RÉPUBLIQUE ALGÉRIENNE DÉMOCRATIQUE ET POPULAIRE

MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE



Faculté des Sciences et de la Technologie
Département de Mécanique

Projet de Fin d'Etudes

POUR L'OBTENTION DU DIPLÔME DE MASTER

Génie Mécanique, Energétique

Sous la direction du Pr. M.N BOUAZIZ – U.Y.F.Médéa

AILETTE CONVECTIVE-RADIATIVE A PROPRIETES VARIABLES

COMPARAISON ENTRE .SEMI-SPHERIQUE ET RECTANGULAIRE

Présenté par :

- **ABDELKADER DOUMI &**
- **MOHAMED KORICHI**

Promotion : Juin 2016

Dédicaces

Je dédie ce modeste travail à tous ceux qui me sont chers

A ceux qui ont fait de moi ce que je suis :

Ma très chère MERE pour qui je n'oublierai jamais sa grande affection; son soutien et ses encouragements ; tout le long de mes études.

- *A mes très chers frères et sœurs.*
- *A mes très chers amis (es).*
- *A toute la famille DOUMI*
- *A mon promoteur Pr .M.N. BOUAZIZ*
- *A tout mes collègues de la promotion 2015-2016.*
- *A tous ceux qui me sont chers et qui ne sont plus aujourd'hui de ce monde.*

A.DOUMI

Remerciements

Nous remercions Allah, le glorieux, le miséricordieux, pour m'avoir donné la santé, la volonté et le courage pour mener à bien ce travail.

Nous tenons à exprimer notre profonde gratitude et sincères remerciements à notre encadreur Mr. **Pr. Mohamed Najib BOUAZIZ** de l'U.Y.F. Médéa, d'avoir dirigé ce travail.

Nous tenons à lui exprimer aussi, notre profonde reconnaissance pour tous ces conseils qu'il n'a cessé de nous prodiguer avec tout le temps qu'il a consacré pour l'élaboration de ce projet, dont nous exprimons toute notre gratitude et nos respects.

Nos remerciements s'adressent également à monsieur le Président de jury et les membres du jury pour l'honneur qu'ils nous font d'avoir assister à notre soutenance.

Un grand merci à tout l'ensemble des enseignants de la spécialité « Génie Mécanique » qui ont contribué à notre formation.

Que tous ceux qui ont contribué de loin ou de près à ce projet veuillent bien accepter ici nos sincères salutations.

Dieu Merci

SOMMAIRE

Résumés
Dédicaces
Remerciements
Liste des figures
Liste des tableaux
Sommaire

Introduction générale……..……1

Chapitre 1 Généralités sur le transport et le transfert de l'énergie thermique

1.1: Par conduction …… 3

1.2: Par convection ……Erreur

1.3 :Par rayonnement……4

Chapitre 2 Le transfert de la chaleur par conduction

2.1 : Introduction .... ……7

2.2 : Équation générale du bilan de transfert de chaleur par conduction dans un milieu immobile…….7

2.3 : Exemples d'applications:..... ……10

2.3.1 : Problème du mur plan en régime stationnaire ……10

2.3.2 : Problème à symétrie sphérique …….. Erreur ! Signet non défini.

2.4 : Transfert de chaleur par conduction en régime permanent :…Erreur ! Signet non défi

2.4.1 : L'équation de la chaleur……Erreur ! Signet non défini.

2.5 : Transfert unidirectionnel : ..... Erreur ! Signet non défini.

2.5.1 : Mur simple …….. Erreur ! Signet non défini.

2.5.2 : Mur

SOMMAIRE

multicouches……Erreur ! Signet non défini.

2.6 : Prise en compte des transferts radiatifs : ..... Erreur ! Signet non défini.

Chapitre 3 Transfert de chaleur par convection

3.1 : Introduction ..... Erreur ! Signet non défini.

3.2 Définition des conductances partielles et globales de transfert par convection…. Erreur ! Signet non défini.

3.3 : Représentation des conductances de transfert..... 20

3.3.1 : Le critère de Margoulis (ou Stanton)**……..20**

3.3.2 : Le critère de Nusselt……23

3.4 : Principales corrélations en convection forcée ……23

3.4.1 : A l'intérieur des conduites……23

3.4.2 : Régime d'écoulement laminaire…….
Erreur ! Signet non défini.

3.5 : Convection sans changement d'état ……24

3.5.1 Généralités. Définitions ……24

3.6 Expression du flux de chaleur……26

3.6.1 Analogie de Reynolds……26

3.6.2 Expression du flux……28

3.7 Calcul du flux de chaleur en convection forcée……..29

Chapitre 4 Transfert de chaleur par rayonnement

4.1 : Généralités et Définition ……..33

4.1.1 : Nature du rayonnement ……..32

4.1.2 : Définition relative eux source ……34

4.2 : Intensité énergétique dans une direction: ..... Erreur ! Signet non défini.

4.3 : Lois du rayonnement :..... 36

4.3.1 : Loi de Lambert ……**36**

4.3.2 : Lois physiques……37

SOMMAIRE

Chapitre 5 Ailettes et ailette rectangulaire

5.1 : Généralités sur les ailettes ……40

5.2 : Définition des ailettes……40

5.3 : Intérêt des ailettes 40

5.4 : Applications……43

5.5 : Distribution de la température dans l'ailette ……44

5.5.1 : Distribution des températures le long d'une ailette ……44

5.6 : L'efficacité de l'ailette ……45

5.7 : Rendement d'une surface ailetée ……46

5.8 : Problème de l'ailette ……46

5.8.1 : Problème de la barre encastrée**……48**

5.9 : Ailette rectangulaire longue de section constante……49

5.9.1 : Généralités sur les batteries à ailettes**……50**

5.9.2 : Différents types d'ailettes……**51**

5.10: Corrélations donnant le coefficient d'échange de chaleur à l'intérieur des tubes…56

Chapitre 6 Ailette semi sphérique

6.1 : Description du problème..... 61

6.2 Equations

Chapitre 7 Comparaison entre ailettes rectangulaires et semi-sphériques

CALCUL et discussion……67

Conclusion……75

Liste des figures

Figure	Titre de la figure	page
Figure 2.1	Mur plan	9
Figure 2.2	Bilan thermique sur un système élémentaire	11
Figure 2.3	Bilan thermique élémentaire sur un mur simple	13
Figure 2.4	Schématisation des flux et des températures dans un mur multicouches	14
Figure 3.1	Schématisées sur conductances partielles et globales	16
Figure 3.2	Schématisation d'un écoulement laminaire	23
Figure 3.3	Schématisation d'un écoulement turbulent	24
Figure 3.4	Représentation de l'analogie de Reynolds dans le cas d'un écoulement turbulent dans un tube	25
Figure 3.5	Représentation du modèle de Prandtl pour un écoulement turbulent	26
Figure 3.6	Schématisation du développement d'une couche limite dynamique sur une plaque plane	
Figure 4.1	Principe de l'expérience de William Herschel	30
Figure 4.2	Spectre des ondes électromagnétiques (λ en m)	31
Figure 4.3	Schéma de l'angle solide Propriétés	32
Figure 4.4	Schéma de définition des angles	33
Figure 4.5	source est isotrope	34
Figure 5.1	Distribution de la température dans l'ailette	42
Figure 5.2	mur plan et un fluide extérieur.	45
Figure 5.3	barre encastrée	46
Figure 5.4	Ailettes rectangulaire	49
Figure 5.5	Ailettes circulaires indépendantes	49
Figure 5.6	Modèle de l'écoulement du fluide extérieur dans le faisceau de tubes.	50
Figure 5.7	Ailettes continues ou indépendantes pour tubes	51
Figure 5.8	Détail d'une ailette persienne	51
Figure 5.9	Ailettes indépendantes	52
Figure 5.10	Ailettes annulaires ou spiralées	53
Figure 5.11	exemple d'une ailette longitudinale	54
Figure 6.1	Schéma de la nageoire hémisphérique avec convection et rayonnement thermique transfert	61
Figure 7.1	Ailette radiative convective	62
Figure 7.2	Ailette radiative convective avec augmentation de THINF	63
Figure 7.3	Ailette radiative convective avec augmentation de THINF a 0.5	63
Figure 7.4	Ailette radiative convective avec augmentation de THINF a 0.75	64
Figure 7.5	Emissivité et la conductivité sont déponentes	64
Figure 7.6	Efficacité avec une source de chaleur	65
Figure 7.7	Emissivité et la température sont dépendante	65

Liste des figures

Figure 7.8	L'émissivité et la conductivité sont grouper	66
Figure 7.9	Stabilisation de la source	66
Figure 7.10	Supériorité de l ailette semi sphérique pour C=B=NG=0	67
Figure 7.11	Efficacité avec une source de chaleur	67
Figure 7.12	Ajout d'une émissivité déponde de la température	68
Figure 7.13	La source déponde da la température et l'émissivité	68
figure 7.14	l'émissivité et la conductivité déférente de la source	71

Liste des tableaux

Tableau	Titre du tableau	page
Tableau Z.1	Quelques conductivités thermiques des matériaux.	7
Tableau 3.1	Ordre de grandeur du coefficient de transfert de chaleur par convection	26
Tableau 5.1	Techniques de fabrication des tubes ailettes	42
Tableau 5**.2**	Corrélation donnant le coefficient de transfert par convection à l'intérieur des tubes pour le régime laminaire.	54
Tableau 5**.3**	Corrélation donnant le coefficient de transfert par convection à l'intérieur des tubes pour le régime turbulent.	57

Nomenclature

A_a	surface des ailettes	
S_t	Surface totale sujette au transfert thermique, comprenant les surfaces	
Cp	Chaleur massique	(J/Kg.K)
D	Diamètre	(m)
Di	Diamètre interne du tube	(m)
De	Diamètre externe du tube	(m)
D_h	Diamètre hydraulique	(m)
j_m	Coefficient d'analogie de *Colburn*	
H	Longueur d'un passage d'un tube	(J/kg)
h_m	coefficient d'échange moyen entre l'ailette et l'air	(W/m².K)
h	Coefficient d'échange de chaleur par convection	(W/m².K)
h_e	coefficients de transfert partiel ou conductance partielle de transfert externe.	(W/m².K)
H_i	coefficients de transfert partiel ou conductance partielle de transfert interne	(W/m².K)
K	Coefficient d'échange de chaleur global	(W/m².K)
L_t	Longueur du tube	(m)
k_D	Conductance globale de transfert de matière.	
$\dot{m}$	Débit massique	(Kg/s)
Q	Energie thermique	(kWh)
R	Rayon extérieur du tube	(m)
S_a	surface d'échange des ailettes	(m²)
S_b	surface d'échange des parties de surfaces mères non recouvertes d'ailettes	(m²)
S_t	surface totale sujette au transfert thermique	(m²)
T_F	température du fluide extérieur	(K)

Symboles grecques

λ	conductivité thermique de l'ailette	(W m^{-1} K^{-1})
η_a	efficacité d'une ailette	
υ	Viscosité cinématique	(m²/s)
Φ	Flux de chaleur	(W)
μ	Viscosité dynamique	(Pa.s)
ρ	Masse volumique	
Δ	Ecart	

Indices-Abréviations

A_{il} ailette
A_e entrée de l'aire
A_s sortie de l'air
E_e entrée de l'eau
E_s sortie de l'eau
e extérieur
H hydraulique
I intérieur
m moyenne

Nomenclature

p paroi
t tube
tot total
COP coefficient de performance
SDR système de refroidissement

Introduction générale

Dans plusieurs procédés ou un transfert de chaleur est nécessaire, il est commun de trouver des ailettes comme moyen d'intensification des échanges. Cette voie utilisée depuis plus d'une cinquantaine d'années est restée valable aujourd'hui pour sa facilité d'exécution et son efficacité. Ceci est de plus en plus valable de nos jours avec l'apparition de nouvelles formes d'ailettes ayant mené vers des réductions des encombrements autrefois contraignantes ainsi que des couts assez chères.

Une ailette est souvent le siège des modes des transferts de chaleur des plus complètes. En effet, si la conduction le long du parcours ainsi que la convection vers le milieu extérieur sont évidentes, il n'en demeure pas moins que sous des circonstances diverses variées, le rayonnement est présent. Par ailleurs, l'ailette peut être aussi productrice de chaleur a tel point que les paramètres régissant ces modes peuvent être dépendants de la température. On peut citer la conductivité thermique, l'émissivité le coefficient d'échange ou de convection ou la source de génération elle-même. Ces coefficients couplés aux modes les régissant mènent à la production de distributions de températures indicatrices de l'efficacité des ailettes.

Dans cette étude, il est envisagé l'étude des ailettes semi-sphériques du point de vue performances en regard des ailettes rectangulaires ou classiques des les situations énumérées plus haut.

Après un rappel bref sur les modes de transfert de chaleur, on aborde les ailettes en général et leurs particularités ainsi que leurs applications. La partie modélisation des ailettes semi-sphériques est entamée suivi de l'implémentation dans une interface Matlab pour produire les résultats nécessaires à la comparaison avec l'ailette classique pour une étude paramétrique à éventail large. Cet aspect est fourni grâce à la technique des systèmes couplés résolus par la technique des RK-implicites très précis suivant la procédure de Lobatto III.

Enfin une conclusion clôturera cette étude



Généralités sur le transport et le transfert de L’énergie thermique

1. Généralités sur le transport et le transfert de l'énergie thermique

De tous temps, les problèmes de transmission d'énergie, et en particulier de la chaleur, ont eu une importance déterminante pour l'étude et le fonctionnement d'appareils tels que les générateurs de vapeur, les fours, les échangeurs, les évaporateurs, les condenseurs, etc, mais aussi pour des opérations de transformations chimiques. [1]

En effet, dans certains systèmes réactionnels, c'est la vitesse des échanges de chaleur et non la vitesse des réactions chimiques qui détermine le coût de l'opération (cas de réactions fortement endothermique ou exothermique). En outre, de nos jours, par suite de l'accroissement relatif du prix de revient de l'énergie, on recherche dans tous les cas à obtenir le rendement maximal d'une installation pour une dépense d'énergie minimale. [1]

Les problèmes de transfert de chaleur sont nombreux, et on peut essayer de les différencier par les buts poursuivis dont les principaux sont :

- l'augmentation de l'énergie transmise ou absorbée par une surface,
- l'obtention du meilleur rendement d'une source de chaleur,
- la réduction ou l'augmentation du passage d'un débit de chaleur d'un milieu à un autre.

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). [1]

Le transfert de chaleur au sein d'une phase ou, plus généralement, entre deux phases, se fait de trois façons :

1.1 Par conduction

Ce transport de chaleur se produit au sein d'une même phase au repos ou mobile, mais tranquille (absence de remous) en présence d'un gradient de

température. Le transfert de chaleur résulte d'un transfert d'énergie cinétique d'une molécule à une autre molécule adjacente. Ce mode de transfert est le seul à exister dans un solide opaque. Pour les solides transparents, une partie de l'énergie peut être transmise par rayonnement. Avec les fluides que sont les gaz et les liquides, la convection et le rayonnement peuvent se superposer à la conduction. [1]

1.2 Par convection

Le transfert de chaleur par convection se produit entre deux phases dont l'une est généralement au repos et l'autre en mouvement en présence d'un gradient de température. Par suite de l'existence du transfert de chaleur d'une phase à l'autre, il existe dans la phase mobile des fractions du fluide (ou agrégats) ayant des températures différentes. Le mouvement du fluide peut résulter de la différence de masse volumique due aux différences de températures (on parle alors de convection libre ou naturelle) ou à des moyens purement mécaniques (on parle alors de convection forcée). [1]

Lorsqu'un fluide est en écoulement, une partie du transfert de chaleur dans le fluide se fait également par conduction et, dans le cas d'un fluide transparent, un transfert de chaleur par rayonnement peut accompagner les deux transferts précédents. [1]

1 .3 Par rayonnement

Un point matériel échauffement un rayonnement électromagnétique dans toutes les directions situées d'un même côté du plan tangent au point matériel. Lorsque ce rayonnement frappe un corps quelconque, une partie peut être réfléchie, une autre transmise à travers le corps (dit diathermique si tout est transmis), et le reste est quantitativement absorbé sous forme de chaleur. Si on place dans une enceinte deux corps capables d'émettre un rayonnement thermique, il existe entre ces deux corps à températures différentes un échange de chaleur dû à l'absorption et à l'émission de ces rayonnements thermiques. Cet échange de chaleur est désigné habituellement sous le nom de rayonnement. Les transferts par rayonnement se poursuivent même lorsque l'équilibre thermique est atteint, mais le débit net de

chaleur échangé est nul. Ce type de transport de chaleur est analogue à la propagation de la lumière, et il ne nécessite aucun support matériel, contrairement aux écoulements. Les gaz, les liquides et les solides sont capables d'émettre et d'absorber les rayonnements thermiques. [1]

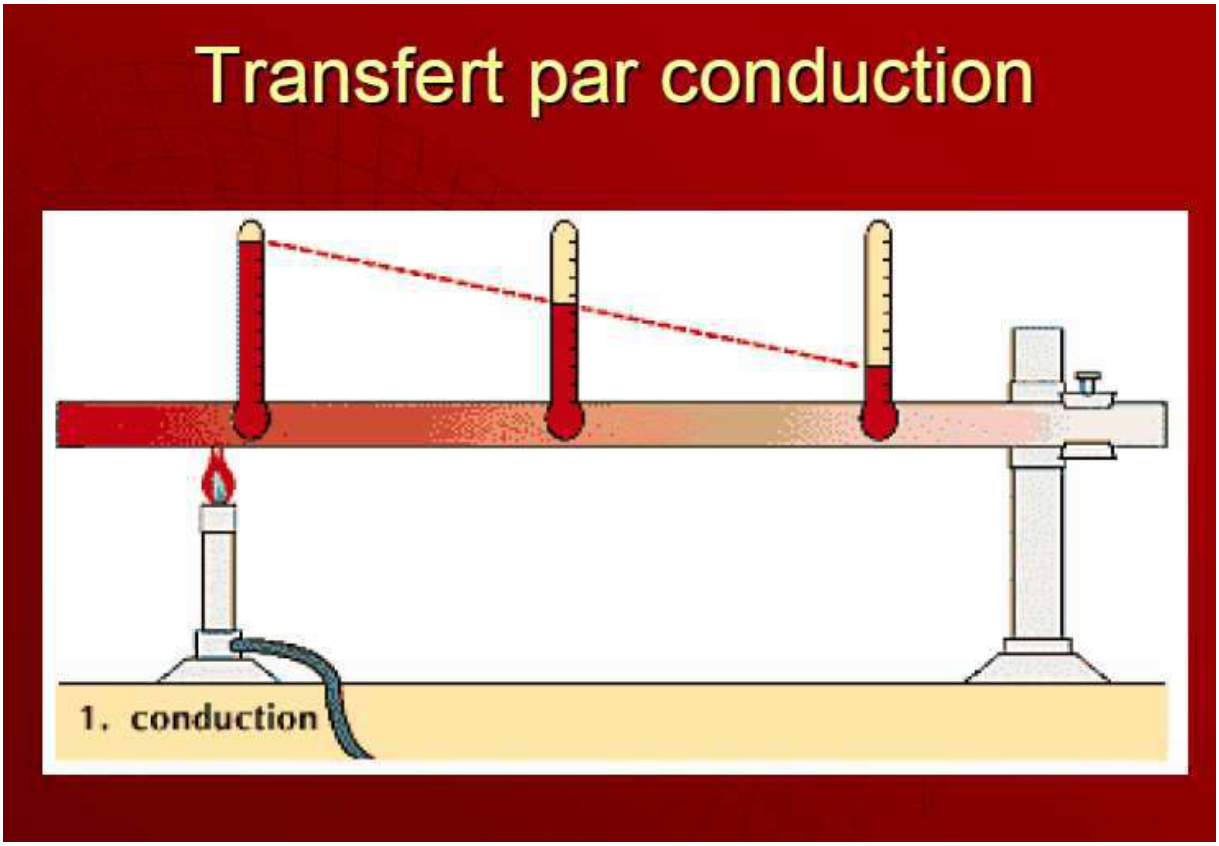
Dans de nombreux problèmes de transformation d'énergie thermique, les trois modes de transfert de chaleur coexisteront mais, généralement, au moins une des trois formes pourra être négligée, ce qui simplifiera le traitement mathématique de l'appareil de transfert. Nous pouvons dire dès à présent, qu'aux températures ordinaires, le transport par rayonnement est négligeable, mais il peut devenir notable et prépondérant lorsque le niveau de température augmente. [1]

En outre, signalons que certains transferts thermiques sont accompagnés d'un transfert de matière entre deux phases. Le flux de chaleur transféré en présence d'un changement de phase dépend de la nature et des propriétés physico-chimiques des phases en présence. C'est le cas de l'ébullition, de la condensation, mais aussi des problèmes d'humidification, de séchage, de cristallisation, etc. [1]

Dans ce qui suit nous allons présenter, pour les trois types de transport de la chaleur, les lois générales qui les gouvernent. Puis nous traiterons, de manière simple, quelques applications où le mode de transport de chaleur étudié est prédominant. [1]

CHAPITRE 2

Transfert de la chaleur par conduction



2.1 : Introduction

Le transfert de la chaleur par conduction est un transport de chaleur dans un milieu immobile ou mobile sans remous turbulent. Ce mode de transport de la chaleur est le seul à exister au sein d'un solide opaque, aussi la conduction concerne essentiellement les solides. Dans les liquides et les gaz 1e transport de la chaleur par conduction est très souvent négligeable devant les deux autres types de transport de la chaleur. [1]

Le flux de chaleur (dimension W/m^2) transféré par conduction dans une direction donnée est proportionnel au gradient de température dans cette direction. Cette loi, dite de ***Fourier***, est donc telle que la composante sur l'axe Ox du flux est égale à [1]

$$\varphi_x = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \tag{2.1}$$

Est la composante du flux sur l'axe *Ox* et *T* la température au point considéré. Dans cette loi, postulée dès 1822 par *Fourier*, le coefficient de proportionnalité λ est une caractéristique physico-chimique du point matériel désignée sous le nom de conductivité ou conductibilité thermique. Dans le système international, elle s'exprime en W/m.K.

Dans le tableau suivant sont reportées les conductivités de quelques corps solides, liquides et gazeux. D'une façon générale, les métaux sont beaucoup plus conducteurs de la chaleur que les substances non métalliques. Les gaz sont plutôt mauvais conducteurs : le caractère isolant de la laine de verre est dû à la présence de l'air emprisonné entre les fibres. [1]

2.2 : Équation générale du bilan de transfert de chaleur par conduction dans un milieu immobile

Soit un élément matériel de volume élémentaire (d*x;*d*y;*d*z)*. Nous devons appliquer à ce système élémentaire le bilan d'énergie en régime transitoire.

Tableau 2.1 : Quelques conductivités thermiques des matériaux. [1]

Matériau	λ (W m^{-1} K^{-1})	Matériau	λ (W m^{-1} K^{-1})
Chrome	449	Ardoise	2,2
Argent	419	Grès	1,8
Cuivre	386	Verre	0,78
Aluminium	204	Papier	0,48
Zinc	112	Chêne	0,17
Fer (pur)	73	Laine de verre	0,038
Acier Inox	16	Eau	0,556
Mercure	8,2	Air	0,0262

Le milieu solide étant soumis à des gradients de température, l'énergie interne du point matériel va varier. Le système étant immobile, son énergie cinétique est nulle, et les variations d'énergie potentielle sont négligeables. En fait, on se limite aux variations d'énergie interne et ceci restera valable même dans le cas où le système considéré est ouvert. [1]

Dans ces conditions, le bilan energitque secret :

$$\frac{\delta}{\delta t}.(\rho.U.dx.dy.dz)=\delta q+\delta W_s \qquad (2.2)$$

U est l'énergie interne par unité de masse δq et δW_s sont les débits élémentaire chaleur et de travail fournis par le milieu extérieur au système.

Le débit élémentaire de travail d'origine mécanique est généralement nul.

Le débit de chaleur δq_c se compose d'une part de la chaleur fournie par le milieu extérieur au système par conduction, soit δq_c, et d'autre part de la chaleur engendrée à l'intérieur du volume élémentaire (effet joule, champ électromagnétique, bombardement électronique, etc.) soit δq_e.

$\delta q_c = -div\varphi . dx\ dy\ dz$ et $\delta q_\varepsilon = q_\varepsilon . dx\ dy\ dz$

Le flux de chaleur par conduction s'écrit, de manière générale, $-\lambda . gradT$

et $q_\varepsilon$est le débit de chaleur engendré par unité de volume. [5]

Ou:

$\mathrm{div}\varphi = \mathrm{div}(-\lambda . \mathrm{gradT}) = -\lambda \mathrm{div}(\mathrm{gradT}) = -\lambda . \nabla^2 \mathrm{T}$

L'équation (1.2) devient :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \cdot U \cdot \mathrm{d}\, x\, \mathrm{d}\, y\, \mathrm{d}\, z) = \lambda \cdot \nabla^2 T \cdot \mathrm{d}\, x\, \mathrm{d}\, y\, \mathrm{d}\, z + q_e \cdot \mathrm{d}\, x\, \mathrm{d}\, y\, \mathrm{d}\, z \qquad (2.3)$$

Soit: $\rho.\mathrm{Cp}.\frac{\partial T}{\partial t} - \lambda . \nabla^2 T = q_e$

Ou encore : $\nabla^2 T = \frac{1}{\alpha} . \frac{\partial T}{\partial t} - \frac{qe}{\lambda}$ (2.4)

avec C_P capacité calorifique massique, q_e débit de chaleur engendré par unité de volume et $\alpha = \frac{\lambda}{\rho\ \mathrm{cp}}$ Diffusivité thermique (m^2/s).

Les grandeurs physico-chimiques λ, ρ, C_P et donc α sont supposées être, d'une part indépendantes de la température, et d'autre part, identiques dans tout le volume du solide (milieu à la fois homogène et isotrope). [5]

2.3 Exemples d'applications:

2.3.1 Problème du mur plan en régime stationnaire :

Soit un mur d'épaisseur e dont les deux faces planes sont maintenues aux températures constantes T_1 et T_2. Si λ est la conductibilité thermique du matériau constituant le mur, la loi de Fourier nous permet d'écrire, suivant x, direction normale à la surface du mur :

$$\varphi = -\lambda \frac{\mathrm{dt}}{\mathrm{dx}}$$

Dans une section droite Ω, le débit de chaleur transféré entre les deux faces planes

du mur est donc :

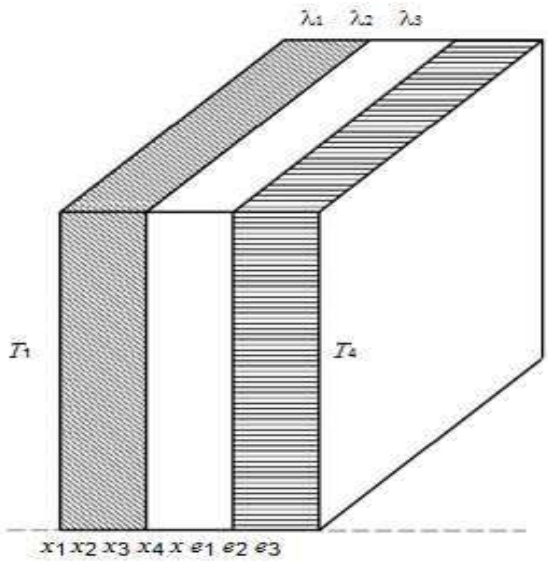


Figure 2.1 mur plan [1]

$\Phi = \varphi \cdot \Omega$. En régime stationnaire, et en l'absence de source interne, le débit de chaleur transféré est constant, ainsi donc que le flux. On peut donc intégrer l'équation différentielle à variables séparées :

$$-\int_{T_1}^{T_2} dT = \int_{x_1}^{x_2} \frac{\Phi}{\lambda.\Phi} \, .dx \qquad (2.5)$$

$$T_1 - T_2 = \frac{\Phi}{\lambda.\Phi} \, . \, (x_2 - x_1) = \frac{\Phi}{\lambda.\Phi} \, .\mathrm{e} \qquad (2.6)$$

D'où $\Phi = \frac{\lambda}{\mathrm{e}}(T_1 - \mathrm{T}_2) = \frac{T_1 - T_2}{\frac{e}{\lambda.\Phi}} =$

Soit $T = T_1 - (T_1 - T_2) = \frac{x_1 - x_2}{e}$

Il est facile de généraliser ce résultat à un mur composite multicouche. Si les faces extérieures de ce mur composite sont maintenues aux températures constantes T_1 et T_4, en régime stationnaire, et en l'absence de source interne, le débit de chaleur transféré est constant.$\Phi = \frac{\mathrm{T_i} - \mathrm{T_{i+1}}}{\frac{\mathrm{e_i}}{\lambda.\Omega}}$

$$\Phi = \frac{\mathrm{T_1} - \mathrm{T_4}}{\frac{\mathrm{e_1}}{\lambda_1.\Omega} + \frac{\mathrm{e_2}}{\lambda_2.\Omega} + \frac{\mathrm{e_3}}{\lambda_3.\Omega}}$$

$$\Phi = \Omega . \frac{T_1 - T_4}{\frac{e_1}{\lambda_1} + \frac{e_2}{\lambda_2} + \frac{e_3}{\lambda_3}} \quad (2.7)$$

On vérifiera aisément que les différentes $\frac{ei}{\lambda i\, \Omega}$ correspondent à des résistances thermiques qui, placées en série, s'additionnent comme les résistances électriques

2.3.2 Problème à symétrie sphérique

Soit une armature sphérique de rayon intérieur R_1 et de rayon extérieur R_2. La paroi interne est à température T_1 et la paroi externe à T_2 . On suppose que le débit de chaleur transféré par conduction dans la couche sphérique est radial. En l'absence de source de chaleur interne, le débit de chaleur transféré par conduction sur une surface sphérique comprise entre la surface interne et la surface externe est constant. Soit Φ ce débit. [1]

$$\Phi = \Phi . S = \Phi . (4 . \pi . r^2) = -\lambda . \frac{dt}{d_r} . (4 . \pi . r^2) \quad (2.8)$$

$$-\int_{T_1}^{T_2} 4 . \pi . \lambda . dT = \int_{R_1}^{R_2} \Phi .. \frac{dr}{R^2}$$

$$T_1 - T_2 = \frac{\Phi}{4 . \pi . \lambda} . (\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2})$$

$$\Phi = 4 . \pi . \lambda . dt \frac{T_1 - T_2}{\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}} = \frac{T_1 - T_2}{\frac{1}{4.\pi.\lambda} - \frac{1}{R_1 . R_2}} \quad (2.9)$$

$$\Phi = \frac{T1 - T2}{\frac{e}{\lambda . (4 . \Pi . R1 . R2)}}$$

Plus généralement, lorsqu'il y a plusieurs couches

$$\Phi = \frac{T_i - T_e}{\sum_{k=0} \frac{e_k}{\lambda_k (4 . \pi . R_k - R_k + 1)}} \quad (2.10)$$

On pourra, à titre d'exercice, se demander si, comme dans le cas de la conduite cylindrique, il existe un rayon critique conduisant à des cas où une épaisseur d'isolant trop faible entraînerait une perte de chaleur supérieure à la perte subie en l'absence d'isolant. [1]

2.4 Transfert de chaleur par conduction en régime permanent :

2.4.1 L'équation de la chaleur : Dans sa forme monodimensionnelle, elle décrit le transfert de chaleur unidirectionnel au travers d'un mur Plan

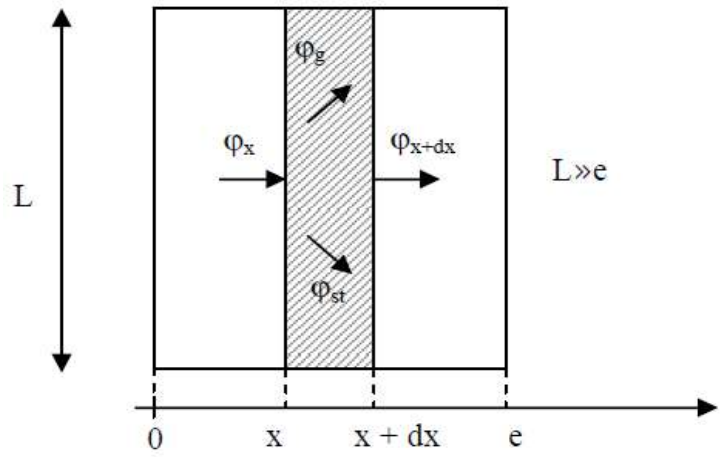


Figure 2.2 : Bilan thermique sur un système élémentaire [5]

Considérons un système d'épaisseur dx dans la direction x et de section d'aire S normalement à la direction Ox. Le bilan d'énergie sur ce système s'écrit :

$$\varphi_x + \varphi_g = \varphi_{x+dx} + \varphi_{st} \qquad (2.11)$$

$$\varphi_x = -(\lambda . S . \frac{\delta T}{\delta x})x \quad \text{et} \quad \varphi_{x+dx} = -(\lambda . S . \frac{\delta T}{\delta x})x + dx$$

Avec: $\varphi_g = q . S . dx$

$$\Phi_{st} = \rho . c . S . dx . \frac{\delta T}{\delta t}$$

En reportant dans le bilan d'énergie et en divisant par dx, nous obtenons :

$$\frac{(\lambda . S . \frac{\delta T}{\delta x})_{x+dx} - (\lambda . S . \frac{\delta T}{\delta x})_x}{dx} + qs = \rho . c . S . \frac{\delta T}{\delta t}$$

Soit: $\frac{\delta}{\delta x}\left(\lambda . S . \frac{\delta T}{\delta x}\right) + qs = \rho . c . S . \frac{\delta T}{\delta t}$ (2.12)

Et dans le cas tridimensionnel, nous obtenons l'équation de la chaleur dans le cas le plus général :

$$\frac{\delta}{\delta x}(\lambda x.\frac{\delta T}{\delta x}) + \frac{\delta}{\delta y}(\lambda y.\frac{\delta T}{\delta y}) + \frac{\delta}{\delta z}\left(\lambda z.\frac{\delta T}{\delta z}\right) qs = \rho.c.\frac{\delta T}{\delta t} \quad (2.13)$$

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

a) Si le milieu est isotrope : $\lambda x = \lambda y = \lambda z = \lambda$

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

c) Si le milieu est homogène, λ n'est fonction que de T.

Les hypothèses a) + b) +c) permettent d'écrire :

$$\lambda.\left(\frac{\partial^2 T}{\partial^2 x}+\frac{\partial^2 T}{\partial^2 y}+\frac{\partial^2 T}{\partial^2 z}\right)+\frac{d\lambda}{dT}\left[\left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)^2+\left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)^2+\left(\frac{\partial T}{\partial z}\right)^2\right] = \rho.c.\frac{\delta T}{\delta t} \quad (2.14)$$

d) Si de plus λ est constant (écart modéré de température), nous obtenons l'équation de Poisson :

$$a=\frac{\lambda}{\rho.c} \qquad a.\nabla^2 T = \frac{\delta T}{\delta t}$$

Le rapport est appelé la diffusivité thermique (m2.s-1) qui caractérise la vitesse de propagation d'un flux de chaleur à travers un matériau. On en trouvera des valeurs en annexe [3]

e) En régime permanent, nous obtenons l'équation de La place :

Par ailleurs, les hypothèses a), c) et d) permettent d'écrire :

$$\nabla^2 T = 0.$$

- Equation de la chaleur en coordonnées cylindriques :

$$\frac{\partial^2 T}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial T}{\partial r}+\frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 T}{\partial \theta^2}+\frac{\partial^2 T}{\partial z^2}+\frac{q}{\lambda}=\frac{1}{a}.\frac{\delta T}{\delta t} \quad (2.15)$$

Dans le cas d'un problème à symétrie cylindrique où la température ne dépend que de r et de t, l'équation

(1.15) peut s'écrire sous forme simplifiée

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r.\frac{\partial T}{\partial r}\right)+\frac{q}{\lambda}=\frac{1}{a}.\frac{\delta T}{\delta t} \quad (2.16)$$

Equation de la chaleur en coordonnées sphériques :

$$\frac{1}{r}\frac{\partial^2(rT)}{\partial r^2}+\frac{1}{r^2\sin x}\frac{\partial}{\partial r}(\sin\theta\frac{\partial T}{\partial r})+\frac{1}{r^2\sin^2 x}\frac{\partial^2 T}{\partial\varphi^2}+\frac{q}{\lambda}=\frac{1}{a}\frac{\partial T}{\partial t} \qquad (2.17)$$

2.5 Transfert unidirectionnel

2.5.1 Mur simple

On se placera dans le cas où le transfert de chaleur est unidirectionnel et où il n'y a pas de génération ni de stockage d'énergie. [5]

On considère un mur d'épaisseur e, de conductivité thermique ⍰⍰et de grandes dimensions transversales dont les faces extrêmes sont à des températures T1 et T2 :

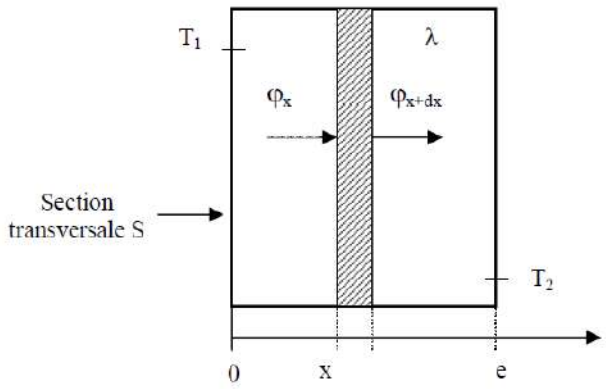


Figure 2.3 : Bilan thermique élémentaire sur un mur simple

En effectuant un bilan thermique sur le système (S) constitué par la tranche de mur comprise entre les abscisses x et x + dx, il vient :

$$\varphi_x = \varphi_{x+dx} \Longrightarrow -\lambda.S\left(\frac{\delta T}{\delta x}\right)_x = -\lambda.S.\left(\frac{\delta T}{\delta x}\right)_{x+dx}$$

D'où $\frac{dT}{dx}=A$ et $T(x)=Ax+b$

Avec les conditions aux limites : T (x = 0) = T1 et T (x = e) = T2

D'où : $T=T_1-\frac{x}{e}(T_1-T_2)$

Le profil de température est donc linéaire. La densité de flux de chaleur traversant le mur s'en déduit par la relation

$\varphi = -\lambda . \frac{dT}{dx}$, d'ou: $\varphi = -\lambda . \frac{(T1-T2)}{e}$

2.5.2 : Mur multicouches

C'est le cas des murs réels (schématisé sur la figure 2.4) constitués de plusieurs couches de matériaux différents et où on ne connaît que les températures Tf1 et Tf2 des fluides en contact avec les deux faces du mur de surface latérale S.

En régime permanent, le flux de chaleur se conserve lors de la traversée du mur et S'écret:

$$\varphi = h_1 S\,(T_{f1}-T_{f2}) = \frac{\lambda_A S\,(T1-T2)}{e_A} = \frac{\lambda_B S\,(T2-T3)}{e_B} = \frac{\lambda_C S\,(T3-T4)}{e_C} = h_2\,S\,(T_4-T_{f2}) \qquad (2.18)$$

D' où : $\varphi = \frac{T_{f1}-T_{f2}}{\frac{1}{h_1 S}+\frac{eA}{\lambda_A S}+\frac{eB}{\lambda_B S}+\frac{eC}{\lambda_C S}+\frac{1}{h_2 S}}$

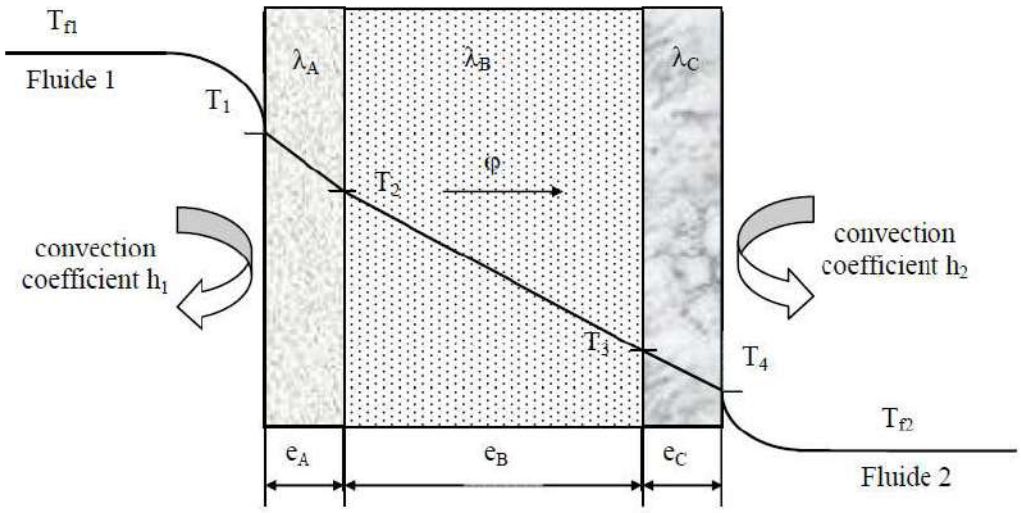


Figure 2.4 : Schématisation des flux et des températures dans un mur multicouches [5]

On a considéré que les contacts entre les couches de différentes natures étaient parfaits et qu'il n'existait pas de discontinuité de température aux interfaces. En réalité, compte-tenu de la rugosité des surfaces, une microcouche d'air existe entre les creux des surfaces en regard qui contribue à la création d'une résistance thermique (l'air est un isolant) appelée résistance thermique de contact. La formule précédente s'écrit alors :

$$\varphi=\frac{T_{f1}-T_{f2}}{\frac{1}{h_1 S}+\frac{eA}{\lambda_A S}+R1+\frac{eB}{\lambda_B S}+R2+\frac{eC}{\lambda_C S}+\frac{1}{h_2 S}} \qquad (2.19)$$

Tel que: R1=R_{AB} et R2=R_{BC}

2.6 Prise en compte des transferts radiatifs

Dans les exemples traités précédemment, le transfert de chaleur entre une surface à température T et le milieu environnant a été considéré comme purement convectif. Dans le cas où le fluide en contact avec la surface est un gaz et où la convection est naturelle, le transfert de chaleur par rayonnement avec les parois (à la température moyenne Tr) entourant la surface peut devenir du même ordre de grandeur que le transfert de chaleur par convection avec le gaz (à la température Tf) au contact de la surface et ne peut plus être négligé. Il

S'écrit d'après la relation (1.9) : $\varphi r = \sigma \varepsilon S(T^4 - T_f^4)$

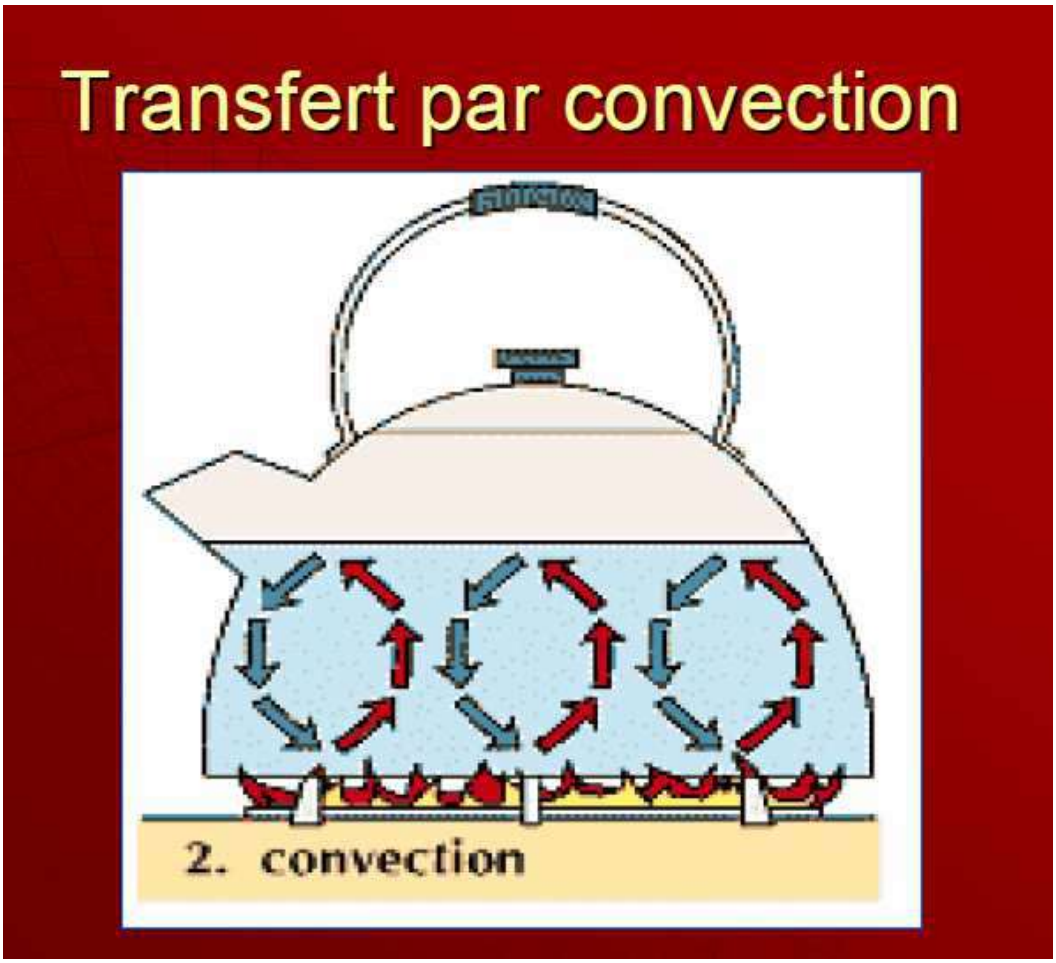
Que l'on peut mettre sous la forme : $\varphi r = hr \,.\, S(T - Tr)$

hr Étant appelé le coefficient de transfert radiatif :

$$hr = \sigma \varepsilon (T + T_r^2)(T + T_r)$$

CHAPITRE 3

Transfert de chaleur par convection



3.1 Introduction

Le transfert de chaleur par convection apparaît entre deux phases dont l'une au moins est mobile, en présence d'une différence de température. Le mouvement des phases peut être provoqué par une dégradation d'énergie mécanique, le transfert de chaleur est dit de convection forcée, le mouvement peut être provoqué par l'existence même du transfert de chaleur par suite de l'apparition dans le milieu d'une différence de masse volumique, le transfert de chaleur est dit de convection naturelle ou libre. [1]

Dans ce qui suit, nous limiterons au transfert de chaleur par convection forcée qui est le mode de transfert de chaleur essentiel pour de nombreux appareils industriels de transfert de l'énergie thermique. [1]

3.2 Définition des conductances partielles et globales de transfert par convection

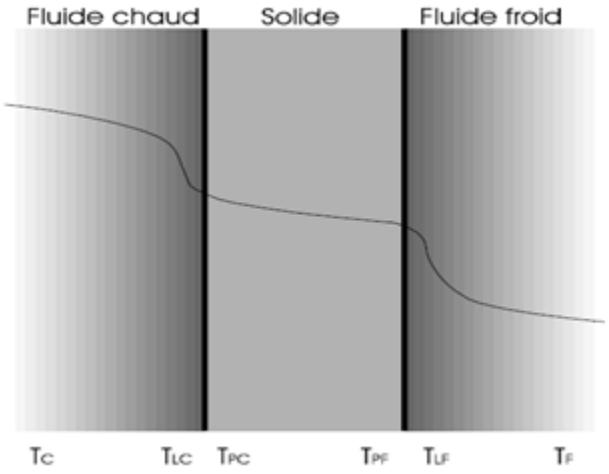


Figure 3.1 Schématisées sur conductances partielles et globales [1]

L'écoulement de la phase mobile de faisant généralement à l'intérieur ou à l'extérieur de conduites, dans de nombreux problèmes industriels le transfert de chaleur par convection forcée se fait entre deux phases mobiles séparées par une phase solide.

Imaginons un fluide chaud à la température T_C s'écoulant d'un côté d'une paroi métallique et un fluide froid à la température T_F s'écoulant de l'autre côté de la paroi d'épaisseur x. En régime stationnaire, les distributions de température observées entre le fluide chaud et le fluide froid sont voisines de celles.

Une deuxième zone située au delà de la première, et dans laquelle le fluide est animé d'un mouvement tourbillonnant aléatoire entraînant très rapidement une égalisation de la vitesse de la température et des compositions du fluide.

En écoulement turbulent, dans la première zone ou couche limite, les gradients de température, de vitesse et de compositions sont très importants, de telle sorte que la résistance principale au transfert est localisée dans la couche limite.

La distribution des températures dans la phase fluide peut s'obtenir en théorie par la résolution du bilan différentiel d'énergie, soit :

$$\rho . Cp(\frac{\partial T}{\partial t}+u_x . \frac{\partial T}{\partial x}+ u_y . \frac{\partial T}{\partial y} + u_z . \frac{\partial T}{\partial z}) =\lambda_e . .(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2}+ \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + . \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}) + q - l_W \qquad (3.1)$$

U_x, U_y ,U_z : sont les composantes du vecteur vitesse u

q : est le débit de chaleur engendré par unité de volume

L_w : est le débit de travail perdu par unité de volume

$\boldsymbol{\lambda}_e$: est la conductivité thermique apparente du fluide

Pour résoudre cette équation il faut connaître les valeurs locales et instantanées du vecteur de vitesse et la valeur locale de la conductivité thermique. Il faut donc associer à l'équation précédente celles traduisant les bilans différentiels de matière et de quantité de mouvement. [5]

La résolution simultanée de ce système d'équations n'est envisageable que dans les cas simples de géométrie et d'écoulements et principalement pour l'écoulement laminaire. Pour l'écoulement turbulent des hypothèses simplificatrices et des approximations sur les distributions de vitesse doivent être faites pour obtenir une expression théorique donnant la distribution des

températures et le flux transféré à la paroi. [5]

Par suite de ces difficultés et de l'impossibilité de mesurer, pour l'écoulement turbulent, l'épaisseur et les températures de la couche limite, on définit le flux de chaleur transféré à la paroi de manière purement phénoménologique, en posant :

$$d\Phi = h_i \cdot dS_i \cdot (T_C - T_{PC}) = h_e \cdot dS_e \cdot (T_{PF} - T_F) \tag{3.2}$$

Les deux coefficients h_i et h_e représentent les coefficients de transfert partiel (ou conductance partielle de transfert) interne et externe. La définition des coefficients h_i et h_e est arbitraire puisque leur valeur dépend du choix de la force motrice. Pour évaluer les conductances précédentes à partir de la connaissance du débit transféré, il est nécessaire de connaître la température du fluide à la surface du solide, température délicate à mesurer. Aussi, préfère-t-on définir le débit transféré par rapport à une différence de température plus facilement accessible, par exemple celle entre les températures des noyaux turbulents des fluides intérieur et extérieur, soit :

$$d\Phi = U \cdot dS_m (T_C - T_F) \tag{3.3}$$

Le coefficient U représente une conductance globale de transfert et S_m désigne une valeur moyenne de la surface solide de séparation.

$$\Phi = \chi = \frac{(TC - TF)}{\frac{1}{U \cdot dSm}} = \frac{(TC - TF)}{\frac{1}{hi \cdot d\,Si} + \frac{x}{\lambda . dSm} + \frac{1}{he \cdot d\,Se}} \tag{3.4}$$

La résistance globale est la somme des trois résistances partielles placées en série

Les conductances hi, he, U sont des conductances locales car elles permettent d'évaluer le flux transféré local. Pour évaluer le débit de chaleur transféré dans une phase ou entre les deux phases entre l'entrée et la sortie, l'usage courant est de prendre soit la moyenne arithmétique, soit la moyenne logarithmique des

différences de température intervenant dans l'expression du débit local. Ainsi pour le fluide interne

Si Φ désigne le flux transféré entre l'entrée et la sortie on écrira :

$$\Phi = h_{ma}.(\Delta T)_{ma} \text{ ou } (\Delta T)_{ma} = \frac{(T_c - T_{pc})_{Sortie} + (T_C - T_{PC})_{entrée}}{2} \quad (3.4)$$

$$\Phi = h_{mL}.(\Delta T)_{mL} \text{ ou } (\Delta T)_{mL} = \frac{(T_c - T_{pc})_{Sortie} + (T_C - T_{PC})_{entrée}}{Ln\frac{(Tc - Tpc)\text{sortie}}{(\text{Tc} - \text{Tpc})\text{entrée}}} \quad (3.5)$$

Les coefficients de transfert h_{ma} et h_{ml} sont des coefficients globaux du système ouvert basés sur la moyenne arithmétique ou la moyenne logarithmique des différences de températures. Ils sont en général différents et, comme nous le verrons plus loin, dans de nombreux échangeurs de chaleur, les coefficients de transferts locaux sont voisins des coefficients globaux basés sur la moyenne logarithmique des différences de température.

3.3 Représentation des conductances de transfert [1]

L'analyse adimensionnelle du flux de chaleur transféré fait apparaître deux critères contenant le coefficient de transfert convectif.

3.3.1 Le critère de Margoulis (ou Stanton)

Il représente l'efficacité locale du transport transversal par rapport au transport longitudinal. Il est tel que :

$$M_{st} = \frac{h}{Cp.\rho.Um}$$

On relie ce critère d'une part au critère de *Prandtl* :

$$Pr = \frac{V}{\alpha}$$

$$\alpha = \frac{\lambda}{\rho.c_p}$$

Où ν et α désignent respectivement les diffusivités de quantité de mouvement (ou viscosité cinématique) et thermique et d'autre part au critère de *Reynolds* :

$$\mathrm{Re} = \frac{\rho . \mu_m . D}{\mu}$$

Où μm est la viscosité moyenne du fluide et D une longueur caractéristique de l'enceinte dans laquelle s'effectue le transfert.

Le critère de Prandtl est caractéristique des propriétés physico-chimiques diffusionnelles du fluide et le critère de Reynolds est caractéristique de la nature de l'écoulement.

Deux autres critères peuvent intervenir également

le rapport $\frac{D}{L}$ où L est la longueur d'une conduite cylindrique de diamètre *D*. Ce rapport permet de tenir compte des perturbations dues aux extrémités de la conduite.

Le rapport $\left(\frac{\mu_m}{\mu_p}\right)^{0.14}$ où μ_P est la viscosité du fluide à la température de la paroi. Ce rapport Permet de tenir compte des variations de viscosité en fonction de la température (variation Importante dans le cas des liquides).

À l'exception des gaz sous faibles pressions, pour les quels l'analogie entre les trois transferts de matière, de chaleur et de quantité de mouvement est sensiblement réalisée, Colburn a montré expérimentalement qu'un meilleur accord était observé dans tous les cas entre les trois transports en considérant les trois critères adimensionnels suivants :

Pour la matière : $j_m = Ms_m . (Sc)^{2/3}$

Ms_m est le critère de Margoulis pour la matière :$Ms_m = \frac{K_D}{u_m}$

k_D est la conductance globale de transfert de matière.

S_c est le critère de Schmidt : $S_C = \frac{v}{Dt}$

Pour la chaleur : $j_t = M_{st}(Pr)^{2/3}$

Pour la quantité de mouvement : $\frac{f}{2} = \frac{\tau}{\rho . um^2}$

On peut dire que le facteur de frottement est le critère de *Margoulis* relatif au transfert de quantité de mouvement.

L'analogie de *Colburn* est telle que $j_m = j_t = \frac{f}{2}$

Cette relation est assez bien vérifiée expérimentalement. Aussi, utilise-t-on indifféremment pour le transfert convectif de la chaleur les critères Ms*t* ou j*t* .

3.3.2 Le critère de Nusselt:

Il représente le rapport d'une dimension géométrique de l'appareil à l'épaisseur de la couche limite dans le modèle à deux zones. Il est tel que :

$$Nu = \frac{h.D}{\lambda}$$

Bien que les critères de Margoulis ou le facteur j_t soient directement accessibles par l'expérience, le critère de Nusselt est plus usuel pour représenter les variations du coefficient de transfert en fonction des grandeurs intervenant dans les nombres adimensionnels.

Nous allons dans ce qui suit donner quelques-unes des corrélations permettant d'avoir un ordre de grandeur du coefficient de transfert. La dispersion des résultats peut atteindre 30 à 50 % à cause de certains paramètres difficilement contrôlables tels que l'état de surface et l'encrassement des supports solides. Nous nous limiterons au cas de la convection forcée, l'écoulement du fluide étant dû à un gradient de pression statique et dynamique et non à un gradient de pression potentielle.

3.4 Principales corrélations en convection forcée [3]

3.4.1 A l'intérieur des conduites

Comme dans le cas du transfert de quantité de mouvement, les relations sont différentes selon la nature de l'écoulement du fluide à l'intérieur de la conduite.

3.4.2 Régime d'écoulement laminaire

Les profils de températures à l'intérieur de la conduite peuvent être obtenus théoriquement pour différentes conditions aux limites. Les hypothèses classiques postulées à la paroi étant :

-température de la paroi constante

-flux de chaleur transféré à la paroi constant

-Pour ces deux hypothèses, les études théoriques, dues à l'origine à *Graetz*, montrent que, pour des tubes très longs, le critère de *Nusselt* Nu tend vers une valeur limite, soit :

Nu = 3,66 pour une conduite cylindrique et une température constante à la paroi.

Nu = 4,36 pour une conduite cylindrique et un flux constant à la paroi.

Dans la pratique, on admettra que ces valeurs sont atteintes lorsque le régime est établi :

pour $\frac{L}{D} > 0{,}03 \cdot \mathrm{Re}$ et $\mathrm{Gz} < 10$ on prendra : $\mathrm{Nu} = 3{,}66$

pour $\frac{L}{D} > 0{,}03 \cdot \mathrm{Re}$ et $\mathrm{Gz} > 10$ on prendra : $\mathrm{Nu} = 1{,}6 \cdot (\mathrm{Gz})^{1/3}$

Gz désigne le critère de *Graetz*:

$$\mathrm{Gz} = \mathrm{Re} \cdot \mathrm{Pr} \cdot \frac{D}{L}$$

Pour les tubes circulaires de longueur finie, $D/L < 0{,}03 \cdot \mathrm{Re}$, on pour utiliser :

La relation de *Hausen* valable pour Gz < 100 :

$$\mathrm{Nu} = 3.66 + \frac{0.0668.GZ}{1+0.44..(GZ)^{2/3}} \qquad \mathrm{Nu} = 3{,}66 + \frac{0{,}085.GZ}{1+0.44.(\mathrm{Gz})1/3} . \left(\frac{u_m}{u_P}\right)^{0{,}14}$$

la relation de *Sieder et Tate* valable pour Gz > 100

$$\mathrm{Nu} = 1{,}6.(GZ)^{1/3} \qquad \mathrm{Nu} = 1{,}86.(GZ)^{1/3} . \left(\frac{u_m}{u_P}\right)^{0{,}14}$$

3.5 Convection sans changement d'état

3.5.1 Généralités. Définitions

Les transferts de chaleur qui s'effectuent simultanément avec des transferts de

masse sont dits transferts de chaleur par convection. Ce mode d'échange de chaleur existe au sein des milieux fluides dans lesquels il est généralement prépondérant. [4]

- Convection naturelle et forcée

Selon la nature du mécanisme qui provoque le mouvement du fluide on distingue :

3.5.1.1 La convection libre ou naturelle : le fluide est mis en mouvement sous le seul effet des différences de masse volumique résultant des différences de températures sur les frontières et d'un champ de forces extérieures (la pesanteur).

3.5.1.2 La convection forcée : le mouvement du fluide est induit par une cause indépendante des différences de température (pompe, ventilateur,...).

L'étude du transfert de chaleur par convection permet de déterminer les échanges de chaleur se produisant entre un fluide et une paroi.

-Régime d'écoulement, Compte tenu du lien entre le transfert de masse et le transfert de chaleur, il est nécessaire de prendre en compte le régime d'écoulement. Considérons à titre d'exemple l'écoulement d'un fluide dans une conduite :

3.5.1.3 En régime laminaire : l'écoulement s'effectue par couches pratiquement indépendantes.

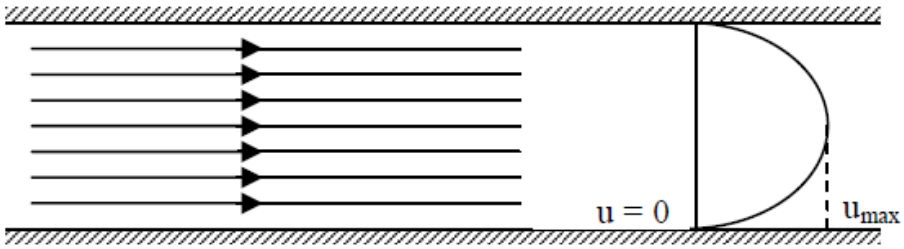
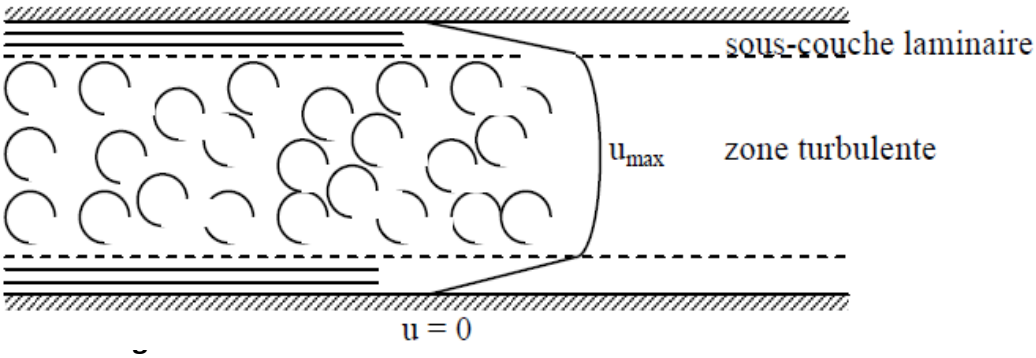


Figure 3.2 : Schématisation d'un écoulement laminaire

Entre deux filets fluides adjacents les échanges de chaleur s'effectuent donc :

- Par conduction uniquement si l'on considère une direction normale aux filets fluides.
- Par convection et conduction (négligeable) si l'on considère une direction non normale aux filets fluides.

En régime turbulent, l'écoulement n'est pas unidirectionnel



L'échange de chaleur dans la zone turbulente s'effectue par convection et conduction dans toutes les directions. On vérifie que la conduction moléculaire est généralement négligeable par rapport à la convection et à la « diffusion turbulente » (mélange du fluide dû à l'agitation turbulente) en dehors de la sous-couche laminaire.

3.6 Expression du flux de chaleur [3]

3.6 .1 Analogie de Reynolds

De même qu'au niveau moléculaire on explique la viscosité des gaz par la transmission des quantités de mouvement des molécules lors des chocs intermoléculaires, on explique la transmission de la chaleur par la transmission d'énergie cinétique lors de ces mêmes chocs.

Cette liaison intime des phénomènes de viscosité et de transfert de chaleur conduit à l'analogie de Reynolds : dans un écoulement fluide avec transfert de chaleur, le profil des vitesses et le profil des températures sont liés par une relation de similitude schématisée sur la figure 5.4. Cette similitude sera démontrée plus loin dans le cas d'un écoulement sur une plaque plane chauffée.

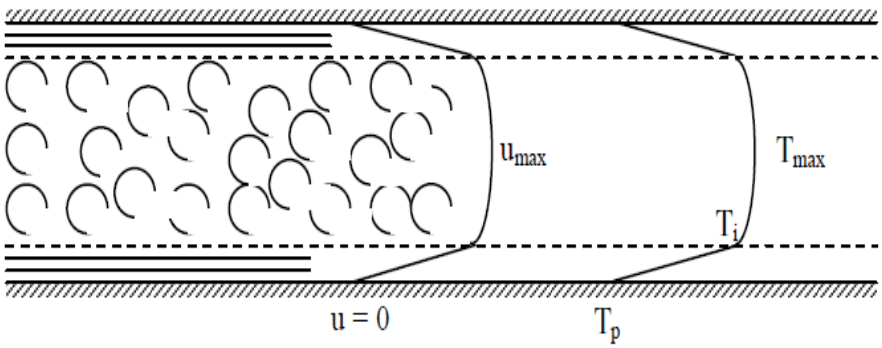


Figure 3.4 Représentation de l'analogie de Reynolds dans le cas d'un écoulement turbulent dans un tube

Couches limites dynamique et thermique

Quel que soit le régime d'écoulement, il demeure une couche limite dynamique dans laquelle l'écoulement est laminaire et dont l'épaisseur est d'autant plus réduite que le nombre de Reynolds est grand. L'épaisseur de cette couche limite varie en fonction de nombreux paramètres : nature du fluide, température, rugosité de la paroi, ...

L'analogie de Reynolds montre que le gradient thermique est particulièrement important au voisinage de la paroi, dans une couche limite thermique qui se développe de manière analogue à la couche limite dynamique.

Quel que soit le régime d'écoulement du fluide, on considère que la résistance thermique est entièrement située dans cette couche limite thermique qui joue le rôle d'isolant.

Ceci correspond au modèle de Prandtl représenté sur la figure 3.5 à titre d'exemple pour l'écoulement turbulent d'un fluide dans une conduite.

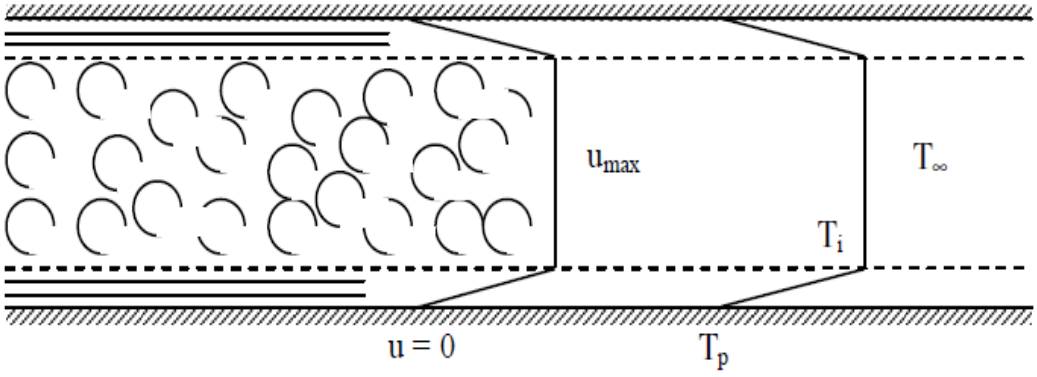


Figure 3.5 Représentation du modèle de Prandtl pour un écoulement turbulent dans une conduite

Expression du flux [4]

Quel que soit le type de convection (libre ou forcée) et quel que soit le régime d'écoulement du fluide (laminaire ou turbulent), le flux de chaleur φ est donné par la relation dite loi de Newton :

$$\varphi = h\ S\ \Delta\theta$$

Le problème majeur à résoudre avant le calcul du flux de chaleur consiste à déterminer le coefficient de transfert de chaleur par convection h qui dépend d'un nombre important de paramètres : caractéristiques du fluide, de l'écoulement, de la température, de la forme de la surface d'échange, On trouvera dans le tableau 5.1 l'ordre de grandeur du coefficient de transfert de chaleur par convection pour différentes configurations

Tableau 3.1 : Ordre de grandeur du coefficient de transfert de chaleur par convection [5]

Configuration	H($Wm^{-2}\ ^{\circ}C^{-1}$)
<u>Convection naturelle</u>	
Dans un gaz	2-10
Dans un liquide	100-1000
<u>Convection forcée</u>	
Avec un gaz	10-200
Avec un liquide	100-5000
<u>Ebullition De l'eau</u>	
Dans récipient	2500-35000
En écoulement dans un tubes	5000-100000
<u>Condensation de l'eau sous 1 atm</u>	
Sur une surface verticale	1000-11000
A l'extérieure de tubes horizontaux	10000-25000

3.7 3 Calcul du flux de chaleur en convection forcée

Dans certains cas de figure simples, un calcul théorique peut permettre d'aboutir à une expression analytique du flux de chaleur échangé par convection entre un fluide et une paroi. Nous traiterons ici à titre d'exemple le cas classique de l'écoulement laminaire en régime permanent d'un fluide à propriétés physiques constantes à la température T_{∞} sur une paroi plane de longueur L maintenue à une température.

On constate que la vitesse du fluide évolue d'une valeur nulle à la paroi à une

valeur proche de u_∞ dans une zone d'épaisseur $\delta(x)$ appelée couche limite dynamique. De la même manière, la température du fluide évolue de la valeur Tp à la paroi à une valeur proche de T_∞ dans une zone d'épaisseur) $\Delta(x)$ appelée couche limite thermique.

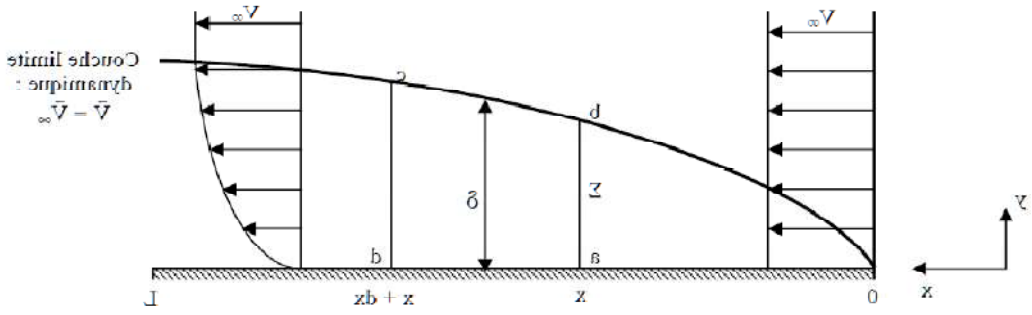


Figure 3.6 Schématisation du développement d'une couche limite dynamique sur une plaque plane [5]

L'équation de conservation de la masse s'écrit sous forme intégrale (cf. annexe A.5.1) :

$$\int_\Lambda \frac{\partial \rho}{\partial t} dv + \int_\Sigma \rho \overline{V}.\vec{n}\, dS = 0 \qquad (3.6)$$

Où $\vec{n}$ est la normale extérieure à Σ.

En régime permanent. : $\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$ Appliquons cette relation au volume [abcd] représenté sur la figure 5.6 :

$$\int_\Sigma \rho \vec{V}.\vec{n}\, dS = -\rho \left(\int_0^\delta U\, dy\right)_X + \rho \left(\int_0^\delta U dy\right)_{X+dX} + \int_{bc} \rho \vec{V}_\infty.\vec{n}\, dS = 0 \qquad (3.7)$$

flux masse	flux masse	flux masse
Sortant par ab	sortant par cd	sortant par bc

L'équation de conservation de la quantité de mouvement en régime permanent (Théorème d'Euler, cf. annexe A.5.1) s'écrit :

$$\int_{bc} \rho \vec{V}_{\infty}.\vec{n}\,\mathrm{dS} = -\rho \frac{d}{dX}\left(\int_0^{\delta} U dy\right)\mathrm{dx} \qquad (3.8)$$

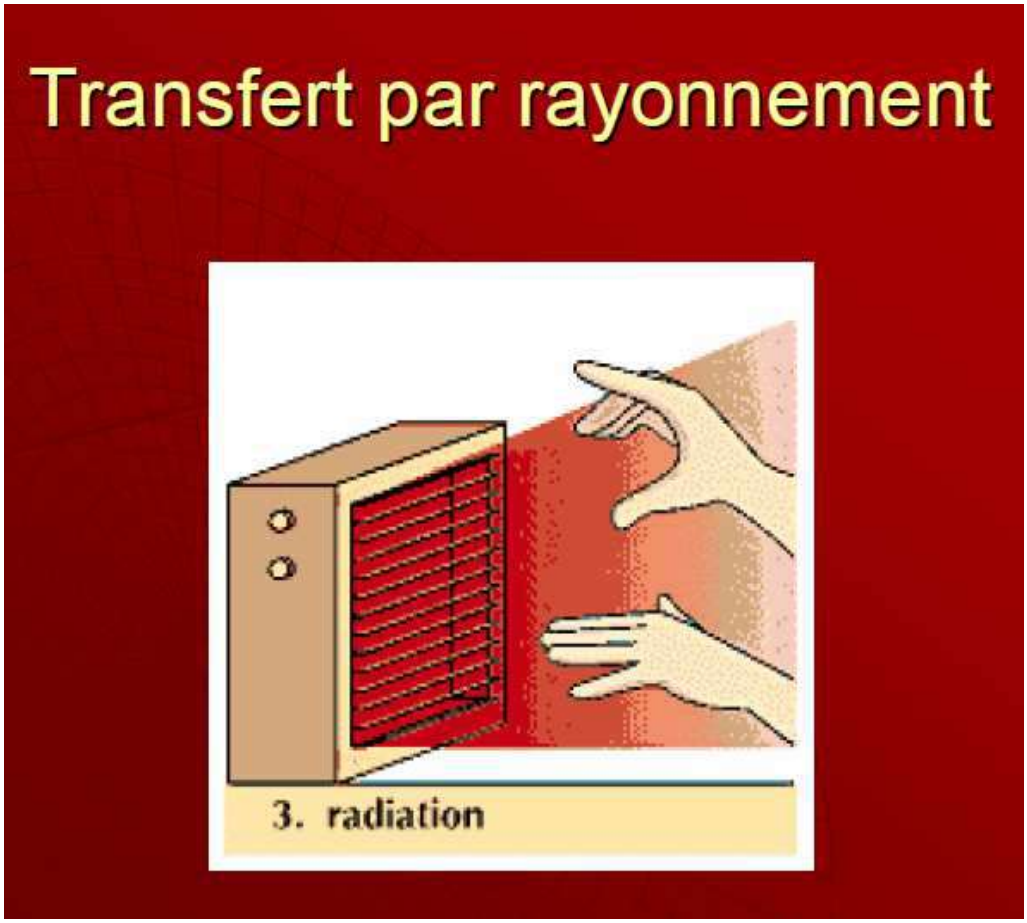
Car f = 0 (pas de force de volume due à un champ extérieur)

Où $\vec{T}$ sont les forces extérieures (par unité de surface) s'exerçant par contact sur les faces de la surface Σ délimitant le volume V.

Appliquons cette relation au volume [abcd] :

CHAPITRE 4

Transfert de chaleur par rayonnement



4.1 Généralités et Définition

4.1.1 Nature du rayonnement

Tous les corps, quelque soit leur état : solide, liquide ou gazeux, émettent un rayonnement de nature électromagnétique. Cette émission d'énergie s'effectue au détriment de l'énergie interne du corps émetteur.

Le rayonnement se propage de manière rectiligne à la vitesse de la lumière, il est constitué de radiations de différentes longueurs d'onde comme l'a démontré l'expérience de William Herschel [1]

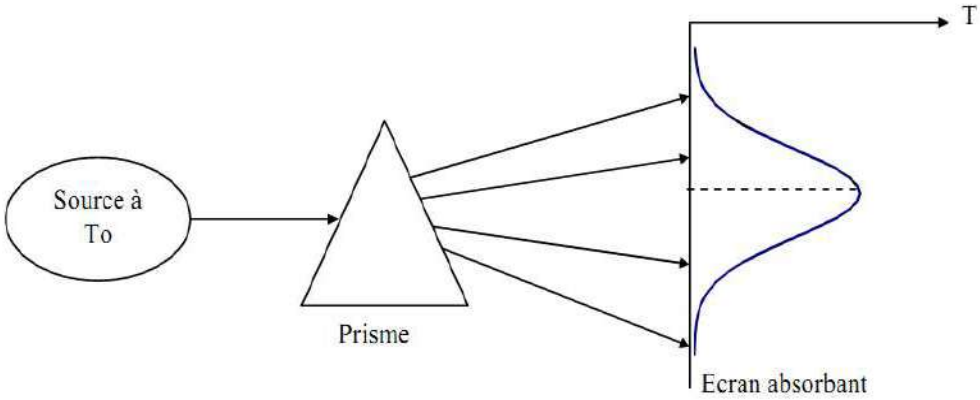


Figure 4.1 Principe de l'expérience de William Herschel[1]

En passant à travers un prisme, les radiations sont plus ou moins déviées selon leur longueur d'onde.

On envoie donc les radiations émises par une source à la température T0 sur un prisme et on projette le faisceau dévié sur un écran absorbant (noirci), on obtient ainsi la décomposition du rayonnement total incident en un spectre de radiations monochromatiques.

Si l'on déplace le long de l'écran un thermomètre, on mesure la température Te caractérisant l'énergie reçue par l'écran dans chaque longueur d'onde. En construisant la courbe Te = f(λ), on obtient la répartition spectrale de l'énergie rayonnée pour la température T0 de la source. On constate alors que:

- L'énergie émise est maximale pour une certaine longueur d'onde λm variable avec T0. [1]
- L'énergie n'est émise que sur un intervalle [λ1, λ2] de longueur d'onde

caractérisant le rayonnement thermique.

On trouvera représentés sur la figure 4.2 les différents types d'ondes électromagnétiques et leurs longueurs d'ondes correspondantes. On retiendra que le rayonnement thermique émis par les corps se situe entre 0,1 et 100 µm.

On notera par ailleurs que le rayonnement est perçu par l'homme :

- Par l'œil : pour 0,38 µm < λ < 0,78 µm rayonnement visible.
- Par la peau : pour 0,78 µm < λ < 314 µm rayonnement IR.

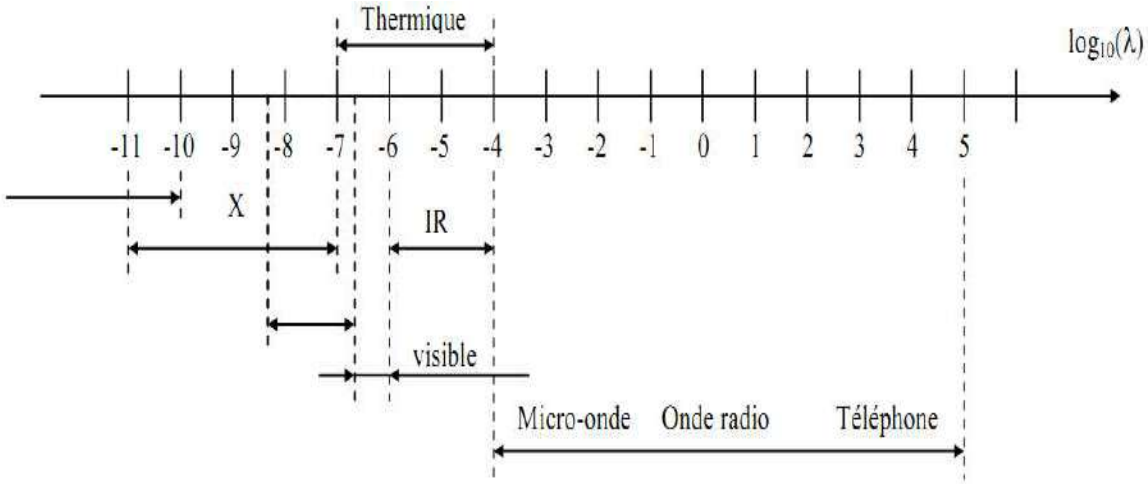


Figure 4.2 Spectre des ondes électromagnétiques (λ en m) [1]

4.1.2 Classification

Les grandeurs physiques seront distinguées selon :

- La composition spectrale du rayonnement
- Si la grandeur est relative à l'ensemble du spectre elle est dite totale.
- Si elle concerne un intervalle spectral étroit dλ autour d'une longueur d'onde λ elle est dite monochromatique : Gλ.
- La distribution spatiale du rayonnement
- Si la grandeur est relative à l'ensemble des directions de l'espace, elle est dite hémisphérique.

- Si elle caractérise une direction donnée de propagation, elle est dite directionnelle Gx

4.1.3 Définition relative eux source Flux

On appelle flux d'une source S la puissance rayonnée notée φ par S dans tout

l'espace qui l'entoure, sur toutes les longueurs d'onde. Le flux φ s'exprime en W.

- Le flux envoyé par un élément de surface dS dans un angle solide élémentaire dΩ est noté d2φ

- Le flux envoyé dans tout l'espace par une surface élémentaire dS est noté dφLe -

- flux envoyé par une surface S dans l'angle solide dΩ entourant la direction Ox est noté dφx.

Nous avons donc les relations suivantes

$$\varphi = \int_S d\varphi = \int_\Omega d\varphi_x \quad \text{avec } d\varphi = \int_\Omega d^2\,\varphi \tag{4.1}$$

Rappel sur les angles solides élémentaires :

L'angle solide sous lequel depuis un point O on voit une surface S est par définition l'aire de la surface intersection de la sphère de rayon unité et du cône de sommet O s'appuyant sur le contour de la surface S.

L'angle solide élémentaire dΩ sous lequel est vu d'un point O le contour d'une petite surface dS (assimilée à une surface plane) peut être calculé par :

$$d\Omega = \frac{dS\cos\alpha}{r^2} \tag{4.2}$$

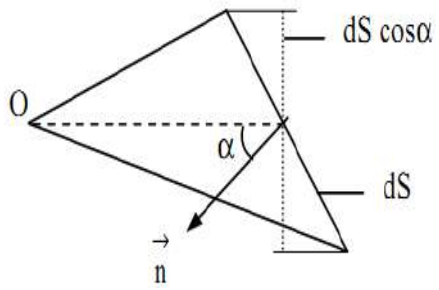


Figure 4.3 Schéma de l'angle solide Propriétés [5]

- La valeur d'un angle solide Ω est compris entre 0 et 4π
- Pour un cône de demi-angle au sommet α : Ω=2π(1-cos α)
- Emittance énergétique -
- Monochromatique :

Un élément de surface dS émet un certain flux d'énergie par rayonnement dans toutes les directions du ½

espace. Ce flux est réparti sur un intervalle de longueurs d'ondes. Si l'on considère le flux d'énergieé $d\varphi_{\lambda}^{\lambda+d\lambda}$ mis entre les deux longueurs d'ondes λ et λ+dλ λ+dλ, on définit l'émittance monochromatique d'une source à la température T par :

$$M_{\lambda T} = \frac{d\varphi_{\lambda}^{\lambda+d\lambda}}{dS\, d\lambda} \tag{4.3}$$

C'est la densité de flux de chaleur émise par rayonnement par dS sur tout le spectre des longueurs d'ondes. Elle n'est plus fonction que de la température T et de la nature de la source :

$$M_T = \int_{\lambda=0}^{\lambda=\infty} M_{\lambda T}\, \mathrm{d}\lambda = \frac{d\varphi}{\mathrm{dS}} \tag{4.4}$$

4.2 Intensité énergétique dans une direction

Soi α l'angle fait par la normal à la surface émettrice S avec la direction Ox. La projection de dS sur le plan perpendiculaire à Ox définit la surface émettrice apparente dSx = dS cos α. L'intensité énergétique élémentaire dIx dans la direction Ox par unité de surface émettrice apparente dSx s 'appelle la luminance énergétique Lx. En partant de la relation:

$$L_X = \frac{I_X}{dS_X} = \frac{I_X}{dS\cos\alpha} = \frac{d^2\varphi_X}{d\Omega\, dS\cos\alpha} \tag{4.5}$$

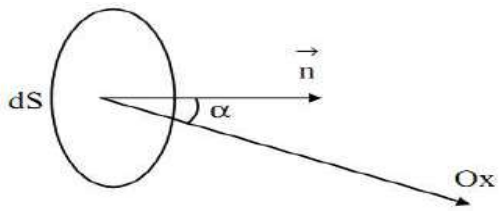


Figure 4.4 Schéma de définition des angles [5]

4.3 Lois du rayonnement

4.3.1 Loi de Lambert

Une source est isotrope si la luminance est indépendante de la direction Lx

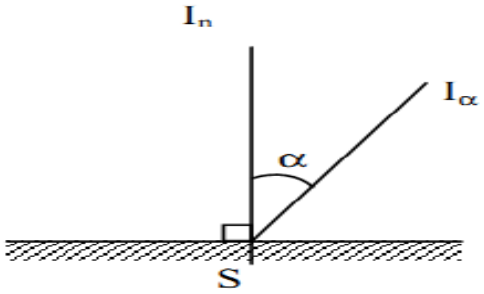


Figure 4.5 source est isotrope [5]

$$L_x = \frac{I_x}{dS_x} = \frac{I_x}{dS\cos\alpha} \qquad (4.6)$$

De l'égalité Lx = L on déduit la loi de Lambert pour une source isotrope :

$$\frac{dI_x}{dS} = L\cos\boldsymbol{\alpha} \qquad (4.7)$$

Ainsi l'indicatrice d'émission est une sphère tangente en O à la surface émettrice lorsque celle-ci suit la loi de Lambert :

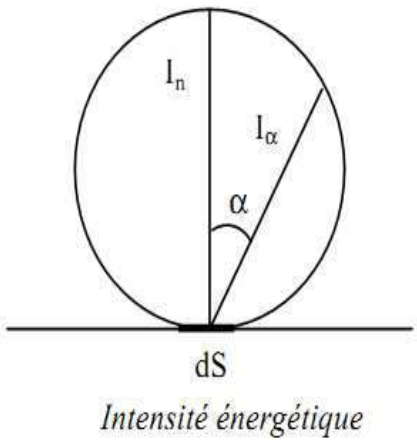


Figure 4.6 : Schématisation de la luminance et de l'intensité énergétique d'une source isotrope [5]

Remarque : Comme pour un cône de demi-angle au sommet :

$$\boldsymbol{\alpha}: 2\pi(cos\boldsymbol{\alpha}) \text{ et } d\Omega = 2\pi\, sin\alpha\, \mathrm{d}\alpha \tag{4.8}$$

Lorsqu'un corps suit la loi de Lambert :

$$M = \frac{d\varphi}{dS} = L\int_{\alpha=0}^{\alpha=\pi/2} cos\alpha\, d\Omega = 2\pi L\int_{\alpha=0}^{\alpha=\pi/2} cos\alpha\, sin\alpha\, d\alpha \tag{4.9}$$

Soit : $M = \pi . L$

4.3.2 Lois physiques

4.3.2.1 Loi de Kirchoff

A une température T donnée et pour une longueur d'onde λ donnée, le rapport est le même pour tous les corps.

Pour le corps noir :$\alpha_{\lambda T}$ = 1, le rapport $\frac{M_{\lambda T}}{\alpha_{\lambda T}}$ est donc égal à $Mo_{\lambda T}$ en appelant $Mo_{\lambda T}$ l'émittance monochromatique du corps noir, donc :

$$M_{\lambda T} = \alpha_{\lambda T.} Mo_{\lambda T} \tag{4.10}$$

L'émittance monochromatique de tout corps est égale au produit de son pouvoir absorbant monochromatique

par l'émittance monochromatique du corps noir à la même température, d'où l'intérêt de connaître le rayonnement émis par le corps noir.

4.3.2.2 Loi de Kirchoff généralisée

Dans le cas du corps gris, on peut généraliser cette loi ce qui facilite les applications. En effet pour un corps gris αλT = αT , donc :

$$M_T = \int_{\lambda=0}^{\lambda=\infty} M_{\lambda T} d\lambda = \int_{\lambda=0}^{\lambda=\infty} \alpha_{\lambda T} Mo_{\lambda T} d\lambda = \alpha_T \int_{\lambda=0}^{\lambda=\infty} Mo_{\lambda T} d\lambda \tag{4.11}$$

En appelant Mo_T l'émittance totale du corps noir à la température T, nous obtenons pour un corps gris

$$M_T = \alpha_{T=} Mo_T \quad (4.12)$$

L'émittance totale MT d'un corps gris à la température T est égal au produit de son pouvoir absorbant α_T par l'émittance totale Mo_T du corps noir à la même température.

Rayonnement du corps noir : Emittance monochromatique

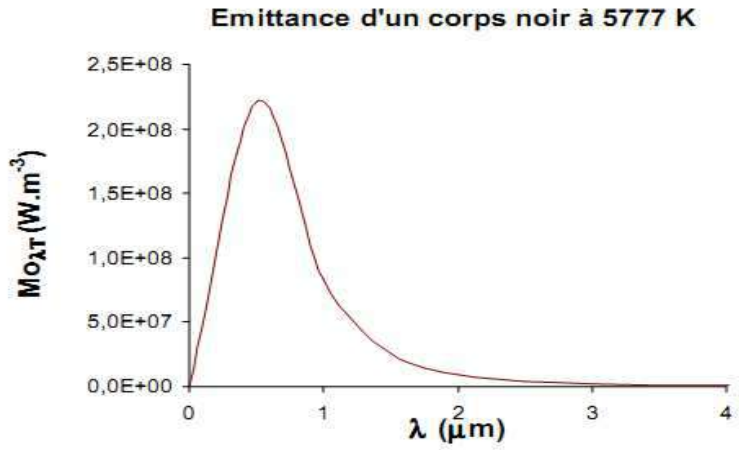
Elle est donnée par la loi de Planck :

$$Mo_{\lambda T} = \frac{C_1 \lambda^{-5}}{\exp\left(\frac{C_2}{\lambda T}\right) - 1} \quad (4.13)$$

Avec : C1= 3,742.10-16 W.m-2

C2 = 1,4385.10-2 m.K

La loi de Planck permet de tracer les courbes isothermes représentant les variations de MoλT en fonction de la longueur d'onde pour diverses températures :



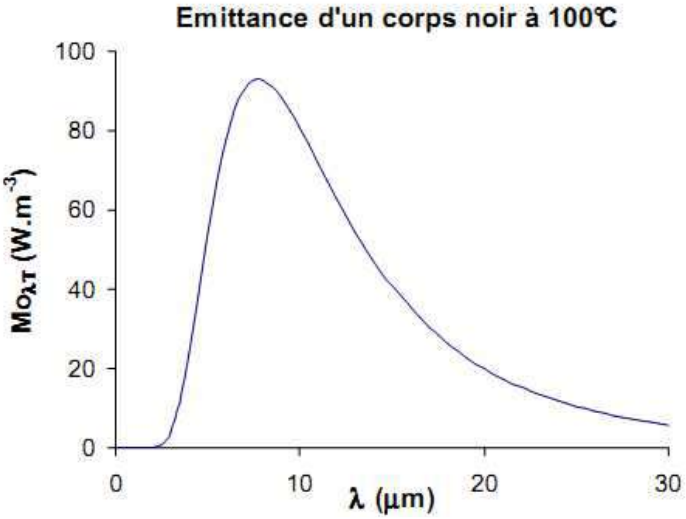


Figure 4.7 Emittance monochromatique d'un corps noir à deux températures différentes [2]

Remarque

- La longueur d'onde λ_M pour la quelle l'émission est maximale varie avec la température de la source :

$$\lambda_{M=\frac{2,897.10^{-3}}{T}} \quad (4.14)$$

$$Mo_{\lambda T} = 0,410(\frac{T}{10}) \quad (4.15)$$

Avec T : Température (K).

CHAPITRE 5

Ailettes et ailette rectangulaire



5.1 Généralités sur les ailettes

Afin d'équilibrer les résistances thermiques externes et internes, on augmente la surface d'échange extérieur. Ces ailettes peuvent être plates ou plus souvent ondulées ou gaufrées afin d'améliorer le coefficient d'échange extérieur. L'ailette est un dispositif qui permet de créer des perturbations et de la turbulence au niveau de l'écoulement du fluide entourant l'ailette (elle permet d'augmenter le niveau de la turbulence dans la couche limite), mais surtout la surface d'échange de chaleur, donc le transfert thermique. Elle est utilisée, en particulier dans les échangeurs industriels, les radiateurs de véhicules, de chauffage central, et le refroidissement des composantes électroniques, …etc. [1]

5.2 Définition des ailettes

L'ailette a pour fonction d'amplifier les échanges de chaleur entre un mur plan et un fluide extérieur. Le transfert entre l'ailette et le mur se fait par conduction, alors que les échanges avec le fluide extérieur ont lieu par convection. Un exemple très contemporain de ce type d'application est le refroidissement des microprocesseurs, dont la tendance à l'échauffement est combattue par un abaissement de la tension de fonctionnement, d'une part, et par des radiateurs à ailettes, d'autre part. [1]

Considérons une ailette d'épaisseur *e*, de longueur *L*, de largeur *H*. L'épaisseur est supposée être petite par rapport à la longueur et la largeur. On néglige toutes les variations de température sur une section droite de l'ailette, et on suppose que *T* est fonction de la seule distance *x* par rapport au mur.

$\mathbf{T_F}$ température du fluide extérieur

$\mathbf{T_0}$ température du mur, et donc de l'ailette en $x = 0$

λ conductivité thermique de l'ailette

H coefficient d'échange moyen entre l'ailette et l'air

5.3 Intérêt des ailettes

L'ailette est un appendice généralement en métal raccordé au dispositif que l'on désire refroidir efficacement. L'idée est d'augmenter la surface d'échange par ce moyen [1-3]. C'est un moyen d'intensification des échanges thermiques.

Les ailettes garnissent les radiateurs d'appartement, des voitures, sur le micro processeurs…Sur certaines installations on met une plaque recouverte d'ailettes, ce qui augmente donc la surface, mais de plus on place un petit ventilateur, ce qui augmente le facteur d'échange. [1]

La loi de FOURIER entraîne que plus une surface d'extraction de la chaleur est grande plus la quantité de chaleur qui passe par cette surface et qui est dissipée dans le milieu ambiant est grande. Par conséquent la difficulté d'obtenir de grandes surfaces d'échange sous des volumes compacts liée à celle de créer de grands coefficients de convection pour les gaz (en particulier pour l'air fluide mauvais convecteur) a conduit les constructeurs d'échangeurs thermique à augmenter les surfaces d'échange au moyen d'ailettes étant donné qu'il est le plus pratique et le plus répandu**.** [1]

Les ailettes ou surfaces secondaires accroissent la surface d'échange globale ou le coefficient global d'échange thermique si l'on se réfère à la surface initiale ou surface primaire.

Ce fait est utilisé souvent pour résoudre des problèmes de refroidissement des moteurs à combustion interne. Les ailettes s'appliquent sur un vaste domaine qui implique presque toutes les industries, puisqu'elles participent à l'échange de l'énergie. Elles constituent le matériel dominant de 90 % des échangeurs intéressant l'industrie mondial du chauffage, du conditionnement d'air et de froid. Un des développements les plus récents est la batterie froide à eau glacée.

Cet équipement est le composant central des systèmes de climatisation classique de type centrale de traitement d'air, et de ventilo-convecteurs. La batterie froide est un échangeur de chaleur entre deux fluides, l'air (fluide secondaire) et généralement l'eau (fluide primaire). La batterie est constituée de plusieurs rangées de tubes reliés entre eux par des coudes afin de former des circuits de circulation de fluide. Le fluide primaire (eau) circule dans les tubes qui sont perpendiculaires à l'écoulement du fluide secondaire (air). Afin d'équilibrer les résistances thermiques côté air et côté

eau, on augmente la surface d'échange côté air à l'aide d'ailettes. Une visualisation de la batterie, montre qu'il est inconcevable de se passer de ces ailettes sans que l'équipement perde la totalité de son rôle.

Dans un autre axe, on utilise souvent les grilles. C'est une bouche d'air comprenant de multiples passages pour l'air. Les plus simples comportent des ailettes fixes, mais les types les plus utilisés comportent des ailettes réglables, verticales ou horizontales permettant une certaine souplesse pour le réglage de la déflexion du jet. D'autres modèles comportent à la fois des ailettes verticales et horizontales (double déflexion).

Cette énumération brève des multiples applications des ailettes montre l'intérêt croissant quant à la détermination des paramètres régissant le transfert thermique ainsi que l'optimisation de ces dispositions. Notons aussi, l'apparition de plusieurs moyens d'intensification d'échange thermique, mais l'ailette reste la plus utilisée et la plus pratique.

Les ailettes sont généralement utilisées à l'extérieur des tubes, mais dans quelques cas elles peuvent être utilisées sur les parois internes des tubes La Conception des tubes ailettes est caractérisée par les performances de fabrication indiquées au tableau 3.

Tableau 5.1 Techniques de fabrication des tubes ailettes [5]

Les ailettes peuvent être catégorisées a l'extérieur des tubes comme suit:

Type	Fabrication	Température maximale fonctionnement.	Matériau d'ailette	Matériaux de tube
Ailette 'G'	Bande d'ailette enroulée sur le tube de base.	450°C	Aluminium ou Cuivre	Pas de limites théoriques
Ailette 'L'	La fabrication est exactement comme le cas d'ailette 'L',	260°C	Aluminium ou Cuivre.	Pas de limites théoriques

	mais on molette le tube de base avant			
Ailette semi-ondulée	Elle est enroulée sur tension autour du tube	250°C	Carbone/acier inoxydable sur Cuivre	Carbone/Acier inoxydable sur Cu et alliages
Ailette Extrudée Haute Fréquence	Le tube à ailette est bimétallique qui consiste en un Tube interne et un tube externe.	280°C	Aluminium.	Pas de limites théoriques
Ailette 'KL'	La fabrication est exactement comme le cas d'ailette 'L', mais on molette le tube de base avant	260°C	Aluminium ou Cuivre.	Pas de limites théoriques

Ailettes normales sur les tubes individuels, connus sous le nom tube ailette**, figures** plaques (ordinaire, ondulée, interrompue) ailettes externes sur une collection de tubes.

5.4 Applications

Les applications sont diverses, ont peut trouver des ailettes dans la réfrigération, les processus cryogénique, dans le matériel électrique et électronique, dans les fours et les turbines à gaz, dans les chaudières et les dissipateurs de chaleur. On peut les voir sur les radiateurs, le radiateur de voiture, une casserole et son manche sont en fait deux ailettes, sur les microprocesseurs qui est une application très contemporaine (on met une plaque recouverte d'ailettes sur certains

microprocesseurs pour augmenter la surface de refroidissement ; dont la tendance à l'échauffement est combattue par un abaissement de la tension de fonctionnement d'une part et par des radiateurs à ailettes d'autre part).

Les échangeurs de chaleur à ailettes font partie des applications les plus courantes, nous illustre un type d'échangeur de chaleur utilisé en cryogénie, il est constitué d'un assemblage d'ailettes intercalées entre des tôles planes. Les ailettes (ondes) disposées au contact des tôles constituent une surface secondaire d'échange permettant l'écoulement de la chaleur chaude vers le fluide froid à travers la structure composite [4]

5.5 Distribution de la température dans l'ailette

La distribution de la température dans l'ailette n'est pas constante cela est due à la résistance au transfert thermique dans le matériau d'ailette [2], un profil typique de la température est montré sur **La fig. 5.1**. [7]

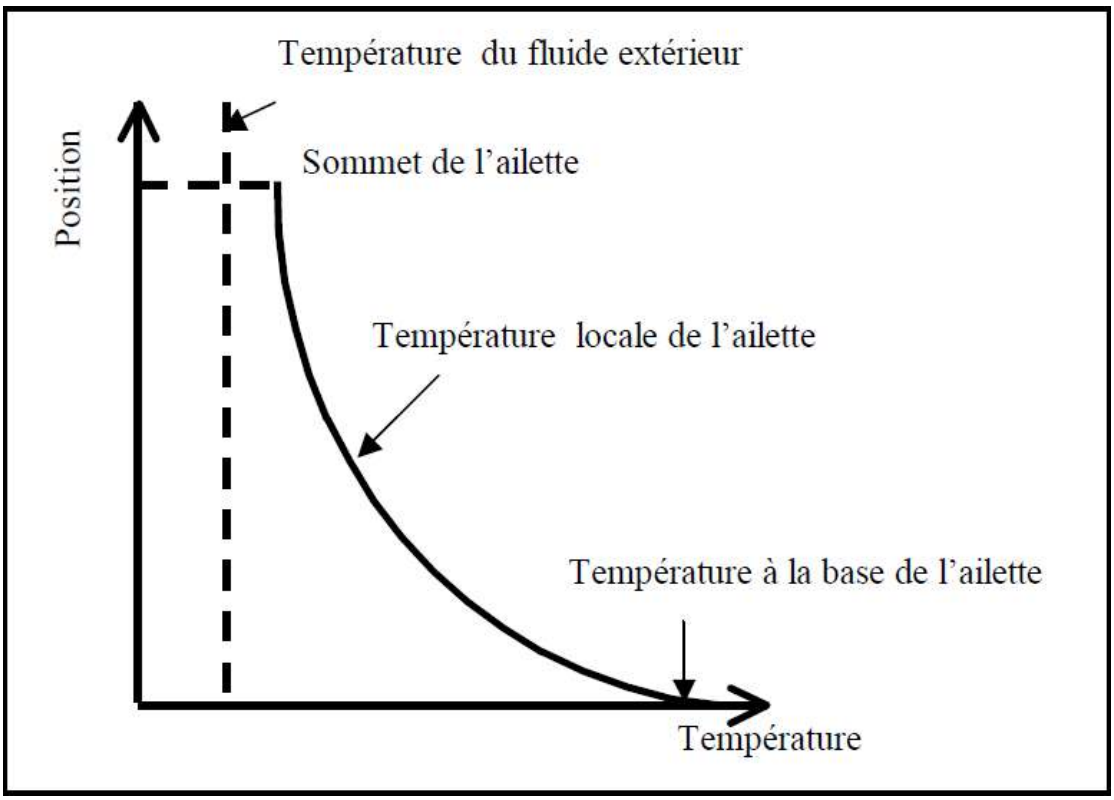


Figure 5.1 : Distribution de la température dans l'ailette [7]

5.5.1 Distribution des températures le long d'une ailette

Les détails de calcul sont complètement complexes. Les résultats dépendent d'un certain nombre de paramètres incluant la géométrie de l'ailette (forme, hauteur, et épaisseur) le matériau de l'ailette, et la température de fluide extérieur et aussi le coefficient du transfert thermique [6].

Il est nécessaire de faire plusieurs suppositions; par exemple, la plupart des analyses supposent une température constante du fluide extérieur et un coefficient de transfert constant sur tous les points de la surface de l'ailette. En réalité le phénomène du transfert thermique exige une grande complexité dans l'analyse, puisque il met deux modes en interface à savoir la conduction et la convection qui sont conjugués.

5.6 L'efficacité de l'ailette

On définit l'efficacité d'une ailette comme le rapport du flux qu'elle échange sur le flux qu'elle échangerait si sa température était uniforme.

$$\eta = \frac{\text{q transmise dans l'ailette}}{\text{q ideale}}$$

q idéale c'est la quantité de chaleur qui serait transmise par convection ou rayonnement à partir de la surface de base de la tige si l'ailette était supprimée.

$q_i = A_a\, h\, \theta_b$ où q_i est le flux de chaleur idéal

A_a Surface totale de l'ailette

et $\theta_b = T_b - T_\infty$

Si on prend le cas du transfert thermique négligeable à la pointe (sommet adiabatique), on aura : $\eta = \frac{\text{th mL}}{\text{mL}}$

On observe que lorsque la longueur de l'ailette croit, le rendement diminue. Des ailettes démesurément longues accroissent inutilement le poids et encombrent, sans améliorer significativement les échanges de chaleur.

Si on a plusieurs ailettes :

q total= q ailettes + q sans ailettes

$$\eta A_a h\theta_b + (s_t - A_a)h\theta_b$$

A_a surface des ailettes

S_t est la surface totale sujette au transfert thermique, comprenant les surfaces contenant les ailettes et celles ne contenant pas les ailettes.

5.7 Rendement d'une surface ailettée

Le rendement d'une surface ailettée est défini comme le rapport du flux échangé sur toute la surface, sur le flux qui aurait été échangé si la totalité de la surface était à la température Tb (la température de la base) [2]

$$\eta = \frac{\text{q total}}{\text{h st (Tb} - \text{T}\infty)}$$

Le rendement d'une surface ailettée est finalement :

$$\eta = \frac{1+\eta_a \frac{Sa}{Sb}}{1+\frac{Sa}{Sb}}$$

S_a : surface d'échange des ailettes

S_b : surface d'échange des parties de surfaces mères non recouvertes d'ailettes.

η_a : efficacité d'une ailette

4.8 : Problème de l'ailette

L'ailette a pour fonction d'amplifier les échanges de chaleur entre un mur plan et un fluide extérieur.

Le transfert entre l'ailette et le mur se fait par conduction, alors que les échanges avec le fluide extérieur ont lieu par convection.

Un exemple très contemporain de ce type d'application est le refroidissement des microprocesseurs, dont la tendance à l'échauffement est combattue par un abaissement de la tension de fonctionnement, d'une part, et par des radiateurs à ailettes, d'autre part. [1]

Considérons une ailette d'épaisseur e, de longueur L, de largeur H. L'épaisseur est supposée être petite par rapport à la longueur et la largeur. On néglige toutes les variations de température sur une section droite de l'ailette, et on suppose que *T* est fonction de la seule distance *x* par rapport au mur.

On pose :

T_F : température du fluide extérieur

T_0 : température du mur, et donc de l'ailette en x = 0

λ: conductivité thermique de l'ailette

h : coefficient d'échange moyen entre l'ailette et l'air

Considérons le petit volume en forme de parallélépipède de largeur H, d'épaisseur e et de longueur dx : Il reçoit de la chaleur par ***conduction***, du côté du mur, sur une surface $\Omega = H \cdot e$.

Il cède de la chaleur par conduction par la face opposée, sur la même surface Ω.

Il cède de la chaleur par **convection** sur une surface $S = P \cdot dx$ où $P = 2\,(H + e)$ est le périmètre.

Sur ce petit volume, le bilan thermique va s'écrire :

$$\varphi x \cdot \Omega - \varphi x+dx \cdot \Omega - h \cdot S \cdot (Tx - TF\,) = 0$$

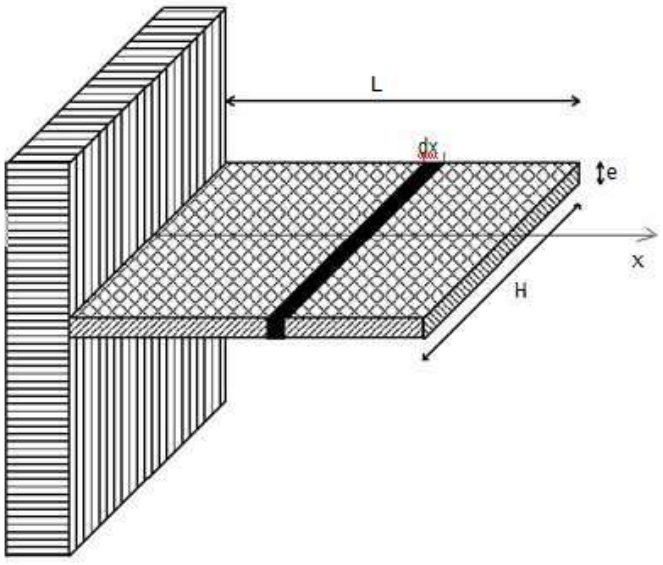


Figure 5.2 mur plan et un fluide extérieur.

Ou $\varphi_x + dx = \varphi_x + \frac{\partial \varphi_x}{\partial x} \cdot dx$ et $\varphi_x = -\lambda \cdot \frac{dT_x}{dx}$

Soit: $\varphi_x - \varphi_x + dx = -\frac{\partial \varphi_x}{\partial x} dx$ et $\frac{\partial \varphi_x}{\partial x} = -\lambda \cdot \frac{d^2 T_x}{dx^2}$

Ce que donne $\lambda \cdot \frac{d^2 T_x}{dx^2} \cdot dx \cdot \Omega - h \cdot P \cdot dx . (T_x - T_F) = 0$

$\frac{d^2 T}{dx^2} - \frac{h.P}{\lambda.\Omega} \cdot (T - T_F) = 0$

Remarquons que l'expression $\frac{\lambda.\Omega}{h.P}$ a la dimension d'une surface.

Posons : $\theta = T - T_F$ $\quad D = \sqrt{\frac{\lambda.\Omega}{h.P}}$; $\quad x = \frac{x}{D}$

L'équation (11) devient finalement : $\frac{d^2\theta}{dX^2} - \theta = 0$

Notons que θ a la dimension d'une température, alors que *X* est sans dimension.

La solution de l'équation différentielle du second ordre est du type :

$\theta = A \cdot ch(X) + B \cdot sh(X)$

5.8.1 Problème de la barre encastrée

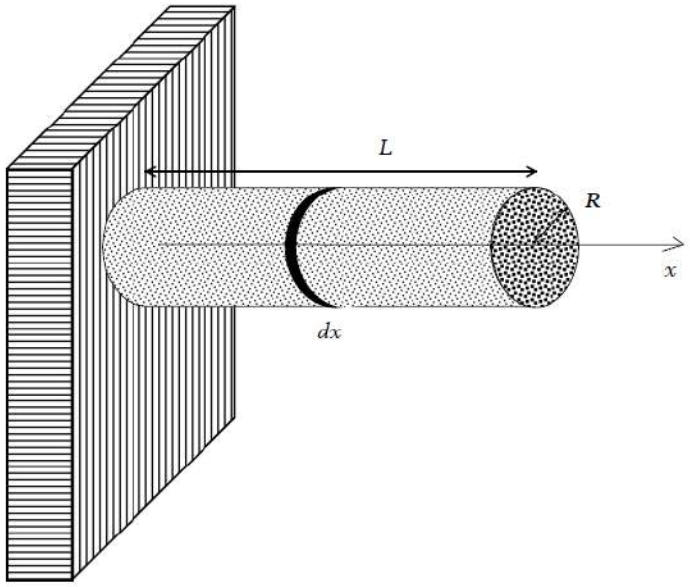


Figure 5.3 barre encastrée [1]

La barre encastrée se traite comme l'ailette, avec quelques nuances.

En général, on ne néglige pas la transmission de chaleur en bout de barre.

Considérons une barre cylindrique encastrée de longueur *L*, de rayon *R*. On néglige toutes les variations de température sur une section droite de la barre et on suppose que *T* est fonction de la seule distance *x* par rapport au mur.

On pose :

T_F : température du fluide entourant la barre

T_0 :température du mur, et donc de la barre en $x = 0$

λ :conductivité thermique de la barre

h :coefficient d'échange moyen entre la barre et l'air

Considérons le petit volume en forme de cylindre de rayon *R* et de longueur *dx* :

Il reçoit de la chaleur par ***conduction***, du côté du mur, sur une surface

$\Omega = \pi \cdot R2$**.**

Il cède de la chaleur par ***conduction*** par la face opposée, sur la même surface Ω

Il cède de la chaleur par ***convection*** sur une surface $S = P \cdot dx$ où $P = 2\pi R$ est le périmètre.

Sur ce petit volume, le bilan thermique va s'écrire :

$$\varphi x \cdot \Omega - \varphi x + dx \cdot \Omega - h \cdot S \cdot (Tx - TF) = 0$$

$$\frac{d^2T}{dx^2} - \frac{h.P}{\lambda . \Omega} . (T - T_F) = 0$$

En posant :$\theta = T = T_F$ $\qquad D = \sqrt{\frac{\lambda . \Omega}{h.P}}$ et $X = \frac{x}{D}$

L'équation différentielle est la même :$\frac{d^2\theta}{dX^2} - \theta = 0$

La solution de l'équation différentielle du second ordre est du type :

$$\theta = A \cdot \mathrm{ch}(X) + B \cdot \mathrm{sh}(X)$$

5.9 Ailette rectangulaire longue de section constante

Dans le cas de l'ailette longue, on émet l'hypothèse que : T(x=L) = T∞, où L est la longueur de l'ailette.

Les conditions aux limites s'écrivent alors : en x = 0 : $\theta(0) = T_0 - T\infty$ *(a)*

En x = L : $\theta(L) = 0$ *(b*

(b) $\Rightarrow$ A = 0

(a) $\Rightarrow B = T_0 - T_\infty$

Où : $\frac{T(X)-T_\infty}{T_0-T_\infty} = \exp(-\omega X)$

Le flux dissipé sur toute la surface de l'ailette peut être calculé par intégration du flux de convection local :

$$\varphi_P = \int_0^L h\, p_e [T(X) - T_\infty] dX$$

$$\varphi_P = \varphi_{c(x=0)}$$

Ou plus facilement en remarquant que dans le cas du régime permanent, c'est le même que celui transmis

$$\varphi_c = -\lambda S \left(\frac{dT}{dX}\right)_{x=0} = -\lambda S (T_0 - T_\infty)(-\omega) \exp(-\omega X)\ avec \quad \omega = \sqrt{\frac{h\, p_e}{\lambda S}}$$

Par conduction à la base de l'ailette soit :

D'où :$\varphi_P = \sqrt{h\, p_e \lambda S}\,(T_0 - T_\infty)$

5.9.1 Généralités sur les batteries à ailettes

On appelle batterie à ailettes rectangulaires continues un réalisé avec un faisceau de tubes sur Les quels sont implantées des ailettes dont la particularité est que chacune d'entre elles est commune à l'ensemble des tubes du faisceau (fig. 5.4). Ce type de batteries est à opposer avec des tubes munis d'ailettes indépendantes qui peuvent être circulaires, rectangulaires (fig. 5.5)

5.9.1.1 Description et utilisation des batteries à ailettes

Les batteries à ailettes sont des échangeurs utilisés couramment en climatisation et en conditionnement d'air. Elles sont constituées d'un faisceau de tubes reliés entre eux par des coudes pour former des circuits. Les tubes peuvent

être arrangés en ligne ou en quinconce et disposés sur des nappes (ou rangs)
Le fluide, circulant autour des ailettes, est généralement de l'air comme notre cas ou un mélange gazeux dans le cas général, comprenant des vapeurs condensables, par exemple des fumées de combustion (cas des récupérateurs). La condensation de la vapeur peut se faire sur **Figure5.5**

5.9.2 Différents types d'ailettes

Les différents types d'ailettes sont regroupés dans deux grandes parties :

- Ailettes continues.

- Ailettes indépendantes.

Les ailettes continues sont souvent utilisées dans les échangeurs de chaleur employés dans l'habitat, tandis que les échangeurs de chaleur industriels ont plutôt des ailettes indépendantes.

Dans chacune de ces parties, on distingue plusieurs catégories d'ailettes entrant dans la conception des échangeurs de chaleur industriels [6]

5.9.2.1 Ailettes circulaires indépendantes [12]

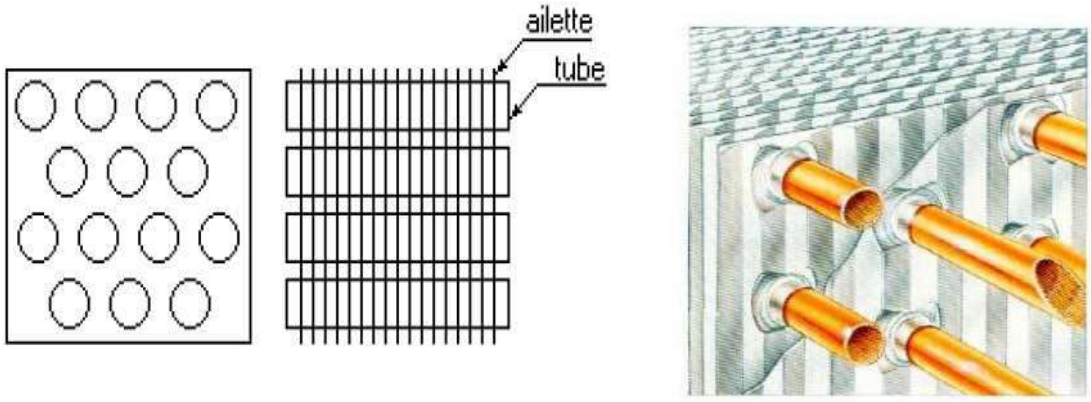


Figure 5.4 Ailettes rectangulaire

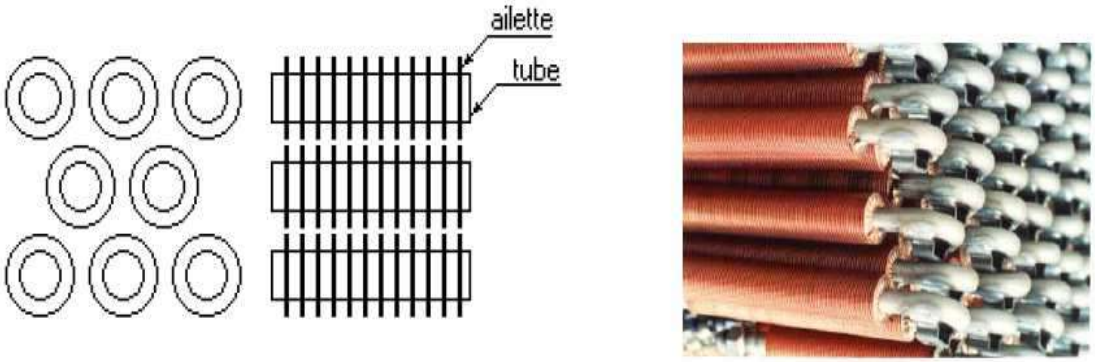


Figure5.5 Ailettes circulaires indépendantes [8].

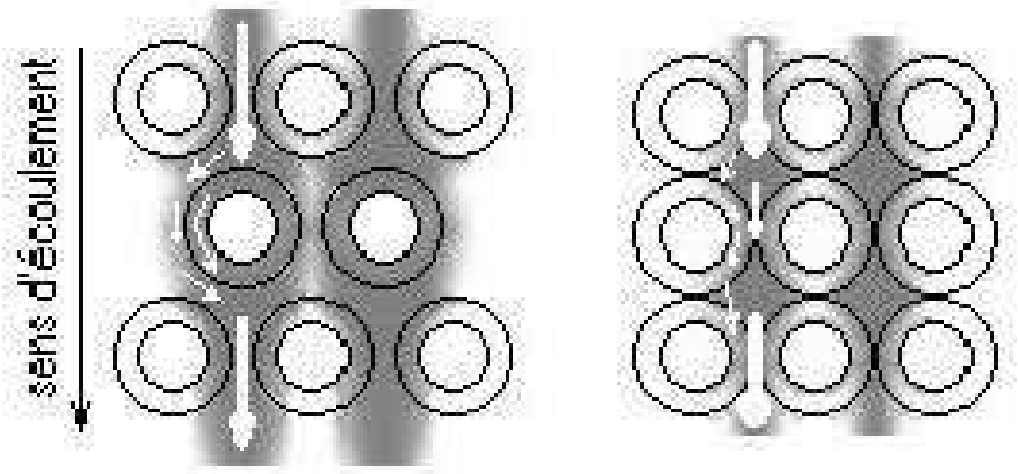


Figure 5.6 Modèle de l'écoulement du fluide extérieur dans le faisceau de tubes. [8].

5.9.2.2: Ailettes continues

Les ailettes continues sont traversées par plusieurs tubes, de forme généralement rectangulaire, elles sont souvent fabriquées par emboutissage puis fixées par dilatation des tubes. Un collet fixe l'écartement entre les ailettes, elles peuvent être planes ou ondulées.

L'ondulation provoque une perturbation de l'écoulement qui améliore l'échange thermique.

Les trois principaux types d'ailettes sont les ailettes planes et lisses, les ailettes corruguées (ondulées) et les ailettes persiennes voir **figure (5.7)** [9].

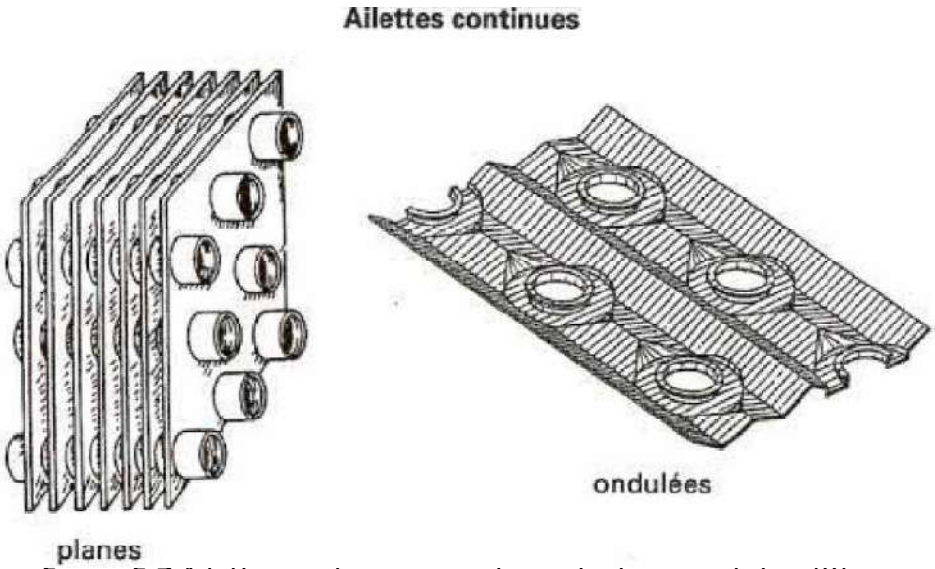


Figure 5.7 Ailettes continues ou independantes pour tubes [9]

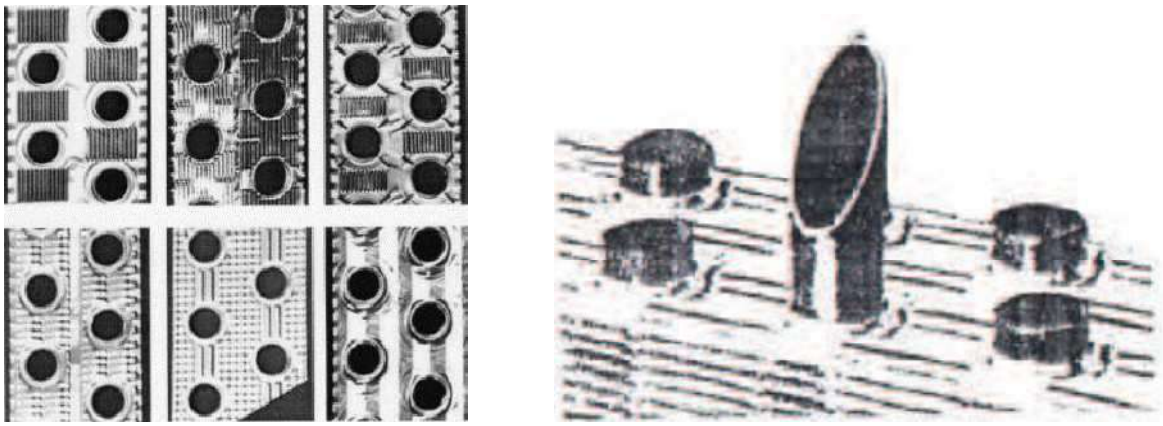


Figure 5.8 Détail d'une ailette persienne [8]

5.9.2.3 Les ailettes planes et lisses

Constituent les géométries les plus couramment utilisées grâce à leur simplicité. Leur pas d'ailette est généralement compris entre 1 et 8.7 mm, les tubes qui les traversent ont des diamètres variant entre 6 et 13 mm. Les vitesses d'écoulement d'air sont comprises, pour la majeure partie des échangeurs, entre 0 et 16.3 m/s [10].

5.9.2.4 Les ailettes corruguées sont caractérisées par des ondulations régulières qui permettent une augmentation significative du coefficient d'échange de chaleur. Ces ailettes sont, de nos jours, couramment utilisées et

font l'objet de nombreuses publications sur l'évaluation expérimentale de leurs performances thermo aérauliques. Cependant, elles accroissent les pertes de charge [9].

5.9.2.5 Ailettes indépendantes Les ailettes indépendantes sont traversées par un seul tube (fig. 5.9). Elles peuvent être pleines ou segmentées.

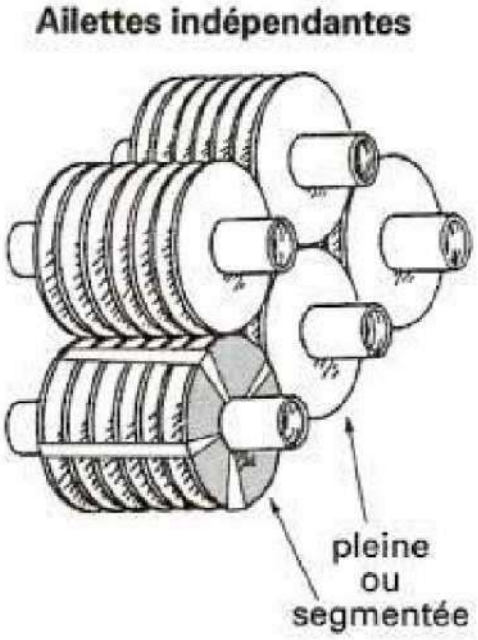


Figure 5.9 : Ailettes indépendantes

5.9.2.6 Les ailettes persiennes

Ont des géométries très complexes mais permettent un gain bien plus significatif sur le coefficient d'échange. Elles sont cependant pénalisantes en termes de perte de charge et sont sujettes à l'encrassement. Il n'existe que très peu de travaux publiés sur les ailettes persiennées malgré leur large utilisation, notamment dans les radiateurs automobiles du fait de leur complexité [10].

5.9.2.7 Ailettes transversales

Ailettes transversale peuvent être constituées de différents types :

- ailettes annulaires, en principe des ailettes pleines (fig. 5.10).

- ailette hélicoïdale (spiralée) (Fig. 5.10), pleine ou segmentée, bien adaptée aux grandes longueurs de tubes. Elle est généralement obtenue par enroulement d'un ruban serti ou soudé sur le tube. Si la hauteur de l'ailette est grande devant le rayon du tube, l'ailette est segmentée [11].

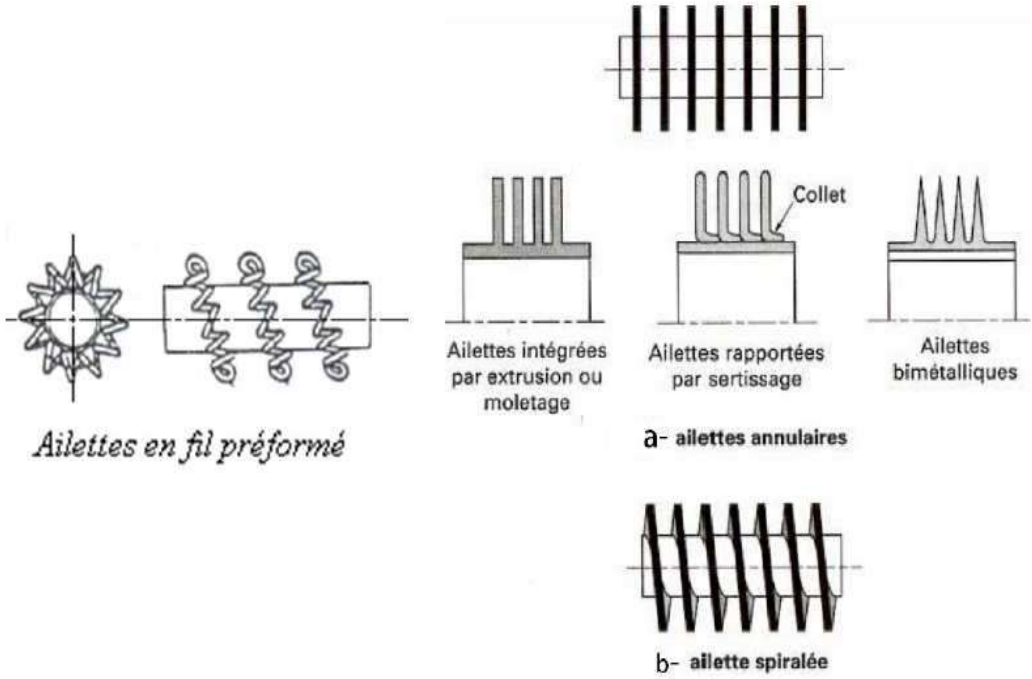


Figure 5.10 Ailettes annulaires ou spiralées

5.9.2.8 Ailettes longitudinales

Les ailettes sont disposées suivant l'axe des tubes (fig. 5.11); elles peuvent être situées à l'intérieur ou à l'extérieur des tubes. Pour améliorer le transfert de chaleur, elles sont quelques fois localement torsadées.

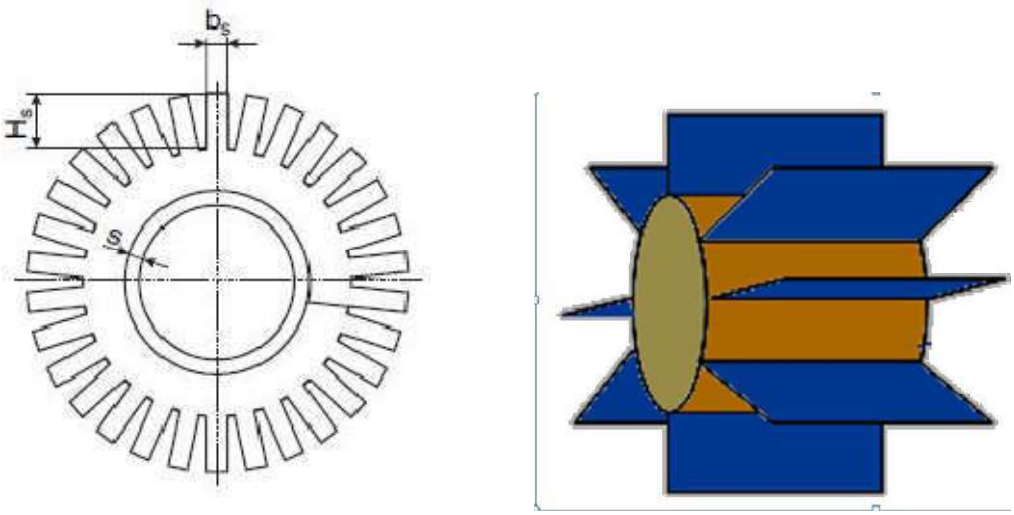


Figure 5.11 exemple d'une ailette longitudinale [13]

Transfert de chaleur dans un échangeur à ailettes

5.5 Corrélations donnant le coefficient d'échange de chaleur à l'intérieur des tubes

De nombreux travaux expérimentaux ont été effectués pour la détermination du coefficient d'échange thermique, dont l'évaluation théorique n'a pu été effectuée que dans des cas simple expérimentalement, leurs déterminations a été (faite pour des conditions particulières de géométrie, de débit, de flux ou de température).

Le coefficient d'échange de chaleur interne est donné par :

$$h_{i=}\frac{Nu\lambda_f}{D_i}$$

Nous avons rassemblé les corrélations définissants le transfert de chaleur par convection à l'intérieur des tubes pour le régime laminaire et pour le régime turbulent dans les tableaux (5.2) (5.3).

Tableau 5.2 Corrélation donnant le coefficient de transfert par convection à l'intérieur des tubes pour le régime laminaire**.**

N°	Auteurs	Equation	Conditions d'utilisation	Réf
(3.2)	**HANSEN**	$\mathrm{Nu} = \left\{3.66 + \frac{0.6668\mathrm{Gz}}{1 + 0.04 + \mathrm{Gz}^{2/3}}\right\}.\left(\frac{\mu}{\mu_P}\right)^{0.14}$	Gz =Pr Re D/L Gz <100 (D/L) 0.03 Re	[Ozisik (1977)]
(3.3)	**HUG**	$\mathrm{Nu} = 1.61(\mathrm{Re}.\mathrm{Pr}.\mathrm{D/L})^{1/3}$	-	[Lecoq (1975)]
(3.4)	**SEIDER-TATE**	$\mathrm{Nu} = 1.86\left(\mathrm{Gr}^{1/3}\right)(\mu/\mu_P)^{0.14}$	Gz < 100 p 10 (L/D) < 0.3Re	[Incropera (1985)]
(3.5)	**LABUNETSOV**	$\mathrm{Nu} = 1.61\mathrm{Re}^{0.33}.\mathrm{Pr}^{0.43}.\left(\frac{\mathrm{Pr}}{\mathrm{Pr_P}}\right)^{0.14}$	Gr.Pr < 8.105 L/D < 50	[Tourèche (2008)]
		$\mathrm{Nu} = 1.61\mathrm{Re}^{0.33}.\mathrm{Pr}^{0.43}.\mathrm{Gr}^{-1}.\left(\frac{\mathrm{Pr}}{\mathrm{Pr_P}}\right)^{0.25}$	Gr.Pr > 8.105 L/D>50	
(3.6)	**SIEDER-TATE**	$Nu = 1.86\frac{(Re.Pr)^{1/3}}{(1/3)^{1/3}}(\mu/\mu_P)^{0.14}$	Re < 2100	[Bouchama (2003)]

Tableau 5.3 Corrélation donnant le coefficient de transfert par convection à l'intérieur des tubes Pour le régime turbulent.

N°	Auteurs	Equation	Conditions d'utilisation	Réf
(3.7)	**GNIELINSKI**	$Nu = \frac{\Omega}{8}.\frac{(Re-10^3).Pr}{1+12.7\left(\frac{\Omega}{8}\right)^{0.14}.(Pr^{1/3}-1)}.\left[1+\left(\frac{d_i}{L}\right)^{1/3}\right]$	0.06< Pr < 2000 2300 < Re < 106 0< (dint / L) < 1	[Fallahsohi (2011)]
(3.8)	**NUSSELT**	$Nu = 0.036Re^{0.8}.Pr^{0.33}.\left(\frac{D}{L}\right)^{0.055}$	10 < L/D < 400	[Ozisik (1977)]
(3.9)	**MC ADAMS**	$\mathrm{Nu} = 0.036\mathrm{Re}^{0.8}.\mathrm{Pr}^{\mathrm{n}}.(1+\left(\frac{\mathrm{D}}{\mathrm{L}}\right)^{0.7})$	-	[MC adams (1994)]

(3.10)	**COLBURN**	$Nu = 0.26.Re^{4/5}.Pr^{1/3}$	200 <Re<32000 Dispositio n des tubes en lignes	[Ozisik (1977)]
		$Nu = 0.33.Re^{4/5}.Pr^{1/3}$	200 <Re<32000 Dispositio n des tubes en lignes	
(3.11)	**SEIDER et TATE**	$Nu = 0.027.Re^{0.8}.Pr^{1/3}.(\mu/\mu_P)^{0.14}$	0.7<Pr <16700 Re > 10000 L/D >60	[Wuithier (1972)]
(3.12)	**SLEICHER et ROUSE**	$Nu = 5 + 0.015.Re^{0.85}.Pr_p^{0.93}$	0.1<Pr<1 05 104<Re< 106	[Gosse (1981)]
		$Nu = 4.8 + 0.0156.Re^{0.85}.Pr^{0.93}$	Pr<0.1 Tp=cet	
		$Nu = 6.3 + 0.0167..Re^{0.85}.Pr^{0.93}$	Pr<0.1 qr=cte	
(3.13)	**LABUNET SOV**	$Nu = 0.021..Re^{0.8}.Pr^{0.43}(Pr/Pr_P)^{0.25}.\varepsilon$	$L / D > 50$	[Ozisik (1977)]
(3.14)	**WHUITHI ER**	$h = \frac{900(1.352 + 0.02T).\mu^{0.8}}{d_i^{0.2}}$	-	[Gosse (1981)]

CHAPITRE 6

Ailette semi-sphérique



Ailette semi sphérique

Le transfert de chaleur et de distribution de température seront calculées à partir des équations relatives aux bilans thermiques pour les ailettes convectives et radiatives qu'elles soient semi-sphériques ou poreuses. La génération de chaleur incluse est dépendante de la température, la convection et le rayonnement sont également variables et fonction de la température.

La conductivité thermique est supposée être constante, mais lorsque la différence de température entre la pointe et la base de l'ailette est grande, il ya lieu de prendre en compte cette dépendance. Il est aussi très réaliste que nous considérons la génération de chaleur de l'ailette (due à un courant électrique ou etc.), en fonction de la température.

Il existe des techniques analytiques simples et précises pour la résolution d'équations différentielles non linéaires appelé les résidus pondérées Méthodes (WRMS), de Collocation, de Galerkin et Least Square method (LSM). Des exemples de Wrms qui sont introduits par Ozisik [12] pour l'utilisation dans les problèmes de transfert de chaleur. LSM est largement utilisée et développé par Hatami et al. [13, 18] dans la résolution des différents problèmes techniques comme l'analyse thermique des ailettes.

Turkyilmazoglu [19] a trouvé des solutions exactes de diffusion thermique dans une ailette droite avec une variation sous forme exponentielle de la conductivité thermique et un coefficient du transfert variable avec la température à partir des lois de puissance. Il a révélé que l'efficacité que le taux de transfert de chaleur à base des profils exponentiels sont plus élevés que celles de l'ailette rectangulaire. Khani et Aziz [15] ont appliqué la méthode HAM pour la prédiction de la performance thermique d'une ailette droite trapézoïdale lorsque à la fois le profil de la conductivité thermique et le coefficient de transfert sont fonction de la température. Les efficacités de quatre ailettes pleines longitudinales différentes telles que rectangulaire, triangulaire, convexe et exponentielle sont considérés par Torabi et Zhang [16] par la méthode de transformation différentielle (DTM) compte tenu de tous les non-linéarités. Aussi, Joneidi et al. [16] ont utilisé la même méthode pour déterminer l'efficacité de l'ailette convective droite.

Récemment, Ghasemi et al. [16 et 17] ont appliqué least Squares Méthode (LSM) et collocation Méthode (CM) pour l'électrohydrodynamique de l'écoulement, tourbillonnant du fluide et du débit sanguin.

Dans la présente solution analytique de la distribution de température des ailettes avec production de chaleur dépendant de la température et thermique conductivité est étudiée numériquement pour les ailettes semi-sphériques.

A cet effet, après une brève introduction et la description du problème, nous avons appliqué la méthodologie de Runge-Kutta implicites sous forme de l'approche de LobattoIII pour trouver la solution approchée. L'obtention de la solution analytique du modèle et la comparaison avec les résultats numériques révèlent la capacité, l'efficacité, la simplicité et la haute la précision de cette méthode [23].

6.1 Description du problème

Comme on le voit sur la Fig. 1, un profil d'ailette semi-sphérique est considéré. Le Rayon de cette ailette est R. Les transferts de surface à ailettes se passent à travers les deux modes de convections et de rayonnement, et l'ailette présente une dépendance de la température pour la génération de chaleur interne. Supposons que la température de l'entourage de l'air est Ta et la température du dissipateur efficace pour le flux radiatif est Ts. Le coefficient de transfert thermique convectif h .

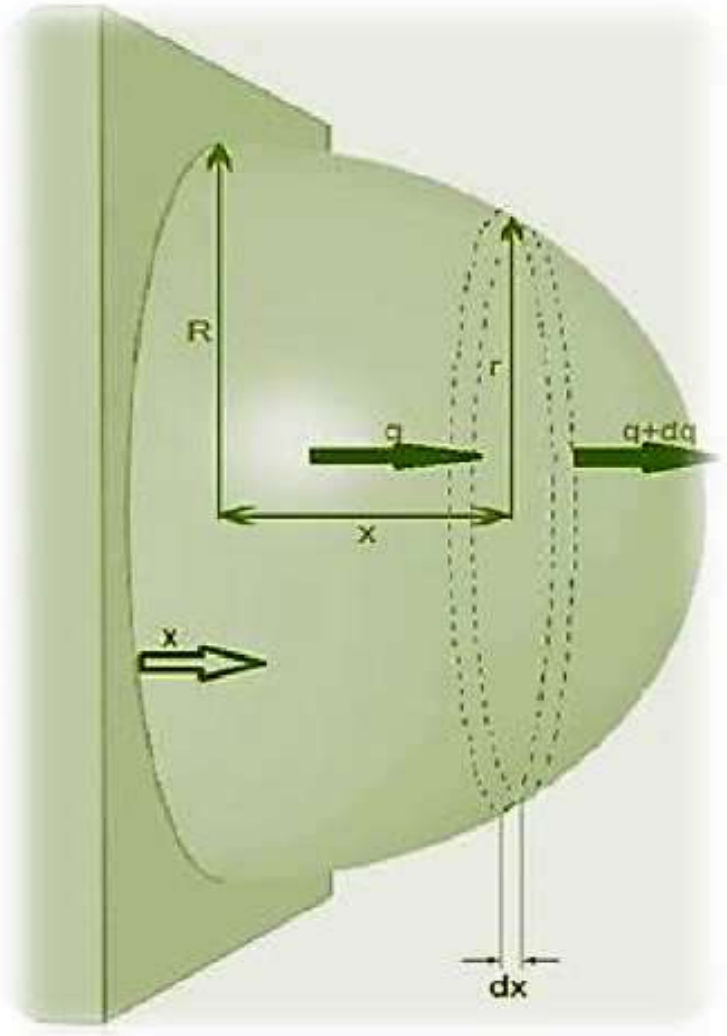


Figure 6.1 Schéma de l'ailette hémisphérique avec convection et rayonnement

6.2 Description de l'Equations

La conductivité thermique k de l'ailette, la génération de chaleur interne q * et ε émissivité de surface sont supposées fonction de la température de la manière suivante [17]

$$K = K_0(1 + \alpha(T(X) - Ta)) \quad (6.1)$$

$$q^* = q_0(1 + \lambda(T(X) - T_s)) \quad (6.2)$$

$$\varepsilon = \varepsilon_0(1 + \beta(T(X) - T_s)) \quad (6.3)$$

Le bilan énergétique peut être écrit comme [17]:

$$q(x) - q(x + \Delta x) + q^* A(x)\Delta x - hp(x)\Delta x(T(x) - T_s - \sigma\varepsilon p(x)(T(x^4 - T_s^4) = 0$$

(6.4)

En outre, à partir de la loi de Fourier de conduction:

$$q(x) = k\big(t(x)\big)A(x)\frac{dT(x)}{dx} \tag{6.5}$$

Après avoir divisé avec Dx et en prenant la limite et des substitutions de Éq. (1) et Eq. (3) dans Eq2) les rendements [17]:

$$\frac{d}{dx}(A(x)k_0(1+\alpha(T(x)-Ta)\frac{dT(x)}{dx}+q_0(1+\lambda(T(x)-T_s)A(x)-hp(x)(T(x)-T_s)-\sigma p(x)\varepsilon_0(1+\beta(T(x)-T_s)(T(x)^4-T_s^4)=0 \tag{6.6}$$

Les conditions aux limites de température de base constante

$$T(0)=T_b\ at\ X=0\ \ ;\frac{dT}{dx}\Big|x\ R=0 at\ X=R \tag{6.7}$$

Selon la Fig. 1 la relation entre les deux paramètres, r et x on exprime par

$$r^2=R^2-x^2$$

$$A(x)=\pi(R^2-x^2)$$

$$P(x)=2\pi(\sqrt{R^2+x^2}$$

Présentation des paramètres adimensionnels suivants [17,22]:

$$\theta=\frac{T}{Tb},\theta_s=\frac{Ts}{Tb},X=\frac{x}{R},A=\alpha T_b,B=\lambda T_b,C=\beta T_b \tag{6.8}$$

$$Ng=\frac{R^2q_0}{T_bK_0},NC=\frac{2hR}{K_0},Nr=\frac{\sigma\varepsilon T_b^3R}{k_0} \tag{6.9}$$

Où Ng est un paramètre de génération de conduction thermique qui indique l'effet de la génération de chaleur interne, NC est le paramètre convection conduction qui indique l'effet de surface convection de l'ailette et Nr est un paramètre du rayonnement qui indique l'effet du rayonnement de l'ailette. A, B et C sont des paramètres de dépendance de la conductivité thermique, de la production de chaleur et de l'émissivité, respectivement.

Enfin, l'équation. (6.6) peut être réécrite sous la forme:

$$\left(1 + A(\theta - \theta_a)\right)\left(\frac{d^2\theta}{dX^2}\right) + A\left(\frac{d\theta}{dX^2}\right) - \frac{2X}{1-X^2}\left(1 + A(\theta - \theta_a)\right)\left(\frac{d\theta}{dX}\right) +$$

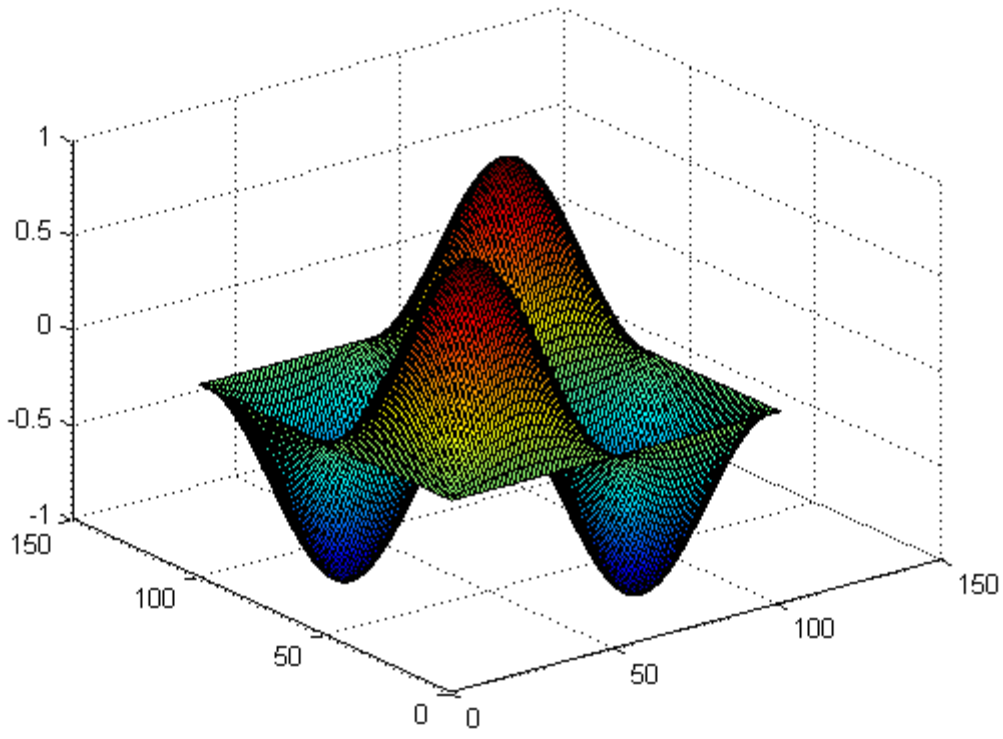
$$Ng\left(1 + B(\theta - \theta_a)\right)\left(\frac{d\theta}{dX}\right) \times \left(1 + C(\theta - \theta_s)\right)(\theta^4 - \theta_s^4) = 0 \qquad (6.10)$$

Et les conditions aux limites seront comme suit:

$$\theta(0) = 1 at\ X = 0; \frac{d\theta}{dX}\Big|X = 1\ = 0 at\ X = 1 \qquad (6.11)$$

CHAPITRE 7

Calcule MATLAB



Le système d'ailette rectangulaire classique avec son modèle ainsi que celui de l'ailette semi-sphérique sont introduits dans une interface Matlab et la solution numérique est obtenue. On cherche à quantifier tous les distributions des températures pour des variations de dépendance des paramètres classiques. Il est à noter que dans toutes les figures tracées en noirs sont pour l'ailette semi-sphérique et celles en rouge le sont pour les rectangulaires ou classiques.

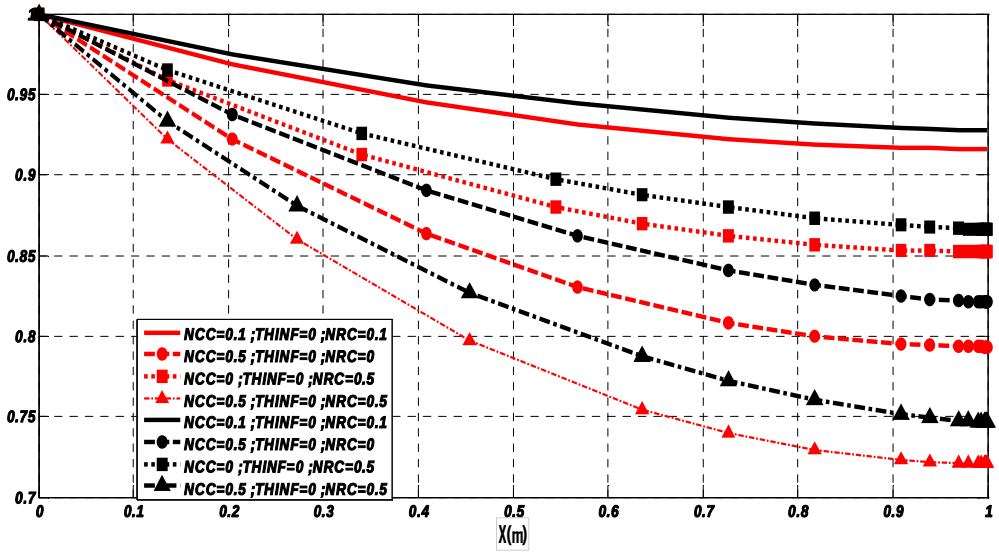


Figure 7.1

- Les ailettes semi sphériques présentent une meilleure distribution de température par rapport à ceux rectangulaire donc une meilleure efficacité.

-Une ailette faiblement convective-radiative est en termes d'efficacité meilleure qu'une ailette convective radiative forte.

- Une ailette purement radiative est plus efficace qu'une ailette purement convective.

- A mesure que l'ailette est purement convective ou bien convective-radiative forte, la différence d'efficacité entre l'ailette semi sphérique et rectangulaire est grande

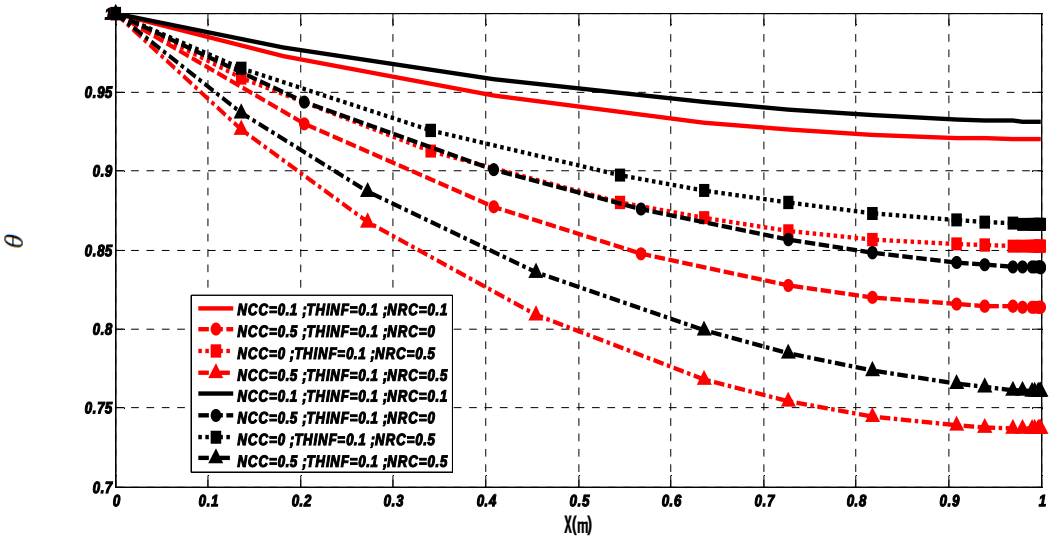


Figure 7.2

Et quand on augmente TH_{INF} de 0 a 0,1 et en comparant à la figure **7.1** on remarque que l'ailette semi sphérique est aussi meilleure que l'ailette rectangulaire

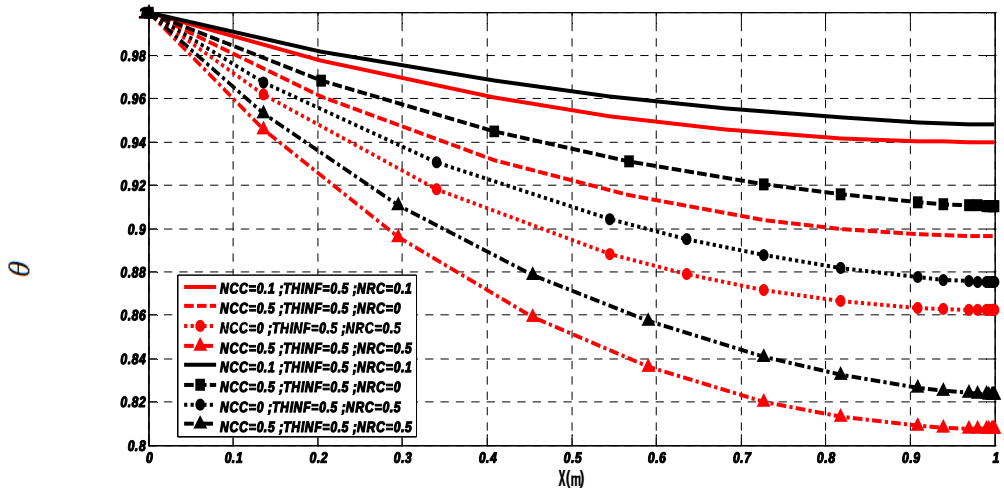


Figure 7.3

Ceci se confirme aussi par la figure**7.3** ou on constate une nette distribution pour TH_{INF} =0,5

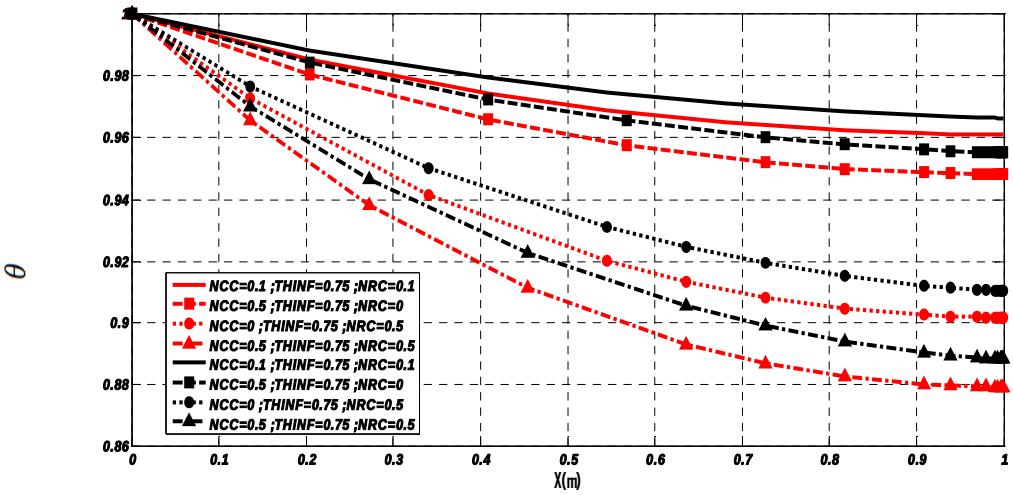


Figure 7.4

On remarque qu'à chaque fois qu'on augmente la THINF en constate une nette distribution de température

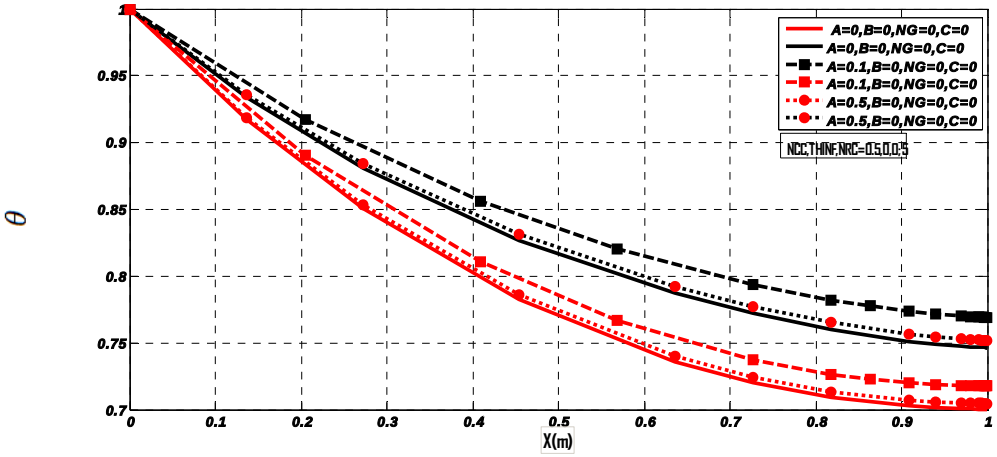


Figure 7.5

L'ailette semi sphérique présente aussi une meilleure distribution de la température par rapport a celle rectangulaire et donc une plus grande efficacité, lorsque la conductivité thermique est dépendante de la température.

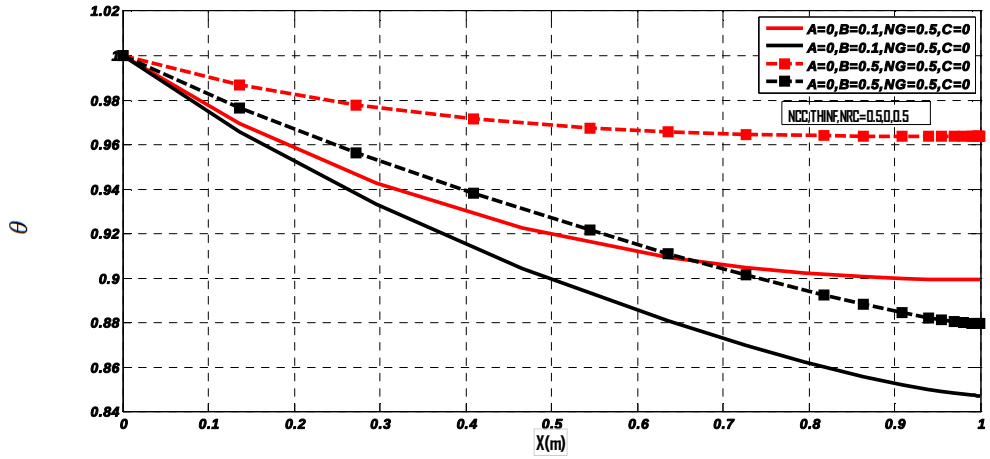


Figure 7.6

Lorsque l'ailette produit de la chaleur (NG=0,5) on observe que l'ailette rectangulaire devient plus efficace que l'ailette semi sphérique a cause de la forme de cette dernière et on constate aussi que plus l'ailette est avec une source de plus en plus dépendante de la température B de 0,1 a 0,5, l'ailette devient plus efficace.

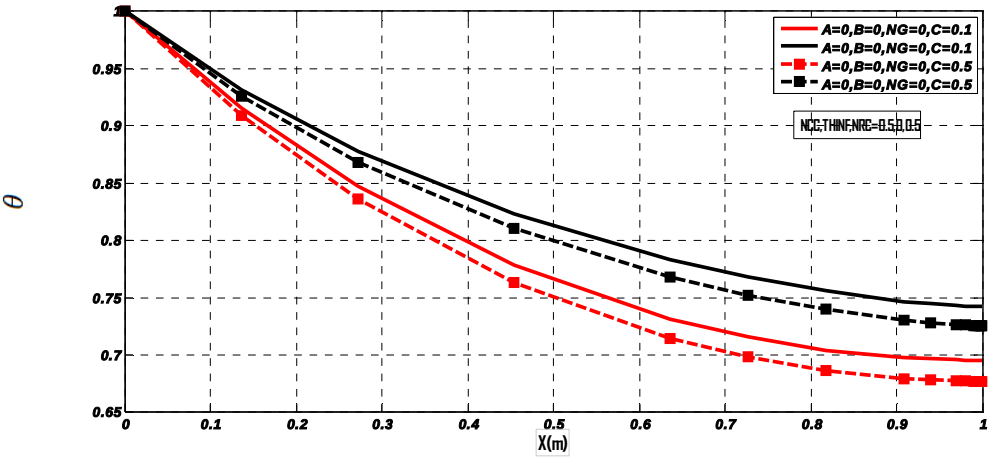


Figure 7.7

Comme dans la figure précédente pour la dépendance de la conductivité thermique (variation de A), l'ailette semi sphérique est plus efficace que l'ailette rectangulaire lorsque l'émissivité est dépendante de la température, mais à

mesure que cette dépendance devient forte, l'efficacité est produite près de la base et donc c'est la forme de l'ailette qui intervient.

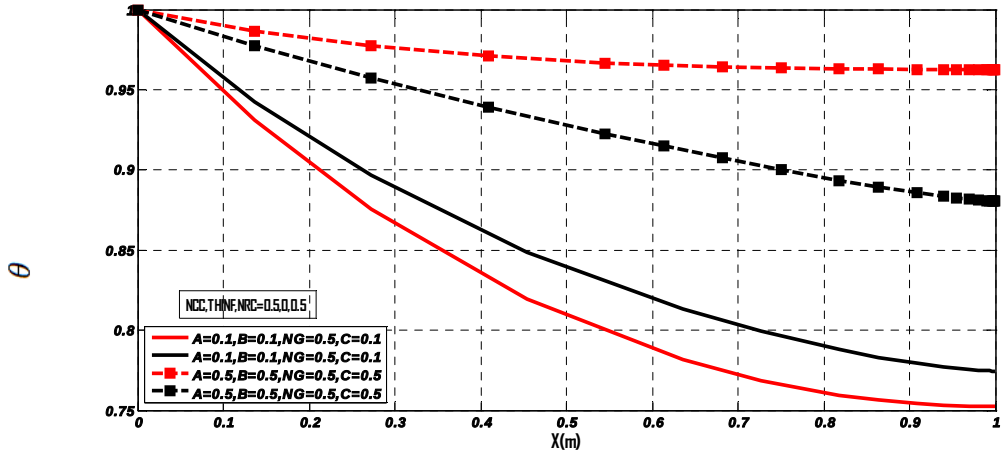


Figure 7.8

Dans cette figure les constants A et C sont groupés et on observe que si l'ailette semi sphérique est plus efficace par rapport à l'ailette rectangulaire il est possible que l'ailette rectangulaire le soit mieux quand l'augmentation de A et C simultanément devient importante et surpasse l'ailette semi sphérique.

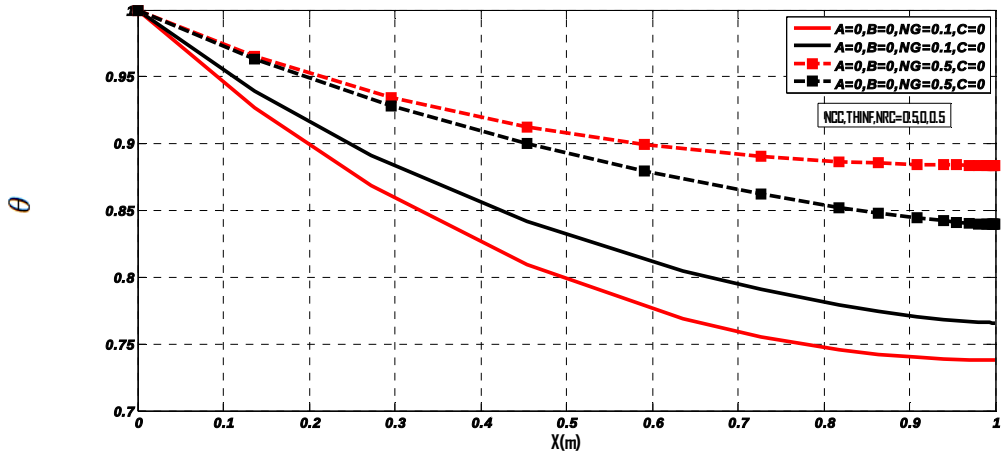


Figure 7.9

Pour la source constante il est possible aussi que l'ailette rectangulaire dépasse en efficacité la semi-sphérique a cause du volume différent.

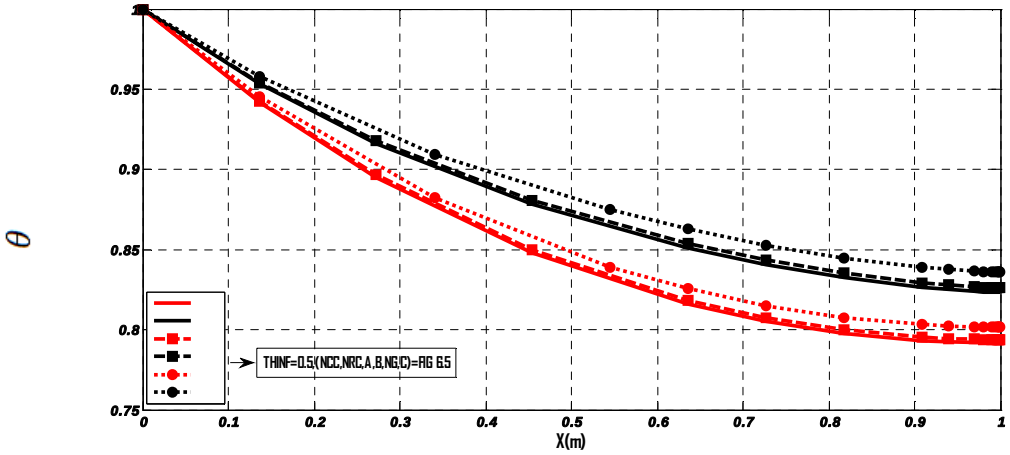


Figure 7.10

Lorsque les paramètres NRC et NCC différentes a zéro, alors a égalité des valeurs, La supériorité de l'ailette semi sphérique est valable par rapport aux cas (B=NG=C=0)

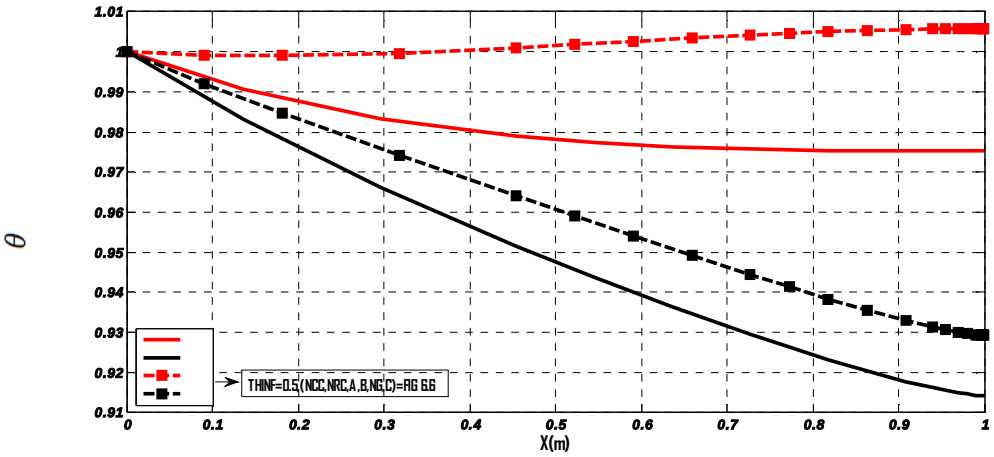


Figure 7.11

Le commentaire a la figure **7.6** est valable à la figure 11 lorsque il s'agit de l'ailette a source de chaleur dépendante de la température autrement du l'ailette rectangulaire est meilleure en distribution que l'ailette semi sphérique

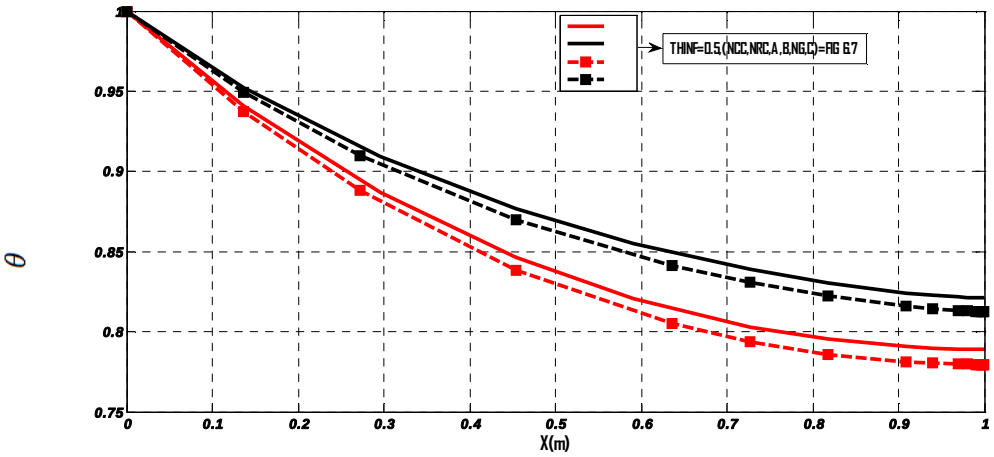


Figure 7.12

L'ajout d'une émissivité dépendante de la température avec en une plus source dépendante de la température donne la primauté en efficacité de l'ailette semi sphérique par rapport à l'ailette rectangulaire.

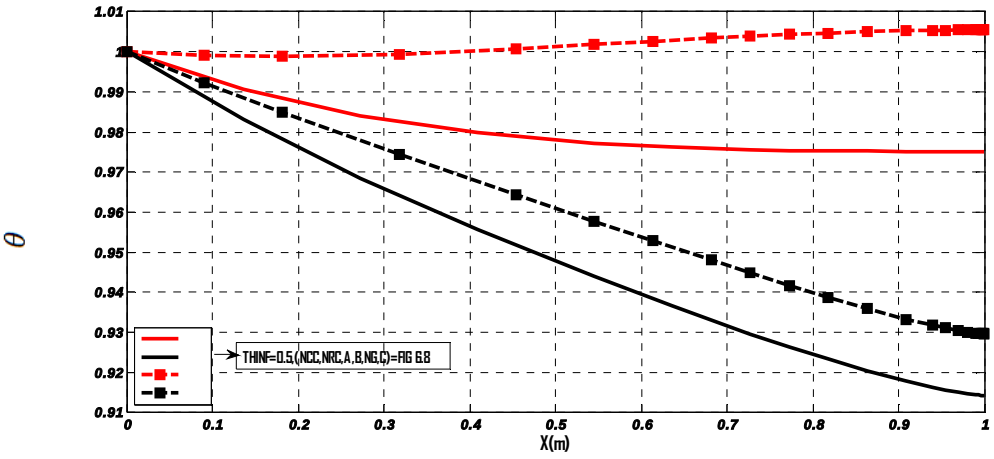


Figure 7.13

Dans le cas de la source de chaleur et de l'émissivité dépendent de la température ainsi que de la conductivité thermique, c'est l'ailette rectangulaire qui donne la meilleure efficacité que l'ailette semi sphérique.

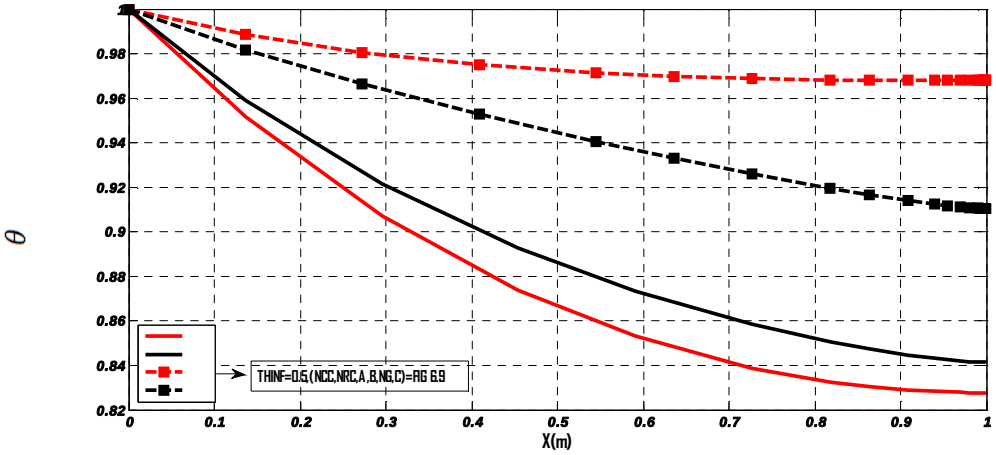


Figure 7.14

Il est possible que l'ailette rectangulaire dépasse l'ailette semi sphérique si A=C=0 aux cas de NG différent de zéro

Dans ce mémoire, il a été comparé à la fois les ailettes dites semi-sphériques en rapport de celles rectangulaires ou classiques. Cette forme nouvelle ayant suscitée des attractions dans des domaines assez diverses.

La modélisation a pris en compte tous les modes de transfert en raison des grandes non-linéarités envisagées, à savoir des dépendances fortes avec la température pour les coefficients de contrôle. L'adimensionnement a permis d'élargir le contexte à la fois et de grouper plusieurs paramètres pour une analyse plus aisée.

Les distributions des températures obtenues suite à l'implémentation du modèle montré et non-linéaire dans l'interface MATLAB, a permis de montrer le gain non négligeable de l'ailette semi-sphérique sur l'ailette rectangulaire à l'exception du cas ou l'ailette est productrice de chaleur.

BIBLIOGRAPHIE

[1]- Nield, D. A. and BejanUniversité de technologie Compiègne ; *Convection in porous media* (2nd edn). Springer-Verlag, NewYork. A. (1999).

[2]-http://www.fast.u-psud.fr/~doumenc/la3md/cours/CoursThermique_Jean Taine et Jean-Pierre Petit, éd. Dunod, Paris1995

[3]-Université Pierre et Marie Curie (Paris VI) .Frédéric Doumenc 2011/2012

[4]-Initiation aux transferts thermiques - Jean-François Sacadura (coordonnateur), éd. Lavoisier, Paris 1993, 446 pages.

[5]-Jannot, Y., " Transfert thermiques", cours de transfert thermique, Ecole des Mines Nancy, pp 161 (2012)

[6]-Ettahir AMMARI Université de Biskra 2013

[7]-CENGEL Y A ; Heat transfer ; parctical approach 2nd edition WBC/McGraw-Hill;Boston (1998),pp.1004

[8]- [Benchabane (2001)]. "Modélisation du fonctionnement d'un radiateur pour MCI", These de Magister, Université de Mentouri Costantine (2001).

[9]-Berrada, N., C. Marvillet, "Synthèse bibliographique sur les transferts de chaleur et les pertes de pression dans les batteries à ailettes lisses ou corruguées continues", Grenoble, Greth (2007).

[10]-Hugo, J. M., "Transferts dans les milieux cellulaires à forte porosité-Application à l'optimisation structurale des échangeurs à ailettes", These de Doctorat, Spécialité Mécanique & Energétique Universite D'aix-Marseille, pp 1-274 (2012).

[11]-Bontemps, A., A. Garrigue, et al "Echangeurs de Chaleur - Intensification des échanges thermiques", Techniques de l'Ingénieur b2341, pp 1-23 (1995).

[12]-Hellopro, URL : http://www.hellopro.fr/echangeurs-thermiques-2001970-fr-rubrique.html, "échangeurs thermiques", consulté le 14/04/2013.

[13]-Debendra, K., D. R. Strandberg, "Finned tube performance evaluation with nanofluids and conventional heat transfer fluids ", International Journal of Thermal Sciences 49, pp. 580–588 (2010).

[14]- A.D. Kraus, A. Aziz, J.R. Welty, Extended Surface Heat Transfer, John Wiley, New York, 2002.

[15]-] A. Aziz, M.N. Bouaziz, A least squares method for a longitudinal fin with temperature dependent internal heat generation and thermal conductivity, Energ. Conver. Manage. 52 (2011) 2876e2882.

[16]- A. Razani, G. Ahmadi, On optimization of circular fins with heat generation, J. Frankl. Inst. 303 (2) (1977) 211e218.

[17]- H.C. Unal, Temperature distributions in fins with uniform and non-uniform heat generation and non-uniform heat transfer coefficient, Int. J. Heat. Mass Transf. 30 (7) (1987) 1465e1477.

[18] A.R. Shouman, Nonlinear Heat Transfer and Temperature Distribution Through Fins and Electric Elements of Arbitrary Geometry with Temperature Dependent Properties and Heat Generation, 1968. NASA technical note, TN D-4257.

[19] B. Kundu, Performance and optimum design analysis of longitudinal and pin fins with simultaneous heat and mass transfer: unified and comparative investigations, App. Therm. Eng. 27 (2007) 976e987.

BIBLIOGRAPHIE

[20] G. Domairry, M. Fazeli, Homotopy analysis method to determine the fin efficiency of convective straight fins with temperature-dependent thermal conductivity, Commun. Nonlin. Sci. Numer. Simu. 14 (2009) 489e499.

[21] D.D. Ganji, Z.Z. Ganji, H.D. Ganji, Determination of temperature distribution for annual fins with temperature-dependent thermal conductivity by HPM, Therm. Sci. 15 (2011) 111e115.

[22] A. Aziz, F. Khani, Convection-radiation from a continuously moving fin of a variable thermal conductivity, J. Frankl. Inst. 348 (2011) 640e651.

[23] M. Hatami, A. Hasanpour, D.D. Ganji, Heat transfer study through porous fins (Si3N4 and AL) with temperature-dependent heat generation, Energ. Conver. Manag. 74 (2013) 9e16.