_{0,\infty} = \sqrt{\frac{\lambda \cdot p}{h \cdot S_0}} \quad (\text{IV.25})$$

L'efficacité d'une ailette est avérée si $\varepsilon \geq 1$

L'efficacité d'une ailette est améliorée par :

- Le choix d'un matériau de conductivité élevée.
- Le choix de la géométrie de l'ailette, telle que $\frac{p}{S_0}$ élevée (utilisation d'ailettes finies).
- Le choix d'un coefficient d'échange convectif peu élevé (tout en assurant un flux évacué ϕ_0 élevé). Ainsi l'utilisation d'ailettes sera plus justifiée dans le cas où le fluide est un gaz plutôt qu'un liquide et lorsque le transfert de chaleur se produit par convection naturelle.

Rendement d'une ailette

Le rendement d'une ailette est défini comme étant le rapport entre le flux de chaleur évacué par une ailette ϕ_0 et le flux de chaleur maximal que pourrait évacuer une ailette :

$$\eta_0 = \frac{\varphi_0}{\varphi_{\max}} = \frac{\varphi_0}{h.S_{ech}^{aillette}.\theta_0} \quad (IV.26)$$

$$0 < \eta_0 < 1$$

$$\varphi_{\max} = h.S_{ech}^{aillette} (T_0 - T_{\infty}) = h.S_{ech}^{aillette} .\theta_0$$

Où $S_{ech}^{aillette}$ est la surface d'échange entre ailette et le flux environnant.

Remarque : Si les ailettes utilisées n'ont pas une section constante, le calcul du flux de chaleur évacué par l'aillette devient compliqué. Des abaques ou des expressions analytiques du rendement η_0 et de la surface d'échange $S_{ech}^{aillette}$ de forme courante sont alors disponible dans la littérature.

IV.3.4 Efficient et rendement d'une surface munie d'ailettes

$$\varepsilon_T = \frac{\varphi_T}{h.S_T\theta_0} \quad (IV.27)$$

Où

$$S_T = N.S_0 + S_{entre-ailettes}$$

φ_T : Flux évacué par les ailettes et par convection entre les ailettes.

$$\varphi_T = N.\varphi_0 + h.S_{entre-ailettes}.\theta_0$$

φ_0 : Flux évacué par l'aillette.

N : Nombre d'ailettes (toutes identiques, de section à la base S_0) disposées sur la surface S_T .

θ_0 : Température de base de l'aillette

$$\varphi_T = N.\varphi_0 + h.(S_T - N.S_0)\theta_0$$

$$= N.\varepsilon_0 h.S_0\theta_0 + h.(S_T - N.S_0)\theta_0$$

$$= h.S_T\theta_0 + h..N.S_0.\theta_0.\varepsilon_0 - h..N.S_0.\theta_0$$

$$= h.S_T\theta_0 + h..NS_0.\theta_0(\varepsilon_0 - 1)$$

$$\varepsilon_T = \frac{h.S_T.\theta_0 + h.S_0.\theta_0.N(\varepsilon_0 - 1)}{h.S_T\theta_0} = 1 + \frac{S_0}{S_T}.N(\varepsilon_0 - 1) \quad (IV.28)$$

$$\eta_T = \frac{\varphi_T}{h.S_{ech}^T\theta_0} \quad (IV.29)$$

S_{ech}^T : Surface d'échange totale du système muni d'ailettes.

$$\varphi_T = N \cdot \varphi_0 + h \cdot S_{entre-ailettes} \cdot \theta_0 = N \cdot \varphi_0 + h \cdot (S_{ech}^T - N \cdot S_{ech}^{ailettes}) \theta_0$$

$$= N \cdot \eta_0 \cdot h \cdot S_{ech}^{ailette} \theta_0 + h \cdot (S_{ech}^T - N \cdot S_{ech}^{ailette}) \theta_0$$

$$= h \cdot S_{ech}^T \theta_0 + h \cdot N \cdot S_{ech}^T \cdot \theta_0 (\eta_0 - 1)$$

$$\eta_T = 1 + \frac{S_{ech}^{ailette}}{S_{ech}^T} \cdot N (1 - \eta_0) \quad (IV.30)$$

IV.4 Transferts convectifs dans les canaux statoriques et rotoriques

Les moteurs électriques ont souvent leurs stators et/ou rotors percés. Ces canaux permettent une bonne ventilation au sein même du moteur figure (IV.5). Les échanges convectifs dans cette configuration sont complexes.

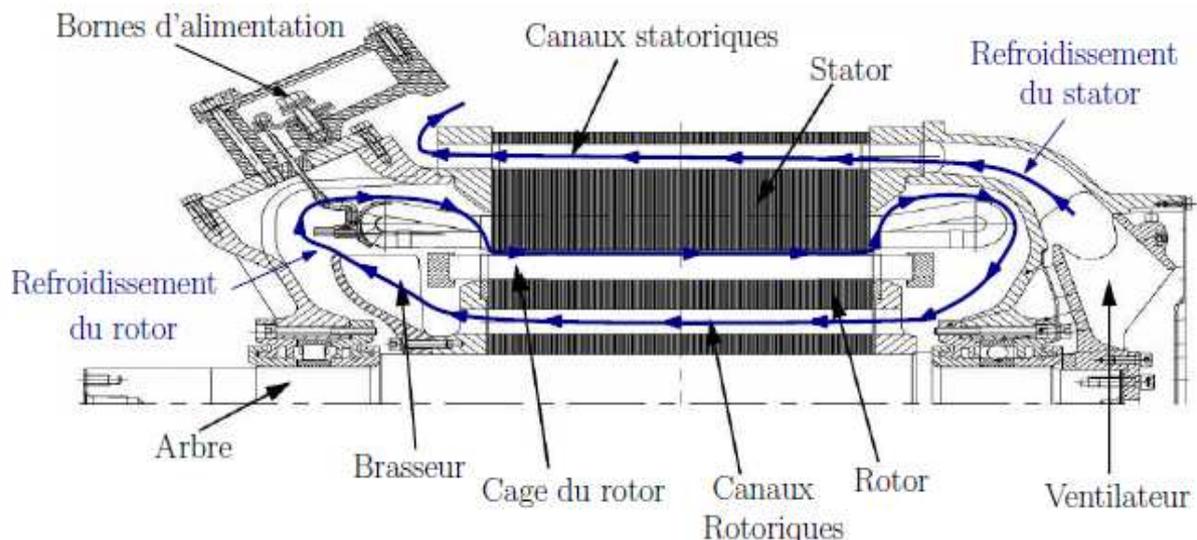


Figure (IV.5) : Exemple de refroidissement par canaux dans la carcasse d'une machine destinée à la traction automobile.

La configuration la plus étudiée dans la littérature est celle des canaux rotoriques circulaires. Des principes généraux sur le comportement thermique dans ces canaux ont pu être mis en évidence. Les échanges convectifs sont le plus souvent très complexes, dépendant de plusieurs paramètres, parmi lesquels la vitesse de rotation ω , l'excentricité H , le diamètre hydraulique D_h , la longueur du canal L et la vitesse axiale u_0 . Un nombre de Reynolds rotationnel noté J est souvent introduit :

$$J = \frac{\omega D_h}{v} \quad (IV.31)$$

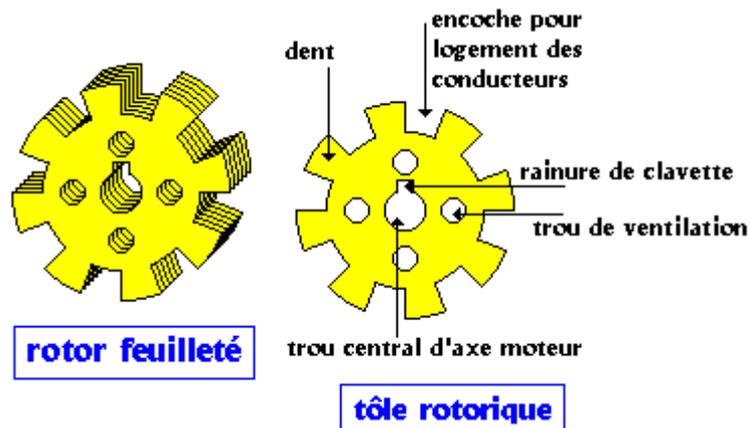


Figure (IV.6) : Exemple montrant des canaux circulaires dans un rotor d'une machine électrique.

Deux études expérimentales proposent des corrélations de Nusselt dans cette configuration. La première utilise deux diamètres de canaux différents donnant les rapports géométriques $H/D_h=24$ et 48 et $L/D_h = 35$ et 70 . Les vitesses varient sur une plage de Reynolds allant de 5000 à 20000 et une plage de J allant de 4 à 1200 . La corrélation obtenue est la suivante :

$$N_u = 0.089 R_e^{0.78} J^{0.25} \quad (IV.32)$$

La deuxième étude utilise des canaux de plus grande section relative : $H/D_h=3$ et $L/D_h=12$. Les vitesses de rotation varient de 0 à 1500 tr/min et les Reynolds de 3000 à 26000 . Le nombre de Nusselt est exprimé en fonction du nombre de Rossby R_0 (rapport entre la vitesse du fluide et la vitesse de rotation) et du nombre de Nusselt pour un écoulement sans rotation N_{u0} .

$$N_u = N_{u0} (1 + 0.46 R_0^{-1.24}) \quad (IV.33)$$

$$R_0 = \frac{u_0}{\omega H}$$

$$N_{u0} = 0.0215 R_e^{0.774} \quad (IV.34)$$

Pour les échanges convectifs pour un canal statorique, peu d'études ont été réalisées. La corrélation la plus fréquemment rencontrée est celle du cas d'un canal rectangulaire lisse qui est la suivante :

$$N_u = 0.024R_e^{0.8}P_r^{0.4} \quad (\text{IV.35})$$

Pour $10^4 \leq R_e \leq 1.4 \cdot 10^4$ et $\frac{L}{D_h} \geq 60$

Notes concernant la détermination des paramètres convectifs

Les corrélations ainsi trouvées des divers coefficients ne peuvent donner des valeurs qu'approximatives au vu de la complexité des phénomènes thermiques dans une machine électrique. Le recalage de ces paramètres à partir d'essais reste, en dernier recours, le seul moyen efficace de les évaluer.

Bibliographie

- [1] Yves Janot, « Transferts thermiques », Ecole des mines Nancy, 2012.
- [2] Philippe Marty, « Cours de transferts thermiques, conduction et rayonnement », 2012-2013.
- [3] Sophie Mergui, « Cours de transferts thermiques », 2^{ème} année licence de mécanique, UPMC Sorbonne université.
- [4] J. F. SACAOURA, « Initiation aux transfert thermiques », Techniques et documentations, décembre 1977.
- [5] B. EYGLUNENT, « Manuel de thermique », Ed. Hermès, Paris, 1997.
- [6] S.BADACHE, « Contribution à la modélisation thermique d'une machine à reluctance variable à double saillance (MRV6/4) par éléments finis en 2D et 3D », thèse de doctorat, université des sciences et de la technologie d'oran (USTO), octobre 2015.
- [7] C. GAZLEY, « Heat transfer characteristics of rotating and axial flow between concentric cylinders », Trans. ASME, J. Heat Transf., vol. 114, pp. 589-597, August 1992.
- [8] R. GLISES « Machines électriques tournantes. Simulation du comportement thermique », Techniques de l'ingénieur, doc D 3760, pp 1-8.
- [9] A .FASQUELLE, « Contribution à la modélisation multi-physique : électro-vibro-acoustique et aérothermique de machines de traction », Ecole centrale de lille, Thèse de doctorat, Novembre 2007.
- [10] J. NERG, M. RILLA, AND J. PYRHÖNEN, « Thermal Analysis of Radial-Flux Electrical Machines With a High Power Density », IEEE Trans. Ind. Electron., vol. 55, no. 10, pp. 3543-3554, 2008.
- [11] Y. BERTIN, « Refroidissement des machines électriques tournantes », Techniques de l'Ingénieur, traité Génie électrique, D3460, pp1-20, Mai 1999.
- [12] R. GLISES, « Machines électriques tournantes. Simulation du comportement thermique », Techniques de l'ingénieur, doc D 3760, pp 1-8.
- [13] P.O. JANDOD, « Etude et optimisation aérothermique d'un alterno-démarrreur », thèse de doctorat, l'université de valenciennes et du Hainaut-Cambresis, juin 2013.