

**INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE LORRAINE
E. N. S. E. M. - L. E. M. T. A.**

THESE

présentée à

L' INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE LORRAINE

pour l'obtention du grade de

DOCTEUR DE L'I. N. P. L.

Spécialité : Mécanique Energétique

Par:

Malahimi ANJORIN

Sujet :

**ETUDE DE L'ENCRASSEMENT D'ECHANGEURS DE CHALEUR.
NOUVELLES PROPOSITIONS SUR LES CRITERES
D'ENCRASSEMENT.**

Soutenue publiquement le 13 Décembre 1993, devant
la commission d' Examen.

Membres du Jury :

Présidente:	H. DUCAUQUIS
Rapporteurs:	J. L. BEAUDOUIN G. HOSTACHE
Examineurs:	R. DEVIENNE M. FEIDT J. M. GRILLOT

A mes parents

A mon épouse Chakirath

A mes enfants: Mazidath

Mazine

Masmoudath

REMERCIEMENTS

Remerciements

Cette étude a été effectuée au Laboratoire d'Energétique et de Mécanique Théorique et Appliquée (LEMTA), dans le Groupe d'Etudes des Systèmes et Procédés Energétiques (GESPE).

Je tiens à remercier Monsieur M. FEIDT, Professeur à l'Université de Nancy I, responsable du GESPE, pour m'avoir intégré au sein de son équipe de recherche et accepté de diriger ce travail. Qu'il trouve ici l'expression de mes plus vifs remerciements pour sa disponibilité tout au long de ces trois années.

Mes remerciements s'adressent au PIRSEM et au GRETh pour leur aide financière.

Je remercie vivement Madame H. DUCAUQUIS, Professeur à L'ENSEM, responsable des études doctorales pour sa gentillesse et son dynamisme dans la coopération entre le Collège Polytechnique Universitaire (CPU) de l'Université Nationale du BENIN et l'Institut National Polytechnique de Lorraine (INPL) de Nancy.

Que Messieurs les Professeurs J. L. BEAUDOIN de la Faculté des Sciences de Reims, G. HOSTACHE de l'IGE de Belfort qui ont accepté de juger ce travail trouvent ici l'expression de mes plus vifs remerciements.

Ma gratitude s'adresse aussi à Monsieur R. DEVIENNE, Professeur à l'Université de Nancy I pour ses précieuses aides lors des manipulations et pour avoir bien voulu me faire l'honneur de participer au jury de thèse.

Je suis très reconnaissant à Monsieur J. M. GRILLOT, Maître de conférence à l'INPG de Grenoble, pour sa participation au jury et pour ses remarques.

Que Monsieur A. S. AKINDES, Directeur du CPU, trouve ici ma profonde gratitude pour son dynamisme dans la formation des formateurs.

Ma profonde gratitude s'adresse également à feu C. ENIANLOKO, ex Directeur Adjoint du CPU pour son dévouement dans la politique de formation des formateurs.

Je tiens à remercier tous les membres du GESPE:

Messieurs P. RAMANI BALA, R. BENELMIR, maîtres de

Remerciements

conférence à l'Université de Nancy I,

Madame LUO LIN AI, maître de conférence à l'Université de Nancy I,

Mademoiselle R. BORNER, Messieurs: M. DINY, M. HENRION, N. NASRI, A. QUENUM , pour l'environnement de travail qu'ils ont su créer autour de moi.

Que:

Tous les enseignants de l'INPL impliqués dans cette politique de formation des formateurs du CPU,

Monsieur C. NOUAR, chargé de recherche au CNRS,

Mademoiselle E. LANG, secrétaire au LEMTA,

Madame J. LECARDONNEL, secrétaire du GESPE,

Monsieur J. F. VIDAL, technicien du GESPE,

trouvent ici l'expression de ma reconnaissance.

Enfin, je remercie tous les collègues du CPU impliqués dans cette formation: V. GBAGUIDI, E. HOUNKPONOU, E. ALLOBA, A. ASSOUNDO, N. CHITOU, L. DAKPANON, B. FAGLA, T. KOSSOU, A. QUENUM, A. TCHEOUALI, S. ZOHOUN.

NOMENCLATURE

NOMENCLATURE

A, a	surface d'échange et section de passage (m^2)
b	largeur de la section rectangulaire de passage (m)
c_p	chaleur spécifique ($J\ kg^{-1}\ K^{-1}$)
D1, D2	constantes de calcul
D, d	diamètre du tube (m)
D_b	diffusivité brownienne ($m^2\ s^{-1}$)
d_h	diamètre hydraulique (m)
dP	pertes de pression (Pa)
D_m	diffusivité de matière ($m^2\ s^{-1}$)
D_t	diffusivité turbulente ($m^2\ s^{-1}$)
e	épaisseur du dépôt (m)
e_p	épaisseur des plaques (m)
G	vitesse massique débitante ($kg\ m^{-2}\ s^{-1}$)
h	coefficient d'échange thermique surfacique par convection ($W\ m^{-2}\ K^{-1}$)
H	enthalpie
h_g	coefficient d'échange thermique surfacique global ($W\ m^{-2}\ K^{-1}$)
h_m	coefficient de transfert de masse ($m\ s^{-1}$)
K	coefficient d'échange thermique global ($W\ K^{-1}$)
i	distance entre franges (Vélocimétrie Laser) (m)
J	flux généralisé
k1, k2, k3	constantes de calcul
l	largeur des plaques (m)
l_c	distance entre deux chicanes (m)
L	longueur des tubes et des plaques (m)
m	masse (kg)
\dot{m}	débit massique (kg/s)
\dot{m}_g	masse de glace par unité de temps (kg/s)
n_t	nombre de tubes du faisceau
p	périmètre mouillé (m)

Nomenclature

\dot{P}_m	puissance mécanique (W)
p_t	pas transversal du faisceau de tubes (m)
p_L	pas longitudinal du faisceau de tubes (m)
q_t	débit calorifique ($W\ K^{-1}$)
r	coordonnée radiale (m)
R	rayon du tube (m)
R_d	résistance thermique surfacique du dépôt ($m^2\ K\ W^{-1}$)
R_f	coordonnée de l'interface (m)
S	entropie ($J\ K^{-1}$)
t	temps (s ou mn)
T	température (K)
U	énergie interne (J)
u	vitesse axiale (m/s)
v	vitesse radiale (m/s)
V	vitesse débitante (m/s)
X	force généralisée
z	coordonnée axiale (m)

Lettres Grecques

α	diffusivité thermique ($m^2\ s^{-1}$)
β	coefficient de calcul
ε_T	coefficient de calcul
λ	conductivité thermique ($W\ m^{-1}\ K^{-1}$)
λ_t	conductivité thermique turbulence ($W\ m^{-1}\ K^{-1}$)
μ	viscosité dynamique (Pa s)
ν_t	viscosité cinématique de turbulence ($m^2\ s^{-1}$)
ρ	masse volumique ($kg\ m^{-3}$)
τ	contrainte de cisaillement (Pa)
φ	densité surfacique de flux de chaleur ($W\ m^{-2}$)
Φ	flux de chaleur (W)

Nombres adimensionnels

E_f	efficacité
f	coefficient de frottement
Gr	nombre de GRASHOF $= \frac{g \beta d^3 (T_m - T_f)}{v^2}$
Gz	nombre de GRAETZ $= \frac{\lambda}{\rho c_p V d}$
j	facteur de COLBURN
Lf	nombre de LE GOFF $= \frac{2j}{f}$
Nu	nombre de NUSSELT $= \frac{h d_h}{\lambda_l}$
NUE	nombre d'unités d'énergie
NUT	nombre d'unités de transfert
Pf	performance
Pr	nombre de PRANDLT $= \frac{v}{\alpha}$
Pr_t	nombre de PRANDLT turbulent
Re	nombre de REYNOLDS $= \frac{\rho V d_h}{\mu}$
R_f^*	coordonnée de l'interface adimensionnée $= \frac{r}{R_f}$
S^*	entropie adimensionnée
Sc	nombre de SCHMIDT ou de MARGOULIS $= \frac{v}{D_m}$
Sh	nombre de SHERWOOD $= \frac{h_m d_h}{D_m}$
Stk	nombre de STOKES $= \frac{C \rho_p d_p^2 V}{9 \mu_f D}$
St	nombre de STANTON $= \frac{h}{\rho c_p V}$
T_p^*	différence de température adimensionnée

Nomenclature

T_p^*	$= \frac{\lambda_l}{\lambda_s} T_p^*$
u^*	vitesse adimensionnée = $\frac{u}{V}$
x	épaisseur réduite adimensionnée de l'encrassement interne = $\frac{e_i}{d_{H0}}$
y	épaisseur réduite adimensionnée de l'encrassement externe = $\frac{e_e}{d_{H0}}$
y^+	coordonnée radiale adimensionnée
z^*	coordonnée axiale adimensionnée = $\frac{z}{R}$
z_L^*	coordonnée axiale adimensionnée = $\frac{2z}{d Re_D Pr}$
ε	épaisseur réduite adimensionnée = $\frac{e}{R}$
η	coordonnée radiale adimensionnée = $\frac{r}{R_f}$
θ	température adimensionnée = $\frac{T - T_f}{T_{ie} - T_f}$
τ_p^+	temps de relaxation
ψ_i	critère d'impaction

Indices

*	grandeur adimensionnée
.	débit d'une grandeur
'	fluctuation d'une grandeur
0	état initial
b	relatif à l'espace calendaire
c	relatif aux transferts thermiques
ca	relatif à la méthode thermique de détermination de l'épaisseur du dépôt lorsque le produit $A_i h_{id}$ varie

Nomenclature

cd	relatif à la méthode thermique de détermination de l'épaisseur du dépôt lorsque le produit $A_i h_{id}$ reste constant
d	état encrassé, dépôt
D	par rapport au diamètre intérieur amont
e	externe
e	entrée
Ex	expérimental
f	relatif au front solide-liquide (interface)
h	hydraulique
i	interne
j	indice variable
l	liquide
lm	moyenne logarithmique
m	mécanique
moy	relatif à la moyenne pondérée
p	relatif aux pertes de pression
p	paroi
s	solide
pf	relatif à la méthode mécanique de détermination de l'épaisseur du dépôt à partir du frottement
pp	relatif à la méthode mécanique de détermination de l'épaisseur du dépôt à partir de la mesure de ΔP
pla	relatif aux échangeurs à plaques
tca	relatif aux échangeurs à tubes-calandre
tco	relatif aux échangeurs à tubes concentriques
th	théorique

SOMMAIRE

	Page
INTRODUCTION GENERALE	1
PARTIE 1 RESUME BIBLIOGRAPHIQUE	4
Introduction	5
Chapitre 1: DEFINITIONS ET REMEDES ACTUELS A L'ENCRASSEMENT.	6
1.1. Conséquences de l'encrassement	6
1.2. Types d'encrassement	8
1.3. Les mécanismes de l'encrassement	9
1.4. Types d'évolution	12
1.5. Facteurs influençant l'encrassement	15
1.5.1. Vitesse de l'écoulement	15
1.5.2. Température du fluide	15
1.5.3. Température locale de la surface d'échange	15
1.5.4. Types de combustible	15
1.5.5. Etat de surface	16
1.5.6. Géométrie de la surface d'échange	16
1.5.7. Matériaux	16
1.6. Solutions techniques de lutte contre l'encrassement	16
1.6.1. Surdimensionnement	16
1.6.2. Prévention de l'encrassement	16
1.6.2.1. Procédés mécaniques	17

1.6.2.2. Autres procédés	17
1.7. Conclusion partielle	17
Chapitre 2: ETUDES ANTERIEURES ET RESULTATS EXISTANTS.	18
2.1. Aspects économiques de l'encrassement	18
2.2. Encrassement en simple phase	21
2.2.1. Critères généraux d'encrassement	21
2.2.1.1. Critères thermiques	21
2.2.1.1.1. Résistance d'encrassement	21
2.2.1.1.1.1. Coefficient d'encrassement	21
2.2.1.1.1.2. Tables existantes	22
2.2.1.1.1.3. Influence des paramètres sur la résistance d'encrassement	23
2.2.1.1.1.4. Surfaces augmentées et promoteurs de turbulence	25
2.2.1.1.2. Coefficient d'échange et facteur de COLBURN	26
2.2.1.1.3. Efficacité thermique	27
2.2.1.2. Critères liés aux pertes de pression	27
2.2.2. Critères liés au mouvement particulaire	27
2.2.2.1. Système sans forces extérieures	27
2.2.2.2. Système avec forces extérieures	30
2.2.3. Les analogies entre les transferts de chaleur et de matière	31
2.3. Ecoulement diphasique	32

2.3.1. Condensation d'une phase gazeuse	32
2.3.2. Solidification de la phase gazeuse	33
2.3.3. Solidification d'une phase liquide	33
2.3.3.1. Equations régissant le phénomène	34
2.3.3.2. Particularités des problèmes de solidification	35
2.3.3.2.1. Problème dynamique	35
2.3.3.2.2. Problème thermique	36
2.3.3.2.3. Coefficient d'échange de chaleur	38
2.3.3.2.4. Etat de surface de la glace	39
2.4. Conclusion partielle	41
Chapitre 3: LES DEGRADATIONS D'ENERGIE.	43
3.1. Irréversibilités dans les échangeurs de chaleur	43
3.2. Principes de la thermodynamique	44
3.2.1. Formes classiques	44
3.2.1.1. Premier principe	44
3.2.1.2. Deuxième principe	44
3.2.2. Notion d'Exergie-Anergie	45
3.3. Relations phénoménologiques	46
3.3.1. Bilan d'entropie	46
3.3.2. Equations phénoménologiques	46
3.4. Dispositifs pour diminuer les dégradations d'énergie	48
3.4.1. Etat de référence	48

3.4.2. Techniques de diminution des dégradations d'énergie	49
3.5. Conclusion partielle	50
PARTIE 2 MODELISATION	51
Introduction	52
Chapitre 4: INFLUENCE DE L'ENCRASSEMENT SUR LES CRITERES UTILISES DANS LE DOMAINE DES ECHANGEURS DE CHALEUR.	53
4.1. Hypothèses et conditions d'équivalence	53
4.1.1. Hypothèses	53
4.1.2. Conditions d'équivalence	53
4.2. Evolution des paramètres géométriques	54
4.2.1. Ecoulement intérieur	54
4.2.2. Ecoulement extérieur	54
4.3. Expressions dérivant de la puissance mécanique de pompage	58
4.3.1. Puissance mécanique de pompage	58
4.3.2. Evolution du débit	58
4.3.2.1. Ecoulement laminaire	59
4.3.2.2. Ecoulement turbulent	59
4.4. Critères partiels sur l'échangeur complet	61
4.4.1. Critères partiels relatifs aux transferts thermiques	61
4.4.1.1. Le facteur de COLBURN, l'efficacité de transfert thermique	61
4.4.1.2. Nombre d'unités de transfert (NUT)	64

4.4.2. Critères relatifs aux pertes de charge	66
4.4.2.1. Nombre d'unités d'énergie dégradée	67
4.4.2.2. Pertes de charge adimensionnées	68
4.5. Critères globaux	68
4.5.1. Critère de LE GOFF (Lf)	68
4.5.2. Perte de charge spécifique	69
4.5.3. Performance énergétique	70
4.5.4. Autres critères	72
4.6. Discussion	73
4.6.1. Sensibilité à l'encrassement des divers types d'échangeurs	73
4.6.2. Paramètres physiques influençant les critères	73
4.7. Conclusion partielle	74
Chapitre 5: ETUDE GLOBALE EN DEMI-ECHANGEUR. CRITERE ENTROPIQUE D'ENCRASSEMENT.	75
5.1. Hypothèses	75
5.2. Expression du débit	77
5.3. Entropie générée	77
5.4. Energies dégradées partielles	78
5.5. Corrélations utilisées	79
5.5.1. Ecoulement intérieur	79
5.5.1.1. Ecoulement laminaire	79
5.5.1.2. Ecoulement turbulent	80

5.6. Expression du flux linéique	80
5.7. Différents cas observés	82
5.8. Expressions des énergies dégradées partielles	82
5.9. Discussion	88
5.10. Conclusion partielle	91
Chapitre 6: ETUDE GLOBALE EN ECHANGEUR COMPLET	93
6.1. Hypothèses du modèle	93
6.1.1. Hypothèses relatives à l'écoulement	93
6.1.2. Hypothèses relatives à l'équivalence entre les échangeurs de chaleur	93
6.1.2.1. Débit massique fixé	93
6.1.2.2. Nombre de REYNOLDS et vitesse massique fixés	97
6.2. Evolution des paramètres géométriques et du débit	98
6.3. Entropie générée dans l'échangeur complet	99
6.4. Discussion	102
6.5. Conclusion partielle	108
Chapitre 7: ETUDE LOCALE DU CRITERE ENTROPIQUE D'ENCRASSEMENT	109
7.1. Hypothèses du problème	109
7.2. Etude en écoulement monodimensionnel	109
7.3. Etude en écoulement laminaire, bidimensionnel	113
7.3.1. Equations régissant le phénomène	114

Sommaire

7.3.2. Champ de température dans la phase solide	115
7.3.3. Champ de température dans la phase liquide	115
7.3.4. Profil de l'interface mobile	118
7.3.5. Entropie locale générée dans la phase liquide	118
7.3.6. Evolution de l'encrassement et des dégradations	120
7.4. Etude en écoulement turbulent	127
7.4.1. Le modèle "simplissime" de la turbulence	128
7.4.2. Equations régissant le phénomène	129
7.4.3. Champ de vitesse	131
7.4.4. Champ de température dans la phase liquide	132
7.4.5. Entropie générée dans la phase liquide	136
7.5. Conclusion partielle	140
PARTIE 3 DISPOSITIFS ET RESULTATS EXPERIMENTAUX ..	141
Introduction	142
Chapitre 8: DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX	143
8.1. Description générale de l'installation expérimentale	143
8.2. Circuit secondaire de la boucle	143
8.3. Dispositifs de mesure	145
8.3.1. Mesures de débit	145
8.3.2. Mesures des températures	146
8.3.3. Mesure de la pression	148
8.3.4. Mesure du profil des vitesses	149

8.4. Difficultés rencontrées	151
8.4.1. Circuit primaire	151
8.4.2. Circuit secondaire	152
8.5. Conclusion partielle	152
Chapitre 9: RESULTATS EXPERIMENTAUX	153
9.1. Conditions expérimentales	153
9.1.1. Gamme de variation des paramètres	153
9.1.2. Procédure expérimentale	153
9.2. Ecoulement en contre-courant	154
9.2.1. Evolution des températures de paroi	154
9.2.2. Evolution de la pression	157
9.3. Ecoulement en co-courant	159
9.3.1. Puissance échangée	159
9.3.2. Influence de la température d'entrée et du nombre de REYNOLDS	161
9.3.3. Influence de T_p^*	163
9.3.4. Evolution des températures de paroi en co-courant	163
9.4. Mesures des profils de vitesse	165
9.5. Evolution de l'épaisseur du dépôt	167
9.5.1. Epaisseur du dépôt déduite de données thermiques	168
9.5.1.1. Méthode des résistances thermiques en série	168
9.5.1.2. Méthode classique de détermination de l'épaisseur ...	170

9.5.1.3. Détermination d'un dépôt moyen de glace	171
9.5.2. Epaisseur du dépôt déduite des pertes de pression	171
9.5.2.1. Détermination de l'épaisseur à partir du débit et du coefficient de frottement	171
9.5.2.2. Epaisseur estimée à partir des pertes de pression mesurées	172
9.6. Dégradations d'énergie	173
9.7. conclusion partielle	174
PARTIE 4 COMPARAISON DES RESULTATS EXPERIMENTAUX ET DE LA MODELISATION	175
Introduction	176
Chapitre 10: ANALYSE ET COMPARAISON DE L'ÉPAISSEUR DU DEPOT EXPERIMENTALE ET THEORIQUE	177
10.1. Techniques de mesure de l'épaisseur du dépôt	177
10.1.1. Photographie de la veine d'essai	177
10.1..2. Méthode capacitive de détection d'un dépôt	179
10.1.3. Méthodes basées sur les ultrasons	180
10.2. Estimation de l'épaisseur du dépôt	181
10.2.1. Evolution du coefficient d'échange global	182
10.2.2. Comparaison des profils de l'interface obtenus par la modélisation avec les résultats déduits d'expérience	183
10.3. Explication possible de l'évolution des pertes de pression	187
10.4. Conclusion partielle	188

Chapitre 11: ANALYSE ET COMPARAISON DES DEGRADATIONS D'ENERGIE EXPERIMENTALES ET THEORIQUES.	189
11.1. Comparaison des dégradations d'énergie théoriques, expérimentales dues à la chaleur	189
11.2. Comparaison des dégradations d'énergie théoriques, expérimentales dues aux pertes de pression	190
11.3. Conclusion partielle	192
 CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES	193
CONCLUSION GENERALE	194
PERSPECTIVES	195
 BIBLIOGRAPHIE	197

INTRODUCTION GENERALE

INTRODUCTION GENERALE

La présente étude s'intéresse à la perte d'efficacité des échangeurs de chaleur. En effet, ces appareils destinés à transmettre un flux de chaleur d'un fluide à un autre, se recouvrent progressivement de matières indésirables qui provoquent la dégradation de la surface d'échange.

L'encrassement met en jeu des phénomènes très complexes et a une incidence économique certaine. Une récente étude faite en 1992 par CHAUDAGNE et GOYHENETCHE [1] évalue à près de 10.000 millions de francs les dépenses annuelles occasionnées par ce phénomène en France.

La maîtrise de l'encrassement passe par la connaissance des mécanismes qui lui donnent naissance. Des études menées ont permis de distinguer six types de mécanismes de dépôt:

- encrassement particulaire,
- entartrage,
- corrosion,
- encrassement biologique,
- encrassement par réactions chimiques,
- encrassement par changement de phase.

L'encrassement se traduit par une modification de la géométrie des appareils qui entraîne:

- la réduction des échanges thermiques représentée par une résistance thermique d'encrassement obtenue à partir de tables ou fournie par l'utilisateur de l'échangeur,
- l'augmentation des pertes de pression.

Les différents coefficients utilisés lors du dimensionnement des échangeurs de chaleur se rapportent généralement à la résistance thermique d'encrassement donc à un des phénomènes observés.

Le présent travail de recherche porte sur un modèle thermodynamique de l'encrassement qui jumèle les deux phénomènes signalés plus haut. Il analyse les paramètres influençant les dégradations totales d'énergie dans l'échangeur de chaleur.

Le présent rapport se divise en quatre parties.

La première partie présente une étude bibliographique des différents critères de la littérature et quelques notions sur les dégradations d'énergie.

L'étude globale et locale du modèle entropique est étudiée dans la deuxième partie.

Le dispositif expérimental et les résultats obtenues sont présentés dans la troisième partie.

La quatrième partie permet la confrontation des résultats expérimentaux avec le modèle précédemment présenté.

PARTIE 1 RESUME BIBLIOGRAPHIQUE

PARTIE 1 RESUME BIBLIOGRAPHIQUE

INTRODUCTION

L'encrassement est un phénomène complexe qui demeure de nos jours le moins résolu des problèmes de l'industrie. Les fluides en écoulement dans les systèmes énergétiques sont susceptibles de transporter des particules en suspension. Compte tenu des conditions de fonctionnement, ces substances se déposent progressivement sur les surfaces d'échange et causent un dysfonctionnement des appareils.

Le dépôt conduit à la diminution du flux thermique à transmettre, mais aussi à l'augmentation des pertes de charge. Ces conséquences, dans certains cas (par exemple dans l'industrie alimentaire), exigent des systèmes de régulation des écarts de température et des puissances mécaniques de pompage afin de conserver la qualité gustative et biologique des produits.

Lors du dimensionnement des échangeurs de chaleur, ces deux phénomènes observés sont souvent dissociés. Il existe donc deux approches permettant de dimensionner ces appareils:

- résistance thermique d'encrassement, où on privilégie les transferts thermiques,
- résistance mécanique à l'écoulement, où on privilégie les pertes de charge; l'encrassement est représenté par un coefficient d'encrassement dépendant uniquement des pertes de charge.

Après quelques généralités sur l'encrassement, il sera présenté dans cette partie, les études antérieures et les résultats disponibles sur l'encrassement. Le dernier chapitre se propose de donner quelques notions sur les dégradations d'énergie.

CHAPITRE 1 DEFINITIONS ET REMEDES A L'ENCRASSEMENT

Les échangeurs de chaleur, appareils destinés à transmettre un flux de chaleur d'un fluide à un autre, occupent une place importante dans l'industrie. Au cours de leur fonctionnement, ils s'encrassent. Pour résoudre ce problème, des échangeurs adaptés à diverses conditions d'utilisation ont été étudiés et construits tels que les échangeurs à plaques, platulaires, spirales, à surfaces raclées.

1.1. Conséquences de l'encrassement.

La plupart des fluides en écoulement dans les échangeurs de chaleur, transportent des particules en suspension qui se déposent sur les surfaces d'échange. Cette dégradation de la surface se manifeste dans le domaine thermique par une augmentation de la résistance au flux thermique à transmettre.

Une enquête de l'Ecole Centrale de Paris auprès des utilisateurs, montre que l'encrassement demeure le dysfonctionnement le plus cité parmi les défauts associés aux échangeurs. La figure 1.1. extraite de [33] illustre bien ce fait. Comme le souligne BOTT [1], les conséquences directes de l'encrassement ne sont pas uniquement d'ordre économique, elles sont aussi de pollution, humaine et scientifiques.

La figure 1.2 montre les différentes résistances thermiques observées de part et d'autre d'une paroi encrassée.

La résistance thermique globale rapportée à l'aire A_i est donnée par l'expression:

$$R_{th} = \frac{1}{h_g} = \frac{1}{h_i} + \frac{1}{h_e} \frac{A_i}{A_e} + R_p + \frac{A_i}{A_e} R_{de} + R_{di} \quad (1.1)$$

avec R_p , résistance thermique de la paroi,
 R_{di} , R_{de} , résistances d'encrassement interne et externe,
 h_g , coefficient de transfert global,
 h_i , h_e , coefficients d'échange par convection des fluides interne et externe,
 A_i , A_e , surfaces d'échange interne et externe.

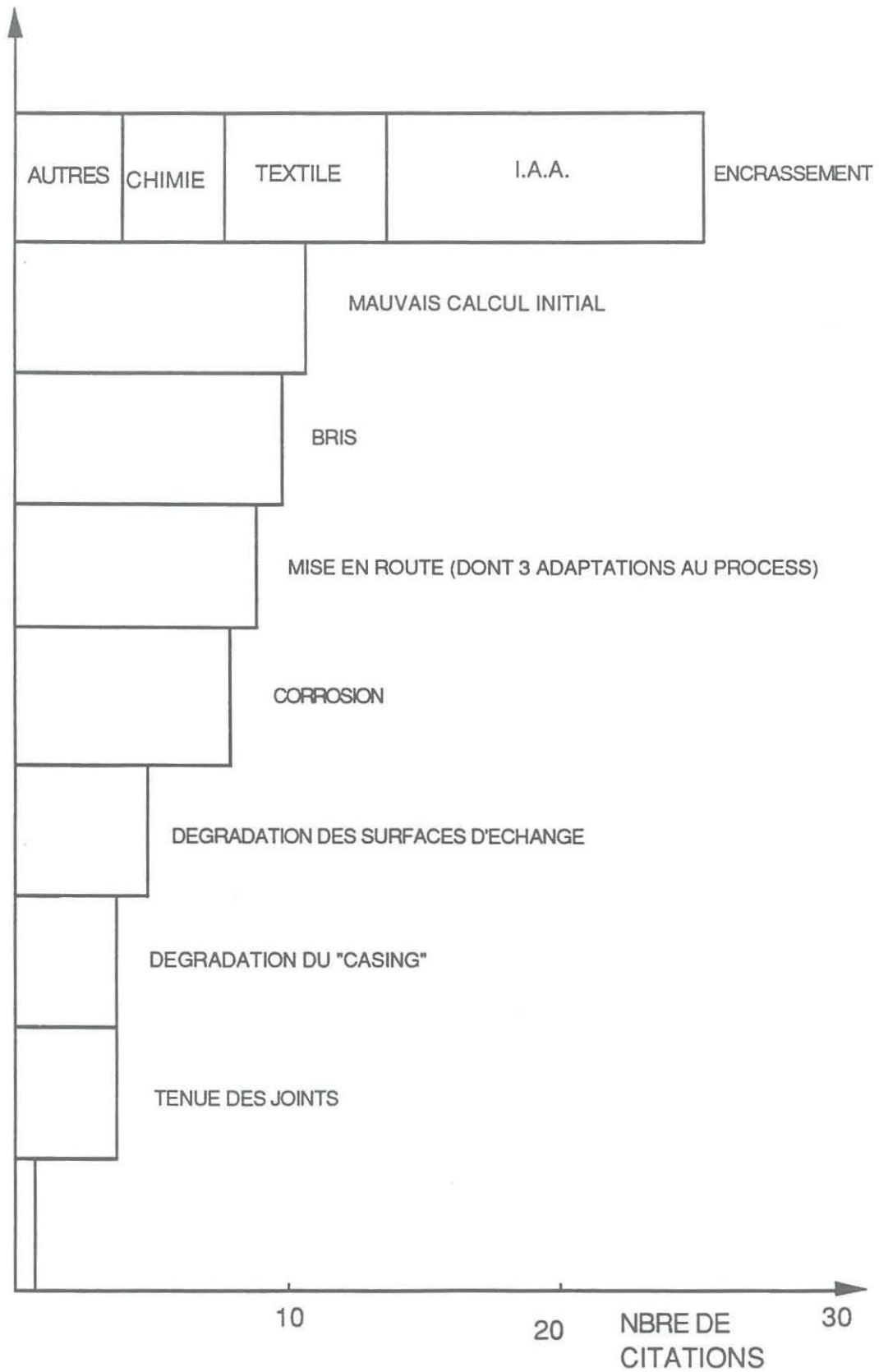


Figure 1.1. Histogramme des défauts des échangeurs selon l'enquête de l'Ecole Centrale de Paris

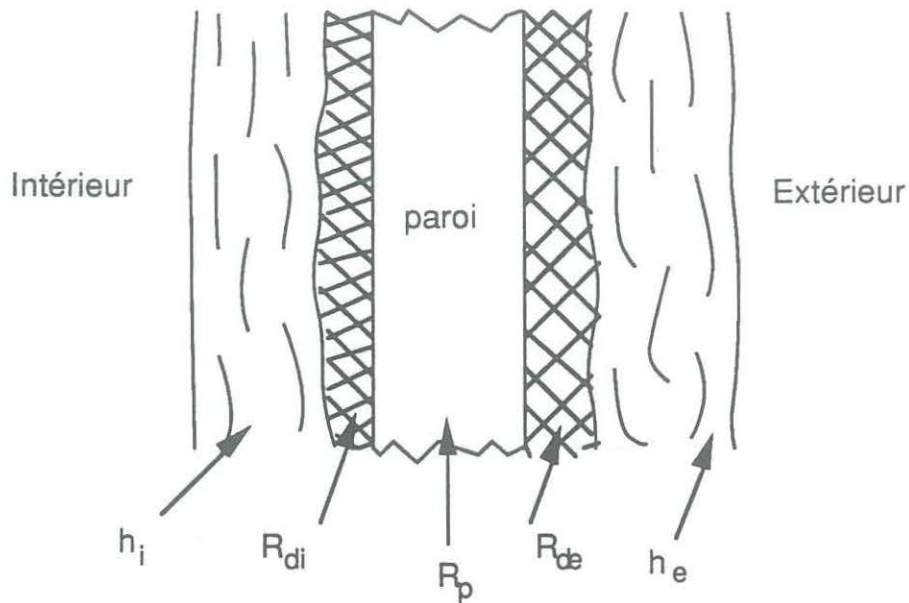


Figure 1.2. Résistances d'encrassement rencontrées de part et d'autre d'une paroi d'échange

Par ailleurs, la dégradation de la surface d'échange augmente aussi la résistance à l'écoulement, due essentiellement à la diminution de la section de passage.

1.2. Types d'encrassement.

Des études menées sur l'encrassement [1,2,3] ont permis de distinguer six types d'encrassement:

- encrassement particulaire,
- entartrage,
- corrosion,
- encrassement biologique,
- encrassement chimique,
- encrassement par changement de phase.

Le mélange formé par les substances et le fluide qui les transporte est appelé:

- un aérosol, lorsque le support est gazeux et par extension de langage, ce terme sert à identifier la substance elle-même,
- un hydrosol, lorsque le support est liquide.

Bien que les particules soient rarement de forme sphérique, leur taille est toujours définie par un diamètre équivalent. La

figure 1.3 montre l'étendue granulométrique des principaux aérosols naturels ou artificiels d'après CHARUAU cité dans [15].

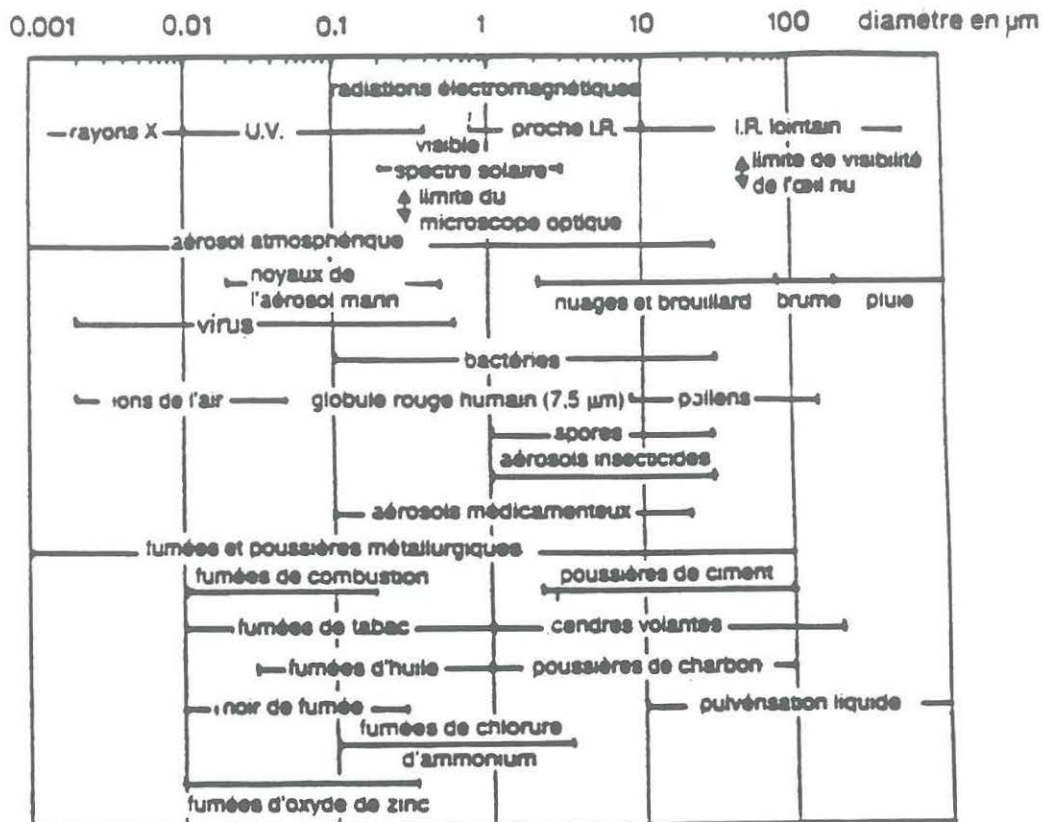


Figure 1.3. Etendue granulométrique des principaux aérosols naturels ou artificiels d'après CHARUAU cité dans [15]

1.3. Les mécanismes de l'encrassement

Les mécanismes dépendent du type d'encrassement. Pour mieux comprendre ces mécanismes, une étude détaillée de la composition et de la structure des dépôts s'avère nécessaire.

Six étapes sont logiquement considérées pour l'apparition et le développement de l'encrassement.

- initiation du dépôt,
- production des substances,
- transfert des substances du fluide vers la paroi ou vice-versa,
- adhésion,

- réentraînement,
- vieillissement.

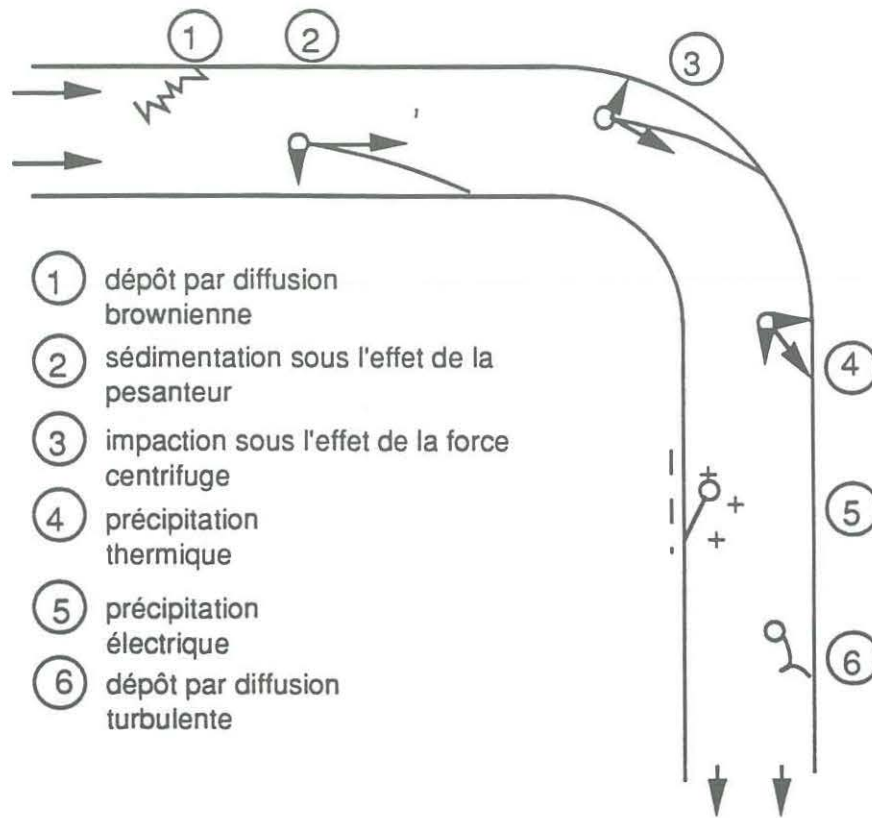


Figure 1.4. Mécanismes de dépôts d'aérosols dans une conduite

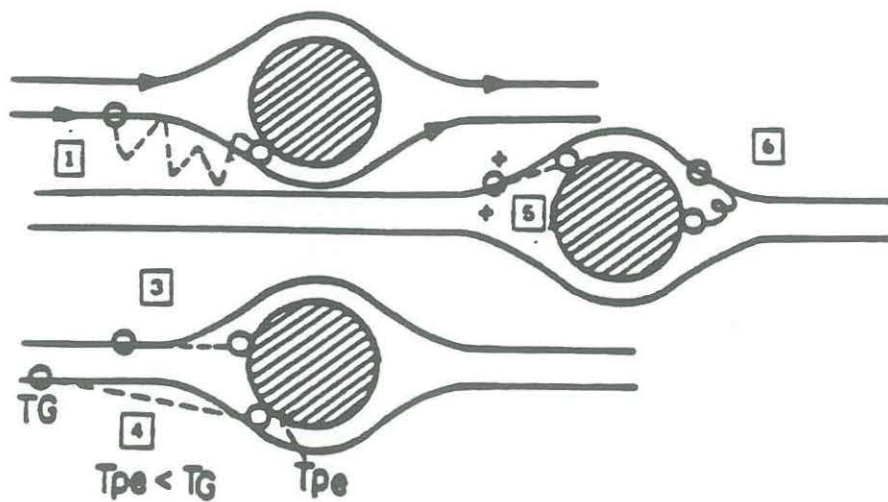


Figure 1.5. Mécanismes de dépôts d'aérosols dans un écoulement perpendiculaire à des cylindres (même légende que la figure 1.4)

La phase d'initiation est le temps nécessaire avant de pouvoir observer la formation d'un dépôt encrassant sur une surface propre. Elle est faible pour l'encrassement particulaire.

En dehors de l'encrassement particulaire où la substance encrassante existe souvent en suspension dans le fluide, dans les autres types d'encrassement, elle est produite au cours du fonctionnement du système à partir de réactions chimiques, biologiques ou de changement de phase.

Le transfert des particules vers la paroi est assuré par le fluide et dépend de la nature de l'écoulement ainsi que de la taille des particules. Les figures 1.4 et 1.5 schématisent, dans le cas du dépôt d'aérosol, les différents phénomènes intervenant dans le transfert des particules à la paroi. Ils se divisent en deux groupes:

- les transferts sans effets de forces extérieures: 1,3,6,
- les transferts avec effets de forces extérieures: 2,4,5.

La diffusion brownienne se manifeste en général pour des particules de dimension inférieure à 0,01mm. Dans ce cas, le coefficient de diffusion moléculaire est le paramètre fondamental du dépôt.

$$D_b = K T B \quad (1.2)$$

avec: D_b , diffusivité brownienne ($m^2 s^{-1}$),
 K , constante de BOLTZMAN, $K = 1,38 \cdot 10^{-23} J K^{-1}$,
 B , mobilité dynamique de la particule, est le rapport de la vitesse relative particule fluide et de la force de diffusion.

Les phénomènes de désengagement se rencontre chaque fois qu'une particule rencontre un obstacle, un changement de direction, près des parois lorsque la particule pénètre dans la couche limite thermique, dans un écoulement turbulent où les fluctuations de vitesse influence le positionnement de la substance.

Les forces extérieures pouvant intervenir dans la cinétique du dépôt sont:

- la gravité qui devient prépondérante pour une canalisation horizontale, lorsque la dimension des particules dépasse 1 mm,

- la thermophorèse, précipitation thermique due à un gradient de température dans le fluide porteur. Elle entraîne la migration des particules vers les régions les plus froides,
- la diffusiophorèse due à un gradient de concentration d'un des constituants du mélange. La particule se déplace avec les constituants du mélange,
- la photophorèse qui intervient pour des particules absorbantes et exposées à un rayonnement. Les molécules de la face exposées au rayonnement s'échauffent, il s'ensuit un mouvement dans le sens du rayonnement,
- l'électrophorèse qui intervient lorsque la particule passe dans un champ électrique.

La phase d'adhésion dépend, des forces d'adhésion et de cohésion dues à l'attraction moléculaire, des forces gravitationnelles, thermiques, diffusionnelles, électrostatiques et capillaires.

Toutes les particules amenées au voisinage d'une paroi n'adhèrent pas obligatoirement sur celle-ci. Lorsque les forces dynamiques sont supérieures aux forces d'adhésion, les particules sont réentraînées. CLEAVER et YATES [3] ont supposé que ce n'étaient pas simplement les contraintes de cisaillement visqueux qui ramènent les particules déposées dans l'écoulement principal, mais les remous turbulents aléatoires qui naissent à la paroi. EPSTEIN [15] propose un critère adimensionnel π pour connaître l'effet du réentraînement:

$$\pi = \frac{\text{Force hydrodynamique tendant à détruire le dépôt}}{\text{Force d'adhésion ou de cohésion du dépôt}} \quad (1.3)$$

Le vieillissement peut conduire à un changement de structure chimique ou cristalline du dépôt à cause des phénomènes tels que la déshydratation ou la polymérisation qui entraînent la diminution des forces d'adhésion.

1.4. Types d'évolution

Le dépôt des substances observées évoluant dans le temps, leur vitesse d'accroissement peut être modélisée par des équations prenant en compte deux termes:

- l'un traduisant la formation du dépôt et reposant sur les mécanismes physico-chimiques caractérisant le phénomène d'encrassement,
- l'autre traduisant l'élimination de la substance et dû à l'hydrodynamique interne des échangeurs.

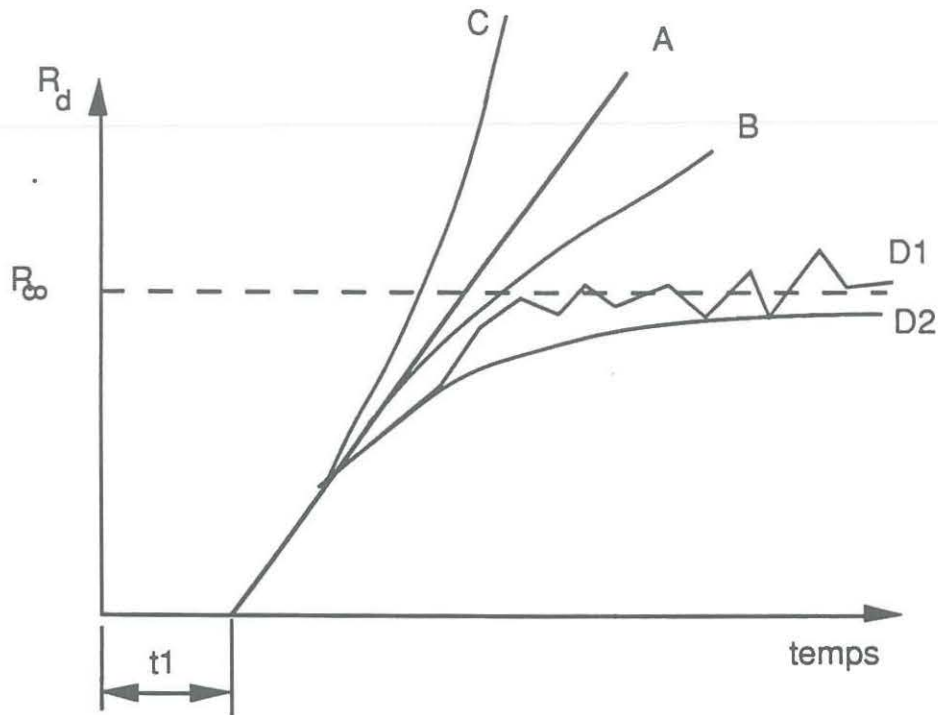


Figure 1.6. Types de dynamique de dépôt

Très généralement, le bilan massique permet d'écrire:

$$\frac{dm}{dt} = \dot{m} = \dot{m}_d - \dot{m}_e \quad (1.4)$$

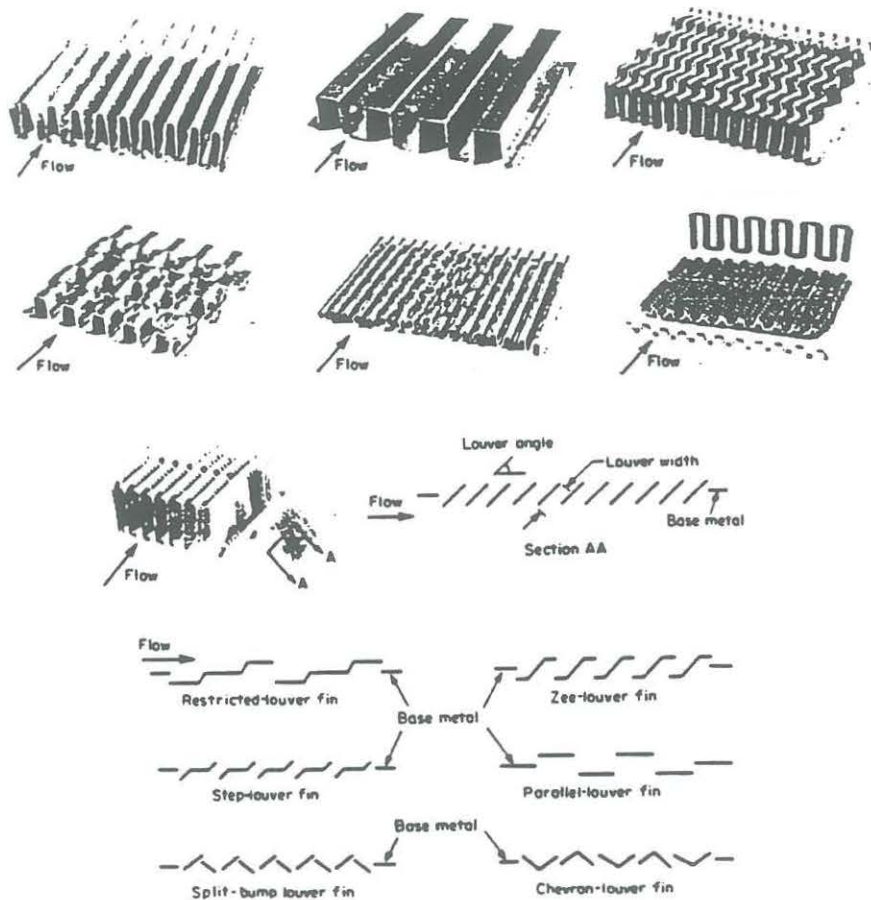
avec, dm/dt , \dot{m}_d , \dot{m}_e représentent respectivement, la vitesse d'accroissement du dépôt, les vitesses caractérisant le dépôt et l'élimination du dépôt.

La connaissance exacte des termes de l'équation 1.4 et sa résolution, permettent de connaître la dynamique du phénomène. Il existe quatre types d'évolution:

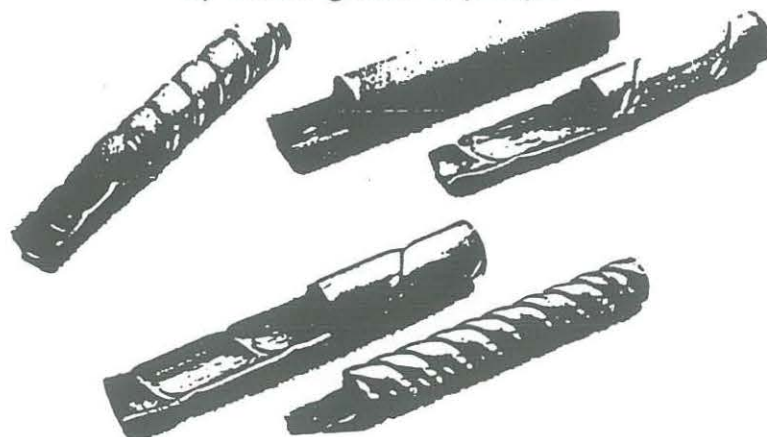
- linéaire (A),
- sous-linéaire (B),
- sur-linéaire (C),
- asymptotique (D).

La figure 1.6 montre les différents types de dynamique où t1 indique la phase d'initiation du dépôt.

Les vitesses de dépôt et de réentraînement dépendent de la géométrie interne de l'échangeur. Le gain de puissance a amené les constructeurs à :



a) échangeurs à plaques



b) échangeurs tubulaires

Figure 1.7. Quelques types de surfaces d'échange et promoteurs de turbulence

- augmenter les surfaces d'échange dont la densité en surfaces secondaires peut atteindre $1300 \text{ m}^2/\text{m}^3$, ces surfaces secondaires sont appelées ailettes pour les échangeurs à tubes et ondes pour les échangeurs à plaques,
- créer des tourbillons de GOERTLER [98] qui se forment lorsque le fluide passe sur les surfaces de transfert concaves des ondulations.

La figure 1.7 montre quelques types de surfaces utilisées dans l'industrie ainsi que des méthodes permettant d'accroître les transferts thermiques.

La plupart de ces surfaces permettent une augmentation des transferts thermiques et induisent une augmentation des pertes de pression. L'encrassement facile de ces appareils complexes est la raison essentielle pour laquelle ils ne connaissent pas une large diffusion dans tous les domaines de l'industrie.

1.5. Facteurs influençant l'encrassement

1.5.1. Vitesse de l'écoulement

L'augmentation de la vitesse d'écoulement entraîne une augmentation de la contrainte pariétale et des remous turbulents ce qui diminue le dépôt.

1.5.2. Température du fluide

La vitesse d'encrassement décroît lorsque la température croît [5]. Dans le cas des incinérations d'ordures ménagères, DURAND cité dans [33] a montré que l'épaisseur du dépôt augmente d'autant plus vite que la température du foyer est élevée.

1.5.3. Température locale de la surface d'échange

Lorsque le point de rosée est atteint, la condensation acide accélère la corrosion des surfaces.

1.5.4. Types de combustible

Dans le cas des incinérateurs d'ordures ménagères, la composition des ordures influence l'encrassement.

1.5.5. Etat de surface

Les ondulations des plaques et la rugosité des surfaces des échangeurs à plaques génèrent une turbulence qui a pour but de maintenir en suspension les particules solides. L'amélioration de la surface d'échange est quelquefois rendue possible par un revêtement anti-adhérent: le polytétrafluoréthylène dont l'inconvénient majeur est l'augmentation de la résistance thermique et de la porosité des plaques.

1.5.6. Géométrie de la surface d'échange

Les échangeurs à tubes quinconcés s'encrassent beaucoup plus vite que la disposition en ligne [16]. D'une manière générale, l'encrassement est fortement dépendant du diamètre hydraulique des passages. Dans le cas des batteries à ailettes d'automobile, COWELL et CROSS [5] ont montré que l'encrassement avait un effet négligeable sur l'atténuation de la conductance de transfert côté air, mais un effet important sur la perte de charge. Le dépôt dans ce cas est limité à la face avant du radiateur.

1.5.7. Matériaux

Pour réduire la corrosion des surfaces d'échange, on est amené à utiliser parfois des matériaux moins bons conducteurs de la chaleur que l'acier, le cuivre ou l'aluminium mais particulièrement insensible à la corrosion et dont les propriétés anti-adhérentes évitent pratiquement l'encrassement de la surface. Les matériaux les plus couramment utilisés sont:

- le verre,
- le graphite,
- le tantane,
- le titane.

1.6. Solutions techniques de lutte contre l'encrassement

1.6.1. Surdimensionnement

Le projeteur étant incapable de prédire avec précision la résistance thermique d'encrassement, il se fie à l'expérience des utilisateurs et à des tables dont les plus connues sont les tables "TEMA". Ces tables présentent très peu d'information sur le type d'évolution, les conditions de fonctionnement et ne se rapportent qu'aux échangeurs à tubes.

1.6.2. Prévention de l'encrassement

Il existe des procédés mécaniques, chimiques, thermiques, électriques, magnétiques de prévention pendant la phase de fonctionnement.

1.6.2.1. Procédés mécaniques

Il existe des méthodes en continu et en échangeur démonté. Pour le nettoyage en continu, les procédés utilisés sont ceux à billes, à brosses, à racleurs et à ressorts. Afin d'assurer une répartition la plus uniforme possible, les boules ont une densité très voisine de celle du fluide. Il existe d'autres procédés de nettoyage: à molettes, à mèches par exemple.

1.6.2.2. Autres procédés

Les procédés chimiques consistent à utiliser des solutions détergentes qui mettent en jeu des réactions de dissolution, d'hydrolyse ou de mise en suspension des dépôts.

Les procédés thermiques consistent à créer des chocs thermiques qui fragilisent le dépôt. Les procédés électriques, magnétiques, par ultrasons et par soufflage acoustiques sont aussi utilisés.

1.7. Conclusion partielle

Les études menées jusque là montrent l'importance de l'encrassement dans l'industrie. Pour mieux maîtriser ce phénomène, les chercheurs s'attèlent à améliorer les modèles existants: plusieurs modèles de dépôt et de nettoyage ont été élaborés et dépendent pour la plupart de la nature du dépôt et de son mécanisme d'adhésion.

Le présent chapitre a rappelé les notions de base relatives à l'encrassement et la situation correspondante à ces phénomènes, tant dans l'industrie que dans la recherche. Le chapitre suivant propose une analyse plus précise et plus fondamentale des connaissances relatives au phénomène d'encrassement physique des échangeurs de chaleur.

CHAPITRE 2 TRAVAUX ET RESULTATS ANTERIEURS

Introduction

L'étude de l'encrassement des échangeurs de chaleur s'est intensifiée depuis 1970: année à laquelle les états et des organismes ont commencé à s'intéresser à son coût. Dans le domaine de la technologie des échangeurs de chaleur, des modèles et corrélations sophistiqués ont été élaborés en vue de l'amélioration du fonctionnement de ceux-ci mais très peu ont été faits dans le domaine de l'encrassement qui est pourtant pénalisant pour ces appareils. La difficulté majeure de ce retard vient de l'impossibilité de la généralisation des données expérimentales puisque l'encrassement dépend de nombreux facteurs allant des caractéristiques physiques et chimiques des fluides aux caractéristiques et à la géométrie des parois d'échange. Ce fait explique la diversité des axes de recherche basés essentiellement sur les états des fluides en circulation. Avant d'aborder les aspects physiques de l'encrassement, quelques aspects économiques sont évoqués.

2.1. Aspects économiques de l'encrassement

Il existe peu d'éléments permettant d'estimer correctement le coût de l'encrassement.

Une étude récente menée par REBELLO et al [16] indique sept points principaux où les dépenses relatives à l'encrassement sont importantes:

- augmentation du coût due à une augmentation de la surface d'échange,
- augmentation des coûts de transport et de mise en place,
- coût des matériaux spéciaux et des géométries d'échangeurs spéciales,
- augmentation des heures chômées pour maintenance et réparation,
- perte de production
- coût des équipements de nettoyage ou des services de nettoyage,

- perte d'énergie due à la diminution du transfert de chaleur et à l'augmentation des pertes de pression.

Les pertes occasionnées par l'encrassement ont été estimées par quelques auteurs [3,12] et sont résumées dans le tableau 2.1.

Auteurs	Pays	Année	Coût
PRITCHARD ABU-ZAID [12]	Grande Bretagne	1976	300 à 500 millions de livres (2550 à 4250 millions FF)
Van NOSTRAND cité dans [12]	USA	-	1,4 milliards de dollars (7,84 milliards FF)
	Monde non communiste	-	4,4 milliards de dollars (24,64 milliards FF)
CHAUDAGNE GOYHENETCHE [1]	France	1990	10000 millions FF

Tableau 2.1. Coût annuel de l'encrassement

Ce coût énorme de l'encrassement a suscité l'intérêt des états et organismes internationaux qui financent des programmes de recherche dans le domaine de l'encrassement.

Les recherches en cours sur l'encrassement se résument sur la figure 2.1.

Cette figure indique que les conséquences de l'encrassement ne sont pas uniquement d'ordre économique, elles sont aussi d'ordre environnemental, humain et scientifique.

Il ne sera traité dans ce rapport que des aspects physiques de l'encrassement.

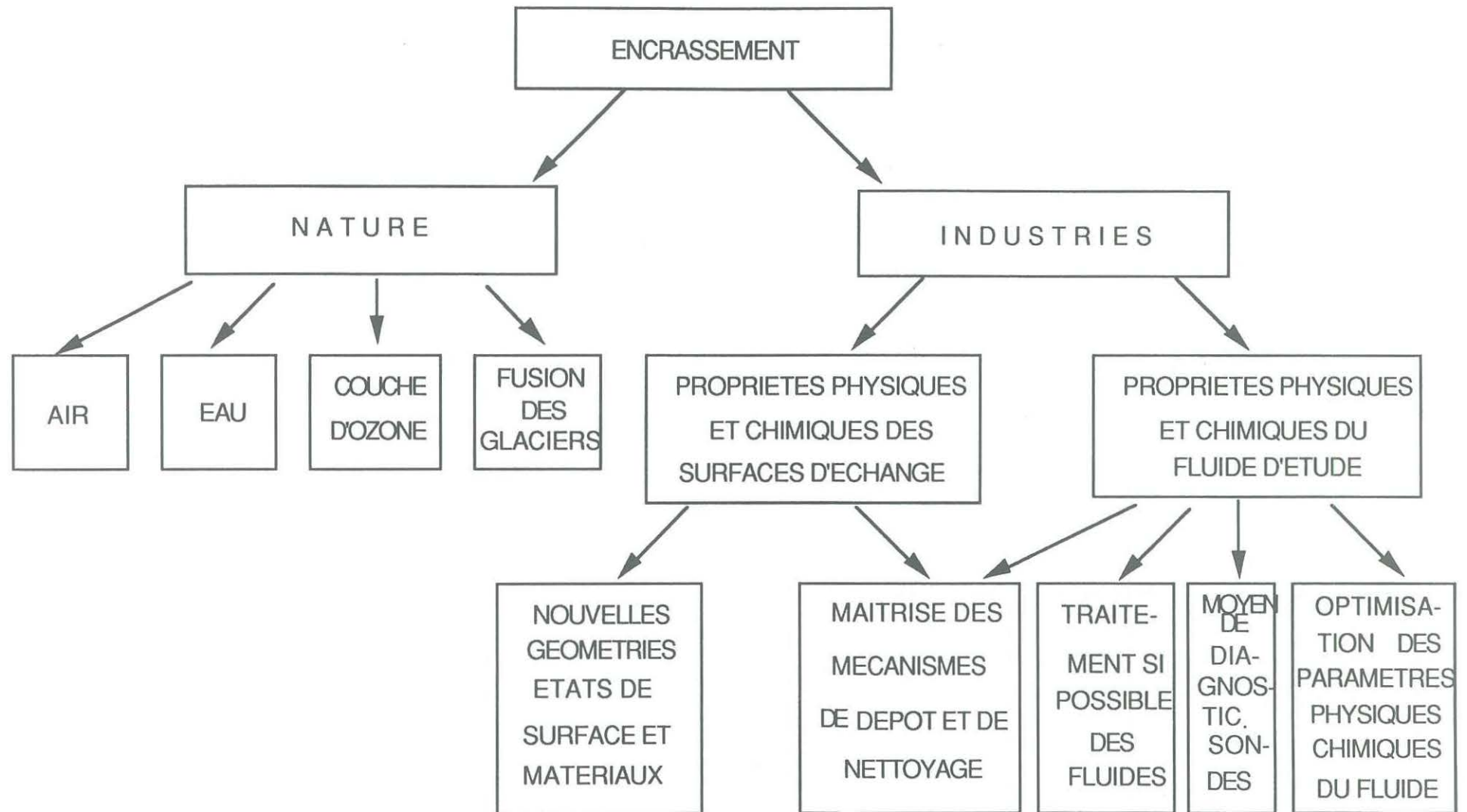


Figure 2.1. Axes de recherche dans le domaine de l'encrassement

2.2. Encrassement en simple phase

Ce paragraphe sera consacré au cas où l'aérosol, l'hydrosol et le fluide dans lequel sont dispersées les particules ne subissent pas un changement de phase.

Plusieurs auteurs ont axé leur recherche sur les mécanismes de dépôt et de nettoyage [1,3,15]. Il ressort de leurs études que les phénomènes mis en jeu dépendent en général de la nature du fluide, de l'écoulement, de la nature physico-chimique des particules et de la géométrie de l'échangeur.

2.2.1. Critères généraux d'encrassement

Pour modéliser les phénomènes de dépôt et de nettoyage, il est important de connaître:

- les mécanismes dominant le transport des particules vers la paroi,
- les paramètres influençant le critère choisi.

Ces critères sont nombreux et dépendent des phénomènes physico-chimiques régnant dans l'échangeur. Ils sont développés dans les paragraphes qui suivent.

2.2.1.1. Critères thermiques

L'encrassement dégrade les performances thermiques de l'échangeur. Cette dégradation a pour conséquence l'augmentation de la résistance au transfert du flux de chaleur.

2.2.1.1.1. Résistance d'encrassement

C'est le critère thermique le plus répandu dans la littérature. Il est influencé par plusieurs paramètres. LALANDE et CORRIEU [15] suggèrent que deux effets sont pris en compte dans la résistance thermique du dépôt:

- l'augmentation de la résistance thermique de conduction du dépôt,
- la modification du coefficient d'échange entre le fluide et la surface du dépôt.

2.2.1.1.1.1. Coefficient d'encrassement

La résistance d'encrassement varie dans le temps. Le coefficient d'encrassement correspond à une valeur déterminée de la résistance d'encrassement, mais intègre aussi la modification du coefficient d'échange entre le fluide et le dépôt.

Le coefficient d'encrassement est donné par l'expression [33]:

$$R_d = \frac{C_s}{H_0} \quad (2.1)$$

avec, C_s coefficient d'excès de surface = $\frac{A_d}{A_0} - 1 = \frac{1}{FP} - 1$ (2.2)

FP facteur de propreté = $\frac{H_d}{H_0}$ (2.3)

2.2.1.1.1.2. Tables existantes

L'impossibilité du projeteur de pouvoir prédire la valeur correcte des résistances d'encrassement, le conduit généralement à utiliser des tables fournissant des valeurs empiriques de ce critère: "TEMA" (Tubular Exchanger Manufacturer's Association) et "BEAMA" (British Electrical and Allied Manufacturer's Association). L'utilisation de la résistance d'encrassement entraîne souvent un excès de surface.

Ces tables présentent de nombreuses imperfections:

- elles ne concernent que les procédés utilisant l'eau ou les hydrocarbures circulant dans les échangeurs à tubes et calandre,
- elles reconnaissent peu les variations de la résistance d'encrassement en fonction des paramètres d'écoulement et de la surface d'échange,
- le type d'évolution n'est pas indiqué et le phénomène est traité comme s'il atteignait instantanément un état stationnaire.

Le développement de nouvelles technologies dans le domaine des échangeurs de chaleur amène les constructeurs à reconsidérer la question. BOTT [1] a souligné que les résistances fournies par les tables sont à traiter avec une extrême précaution puisqu'elles ne fournissent aucun renseignement sur les conditions de leur obtention.

2.2.1.1.1.3. Influence des paramètres sur la résistance d'encrassement

- Vitesse de l'écoulement

Les effets de la vitesse de l'écoulement sur le dépôt de particules sont quelquefois contradictoires suivant le type de fluide. COPPER et MULLER cité dans [15] à travers la figure 2.2 montrent dans le cas d'un hydrosol (eau de refroidissement) circulant dans un échangeur à plaques, une décroissance de la résistance asymptotique d'encrassement quand la vitesse croît. Cependant ZHANG et al [17] observent une croissance de la résistance d'encrassement avec la vitesse (figure 2.3) . Le fluide de leur expérience est un aérosol de particules de carbonate de calcium circulant à travers des tubes ailetés.

- Température de paroi

La figure 2.2 montre une diminution importante du critère avec la baisse de la température de paroi.

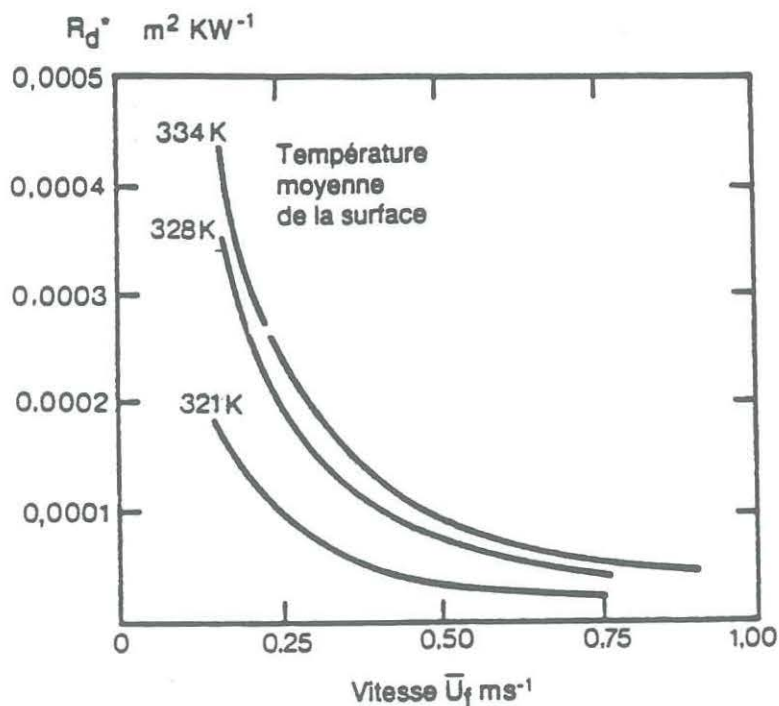


Figure 2.2. Evolution de la résistance asymptotique d'encrassement d'après COOPER et al cité dans [15]

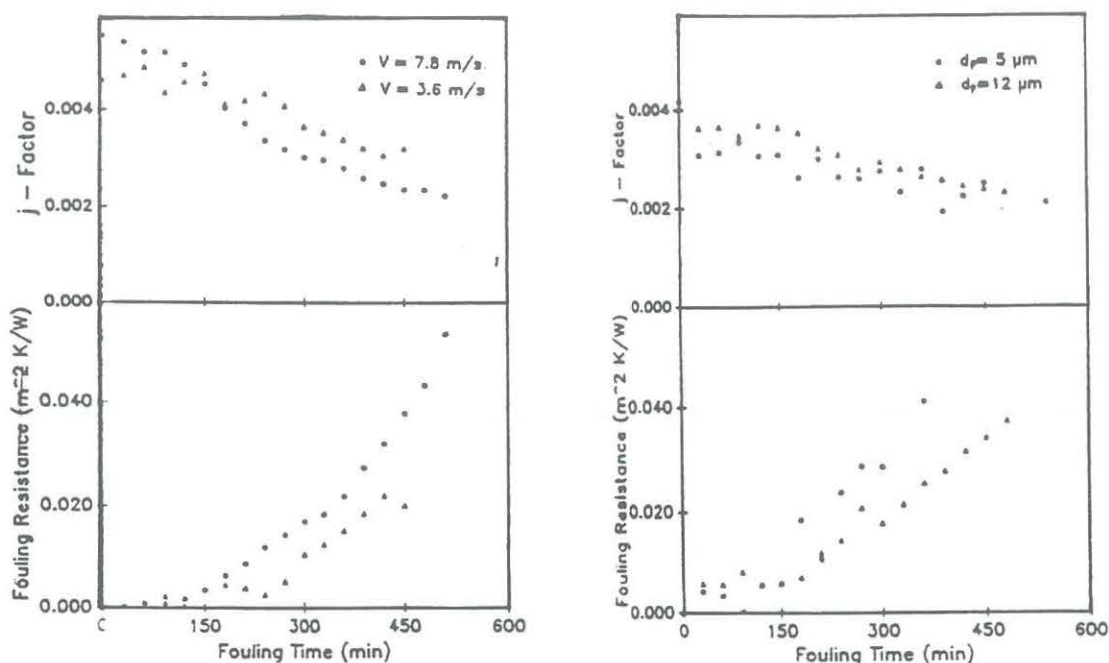


Figure 2.3. Effet de la vitesse de l'air et de la taille des particules sur la résistance d'encrassement [17]

- Concentration en particules

BOTT et BEMROSE cité dans [15] ont montré que la concentration en particules ne modifie pas le transport à la paroi, mais joue un rôle important sur la cinétique du dépôt.

- Taille des particules

ZHANG et al [17] montrent que la résistance d'encrassement croît avec la diminution de la taille des particules (figure 2.3).

- Interactions entre différents agents

OLIVEIRA et al [11] ont étudié l'interaction entre trois agents encrassants (kaolin, magnétite et bactéries) en suspension dans l'eau. Leurs expériences montrent que la présence de magnétite inhibe le dépôt de kaolin. La figure 2.4 indique la faible résistance asymptotique observée pour le cas b (kaolin-magnétite).

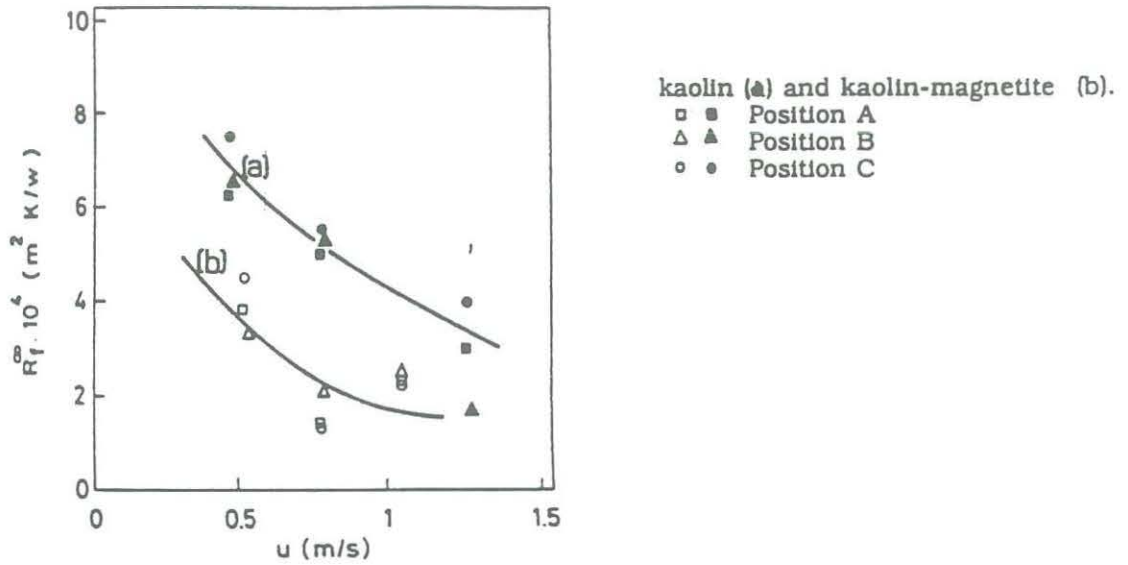


Figure 2.4. Evolution de la résistance asymptotique d'encrassement en fonction de la vitesse et des agents encrassants

2.2.1.1.1.4. Surfaces augmentées et promoteurs de turbulence

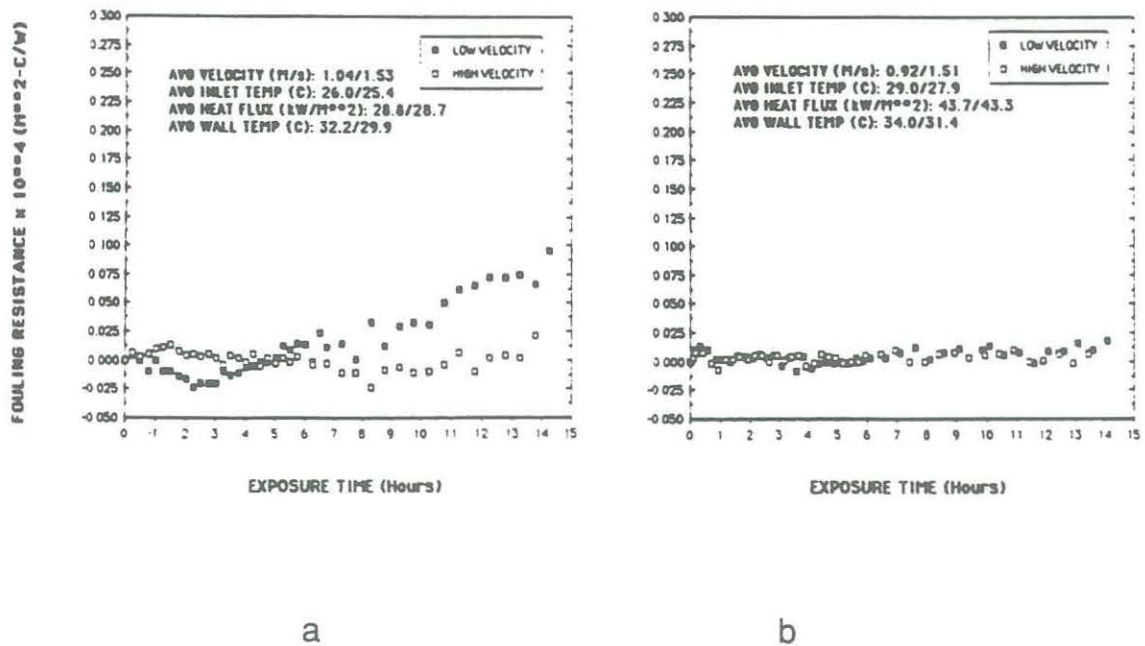


Figure 2.5. Evolution de la résistance d'encrassement en fonction du temps: a) tube lisse; b) tube corrugué.

Ces techniques utilisées pour augmenter la puissance des échangeurs de chaleur, ont tendance à favoriser le dépôt de particules sur les surfaces d'échange. De nos jours, des études intéressantes sont entreprises pour analyser l'impact de l'encrassement sur de tels appareils.

- Tubes corrugués

Les études BERGLES [27] et de WATKINSON [26,28] sur plusieurs types de tubes comportant des promoteurs de turbulence ont montré que dans plusieurs cas, les tubes à promoteurs de turbulence s'encrassaient moins que les tubes lisses placés dans les mêmes conditions. La figure 2.5 montre que la résistance d'encrassement des tubes corrugués est quasi constante et ne varie pas avec le régime de l'écoulement.

- Pas des ailettes

Les points de vue des différents auteurs qui ont étudié ce problème ne concordent pas. RICH [74] a prouvé que pour un intervalle de pas compris entre 1,2 et 8,5 mm, le coefficient de transfert de chaleur était indépendant du pas. L'étude a été faite sur des batteries à ailettes planes continues. RABBAS [74] a trouvé sur des batteries à ailettes individuelles extrudées de faibles hauteur et de pas compris entre 0,9 et 2,5 mm, une diminution du coefficient d'échange.

- Type de faisceau

PEREZ [16] a montré qu'un échangeur tubulaire du type quinconcé s'encrasse plus qu'un échangeur de type aligné quelque soient les formes (lisses ou ailetées) des surfaces extérieures des tubes.

2.2.1.1.2. Coefficient d'échange et facteur de COLBURN

Ces deux critères sont souvent utilisés pour rendre compte de l'évolution de l'encrassement.

LALANDE [6] présente sur la figure 2.6 l'évolution du coefficient d'échange global dans le cas de la pasteurisation du lait. Le coefficient d'échange est une fonction décroissante du temps.

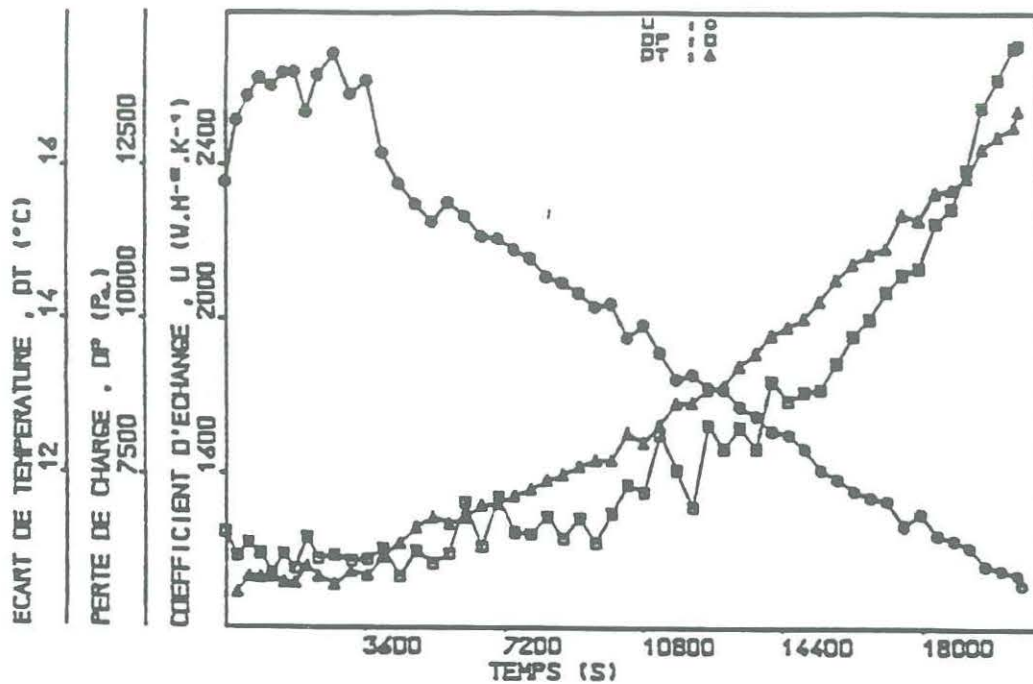


Figure 2.6. Evolutions du coefficient de transfert de chaleur global, de la perte de charge et de l'écart de température entre les fluides lors de la pasteurisation du lait au moyen d'échangeur à plaques [6].

Lorsqu'on s'intéresse au demi-échangeur, le facteur de COLBURN comme le nombre de NUSSELT peuvent être utilisés pour rendre compte de l'évolution de l'encrassement.

2.2.1.1.3. Efficacité thermique

ABU-ZAID [12] utilise ce critère pour montrer les mécanismes par lesquels l'encrassement peut augmenter le coefficient d'échange. Le dépôt étant sur la surface externe du tube, les effets de courbure augmentent la surface d'échange qui entraîne une augmentation du flux.

Les études de CRITTENDEN et ALDERMANN [13] montrent que le dépôt encrassant peut promouvoir la turbulence, ne serait-ce que par restriction de passage du fluide, mais aussi par évolution de la rugosité.

2.2.1.2. Critères liés aux pertes de pression

Les auteurs sont unanimes à reconnaître que l'augmentation du dépôt entraîne une augmentation des pertes de pression. Il existe peu de critères liés aux pertes de pression.

RENE et LALANDE [33] dans le traitement du lait proposent une expression du coefficient d'excès de surface fonction uniquement des pertes de pression, l'écoulement étant laminaire.

$$C_s = 1 - \left(\frac{\Delta P_0}{\Delta P_d} \right)^{1/3} \quad (2.4)$$

2.2.2. Critères liés au mouvement particulaire

Ces critères dépendent de l'existence ou non de forces extérieures.

2.2.2.1. Système sans forces extérieures

Le système est considéré macroscopiquement comme un milieu continu et microscopiquement composé de molécules. Les critères exposés dans ce paragraphe sont relatifs à un aérosol.

- Nombre de KNUDSEN (Kn)

Ce critère est défini à partir du libre parcours moyen moléculaire (L_{pf}) obtenu en utilisant les lois de la cinétique des gaz.

$$L_{pf} = \frac{\mu_f}{0,499 \rho_f} \sqrt{\frac{\pi M_f}{8 R T}} \quad (2.5)$$

$$Kn = \frac{2 L_{pf}}{d_p} \quad (2.6)$$

avec, M_f , masse moléculaire du gaz considéré
 ρ_f, μ_f , masse volumique et viscosité dynamique du fluide
 R , constante universelle des gaz = $8,312 \text{ J K}^{-1}$
 T Température absolue
 d_p diamètre de la particule.

Le tableau 2.2 [16] montre les différents régimes du mouvement particulaire.

régimes de mouvement particulaire				
	moléculaire	transition	glissement (CUNNINGHAM)	continu
Kn	> 10	10-0,3	< 0,3	< 0,1
$\frac{d_p \mu_m}{\rho_a \nu}$ (air CNTP)	< 0,01	0,01-0,4	> 0,4	> 1,3

Tableau 2.2. Classification des régimes

- Temps de relaxation adimensionné (τ_p^+)

Le temps de relaxation est défini comme le temps au bout duquel la vitesse relative de la particule est égale à la vitesse relative initiale divisée par e. Ce modèle, établi pour le dépôt d'aérosols monodispersés en écoulement turbulent isotherme, en conduite hydrauliquement lisse, fait apparaître trois régimes de dépôt:

- $\tau_p^+ < 0,5$ régime contrôlé par la diffusion
- $0,5 < \tau_p^+ < 10$ régime contrôlé par l'inertie et la turbulence
- $\tau_p^+ > 10$ régime contrôlé par l'inertie.

- Critère d'impaction

On utilise le nombre de STOKES (Stk) pour définir ce critère d'impaction inertiel (ψ_i).

$$\text{Stk} = \frac{C_p \rho_p d_p^2 u_f}{9 \mu_f D_c} = \frac{2 l_a}{D_c} \quad (2.7)$$

$$\psi_i = \frac{Stk}{2} \quad (2.8)$$

avec, D_c , diamètre de la cible,
 l_a , distance d'arrêt de la particule = $V_{ri} \tau_p$
 V_{ri} , vitesse relative initiale de la particule.

Ce critère fait aussi apparaître trois zones:

- $\psi_i < 0,002$ régime diffusionnel; le dépôt est presque nul
- $0,002 < \psi_i < 0,0625$ la projection turbulente domine
- $\psi_i > 0,0625$ l'impaction et la projection turbulente dominant.

2.2.2.2. Système avec forces extérieures

Lorsque la particule se trouve dans un champ, le rendement de collecte se trouve modifier. La figure 2.7 montre d'après ROSNER [16], l'effet d'un champ thermique sur l'efficacité de collecte des particules.

On utilise l'effet d'un champ électrostatique comme technique de nettoyage (dépoussièrage).

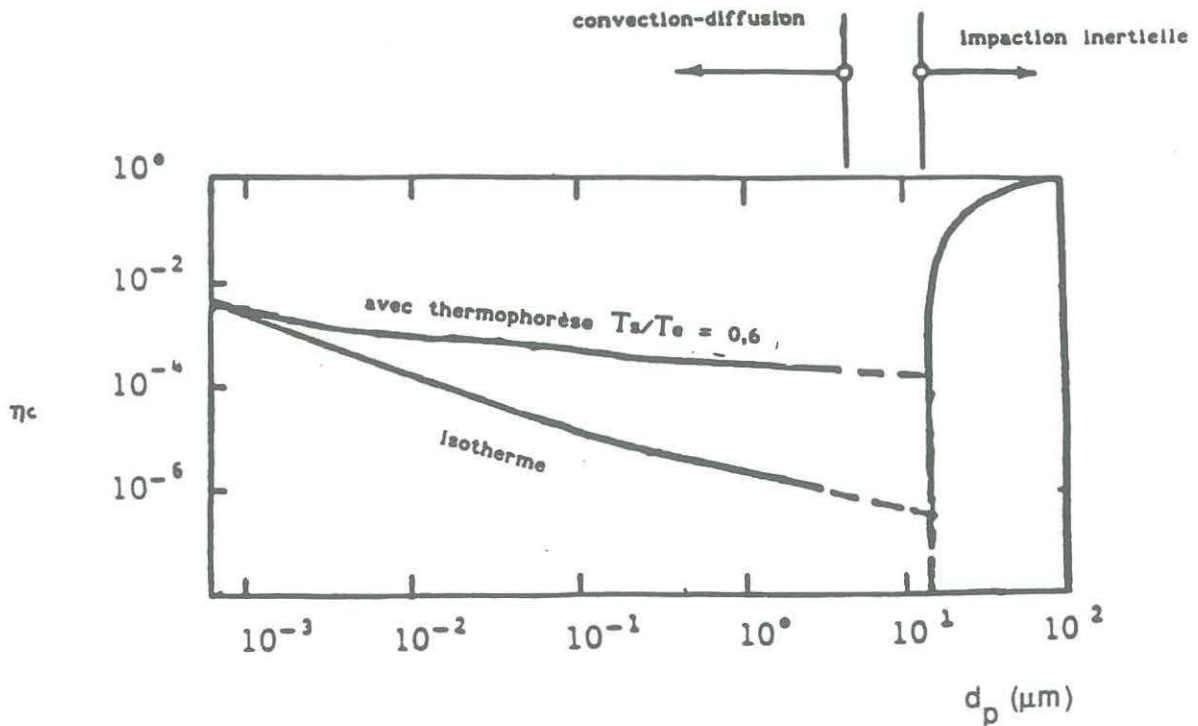


Figure 2.7. Efficacité de collecte sur tube avec et sans échange pour différentes tailles de particules [16].

2.2.3. Les analogies entre les transferts de chaleur et de masse

Il est possible après transformation des coefficients caractérisant le transport dans les lois de FICK, FOURIER, NEWTON d'obtenir pour les trois phénomènes des coefficients ayant même dimension. Le rapport deux à deux des trois diffusivités donne les critères adimensionnels suivants:

- PRANDTL $Pr = \frac{\nu}{\alpha}$
- SCHMIDT $Sc = \frac{\nu}{D_m}$
- LEWIS $Le = \frac{\alpha}{D_m}$

avec D_m , α , représentant respectivement les diffusivités de matière et thermique.

L'analogie de REYNOLDS supposent que les diffusivités moléculaires sont égales entre elles ainsi que les diffusivités turbulentes. Cette hypothèse entraîne une égalité des trois critères. L'analogie de REYNOLDS est une assez bonne représentation des conditions de fonctionnement de nombreux échangeurs utilisant des gaz aux pressions et températures normales [84].

Si l'analogie de REYNOLDS n'est pas vérifiée, on peut utiliser l'analogie de COLBURN qui a montré qu'un grand nombre de résultats expérimentaux pouvaient être représentés par:

$$j_D = j_T = f/2 \quad (2.9)$$

avec, j_D , j_T respectivement les critères de COLBURN diffusionnel et thermique.

Le critère de LE GOFF (L_f) permet de juger de l'écart à l'analogie de COLBURN:

$$L_f = \frac{j_D}{f/2} = \frac{j_T}{f/2} \quad (2.10)$$

NEAL [16] exprime cet écart par un facteur Φ_1 défini par:

$$\Phi_1 = \frac{St_t}{St_m} \quad (2.11)$$

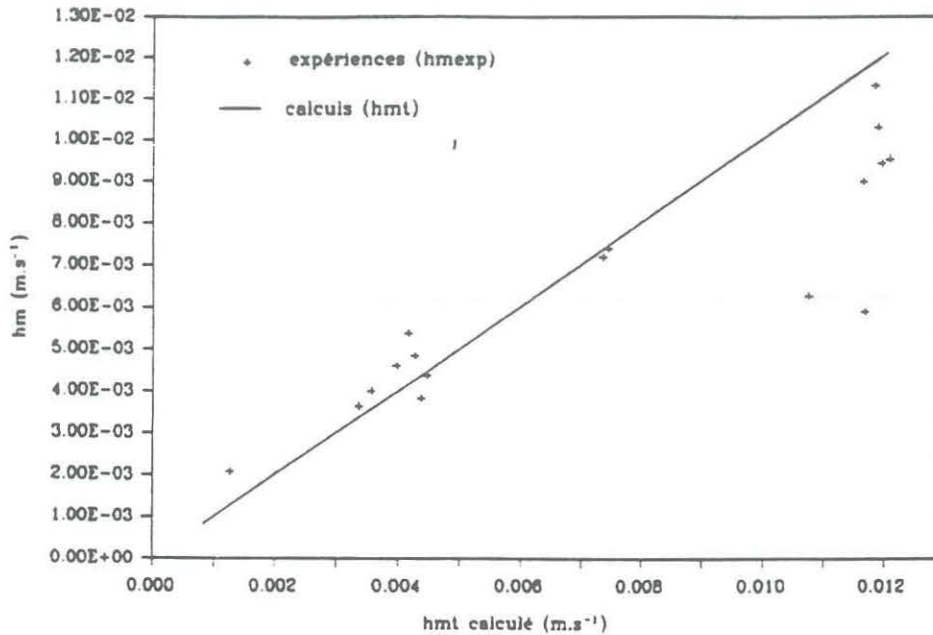


Figure 2.8. Comparaison des résultats expérimentaux et du calcul selon PEREZ [16]

Les résultats de PEREZ semblent confirmer (figure 2.8) que pour des particules de petites tailles, il est possible d'utiliser une analogie entre les transferts de chaleur et de matière.

2.3. Ecoulement diphasique

Les particules dispersées ou le fluide qui les véhicule subissent un changement de phase.

La condensation d'une phase gazeuse contenue dans un gaz, sa solidification sous forme de givre, la solidification d'une phase liquide sont considérées dans ce paragraphe, comme une forme particulière d'encrassement.

2.3.1. Condensation d'une phase gazeuse

La condensation d'une phase gazeuse contenue dans un gaz, forme un film liquide qui diminue les transferts de chaleur. Pour diminuer cette résistance, la surface d'échange subit très souvent des traitements qui ont pour but, le ruissellement du film formé (film tombant), ou la condensation en gouttes.

HUGHES et al [82] confirment que la présence d'huile dans le réfrigérant d'une pompe à chaleur réduit les transferts thermiques à l'évaporateur et au condenseur. Cette perte d'efficacité due à la présence de l'huile n'était pas seulement due à la modification des propriétés physiques du réfrigérant, mais aussi à la présence de vapeur d'huile sur les surfaces de ces organes.

2.3.2. Solidification de la phase gazeuse

Lorsque la température de rosée est atteinte, la vapeur d'eau contenue dans l'air, se solidifie sous forme de givre. Comme le montrent les courbes de la figure 2.9, présentées par KONDEPUDI et O'NEAL [5] la vitesse de dépôt de givre sur des surfaces augmentées dépend de plusieurs facteurs: le taux d'humidité, le nombre de REYNOLDS, les paramètres géométriques de la surface.

2.3.3. Solidification d'une phase liquide

Les problèmes de solidification se rencontrent dans les procédés énergétiques, chaque fois qu'un fluide circule dans une canalisation dont les parois sont maintenues à une température inférieure à la température de solidification.

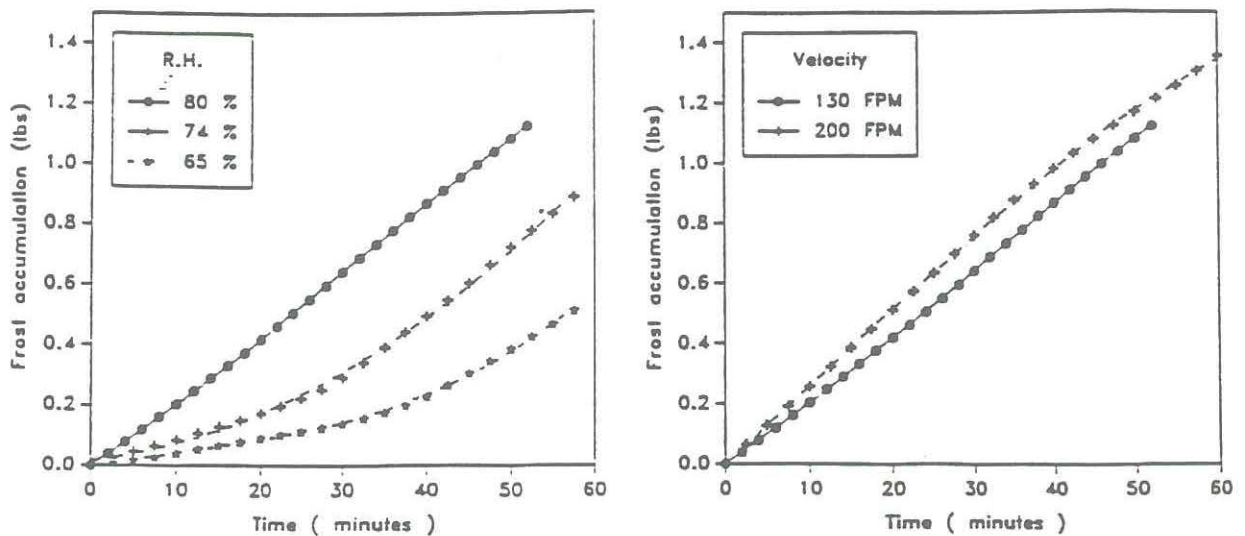


Figure 2.9. Influence de l'humidité et de la vitesse frontale sur l'accumulation de givre. Ailettes en persienne.

Le problème principal à étudier, est le transfert de chaleur et de matière. Sa particularité réside dans la localisation de l'interface mobile. Ce problème, connu sous la dénomination de problème de STEFAN avec changement de phase, devient plus complexe lorsqu'il est couplé à d'autres phénomènes comme la convection naturelle ou la convection forcée.

Pour permettre une modélisation correcte des phénomènes observés, on considère que la solidification est:

- thermiquement contrôlée lorsque les phénomènes couplés sont gouvernés par la thermique (milieux purs, mélanges),
- cinétiquement contrôlée, lorsqu'ils sont gouvernés par la cinétique de la transformation (polymères, verres); dans ce cas, la forte viscosité rendra négligeable les effets convectifs. Dans la suite du présent rapport, nous ne discuterons que du cas de la solidification de l'eau.

2.3.3.1. Equations régissant le phénomène

Le système est entièrement décrit par les équations de:

- continuité

$$\operatorname{div}(\rho \vec{V}) + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad (2.12)$$

- mouvement

$$\rho \frac{D\vec{V}}{Dt} = \vec{f} - \operatorname{grad}(p) + \operatorname{grad}(\operatorname{div} \vec{\tau}) \quad (2.13)$$

- chaleur

$$\rho \frac{D(c_p T)}{Dt} = \operatorname{div}(\lambda \operatorname{grad} T) - p \operatorname{div}(\vec{V}) - \vec{\tau} : \operatorname{grad}(\vec{V}) \quad (2.14)$$

où, :

- produit tensoriel
- $\vec{\tau} : \operatorname{grad}(\vec{V})$ représente la dissipation visqueuse
- $\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \vec{V} \operatorname{grad}$ représente la dérivée particulaire.

A ces équations, il faut ajouter les conditions aux limites en canal cylindrique:

- de non glissement à la paroi: $u(R_f) = v(R_f) = 0$
- de symétrie: $\frac{\partial u}{\partial r}(r=0) = \frac{\partial v}{\partial r}(r=0) = \frac{\partial T}{\partial r}(r=0) = 0$
- d'entrée: $T(z=0) = T_{ie}(r)$
- à l'interface: $\rho_g u_g \Delta H_g \frac{\partial e}{\partial z} = \lambda_g \frac{\partial T_g}{\partial r}(r=R_f) - \lambda_l \frac{\partial T_l}{\partial r}(r=R_f)$

avec,

$\frac{\partial e}{\partial z}$,	variation d'épaisseur du dépôt avec z,
T_g, T_l ,	respectivement températures de la glace et de l'eau,
u_g ,	vitesse de dépôt en m/s
ΔH_g ,	enthalpie de solidification,
R_f ,	coordonnée de l'interface,
T_{ie} ,	température d'entrée.

Ces relations seront reprises et particularisées dans les modèles développés par la suite.

2.3.3.2. Particularités des problèmes de solidification

La méthode de résolution des équations dynamique et thermique classiques consiste souvent à déterminer le champ de vitesse qui sert à déterminer le champ de température.

Dans le cas de la solidification, la résolution du système se complique par le fait que le problème dynamique se trouve toujours lié au problème thermique par l'existence de la coordonnée de l'interface mobile qui est une inconnue du problème. Des hypothèses sont souvent faites pour découpler les problèmes dynamique et thermique.

2.3.3.2.1. Problème dynamique

Deux effets compliquent le problème dynamique.

- Diminution de la vitesse dans la couche limite

YANG cité dans [39] a observé dans une conduite cylindrique de diamètre constant que le fluide était plus visqueux près de la paroi lors d'un refroidissement de la surface (courbe A figure 2.10),

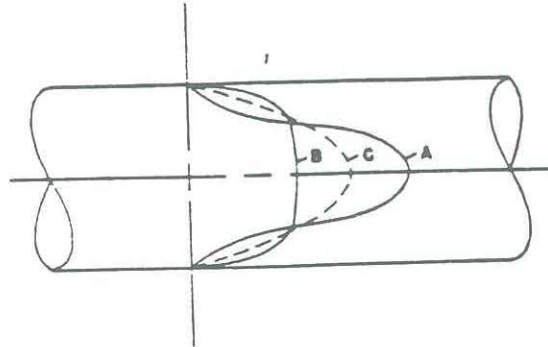


Figure 2.10. Modifications du profil de vitesse dues à un refroidissement de la surface d'échange.[39]

- Changement dans la forme du profil de vitesse

Le second effet est un aplatissement du profil de vitesse dû à la diminution du diamètre hydraulique de la conduite (courbe B). Si cette figure paraît juste qualitativement, elle est critiquable quantitativement. La diminution du diamètre hydraulique devrait augmenter la vitesse. La courbe C représente le profil parabolique.

Lors de la solidification, une hypothèse consiste à considérer que ces deux effets opposés se compensent de telle manière que le profil reste toujours parabolique. Dans ces conditions, ZERKLE [39] pour un écoulement laminaire, stationnaire, axisymétrique, établi et négligeant la conduction axiale et la dissipation visqueuse, propose:

$$u = 2 V \left(\frac{R}{R_f} \right)^2 \left(1 - \left(\frac{r}{R_f} \right)^2 \right) \quad (2.15)$$

$$v = 2 V \frac{r R^2}{R_f^3} \frac{dR_f}{dz} \left(1 - \left(\frac{r}{R_f} \right)^2 \right) \quad (2.16)$$

2.3.3.2.2. Problème thermique

Après réduction de l'équation de la chaleur, la coordonnée de l'interface figure toujours. La méthode dans ce cas consiste à choisir une autre variable adimensionnelle de telle manière qu'elle varie dans l'intervalle 0 et 1. L'équation de la chaleur se réduit alors à un problème classique de GRAETZ.

ZERKLE et SUNDERLAND [39] proposent une solution analytique sous la forme de série:

$$\theta(\eta, z_L^*) = \sum C_n R_n(\eta) \exp\left(\frac{-\beta_n^2 z_L^*}{2}\right) \quad (2.17)$$

avec,
$$\theta = \frac{T - T_f}{T_{ie} - T_f}$$

T_f : température de solidification,

$$z_L^* = \frac{4z}{d Re_D Pr}$$

C_n, R_n, β_n donnés dans [88].

La figure 2.11 a) montre l'allure obtenue pour le flux de chaleur adimensionné. Les auteurs expliquent l'écart entre les courbes par l'existence de la convection naturelle combinée à la convection forcée (convection mixte). Le paramètre B est égal à T_p^* .

Plus tard, TODA [44] a proposé une solution numérique en tenant compte de la conduction axiale dans la phase solide ainsi que de l'aplatissement du profil de vitesse. Pour un écoulement vertical en conduite cylindrique, l'auteur montre que le flux adimensionné dépend fortement de T_p^* , Re, Pr.

La figure 2.11 b) montre la concordance entre la théorie et l'expérience de l'auteur.

Selon CHIDA et TODA [43] qui ont étudié numériquement le champ dynamique, le profil de vitesse est fortement dépendant du profil de l'interface.

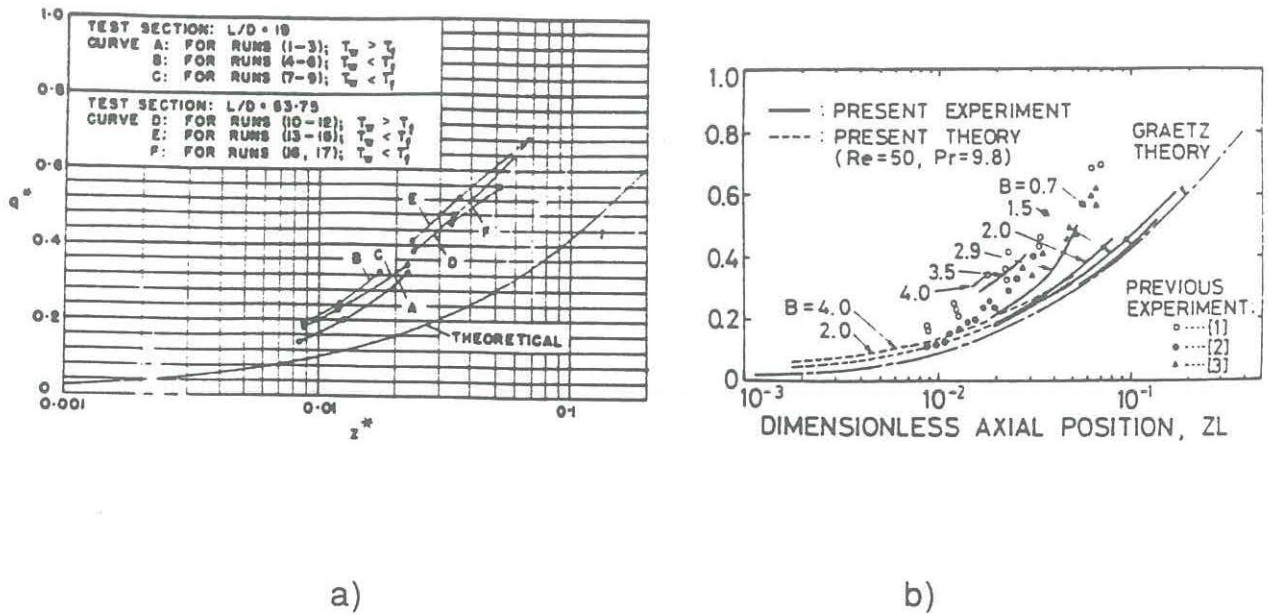


Figure 2.11. Flux de chaleur adimensionné

2.3.3.2.3. Coefficient d'échange de chaleur

L'objectif de la résolution des équations en écoulement non isotherme, est la détermination du coefficient d'échange h ou plus couramment du nombre de NUSSELT.

Pour un écoulement laminaire en conduite cylindrique, avec refroidissement et sans dépôt de glace, OLIVER [43] propose la relation:

$$Nu = \frac{2,56}{z_L^{*1/3}} \quad (2.18)$$

DEPER et MULLIGAN [41] ont perçu que cette relation n'était pas applicable pour des valeurs de $L/D < 50$. Pour de faibles valeurs de Re , la convection naturelle intervient. Ce fait a été pris en compte par HIRATA [43] qui partant de l'expression d'OLIVIER, propose une expression plus générale applicable quelque soit L/D :

$$Nu = 1,75 \left(\frac{\mu_p}{\mu_m} \right)^{0,14} \left(\frac{\pi}{z_L^*} + 0,015 (Gr_D Pr)^{0,7} \right)^{1/3} \quad (2.19)$$

- avec, μ_p , viscosité dynamique déterminée à partir de la température de paroi,
- μ_m , viscosité dynamique déterminée à partir de la température moyenne du fluide,
- Gr_D , nombre de GRASHOF.

Dans le cas où apparaît la solidification, l'auteur confirme que Nu augmente. Cette augmentation a pour conséquence l'épaississement du dépôt de glace.

THOMASON et al [45] ont étudié expérimentalement le dépôt de glace pour un écoulement turbulent et proposent pour la valeur asymptotique du nombre de NUSSELT, l'expression:

$$Nu = 0,0155 Re_D^{0,83} Pr^{0,5} / R_f^*{}^{0,83} \quad (2.20)$$

avec, $R_f^* = \frac{R_f}{R}$

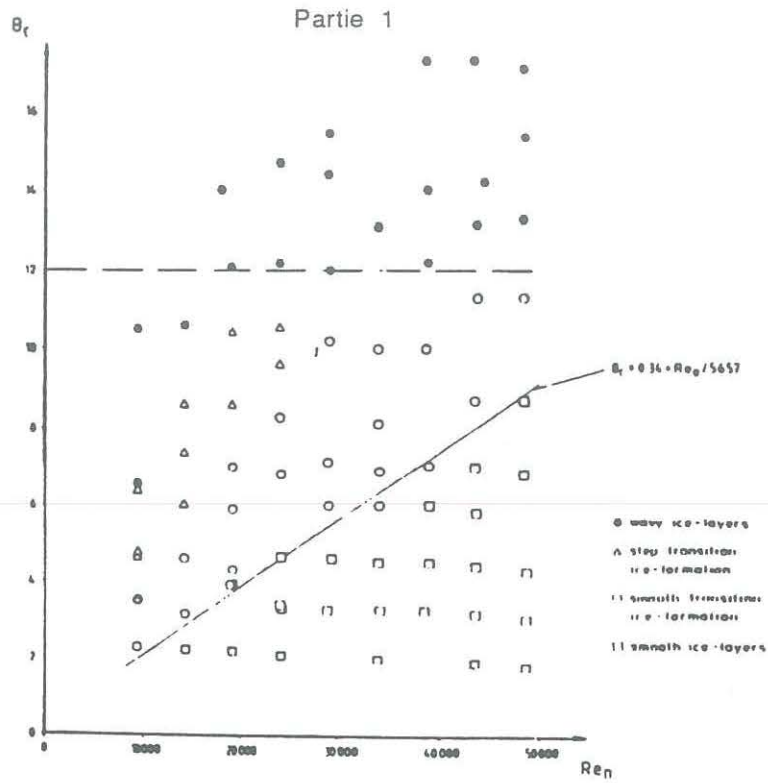
2.3.3.2.4. Etat de surface de la glace

Plusieurs auteurs [40,41,42,43] ont étudié l'influence des paramètres d'écoulement et de paroi sur l'état de surface du profil.

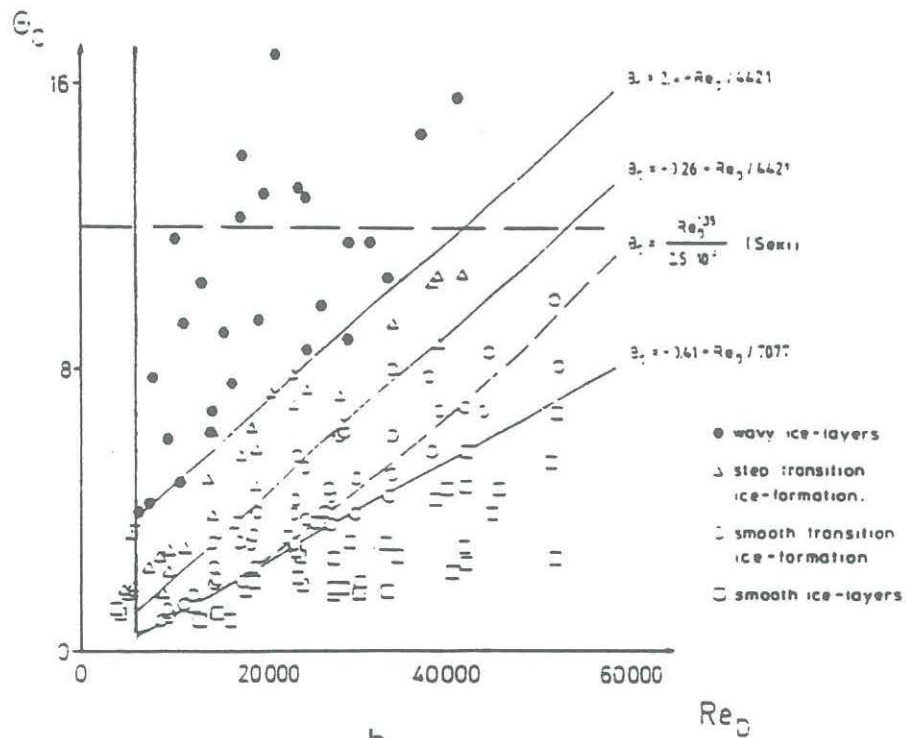
En géométrie plane où il est plus facile d'observer localement le profil, WEIGAND et BEER [40] proposent à la figure 2.12 des diagrammes résumant les différentes formes de surfaces observables pour des écoulements symétrique et asymétrique.

En écoulement vertical, en tube, TODA [44] constate que pour des valeurs de $T_p^* > 2$ ($B = T_p^*$), le profil présentait une singularité

croissante en fonction de ce paramètre, en sortie de la veine d'essai. Il postule qu'elle est due à l'existence d'un transfert turbulent, en sortie de la veine d'essai. Les températures de paroi dans cette zone montre un pic (figure 2.13).



a



b

Figure 2.12. Diagramme T_p^* en fonction de Re , pour un refroidissement: a) asymétrique; b) symétrique

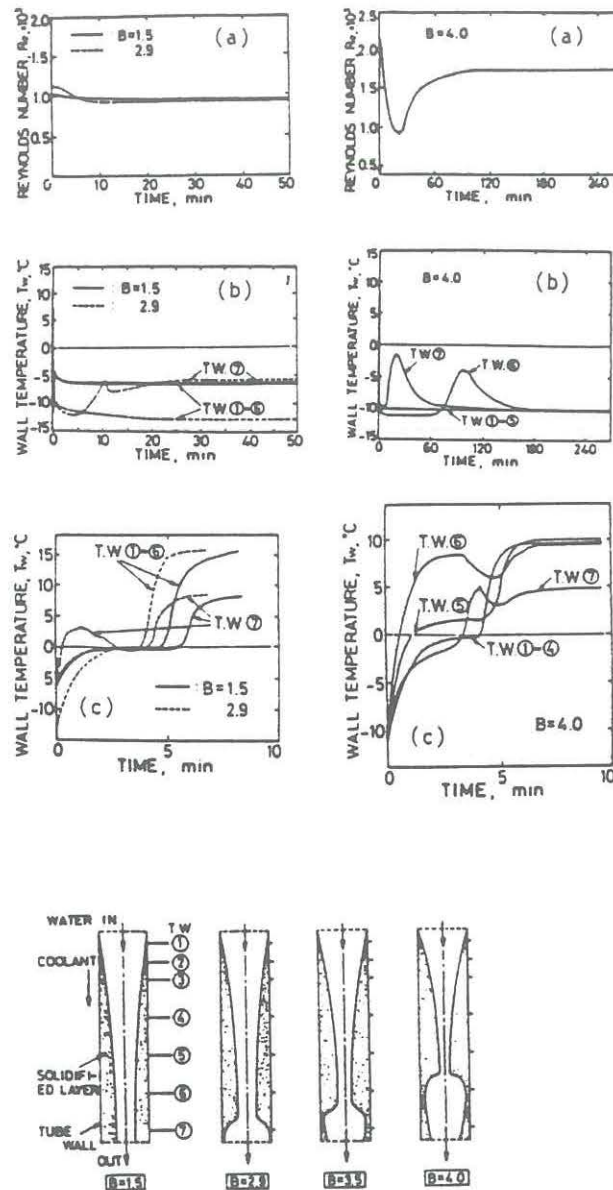


Figure 2.13. Températures de paroi et formes du profil selon TODA [44]

Ces courbes montrent que pour des valeurs élevées de T_p^* et de Re , le profil de l'interface devient bosselé. Il y a une irrégularité en sortie.

2.4. Conclusion partielle

Il ressort de cette étude que les critères généralement utilisés dans la littérature sont des critères partiels c'est à dire se rapportant soit aux transferts thermiques soit aux pertes de pression.

La plupart des auteurs cités pour l'étude diphasique négligent la dissipation visqueuse dans les équations résolues.

Nous présentons dans la suite du présent rapport une étude qualitative du critère entropique d'encrassement qui a le mérite de tenir compte de la dissipation visqueuse et de jumeler les phénomènes thermique et mécanique dans un échangeur de chaleur.

CHAPITRE 3 LES DEGRADATIONS D'ENERGIE

La notion de résistance d'encrassement très répandue dans les études sur l'encrassement se rapporte aux transferts de chaleur. A première vue, il semblerait intéressant d'avoir une notion beaucoup plus générale englobant les transferts de chaleur et les pertes de pression.

Les principes de la thermodynamique régissent tous les domaines des sciences de la nature, et jouent un rôle important dans tous les processus industriels dans lesquels se produit un transfert d'énergie. Ce transfert d'énergie s'accompagne souvent d'une perte d'énergie noble que des dispositifs destinés à diminuer les dégradations d'énergie, tentent de réduire.

Le présent chapitre présente les différentes formes de dégradation d'énergie ainsi que les moyens utilisés pour les diminuer. Il sera à l'origine du critère entropique d'encrassement.

3.1. Irréversibilités dans les échangeurs de chaleur

Divers concepts sont utilisés pour traduire l'évolution irréversible d'une transformation: dégradation d'énergie, création d'entropie, consommation d'exergie, création d'anergie. Toutes ces facettes du second principe de la thermodynamique, ont été pour la première fois généralisées par GOUY en 1889 avec la notion "d'énergie utilisable". Plus tard en 1956, RANT a proposé d'appeler cette énergie: exergie [32].

Un système subit une transformation réversible, lorsque toutes les forces qui agissent sur ce système et son entourage sont constamment en équilibre et que l'échange de chaleur se produit sans qu'il existe de notables différences de température. Dans ce cadre, seuls les processus infiniment lents peuvent être rigoureusement réversibles.

Les irréversibilités sont des processus propres à tout système réel en fonctionnement dans lequel se produit un transfert d'énergie et/ou de matière. Elles sont étudiées par une branche de la thermodynamique appelée: la thermodynamique des processus irréversibles. Cette science étudie les réactions chimiques, les phénomènes visqueux, de conduction thermique, de diffusion d'un point de vue synthétique, de telle sorte que les théories classiques apparaissent sous la forme de cas spéciaux d'une théorie générale.

3.2. Principes de la thermodynamique

3.2.1. Formes classiques

3.2.1.1. Premier principe

Le 1^{er} principe de la thermodynamique correspond à la loi de conservation de l'énergie. Elle trouve son origine dans le fait que la chaleur peut être convertie en travail et vice versa. Lorsque le système n'est pas isolé du reste de l'univers, la quantité de chaleur ∂q qui lui est communiquée et le travail ∂w qui y est effectué se retrouve intégralement sous la forme d'un accroissement de son énergie interne U :

$$dU = \partial q + \partial w \quad (3.1)$$

Le travail fourni au système peut être de nature mécanique, électrique, magnétique ou chimique. En appliquant ce principe à un système isolé (système qui n'échange ni chaleur, ni matière avec son entourage), il vient:

$$dU = 0 \quad (3.2)$$

On remarque que la relation (3.2) ne révèle donc pas que la transformation a eu lieu. Le 1^{er} principe ne comporte pas d'indication sur le sens dans lequel se déroulera un processus.

3.2.1.2. Deuxième principe

L'expérience prouve que toutes les transformations se produisant dans des circonstances extérieures constantes, tendent vers un état final déterminé. Elles ont donc un sens déterminé. Une fois que l'état final déterminé est atteint, le système ne peut plus de lui même reprendre l'un des états antérieurs. Toutes les transformations spontanées ont donc un sens déterminé; elles sont donc irréversibles. Ce fait a donné naissance au 2^{ème} principe de la thermodynamique dont la formulation mathématique est la suivante:

pour chaque cycle réversible $\oint \frac{\partial q}{T} = 0$, tandis que pour un cycle irréversible, $\oint \frac{\partial q}{T} < 0$. Il est impossible de réaliser des cycles pour lesquels $\oint \frac{\partial q}{T} > 0$. La quantité $\frac{\partial q}{T}$ est appelée entropie S du système.

De cet énoncé mathématique, on peut déduire pour un cycle dans lequel un système est amené irréversiblement d'un état 1 à un état 2 et réversiblement de l'état 2 vers l'état 1:

$$\oint_{\text{irr}} \frac{\partial q}{T} = \int_1^2 \frac{\partial q}{T} + \int_2^1 \frac{\partial q}{T} < 0 \quad (3.3)$$

$$\int_2^1 \frac{\partial q}{T} = S_1 - S_2 \quad (3.4)$$

rev

$$\int_2^1 \frac{\partial q}{T} < S_2 - S_1 \quad (3.5)$$

irr

Pour une transformation réversible, $dS = \frac{\partial q}{T}$; lorsqu'elle est irréversible, $dS > \frac{\partial q}{T}$.

3.2.2. Notion d'Exergie-Anergie

Dans ce langage, l'énergie au lieu d'être exprimée comme la somme "chaleur + autres énergies", soit $q + w$, s'exprime par la somme des valeurs "Exergie + Anergie" où l'anergie A_n représente la part de la chaleur qui n'est pas transformable en travail en présence d'un environnement donné, et l'exergie Ex la somme de toutes les autres énergies transformables [31].

Dans ce langage, les deux principes s'expriment de la façon suivante:

- pour le système fermé et isolé, la transformation réversible conduit à la conservation de Ex et de A_n ; lorsque la transformation est irréversible, la somme $Ex + A_n$ se conserve; dans ce cas le second principe s'exprimera par le fait que A_n ne pourra qu'augmenter,

- pour un système non isolé parcourant un cycle fermé, toute anergie acquise par le système doit être nécessairement évacuée; pour les processus réversibles, la conservation de l'exergie et de l'anergie permet d'établir deux bilans l'un d'exergie et l'autre d'anergie; s'agissant des évolutions irréversibles, la création d'anergie se fera aux dépens de l'exergie.

3.3. Relations phénoménologiques

3.3.1. Bilan d'entropie

En thermodynamique des processus irréversibles, le bilan d'entropie traduit analytiquement le second principe de la thermodynamique classique.

Le bilan d'entropie est donné par la relation:

$$\rho \frac{Ds}{Dt} = - \operatorname{div} J_s + \sigma \quad (3.6)$$

avec s : représente l'entropie par unité de masse,
 J_s : flux d'entropie,
 σ : source d'entropie,
 $\frac{D}{Dt}$, dérivée particulaire.

Signalons que la source d'entropie est nulle à l'équilibre et nécessairement positive hors équilibre.

3.3.2. Equations phénoménologiques

De même qu'en mécanique où on étudie les mouvements des corps en considérant leur vitesse et les forces auxquelles ils sont soumis, en général, on peut étudier les flux d'extensités en faisant intervenir des grandeurs intensives analogues.

En appelant J_i les flux d'extensités et X_k les forces donnant naissance à ces flux, il vient en faisant une approximation linéaire:

$$J_i = \sum L_{ik} X_k \quad (3.7)$$

les grandeurs L_{ik} sont appelées coefficients phénoménologiques. Ce sont des grandeurs physiques bien déterminées: les "conductances".

L'expression (3.7) montre qu'un flux d'extensité peut être engendré par plusieurs forces. Par exemple, lorsqu'un système est le siège de transport d'électricité et de chaleur, le flux de chaleur peut dépendre des deux forces (conduction de la chaleur et échauffement dû à la résistance électrique).

La matrice des coefficients L_{ik} peut être réduite si elle satisfait certaines conditions:

- Principe de CURIE

L'existence de propriétés de symétrie spatiale peut entraîner une simplification des équations phénoménologiques de telle sorte que les composantes cartésiennes des flux ne dépendent plus de toutes les composantes cartésiennes des forces.

- Relations d'ONSAGER

En supposant que les flux et les forces sont linéairement indépendants, les relations d'ONSAGER affirment que la matrice des coefficients phénoménologiques est symétrique; il vient que:

$$L_{\alpha\beta} = L_{\beta\alpha} \quad (3.8)$$

La relation (3.8) ne s'applique pas seulement aux flux d'énergie thermique ou électrique mais aussi aux flux de matière.

La loi générale du taux de production d'entropie s'écrit:

$$\frac{dS'''}{dt} = \dot{S}''' = \frac{1}{T} \sum J_i X_i \quad (3.9)$$

avec T: température absolue

\dot{S}''' : entropie par unité de volume et par unité de temps du système.

Dans un échangeur de chaleur et de matière, la relation (3.9) aura :

- un terme dû à la conduction thermique,
- un terme dû à la diffusion,
- un terme dû au flux visqueux,

- un terme dû aux réactions chimiques.

Pour un fluide s'écoulant dans une conduite, lorsqu'on néglige les dégradations dues aux réactions chimiques et celles dues à la diffusion, l'expression (3.9) devient:

$$\dot{S}''' = \frac{\lambda}{T^2} (\Delta T)^2 + \frac{\mu}{T} \phi \quad (3.10)$$

avec ϕ : la dissipation visqueuse.

Dans le cas d'une approche monodimensionnelle, l'entropie générée par unité de longueur est déterminée alors par:

$$\dot{S}' = \frac{\dot{q}^2}{4 T^2 m c_p} \frac{d_h}{St} + \frac{2 \dot{m}^3}{\rho^2 T} \frac{f}{d_h a^2} \quad (3.11)$$

avec f : le coefficient de frottement,
 a : section de passage du fluide,
 St : nombre de STANTON ou Ma , MARGOULIS.

3.4. Dispositifs pour diminuer les dégradations d'énergie

3.4.1. Etat de référence

Lorsqu'une quantité de travail est transformée irréversiblement en une quantité de chaleur q , à une température T , cette chaleur contient nécessairement une part qui, en présence d'un environnement à une température de référence $T_{ref} < T$, peut être retransformée en travail. La quantité $q \frac{T_{ref}}{T}$ est la part définitivement perdue, c'est la part qu'il faut céder au minimum à l'environnement.

Les pertes ne pourront être mieux appréciées que lorsqu'on se définit un état de référence souvent matérialisé par notre environnement. En prenant l'hypothèse de NERNST [31] selon laquelle, l'entropie est nulle au zéro absolu de température comme état de référence, il viendra que n'importe quelle quantité de chaleur deviendra totalement transformable en travail en présence d'un tel environnement. D'un point de vue énergétique, ce fait reviendrait à accepter qu'aucune perte irrémédiable n'existe. L'état

de référence doit donc être choisi aussi proche que possible de celui qui est le nôtre.

3.4.2. Techniques de diminution des dégradations d'énergie

Ces techniques se rapportent souvent aux transferts thermiques puisque les dégradations dues à la perte de charge sont souvent négligées.

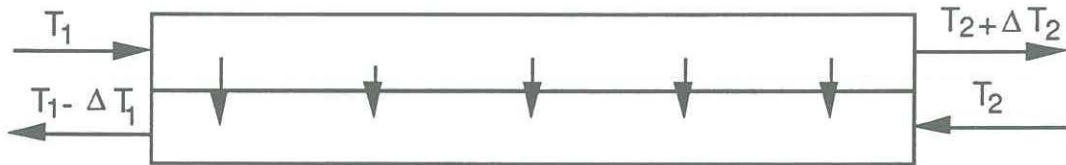


Figure 3.1. Schéma d'un échangeur

En négligeant les pertes thermiques latérales et vers l'extérieur, le bilan exergetique conduit à l'expression générale de l'entropie créée [84]:

$$\dot{S} = \dot{m}_1 c_{p1} \left(\ln \left(\frac{T_2 - \Delta T_2}{T_1} \right) - \left(\frac{T_1 - T_2 - \Delta T_2}{T_1 - T_2 - \Delta T_1} \right) \ln \left(\frac{T_2}{T_1 - \Delta T_1} \right) \right) \quad (3.12)$$

Dans la pratique, \dot{m}_1 , c_{p1} , T_1 , T_2 sont des données du problème et ΔT_1 , ΔT_2 , peuvent être choisis comme paramètres de discussion,

liés à la surface de l'échangeur et à \dot{m}_2 , c_{p2} .

L'anergie créée, suivant l'expression des paramètres de discussion devient:

- pour un échangeur parfaitement efficace, $\Delta T_1 = \Delta T_2 = 0$ et l'anergie est nulle; l'échangeur aura une surface infinie et dans ce cas, l'anergie d'origine mécanique sera plus grande,
- pour un échangeur refroidissant parfaitement un fluide ($\Delta T_2 = 0$: cas d'un rejet à la rivière) et imparfaitement l'autre ($\Delta T_1 \neq 0$), la surface serait infinie et le débit \dot{m}_2

plus important que dans le cas précédent; l'anergie créée serait:

$$T_0 \dot{S} = T_0 \dot{m}_1 c_{p1} \left(\ln \left(\frac{T_2}{T_1} \right) - \left(\frac{T_1 - T_2}{T_1 - T_2 - \Delta T_1} \right) \ln \left(\frac{T_2}{T_1 - \Delta T_1} \right) \right) \quad (3.13)$$

- pour l'échangeur où l'un des débit est infini: cas du refroidissement par l'eau de mer ou de rivière, la destruction d'exergie devient [84]:

$$T_0 \dot{S} = \dot{m}_1 c_{p1} T_0 \left(\left(\frac{T_1 - T_2}{T_2} \right) \ln \left(\frac{T_1}{T_2 - \Delta T_2} \right) \right) \quad (3.14)$$

Les dispositifs détruisant le moins d'exergie, restituent à un fluide, non seulement le niveau d'énergie mais également le niveau de température du fluide chaud initial. Ces dispositifs sont:

- le chauffage par soutirage,
- les couplages d'appareils énergétiques,
- le remplacement d'un type de transformation par un autre.

3.5. Conclusion partielle

Ce chapitre montre qu'il est possible à partir de la création d'entropie de jumeler les phénomènes thermiques, visqueux, de diffusion et les réactions chimiques dans un même système. Cette remarque sera à l'origine du critère entropique d'encrassement proposé et développé dans la suite de ce travail.

PARTIE 2 MODELISATION

PARTIE 2 MODELISATION

INTRODUCTION

Le dépôt inévitable d'une partie des substances véhiculées par la plupart des fluides influence les transferts thermiques et les pertes de charge.

Les différents coefficients utilisés lors du dimensionnement des échangeurs de chaleur se rapportent généralement à la résistance thermique d'encrassement, donc à un des phénomènes observés.

Les systèmes réels fonctionnant toujours en présence d'irréversibilités, il sera présenté dans cette partie, le critère entropique d'encrassement qui permettra de montrer l'importance des deux phénomènes sur le critère adimensionné qui sera introduit dans la suite, en fonction de l'évolution de l'encrassement, des paramètres de l'écoulement et du type d'échangeur.

Avant d'aborder le critère entropique, nous présenterons l'influence de l'encrassement sur quelques critères utilisés dans le domaine des échangeurs de chaleur.

CHAPITRE 4: INFLUENCE DE L'ENCRASSEMENT SUR LES CRITERES UTILISES DANS LE DOMAINE DES ECHANGEURS DE CHALEUR

Nous avons vu dans la première partie que l'encrassement, augmentait la résistance au transfert thermique et dans le domaine mécanique, augmentait les pertes de charge. Ce chapitre analyse l'influence de ces deux conséquences majeures sur les critères généralement utilisés dans le domaine des échangeurs de chaleur.

4.1. Hypothèses et conditions d'équivalence

4.1.1. Hypothèses

Trois types d'échangeurs couramment utilisés dans l'industrie seront comparés:

- les échangeurs à tubes-calandre,
- les échangeurs à tubes concentriques,
- les échangeurs à plaques.

Les hypothèses des modèles développés sont:

- l'écoulement est établi dynamiquement et thermiquement,
- le dépôt est uniforme,
- l'écoulement externe est turbulent.

Il sera tenu compte dans ce chapitre des contraintes d'écoulement possibles; ce qui revient à considérer quatre cas d'étude:

- cas n°1 $\dot{m}_e = \text{const} ; \dot{m}_i = \text{const}$,
- cas n°2 $\dot{m}_e = \text{const} ; \dot{m}_i \neq \text{const}$,
- cas n°3 $\dot{m}_e \neq \text{const} ; \dot{m}_i = \text{const}$,
- cas n°4 $\dot{m}_e \neq \text{const} ; \dot{m}_i \neq \text{const}$.

4.1.2. Conditions d'équivalence

Dans le but de comparer les trois types d'échangeurs de chaleur, les conditions d'équivalence suivantes sont retenues:

- vitesses massiques fixées,
- nombres de REYNOLDS fixés.

Ces conditions d'équivalence conduisent à avoir pour les trois types d'échangeurs les mêmes diamètres hydrauliques.

4.2. Evolution des paramètres géométriques

L'encrassement des échangeurs de chaleur se traduit par une interaction entre les paramètres géométriques et ceux de l'écoulement: l'écoulement affecte la géométrie et la géométrie à son tour affecte l'écoulement.

4.2.1. Ecoulement intérieur.

En écoulement intérieur, les mêmes expressions valent pour les échangeurs à tubes et calandre et à tubes concentriques. En désignant respectivement par d_{hd} , a_d et d_{h0} , a_0 , le diamètre hydraulique et la section de passage à l'état encrassé et à l'état initial, nous avons:

$$\frac{d_{hd}}{d_{h0}} = 1 - 2x \quad (4.1)$$

$$\frac{a_d}{a_0} = (1 - 2x)^2 \quad (4.2)$$

Pour les échangeurs à plaques, nous aurons:

$$\frac{d_{hd}}{d_{h0}} = 1 - 4x \quad (4.3)$$

$$\frac{a_d}{a_0} = 1 - 4x \quad (4.4)$$

avec, $x = \frac{e_i}{d_{hi0}}$ représente l'épaisseur du dépôt intérieur rapporté au diamètre hydraulique intérieur initial.

4.2.2. Ecoulement extérieur.

- Echangeurs à tubes-calandre.

En écoulement externe, nous allons considérer un échangeur à chicanes. Pour nos études, les hypothèses de KERN sont supposées satisfaites [89]:

- . calandre normalisée telle que $d_c \approx 25\% D_i$,
- . $G_T \approx G_L$,

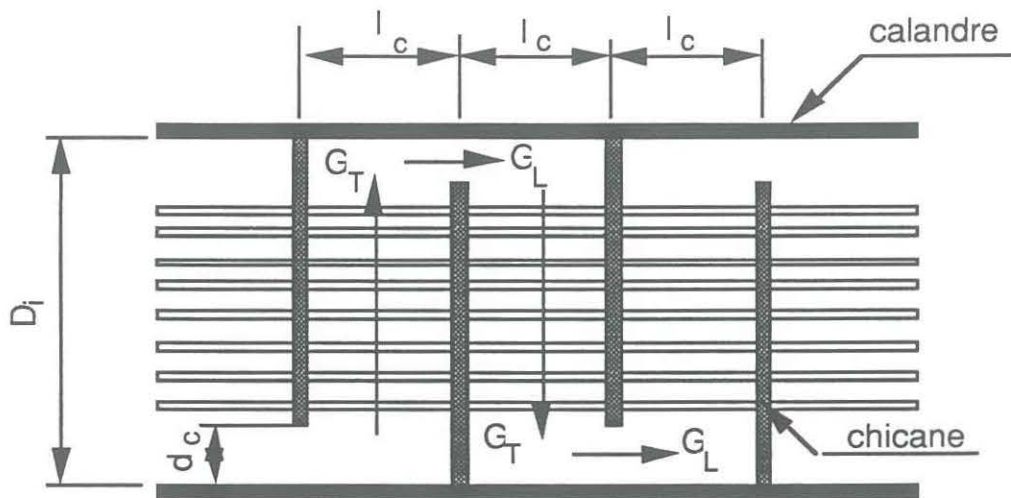


Figure 4.1. Géométrie de l'écoulement extérieur

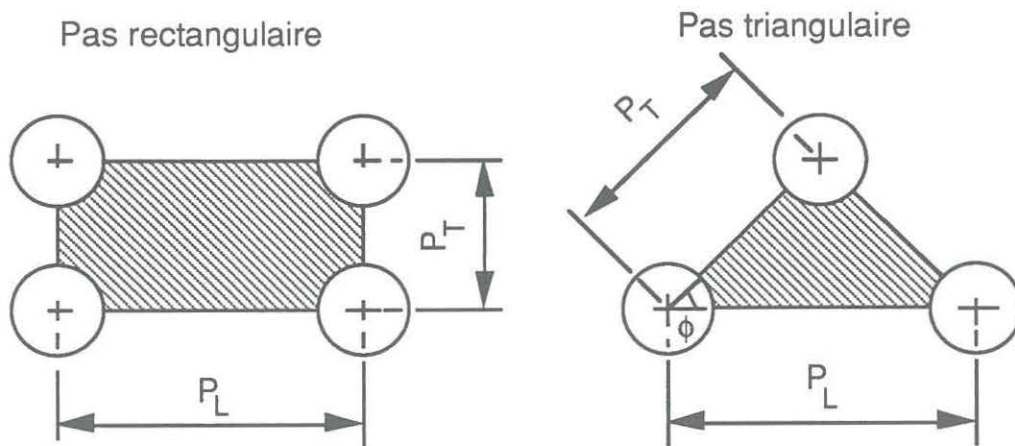


Figure 4.2. Pas du faisceau

les nombres adimensionnels sont évalués à partir de la vitesse massique transversale G_T . Les deux types de faisceaux envisageables sont représentés sur la figure 4.2.

Il en résulte les expressions suivantes:

$$d_{heb} = \frac{c4 P_T P_L}{d_e} - d_e \quad (4.5)$$

avec, $c4 = 4/\pi = 1,27$ quand l'alignement des tubes est en ligne,
 $c4 = \frac{4 \sin\phi}{\pi}$ quand l'alignement des tubes est en quinconce,
 d_e , diamètre extérieur des tubes,
 b , indice relatif à l'espace calendaire,
 $\phi = \arccos\left(\frac{P_L}{2P_T}\right)$,
 P_L, P_T , respectivement le pas longitudinal et transversal du faisceau,

$$\frac{d_{hd}}{d_{heb0}} = \frac{\frac{c4 P_L P_T}{d_e^2} - \left(1 + 2 y \frac{d_{heb0}}{d_e}\right)^2}{\left(\frac{c4 P_L P_T}{d_e^2} - 1\right) \left(1 + 2 y \frac{d_{heb0}}{d_e}\right)} \quad (4.6)$$

$$\frac{a_d}{a_0} = \frac{\left(1 - 2 y \frac{d_{heb0}}{l_c}\right) \left(\frac{P_T}{d_e} - 2 y \frac{d_{heb0}}{d_e} - 1\right)}{\left(\frac{P_T}{d_e} - 1\right)} \quad (4.7)$$

- échangeurs à tubes concentriques,

$$d_{hec} = D_{ic} - d_{ec}$$

$$\frac{d_{hd}}{d_{h0}} = 1 - 4 y \quad (4.8)$$

$$\frac{a_d}{a_0} = 1 - 4 y \quad (4.9)$$

avec: $y = \frac{e_e}{d_{he0}}$ représente pour les trois types d'échangeurs, l'épaisseur du dépôt extérieur rapporté au diamètre hydraulique extérieur initial, D_{ic} , diamètre intérieur du grand tube de l'échangeur à tubes concentriques, d_{ec} , diamètre extérieur du petit tube,

- échangeurs à plaques,

En ce qui concerne les échangeurs à plaques, les expressions seront les mêmes: il suffira de remplacer le terme intérieur par extérieur.

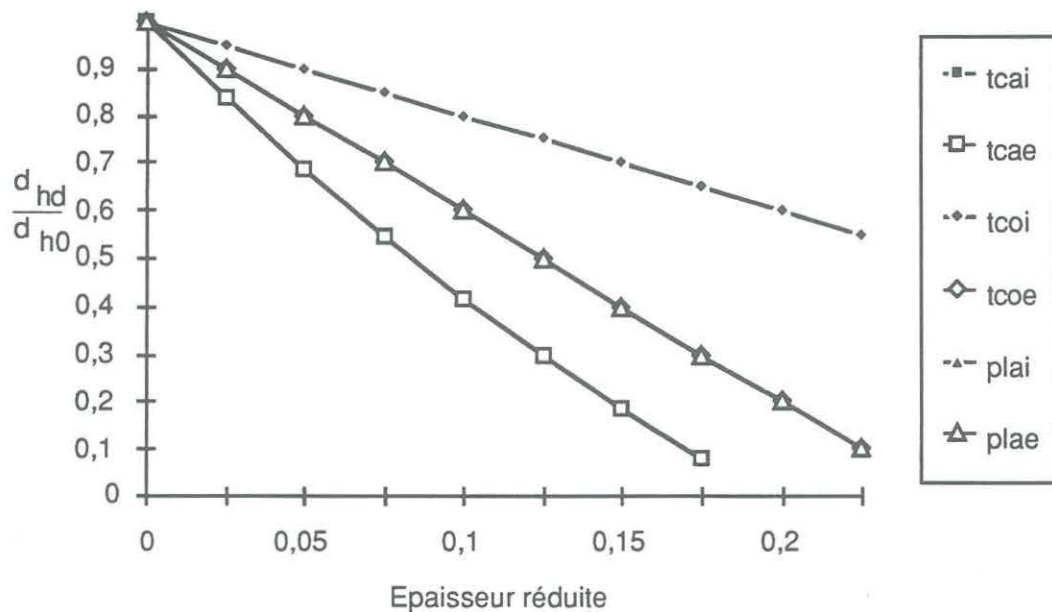


Figure 4.3. Evolution du diamètre hydraulique rapporté au diamètre hydraulique initial avec l'encrassement

La figure 4.3 montre l'évolution du rapport $\frac{d_{hd}}{d_{h0}}$, pour les deux demi-échangeurs, interne et externe en fonction des

épaisseurs réduites d'encrassement intérieur et extérieur. Les épaisseurs réduites ont été adimensionnées par rapport au diamètre hydraulique initial.

4.3. Expressions dérivant de la puissance mécanique de pompage.

4.3.1. Puissance mécanique de pompage.

En considérant que les dimensions des appareils sont telles que les pertes de charge régulières dans les canaux sont largement supérieures à celles d'entrée, l'expression de la puissance mécanique par unité de longueur est donnée par:

$$\dot{P}_m = \dot{q}_v \frac{dP}{dz} \quad (4.10)$$

avec, \dot{q}_v , le débit du canal,
 $\frac{dP}{dz}$, la perte de charge linéique dans le canal.

A partir de l'expression de la perte de charge linéique:

$$\frac{dP}{dz} = \frac{2 f \dot{m}^2}{\rho d_h a^2} \quad (4.11)$$

l'expression de la puissance devient:

$$\dot{P}_m = \frac{2 f \dot{m}^3}{\rho^2 d_h a^2} \quad (4.12)$$

avec f , coefficient de frottement,
 \dot{m} , débit massique,
 d_h , diamètre hydraulique,
 ρ , masse volumique du fluide
 a , section droite de passage.

4.3.2. Evolution du débit massique.

L'évolution du débit est déterminé en considérant que la puissance de pompage est constante et sert uniquement à vaincre les pertes par frottement.

En partant de l'expression (4.12) et en considérant que la puissance reste constante, il vient [35] :

$$\frac{\dot{m}_d}{\dot{m}_0} = \sqrt[3]{\left(\frac{f_0}{f_d}\right) \left(\frac{d_{hd}}{d_{h0}}\right) \left(\frac{a_d}{a_0}\right)^2} \quad (4.13)$$

Ce rapport sera explicité en tenant compte des expressions du coefficient de frottement.

4.3.2.1. Ecoulement laminaire.

Pour l'écoulement intérieur, en tenant compte de $f = 16/Re$ et des expressions de l'évolution de la géométrie obtenues au paragraphe 4.2, il vient:

- échangeurs à tubes-calandre et à tubes concentriques,

$$\frac{\dot{m}_d}{\dot{m}_0} = \left(1 - \frac{2e_i}{d_{hi0}}\right)^2 \quad (4.14)$$

- échangeurs à plaques,

$$\frac{\dot{m}_d}{\dot{m}_0} = \left(1 - \frac{4e_i}{d_{hi0}}\right)^{1,5} \quad (4.15)$$

4.3.2.2. Ecoulement turbulent.

Pour l'écoulement intérieur, avec un coefficient de frottement de type BLASIUS: $f = 0,079 Re^{-0,25}$ [97] on obtient:

- échangeurs à tubes-calandre et à tubes concentriques,

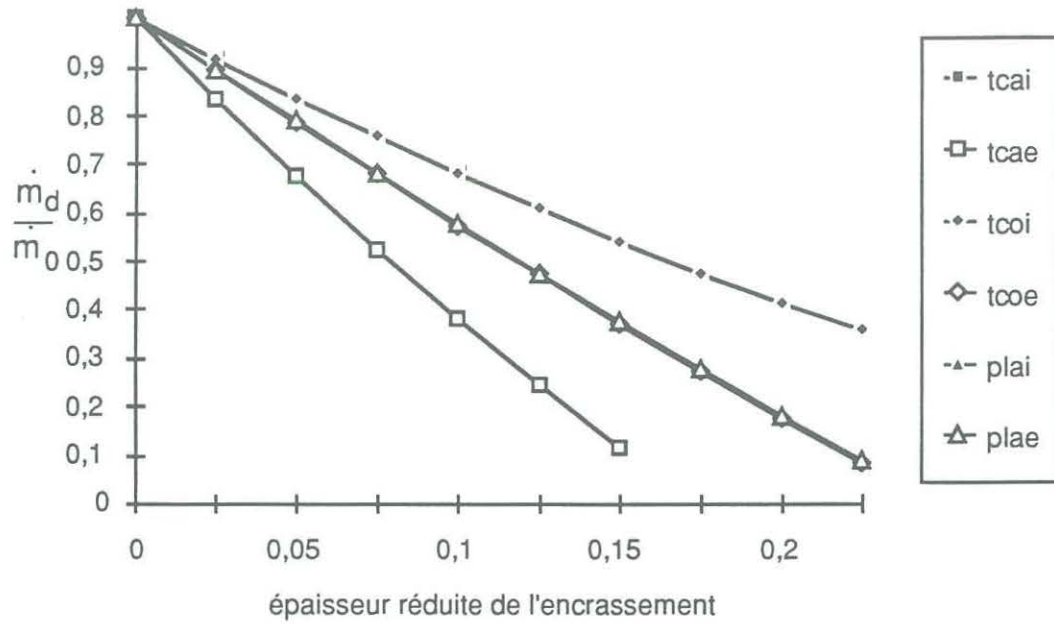


Figure 4.4. Evolution du débit massique rapporté au débit massique initial avec l'encrassement, dans le cas où la puissance de pompage est constante

avec, tcai, tcae: relatifs aux échangeurs à tubes et calandre respectivement en intérieur et en extérieur,
 tcoi, tcoe: relatifs aux échangeurs à tubes concentriques respectivement en intérieur et en extérieur,
 plai, plae: relatifs aux échangeurs à plaques respectivement en intérieur et en extérieur,

$$\frac{\dot{m}_d}{\dot{m}_0} = \left(1 - \frac{2e_i}{d_{hi0}}\right)^{1,727} \quad (4.16)$$

- échangeurs à plaques,

$$\frac{\dot{m}_d}{\dot{m}_0} = \left(1 - \frac{4e_i}{d_{hi0}}\right)^{1,071} \quad (4.17)$$

L'écoulement extérieur est supposé toujours turbulent de sorte que:

- échangeurs à tubes-calandre,

en prenant un coefficient de frottement valable dans l'intervalle $300 \leq Re \leq 10^6$ [85]:

$$f = 0,454 Re^{-0,193} \quad (4.18)$$

il vient:

$$\frac{\dot{m}_d}{\dot{m}_0} = \left(\frac{d_{hd}}{d_{h0}} \right)^{0,425} \left(\frac{a_d}{a_0} \right)^{0,644} \quad (4.19)$$

- échangeurs à tubes concentriques,

$$\frac{\dot{m}_d}{\dot{m}_0} = \left(1 - \frac{4 e_i}{d_{hi}} \right)^{1,091} \quad (4.20)$$

En ce qui concerne les échangeurs à plaques, les mêmes expressions sont valables en écoulement intérieur et en extérieur.

La figure 4.4. montre l'évolution du débit intérieur et extérieur des trois types d'échangeurs de chaleur en fonction de l'évolution de l'épaisseur réduite du dépôt.

4.4. Critères partiels sur l'échangeur complet

Les critères généralement utilisés pour définir l'encrassement ont rapport soit aux transferts thermiques soit aux pertes de charge.

4.4.1. Critères partiels relatifs aux transferts thermiques

4.4.1.1. Le facteur de COLBURN; l'efficacité de transfert thermique

Tous les auteurs sont unanimes sur le fait que l'encrassement influence le facteur de COLBURN (j) et l'efficacité du transfert thermique, E_f .

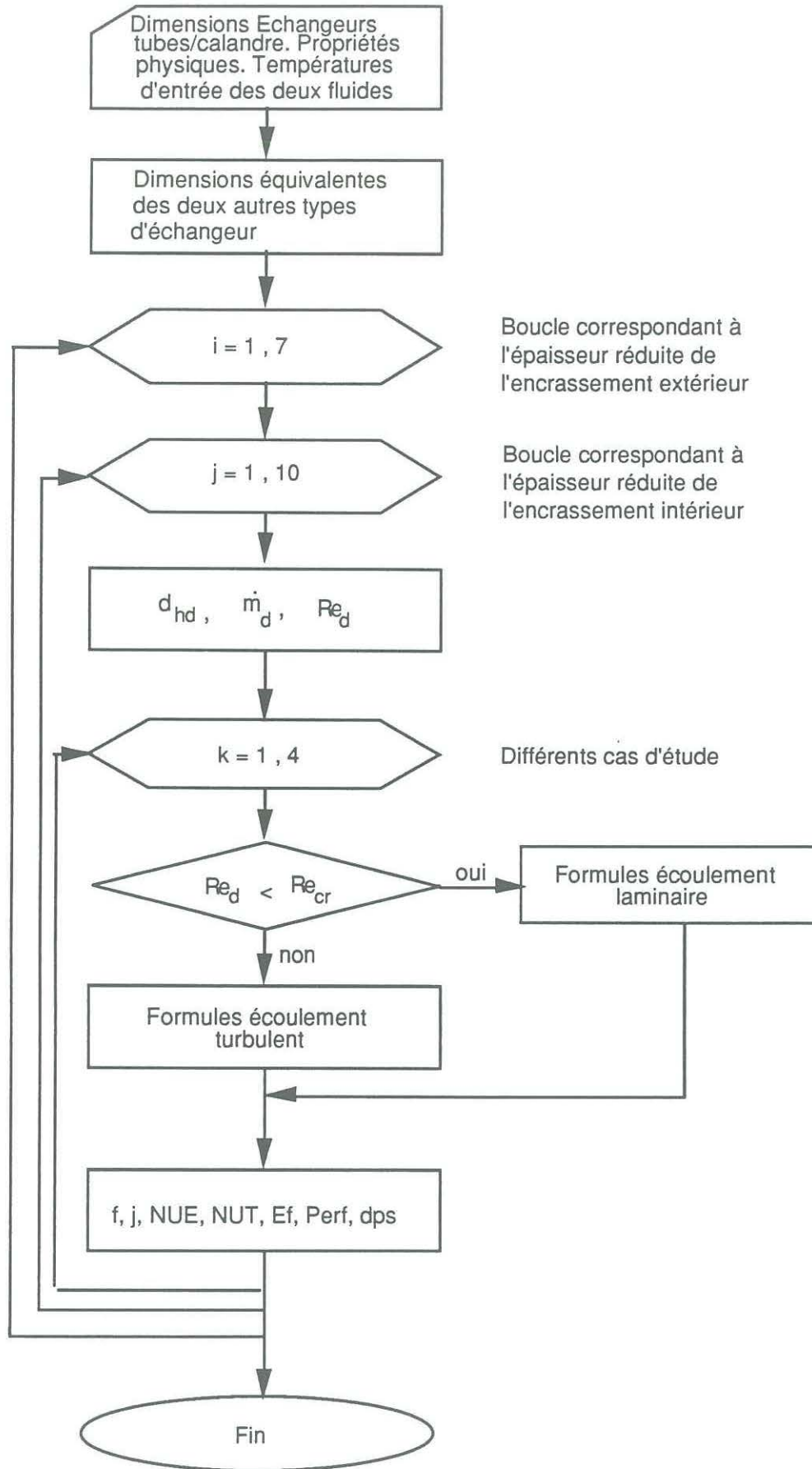


Figure 4.5. Organigramme du programme

La figure 4.5. montre l'organigramme du programme de détermination des critères.

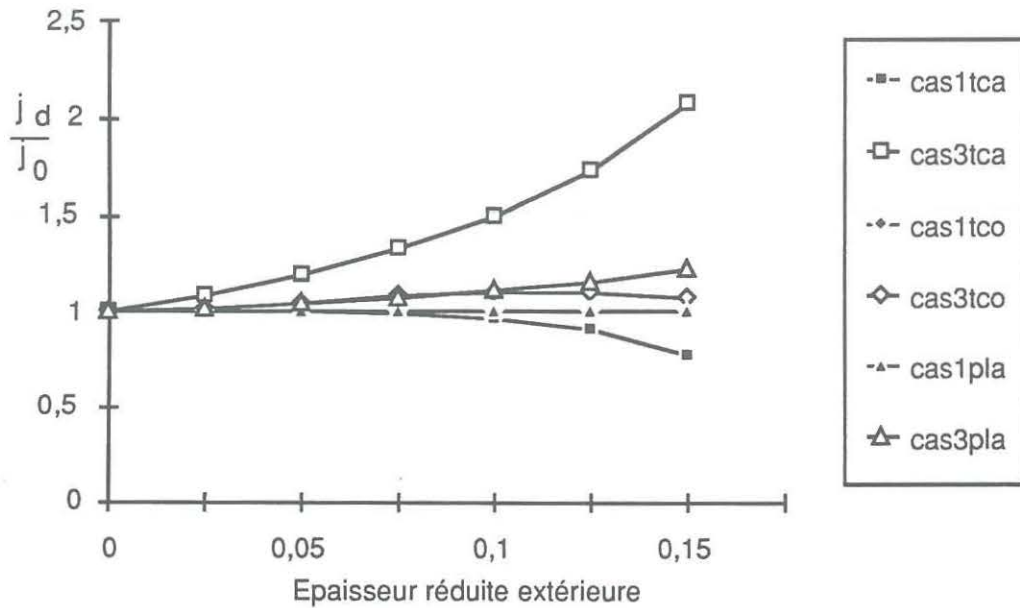


Figure 4.6. Evolution du facteur de COLBURN réduit avec l'encrassement externe

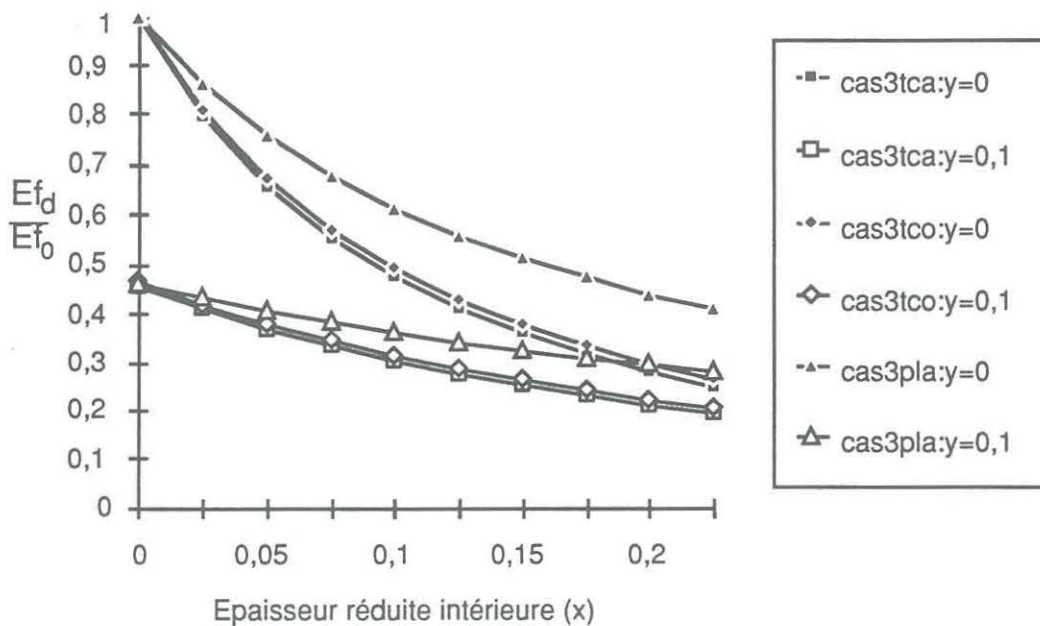


Figure 4.7. Evolution de l'efficacité réduite avec l'encrassement interne et externe

4.4.1.2. Nombre d'unités de transfert (NUT)

Lorsque l'on connaît pour un problème posé les différentes températures aux bornes de l'échangeur, le NUT caractérise le service thermique demandé. Pour une circulation à simple passe, on sait que:

$$(\text{NUT})_s = \frac{\Delta T_j}{\Delta T_{i-e}} \quad (4.21)$$

avec: $j = i$ ou e représente le fluide limitant.

Lorsque l'écoulement devient plus complexe que le type contre-courant pur (espace calandaire), la quantité ΔT_{lm} ne représente plus exactement la différence de température moyenne effective. Pour être plus près de la réalité, il faut rectifier le résultat par l'introduction du facteur correctif F qui dépend des températures de sortie des fluides qui ne sont souvent pas connues. Dans ce cas on utilise le NUT_p caractérisant les performances de la surface d'échange.

Ce nombre d'unité de transfert NUT_p est déterminé par:

$$(\text{NUT})_p = \frac{h_g A}{q_{t \min}} = \frac{K'}{q_{t \min}} \quad (4.22)$$

avec h_g , coefficient d'échange global surfacique,
 A , surface d'échange de référence,
 $q_{t \min} = \dot{m} c_p$, débit calorifique minimum,
 $K' = h_i A_i = h_e A_e$, selon la surface de référence; A_i , surface interne, A_e , surface externe.

Dans notre cas, les températures de sortie sont inconnues, pour la suite du rapport, NUT désigne le NUT_p

L'expression de K' sera:

$$K' = \left(\left(\frac{1}{h_i} + R_{di} \right) \frac{1}{A_i} + \frac{e_p}{\lambda_p A_m} + \left(R_{de} + \frac{1}{h_e} \right) \frac{1}{A_e} \right)^{-1} \quad (4.23)$$

avec, h_i, h_e , respectivement coefficient d'échange surfacique interne et externe,
 R_{di}, R_{de} , respectivement résistance thermique surfacique d'encrassement de l'écoulement interne et externe,
 e_p , épaisseur de la paroi,
 λ_p , conductivité thermique de la paroi.

Suivant le type d'échangeurs, l'expression (4.23) devient par unité de longueur de l'échangeur de chaleur:

- tubes-calandre,

$$\frac{1}{K'} = \frac{1}{\pi n_t h_{id} d_i \left(1 - \frac{2 e_i}{d_i} \right)} - \frac{\ln \left(1 - \frac{2 e_i}{d_i} \right)}{2 \pi n_t \lambda_{di}} + \frac{\ln \left(\frac{d_e}{d_i} \right)}{2 \pi n_t \lambda_p} + \frac{\ln \left(1 + \frac{2 e_e d_{he}}{d_{he} d_e} \right)}{2 \pi n_t \lambda_{de}} + \frac{1}{\pi n_t h_{ed} d_e \left(1 + \frac{2 e_e d_{he}}{d_{he} d_e} \right)} \quad (4.24)$$

avec, n_t , nombre de tubes du faisceau,
 e_i, e_e , respectivement épaisseur du dépôt interne et externe,

- tubes concentriques,

$$\frac{1}{K'} = \frac{1}{\pi h_{id} d_{ic} \left(1 - \frac{2 e_i}{d_{ic}} \right)} - \frac{\ln \left(1 - \frac{2 e_i}{d_{ic}} \right)}{2 \pi \lambda_{di}} + \frac{\ln \left(\frac{d_{ec}}{d_{ic}} \right)}{2 \pi \lambda_p} +$$

$$\frac{\ln\left(1 + \frac{2 e_e d_{he}}{d_{he} d_{ec}}\right)}{2 \pi \lambda_{de}} + \frac{1}{\pi h_{ed} d_{ec} \left(1 + \frac{2 e_e d_{he}}{d_{he} d_{ec}}\right)} \quad (4.25)$$

l'indice c, indique dans cette expression l'échangeur à tubes concentriques.

- plaques,

$$\frac{1}{K'} = \frac{1}{l} \left(\frac{1}{h_{id}} + \frac{e_i d_{hi}}{d_{hi} \lambda_{di}} + \frac{e_p}{\lambda_p} + \frac{e_e d_{he}}{d_{he} \lambda_{de}} + \frac{1}{h_{ed}} \right) \quad (4.26)$$

avec: l, largeur du canal

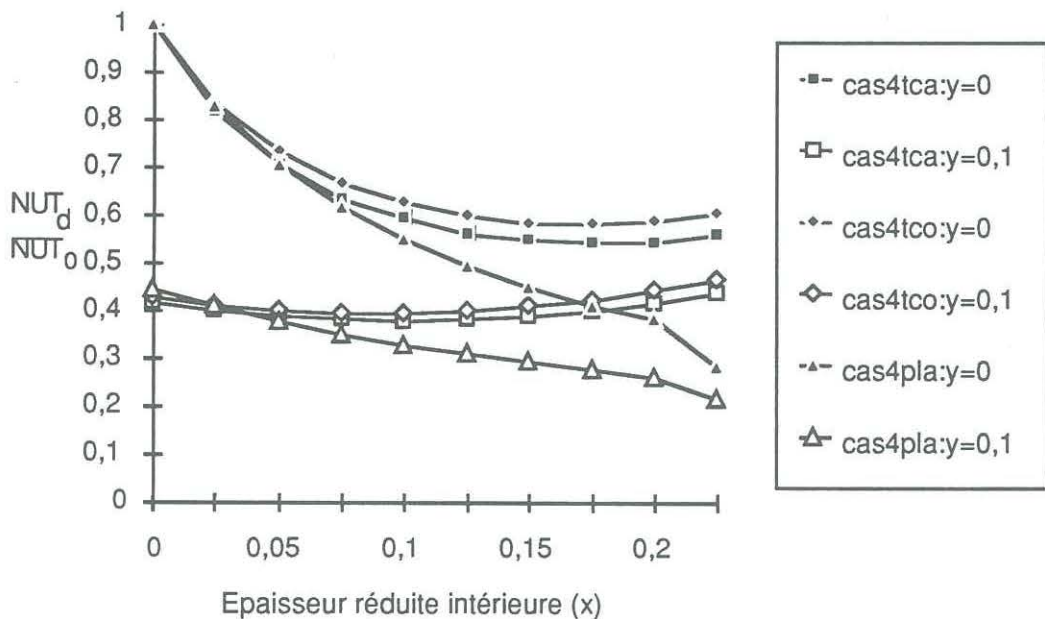


Figure 4.8. Evolution du NUT_d réduit avec l'encrassement interne et externe

La figure 4.8. illustre l'évolution du NUT_d rapporté au NUT initial en fonction de l'épaisseur réduite du dépôt intérieur et extérieur. Le NUT est fortement influencé par le dépôt extérieur.

4.4.2. Critères partiels relatifs aux pertes de charge

4.4.2.1. Nombre d'unités d'énergie dégradée.

Par analogie avec le concept de nombre d'unité de transfert introduit par CHILTON et COLBURN, LE GOFF [84] définit le nombre d'unité d'énergie dégradée NUE dans un appareil. Ce nombre se compose de deux modes de dégradation de l'énergie mécanique: par frottement visqueux et par pertes de charge singulières. L'additivité de ces deux formes de dégradation n'est pas toujours vérifiée.

Le nombre d'unité d'énergie dégradée dans le cas d'un fluide en écoulement dans une conduite de longueur L où on ne considère que le frottement visqueux est donné par [84]:

$$NUE = \frac{\Delta P}{\rho V^2} = \frac{2 f L}{d_h} \quad (4.27)$$

avec, ΔP , pertes de charge sur l'échangeur,
 V , vitesse débitante.

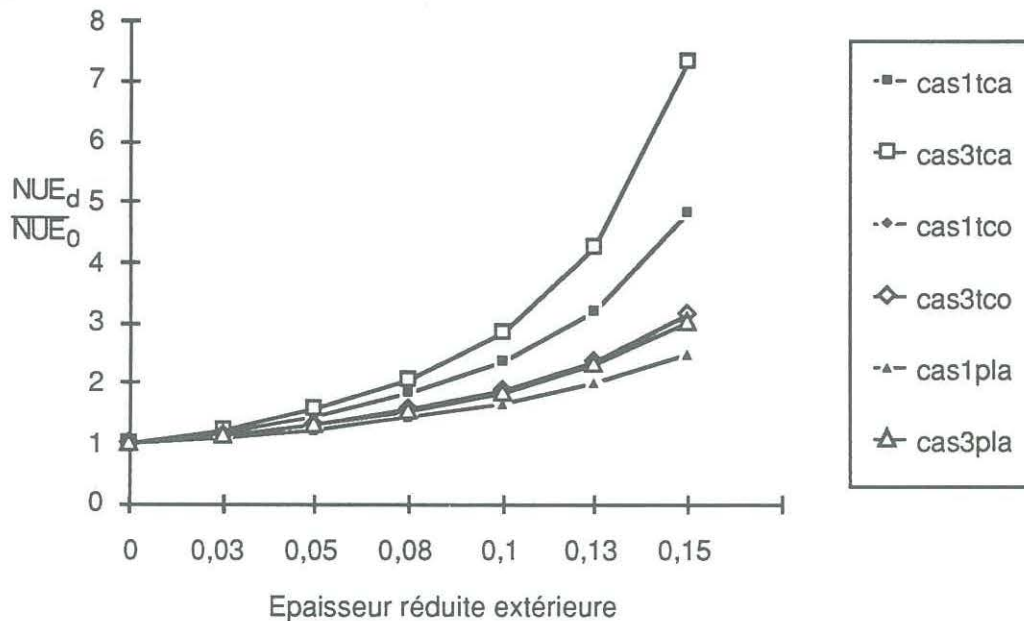


Figure 4.9. Evolution du NUE_d rapporté au NUE initial avec l'encrassement externe et $x=0,1$

La figure 4.9. montre l'évolution du NUE_d en fonction de l'évolution de l'épaisseur réduite de l'encrassement externe pour la valeur $x = 0,1$ de l'encrassement interne.

4.4.2.2. Pertes de charge adimensionnées

Ce critère représente le rapport des pertes de charge à l'état encrassé sur leurs valeurs initiales:

$$dPa = \frac{\Delta P_d}{\Delta P_0} \quad (4.28)$$

4.5. Critères globaux sur l'échangeur complet

Ces critères sont les moins utilisés pour définir l'encrassement des échangeurs de chaleur bien que tous les auteurs reconnaissent que les transferts thermiques ne sont pas toujours aptes à rendre compte de l'évolution du dépôt.

4.5.1. Critère de LE GOFF (L_f)

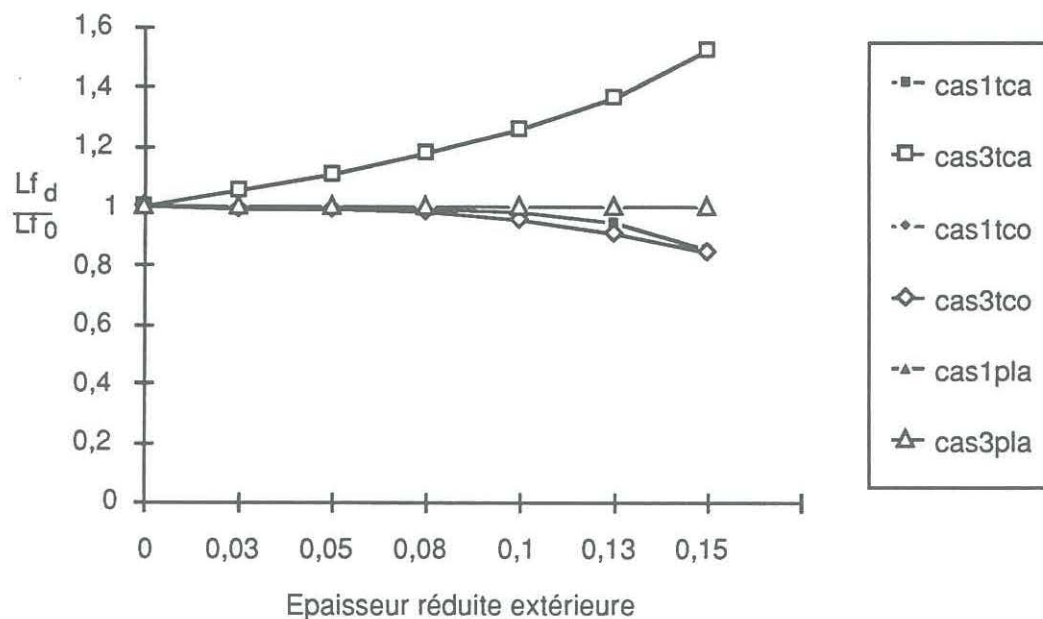


Figure 4.10. Evolution du nombre de LE GOFF réduit avec l'encrassement externe

Nous avons dans la première partie du rapport indiqué que la cinétique de dépôt de particule peut être connue à partir des transferts thermiques. Il existe en effet des analogies entre les différents phénomènes de transfert. L'analogie de REYNOLDS est vérifiée si on a:

$$NUT_T = NUT_D = NUE \quad (4.29)$$

L'écart à l'analogie de REYNOLDS est donné par le critère L_f :

$$L_f = \frac{2j}{f} \quad (4.30)$$

La figure 4.10. représente l'évolution de L_{fD} rapporté au critère initial en fonction de l'épaisseur réduite du dépôt externe. Cette figure montre que l'écart d'analogie est plus prononcé pour les échangeurs à tubes-calandre.

4.5.2. Perte de charge spécifique dP_s

Lorsque le choix d'un échangeur de chaleur doit se faire en fonction du service thermique demandé et de la perte de charge totale admissible, ce critère peut être utilisé. Pour les échangeurs à plaques, les fabricants disposent d'une gamme de plaques ayant différentes caractéristiques $NUT = f(\Delta P)$ [3]. Ils peuvent donc en général choisir le type de plaque en fonction de la perte de charge admissible.

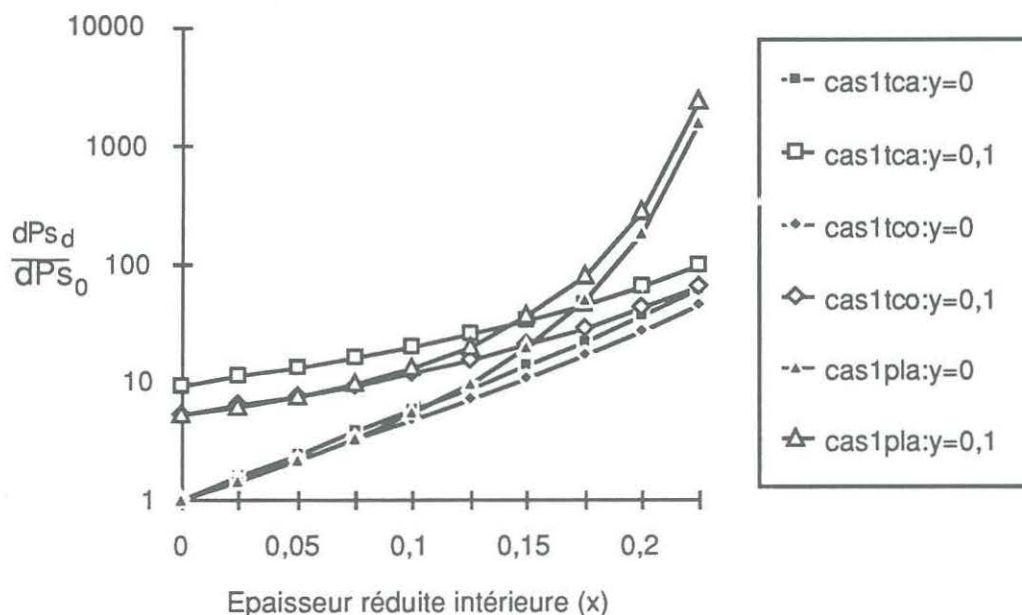


Figure 4.11. Evolution de la perte de charge spécifique avec l'encrassement interne et externe

La perte de charge spécifique est donnée par:

$$dp_s = \frac{\Delta P}{NUT} \quad (4.31)$$

La figure 4.11. montre l'évolution de la perte de charge spécifique rapportée à la perte de charge spécifique initiale en fonction de l'épaisseur réduite de l'encrassement intérieur et extérieur. On remarque que ce critère est fortement influencé par l'encrassement interne et externe.

4.5.3. Performance énergétique

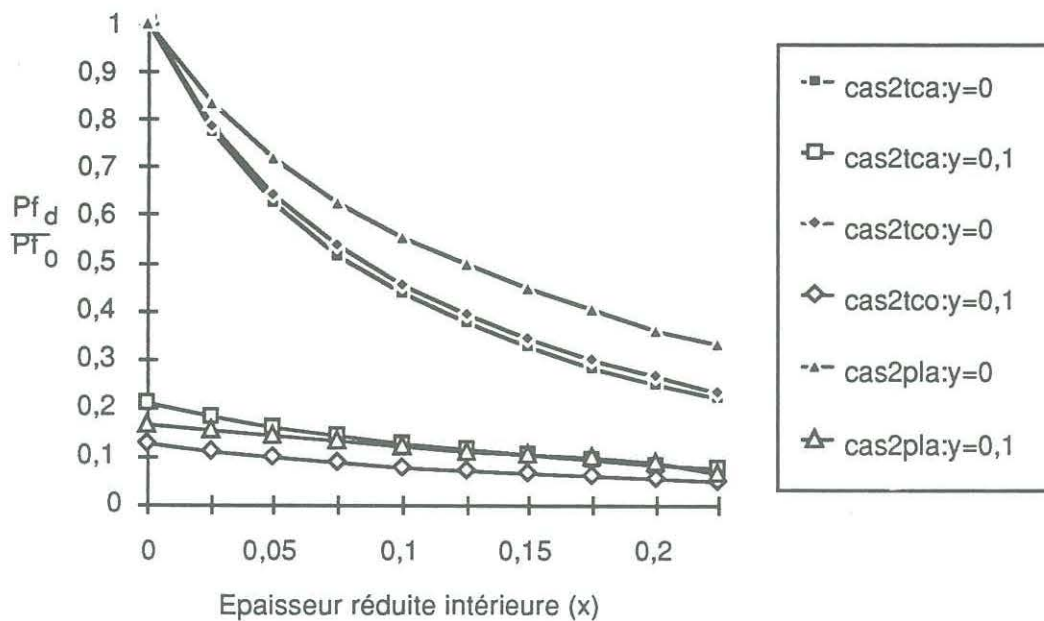


Figure 4.12. Evolution de la performance énergétique avec l'encrassement interne et externe

La performance énergétique d'un échangeur de chaleur est le rapport entre le flux de chaleur transféré et la puissance mécanique dégradée. Elle est donnée par la formule:

$$Pf = \frac{\Phi}{\frac{\dot{m}_i^3 NUE_i}{\rho_i^2 a_i^2} + \frac{\dot{m}_e^3 NUE_e}{\rho_e^2 a_e^2}} \quad (4.32)$$

Cette formule tient compte des dégradations mécaniques interne et externe de l'échangeur complet; il pourrait être intéressant de particulariser ce critère au fluide le plus encrassant (demi-échangeur).

La figure 4.12 représente l'évolution de la performance réduite en fonction de l'encrassement interne et externe. Il faut noter la forte influence de l'encrassement externe sur ce critère.

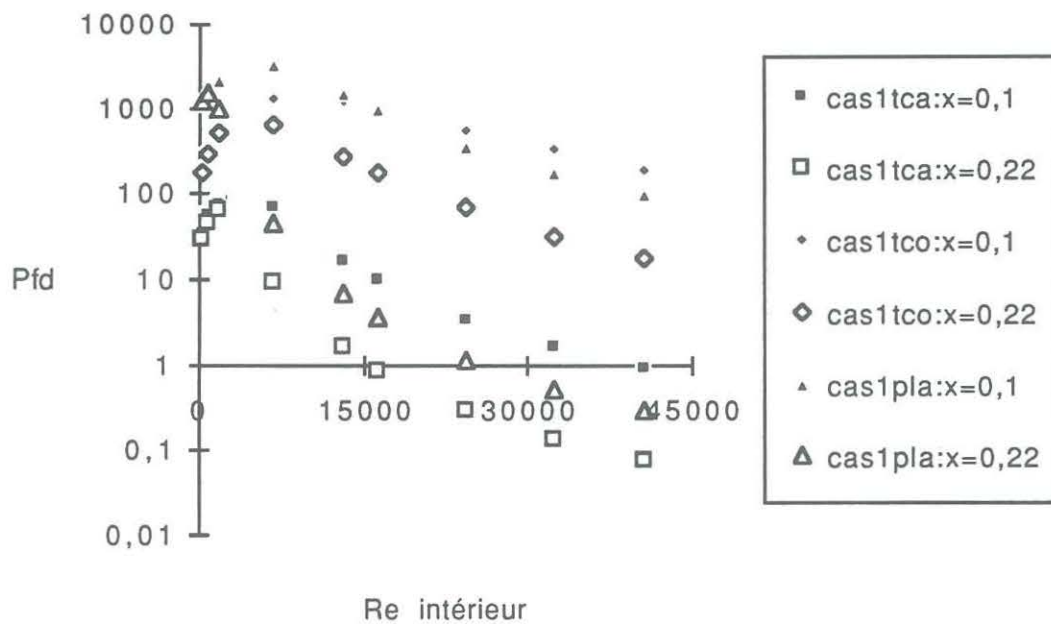


Figure 4.13. Evolution de la performance énergétique avec Re interne et l'encrassement intérieur.

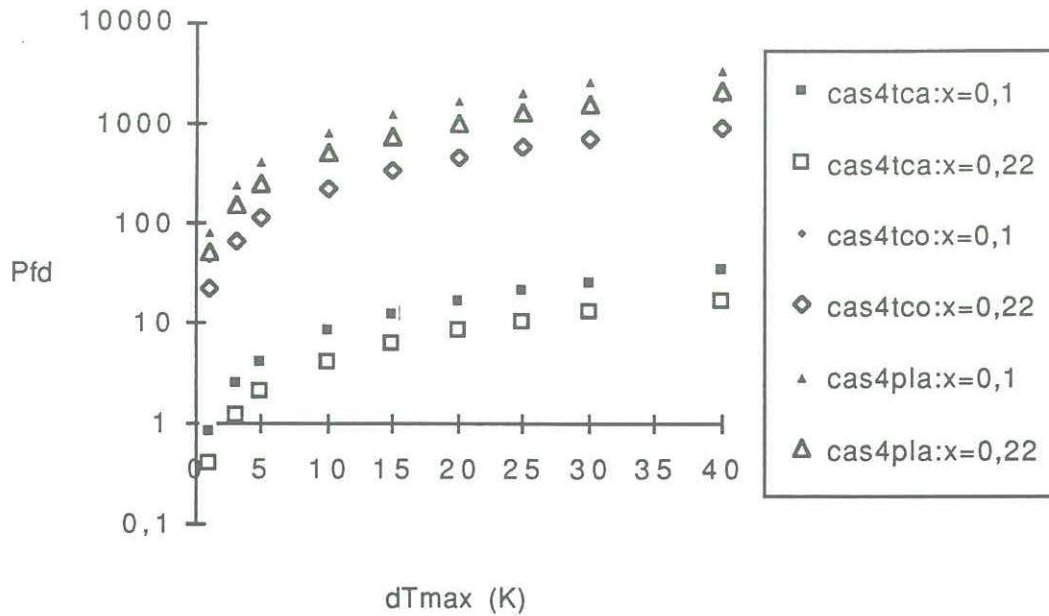


Figure 4.14. Evolution de la performance énergétique en fonction de la différence de température maximale et de l'encrassement intérieur.

Les figures 4.13. et 4.14. montrent respectivement l'évolution de la performance énergétique avec le nombre de REYNOLDS interne, et de la variation maximale de température.

4.5.4. Autres critères

- Coefficient d'utilisation énergétique

Le coefficient d'utilisation énergétique [86] est défini comme le rapport de l'énergie utilisable sur la dépense d'énergie. Les deux formes d'énergie étant exprimée dans la même unité d'énergie. Il est donné par l'expression:

$$\eta_e = \frac{E}{H - H_0} = 1 - \frac{T_0 (S - S_0)}{H - H_0} \quad (4.33)$$

avec,

- E, énergie utilisable,
- H, enthalpie du fluide,
- T_0 , température de référence,
- S, entropie.

- Critère de BERGLES

BERGLES a fait de nombreuses propositions pour des critères [68]. Un des plus complets est défini par le rapport:

$$BI = \frac{\frac{h_{gd}}{\Delta P_d}}{\frac{h_{g0}}{\Delta P_0}} \quad (4.34)$$

avec, h_{gd}, h_{g0} , respectivement coefficient d'échange global de l'état encrassé et de l'état initial,

$\Delta P_d, \Delta P_0$, respectivement pertes de charge à l'état encrassé et à l'état initial.

4.6. Discussion

4.6.1. Sensibilité à l'encrassement des divers types d'échangeurs

Comme le montrent les figures 4.3. et 4.4., l'écoulement externe est très sensible à l'encrassement. Cette sensibilité est beaucoup plus importante dans les échangeurs à tubes et calandre par la présence des chicanes.

Les critères représentant l'évolution de l'encrassement en fonction des épaisseurs réduites d'encrassement interne et externe ont été rapportés aux critères initiaux. Les figures 4.8. à 4.12. représentent respectivement l'évolution du NUT et de la performance énergétique pour deux valeurs de l'encrassement externe (0 et 0,1) et une plage beaucoup plus étendue de l'encrassement interne. Elles montrent un saut important des critères suivant que l'on passe de l'état non encrassé externe à l'état $y = 0,1$. Ce fait confirme la disposition généralement prise pour que le fluide le plus encrassant circule à l'intérieur des tubes.

4.6.2. Paramètres physiques influençant les critères

Les figures 4.13. et 4.14. montrent l'évolution de la performance énergétique en fonction respectivement du nombre de REYNOLDS interne initial et de la différence de température maximale entre les fluides. Deux valeurs de l'encrassement interne

($x = 0,1$ et $0,22$) ont été choisies, l'encrassement externe est négligé ($y = 0$).

La performance énergétique présente un optimum en fonction du nombre de REYNOLDS initial. Cet optimum diminue quand l'encrassement interne augmente puisque les dégradations mécaniques augmentent fortement pendant que la quantité de chaleur transmise diminue.

Les écarts entre ces courbes varient suivant les différents cas observés. Ils sont plus importants pour les cas où il est question de maintenir les débits constants (cas 1,3).

4.7. Conclusion partielle

Cette étude montre que l'encrassement influence beaucoup la plupart des critères utilisés dans les échangeurs de chaleur. Les critères globaux sont autant influencés que les critères partiels pour les quatre cas de figures étudiés. Ces critères peuvent donc servir à définir l'encrassement mais ils restent particuliers.

Les systèmes réels fonctionnant toujours en présence de plusieurs irréversibilités, nous présenterons dans les chapitres suivants, le critère entropique d'encrassement qui permettra de montrer l'importance relative des deux phénomènes prépondérants par une forme adimensionnelle du critère en fonction de l'évolution de l'encrassement, des paramètres de l'écoulement et du type d'échangeur.

CHAPITRE 5 ETUDE GLOBALE EN DEMI-ECHANGEUR. CRITERE ENTROPIQUE D'ENCRASSEMENT.

Au cours de leur fonctionnement, les échangeurs de chaleur s'encrassent. Ce phénomène se traduit par une réduction des échanges thermiques et une augmentation des pertes de charge. Le dimensionnement des échangeurs privilégie les échanges thermiques. Des études récentes [6,15,35] ont montré que l'évolution du transfert thermique n'est pas toujours apte à rendre compte de l'encrassement. LALANDE et CORRIEU [33], pour le traitement thermique du lait proposent une expression du coefficient d'encrassement, fonction de la perte de charge. Nous proposons ici une étude basée sur la création d'entropie rendue adimensionnelle qui fait intervenir simultanément les deux conséquences directes de l'encrassement à savoir les dégradations par transfert thermique et celles liées à la perte de charge. Cette fonction de dissipation permettra de montrer l'importance de la perte de charge dans le fonctionnement des échangeurs et sera à l'origine du critère entropique d'encrassement de deux types d'appareils: les échangeurs à tubes et à plaques.

Dans ce chapitre, l'étude sera restreinte au demi-échangeur unitaire.

5.1. Hypothèses

Nous considérons dans ce chapitre que la température de la surface d'échange ne dépend pas des propriétés du fluide étudié mais des propriétés de l'autre fluide ou l'autre phase. Cette hypothèse conduit à restreindre l'étude au demi-échangeur.

Les hypothèses d'équivalence du chapitre précédent sont maintenues; y est adjointe la condition d'égalité des surfaces d'échange. Ces hypothèses conduisent à avoir le même diamètre hydraulique, le même nombre de REYNOLDS et à prendre pour les échangeurs à plaques et par unité de longueur d'échange:

$$l = 3,14 d_i \quad (5.1)$$

$$b = \frac{d_i}{2} \quad (5.2)$$

avec, l , largeur des plaques,

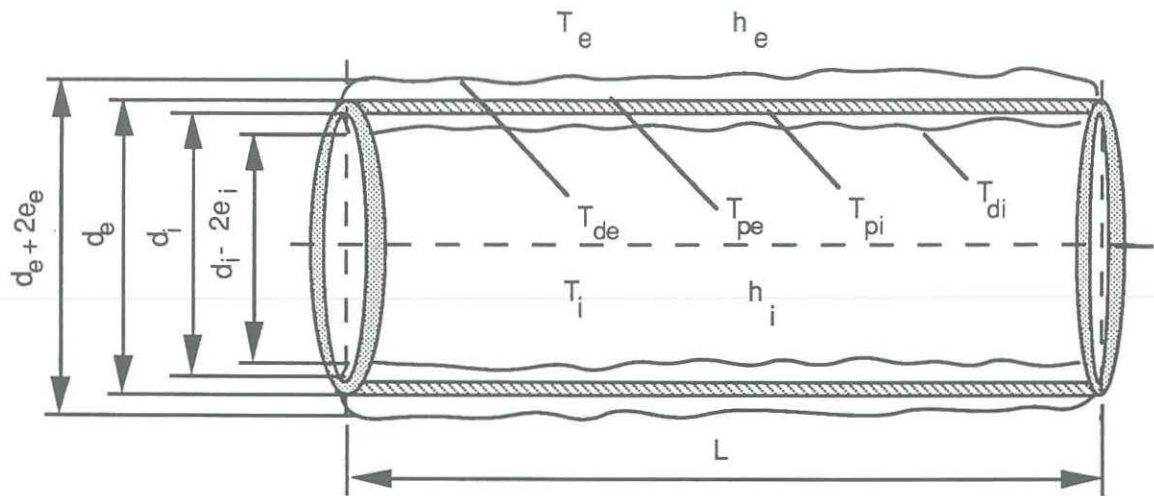


Figure 5.1. Dimensions du tube encrassé par les deux fluides en écoulement.

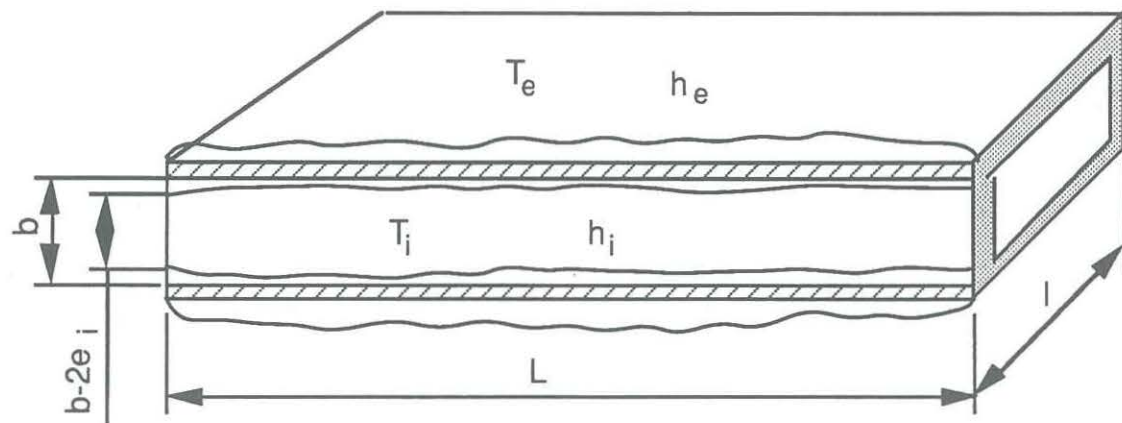


Figure 5.2. Dimensions de plaques encrassées par les deux fluides en écoulement.

- b, épaisseur entre deux plaques ou largeur du canal
 d_i , diamètre intérieur du tube.

5.1. Expression du débit.

Le tableau 5.1 résume les expressions obtenues au chapitre précédent, du débit rapporté au débit initial en fonction du type d'écoulement et du type d'échangeur.

ÉCOULEMENT	ECHANGEURS A TUBES	ECHANGEURS A PLAQUES
LAMINAIRE	$(1-2x)^2$	$(1-4x)^{1.5}$
TURBULENT	$(1-2x)^{1.71}$	$(1-4x)^{1.07}$

Tableau 5.1. Expression du débit rapporté au débit initial dans le cas où la puissance de pompage est constante.

Dans ce tableau, x représente l'épaisseur réduite du dépôt intérieur défini au chapitre précédent.

5.2. Entropie générée.

L'entropie générée par unité de longueur dans une canalisation est déduite du bilan d'entropie. Elle se compose d'une contribution due à la chaleur désignée par l'indice c et d'une contribution due à la perte de charge désignée par l'indice p [83].

$$\begin{aligned} \frac{d\dot{S}}{dz} = \dot{S}' &= \frac{\dot{q}' \Delta T_{ip}}{T_i^2} + \frac{\dot{m}_i}{\rho_i T_i} \left(- \frac{dP}{dz} \right)_i \\ &= \Delta \dot{S}_c + \Delta \dot{S}_p \end{aligned} \quad (5.3)$$

avec \dot{q}' , puissance linéique,

T_i , la température moyenne du fluide intérieur,
 ΔT_{ip} l'écart de température paroi-fluide intérieur,
 $\left(-\frac{dP}{dz}\right)_i$, la perte de charge par unité de longueur.

Le coefficient d'échange moyen h_i à la surface du dépôt est déduit de:

$$h_i = \frac{1}{p_i \left(\frac{\Delta T_{ip}}{\dot{q}'} - R_{di} \right)} \quad (5.4)$$

où p_i , représente le périmètre mouillé intérieur et R_{di} , la résistance thermique du dépôt intérieur.

En remplaçant ΔT_{ip} par son expression de (5.4) dans (5.3), la création d'entropie adimensionnelle devient:

$$\dot{S}^* = \frac{\dot{q}'^2 T_{i0} \left(\frac{d_{hi}}{p_i \lambda_{li} Nu_i (Re_i, Pr_i)} + R_{di} \right)}{T_i^2 \dot{q}'_0} + \frac{2 \dot{m}_i^3 T_{i0} f_i}{\rho_i^2 \dot{q}'_0 T_i d_{hi} a_i^2} \quad (5.5)$$

avec λ_{li} , la conductibilité thermique du fluide intérieur,
 R_{di} , la résistance thermique du dépôt intérieur,
 Nu_i , le nombre de NUSSELT,
 Re_i , le nombre de REYNOLDS,
 Pr_i , le nombre de PRANDTL,
 T_{i0} , température moyenne débitante initiale:
température de référence.

5.3. Energies dégradées partielles.

L'expression (5.5) est la contribution de deux énergies:

- la 1ère est typique de l'énergie dégradée due à la chaleur qui sera indiquée c,
- la 2ème, de l'énergie dégradée due à la perte de charge qui sera indiquée p.

$$\dot{S}_{cd}^* = \frac{\dot{q}'_d{}^2 T_{i0} \left(\frac{d_{hid}}{\rho_{id} \lambda_{li} Nu_{id}(Re_{id}, Pr_i)} + R_{di} \right)}{T_{id}^2 \dot{q}'_0} \quad (5.6)$$

$$\dot{S}_{pd}^* = \frac{2 \dot{m}_{id}^3 T_{i0} f_{id}}{\rho_i^2 \dot{q}'_0 T_{id} d_{hid} a_{id}^2} \quad (5.7)$$

5.4. Corrélations utilisées.

5.4.1. Ecoulement intérieur.

5.4.1.1. Ecoulement laminaire.

En supposant une surface lisse du dépôt, nous retenons pour les lois de transfert thermique en tubes, la corrélation de SIEDER et TATE:

$$Nu_i = 1,86 \left(Re_i Pr_i \frac{d_{hi}}{L} \right)^{1/3} \left(\frac{\mu_i}{\mu_p} \right)^{0,14} \quad (5.8)$$

dans laquelle $\left(\frac{\mu_i}{\mu_p} \right)^{0,14}$ est un terme correctif de la viscosité.

Le coefficient de frottement est déterminé à partir de la formule de DARCY-WEISBACH:

$$f_i = \frac{16}{Re_i} \quad (5.9)$$

En ce qui concerne les échangeurs à plaques la loi de transfert de chaleur en plaques lisses sera définie par l'expression [33]:

$$h_i = 0,74 c_{p_i} G_i Re_i^{-0,62} Pr_i^{-2/3} \quad (5.10)$$

celle de perte de charge, par la même expression qu'en conduite cylindrique.

5.4.1.2. Ecoulement turbulent.

SIEDER et TATE proposent pour l'écoulement turbulent en conduite cylindrique:

$$Nu_i = 0,023 Re_i^{0,8} Pr_i^{1/3} \left(\frac{\mu_i}{\mu_p} \right)^{0,14} \quad (5.11)$$

Le coefficient de frottement est exprimé à partir de la formule de BLASIUS utilisée dans le chapitre précédent:

$$f_i = 0,079 Re_i^{-0,25} \quad (5.12)$$

Pour un écoulement turbulent entre plaques, SACLIER [33], propose pour les plaques en chevrons de 30°, la corrélation suivante:

$$Nu_i = 0,14 Re_i^{0,72} Pr_i^{1/3} \left(\frac{\mu_i}{\mu_p} \right)^{0,14} \quad (5.13)$$

Pour une surface lisse, l'expression du coefficient de frottement est donnée par [33]:

$$f_i = 0,044 Re_i^{-0,20} \quad (5.14)$$

5.5. Expression du flux linéique.

La figure (5.1) permet d'écrire sur l'unité de longueur:

$$\dot{q}' = \frac{\Delta T_{ip}}{\frac{1}{h_i A_i}} \quad (5.15)$$

avec: ΔT_{ip} , différence de température paroi interne
fluide,
 A_i , surface d'échange.

L'expression du flux linéique à l'état encrassé sera:

$$\dot{q}'_d = \frac{\Delta T_{ipd}}{\frac{1}{h_{id} A_{id}} + R_{di}} \quad (5.16)$$

l'indice d, dans cette expression indique l'état encrassé.

La quantité ΔT_{ipd} n'étant pas connue, la densité de flux linéique sera déterminé à partir du NUT partiel.

La résistance thermique globale dans le cas du demi-échangeur pour l'unité de longueur est donné par:

- échangeurs à tubes

$$\frac{1}{K'_d} = \frac{1}{\pi h_{id} d_i (1 - 2x)} - \frac{\ln(1 - 2x)}{2\pi\lambda_{di}} \quad (5.17)$$

- échangeurs à plaques

$$\frac{1}{K'_d} = \frac{1}{l} \left(\frac{1}{h_{id}} + \frac{d_{hi} x}{\lambda_{di}} \right) \quad (5.18)$$

Les expressions (5.17) et (5.18) permettent le calcul du NUT et de l'efficacité:

$$NUT_d = \frac{K'_d}{q_{td}} \quad (5.19)$$

$$E_{fd} = 1 - \exp(-NUT_d) \quad (5.20)$$

(dans le cas où $T_p \equiv T_{pi} = \text{cte}$)

Le flux linéique est alors déterminé par:

$$\dot{q}'_d = \dot{m}_{id} c_{pi} E_{fd} (T_{ied} - T_p) \quad (5.21)$$

L'expression (5.20) permet de déterminer la température de sortie:

$$T_{isd} = T_{ied} - E_{fd} (T_{ied} - T_p) \quad (5.22)$$

5.6. Différents cas observés

Les expressions (5.6), (5.7), ont été analysées pour quatre cas de figure de fonctionnement des appareils industriels, en fonction de la densité de flux linéique et du débit massique:

- cas n°1 $\dot{q}' = \text{const}$ ($\Delta T_{ied} \neq \text{const}$); $\dot{m}_i = \text{const}$,
- cas n°2 $\dot{q}' = \text{const}$ ($\Delta T_{ied} \neq \text{const}$); $\dot{m}_i \neq \text{const}$ ($\dot{P}_{mi} = \text{const}$),
- cas n°3 $\dot{q}' \neq \text{const}$ ($\Delta T_{ied} = \text{const}$); $\dot{m}_i = \text{const}$,
- cas n°4 $\dot{q}' \neq \text{const}$ ($\Delta T_{ied} = \text{const}$); $\dot{m}_i \neq \text{const}$ ($\dot{P}_{mi} = \text{const}$).

5.7. Expressions des énergies dégradées partielles.

En remplaçant les formules du paragraphe (5.4) dans les expressions des énergies dégradées partielles (5.6), (5.7), il vient:

- en laminaire:
 - . pour les échangeurs à tubes,

$$\dot{S}_{icd}^* = \frac{\dot{q}'^2 T_{i0} \left(\frac{0,16}{\lambda_{li}^{2/3} (\mu_{id} c_{pi})^{1/3} \left(\frac{\mu_i}{\mu_p}\right)^{0,14}} - \frac{\ln(1-2x)}{2\pi\lambda_{di}} \right)}{\dot{q}'_0 T_{id}^2} \quad (5.23)$$

$$\dot{S}_{ipd}^* = \frac{40,75 T_{i0} \dot{m}_{id}^2}{\rho_i^2 T_{id} \dot{q}'_0} \frac{\mu_i}{d_i^4 (1-2x)^4} \quad (5.24)$$

. pour les échangeurs à plaques,

$$\dot{S}_{icd}^* = \frac{\dot{q}'_d^2 T_{i0}}{\dot{q}'_0 T_{id}^2} \left(\frac{1,04 b \mu_i^{0,05} (1-4x)}{1^{0,62} \lambda_{li}^{2/3} c_{pi}^{1/3} \dot{m}_{id}^{0,38} \left(\frac{\mu_i}{\mu_p}\right)^{0,14}} + \frac{b x}{l \lambda_{di}} \right) \quad (5.25)$$

$$\dot{S}_{ipd}^* = \frac{8 T_{i0} \dot{m}_{id}^2}{\rho_i^2 \dot{q}'_0 T_{id} l} \frac{\mu_i}{b^3 (1-2x)^3} \quad (5.26)$$

- en turbulent:

. pour les échangeurs à tubes,

$$\dot{S}_{icd}^* = \frac{\dot{q}'_d T_{i0}{}^2}{\dot{q}'_0 T_{id}^2} \left(\frac{11,41 \mu_i d_i^{0,8} (1-2x)^{0,8}}{\lambda_{li}^{2/3} c_{pi}^{1/3} m_{id}^{0,8} \left(\frac{\mu_i}{\mu_p}\right)^{0,14}} - \frac{\ln(1-2x)}{2\pi\lambda_{di}} \right) \quad (5.27)$$

$$\dot{S}_{ipd}^* = \frac{0,14 T_{i0} m_{id}^{2,8}}{\rho_i^2 T_{id} \dot{q}'_0} \frac{\mu_i^{0,20}}{d_i^{4,8} (1-2x)^{4,8}} \quad (5.28)$$

. pour les échangeurs à plaques,

$$\dot{S}_{icd}^* = \frac{\dot{q}'_d T_{i0}{}^2}{\dot{q}'_0 T_{id}^2} \left(\frac{4,34 b \mu_i^{0,39} (1-4x)}{l^{0,28} \lambda_{li}^{2/3} c_{pi}^{1/3} m_{id}^{0,72} \left(\frac{\mu_i}{\mu_p}\right)^{0,14}} + \frac{b x}{l \lambda_{di}} \right) \quad (5.29)$$

$$\dot{S}_{ipd}^* = \frac{0,11 T_{i0} m_{id}^{2,80}}{\rho_i^2 T_{id} \dot{q}'_0 l^{1,80} b^3} \frac{\mu_i^{0,20}}{(1-4x)^3} \quad (5.30)$$

La température T_i étant une moyenne débitante, ceci entraîne une approche moyennée des expressions des dégradations d'énergie locales précédentes. Dans le principe, en partant d'une approche locale, l'approche globale est obtenue par intégration sur la longueur de l'échangeur. Si les variations de température sont faibles entre l'entrée et la sortie, le profil de température peut être linéarisé. Les expressions des dégradations d'énergie deviennent:

- dégradations par pertes de charge,

Il en résulte après intégration sur l'unité de longueur de l'échangeur, pour les quatre cas de figure, les mêmes expressions que précédemment, il faut seulement remplacer T_i par le rapport:

$$\frac{T_{isd} - T_{ie}}{\ln\left(\frac{T_{isd}}{T_{ie}}\right)}$$

- dégradations thermiques,

. cas 1 et 2

L'intégration de l'expression 5.6 conduit à remplacer dans la même expression T_{id}^2 par le produit: $T_{ie} T_{isd}$

. cas 3 et 4

les expressions de l'entropie thermique adimensionnée deviennent:

* échangeurs à tubes en écoulement laminaire

$$\dot{S}_{icd}^* = \frac{c1}{R_{thd}^2} \left(\frac{0,16}{\lambda_{li}^{2/3} (\dot{m}_{i0} c_{pi})^{1/3} \left(\frac{\mu_i}{\mu_p}\right)^{0,14}} - \frac{\ln(1-2x)}{2\pi\lambda_{di}} \right) \quad (5.31)$$

* échangeurs à plaques en écoulement laminaire

$$\dot{S}_{icd}^* = \frac{c1}{R_{thd}^2} \left(\frac{1,04 b \mu_i^{0,05} (1-4x)}{1,062 \lambda_{li}^{2/3} c_{pi}^{1/3} \dot{m}_{i0}^{0,38} \left(\frac{\mu_i}{\mu_p}\right)^{0,14}} + \frac{b x}{l \lambda_{di}} \right) \quad (5.32)$$

* échangeurs à tubes en écoulement turbulent

$$\dot{S}_{icd}^* = \frac{c1}{R_{thd}^2} \left(\frac{11,41 \mu_i d_i^{0,8} (1-2x)^{0,8}}{\lambda_{li}^{2/3} c_{pi}^{1/3} \dot{m}_{i0}^{0,8} \left(\frac{\mu_i}{\mu_p}\right)^{0,14}} - \frac{\ln\left(1-2\frac{e}{d_i}\right)}{2\pi\lambda_{di}} \right) \quad (5.33)$$

* échangeurs à plaques en écoulement turbulent

$$\dot{S}_{icd}^* = \frac{c1}{R_{thd}^2} \left(\frac{4,34 b \mu_i^{0,39} (1-4x)}{l^{0,28} \lambda_{li}^{2/3} c_{pi}^{1/3} \dot{m}_{i0}^{0,72} \left(\frac{\mu_i}{\mu_p}\right)^{0,14}} + \frac{b x}{l \lambda_{di}} \right) \quad (5.34)$$

avec, R_{thd} , la résistance thermique totale définie par les relations 5.17 et 5.18.

Dans ce cas après intégration de l'expression 5.6, en posant $c2 = \frac{T_{i0}}{\dot{q}'_0(T_{is}-T_{ie})}$, la constante c1 vaudra:

$$c2 \left(\frac{(T_{ie}-T_p)^2}{T_{ie}} - \frac{(T_{is}-T_p)^2}{T_{is}} - 2(T_{is}-T_{ie}) + 2T_p \ln\left(\frac{T_{is}}{T_{ie}}\right) \right) \quad (5.35)$$

La figure (5.3) montre l'organigramme du programme.

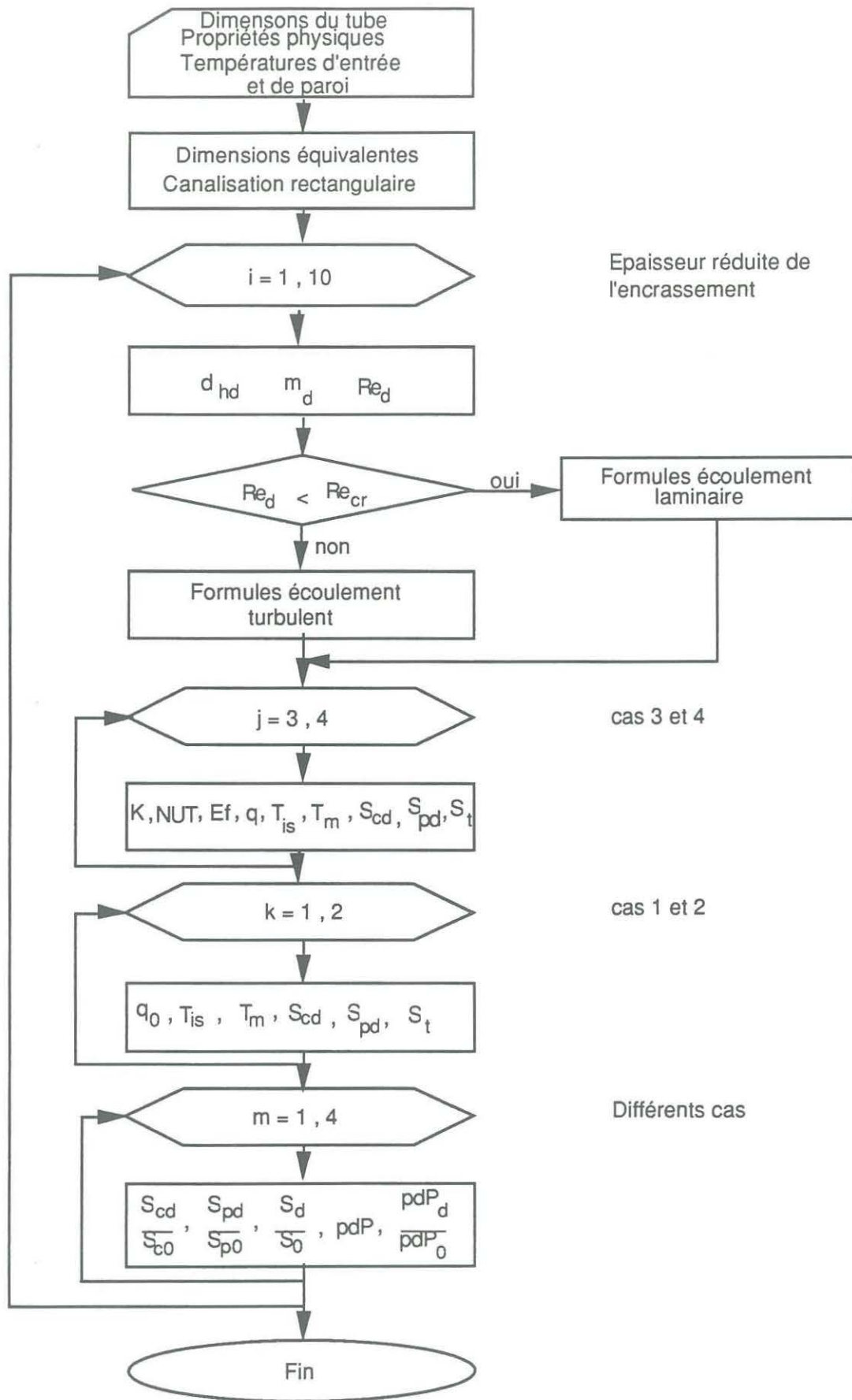


Figure 5.3. Organigramme du programme

4.8. Discussion

Cette étude montre, comment évoluent, en critères partiels, les dégradations thermiques et mécaniques S_{icd}^* , S_{ipd}^* , et en critère

global, les dégradations totales S_{id}^* , en fonction de l'évolution de l'épaisseur du dépôt, de la vitesse de l'écoulement et de la différence de température pour les quatre cas de figure observés plus haut. Les indices: d et 0 indiquent respectivement l'état encrassé et l'état propre, c et p pour les dégradations thermiques et celles relatives aux pertes de charge, tub et pla pour des échangeurs à tubes et à plaques.

Les valeurs initiales des paramètres sont:

$$d_i = 0,009 \text{ m}, \quad d_e = 0,01 \text{ m}, \quad T_p = 275 \text{ k}, \quad T_{ie} = 285 \text{ k}, \quad V_{i0} = 1 \text{ m/s}.$$

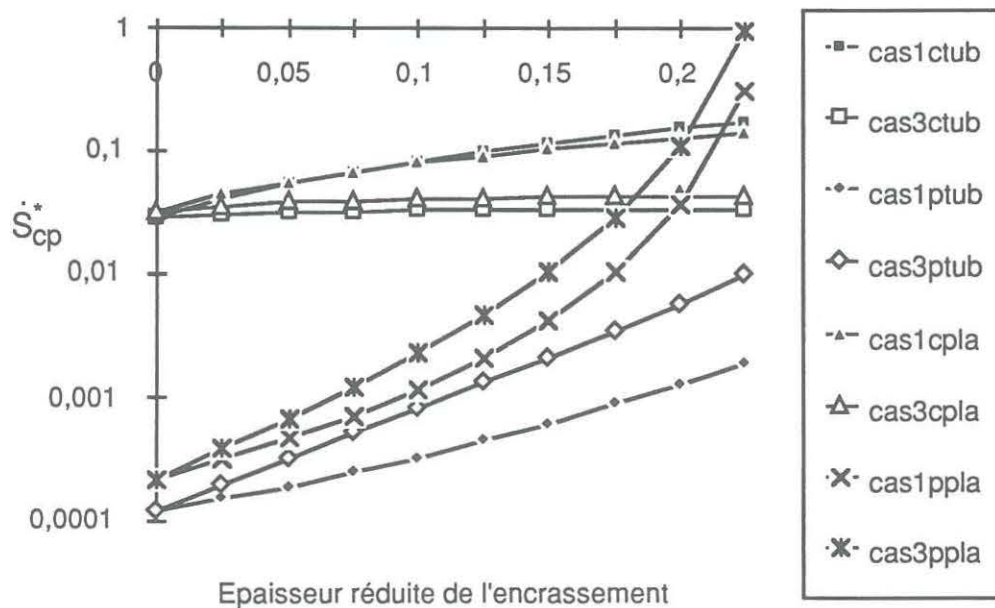


Figure 5.4. Critères partiels en fonction de l'épaisseur réduite de l'encrassement. Cas 1 et 3

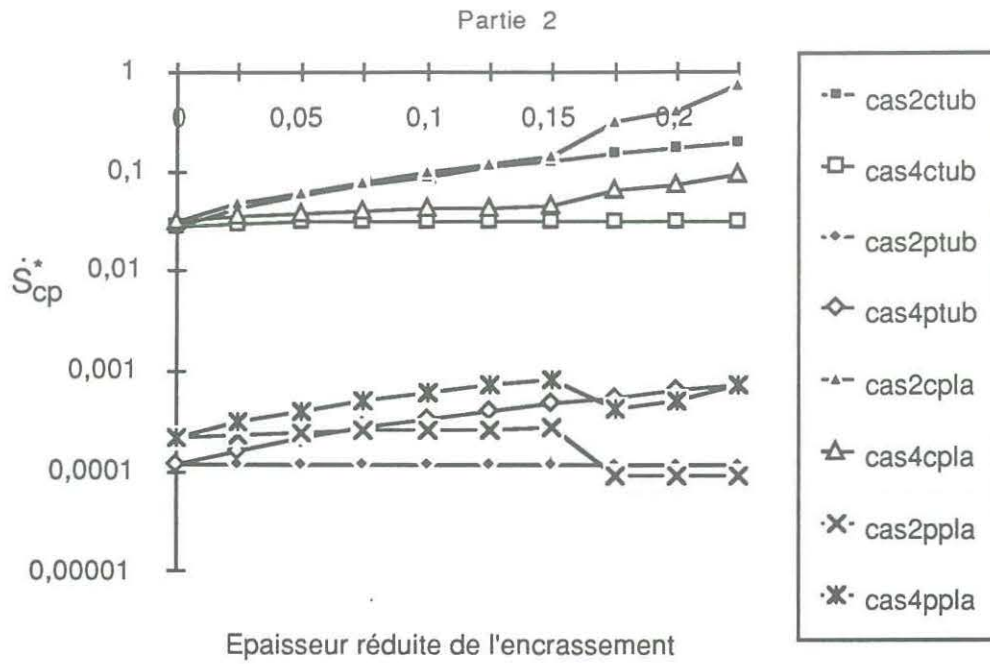


Figure 5.5. Critères partiels en fonction de l'épaisseur réduite de l'encrassement. Cas 2 et 4

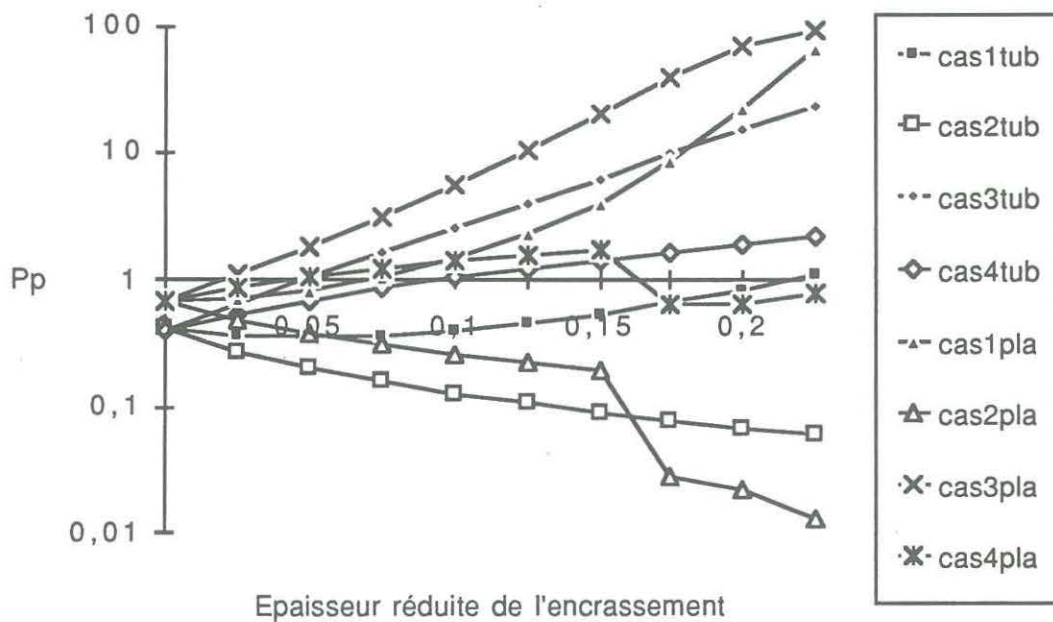


Figure 5.6. Evolution du pourcentage des dégradations mécaniques par rapport aux dégradations totales.

Les figures 5.4 et 5.5 montrent l'évolution des critères partiels en fonction de l'épaisseur réduite de l'encrassement. Les dégradations par pertes de charge, faibles à l'état non encrassé, atteignent des valeurs supérieures aux dégradations thermiques.

La figure 5.6 montre que, bien que les dégradations par pertes de charge soient faibles par rapport aux dégradations thermiques à l'état non encrassé, elles croissent beaucoup plus vite en fonction de l'encrassement surtout pour les cas 1 et 3 de l'échangeur à plaque, et le cas 3 de l'échangeur tubulaire.

Les courbes suivantes (figures 5.7 et 5.8) montrent l'évolution du pourcentage des dégradations mécaniques en fonction des contraintes initiales du système ainsi que de l'encrassement.

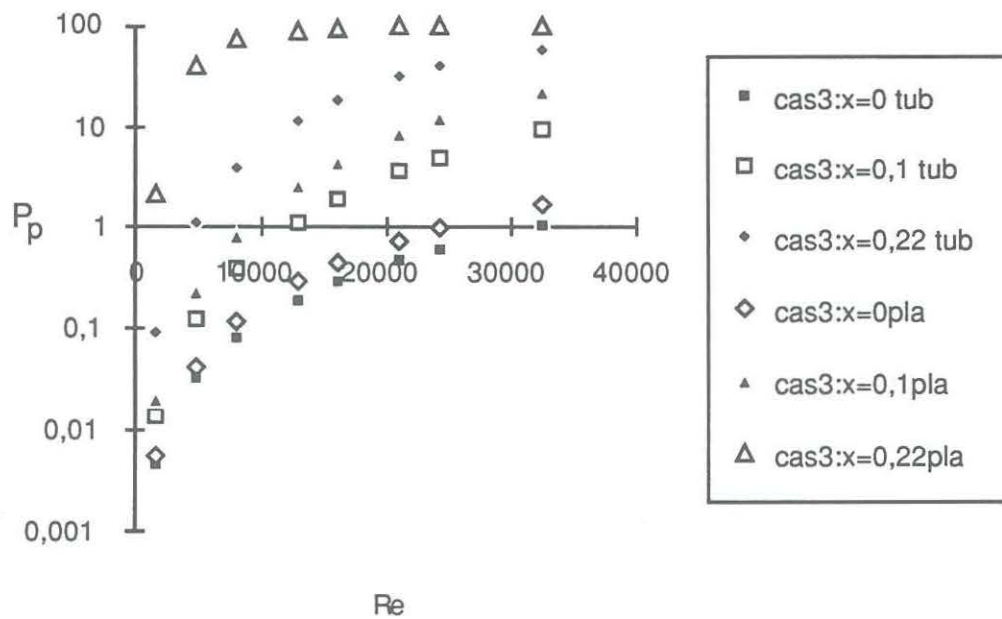


Figure 5.7. Evolution du pourcentage des dégradations mécaniques en fonction de l'encrassement et du nombre de REYNOLDS. Cas 3.

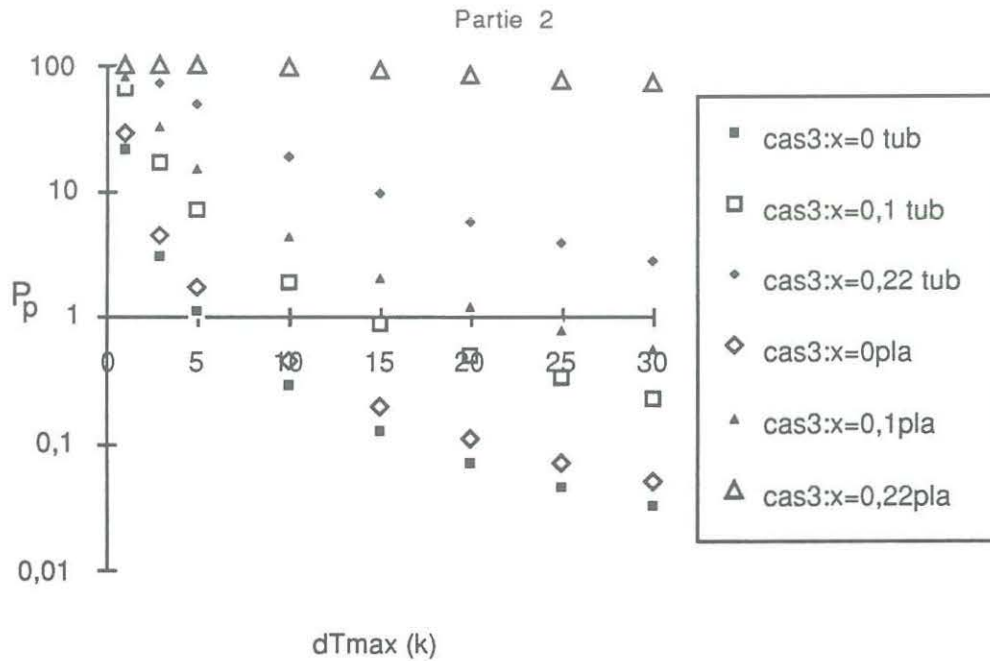


Figure 5.8. Evolution du pourcentage des dégradations mécaniques en fonction de l'encrassement et de la différence de température maximale. Cas 3.

Ces courbes montrent que les échangeurs à plaques sont plus sensibles à l'encrassement et aux différents régimes de fonctionnement que les échangeurs à tubes. La raison essentielle est que leur diamètre hydraulique diminue beaucoup plus vite que dans le cas d'une conduite cylindrique (figure 4.3).

Lorsqu'il sera question de fixer des conditions de fonctionnement pour une même valeur admissible des pertes de charge dans la canalisation, les échangeurs à plaques exigent un pincement beaucoup plus élevé et une plage de nombre de REYNOLDS moindre, que les échangeurs à tubes.

4.9. Conclusion partielle

Le critère entropique d'encrassement a permis de jumeler les deux phénomènes observés lors de l'encrassement: les transferts thermiques et les pertes de charge. Ce critère, tout comme la résistance thermique d'encrassement est très influencé par la vitesse d'écoulement et la température de la surface.

La perte de charge influence le critère entropique surtout pour les cas 1 et 3 où il faut maintenir constant le débit.

Cette 1ère étude sur le demi-échangeur, montre que ce critère peut permettre au projeteur d'échangeurs de chaleur de mieux affiner ses calculs de dimensionnement.

CHAPITRE 6 ETUDE GLOBALE EN ECHANGEUR COMPLET

Dans le chapitre précédent, l'étude était restreinte au demi-échangeur. Nous présenterons ici un modèle représentatif de l'échangeur complet.

6.1. Hypothèses du modèle.

6.1.1. Hypothèses relatives à l'écoulement.

L'encrassement dépend des champs de vitesse et de température régnant dans les fluides. Lorsqu'un champ n'est pas uniforme, l'épaisseur du dépôt peut varier en fonction des coordonnées longitudinale et transversale de l'échangeur.

Le manque de connaissances théorique et pratique dans ce domaine, amène aux simplifications suivantes:

- le dépôt est supposé uniforme,
- l'écoulement est établi,
- la variation de température est supposée linéaire le long de l'échangeur,
- comme au chapitre précédent, la présence de chicanes impose un écoulement turbulent pour l'écoulement extérieur.

6.1.2. Hypothèses relatives à l'équivalence entre les échangeurs de chaleur.

Dans le but de pouvoir comparer les trois types d'échangeur, nous présenterons les conditions d'équivalence. L'échangeur à tubes et calandre sera la référence et la géométrie des deux autres types d'échangeur sera déterminée après avoir fixé une variable de l'écoulement.

6.1.2.1. Débit massique fixé.

En considérant que le débit massique total se conserve dans les deux demi-échangeurs, les paramètres géométriques correspondants, seront déterminer pour deux cas de figures.

- Conservation de la vitesse massique

En partant de l'échangeur à tubes/calandre, nous aurons en écoulement intérieur:

$$\dot{m}_i = \frac{\pi \rho_i V_i n_t d_i^2}{4} = \frac{\pi \rho_i V_i d_{ic}^2}{4} = \rho_i V_i b l \quad (6.1)$$

De l'expression (6.1), nous déduisons le diamètre intérieur du tube de l'échangeur à tubes concentriques et la largeur des plaques des échangeurs à plaques.

$$d_{ic} = d_i \sqrt{n_t} \quad (6.2)$$

$$l = \frac{\pi n_t d_i^2}{4 b_i} \quad (6.3)$$

avec: V , la vitesse moyenne débitante de l'écoulement,
 d , le diamètre intérieur des tubes du faisceau,
 n_t , le nombre de tubes du faisceau,
 b , la largeur du canal,
 l , la largeur des plaques,
 i , pour intérieur,
 c , pour tubes concentriques.

En ce qui concerne l'écoulement en calandre, le problème se complique par la présence des chicanes qui rendent le parcours du fluide très sinueux. DONOHUE [89] calcule deux vitesses massiques, longitudinale G_L et transversale G_T . Il en déduit une vitesse massique équivalente :

$$G_e = \sqrt{G_L G_T}$$

la longueur caractéristique dans ce cas est le diamètre extérieur des tubes. KERN [89] a observé que dans le cas des calandres normalisées (passage libre environ 25% du diamètre de la calandre), $G_L \approx G_T$. Il évalue donc Re à partir de G_T . Dans la suite les conditions de KERN sont supposées vérifiées.

$$\dot{m}_e = \frac{G_T D_i l_c (P_T - d_e)}{P_T} = \frac{\pi G (D_{ic}^2 - d_{ec}^2)}{4} = G l b_e \quad (6.4)$$

avec: D_i , $= 1,15 P_T \sqrt{n_t}$ [85] représente le diamètre intérieur de la calandre, pour un arrangement à pas triangulaire,
 D_i $= 1,25 P_T \sqrt{n_t}$, pour un arrangement à pas carré,
 D_{ic} , le diamètre intérieur du grand tube (échangeur à tubes concentriques),
 P_T , le pas entre tubes,
 l_c , la distance entre les chicanes,
 G , la vitesse massique,
 G_T , la vitesse massique transversale,

en posant:

$$a_e = \frac{D_i l_c (P_T - d_e)}{P_T}, \text{ il vient:}$$

$$D_{ic} = \sqrt{\frac{4 a_e}{\pi} + d_{ec}^2} \quad (6.5)$$

$$b_e = \frac{a_e}{l} \quad (6.6)$$

La distance b_e doit être égale ou presque à b_i (échangeurs à plaques). En choisissant cette condition pour b_e , la distance convenable entre les chicanes en découle. En prenant par exemple $P_T = 0,02$ m, $n_t = 20$ et $b_e = 4,045 \cdot 10^{-3}$, on obtient pour l_c une valeur de 0,025 m.

Cette hypothèse appliquée aux trois types d'échangeur de chaleur impose pour l'écoulement extérieur, une distance entre chicanes trop petite.

En écoulement intérieur, il vient:

$$Re_i = \frac{\dot{m}_i d_{hi}}{\mu_i a_i} = \frac{\dot{m}_{ti}}{n_t} \frac{d_{hi}}{\mu_i a_i} \quad (6.7)$$

avec, \dot{m}_{ti} , le débit total intérieur.

La relation (6.7) entraîne:

$$\frac{d_{hi}}{n_t a_i} = \frac{4}{n_t p} \Rightarrow n_t p = \text{const} \quad (6.8)$$

avec, p , le périmètre mouillé d'un tube d'échangeur à tubes et calandre.

Les dimensions géométriques intérieures des autres échangeurs seront:

$$d_{ic} = n_t d_i \quad (6.9)$$

$$l = \frac{\pi n_t d_i - 2b_i}{2} \quad (6.10)$$

En écoulement extérieur, il vient:

$$Re_e = \frac{\dot{m}_e}{\mu_e} \frac{d_{he} P_T}{D_i l_c (P_T - d_e)} = \text{const} \quad (6.11)$$

Comme plus haut, on cherche l_c tel que b_e soit petit. En posant:

$$\frac{d_{he} P_T}{D_i l_c (P_T - d_e)} = c_3, \text{ les dimensions extérieures des autres}$$

échangeurs seront:

$$D_{ic} = \frac{4}{\pi c_3} - d_{ec} \quad (6.12)$$

$$b_e = \frac{2}{c_3} - l \quad (6.13)$$

En utilisant les données précédentes, il vient:

$$D_{ic} = 1,9155 l_c - 0,182 \quad (6.14)$$

$$b_e = 3,009 l_c - 0,2787 \quad (6.15)$$

Il s'agira de trouver une valeur de l_c telle que les valeurs obtenues pour les expressions (6.14) et (6.15) soient satisfaisantes. La 1ère condition est qu'il faut vérifier la relation: $D_{ic} > d_{ec} = 0,182$ m.

Pour une vérification, en prenant une petite valeur de $D_{ic} = 0,190$ m, l_c vaut $4,177 \cdot 10^{-4}$ m et cette valeur entraîne une valeur négative de b_e . Vice-versa pour une valeur raisonnable de b_e , nous obtenons une valeur négative de D_{ic} . Aussi, pour satisfaire les hypothèses, nous convenons de comparer les échangeurs deux à deux. Dans ce cas, en échangeur à tubes, pour $D_{ic} = 0,2969$ m, on trouve, $l_c = 0,25$ m; et pour $b_e = 7,106 \cdot 10^{-3}$ m, on trouve $l_c = 0,095$ m.

6.1.2.2. Nombre de REYNOLDS et vitesse massique fixés.

Cette condition entraîne la conservation des diamètres hydrauliques, dans ce cas le débit n'est plus conservé. il vient alors:

$$d_{ic} = d_i ; \quad d_{ec} = d_e ; \quad l = \frac{d_i b_i}{2b_i - d_i}$$

$$d_{heb} = \frac{c_4 P_T^2}{d_e} - d_e = d_{hec} = d_{hep} \Rightarrow$$

$$D_{ic} = d_{heb} + d_{ec} ; \quad b_e = \frac{d_i b_i \left(c_4 P_T^2 - d_e^2 \right)}{2d_i d_e b_i + \left(d_i - 2b_i \right) \left(c_4 P_T^2 - d_e^2 \right)}$$

avec, d_{heb} , diamètre hydraulique extérieur en tubes et calandre,
 d_{hec} , diamètre hydraulique extérieur en tubes concentriques,
 d_{hep} , diamètre hydraulique extérieur en plaques,
 $c4$, coefficient dont la valeur vaut 1,273 pour un alignement des tubes en ligne et 1,105 pour un alignement en quinconce.

En application, pour $d_i = 0,009$ m; $d_e = 0,010$ m; $b_i = 0,004$ m;
 $c4 = 1,105$,

$$b_e = \frac{3,978 \cdot 10^{-5} P_T^2 - 3,6 \cdot 10^{-9}}{1,105 \cdot 10^{-3} P_T^2 + 6,2 \cdot 10^{-7}}$$

b_e ne dépend que du pas des tubes. En dressant un tableau des valeurs de ces deux variables, on pourra choisir celles qui conviennent.

P_T (m)	0,01	0,015	0,020	0,025	0,030	0,035
b_e (m)	5,175e-4	6,160e-3	1,160e-2	1,622e-2	1,995e-2	0,023

Tableau 6.1. Valeurs de b_e

Ce tableau montre que la 2ème colonne de valeurs convient mieux pour les valeurs de P_T et de b_e puisque la condition sur l

impose $2b_i > d_i \Rightarrow b_i > \frac{d_i}{2} = 0,0045$.

6.2. Evolution des paramètres géométriques et du débit.

L'encrassement des échangeurs de chaleur produit une interaction entre les paramètres géométriques et ceux de l'écoulement: l'écoulement affecte la géométrie et la géométrie à son tour affecte l'écoulement.

Les corrélations utilisées en transferts thermiques et en pertes de charge par frottement étant les mêmes que celles du chapitre 4, les mêmes expressions seront utilisées.

6.3. Entropie générée dans l'échangeur complet.

BEJAN [84] a montré qu'il est souvent possible de découpler les phénomènes thermique et mécanique en écrivant que le flux total de création d'entropie dans un échangeur, est la somme des flux d'entropie créés dans chacun de ces processus:

$$\dot{S}_T = \dot{S}_{ci} + \dot{S}_{ce} + \dot{S}_{pi} + \dot{S}_{pe} \quad (6.16)$$

Les deux premiers termes correspondent aux irréversibilités thermiques interne et externe et s'écrivent:

$$\dot{S}_{cj} = \dot{m}_j c_{pj} \ln \left(\frac{T_{js}}{T_{je}} \right) \quad \text{avec } j = i \text{ ou } e \quad (6.17)$$

Les deux derniers termes correspondent aux irréversibilités dues aux pertes de charge:

$$\dot{S}_{pj} = 2 \int_{z_a}^{z_b} \frac{\dot{m}_j^3}{\rho_j^2 T_j} \frac{f_j}{d_{hj} a_j^2} dz \quad (6.18)$$

z_a et z_b , représentent les coordonnées axiales des deux bornes de l'échangeur.

En supposant une variation linéaire des températures interne et externe, l'expression (6.18) devient:

$$\dot{S}_T = \dot{S}_{Tc} + \frac{2 \dot{m}_i^3}{\rho_i^2} \frac{f_i}{d_{hi} a_i^2} \frac{\ln\left(\frac{T_{is}}{T_{ie}}\right)}{T_{is} - T_{ie}} + \frac{2 \dot{m}_e^3}{\rho_e^2} \frac{f_e}{d_{he} a_e^2} \frac{\ln\left(\frac{T_{es}}{T_{ee}}\right)}{T_{es} - T_{ee}} \quad (6.19)$$

L'expression (6.19) a la même forme selon que l'écoulement est à co ou contre courant, mais le résultat numérique n'est pas le même du fait de ΔT_{ln} .

En adimensionnant cette expression par rapport au flux utile, il vient:

- si l'effet utile est relatif au fluide interne:

$$\begin{aligned} \dot{S}^* &= \frac{\dot{S}_T T_{i,lm}}{\dot{q}} \\ &= \left(\frac{T_{i,lm}}{T_{e,lm}} - 1 \right) + \frac{2 \dot{m}_i^3}{\rho_i^2 \dot{q}} \frac{f_i}{d_{hi} a_i^2} + \frac{2 \dot{m}_e^3}{\rho_e^2 \dot{q}} \frac{f_e}{d_{he} a_e^2} \left(\frac{T_{i,lm}}{T_{e,lm}} \right) \end{aligned} \quad (6.20)$$

- si l'effet utile est relatif au fluide externe:

$$\begin{aligned} \dot{S}^* &= \frac{\dot{S}_T T_{e,lm}}{\dot{q}} \\ &= \left(1 - \frac{T_{e,lm}}{T_{i,lm}} \right) + \frac{2 \dot{m}_i^3}{\rho_i^2 \dot{q}} \frac{f_i}{d_{hi} a_i^2} \left(\frac{T_{e,lm}}{T_{i,lm}} \right) + \frac{2 \dot{m}_e^3}{\rho_e^2 \dot{q}} \frac{f_e}{d_{he} a_e^2} \end{aligned} \quad (6.21)$$

$$\text{avec } T_{i,lm} = \frac{T_{is} - T_{ie}}{\ln\left(\frac{T_{is}}{T_{ie}}\right)} \quad \text{et} \quad T_{e,lm} = \frac{T_{es} - T_{ee}}{\ln\left(\frac{T_{es}}{T_{ee}}\right)}$$

Les températures de sortie sont déterminées en résolvant, le système d'équations:

$$\begin{aligned} \dot{q} &= \dot{m}_i c_{p_i} (T_{ie} - T_{is}) \\ \dot{q} &= \dot{m}_e c_{p_e} (T_{es} - T_{ee}) \\ \dot{q} &= h_g F A \Delta T_{lm} \end{aligned} \quad (6.22)$$

avec, F , facteur correctif,

en prenant $F=1$ et $K = h_g A$, il vient pour un profil linéaire:

$$\begin{aligned} T_{es} &= \frac{\frac{4 \dot{m}_i c_{p_i}}{K+2 \dot{m}_i c_{p_i}} T_{ie}}{\left(\frac{2 \dot{m}_e c_{p_e}}{K} - \frac{K}{K+2 \dot{m}_i c_{p_i}} + 1 \right) +} \\ &\quad \frac{T_{ee} \left(\frac{K}{K+2 \dot{m}_i c_{p_i}} + \frac{2 \dot{m}_e c_{p_e}}{K} - 1 \right)}{\left(\frac{2 \dot{m}_e c_{p_e}}{K} - \frac{K}{K+2 \dot{m}_i c_{p_i}} + 1 \right)} \end{aligned} \quad (6.23)$$

$$T_{is} = T_{es} \left(\frac{2 \dot{m}_e c_{p_e}}{K} + 1 \right) + T_{ee} \left(1 - \frac{2 \dot{m}_e c_{p_e}}{K} \right) - T_{ie} \quad (6.24)$$

Ces deux températures dépendent donc des niveaux d'encrassement intérieur et extérieur.

Les expressions (6.20) et (6.21) ont été analysées pour les quatre cas de figures généralement rencontrés dans les échangeurs de chaleur.

- case n° 1 $\dot{m}_e = \text{Cte}; \quad \dot{m}_i = \text{Cte}$
- case n° 2 $\dot{m}_e = \text{Cte}; \quad \dot{m}_i \neq \text{Cte}$
- case n° 3 $\dot{m}_e \neq \text{Cte}; \quad \dot{m}_i = \text{Cte}$
- case n° 4 $\dot{m}_e \neq \text{Cte}; \quad \dot{m}_i \neq \text{Cte} .$

6.4. Discussion

Dans un premier temps les paramètres d'écoulement ont été fixés à une moyenne :

$$\begin{aligned} v_{i0} &= 1 \text{ m/s} ; \quad v_{e0} = 1 \text{ m/s}, \\ T_{ie0} &= 285 \text{ K} ; \quad T_{ee0} = 275 \text{ K}, \\ \frac{e_i}{d_{hi}} &= x = \frac{e_e}{d_{he}} = y = 0,10. \end{aligned}$$

L'influence des différents paramètres d'écoulement sur les critères partiels: \dot{S}_{jd}^* avec $j = c$ ou p , et global: \dot{S}_{td}^* , ainsi que le

pourcentage des dégradations par pertes de charge par rapport aux dégradations totales est examinée.

Les figures 6.1 et 6.2 montrent l'évolution des critères partiels en fonction des épaisseurs réduites de l'encrassement intérieur et extérieur lorsque le débit et la vitesse massiques sont conservés pour le cas 1 où il est question de maintenir constant les débits interne et externe. Sur ces figures, les indices représentent:

- x, l'épaisseur de l'encrassement interne,
- y, l'épaisseur de l'encrassement externe,
- c, transferts thermiques,
- p, pertes de charge,
- tca, échangeurs à tubes-calandre,
- tco, échangeurs à tubes concentriques,
- pla, échangeurs à plaques.

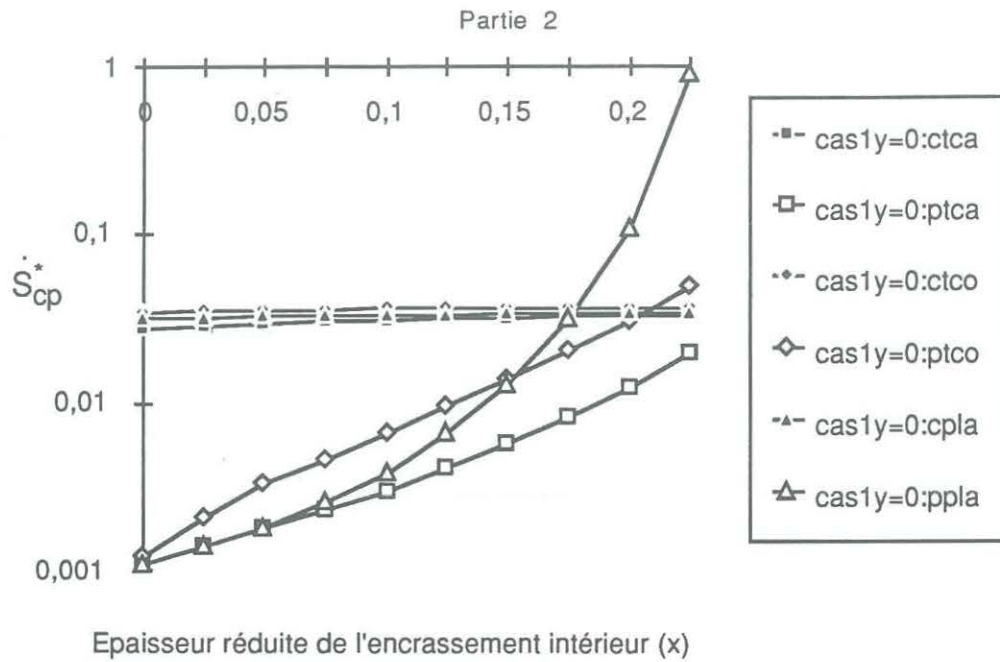


Figure 6.1. Evolution des critères partiels en fonction de l'épaisseur réduite de l'encrassement intérieur (l'encrassement externe est négligé: $y=0$). Cas n°1. $\dot{m}=\text{const}$, $G=\text{const}$.

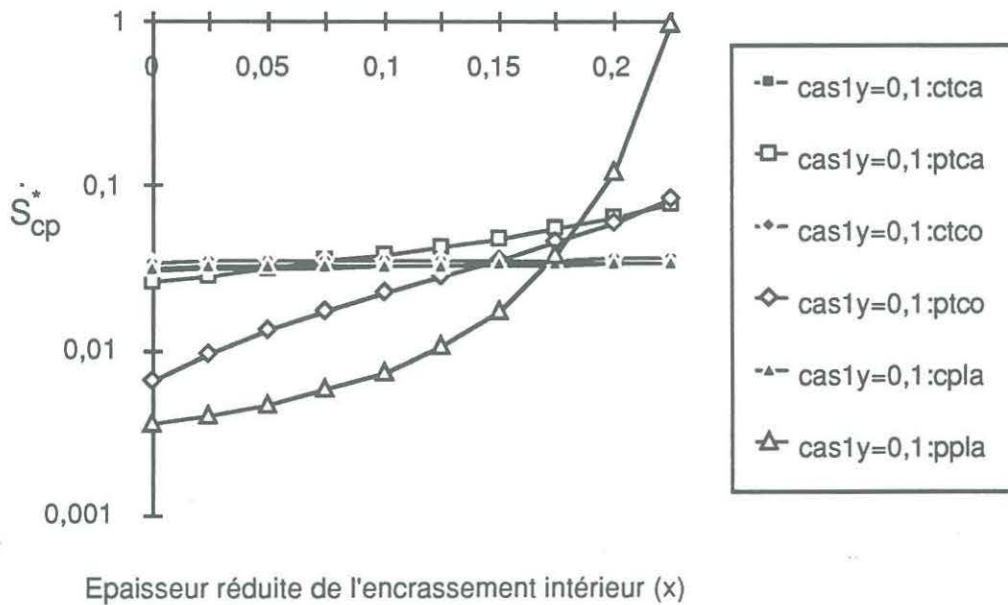


Figure 6.2. Evolution des critères partiels en fonction de l'épaisseur réduite de l'encrassement intérieur (l'encrassement externe $y=0,1$). Cas n°1. $\dot{m}=\text{const}$, $G=\text{const}$.

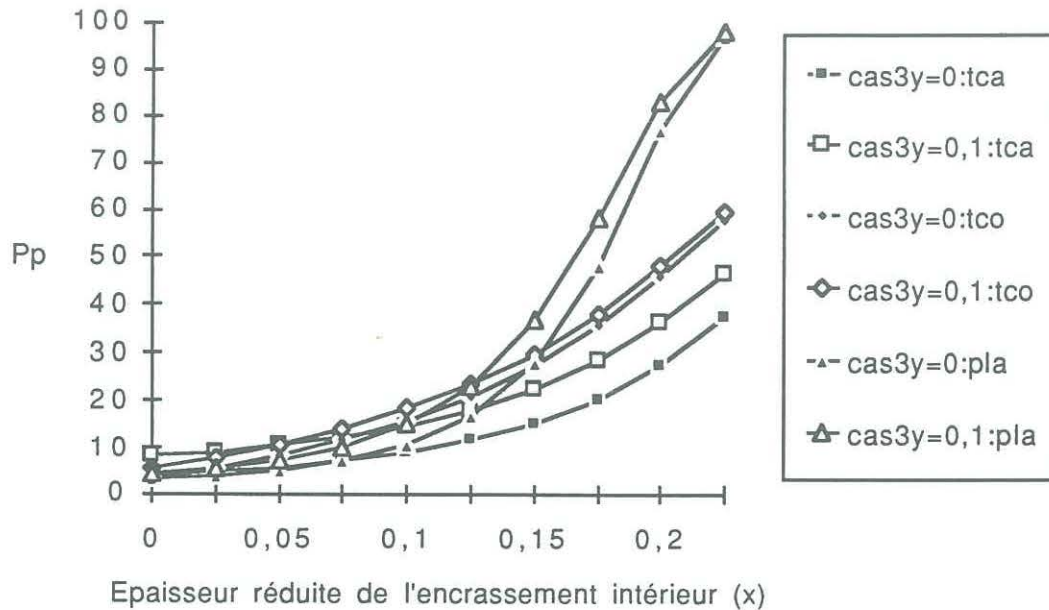


Figure 6.3. Evolution du pourcentage des dégradations par pertes de charge en fonction des épaisseurs réduites de l'encrassement intérieur et extérieur. Cas n°3. $\dot{m}=\text{const}$, $G=\text{const}$.

L'accroissement rapide des dégradations par pertes de charge est à comparer aux dégradations thermiques qui paraissent constantes.

La figure 6.3 représente le pourcentage des dégradations par pertes de charge par rapport aux dégradations totales en fonction de l'épaisseur réduite des dépôts interne (plage plus étendue de x) et externe (pour deux valeurs de y : 0 et 0,1). On observe un décalage lorsqu'on passe de l'état non encrassé externe à l'état $y=0,1$ essentiellement pour l'échangeur à tubes et calandre. Ces courbes montrent que l'encrassement externe est très sensible sur le critère entropique d'encrassement surtout pour les géométries d'échangeurs à plaques.

Les figures suivantes (figures 6.4 à 6.9) représentent l'évolution du pourcentage des dégradations par pertes de charge par rapport aux dégradations totales, en fonction des contraintes du système (débits interne et externe, variation maximale de température) et des dépôts interne et externe.

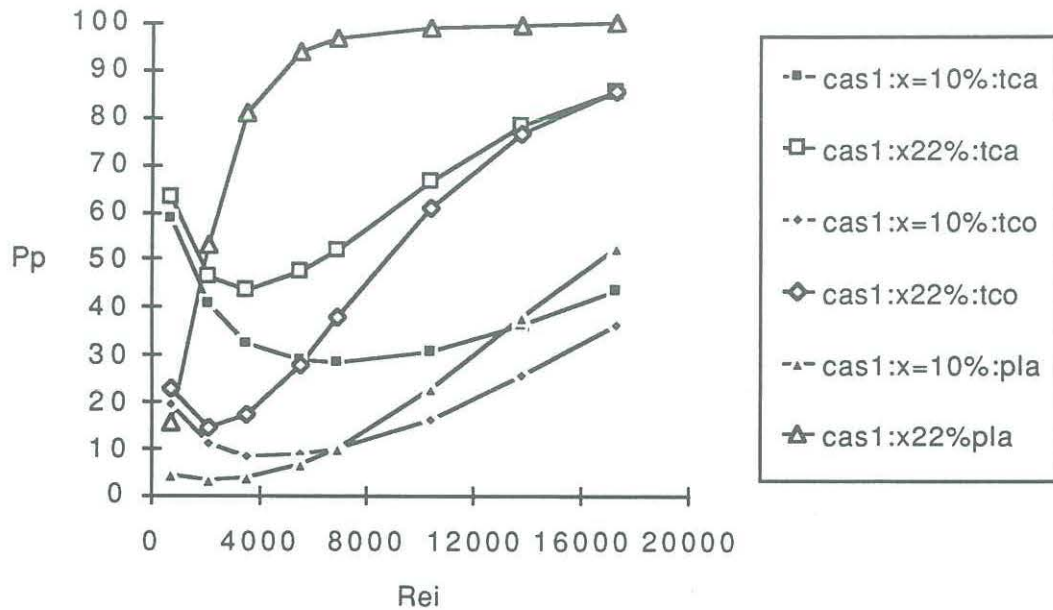


Figure 6.4. Evolution du pourcentage des dégradations par pertes de charge en fonction du nombre de REYNOLDS interne et de l'épaisseur réduite de l'encrassement intérieur (le dépôt externe étant négligé). Cas n°1 (équivalence en $Re=const$, $G=const$).

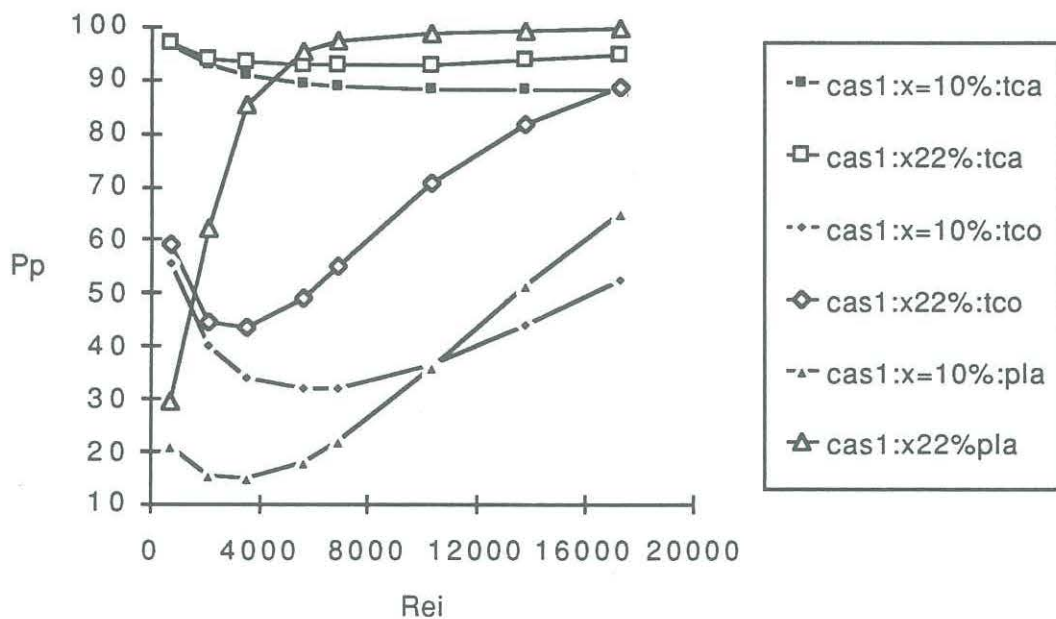


Figure 6.5. Evolution du pourcentage des dégradations par pertes de charge en fonction du nombre de REYNOLDS interne de l'épaisseur réduite de l'encrassement intérieur et pour un état de l'encrassement externe ($y= 0,1$). Cas n°1 (équivalence en $Re=const$, $G=const$).

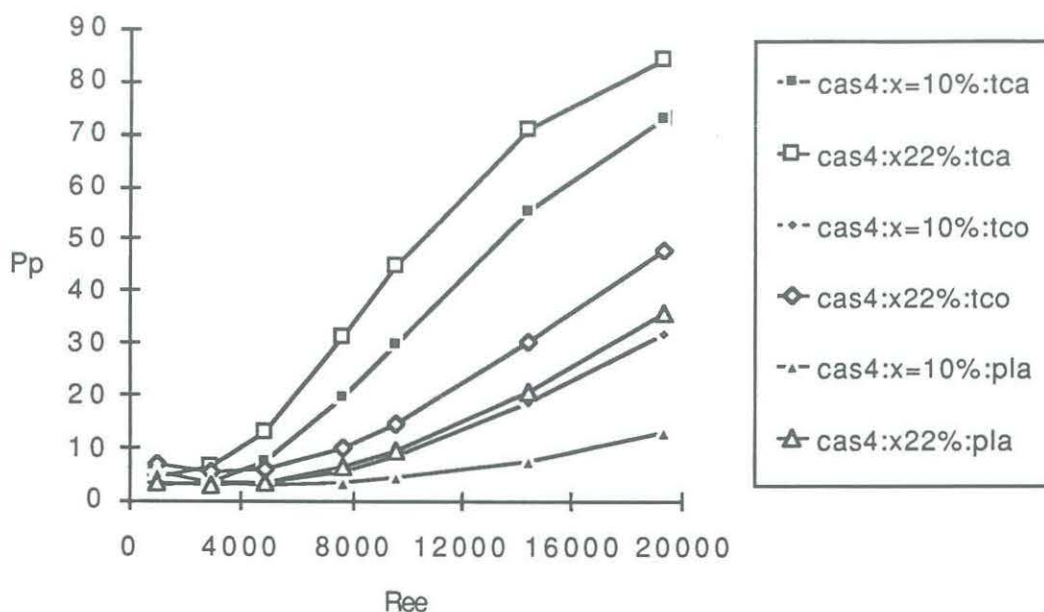


Figure 6.6. Evolution du pourcentage des dégradations par pertes de charge en fonction du nombre de REYNOLDS externe et de l'épaisseur réduite de l'encrassement intérieur (le dépôt externe étant négligé). Cas n°4 (équivalence en $Re=const$, $G=const$).

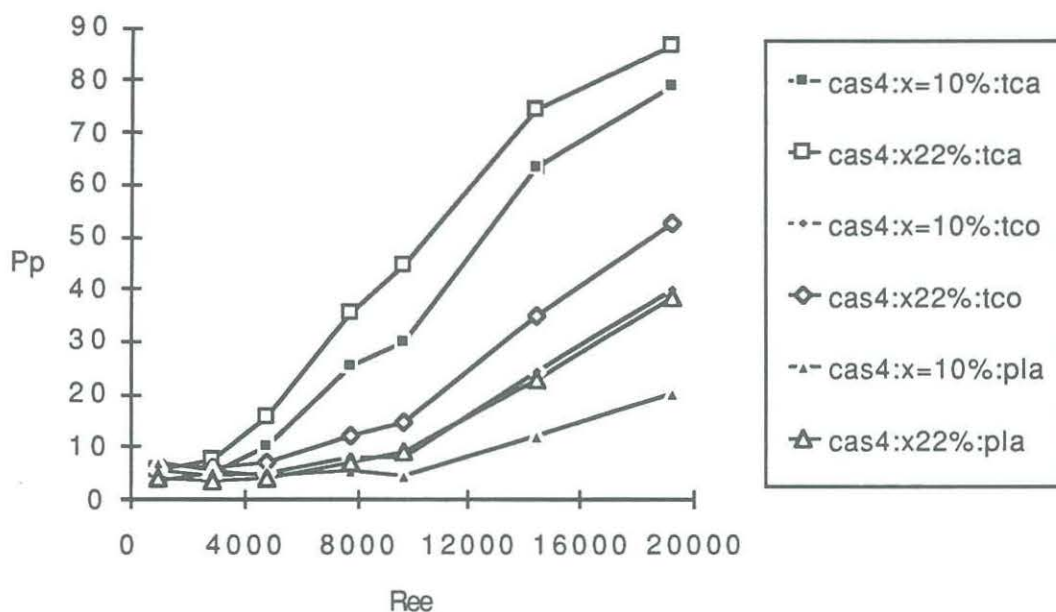


Figure 6.7. Evolution du pourcentage des dégradations par pertes de charge en fonction du nombre de REYNOLDS externe de l'épaisseur réduite de l'encrassement intérieur et pour un état de l'encrassement externe ($y= 0,1$). Cas n°4 (équivalence en $Re=const$, $G=const$).

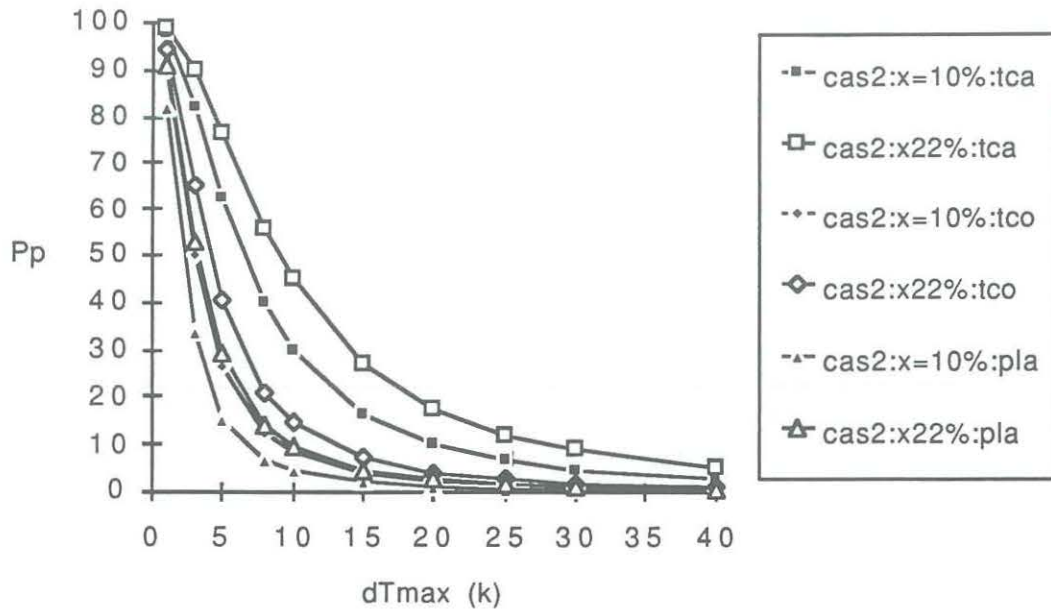


Figure 6.8. Evolution du pourcentage des dégradations par pertes de charge en fonction de la différence de température maximale et de l'épaisseur réduite de l'encrassement intérieur (le dépôt externe étant négligé). Cas n°2 (équivalence en $Re=const$, $G=const$).

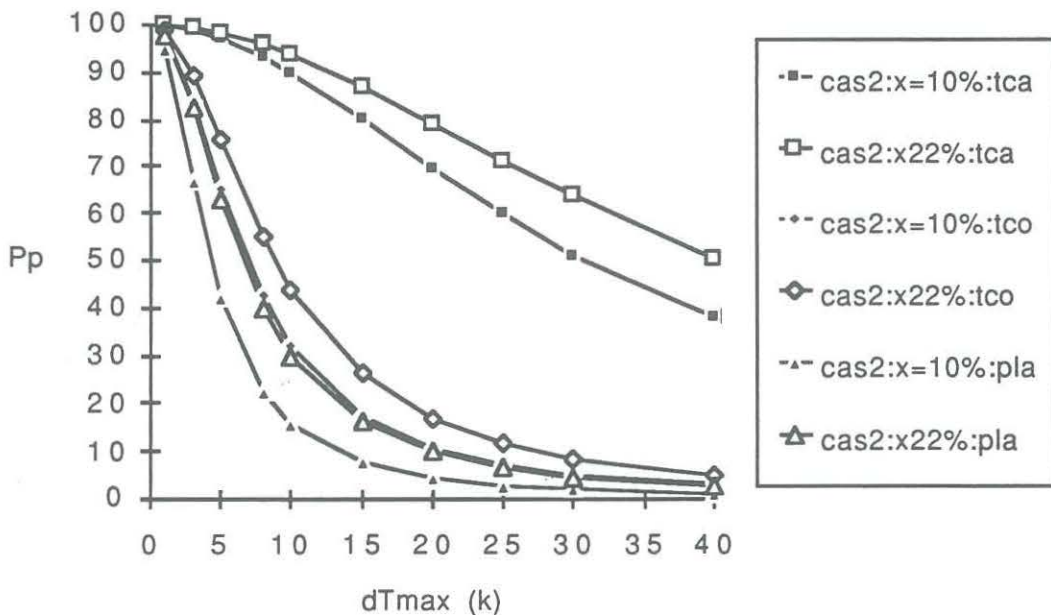


Figure 6.9. Evolution du pourcentage des dégradations par pertes de charge en fonction de la différence de température maximale, de l'épaisseur réduite de l'encrassement intérieur et pour un état de l'encrassement externe ($y= 0,1$). Cas n°2 (équivalence en $Re=const$, $G=const$).

Elles montrent que les forces qui engendrent ces dégradations sont dépendantes de l'encrassement. Il s'ensuit une variation des flux donc une variation de l'énergie dégradée. On remarque aussi que le demi-échangeur externe influe sur les pertes d'énergie.

6.5. Conclusion partielle

Cette 1ère étude sur l'échangeur complet a permis de montrer que les vitesses d'écoulement, la température et les épaisseurs réduites de l'encrassement interne et externe sont les paramètres principaux influençant le critère entropique d'encrassement.

Ce critère semble montrer que l'encrassement influence beaucoup plus les échangeurs à tubes et calandre; cela est dû au fait que les dégradations par pertes de charge dans la calandre sont largement supérieures à celles des deux autres types d'échangeurs.

Le critère entropique est beaucoup plus sensible aux cas où on souhaite maintenir constant les débits des fluides.

CHAPITRE 7 ETUDE LOCALE DU CRITERE ENTROPIQUE D'ENCRASSEMENT.

Les chapitres précédents ont traité de l'encrassement des échangeurs de chaleur en écoulement monophasique. La présente étude est locale et s'intéresse à l'encrassement dû à un changement de phase. Il existe deux formes d'encrassement par changement de phase:

- la condensation de particules contenues dans un aérosol,
- la solidification dans une phase liquide.

Pour simuler l'encrassement, dans ce chapitre, on s'intéressera à la solidification de l'eau en écoulement dynamique stationnaire dans une conduite cylindrique. Les deux approches: monodimensionnelle et bidimensionnelle seront considérées.

7.1. Hypothèses du problème

En plus des hypothèses données plus haut, il faut ajouter que:

- la température de l'interface solide-liquide est constante et égale à la température de solidification,
- la température d'entrée est uniforme et le profil de vitesse établi,
- la température de paroi est constante,
- la phase solide formée est homogène et isotrope,
- les effets d'entrée et de sortie sont négligés.

7.2. Etude en écoulement monodimensionnel

La détermination du champ de température dans la conduite permet de connaître l'évolution de l'épaisseur du dépôt et le champ d'entropie. L'équation principale régissant les phénomènes évoluant suivant la coordonnée axiale est la conservation globale de l'énergie qui sera de la forme:

$$\Phi(z) - \Phi(z+dz) = \Phi_{Rf} \quad (7.1)$$

avec, $\Phi(z)$: flux de chaleur en z
 $\Phi(z+dz)$: flux de chaleur en $z+dz$
 Φ_{Rf} : flux de chaleur transmis à travers la surface latérale.

L'équation (7.1) peut être représentée sous la forme du bilan de l'énergie dans le volume considéré:

$$\rho c_p V_d a_d \frac{dT}{dz} dz + h \pi (d-2e) (T-T_f) dz = 0 \quad (7.2)$$

avec, V : la vitesse débitante de l'écoulement,
 a : la section droite de la conduite,
 h : le coefficient de transfert à l'interface,
 e : épaisseur du dépôt,
 $d-2e$: le diamètre intérieur de la conduite encrassée,
 T_f : la température du front mobile (l'interface),
 d : l'indice traduisant l'état encrassé.

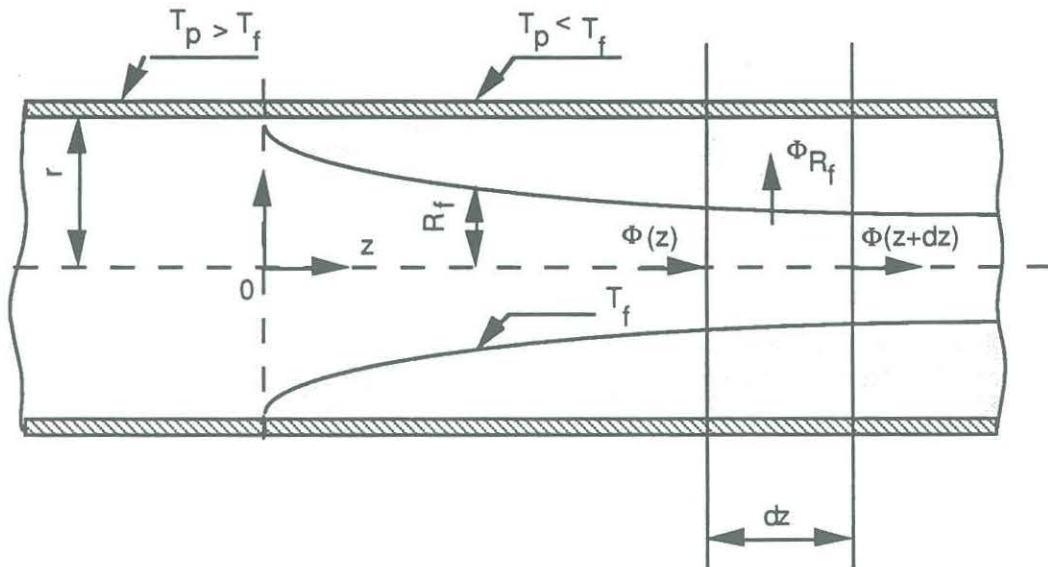


Figure 7.1. Géométrie de la conduite encrassée

Pour trouver la solution de l'équation (7.2), on utilisera les variables adimensionnelles suivantes:

$$\theta(z) = \frac{T-T_f}{T_i e - T_f}, \quad z^* = \frac{z}{R} \quad (7.3)$$

avec, T_{ie} , température d'entrée du fluide,
 T_f , température de solidification, fusion; température
de l'interface.

En supposant que le coefficient d'échange et l'épaisseur du dépôt ne dépendent pas de z^* , l'équation devient:

$$\frac{d\theta}{\theta} = - C dz^* \quad (7.4)$$

$$\text{avec, } C = \frac{\pi h d^2 \left(1 - \frac{2e}{d}\right)}{2 c_p \dot{m}_d} \quad (7.5)$$

e/d : l'épaisseur réduite d'encrassement définie plus haut

\dot{m}_d : le débit massique à l'état encrassé.

La solution de l'équation (7.4) sera de la forme:

$$\theta(z^*) = \theta_0 \exp(- C z^*) \quad (7.6)$$

La constante θ_0 peut être déterminée à partir de la condition d'entrée en $z^* = 0$, $\theta(z^*) = 1 \Rightarrow \theta_0 = 1$

$$\theta(z^*) = \exp(- C z^*) \quad (7.7)$$

L'expression (7.5) varie avec l'encrassement d'une part à partir de la modification du diamètre hydraulique de la conduite, d'autre part, par la variation du coefficient d'échange h entre le fluide et la surface du dépôt.

Il paraît difficile de connaître l'expression de C puisque la littérature propose peu de corrélation pour déterminer h (coefficient d'échange eau-glace). En première approximation une expression du type SIEDER et TATE sera utilisée:

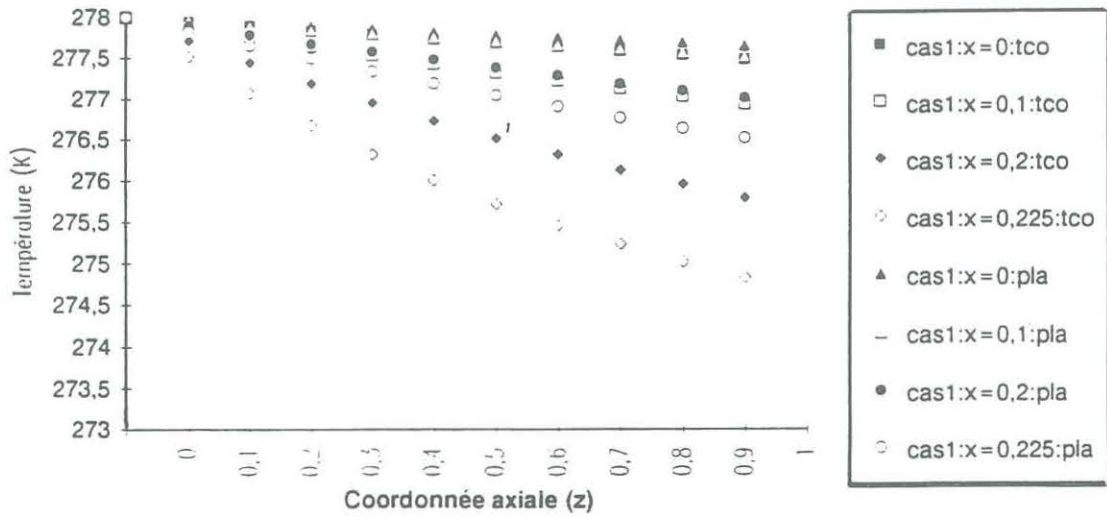


Figure 7.2. Profil de température pour $Re = 1500$; $T_{ie} = 5^\circ\text{C}$; $\dot{m} = \text{const.}$

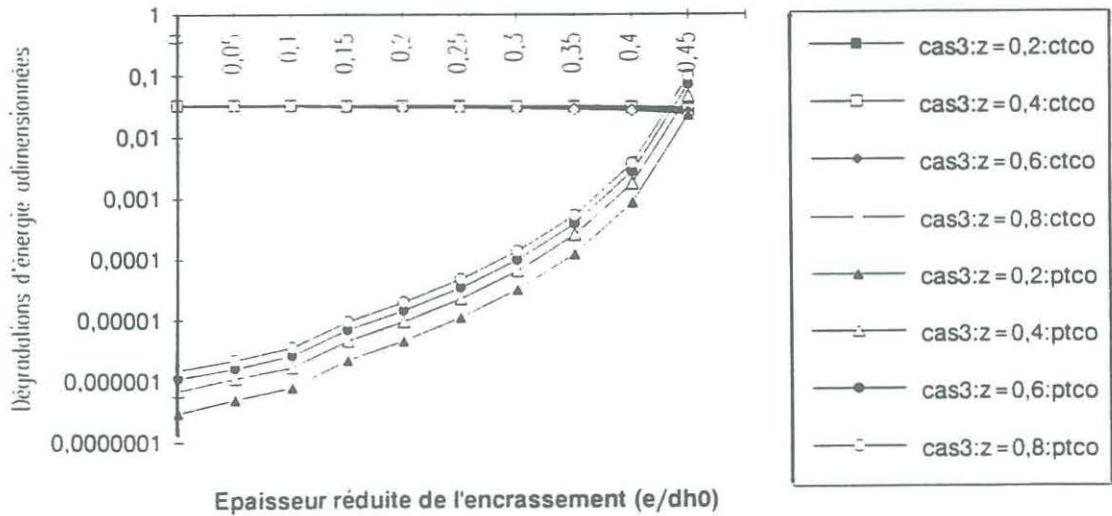


Figure 7.3. Dégradations d'énergie thermique et mécanique pour $Re = 1500$; $T_{ie} = 5^\circ\text{C}$; $\dot{q} \neq \text{const}$; $\dot{m} = \text{const}$

- en laminaire,

$$Nu = 1.86 (Re Pr d_h/L)^{1/3} \quad (7.8)$$

- en turbulent,

$$Nu = 0.023 Re^{0.8} Pr^{1/3} \quad (7.9)$$

La figure 7.2 montre que le profil de température est de type linéaire vu les faibles valeurs de C . Dans ce cas, les expressions de l'entropie seront les mêmes qu'au chapitre 5 où le cas d'un profil de type linéaire a été abordé.

7.3. Etude en écoulement laminaire, bidimensionnel

La conséquence majeure d'un dépôt sur les surfaces d'échange est la dissipation d'une partie des énergies thermique et mécanique.

L'énergie dégradée est tributaire des champs de vitesse et de température. Une approche monodimensionnelle de l'énergie dégradée ne tenant compte que de la répartition axiale de la température a été présentée au paragraphe 7.2. Cette étude présente une approche bidimensionnelle, en partant des équations de continuité, du mouvement et de l'énergie. Le problème considéré est la croissance radiale d'une phase solide, dans une conduite cylindrique à température de paroi constante.

Les études globales et monodimensionnelle n'ont pas permis la détermination d'un profil de l'interface mobile. Tout en conservant les hypothèses des deux modèles précédents, le modèle bidimensionnel va permettre d'accéder à la connaissance d'un profil axial d'épaisseur réduite d'encrassement.

En vue de simplifier les équations régissant le phénomène d'encrassement, il sera adopté les hypothèses complémentaires suivantes:

- l'écoulement est axisymétrique,
- le débit massique se conserve dans le tube,
- la conduction axiale est très inférieure à la conduction radiale.

7.3.1. Equations régissant le phénomène

Le phénomène est entièrement décrit par les équations:

- de continuité:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial(rv)}{\partial r} + \frac{\partial u}{\partial z} = 0 \quad (7.10)$$

$$2 \int_0^{R_f} u r dr = R^2 v \quad (7.11)$$

- du mouvement:

$$v \frac{\partial v}{\partial r} + u \frac{\partial v}{\partial z} = - \frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial r} + v \left(\frac{\partial \left(\frac{1}{r} \frac{\partial(rv)}{\partial r} \right)}{\partial r} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) \quad (7.12)$$

$$v \frac{\partial u}{\partial r} + u \frac{\partial u}{\partial z} = - \frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial z} + v \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \left(r \frac{\partial u}{\partial r} \right)}{\partial r} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \quad (7.13)$$

Conditions aux limites:

$$v(R_f, z) = u(R_f, z) = 0 \quad (7.14)$$

$$u(r, 0) = 2 v \left(1 - \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right) \quad (7.15)$$

$$p(r, 0) = p_e \quad (7.16)$$

- de l'énergie:

$$\rho c_p \left(v \frac{\partial T}{\partial r} + u \frac{\partial T}{\partial z} \right) = \frac{1}{r} \frac{\partial \left(\lambda r \frac{\partial T}{\partial r} \right)}{\partial r} + \beta T \left(v \frac{\partial p}{\partial r} + u \frac{\partial p}{\partial z} \right) + 2 \mu \left(\left(\frac{\partial v}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right) \quad (7.17)$$

Conditions aux limites:

$$T(r, 0) = T_{ie} \quad (7.18)$$

$$T(R_f, z) = T_f \quad (7.19)$$

La variation de température dans la phase solide en considérant $\lambda_g = \text{const}$, est décrite par l'équation:

$$\frac{d\left(r \frac{dT}{dr}\right)}{dr} = 0 \quad (7.20)$$

avec les conditions aux limites:

$$T(R, z) = T_p \quad (7.21)$$

$$T(R_f, z) = T_f \quad (7.22)$$

La relation issue du bilan à l'interface donne en considérant une cinétique de dépôt infiniment lente:

$$\lambda_l \frac{\partial T_l}{\partial r} (R_f, z) = \lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial r} (R_f, z) \quad (7.23)$$

7.3.2. Champ de température dans la phase solide

En négligeant la conduction axiale, la solution des équations (7.20), (7.21) et (7.22) sera:

$$T_s = T_f + (T_f - T_p) \frac{\ln\left(\frac{r}{R_f}\right)}{\ln\left(\frac{R_f}{R}\right)} \quad (7.24)$$

7.3.3. Champ de température dans la phase liquide

L'écoulement étant à filets parallèles, la composante v de la vitesse est nulle. De plus, le fluide étant incompressible, le produit βT est de l'ordre de $1/10$ et comme les termes Dp/Dt et ϕ (fonction de dissipation visqueuse) sont du même ordre de grandeur, on néglige souvent le terme $\beta T \frac{DP}{Dt}$ devant ϕ [37]. Dans ce cas, l'équation (7.17) devient :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial \left(\lambda r \frac{\partial T}{\partial r} \right)}{\partial r} + \mu \left(\frac{\partial u}{\partial r} \right)^2 = \rho c_p u \frac{\partial T}{\partial z} \quad (7.25)$$

L'expression de la composante axiale de la vitesse satisfaisant les relations (7.10), (7.11), (7.14), (7.15) est :

$$u(r,z) = 2 V \left(\frac{R}{R_f} \right)^2 \left(1 - \left(\frac{r}{R_f} \right)^2 \right) \quad (7.26)$$

L'expression (7.25) devient, avec les variables adimensionnelles :

$$z^* = \frac{z}{R} ; \quad \eta = \frac{r}{R_f} ; \quad \theta = \frac{T - T_f}{T_{\max e} - T_f} ; \quad R_f^* = \frac{R_f}{R} \quad (7.27)$$

$$\left(1 - \eta^2 \right) \frac{\partial \theta}{\partial z^*} = \frac{Gz}{\eta} \frac{\partial \left(\eta \frac{\partial \theta}{\partial \eta} \right)}{\partial \eta} + \frac{32 Ec}{Re_D R_f^{*4}} \eta^2 \quad (7.28)$$

dans la réalité, R_f dépendant de z , on considère η très peu dépendant de z^*

Conditions aux limites :

$$\theta(0,0) = 1 \quad (7.29)$$

$$\theta(1,z^*) = 0 \quad (7.30)$$

$$\text{avec: } Gz = \frac{\lambda}{\rho c_p V d} ; \quad Ec = \frac{V^2}{2 c_p (T_{\max e} - T_f)} ; \quad Re_D = \frac{V d}{\nu}$$

Remarque:

La relation (7.18) ne permettant pas d'avoir une solution analytique du problème a été remplacée par:

$$T(0,0) = T_{\max e} \quad (7.31)$$

où $T_{\max e}$ représente la température maximale sur l'axe à l'entrée du tube.

La mesure du champ de température à l'entrée du tube permet la détermination du champ de température dans le tube. La solution de l'équation (7.28) peut être recherchée sous la forme d'un produit $\theta(\eta) \theta(z^*)$ qui donne :

$$\theta = \exp(-\beta^2 Gz z^*) \left(1 + c_2 \eta^2 + c_4 \eta^4 + c_6 \eta^6 \right) \quad (7.32)$$

avec, $\beta = \text{const}$

$$c_2 = -\frac{\beta^2}{2^2}$$

$$c_4 = \frac{\beta^4}{2^2 4^2} + \frac{\beta^2}{4^2} - \frac{32 Ec}{\text{Re}_D Gz \exp(-\beta^2 Gz Z^*) R_f^{*4}}$$

$$= \frac{\beta^4}{2^2 4^2} + \frac{\beta^2}{4^2} - \varepsilon^2$$

$$c_6 = -\frac{\beta^6}{2^2 4^2 6^2} - \beta^4 \left(\frac{1}{4^2 6^2} + \frac{1}{2^2 6^2} \right) + \frac{\beta^2 \varepsilon^2}{4^2 6^2}$$

L'expression (7.30) permet de déterminer β qui est déduit de la relation (7.32). On obtient une équation dont l'ordre est égal à la puissance maximale retenue pour $\theta(\eta)$. La figure 7.4. montre la variation de β en fonction de l'ordre de $\theta(\eta)$. Cette courbe montre que la courbe devient asymptotique à l'ordre 10.

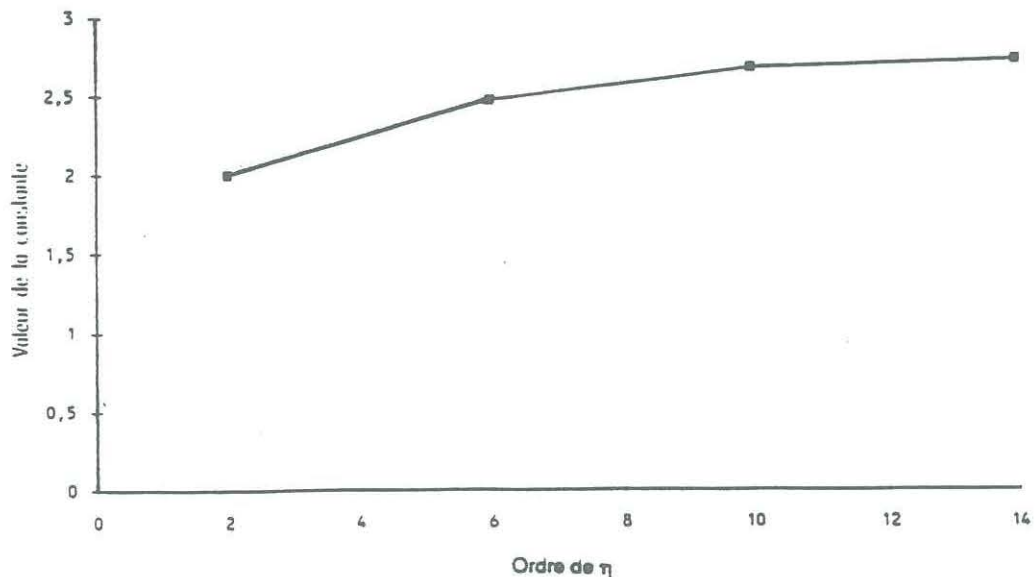


Figure 7.4. Variation de la constante β en fonction de l'ordre de η

7.3.4. Profil de l'interface mobile

La relation (7.23) permet de déterminer le profil de l'interface solide-liquide à partir des expressions du champ de température dans la phase solide (relation 7.24) et dans le liquide (relation 7.32).

En posant $T_{p\lambda}^* = \lambda_s (T_f - T_p) / \lambda_l (T_{maxe} - T_f)$, on obtient:

$$R_f^* = \exp\left(\frac{T_{p\lambda}^*}{\left(\frac{\partial \theta}{\partial \eta}(1, z^*)\right)}\right) \quad (7.33)$$

L'épaisseur de glace réduite $\varepsilon = e/R$ se déduit donc de l'expression (7.33), soit à l'ordre 1:

$$\varepsilon = - \left(\frac{T_{p\lambda}^*}{\left(\frac{\partial \theta}{\partial \eta}(1, z^*)\right)} \right) \quad (7.34)$$

7.3.5. Entropie locale générée dans la phase liquide

L'entropie locale générée par unité de volume est donnée par l'expression:

$$\dot{S}_l'''(z,r) = \frac{\lambda_l}{T_l^2} \left(\left(\frac{\partial T_l}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial T_l}{\partial r} \right)^2 \right) + \frac{\mu}{T_l} \left(\frac{\partial u}{\partial r} \right)^2 \quad (7.35)$$

Adimensionnée, cette expression devient :

$$\dot{S}_l^{*'''}(z,r) = \frac{T \dot{S}_l'''(z,r) d\omega}{\dot{q}''(r+dr) 2 \pi (r+dr) dz - \dot{q}''(r) 2 \pi r dz}$$

$$\dot{S}_1^{****}(z,r) = \frac{T \dot{S}'''}{\frac{\partial \dot{q}''}{\partial r}}$$

$$\dot{S}_1^{****}(z^*, \eta) = - \frac{\epsilon t R_f^{*2}}{\left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial \eta^2}(1, z^*) \right)} \left(\left(\frac{\partial \theta}{\partial z^*} \right)^2 + \frac{1}{R_f^{*2}} \left(\frac{\partial \theta}{\partial \eta} \right)^2 \right) - \frac{64 Ec}{Gz Re_D R_f^{*4} \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial \eta^2}(1, z^*) \right)} \eta^2 \quad (7.36)$$

avec $\epsilon t = \left(\theta + \frac{T_f}{T_{max} e - T_f} \right)^{-1}$

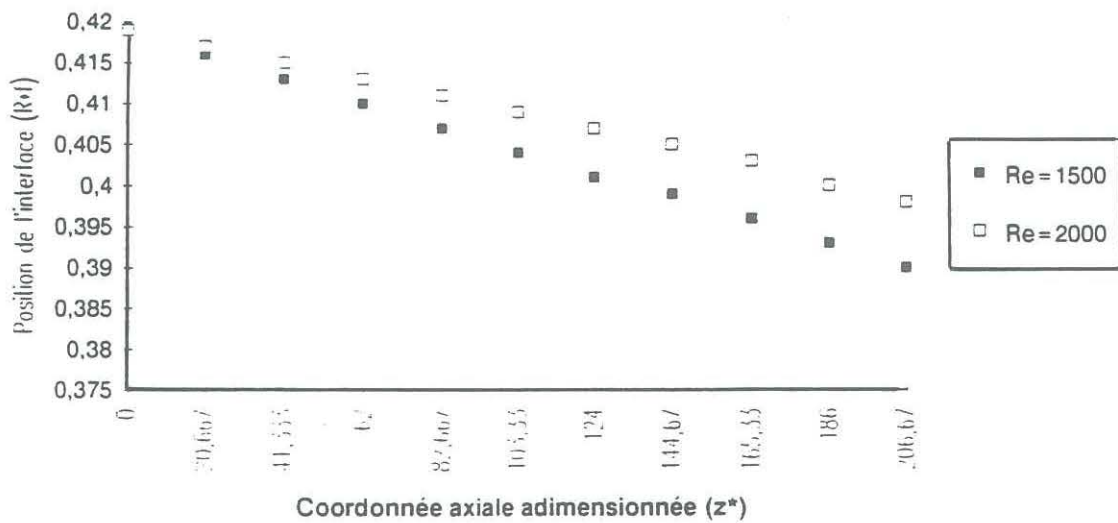


Figure 7.5. Profil de l'interface (Approche analytique)

La figure 7.5 représente les profils obtenus pour deux valeurs de Re 1500 et 2000; $T_p = 269$ K et $T_{ie} = 5^\circ\text{C}$. Ces courbes montrent que la méthode utilisée sous estime les effets d'entrée qui donnent la forme exponentielle à l'entrée de la conduite (pour $z = 0$, le dépôt est nul). La cause principale, vient peut-être du fait du remplacement de la condition aux limites classique par l'expression 7.31

7.3.6. Evolution de l'encrassement et des dégradations

L'évolution du dépôt et des dégradations en fonction des variables d'espace dans le tube a été déduite des champs de température déterminés analytiquement et de données expérimentales telles la température d'entrée sur l'axe du tube et le débit.

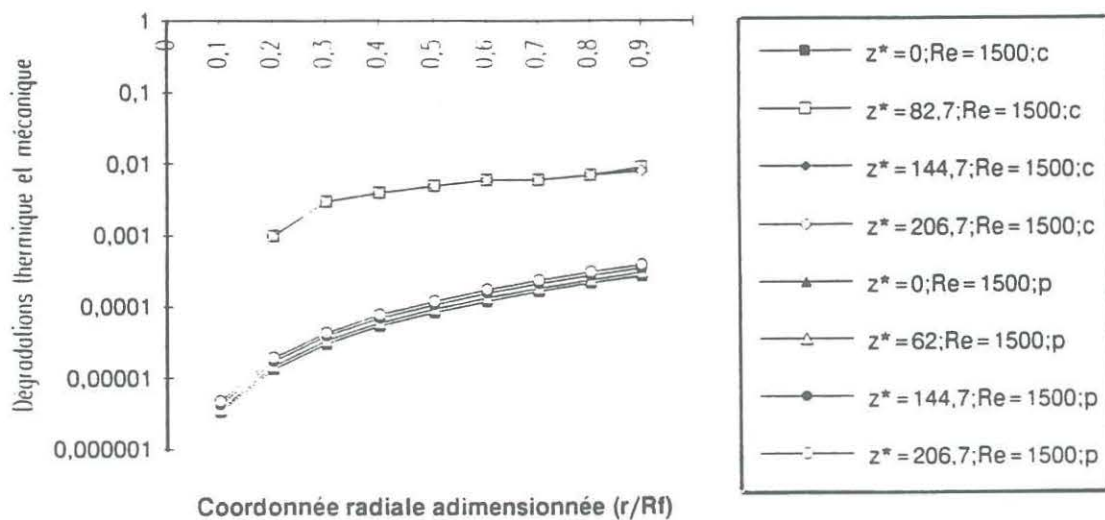


Figure 7.6. Profil d'entropie thermique et de pertes de pression (Approche analytique)

Les courbes de la figure 7.6 montrent de la même manière l'évolution des dégradations d'énergie où les indices c et p sont relatifs respectivement aux dégradations thermiques et de pertes de pression. L'écoulement étant à filets parallèles, les dissipations visqueuses sont faibles devant les dégradations thermiques qui dominent entièrement le phénomène. On note néanmoins un accroissement important des dissipations visqueuses et

thermiques au voisinage de la paroi. La section transversale se trouve divisée en deux zones:

- une zone centrale où les dégradations thermiques et mécaniques sont faibles,
- une zone près de la paroi où les dégradations sont intenses.

Cette méthode analytique étant approchée, on se propose de résoudre numériquement les équations présentées plus haut afin d'avoir un profil plus représentatif.

L'équation (7.28) a été résolue numériquement par la méthode des différences finies. Les dérivées partielles sont remplacées par les expressions suivantes:

$$\frac{\partial \theta}{\partial z^*} = \frac{\theta_{i+1}^j - \theta_i^j}{\Delta z^*} \quad (7.37)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial \eta^*} = \frac{\theta_{i+1}^{j+1} - \theta_{i+1}^{j-1}}{2 \Delta \eta} \quad (7.38)$$

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial \eta^2} = \frac{\theta_{i+1}^{j+1} + \theta_{i+1}^{j-1} - 2 \theta_{i+1}^j}{\Delta \eta^2} \quad (7.39)$$

$$\left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial \eta^2} \right)_{\text{interface}} = \frac{\theta_{i+1}^{j_{\max}+1} + \theta_{i+1}^{j_{\max}-1} - 2 \theta_{i+1}^{j_{\max}}}{\Delta \eta^2} \quad (7.40)$$

On obtient un système tridiagonal dont la résolution se fera par l'algorithme de THOMAS [95]. Nous présentons ci-après un organigramme de résolution de ce système en régime turbulent (figure 7.23).

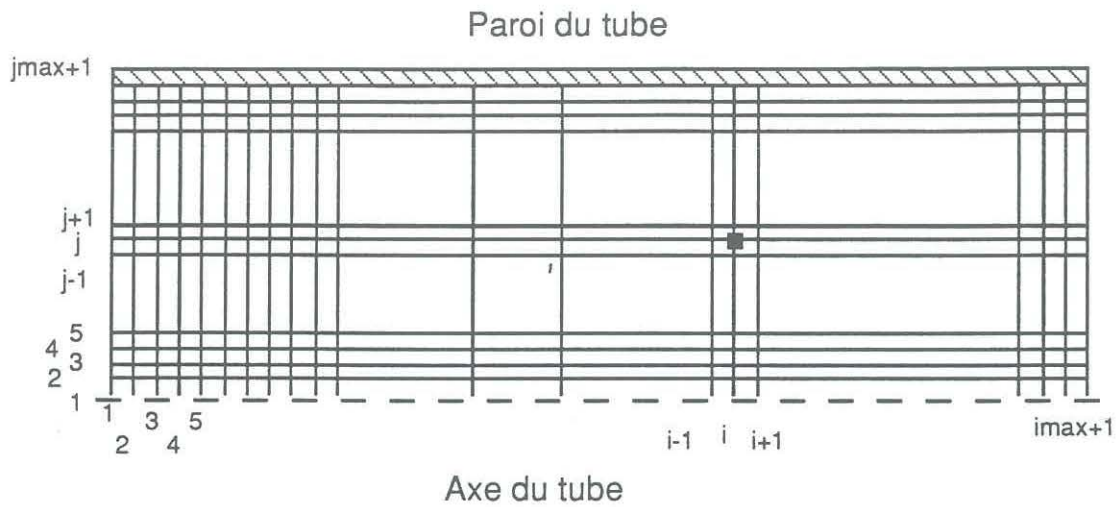


Figure 7.7. Schéma du maillage utilisé

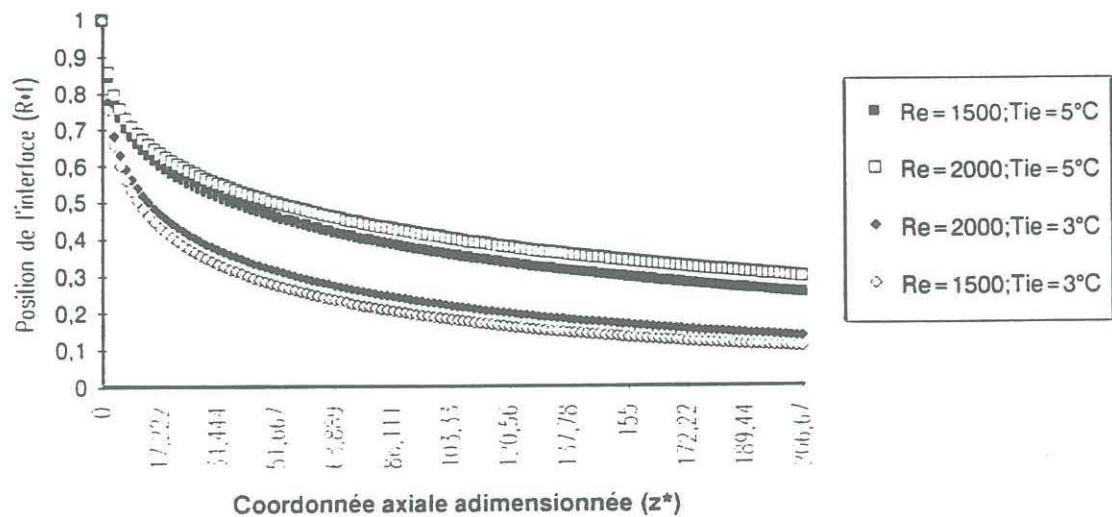


Figure 7.8. Profil de l'interface pour $Re = 1500, 2000$; $T_{ie} = 3^\circ\text{C}, 5^\circ\text{C}$

La figure 7.8 montre que le profil de l'interface est influencé par le nombre de REYNOLDS et la température d'entrée. L'influence de cette dernière variable est prépondérante.

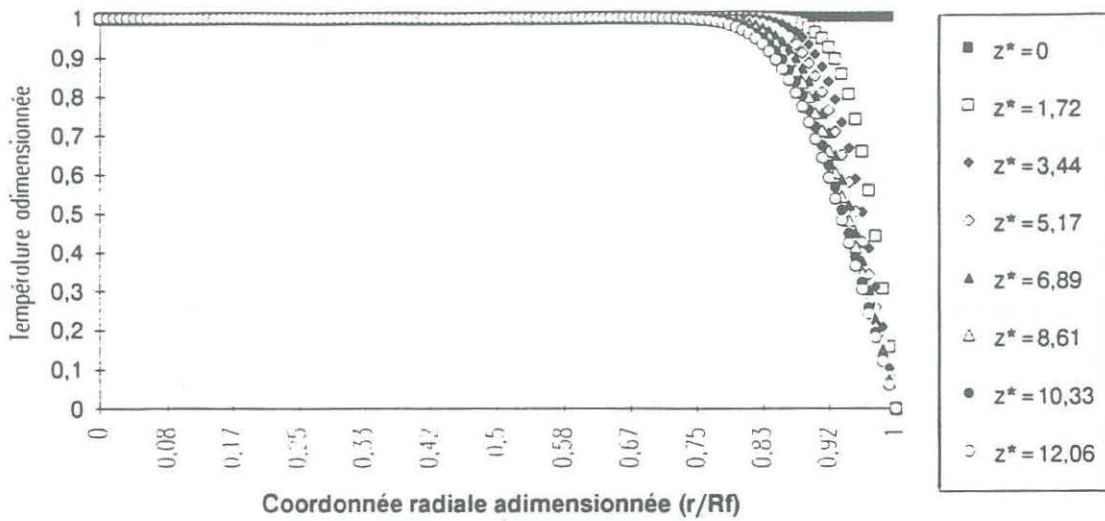


Figure 7.9. Champ de température à l'entrée de la veine en écoulement laminaire: $Re=1500$; $T_{ie}=5^\circ C$; $z^* = 0-12,06$

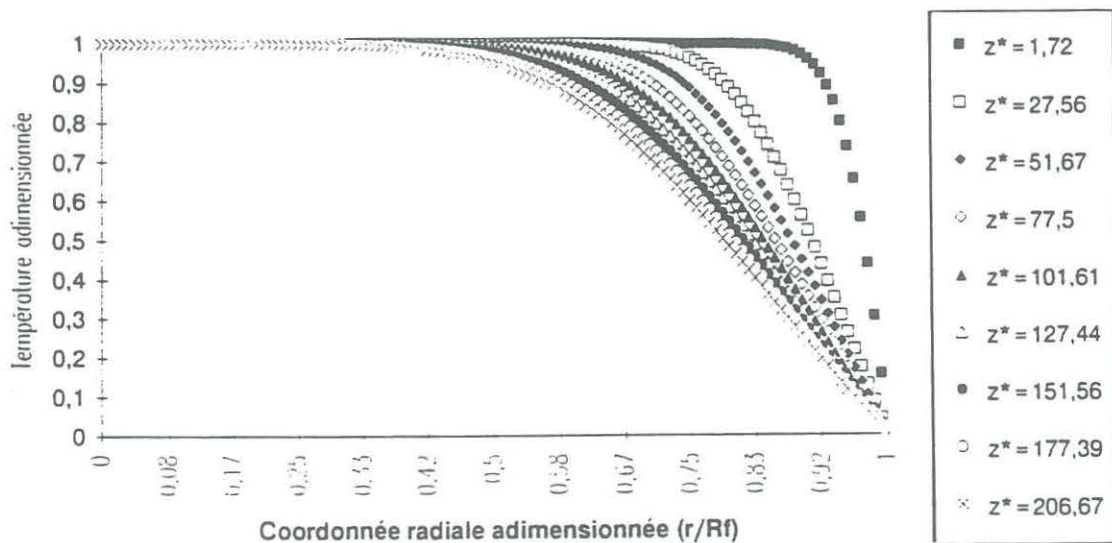


Figure 7.10. Champ de température en fonction de la position axiale en écoulement laminaire: $Re=1500$; $T_{ie}=5^\circ C$; $z^* = 1,72-206,7$

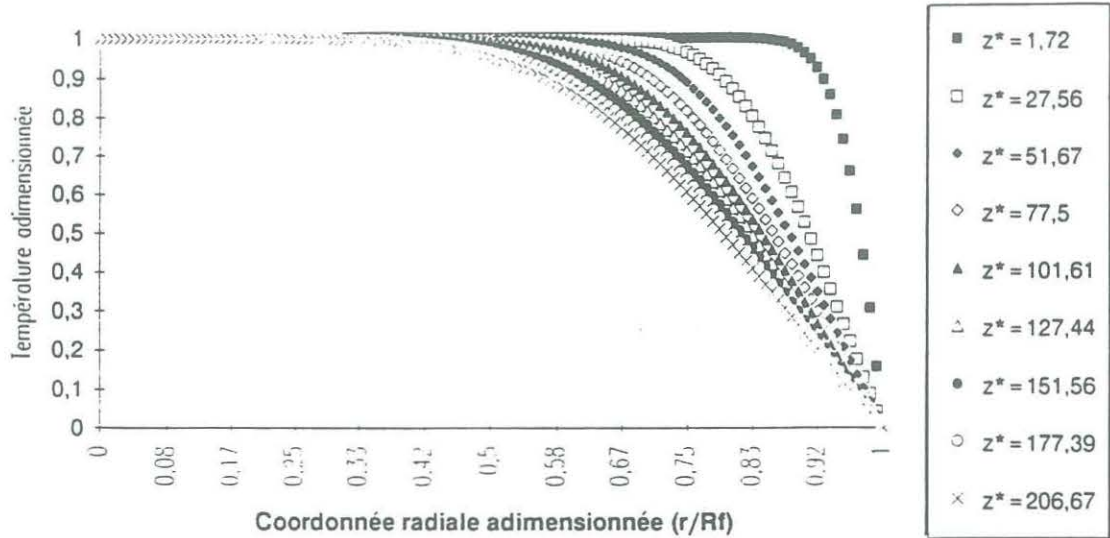


Figure 7.11. Champ de température en fonction de la position axiale en écoulement laminaire: $Re=1500$; $T_{ie}=3^{\circ}C$

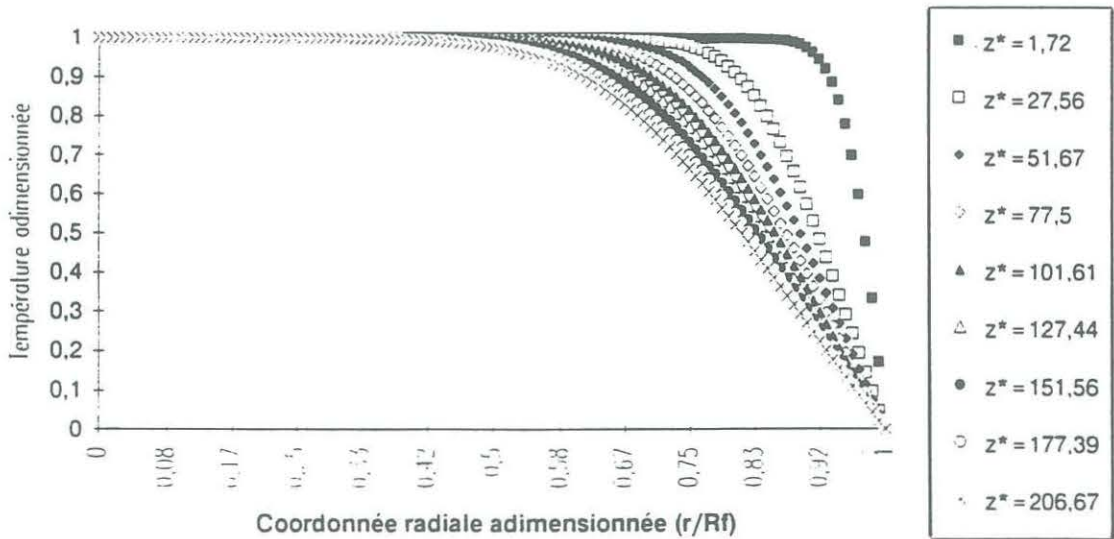


Figure 7.12. Champ de température en fonction de la position axiale en écoulement laminaire: $Re=2000$; $T_{ie}=3^{\circ}C$

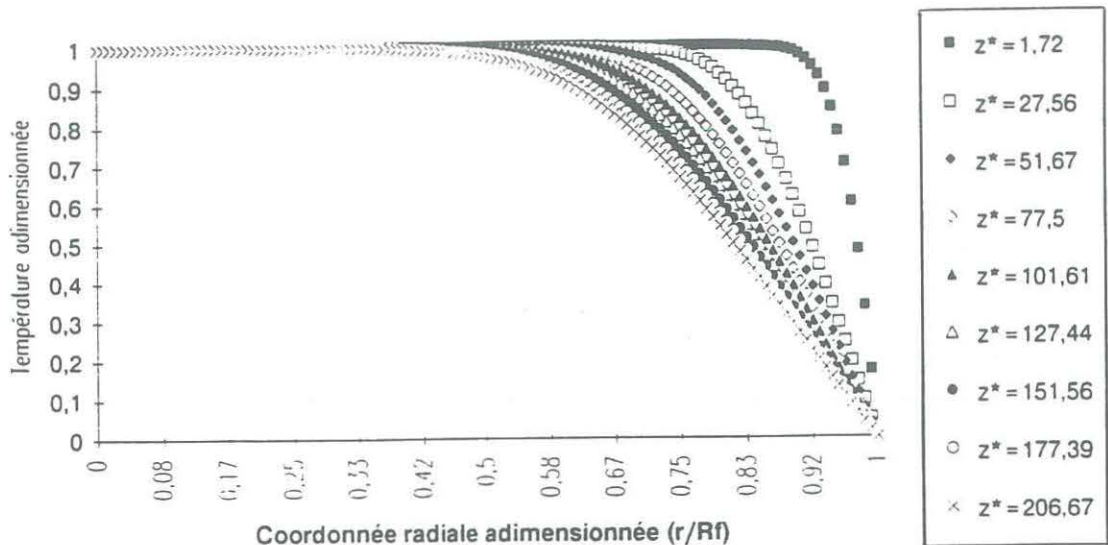


Figure 7.13. Champ de température en fonction de la position axiale en écoulement laminaire: $Re=2000$; $T_{ie}=5^\circ C$

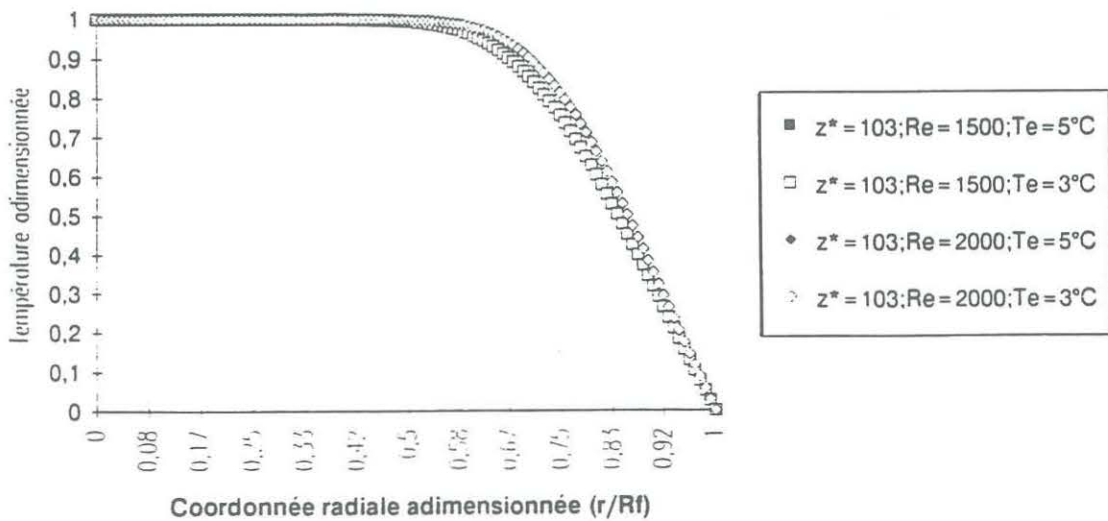


Figure 7.14. Influence de Re et de T_{ie} sur le champ de température pour $z^* = 103$ en écoulement laminaire

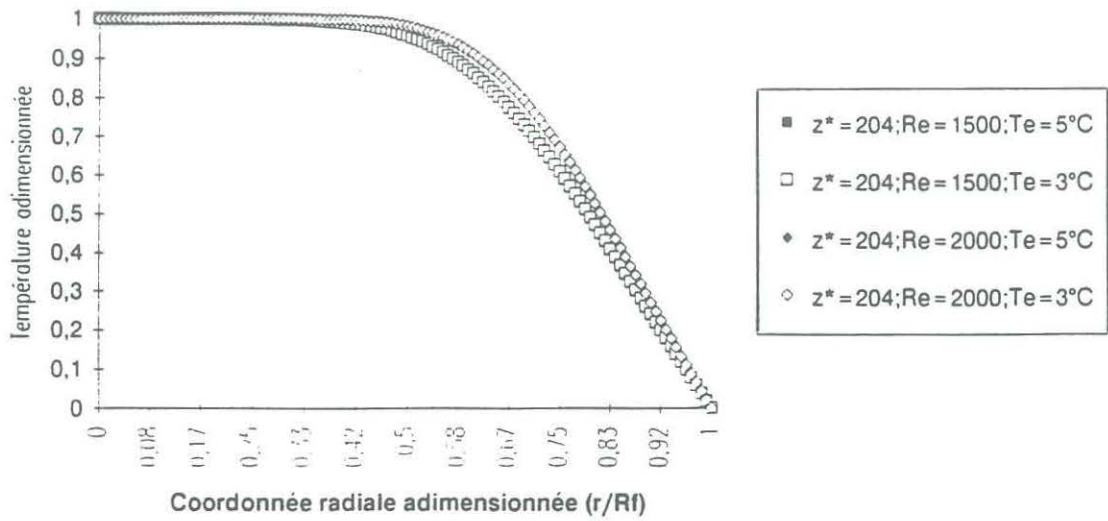


Figure 7.15. Influence de Re et de T_{ie} sur le champ de température pour $z^* = 204$ en écoulement laminaire

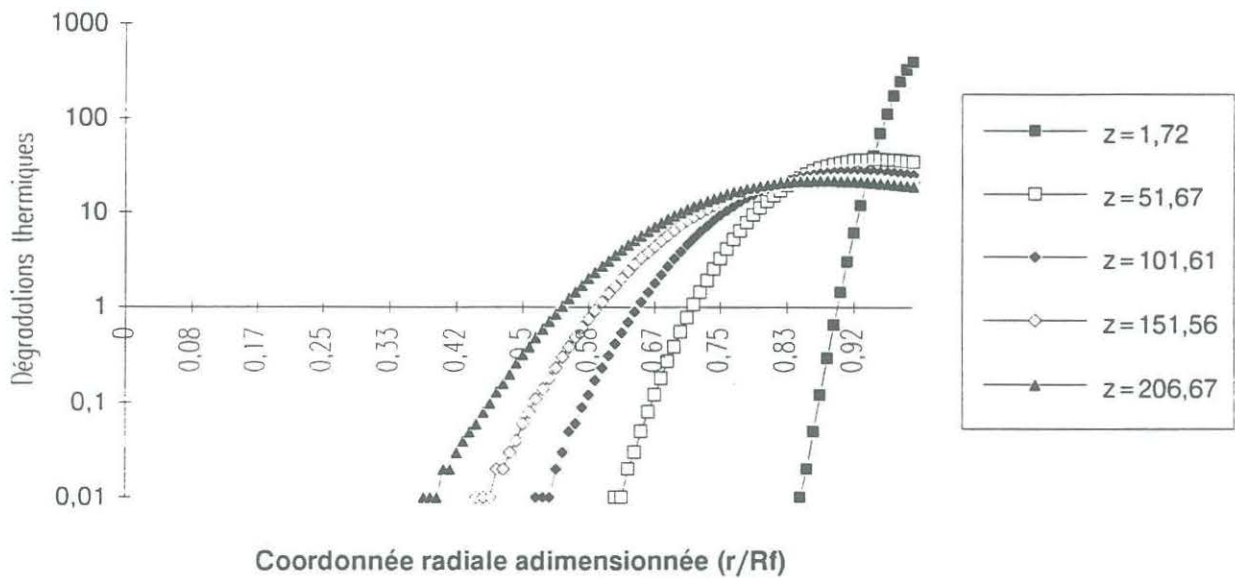


Figure 7.16. Profil d'entropie due aux transferts de chaleur en écoulement laminaire $Re = 1500; T_{ie} = 5^\circ C$

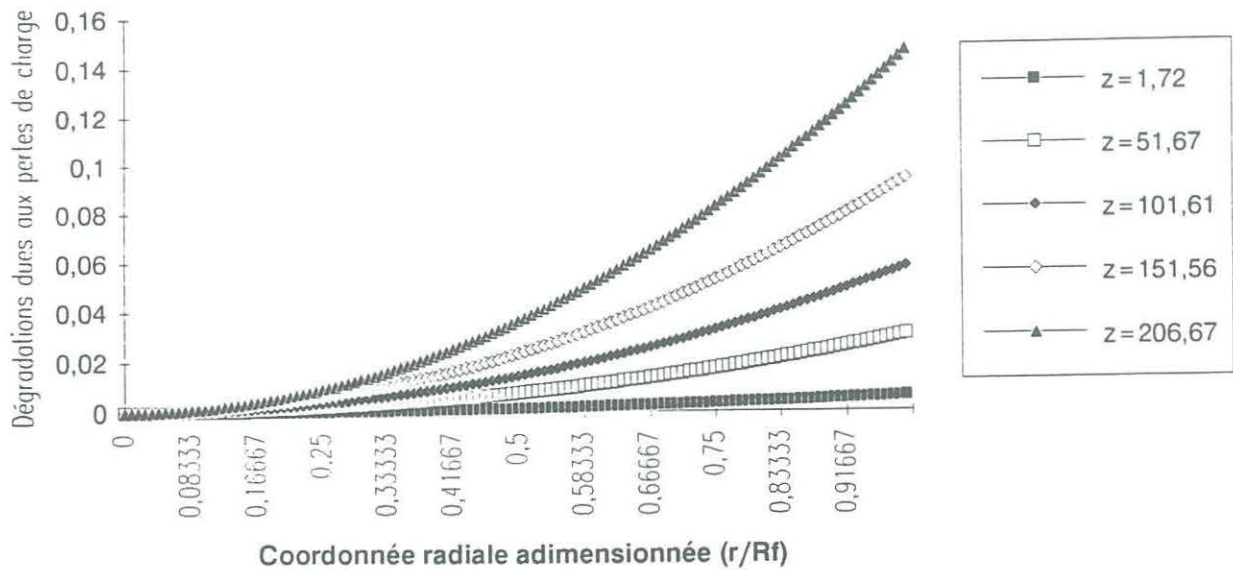


Figure 7.17. Profil d'entropie due aux pertes de pression en écoulement laminaire $Re=1500$; $T_{ie}=5^{\circ}C$

Les figures 7.9 à 7.15 montrent l'évolution du profil de température en fonction du nombre de REYNOLDS, de la température d'entrée et de la position axiale. Comme l'indiquent ces courbes, le profil de température n'est jamais établi puisque l'épaisseur de la couche limite varie en fonction de la coordonnée axiale z^* . La température d'entrée influence très peu le profil tandis que le régime d'écoulement le modifie. L'augmentation du nombre de REYNOLDS diminue l'épaisseur de la couche limite.

Les figures 7.16 et 7.17 (obtenues pour la composante radiale de la vitesse égale à 0) indiquent les variations des dégradations d'énergie thermique et mécanique dans une section droite. Comme nous l'avons signalé plus haut, ces courbes confirment l'existence de deux zones. Les dégradations sont maximales dans la couche limite.

7.4. Etude en écoulement turbulent

L'écoulement turbulent se caractérise par:

- une zone centrale occupée par des tourbillons incohérents où la vitesse fluctue sans cesse, mais il est

possible de mesurer sa composante longitudinale moyenne dans une section droite,

- une zone près de la paroi où il n'y a pas de turbulence; le fluide s'écoule alors en feuillets qui glissent les uns sur les autres: c'est la couche visqueuse.

7.4.1. Le modèle "simplissime" de la turbulence

Dans la zone centrale de l'écoulement turbulent, on peut découper arbitrairement des "feuillets" de fluide et considérer les transferts de quantité de mouvement dus aux paquets qui passe d'un fluide à un autre par turbulence.

Le modèle "simplissime" des transferts de quantité de mouvement et de chaleur par turbulence consiste à poser à priori une loi transposée des lois de NEWTON et FOURIER, en définissant une viscosité et une conductibilité turbulentes μ_t et λ_t .

Dans le cœur du fluide, on peut écrire:

$$\varphi = - (\lambda + \lambda_t) \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} \quad (7.41)$$

$$\tau = (\mu + \mu_t) \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \quad (7.42)$$

avec, φ : densité surfacique de flux de chaleur,
 τ : contrainte tangentielle,
 \bar{u} : composante axiale de la vitesse moyennée dans le temps,
 \bar{T} : température moyennée dans le temps.

La théorie de mélange de PRANDTL explique que la fluctuation de la vitesse est due à la migration d'une particule venant d'une autre couche distante de l (longueur de mélange); cette particule conserve sa vitesse antérieure et retourne plus tard dans la couche précédente. Cette théorie conduit à poser que les tensions de REYNOLDS sont proportionnelles aux gradients des potentiels (\bar{u} et \bar{T}):

$$\overline{u'v'} = - \nu_t \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \quad (7.43)$$

$$\overline{T'v'} = -D_t \frac{\partial \overline{T}}{\partial y} \quad (7.44)$$

où, u', v' représentent respectivement les composantes axiale et radiale de la fluctuation de la vitesse,
 T' le terme de fluctuation de la température,
 D_t , la diffusivité turbulente.

REICHARD [88] propose une expression générale de la viscosité turbulente quelque soit le point dans la section transverse :

$$\frac{v_t}{\nu} = \frac{k_1 y^+}{6} \left(1 + \frac{r}{R}\right) \left(1 + 2 \left(\frac{r}{R}\right)^2\right) \quad (7.45)$$

avec, $y^+ = \frac{u_\tau y}{\nu}$, coordonnée radiale adimensionnée,

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho}}, \text{ vitesse de frottement,}$$

τ_p , contrainte pariétale,

$k_1 = 0,4$, constante de longueur de mélange de PRANDTL

La conductibilité thermique se déduit de l'expression précédente:

$$\lambda_t = \frac{\rho c_p v_t}{Pr_t} \quad (7.46)$$

avec, $Pr_t = \frac{v_t}{D_t}$ nombre de PRANDTL turbulent.

7.4.2. Equations régissant le phénomène

Le phénomène est entièrement décrit par les équations:

- de continuité:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial(r\bar{v})}{\partial r} + \frac{\partial\bar{u}}{\partial z} = 0 \quad (7.47)$$

$$2 \int_0^{R_f} \bar{u} r dr = R^2 \bar{V} \quad (7.48)$$

- du mouvement:

$$\bar{v} \frac{\partial\bar{v}}{\partial r} + \bar{u} \frac{\partial\bar{v}}{\partial z} = - \frac{1}{r} \frac{\partial\bar{p}}{\partial r} + (v + v_t) \left(\frac{\partial\left(\frac{1}{r} \frac{\partial(r\bar{v})}{\partial r}\right)}{\partial r} + \frac{\partial^2\bar{v}}{\partial z^2} \right) \quad (7.49)$$

$$\bar{v} \frac{\partial\bar{u}}{\partial r} + \bar{u} \frac{\partial\bar{u}}{\partial z} = - \frac{1}{r} \frac{\partial\bar{p}}{\partial z} + (v + v_t) \left(\frac{1}{r} \frac{\partial\left(r \frac{\partial\bar{u}}{\partial r}\right)}{\partial r} + \frac{\partial^2\bar{u}}{\partial z^2} \right) \quad (7.50)$$

Conditions aux limites:

$$\bar{v}(R_f, z) = \bar{u}(R_f, z) = 0 \quad (7.51)$$

$$\bar{u}(r, 0) = \bar{u}_{\max} \left(1 - \left(\frac{r}{R}\right)\right)^{1/7} [88] \quad (7.52)$$

$$\bar{p}(r, 0) = \bar{p}_e \quad (7.53)$$

- de l'énergie:

En négligeant la composante radiale de la vitesse, l'équation de l'énergie devient:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial\left(r(\lambda + \lambda_t) \frac{\partial\bar{T}}{\partial r}\right)}{\partial r} + 2(\mu + \mu_t) \left(\frac{\partial\bar{u}}{\partial r}\right)^2 = \rho c_p \bar{u} \frac{\partial\bar{T}}{\partial z} \quad (7.54)$$

Conditions aux limites:

$$\overline{T}(r,0) = \overline{T}_{ie} \quad (7.55)$$

$$\overline{T}(R_f, z) = T_f \quad (7.56)$$

En supposant λ_g constant, la variation de température dans la phase solide est décrite par l'équation:

$$\frac{d\left(r \frac{dT}{dr}\right)}{dr} = 0 \quad (7.57)$$

avec les conditions aux limites:

$$T(R,z) = T_p \quad (7.58)$$

$$T(R_f, z) = T_f \text{ (cas d'un dépôt de glace)} \quad (7.59)$$

La relation issue du bilan à l'interface donne en considérant une cinétique de dépôt infiniment lente:

$$\left(\lambda_l + \lambda_{lt}\right) \frac{\partial \overline{T}_l}{\partial r} (R_f, z) = \lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial r} (R_f, z) \quad (7.60)$$

7.4.3. Champ de vitesse

Une première approche a été développée en utilisant un profil de vitesse en plusieurs zones. Des problèmes de raccordement sont apparus. Afin d'éviter de traiter ces problèmes, il convient de prendre un profil en puissance du champ de vitesse:

$$\overline{u} = \overline{u}_{\max} \left(\frac{y}{R}\right)^{1/7} \quad (7.61)$$

avec, $y = R - r$

\overline{u}_{\max} : vitesse maximale à l'état non encrassé.

En présence d'encrassement, l'équation devient:

$$\bar{u}_d = \bar{u}_{\max} \left(\frac{y}{R_f} \right)^{1/7} \quad (7.62)$$

La vitesse maximale à l'état encrassé se déduit de l'équation de continuité dont l'intégration conduit à:

$$\bar{u}_d = \frac{60}{49} \left(\frac{R}{R_f} \right)^2 \bar{V} \left(1 - \frac{r}{R_f} \right)^{1/7} \quad (7.63)$$

7.4.4. Champ de température dans la phase liquide

En utilisant les variables adimensionnées définies pour l'écoulement laminaire: $\eta = \frac{r}{R_f}$, $R_f^* = \frac{R_f}{R}$, la viscosité dynamique et la conductibilité thermique turbulentes deviennent:

$$\mu_t = \frac{\rho k u_\tau R_f}{6} \left(1 + \eta^2 - 2 \eta^4 \right) \quad (7.64)$$

$$\lambda_t = \frac{\rho c_p k u_\tau R_f}{6 Pr_t} \left(1 + \eta^2 - 2 \eta^4 \right) \quad (7.65)$$

L'équation de l'énergie et celle du bilan à l'interface deviennent:

$$\begin{aligned} (1-\eta)^{1/7} \frac{\partial \theta}{\partial z^*} &= c_1 \frac{\lambda + \lambda_t}{\eta} \frac{\partial \theta}{\partial \eta} + c_1 \frac{\rho c_p u_\tau R_f}{6 Pr_t} \left(2 \eta - 8 \eta^3 \right) \frac{\partial \theta}{\partial \eta} + \\ &+ c_1 \left(\lambda + \lambda_t \right) \frac{\partial^2 \theta}{\partial \eta^2} + \frac{0,51 \bar{V} (\mu + \mu_t) (1-\eta)^{-12/7}}{\rho c_p R (\bar{T}_{ie} - T_f) R_f^{*4}} \end{aligned} \quad (7.66)$$

$$\left(\lambda + \lambda_t \right) \left(\frac{\partial \theta}{\partial \eta} \right) (1, z^*) - \frac{\lambda_s T_p^*}{\ln(R_f^*)} = 0 \quad (7.67)$$

avec,
$$c1 = \frac{0,817}{\rho c_p R \bar{V}}$$

$$T_p^* = \frac{T_f - T_p}{\bar{T}_{ie} - T_f}$$

les conditions aux limites sont:

$$\begin{aligned} \theta(\eta, 0) &= 1 & 0 \leq \eta \leq 1 \text{ et } z^* \geq 0 \\ \theta(1, z^*) &= 0 \end{aligned}$$

Discretisant l'équation (7.65) en utilisant les expressions (7.37), (7.38), (7.39); on obtient les coefficients du système à matrice tridiagonale:

$$A = \frac{c1}{2 \Delta \eta} (\lambda + \lambda_t) + \frac{c1 \eta}{2 \Delta \eta} \frac{\rho c_p k u_\tau R_f}{6 Pr_t} (2\eta - 8\eta^3) - \frac{c1 \eta}{\Delta \eta^2} (\lambda + \lambda_t) \quad (7.68)$$

$$B = \frac{\eta (1-\eta)^{1/7}}{2 \Delta \eta} + \frac{2 \eta c1}{\Delta \eta^2} (\lambda + \lambda_t) \quad (7.69)$$

$$C = -\frac{c1}{2 \Delta \eta} (\lambda + \lambda_t) - \frac{c1 \eta}{2 \Delta \eta} \frac{\rho c_p k u_\tau R_f}{6 Pr_t} (2\eta - 8\eta^3) - \frac{c1 \eta}{\Delta \eta^2} (\lambda + \lambda_t) \quad (7.70)$$

$$D = \frac{\eta (1-\eta)^{1/7}}{2 \Delta \eta} \theta_i^j + \frac{0,051 \eta \bar{V} (\mu + \mu_t) (1-\eta)^{-12/7}}{\rho c_p R (\bar{T}_{ie} - T_f) R_f^* 4} \quad (7.71)$$

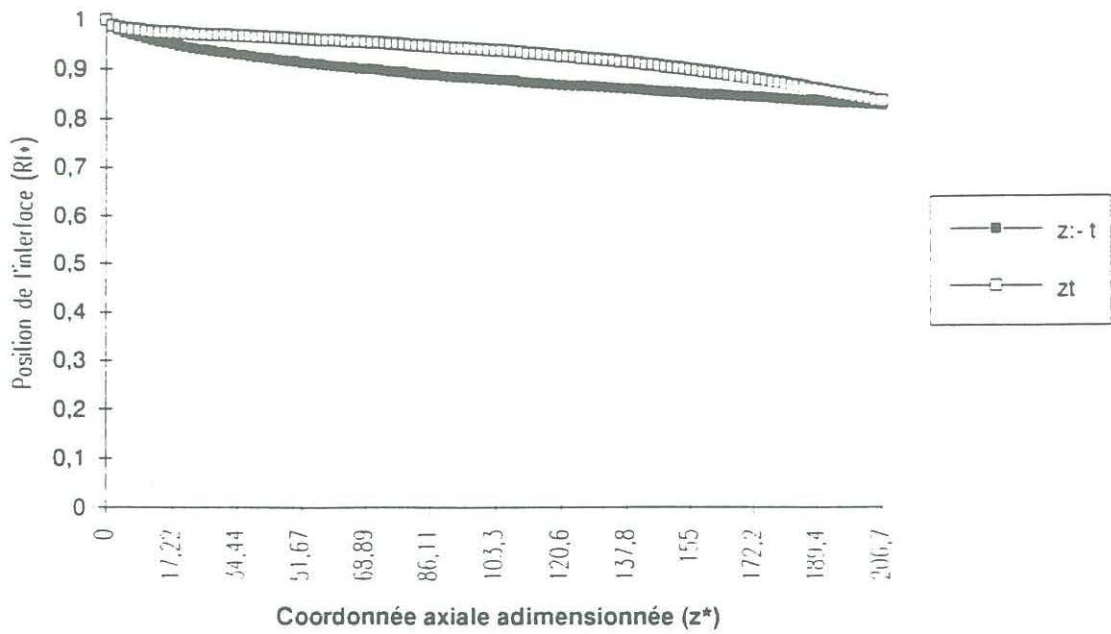


Figure 7.18. Profil de l'interface pour $Re=2500$; $T_{ie} = 5^\circ C$

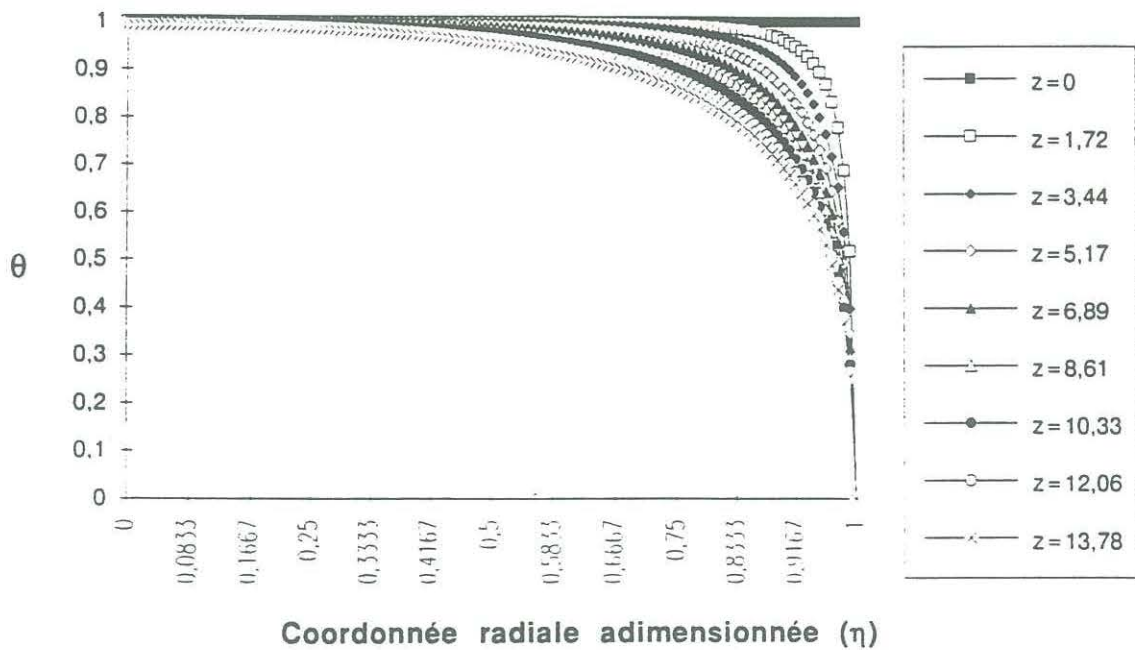


Figure 7.19. Champ de température à l'entrée en fonction de la position axiale en écoulement laminaire: $Re = 2500$;
 $T_{ie} = 5^\circ C$

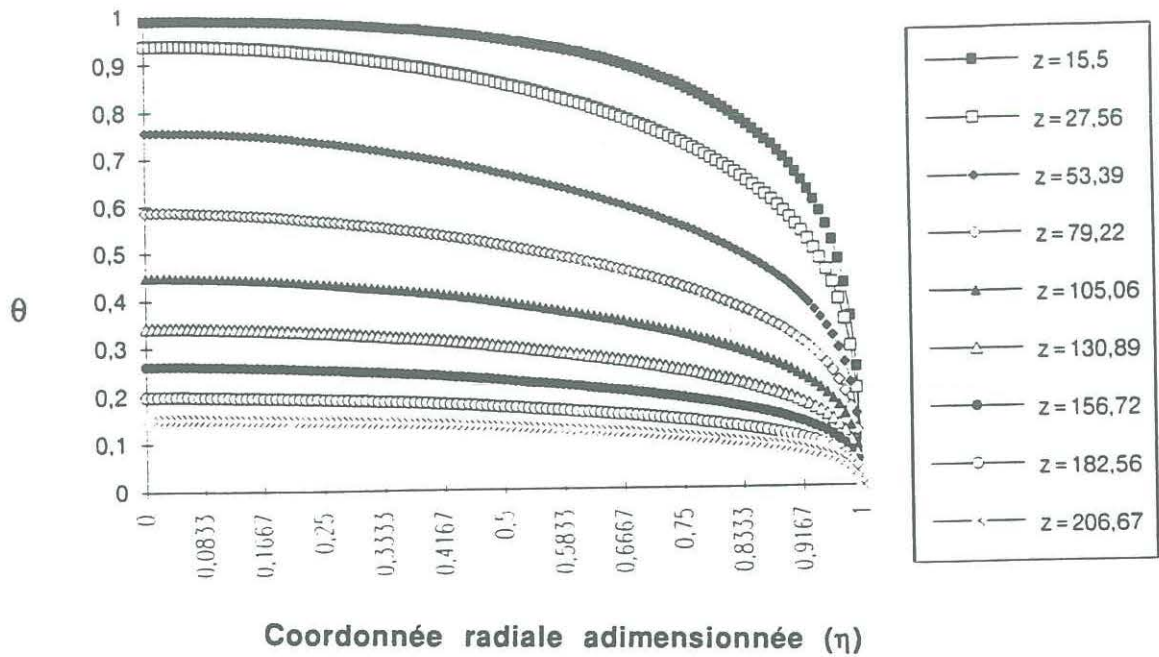


Figure 7.20. Champ de température en fonction de la position axiale en écoulement turbulent: $Re=2500$; $T_{ie}=5^{\circ}C$

Sur la figure 7.18, l'indice $z:t$ indique le profil obtenu lorsque tous les termes turbulents des relations 7.68 à 7.71 sont nuls; zt donne le profil réel.

Le profil de l'interface mobile se déduit de la relation 7.66:

$$R_f^* = \exp\left(\frac{\Delta\eta \lambda_s T_p^*}{\lambda \theta_{i+1}^{jmax+1} - (\lambda + \lambda_t) \theta_{i+1}^{jmax}}\right) \quad (7.72)$$

Remarque: λ_t n'apparaît pas dans le premier terme du dénominateur, le nœud correspond étant à l'interface.

Les figures 7.19 et 7.20 indiquent que les termes de turbulence ont une influence poussée sur le profil de température qui se modifie continuellement de l'entrée à la sortie du tube.

7.4.5. Entropie générée dans la phase liquide

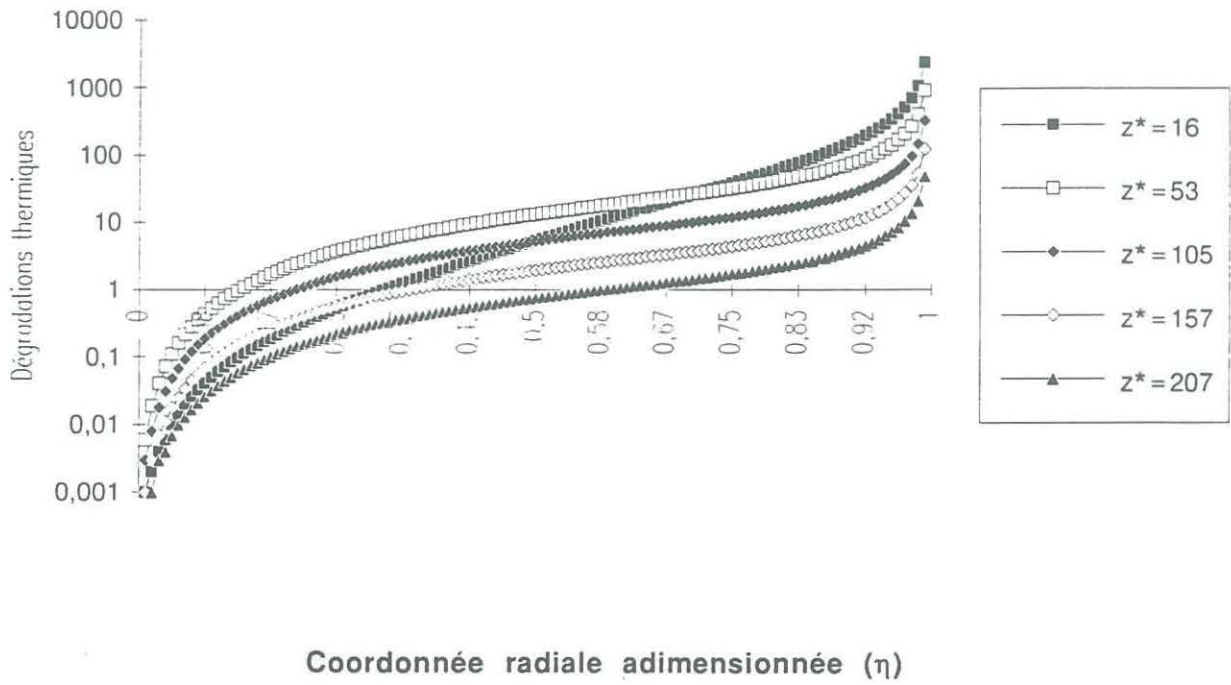


Figure 7.21. Profil d'entropie due aux transferts de chaleur en écoulement turbulent

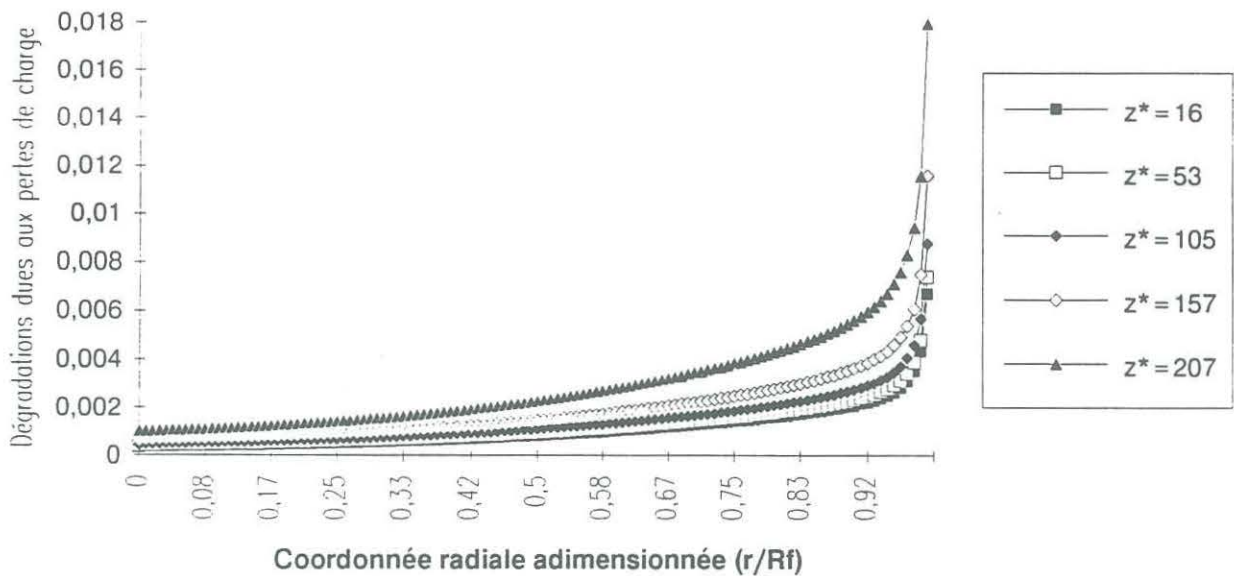
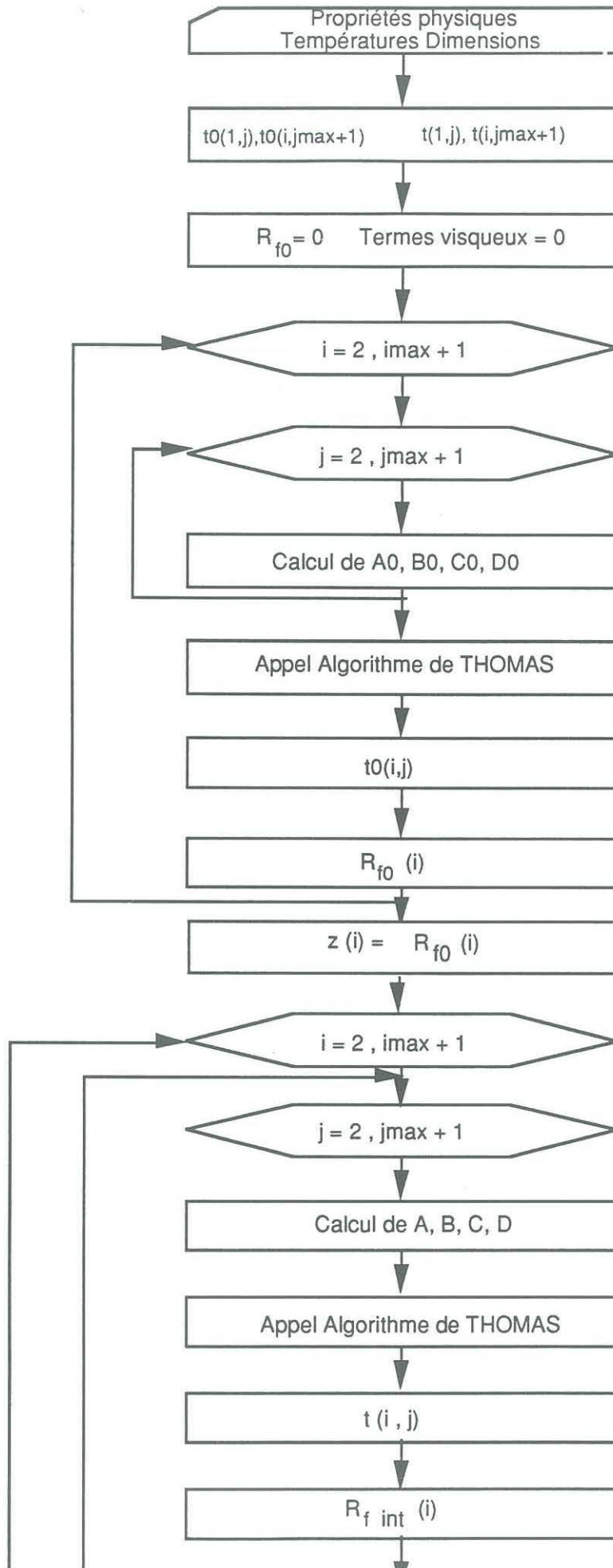


Figure 7.22. Profil d'entropie due aux pertes de pression en écoulement turbulent

Partie 2



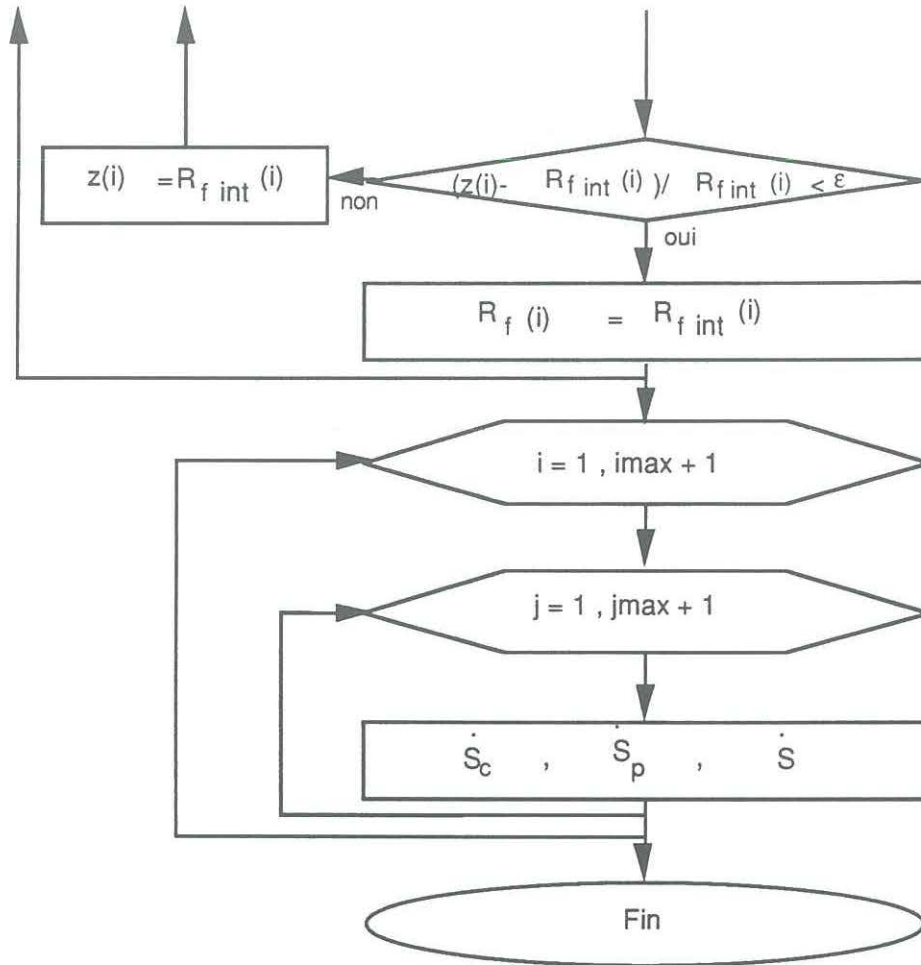


Figure 7.23. Organigramme du programme d'encrassement relatif au modèle bidimensionnel en régime turbulent

Le modèle "simplissime" de la turbulence permet la détermination du champ d'entropie par unité de volume à partir de l'expression:

$$\dot{S}_1''' = \frac{\lambda + \lambda_t}{T_1^2} \left(\left(\frac{\partial \bar{T}_1}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{T}_1}{\partial r} \right)^2 \right) + \frac{\mu + \mu_t}{T_1} \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial r} \right)^2 \quad (7.73)$$

L'expression de l'entropie exprimée avec les variables adimensionnelles se met sous la forme:

$$\dot{S}_1''' = \frac{\lambda + \lambda_t}{R^2 \left(\theta + \frac{T_f}{\bar{T}_{ie} - T_f} \right)^2} \left(\left(\frac{\partial \theta}{\partial z^*} \right)^2 + \frac{1}{R_f^{*2}} \left(\frac{\partial \theta}{\partial \eta} \right)^2 \right) + \frac{0,031 \bar{V}^2 (\mu + \mu_t) (1 - \eta)^{-12/7}}{R^2 (\bar{T}_{ie} - T_f) \left(\theta + \frac{T_f}{\bar{T}_{ie} - T_f} \right) R_f^{*6}} \quad (7.74)$$

Les courbes des figures 7.21, 7.22 montrent que l'évolution des dégradations d'énergie dans les deux zones citées précédemment sont aussi plus intenses près de l'interface.

La figure 7.23 présente les principales étapes dans la résolution de l'équation de l'énergie.

Remarque

Il est aussi possible de connaître simultanément les champs de température et d'entropie dans les deux phases. Dans ce cas, il est nécessaire de faire un changement de variables par les transformations de LANDAU qui consiste à substituer à la variable d'espace r deux grandeurs adimensionnelles η et ξ définies dans chaque domaine par les relations:

$$\eta = \frac{r}{R_f} \quad (7.75)$$

$$\xi = \frac{r - R_f}{R - R_f} \quad (7.76)$$

L'avantage de telles transformations est de pouvoir ramener simultanément les bornes d'espace à 0 et 1; condition nécessaire pour résoudre les problèmes de STEFAN à interface mobile.

7.5. Conclusion partielle

La méthode proposée permet la détermination aisée du champ de température dans le fluide. L'expression analytique de la création d'entropie permet alors d'en déduire le champ d'entropie correspondant. L'écoulement étant laminaire, la dissipation visqueuse reste limitée et le processus est entièrement dominé par les transferts thermiques. La création d'entropie est très intense dans la couche limite près de l'interface où elle est amplifiée par l'encrassement. En écoulement turbulent, les dégradations thermiques et mécaniques sont plus étalées mais elles demeurent plus importantes dans la couche limite. Ceci confirme qu'il faut traiter cette zone de l'écoulement de façon préférentielle. Cette expression de l'entropie peut être par la suite intégrée par rapport aux deux variables d'espace, afin de la comparer aux résultats expérimentaux.

PARTIE 3 DISPOSITIFS ET RESULTATS
EXPERIMENTAUX

PARTIE 3 DISPOSITIFS ET RESULTATS EXPERIMENTAUX

INTRODUCTION

Cette partie comprend essentiellement deux points:

- la présentation du dispositif expérimental ainsi que les moyens de mesure mis en place pour l'obtention des résultats expérimentaux,
- l'analyse des résultats expérimentaux.

CHAPITRE 8 DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX

On s'intéresse dans ce chapitre à la présentation du dispositif expérimental destiné à observer un dépôt de glace dans une conduite cylindrique.

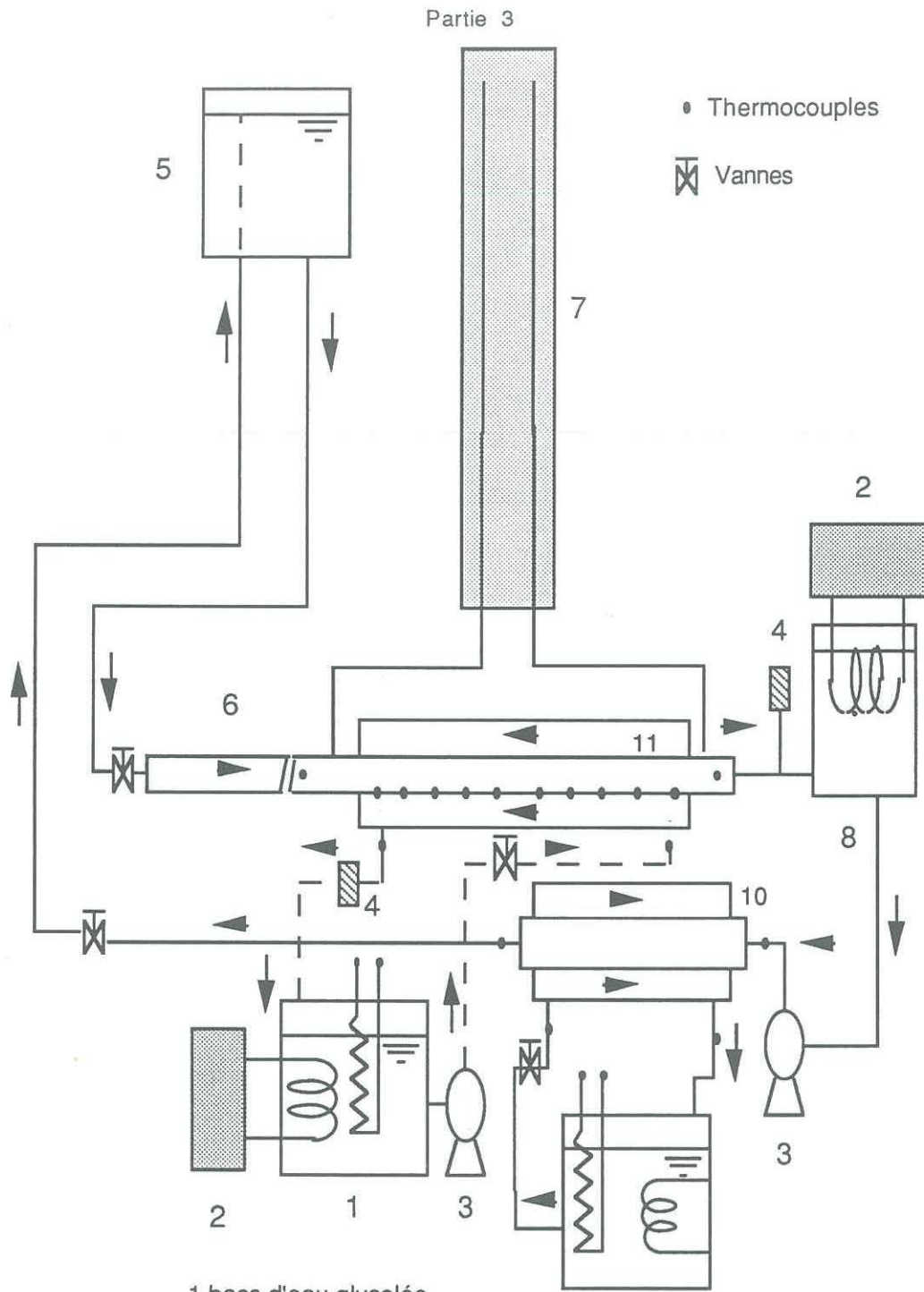
8.1. Description générale de l'installation expérimentale

La boucle utilisée dans la présente étude sert habituellement à observer le comportement rhéologique, mécanique et thermique de fluides complexes simulant les fluides alimentaires. Elle comprend deux parties essentielles.

- Le circuit de refroidissement ou circuit primaire, est branché sur la centrale d'eau glycolée du laboratoire. La centrale comprend deux groupes de refroidissement dont les bacs d'eau communiquent entre eux afin d'homogénéiser la température du fluide. Il est doté d'un système automatique de réglage de la température de consigne dont la plage de variation permet théoriquement d'atteindre des températures d'environ -15°C . Une pompe centrifuge et un système de canalisations isolées permettent la distribution de l'eau glycolée sur la boucle. En sortant de l'échangeur, l'eau glycolée passe par un débitmètre électromagnétique avant de retourner dans le circuit pour être recyclée.
- Le circuit secondaire reçoit le fluide de travail qui dans la présente étude est de l'eau de ville. L'échangeur de l'étude est à tubes concentriques; l'espace annulaire occupé par le fluide primaire se compose d'un grand tube transparent en polymétacrylate de méthyle (altuglas) de 72 mm de diamètre intérieur et d'un tube intérieur en cuivre de 35 mm de diamètre externe. La figure 8.1. présente un schéma global du dispositif expérimental.

8.2. Circuit secondaire de la boucle

Le fluide interne est mis en circulation par une pompe volumétrique (3) à rotor hélicoïdal excentré entraîné par un moteur à courant continu à large gamme de variation de vitesse [81].



- 1 bacs d'eau glycolée
- 2 groupe de production du froid
- 3 pompe d'alimentation
- 4 débitmètre électromagnétique
- 5 bac amont
- 6 tube transparent d'établissement du régime
- 7 manomètre
- 8 bac aval de tranquillisation et d'alimentation de la pompe
- 9 thermostat "Lauda"
- 10 échangeur de chaleur
- 11 veine d'essai

Figure 8.1. Schéma général de la boucle

Le fluide secondaire part du bac aval (8) en altuglas, passe par un échangeur de thermostatisation (10) et est envoyé dans le bac supérieur (5) en acier inoxydable de capacité 50 litres environ. La circulation du fluide dans la veine d'expérience où il se refroidit, est assurée par la charge du réservoir supérieur ainsi que par la pression maintenue par la pompe dans celui-ci. La stabilisation de la température d'entrée du fluide est assurée par un thermostat (9) de marque "LAUDA" (de 500 W de puissance frigorifique et de 0 à 2kW de puissance de chauffe) à large gamme de température de consigne. A la sortie du bac supérieur, le fluide passe par un tube transparent (6) de longueur 140 cm permettant un établissement du régime dynamique. A la sortie de l'échangeur, il passe par un tube transparent permettant de mesurer le profil des vitesses avant de pénétrer dans un débitmètre électromagnétique (4), puis il retourne au bac aval où il circule à travers un système de tranquillisation.

La veine d'essai est un tube de cuivre de longueur 3,12 m portant à mi-épaisseur de paroi, 43 thermocouples de types "K" reliés à un système d'acquisition de données de marque "AOIP".

Par rapport au dispositif utilisé par AZEVEDO [81], le circuit parallèle chaud jouant le rôle de thermostat a été supprimé puis remplacé par le thermostat "LAUDA". La longueur de canalisation entre les deux bacs de la boucle est d'environ 6 m. Cette longueur entraîne des pertes de chaleur dues à la condensation de la vapeur d'eau contenue dans l'air. Lors des essais, lorsque la température d'entrée est stabilisée, le pincement du thermostat est de l'ordre de 3,5°C. Pour éviter les changements brutaux de régime de celui-ci, il a été rajouté dans le bac aval un cryoplongeur (2) de marque "BIOBLOCK", d'une puissance de réfrigération de 500 w. Un agitateur améliore l'échange entre l'eau du bac et l'évaporateur du cryoplongeur qui s'entoure le plus souvent d'une couche de glace. L'appareil est composé d'un régulateur de température uniquement en froid puisqu'il n'est pas muni d'un système de chauffage comme le thermostat "LAUDA".

8.3. Dispositifs de mesure

La qualité des mesures dépend de la précision des appareils. Les mesures effectuées au cours de l'expérimentation sont:

- des mesures thermiques,
- des mesures de débits et de vitesse,
- des mesures de pertes de pression.

8.3.1. Mesures de débit

La mesure de débit des deux fluides circulant dans l'échangeur à tubes concentriques se fait par des débitmètres électromagnétiques de type PICOMAG DMI 6530, dont le fonctionnement est basé sur la loi d'induction de FARADAY. Son principe est le suivant. On crée dans l'axe du débitmètre un champ magnétique par deux bobines. Le liquide électroconducteur s'écoulant perpendiculairement à ce champ, induit une tension proportionnelle à la vitesse d'écoulement suivant la loi:

$$U = f_c B V d \quad (8.1)$$

avec U: tension induite,
 f_c : facteur constant de l'appareil,
 B: intensité du champ magnétique,
 V: vitesse moyenne d'écoulement,
 d: diamètre de la conduite.

La tension induite est mesurée aux bornes de deux électrodes en contact avec le fluide.

Le débitmètre utilisé présente l'avantage que les mesures ne dépendent pas des propriétés physiques du fluide de travail ainsi que du profil des vitesses. La précision de la mesure est de l'ordre de 1% de l'étendue de mesure.

8.3.2. Mesure des températures

Les mesures de température d'entrée-sortie du fluide secondaire sont assurées par des thermocouples de type "K" chromel-alumel de 1 mm de diamètre, placés au cœur de l'écoulement. Deux sondes de platine branchées sur un thermomètre haute précision, indiquent les températures d'entrée-sortie du fluide primaire.

Les 43 thermocouples soudés au tube indiquent les températures de paroi de la veine de mesure. Tous ces thermocouples sont branchés à une centrale d'acquisition de données AOIP SAM 80. La figure 8.2. présente une vue de la veine d'essai.

Le système d'acquisition de données comprend:

- une centrale d'acquisition de 80 voies,

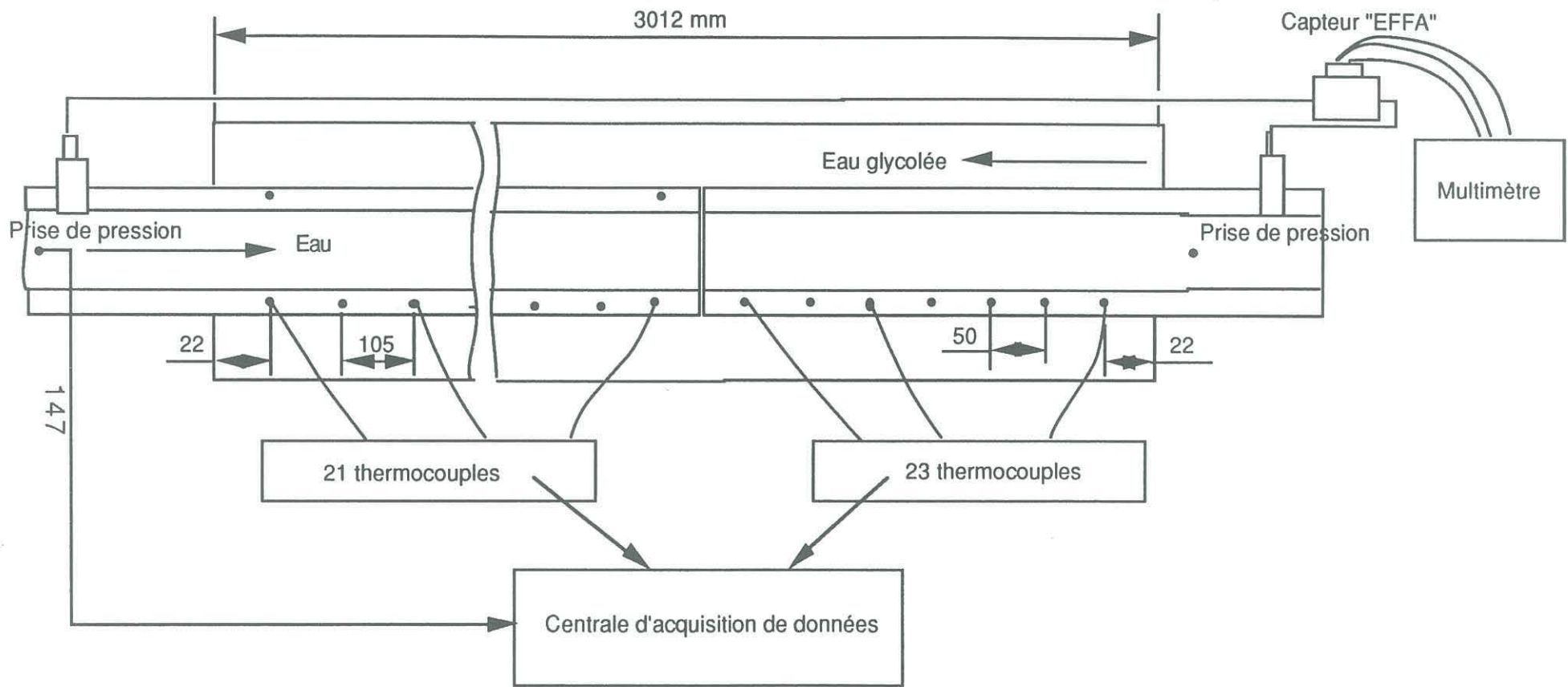


Figure 8.2. Schéma de la veine d'essai

- un micro-ordinateur PC ERICSSON 3111,
- un logiciel PCIS permettant de traiter et de gérer les informations.

Le système permet la restitution des données à partir du nom de fichier spécifié à l'appareil. Les principaux paramètres peuvent être affichés en continu sur l'écran de contrôle du micro ordinateur, ce qui permet de suivre en continu leur évolution au cours de l'essai.

8.3.3. Mesure de la pression

La mesure de la pression se fait à partir de deux prises de pression branchées l'une à 40 cm de l'entrée du tube, l'autre à 50 cm de la sortie du tube.

Deux systèmes de mesure sont branchés en parallèle:

- un manomètre en U (figure 8.1) pouvant mesurer jusqu'à 1150 mm d'eau, permet la mesure de faibles différences de pression que ne peut pas mesurer le second système; il permet également d'étalonner le capteur de pression,
- un capteur de pression "EFFA" modèle GA64/200E de gamme de mesure 0 ± 200 mbar (convertie en 0 ± 5 volts), fournit sur un multimètre un signal analogique en mv. Son principe de fonctionnement est décrit sur la figure 8.3. Le capteur est constitué d'une cellule divisée en deux chambres de volume égal. En fonction de la différence de pression existant entre les chambres, une membrane se déplace. Un capteur différentiel à courant de FOUCAULT, constitué de deux bobines mesure ce déplacement.

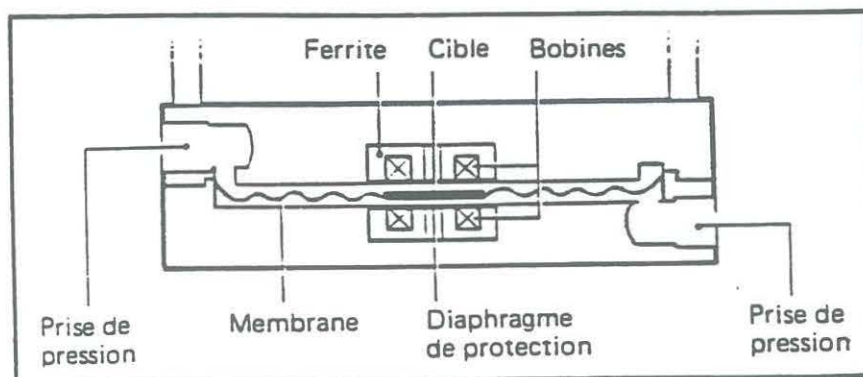


Figure 8.3. Schéma de fonctionnement du capteur "EFFA"

La précision annoncée par les constructeurs est meilleure que 1% de la mesure.

La figure 8.4 montre l'étalonnage de ce capteur qui présente un léger écart aux pressions élevées.

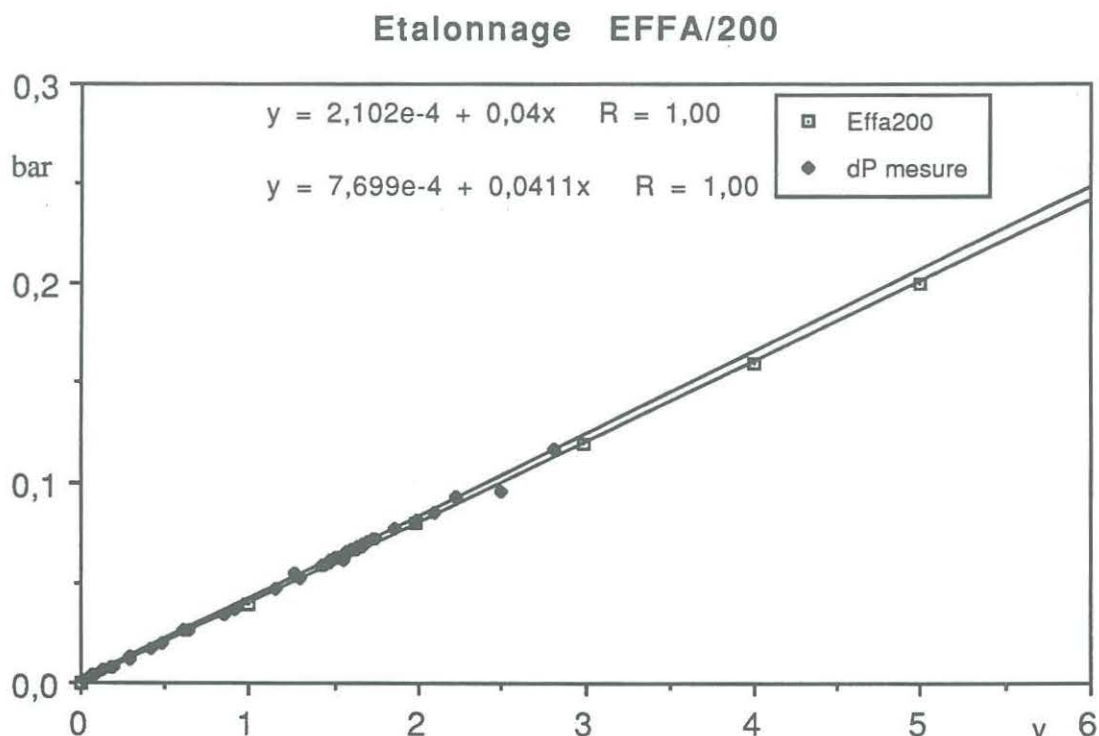


Figure 8.4. Etalonnage du capteur "EFFA"

8.3.4. Mesure du profil des vitesses

Pour connaître le profil des vitesses en sortie de la veine, la vélocimétrie Laser à effet Doppler a été utilisée. Cette technique nécessite que la canalisation, de même que le fluide soient transparents. Le fluide doit contenir des particules qui diffusent la lumière. Il est quelquefois nécessaire d'y introduire des particules.

Le principe de fonctionnement de la vélocimétrie Laser à effet DOPPLER est le suivant (figure 8.5): deux faisceaux issus d'un laser sont focalisés sur un même volume de contrôle où il se produit des franges d'interférence dont l'interfrange est déterminée par:

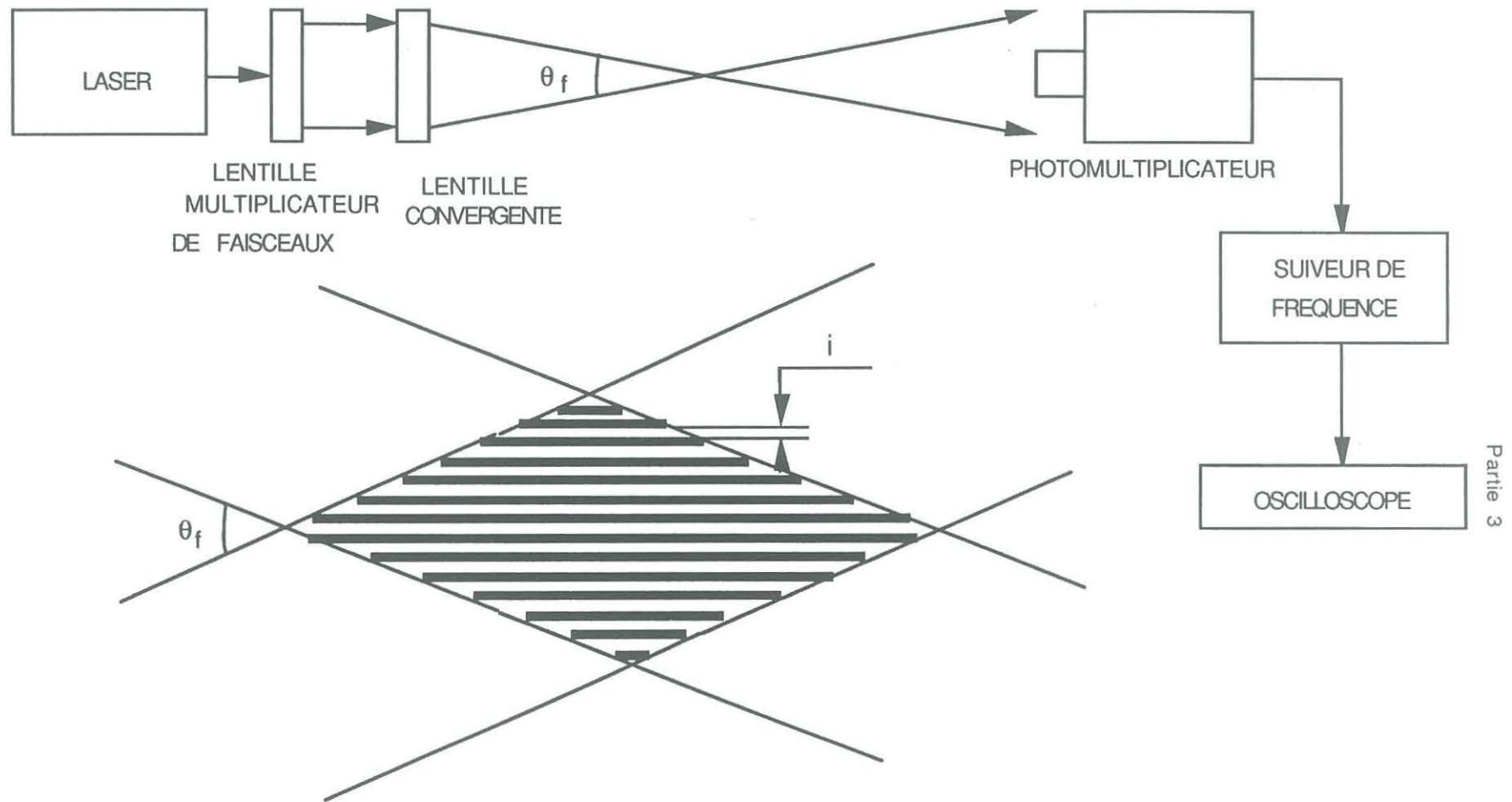


Figure 8.5. Principe de la vélocimétrie Laser

$$i = \frac{\lambda_f}{2 \sin(\theta_f/2)} \quad (8.2)$$

avec, λ_f , longueur d'onde de la lumière,
 θ_f , angle formé par les deux faisceaux.

Lorsque des particules entraînées par l'écoulement traversent la zone d'interférence, elles franchissent tour à tour des régions éclairées et des régions obscures. Elles diffusent ainsi de la lumière, qui est captée par un photomultiplicateur, et qui est modulée à une fréquence f_D (fréquence DOPPLER) fonction de la vitesse des particules et de l'interfrange:

$$f_D = \frac{V_z}{i} = \frac{2 V_z}{\lambda_f} \sin\left(\frac{\theta_f}{2}\right) \quad (8.3)$$

où, V_z , représente la composante de la vitesse du fluide perpendiculaire aux franges.

Le facteur multiplicatif: $\frac{\lambda_f}{2 \sin\left(\frac{\theta_f}{2}\right)}$ pour passer de la

fréquence à la vitesse (f_D en Mhz $\Rightarrow V$ en cm/s) vaut 1,717 dans le cadre de nos essais [81].

Le signal DOPPLER est converti par une chaîne de traitement dont l'élément essentiel est le suiveur de fréquence qui fait afficher automatiquement la valeur moyenne de V_z lorsque le facteur de calibrage correct est trouvé. Un oscilloscope permet de visualiser le signal qui doit dans ce cas faire apparaître des "bouffées" sur l'écran.

8.4. Difficultés rencontrées

8.4.1. Circuit primaire

Le circuit d'eau glycolée du laboratoire fonctionne correctement pour des études à température supérieure ou égale à

0°C. Pour des études en diphasique, demandant des températures voisines de 265 K, il n'arrive pas à descendre en température de façon suffisante. En fixant la température de consigne à 263 K par exemple, on obtient très souvent en entrée d'échangeur des températures comprises entre 272 et 265 K. Cette large gamme de variation a deux causes principales:

- lorsque le nombre d'utilisateurs dépasse trois, il est pratiquement impossible d'obtenir des températures d'environ 268 K,
- le système de renouvellement de l'air de la salle des machines s'avère insuffisant puisque le condenseur joue difficilement son rôle; lors d'une manipulation, le simple fait de pulvériser de l'eau sur cet organe a permis de baisser la température d'entrée de plus de 0,5 K en 10 mn.

Il serait intéressant d'augmenter le nombre de ventilateurs destinés à assurer le renouvellement de l'air ou de passer à un système de refroidissement à eau du condenseur.

8.4.2. Circuit secondaire

Le problème majeur du circuit secondaire est la stabilisation de la température d'entrée échangeur.

Pour réguler à une température en entrée de tube, le thermostat doit descendre en température de 0,8 à 1,2 °C en dessous de la valeur de consigne et ensuite remonter jusqu'à l'équilibre. Ce différentiel de température n'est pas favorable en changement de phase car très souvent (surtout pour les essais menés à contre-courant), le dépôt de glace s'observe avant que la température de consigne ne soit atteinte.

Ces réactions des deux circuits de la boucle n'ont pas permis des variations larges des paramètres expérimentaux.

8.5. Conclusion partielle

Ce chapitre a présenté la boucle dans son ensemble ainsi que les problèmes rencontrés lors de nos essais. Le chapitre suivant présentera les résultats expérimentaux.

CHAPITRE 9 RESULTATS EXPERIMENTAUX

La présente étude expérimentale a pour objectif d'analyser l'influence des divers paramètres de l'écoulement sur le dépôt de glace. Il sera présenté les résultats obtenus en co et contre courant. Cette expérimentation correspond à une forme d'encrassement particulièrement accessible.

9.1. Conditions expérimentales

Le but principal de ces essais est la détermination de la position de l'interface mobile, des champs de température et d'entropie dans la phase liquide du volume de contrôle.

9.1.1. Gamme de variation des paramètres

Le tableau 9.1. présente la gamme de variation des paramètres du fluide et de la paroi.

Paramètres	Valeur minimale	Valeur maximale
Re_D	500	5500
T_{ie}	3°C	5°C
T_p	-7°C	-2°C
T_p^*	0	2

Tableau 9.1. Gamme de variation des paramètres

La température de paroi T_p est obtenue en faisant une moyenne de toutes les températures de paroi mesurées. Compte tenu des difficultés signalées plus haut, il n'a pas été possible d'atteindre des valeurs élevées de $T_p^* = \frac{T_f - T_p}{T_{ie} - T_f}$.

9.1.2. Procédure expérimentale

Avant chaque campagne de mesures, la mise en température du système est nécessaire. Elle permet d'amener la température du fluide de travail à la température de consigne. Cette opération demande dix heures si le fluide primaire est utilisé pour aboutir à cette fin.

1 à 2°C avant d'atteindre la température de consigne du thermostat, la circulation du fluide primaire doit être coupé afin de lui permettre de descendre en température. Le cryoplongeur et le thermostat "Lauda" assurent à ce moment, la descente en température du fluide de travail. Lorsque la température du fluide secondaire tend vers celle de consigne, on met graduellement le fluide primaire en mouvement. A mi-débit, on coupe le cryoplongeur. La mise en marche brutale du circuit primaire, déstabiliserait le thermostat qui doit reprendre la régulation ce qui entraîne très souvent un dépôt prématuré de glace.

Les données stockées séquentiellement sur disque dur sont traitées et gérées par un logiciel adapté qui les formate pour qu'elles soient exploitées directement par les tableurs tels que: LOTUS, DBASE, SYMPHONIE. Il n'a pas été possible d'exploiter directement ces données sur le tableur Excel. Les données sont d'abord traitées sur l'éditeur MS-DOS: "Edit".

La température de sortie du fluide de travail, les températures du fluide primaire, les débits et les mesures de pression, sont notés au même instant que les températures de paroi. La fréquence d'acquisition de la centrale est choisie préalablement; l'intervalle de temps le plus courant entre deux saisies est de 300s.

9.2. Ecoulement en contre-courant

9.2.1. Evolution des températures de paroi

Les figures 9.1 à 9.4 montrent l'évolution des températures de paroi pour deux valeurs de la température d'entrée du fluide secondaire (5°C et 3°C) et deux valeurs du nombre de REYNOLDS (1500 et 2000). Ces courbes permettent de distinguer deux zones d'écoulement:

- une zone à températures de paroi presque constantes qui part de l'entrée de la veine d'essai à une distance dépendant de Re et de T_p^* ,

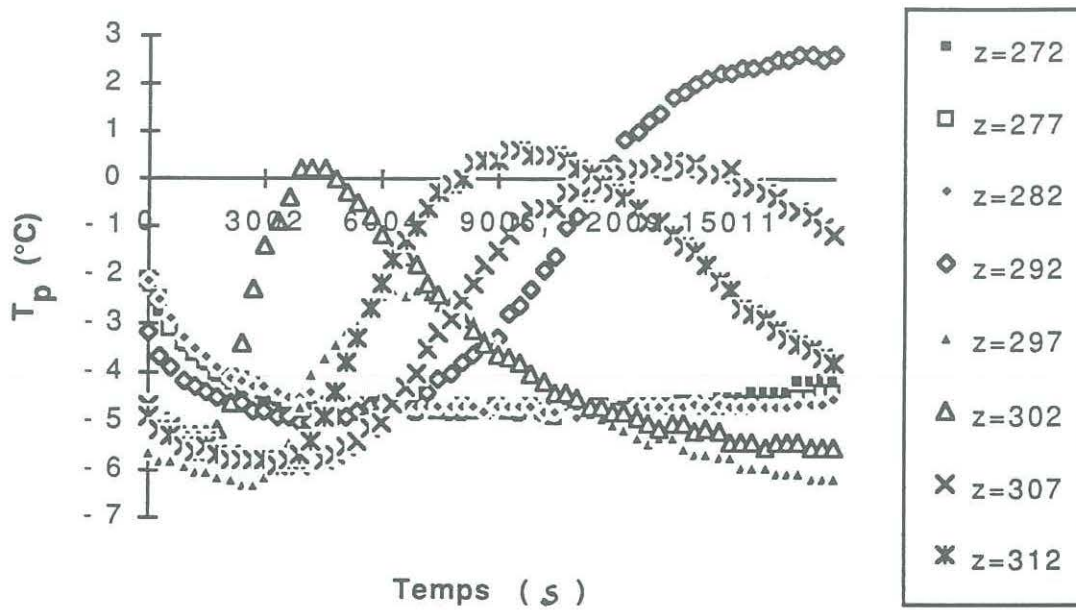


Figure 9.1. Températures de paroi en sortie de la veine d'essai pour $T_{ie} = 5^{\circ}\text{C}$; $Re = 1500$, fonction de la position axiale ($z = 272\text{-}312$ cm)

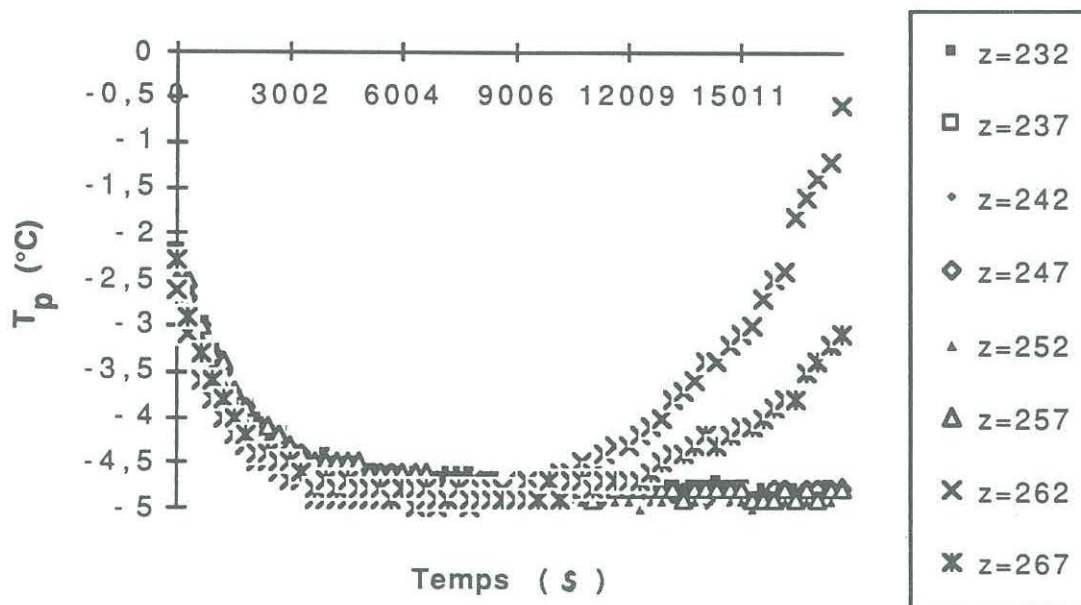


Figure 9.2. Températures de paroi en sortie de la veine d'essai pour $T_{ie} = 5^{\circ}\text{C}$; $Re = 1500$; fonction de la position axiale ($z = 232\text{-}267$ cm)

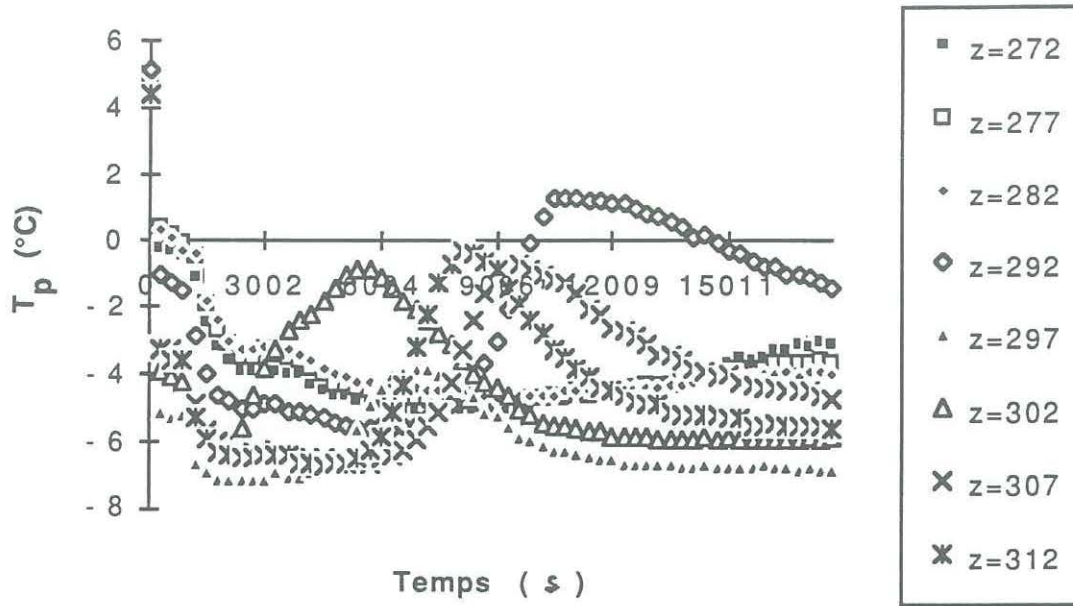


Figure 9.3. Températures de paroi en sortie de la veine d'essai pour $T_{ie} = 3^{\circ}\text{C}$; $Re = 2000$, fonction de la position axiale ($z = 272\text{-}312$ cm)

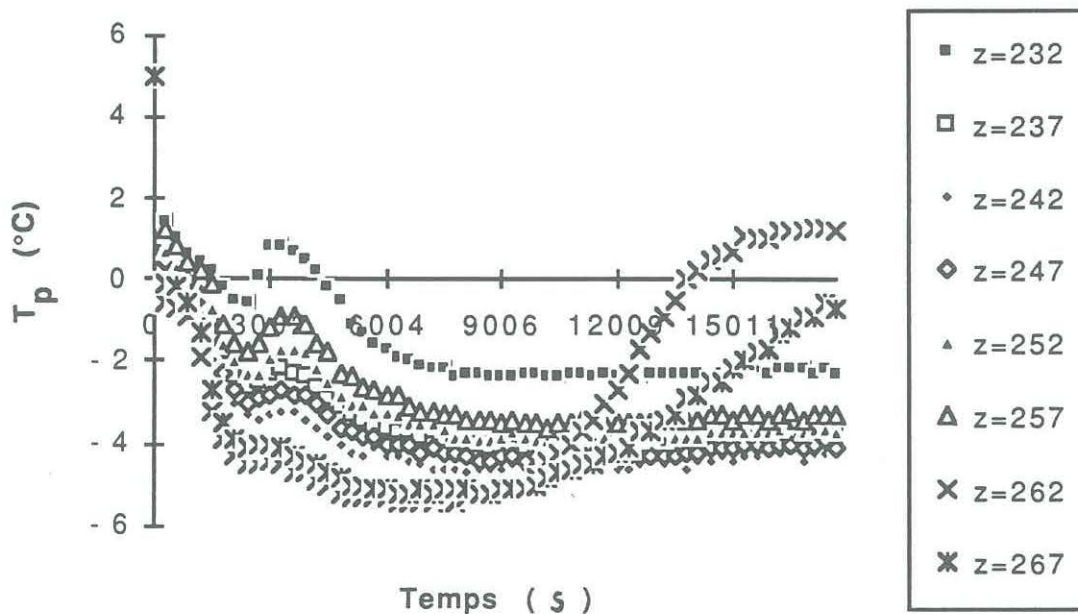


Figure 9.4. Températures de paroi en sortie de la veine d'essai pour $T_{ie} = 3^{\circ}\text{C}$; $Re = 2000$; fonction de la position axiale ($z = 232\text{-}267$ cm)

- une zone à températures de paroi fluctuante (passant par un maximum pour redescendre). Cette fluctuation des températures de paroi peut provenir des remous turbulents dans cette zone de l'écoulement; le fluide primaire entre perpendiculairement à la paroi d'échange.

9.2.2. Evolution de la pression

Le tableau 9.2 montre les valeurs de T_p^* obtenues en fonction du nombre de REYNOLDS. Les pertes de pression tendent vers l'infini lorsque le tube est bouché.

Ecoulement à contre-courant						
Re	$T_{ie}=3^\circ\text{C}$	T_p^*	$T_{ie}=4^\circ\text{C}$	T_p^*	$T_{ie}=5^\circ\text{C}$	T_p^*
500					Bouché	0,80
1000			Bouché	0,97	Bouché	0,52
1500	Bouché	0,56	Bouché	0,67	Dépôt	0,45
2000	Bouché	0,81	Bouché	0,62	Dépôt	0,46
2500	Bouché	0,52	Dépôt	0,42	Dépôt	0,34
2800	Dépôt	0,42			Dépôt	0,54
3000	Dépôt					
5000	Dépôt	0,25				

Tableau 9.2. Tableau récapitulatif sur les essais à contre-courant

Les figures 9.5 à 9.7 présentent l'évolution des pertes de pression en mm d'eau, en fonction de la température d'entrée du fluide de travail, et du nombre de REYNOLDS. On remarque que ces trois variables sont les paramètres prépondérants.

Comme il est dit plus haut, les essais menés en contre-courant ont été moins intéressants que ceux en co-courant à cause du dépôt prématuré de glace dans la conduite. Nous abordons dans le paragraphe suivant les essais en co-courant.

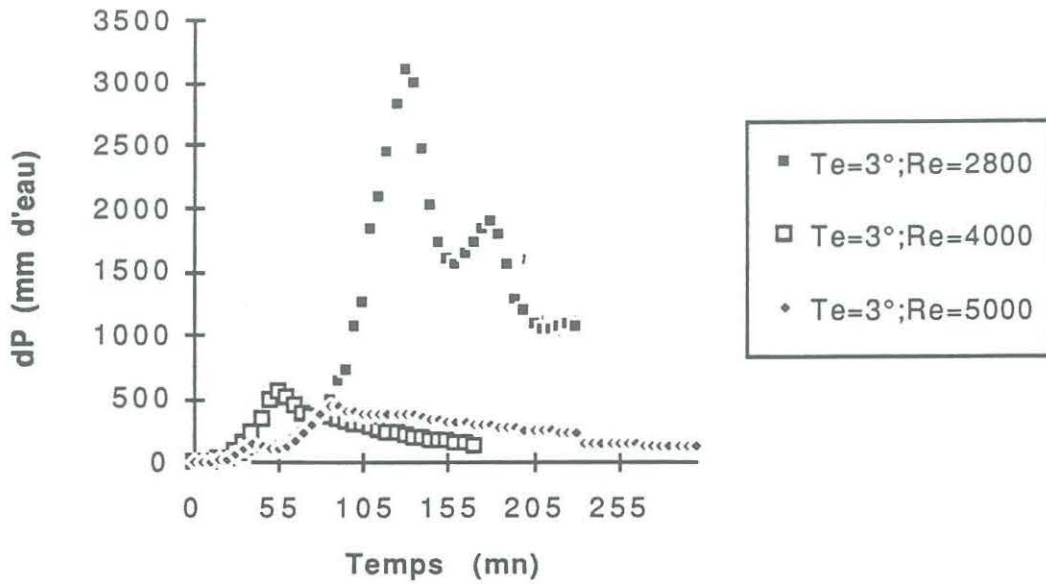


Figure 9.5. Evolution de la chute de pression en mm d'eau, en fonction du temps et du nombre de REYNOLDS pour $T_{ie} = 3^\circ\text{C}$

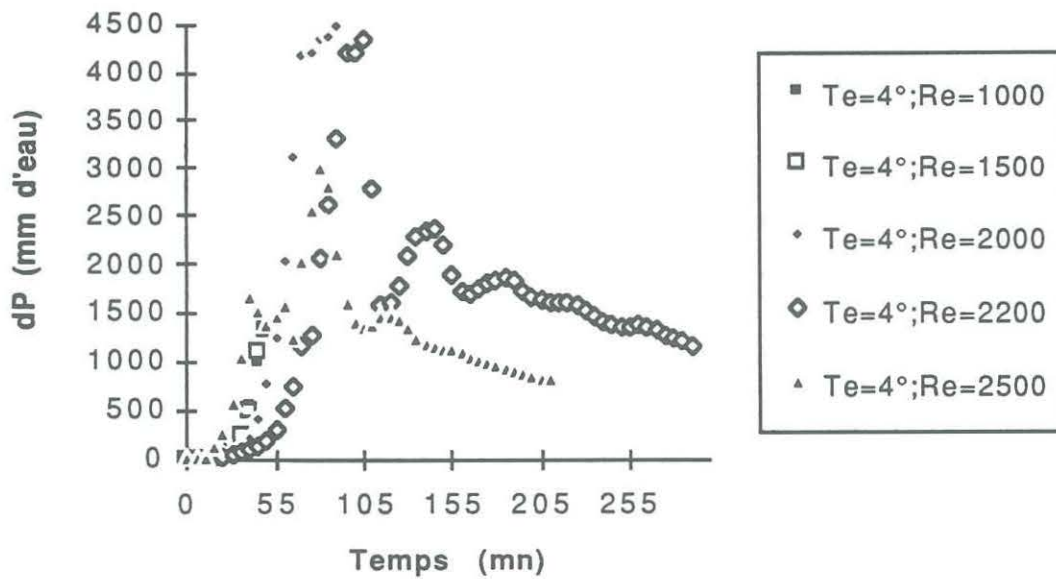


Figure 9.6. Evolution de la chute de pression en mm d'eau en fonction du temps et du nombre de REYNOLDS pour $T_{ie} = 4^\circ\text{C}$

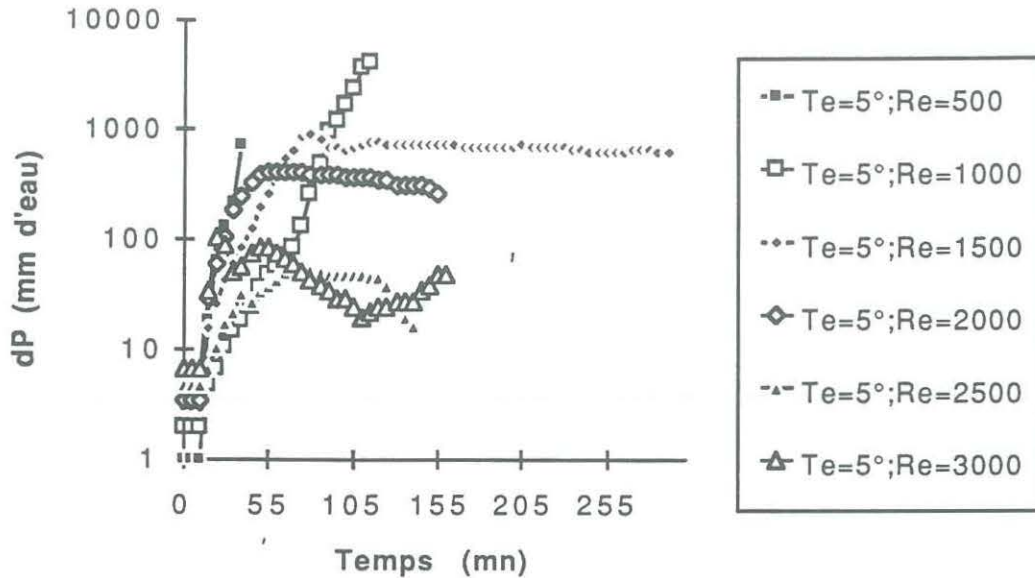


Figure 9.7. Evolution de la chute de pression en mm d'eau en fonction du temps et du nombre de REYNOLDS pour $T_{ie} = 5^{\circ}\text{C}$

9.3. Ecoulement en co-courant

9.3.1. Puissance échangée

L'analyse de la puissance échangée et des écarts de température permettent de distinguer quatre périodes au cours des essais (voir figures 9.8 et 9.9).

- La première période se caractérise par une chaleur sensible élevée dans le fluide de travail (fluide secondaire); ce qui explique les forts gradients axiaux de température observés au début des essais.
- la deuxième période se caractérise par une chute brutale de la chaleur sensible. Cette chute du flux indique en principe qu'un mince film de glace se forme dans la conduite mais le capteur de pression branché ne permet pas de le détecter.
- la troisième période indique un accroissement de la chaleur sensible pour compenser une diminution de la masse de glace déposée.

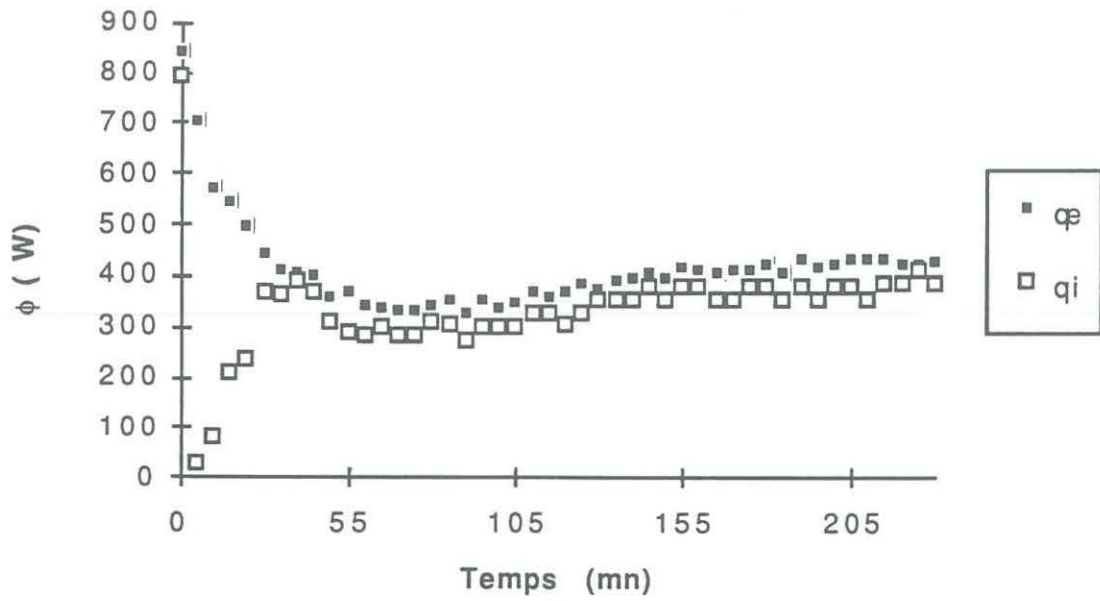


Figure 9.8. Flux de chaleur des circuits primaire et secondaire

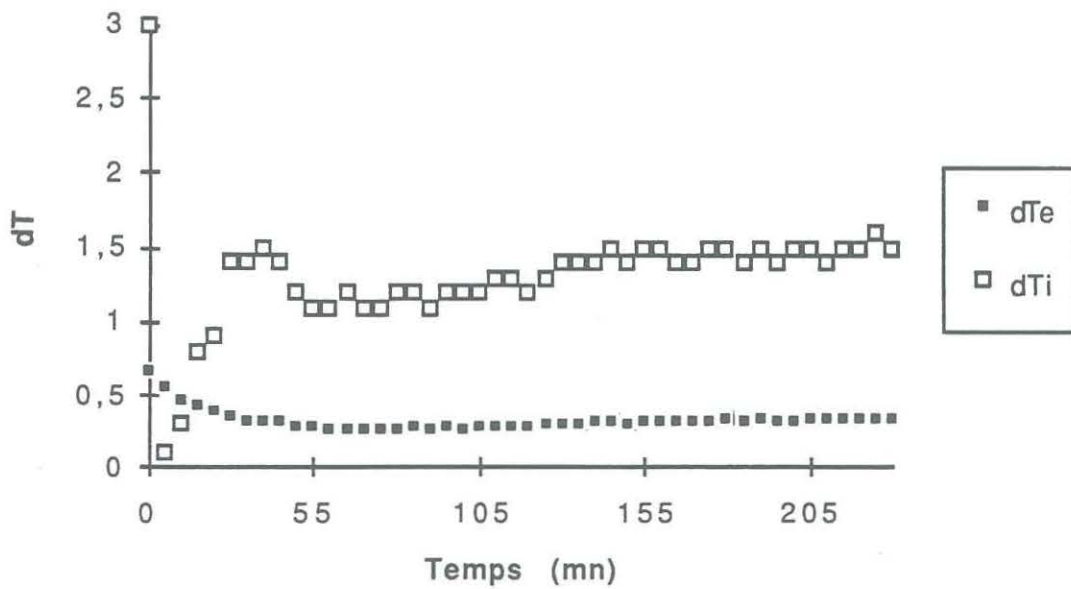


Figure 9.9. Evolution des différences de températures des circuits primaire et secondaire

- la quatrième période est caractérisée par une constance des différences des flux primaire et secondaire ce qui indique que le dépôt a atteint sa valeur maximale. Néanmoins, on remarque que la chute de pression due à une éventuelle fusion de la glace (figure 9.10) n'est pas perceptible à partir des différences de température mesurées et du débit qui est quasi constant à la précision des mesures près.

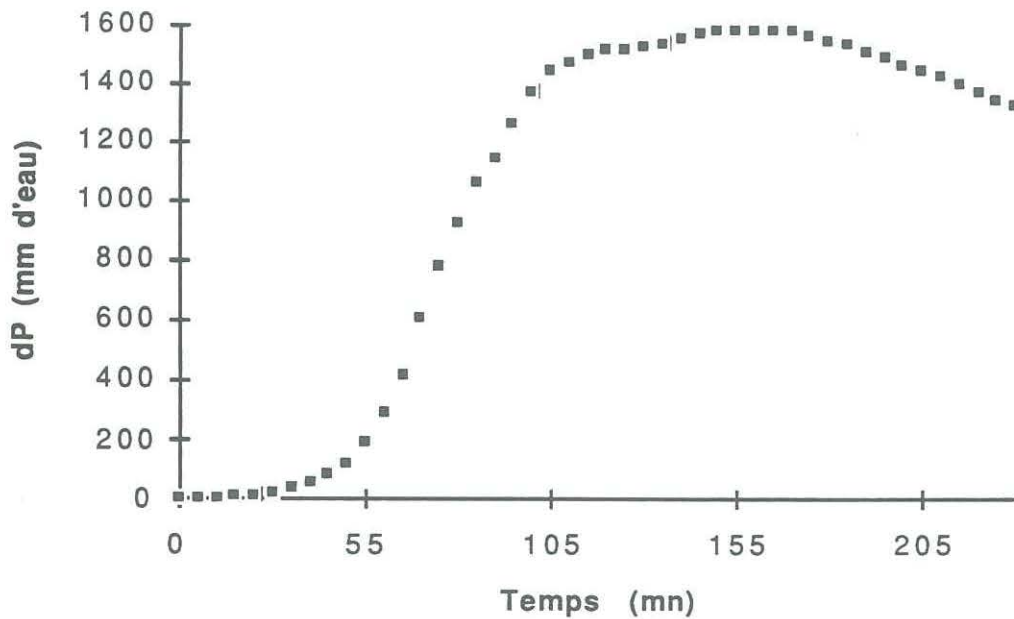


Figure 9.10. Perte de pression en mm d'eau dans le circuit secondaire

9.3.2. Influence de la température d'entrée et du Re

Les figures 9.11 et 9.12., montrent l'influence de la température d'entrée et du nombre de REYNOLDS du fluide de travail. Elles indiquent que l'augmentation du nombre de REYNOLDS et de la température d'entrée diminue la masse de glace déposée.

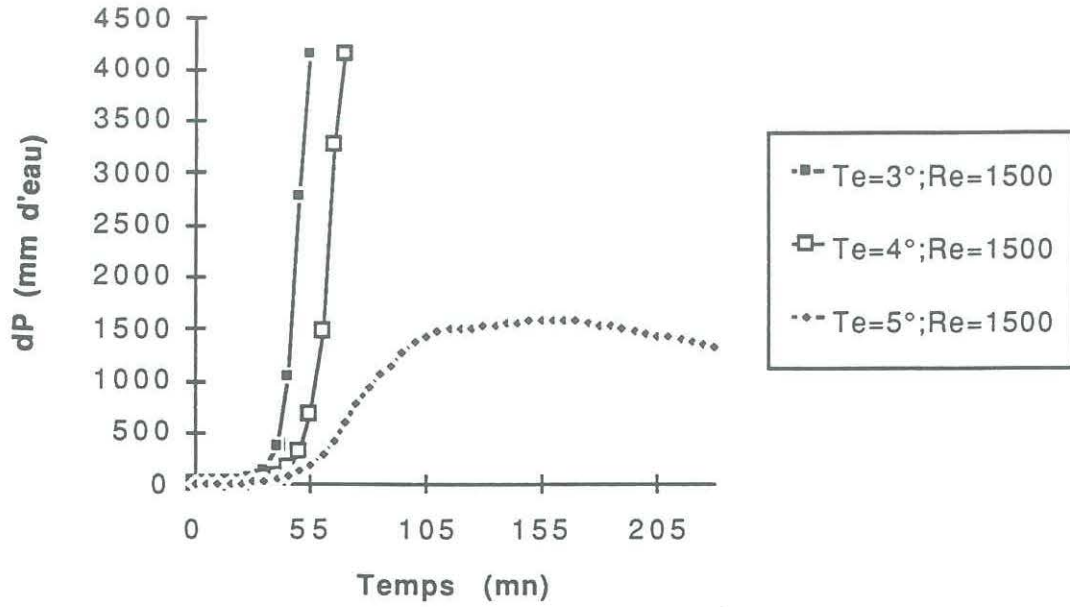


Figure 9.11. Influence de la température d'entrée sur la perte de charge du fluide secondaire

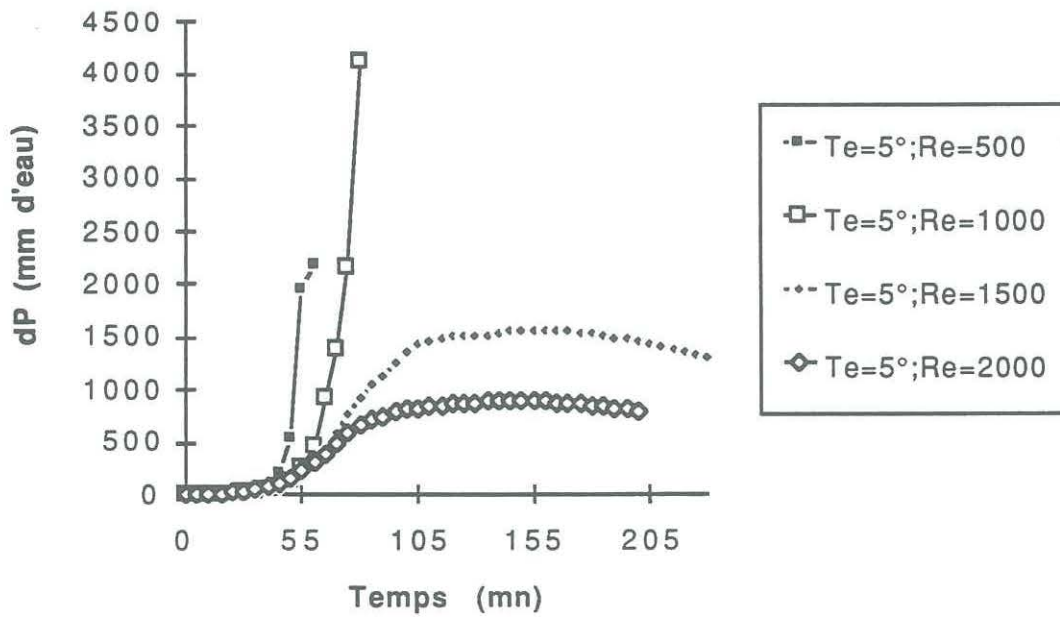


Figure 9.12. Influence du nombre de REYNOLDS sur la perte de charge du fluide secondaire

9.3.3. Influence de T_p^*

WEIGAND et BEER [40] ont montré pour un écoulement en conduite rectangulaire que la structure de la glace formée et le profil de l'interface glace-eau dépendaient de T_p^* et de Re (chapitre 2). La figure 9.13. montre les valeurs de T_p^* atteintes lors de nos essais.

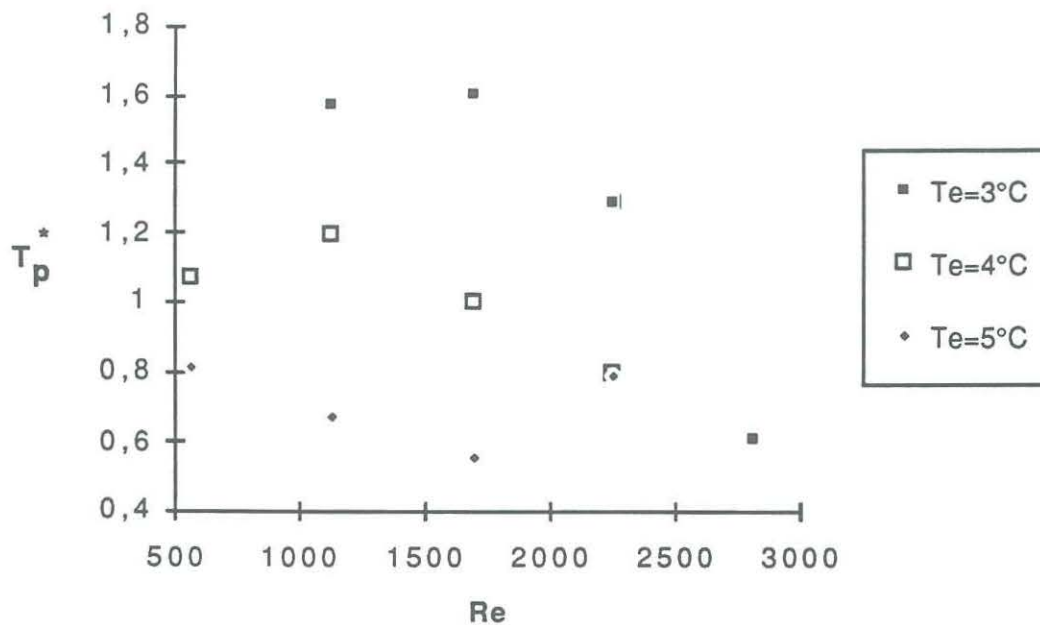


Figure 9.13. Valeurs de T_p^* obtenues en fonction de Re

9.3.4. Evolution des températures de paroi en co-courant

Afin de remédier aux oscillations des températures de paroi observées en contre-courant, nous avons fait des essais en co-courant.

Les figures 9.14 et 9.15 montrent qu'on observe les mêmes effets en sortie du tube sur une longueur d'environ 20 cm.

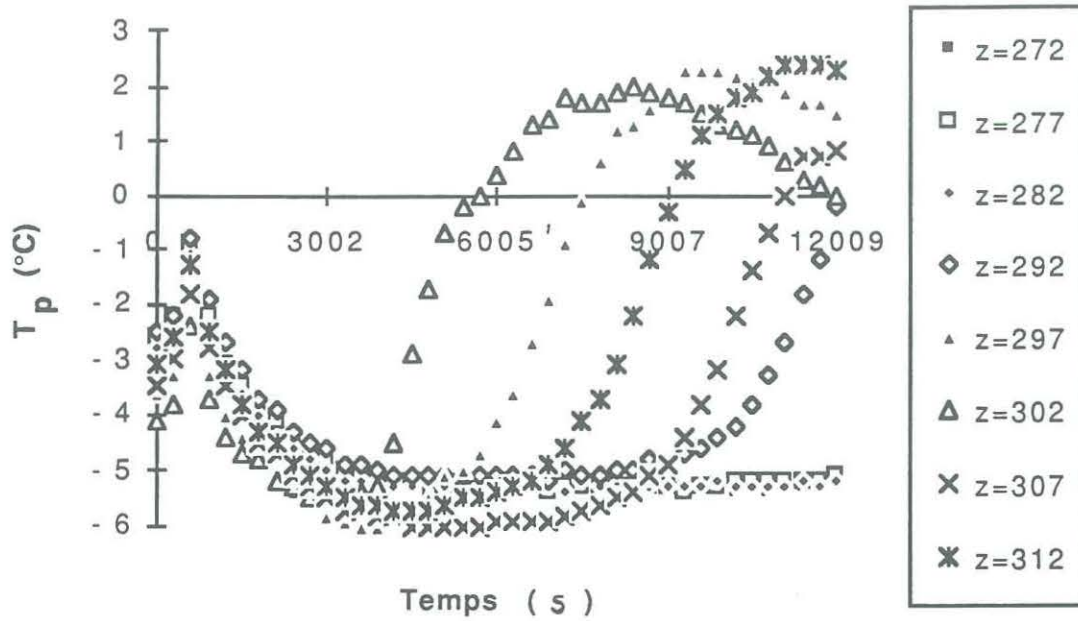


Figure 9.14. Températures de paroi en sortie de la veine d'essai pour $T_{ie} = 3^\circ\text{C}$; $Re = 2000$; en co-courant ($z = 272\text{-}312$ cm)

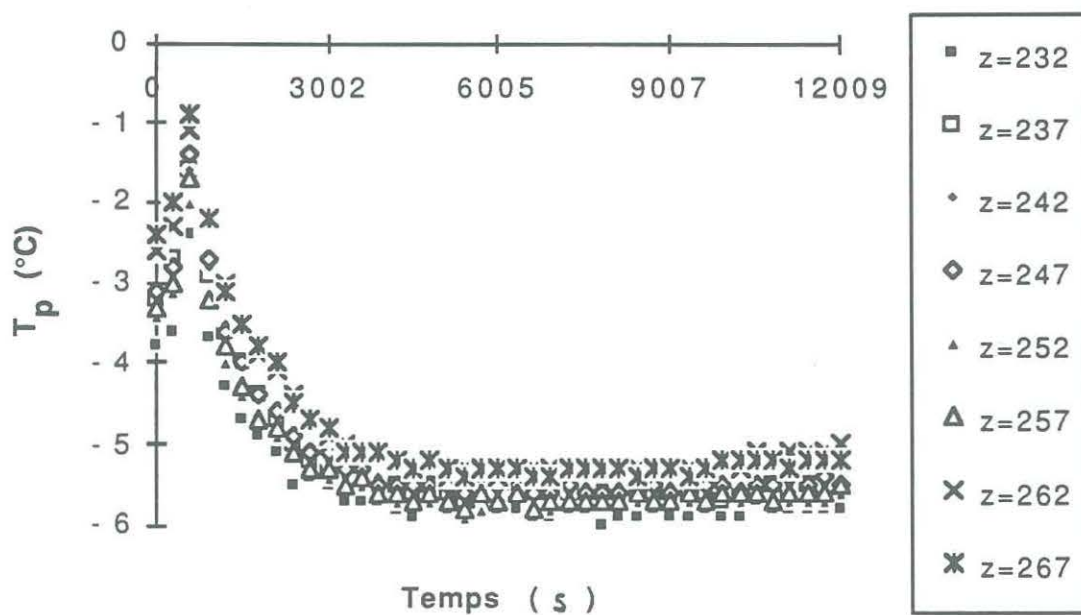


Figure 9.15. Températures de paroi en sortie de la veine d'essai pour $T_{ie} = 3^\circ\text{C}$; $Re = 2000$; $z = 232\text{-}267$ cm

Cela montre que les oscillations de température de paroi observées en contre courant n'étaient pas dues aux effets d'entrée du fluide primaire comme il a été supposé plus haut, mais à l'existence d'une zone turbulente dans le fluide secondaire traduisant une perturbation associée vraisemblablement à une forme particulière du dépôt.

Selon TODA et al [44], qui ont étudié la solidification de l'eau en conduite verticale, ces fluctuations des températures de paroi en sortie de la veine d'essai sont dues aux transferts turbulents de chaleur et l'épaisseur de glace formée dans cette zone est plus faible. Le profil de l'interface subit un saut de pente négative. Pour des valeurs élevées de T_p^* , cette pente peut tendre vers l'infini.

Au cours de nos essais, nous avons souvent remarqué en sortie un effet de jet de fluide accompagné de bulles d'air; c'est ce qui nous a motivé à mesurer le profil de vitesse en sortie.

9.4. Mesure des profils de vitesse

La vélocimétrie Laser à effet Doppler a été utilisée pour connaître le profil des vitesses en sortie du tube. Ce paragraphe montre la déformation du champ de vitesse en fonction de l'évolution du dépôt de glace en sortie de la veine.

La comparaison des profils se fera avec le profil étalon qui est celui obtenu pour un écoulement isotherme. Il est donné par la formule:

$$\frac{u}{V} = 2 \left(1 - \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right) \quad (9.1)$$

Les études menées par AZEVEDO [81] ont montré que l'écoulement est établi à l'entrée de la veine. Les présentes mesures ont été faites en sortie du tube.

Lorsque l'équation de continuité est vérifiée, le profil théorique de vitesse en laminaire devient:

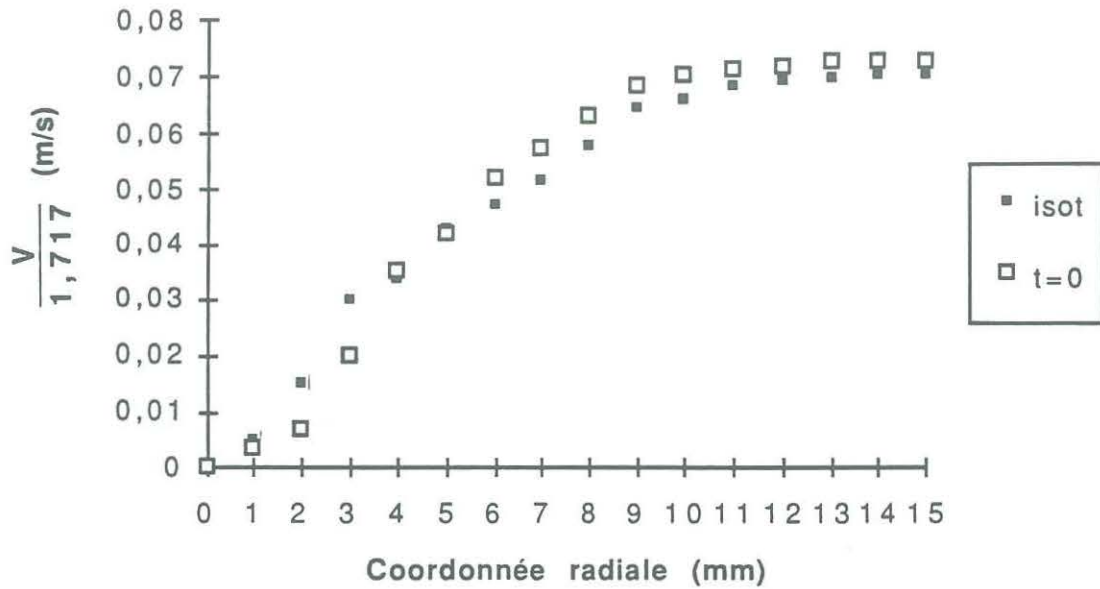


Figure 9.16. Profils de vitesse en isotherme, au début de l'essai pour $Re=1400$; $T_{ie} = 5^{\circ}C$

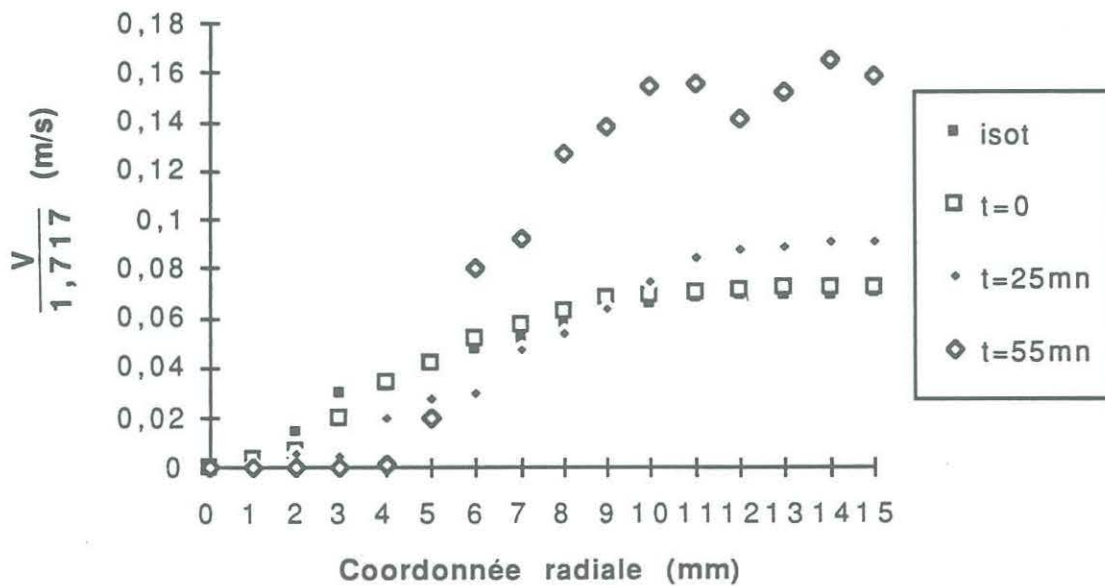


Figure 9.17. Profils de vitesse en isotherme, à l'état encrassé pour $Re=1400$; $T_{ie} = 5^{\circ}C$

$$\frac{u}{V} = 2 \left(\frac{R_f}{R} \right)^2 \left(1 - \left(\frac{r}{R_f} \right)^2 \right) \quad (9.2)$$

La figure 9.16 montre les profils de vitesse obtenus pour les conditions: $Re = 2000$; $T_{ie} = 5^\circ\text{C}$; $T_p^* = 0,5$ quand le dépôt n'est pas encore observé. On remarque un aplatissement de la courbe sur l'axe des abscisses aux environs de la paroi. Ce fait indique une modification du champ de vitesse dans la couche limite.

La figure 9.17 confirme enfin une déformation notable du champ de vitesse dans la couche limite et un mouvement de l'interface. Cette altération est beaucoup plus importante que celle qui correspondrait à une épaisseur moyenne de dépôt.

La déformation du champ de vitesse s'explique par deux raisons principales:

- le mouvement de l'interface mobile,
- le transfert de débit de la zone interfaciale vers le centre du tube.

Nous n'avons pas pu approfondir cette démarche visant à montrer l'existence d'une singularité en sortie du tube parce que les conditions expérimentales deviennent de plus en plus difficiles au fur et à mesure de l'évolution du dépôt de glace. La paroi externe devait être à chaque instant débarrassée de la vapeur d'eau de condensation et la présence de bulles d'air subissant des mouvements désordonnés en sortie du tube rendaient difficile toute prise de mesure. La méthode utilisée pour la mesure étant optique, les deux phénomènes précédents avaient une influence sur les faisceaux laser et ne permettaient plus la prise de mesures fiables. Il serait préférable d'utiliser dans ce cas une autre méthode non optique (le fil chaud par exemple).

9.5. Mesure de l'épaisseur du dépôt

La connaissance de l'évolution de l'épaisseur du dépôt dans le temps est primordiale et permet de déterminer la constante de temps utile pour la maintenance des échangeurs de chaleur.

Si en géométrie plane, elle paraît facile à déterminer, la difficulté semble plus grande en géométrie cylindrique interne surtout lorsque la surface d'échange est métallique.

L'épaisseur du dépôt sera estimée par deux approches:

- la première consistera à suivre dans le temps les paramètres thermiques,
- la seconde à suivre l'évolution des pertes de pression.

9.5.1. Epaisseur du dépôt déduite de données thermiques

9.5.1.1. Méthode des résistances thermiques en série

Nous avons dans ce cas considéré un coefficient d'échange h glace-eau de type SIEDER et TATE. Le système étudié revient à considérer les résistances en série.



Figure 9.18. Schéma électrique équivalent au système thermique

Le flux de chaleur reçu par l'eau glycolée est:

$$\phi = h_g A \Delta T_{LM} = K \Delta T_{LM} \quad (9.3)$$

avec, $K = h_{ge} A_e = h_{gi} A_i$

ΔT_{LM} , la différence de température moyenne logarithmique.

On dispose expérimentalement de $\phi(t)$ et $\Delta T_{LM}(t)$; on peut donc déterminer à chaque pas de temps la quantité $K(t)$ expérimentale.

On sait que:

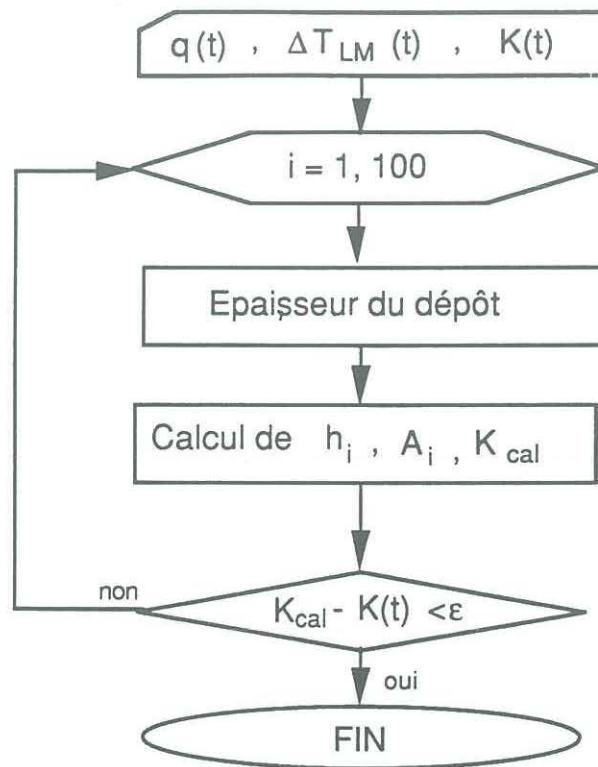


Figure 9.19. Organigramme de détermination de l'épaisseur à partir de K_{cal}

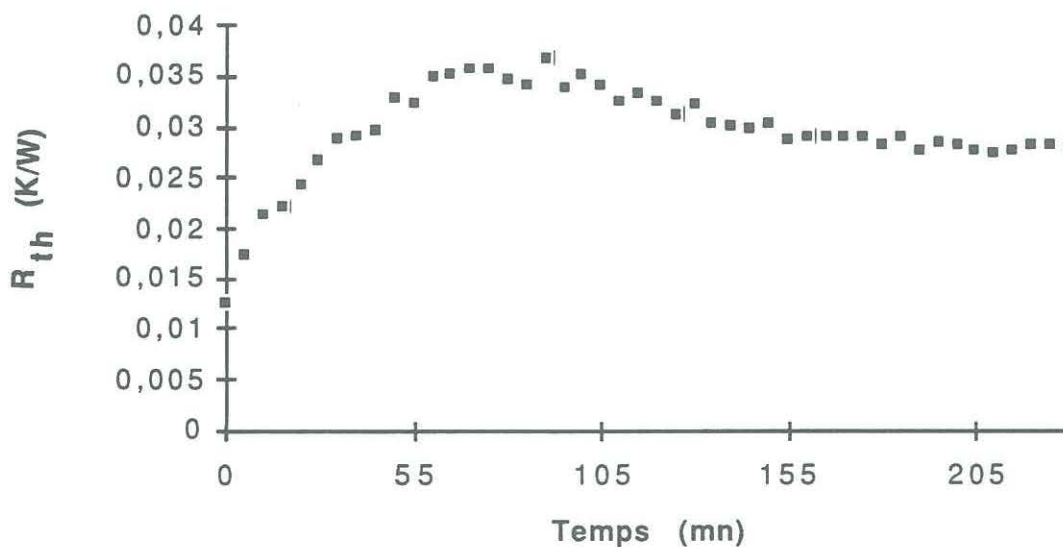


Figure 9.20. Evolution de la résistance thermique totale pour $Re = 1500$, $T_{ie} = 5^{\circ}\text{C}$.

$$K_d = \frac{1}{\frac{1}{h_e A_e} + R_{de} + R_p + R_{di} + \frac{1}{h_{id} A_{id}}} \quad (9.4)$$

avec, R_{de} , résistance thermique de l'encrassement externe négligée,

R_p , la résistance thermique de paroi qui est une constante,

$\frac{1}{h_e A_e}$, résistance thermique du fluide froid qui est une constante,

$$R_{di} = - \frac{\ln\left(1 - \frac{2 e_d}{d_i}\right)}{2 \pi L \lambda_{di}}$$

$\frac{1}{h_i A_i}$, résistance thermique du fluide chaud sera déterminer en tenant compte du fait que l'épaisseur du dépôt influence à la fois h_{id} et A_{id} . Ces expressions ont déjà été considérées dans la partie 2.

L'organigramme de la figure 9.19 montre la procédure utilisée pour la détermination de l'épaisseur de glace.

La figure 9.20 indique l'évolution de la résistance thermique totale expérimentale obtenue en présence de glace en fonction du temps. L'épaisseur de dépôt estimée; e_{dca} se retrouve sur la figure 9.22.

9.5.1.2. Méthode classique de détermination de l'épaisseur

Cette méthode permet la détermination directe de l'épaisseur du dépôt à partir de l'expression:

$$R_{di} = \frac{1}{K_d(t)} - \frac{1}{K_0(t=0)} = - \frac{\ln\left(1 - \frac{2 e_d}{d_i}\right)}{2 \pi L \lambda_{di}} \quad (9.5)$$

avec, $K_0(t=0)$, $K_d(t)$, respectivement coefficient d'échange global à l'état propre et encrassé.

L'épaisseur estimée par cette méthode: e_{dcd} se retrouve à la figure 9.22.

9.5.1.3. Détermination d'un dépôt moyen de glace

A partir du bilan thermique:

$$\dot{m}_e c_{p_e} \Delta T_e = \dot{m}_i c_{p_i} \Delta T_i + \dot{m}_g \Delta H_g \quad (9.6)$$

on détermine la masse de dépôt et son épaisseur par:

$$\dot{m}_g = \frac{\dot{m}_e c_{p_e} \Delta T_e - \dot{m}_i c_{p_i} \Delta T_i}{\Delta H_g} \quad (9.7)$$

$$e_d = \frac{\dot{m}_g}{\pi \rho L d_h} \quad (9.8)$$

L'épaisseur du dépôt a été déterminée dans un premier temps en itérant à chaque pas de temps sur la nouvelle expression de d_h .

Cette méthode ne donne pas des épaisseurs satisfaisantes (épaisseur supérieure au rayon du tube). Nous avons alors préféré déterminer une épaisseur moyenne: e_{dmoy} à partir des masses cumulées dans le temps. On retrouve la courbe sur la figure 9.22.

9.5.2. Epaisseur du dépôt déduite des pertes de pression

9.5.2.1. Détermination de l'épaisseur à partir du débit et du coefficient de frottement

En considérant que les pertes de pression singulières sont négligées, l'épaisseur du dépôt est estimée à l'aide de l'expression suivante des pertes de pression régulières déduite de l'expression 4.11:

$$\Delta P = \frac{3,242 c_f 1,273^\beta L \dot{m}^{(\beta+2)}}{\rho \mu^\beta d_{hd}^{(\beta+5)}} \quad (9.9)$$

avec, $f = c_f Re^\beta$: le coefficient de frottement.

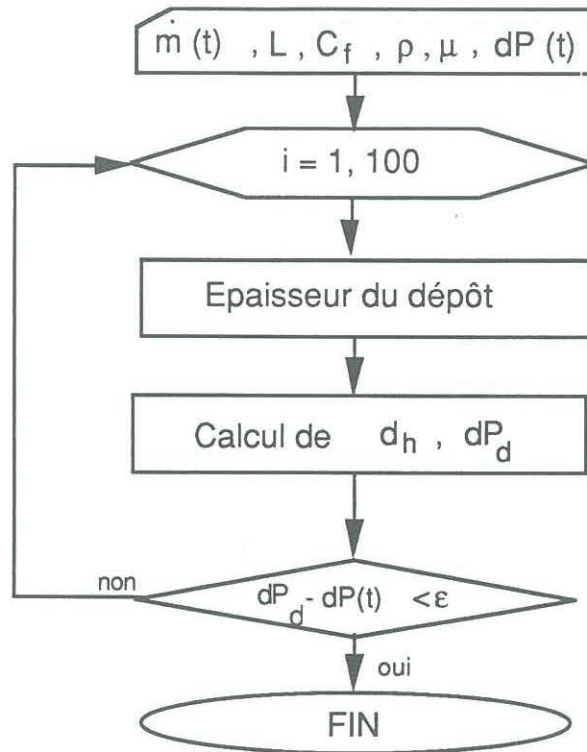


Figure 9.21. Organigramme de détermination de l'épaisseur à partir de ΔP_d et de $\Delta P(t)$

La procédure utilisée pour déterminer l'épaisseur: e_{dpf} est analogue à la précédente (paragraphe 9.5.1.1.). Elle est représentée sur la figure 9.21. Le test d'arrêt se faisant entre ΔP_d calculée et la perte de charge mesurée expérimentalement.

9.5.2.2. Epaisseur estimée à partir de la perte de pression mesurée

Avec un dépôt uniforme, on peut directement connaître l'épaisseur par la formule [21]:

$$e_{dpp} = \frac{d}{2} \left(1 - \frac{\Delta P_0}{\Delta P_d} \right) \quad (9.10)$$

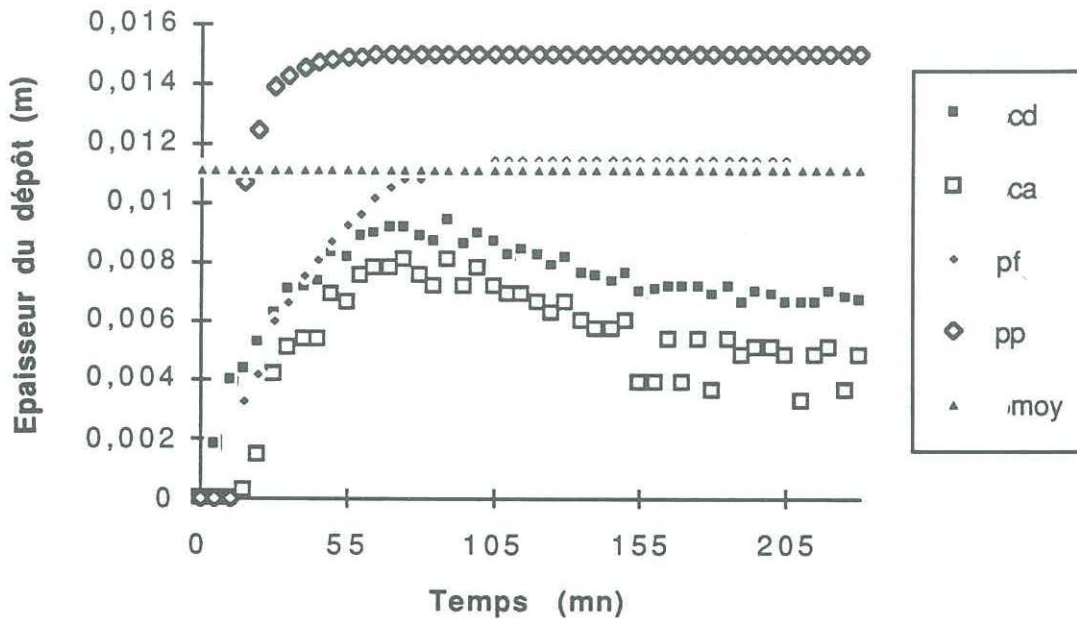


Figure 9.22. Evolution de l'épaisseur du dépôt estimée selon les diverses approches

Il ressort de la figure 9.22 que les pertes de charge singulières ne peuvent pas être négligées. En dehors du profil de l'interface qui n'est pas souvent lisse, il existe une singularité à l'entrée (effets d'entrée) et une à la sortie (due aux transferts turbulents régnant dans cette zone).

9.6. Dégradations d'énergie

Ce paragraphe rapporte les dégradations d'énergie thermique et mécanique dans le fluide en fonction du temps. Ces dégradations ont été directement obtenues à partir des données expérimentales et des relations de définition (5.3). La figure 9.23 présente les dégradations thermiques et mécaniques pour $Re = 1500$, cas où le débit est conservé. Les courbes montrent qu'au début de l'expérience, les dégradations mécaniques sont presque inexistantes. L'influence des pertes de charge devient importante

au bout d'un temps d'environ 50 mn, qui marque un palier d'augmentation des dégradations d'énergie mécanique.

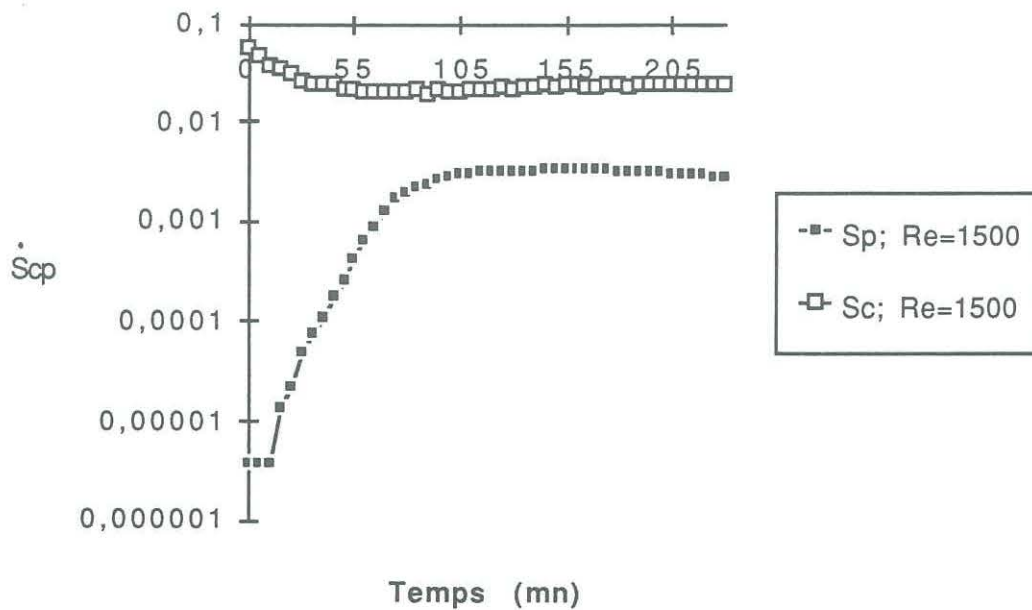


Figure 9.23. Dégradations d'énergie thermiques et de pertes de pression; $Re = 1500$

9.6. Conclusion partielle

Il ressort de ces résultats expérimentaux que les températures d'entrée et de paroi, (donc le paramètre T_p^*) et le nombre de REYNOLDS influencent fortement le dépôt de glace dans la conduite.

Cette première approche d'évaluation des dégradations d'énergie montre que les dégradations par pertes de charge calculées à l'aide des pertes de pression mesurées augmentent alors que celles dues aux transferts thermiques sont presque stationnaires.

La partie suivante présentera une confrontation des résultats expérimentaux avec le modèle entropique développé dans ce mémoire.

PARTIE 4 COMPARAISON DES RESULTATS
EXPERIMENTAUX ET DE LA MODELISATION

PARTIE 4 COMPARAISON DES RESULTATS EXPERIMENTAUX ET DE LA MODELISATION

Introduction

Les parties précédentes ont présenté le modèle entropique d'encrassement ainsi que les résultats expérimentaux. Dans la présente partie du rapport, après avoir présenté les différentes techniques de mesure possibles de l'épaisseur du dépôt, nous procéderons à la comparaison de la modélisation avec les résultats expérimentaux.

CHAPITRE 10. ANALYSE ET COMPARAISON DE L'ÉPAISSEUR DU DÉPÔT EXPÉRIMENTALE ET THÉORIQUE.

Ce chapitre rapporte les résultats expérimentaux et numériques relatifs aux épaisseurs de dépôt. Il présente la comparaison des diverses approches développées.

La connaissance du type d'évolution du dépôt est utile pour établir un programme d'entretien et de maintenance des échangeurs de chaleur. Plusieurs techniques sont utilisables pour mesurer l'évolution de l'épaisseur du dépôt.

10.1. Techniques de mesure de l'épaisseur du dépôt

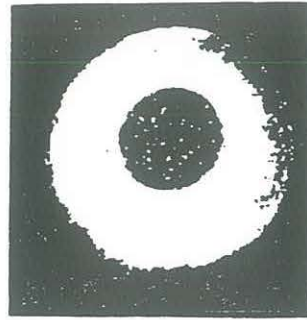
Les techniques de mesure de l'épaisseur du dépôt dépendent de sa structure, de l'écoulement, et la géométrie de l'échangeur de chaleur.

10.1.1. Photographie de la veine d'essai

Cette technique a été utilisée par plusieurs auteurs [40,43,46,49,62,63] quelque soit la géométrie de l'échangeur. Elle paraît la plus simple à mettre en œuvre. Elle consiste à photographier l'écoulement à partir d'une paroi transparente; après analyse des clichés obtenus en fonction du temps, on en déduit l'évolution de l'épaisseur du dépôt.

La technique est facilement applicable en géométrie plane et en écoulement externe tube. Elle présente plus de difficultés en géométrie cylindrique interne.

La figure 10.1 présente des photographies d'écoulement obtenues par HIRATA [43] où une fenêtre d'observation placée en sortie de la veine permet une visualisation du phénomène de dépôt. Sur ces photographies, les régions claires indiquent le dépôt de glace. Cette technique, utilisée en tube interne ne peut pas permettre une étude locale de la croissance du dépôt.



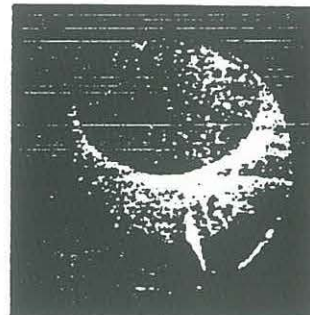
(a) $Re_D = 1360$
 $Gr_D = 7630$
 $T_1 = 6.0\text{ }^\circ\text{C}$



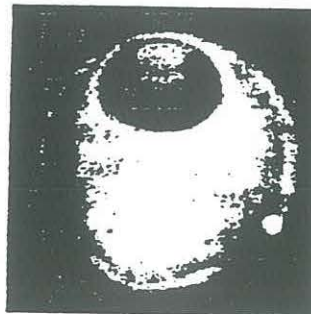
(b) $Re_D = 694$
 $Gr_D = 10,000$
 $T_1 = 6.5\text{ }^\circ\text{C}$



(c) $Re_D = 1040$
 $Gr_D = 28,600$
 $T_1 = 8.5\text{ }^\circ\text{C}$



(d) $Re_D = 179$
 $Gr_D = 30,300$
 $T_1 = 10.5\text{ }^\circ\text{C}$



(e) $Re_D = 377$
 $Gr_D = 51,400$
 $T_1 = 11.0\text{ }^\circ\text{C}$

Figure 10.1. Photographies du profil de glace obtenues par HIRATA [43] en fonction de la température d'entrée T_1 et des nombres de REYNOLDS et de GRASHOF, en conduite cylindrique interne

10.1.2. Méthode capacitive de détection d'un dépôt

Cette méthode est basée sur le fait que la constante diélectrique des deux condensateurs formés entre deux plaques métalliques est une fonction de la coordonnée de leur interface d_f . Elle est utilisée pour la détection de dépôt comme le givre, la glace [82].

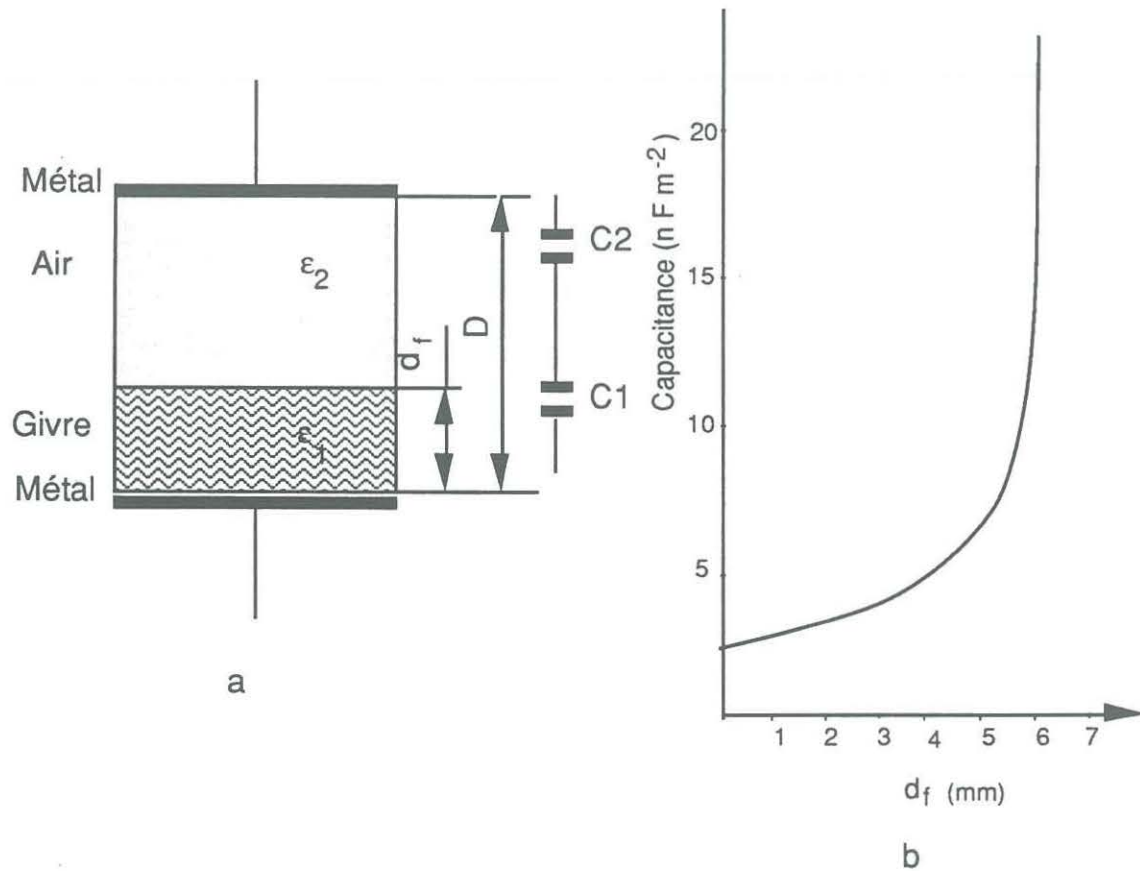


Figure 10.2. a) Condensateurs formés par le givre et l'air; b) Capacitance en fonction de la coordonnée de l'interface.

La figure 10.2 montre le principe de la méthode. Elle indique la variation de la capacitance en fonction de l'évolution de l'interface. La détection se fait par un pont capacitif qui est équilibré soit par l'air (plaques du condensateur propres), soit par le givre.

La capacitance C du système est donnée par la formule:

$$C = 4 \pi \varepsilon_0 \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_2 d_f + \varepsilon_1 (D - d_f)} \quad (10.1)$$

avec ε_0 , la constante diélectrique du vide initial entre les deux plaques,

$\varepsilon_1, \varepsilon_2$, les constantes diélectriques des deux condensateurs formés lorsque l'interface devient mobile,

D , la distance entre les plaques,

d_f , la coordonnée transversale de l'interface.

Il existe d'autres méthodes de détection:

- la détection par variation de pression d'air; l'augmentation de l'épaisseur du dépôt augmente les pertes de charge donc les difficultés à mouvoir le fluide du circuit,
- la détection par sondes à neutrons où le film de givre ou de glace est détecté à partir des doses d'hydrogène qu'il renferme.

10.1.3. Méthodes basées sur les ultrasons

La méthode de mesure par ultrasons est basée sur le fait que les ultrasons peuvent se propager dans n'importe quel milieu sauf l'air. Le principe de fonctionnement est le suivant: on envoie à partir d'un transducteur des ultrasons vers une cible qui en retour renvoie un écho. La fréquence de l'écho réémis dépend de la distance parcourue par le rayon réfléchi et de la célérité des ultrasons. La méthode est facilement utilisable en géométrie plane [34].

La figure 10.3 montre le principe de fonctionnement d'un tel appareil.

Remarque

La gammamétrie est une méthode utilisant le rayonnement ionisant pour permettre de localiser l'interface à partir des différences de densités entre les deux phases. Elle est moins précise que les ultrasons.

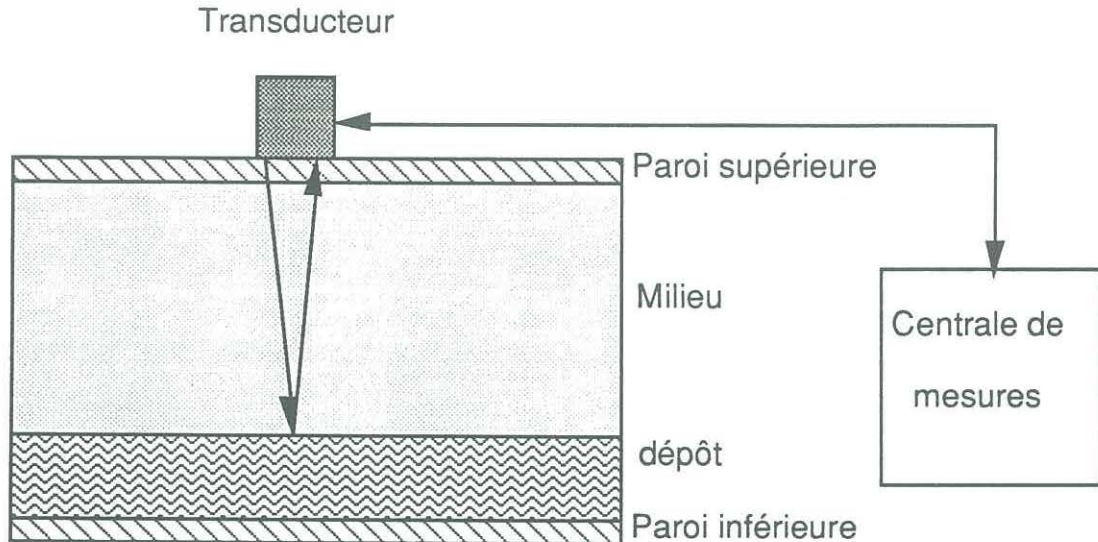


Figure 10.3. Principe de fonctionnement du capteur à ultrasons

10.2. Estimation de l'épaisseur du dépôt

Les méthodes citées plus haut sont directes parce qu'elles permettent de connaître directement l'épaisseur. Lorsque ce paramètre s'obtient à partir de mesures telles que les débits, les températures, les pertes de pression, elles sont indirectes.

La difficulté de pouvoir utiliser des méthodes directes en écoulement interne tube, amène à opter pour des méthodes indirectes de détermination de l'épaisseur de glace à partir de mesures directes aux bornes de l'échangeur.

La méthode indirecte thermique consiste à réaliser un bilan thermique aux bornes de l'échangeur par l'intermédiaire des mesures de température d'entrée et de sortie des fluides, et d'une mesure d'au moins un débit.

La méthode indirecte mécanique quant à elle, permettra de suivre l'évolution du dépôt, à partir de l'évolution des pertes de pression mesurées aux bornes de la veine d'essai.

10.2.1. Evolution du coefficient d'échange global

Nous présentons ici, trois essais dont le débit massique se conserve tout au long de la manipulation en co-courant. Les paramètres des trois essais sont:

- $Re = 1500$; $T_{ie} = 5^{\circ}\text{C}$; $T_p = -4,50^{\circ}\text{C} \Rightarrow T_p^* = 0,90$,
- $Re = 2000$; $T_{ie} = 5^{\circ}\text{C}$; $T_p = -4,60^{\circ}\text{C} \Rightarrow T_p^* = 0,92$,
- $Re = 2500$; $T_{ie} = 3^{\circ}\text{C}$; $T_p = -2,69^{\circ}\text{C} \Rightarrow T_p^* = 0,90$.

Les trois essais ont une valeur du paramètre adimensionnel très voisin de $T_p^* = 0,90$; il s'agira alors d'étudier l'influence du nombre de REYNOLDS sur le coefficient d'échange global.

Les figures 10.4 et 10.5 montre que le nombre de REYNOLDS influence le coefficient d'échange global par l'intermédiaire du coefficient d'échange par convection interne et du dépôt de glace. On remarque que l'augmentation de Re entraîne une augmentation de K .

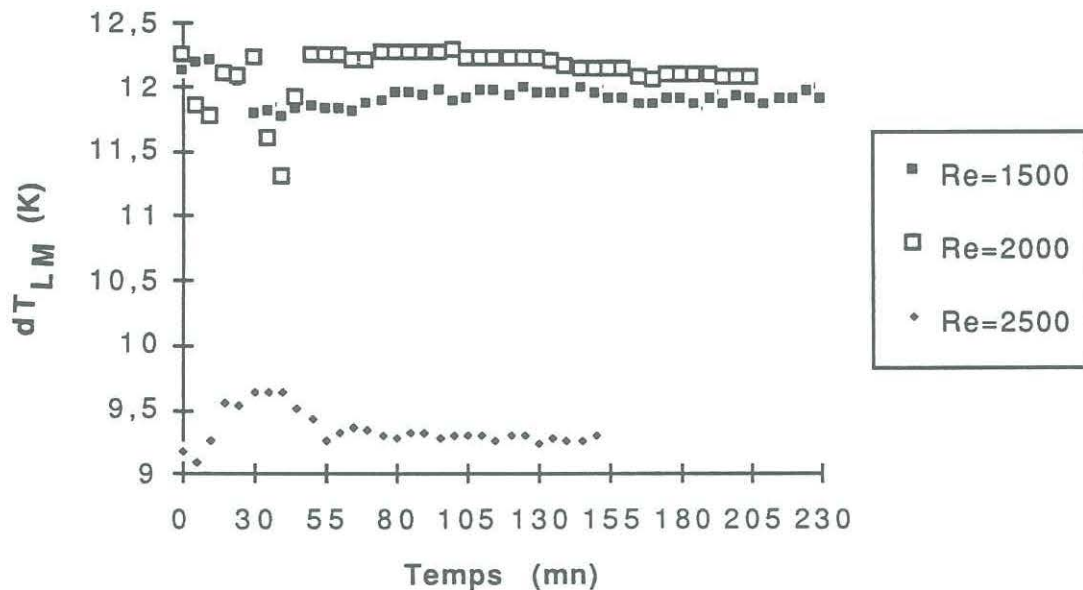


Figure 10.4. Evolution de la différence de température moyenne logarithmique en fonction du temps et du nombre de REYNOLDS

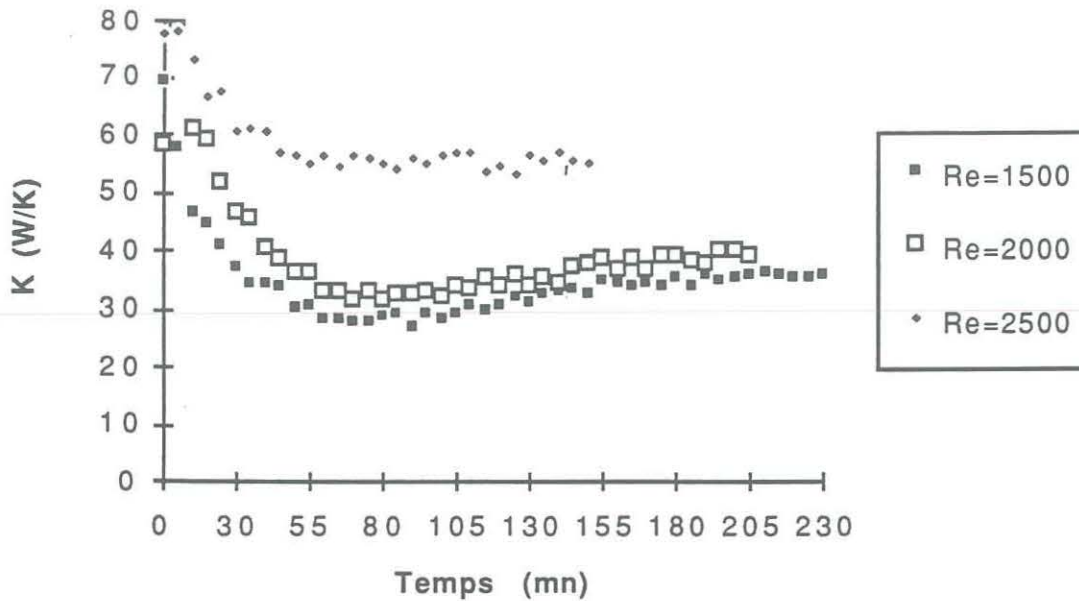


Figure 10.5. Evolution du coefficient de transfert de chaleur global en fonction du temps et du nombre de REYNOLDS

10.2.2. Comparaison des profils de l'interface obtenus par la modélisation avec les résultats déduits d'expérience

Dans ce paragraphe, on compare les profils de l'interface obtenus numériquement avec ceux obtenus par les méthodes indirectes thermiques et de pertes de pression présentées au chapitre précédent. (R_{fcd}^* , R_{fca}^* respectivement pour le produit

$A_{id} \cdot h_{id}$ constant, et variant avec l'évolution du dépôt; R_{fpf}^* , R_{fpp}^*

respectivement en ne considérant que les pertes de pression par frottement et en utilisant l'expression 9.9).

Le profil numérique étant déterminé en régime dynamique stationnaire, il sera pris une moyenne pondérée de ce profil pour caractériser la valeur asymptotique, c'est à dire le rapport:

$$R_{f\text{moy}}^* = \frac{\sum_{i=1}^{imax+1} (R_f^*)_i (z^*)_i}{\sum_{i=1}^{imax+1} (z^*)_i} \quad (10.1)$$

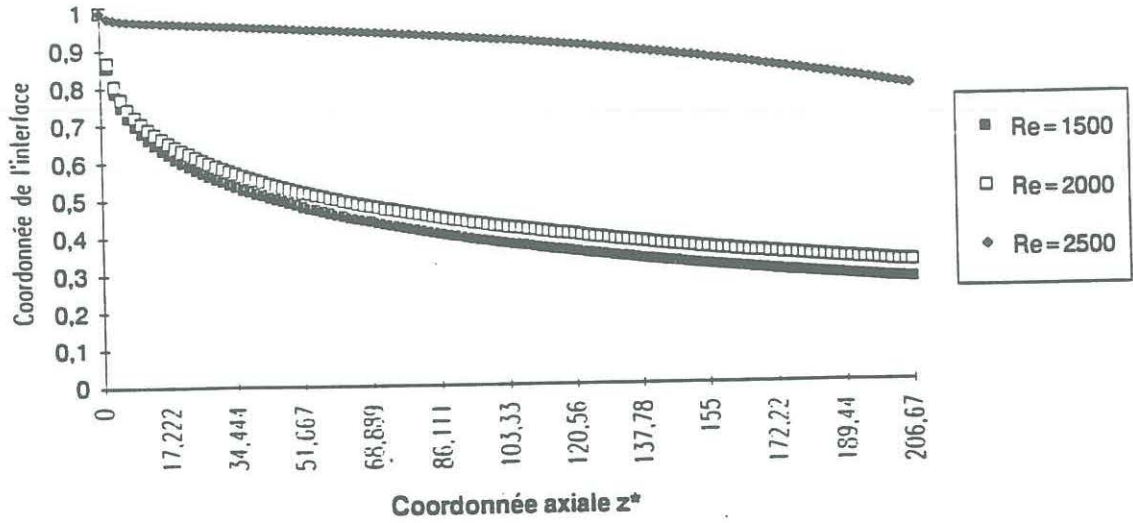


Figure 10.6. Profils numériques axiaux de l'interface pour Re = 1500, 2000, 2500.

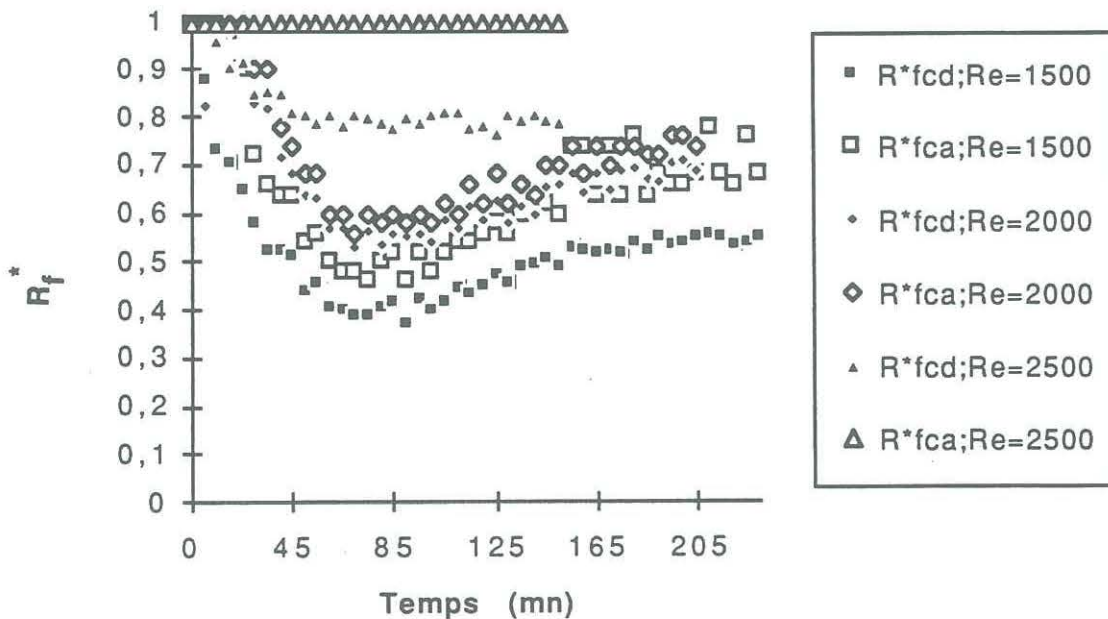


Figure 10.7. Evolution temporelle des coordonnées de l'interface calculées à partir de mesures thermiques pour Re = 1500, 2000, 2500.

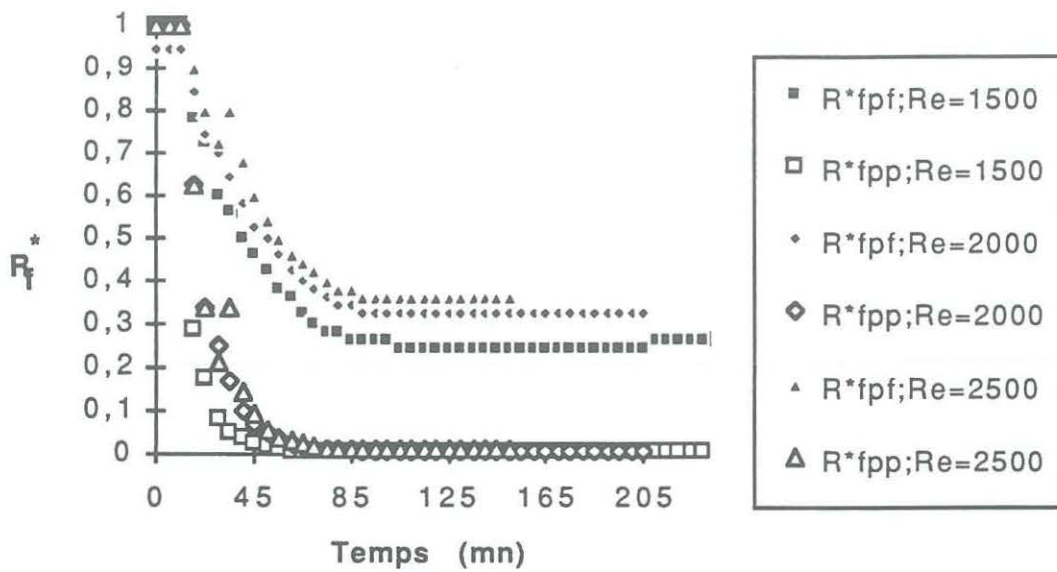


Figure 10.8. Evolution temporelle des coordonnées de l'interface calculées à partir des mesures de pertes de pression pour $Re = 1500, 2000, 2500$.

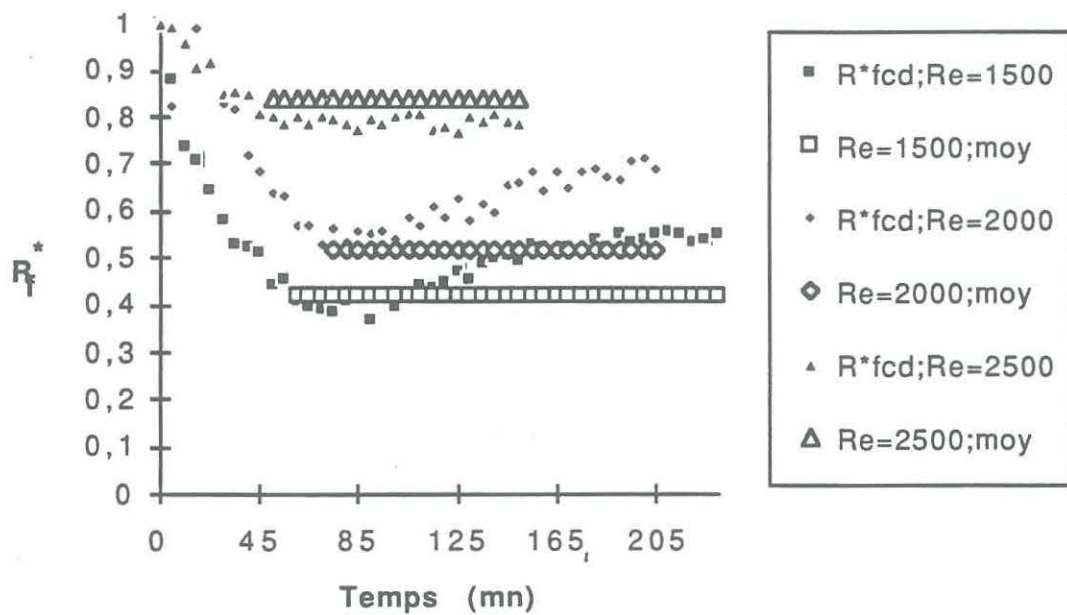


Figure 10.9. Comparaison de la coordonnée asymptotique de l'interface R_{fcd}^* avec le profil pondéré pour $Re = 1500, 2000, 2500$.

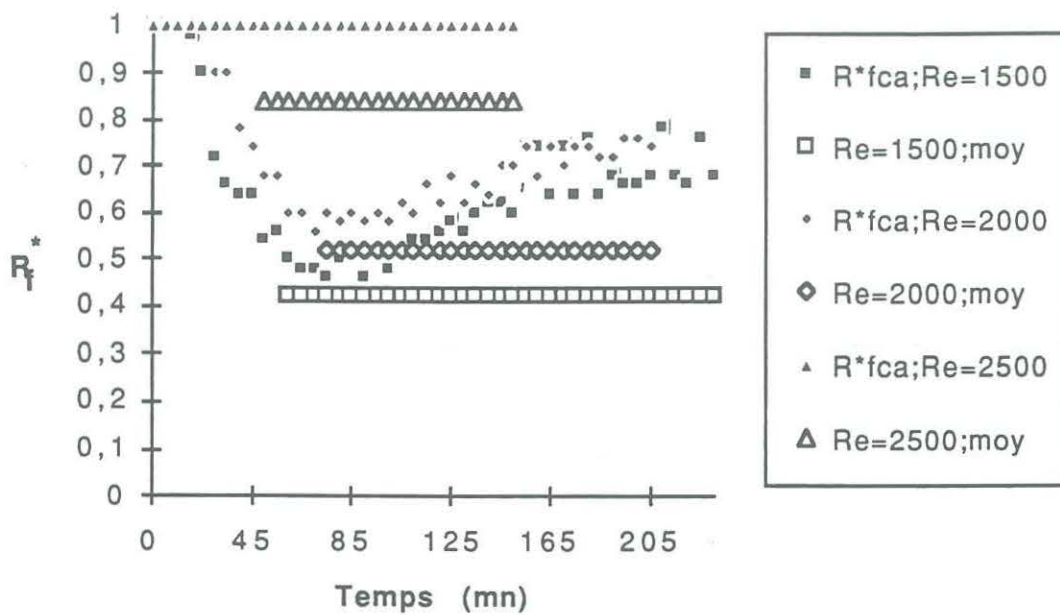


Figure 10.10. Comparaison de la coordonnée asymptotique de l'interface R_{fca}^* avec le profil pondéré pour $Re = 1500, 2000, 2500$.

Cette moyenne sera comparée au profil expérimental quand le temps tend vers l'infini.

Les figures 10.7 à 10.10 montrent l'évolution des coordonnées de l'interface adimensionnées estimées à partir des mesures en regard des moyennes pondérées des profils numériques de la figure 10.6. Aux vues de ces courbes, on peut faire les remarques qui suivent:

- Par rapport au profil numérique moyen, le profil calculé directement à partir des mesures de pertes de pression R_{fpp}^* est éroné puisqu'il indique que la canalisation est complètement bouchée; ce qui n'était pas le cas. Ceci entraîne, comme il a été signalé au chapitre précédent, l'existence de singularités sur le profil de l'interface. Ces singularités peuvent être de trois sortes:

* singularité due aux effets d'entrée,

- * singularité due aux effets de sortie qui modifie fondamentalement la forme du profil qui n'est plus continu comme l'indique le profil numérique,
- * singularité due au profil qui peut à certains endroits présenter des ondulations spaciales.

La combinaison de ces trois effets rend difficile la détermination du profil de l'interface à partir des mesures de pertes de pression.

- Les corrélations de transfert de chaleur de THOMASON et al [45], SIEDER et TATE [89] utilisées en turbulent indiquent un dépôt très faible.
- Les profils obtenus en laminaire à partir de mesures thermiques semblent donner un résultat satisfaisant.

10.3. Explication possible de l'évolution des pertes de pression

L'accroissement axial de l'épaisseur du dépôt se traduit à débit massique constant par une augmentation de la vitesse moyenne débitante du fluide de l'entrée vers la sortie. Ceci provoque une augmentation du transfert convectif interne. D'où la possibilité de refusion partielle du dépôt dans le temps. On admet qu'il peut alors se former un diffuseur en sortie du tube.

Celui-ci générerait une augmentation des pertes de pression; on conçoit alors l'importance de bien connaître les pertes de pression singulières, par rapport aux pertes de pression régulières.

Le profil de l'interface réel supposé est représenté sur la figure 10.11.

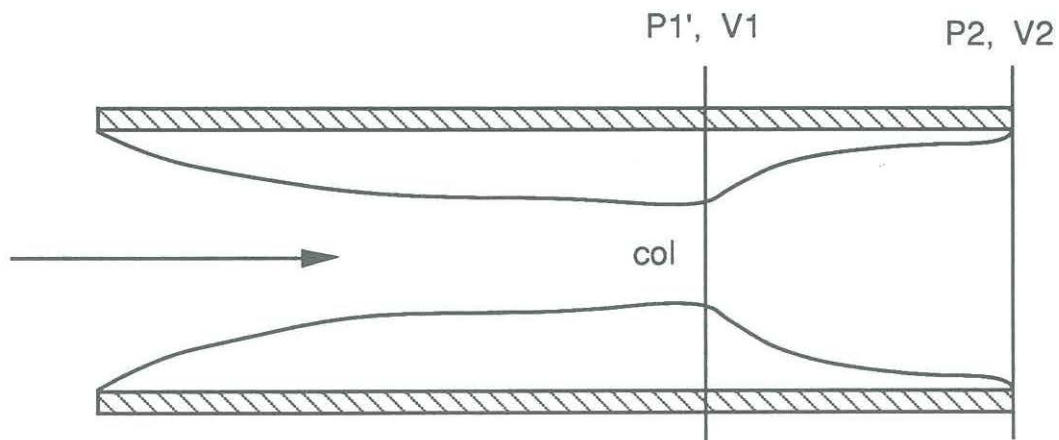


Figure 10.11. Profil supposé de l'interface

10.4. Conclusion partielle

Cette étude montre que les épaisseurs de dépôt estimées à partir de mesures thermiques et de pertes de pression concordent uniquement au début des essais (jusqu'à 50 mn d'expérimentation après observation d'un dépôt à partir des pertes de pression).

En laminaire, les valeurs asymptotiques des deux méthodes d'estimation de l'épaisseur déduite de mesures thermiques concordent avec la moyenne pondérée du profil numérique.

Ces deux méthodes thermiques seront utilisées au chapitre suivant pour la comparaison des dégradations d'énergie théorique et expérimentale.

CHAPITRE 11. ANALYSE ET COMPARAISON DES DEGRADATIONS D'ENERGIE EXPERIMENTALES ET THEORIQUES.

Ce chapitre présente les dégradations d'énergie expérimentales et théoriques, ainsi que leurs comparaisons. Deux dynamiques de dépôt estimées à partir de mesures thermiques ont été retenues.

11.1. Comparaison des dégradations d'énergie théoriques et expérimentales dues à la chaleur

Les dégradations thermiques, théoriques ont été calculées en prenant pour dynamique de dépôt, les profils R_{fcd}^* , R_{fca}^* .

La figure 11.1 montre la comparaison des dégradations d'énergie théoriques (cd;th, ca;th) avec celles obtenues expérimentalement (indiquées Ex) en utilisant directement le premier terme du second membre de l'expression 5.3.

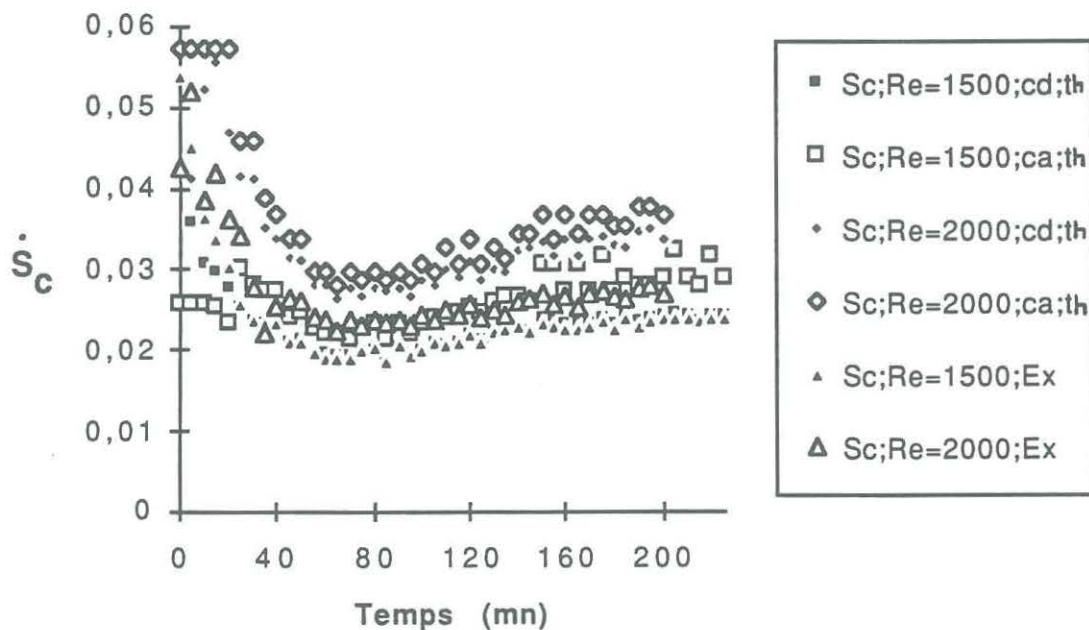


Figure 11.1. Comparaison des dégradations d'énergie thermiques, théoriques et expérimentales pour Re= 1500, 2000

Ces courbes montrent que les dégradations théoriques et expérimentales des deux dynamiques retenues concordent assez bien. On note néanmoins un écart plus grand pour la dynamique R_{ica}^* .

11.2. Comparaison des dégradations d'énergie théoriques, expérimentales dues aux pertes de pression

Les courbes des figures 11.2 à 11.5 montrent que les dégradations dues aux pertes de pression théoriques et expérimentales semblent concorder pendant les 30 premières minutes. La déviation importante est due au fait que le modèle théorique ne tient compte que des dégradations dues au frottement. Les faibles épaisseurs de dépôt de glace calculée à partir de mesures thermiques ne permettent pas d'observer une augmentation importante des dégradations par pertes de pression théoriques.

Les singularités observées ont un effet important sur les pertes de pression donc sur les dégradations d'énergie mécaniques. Il faudra donc inclure l'influence des effets singuliers dans le modèle.

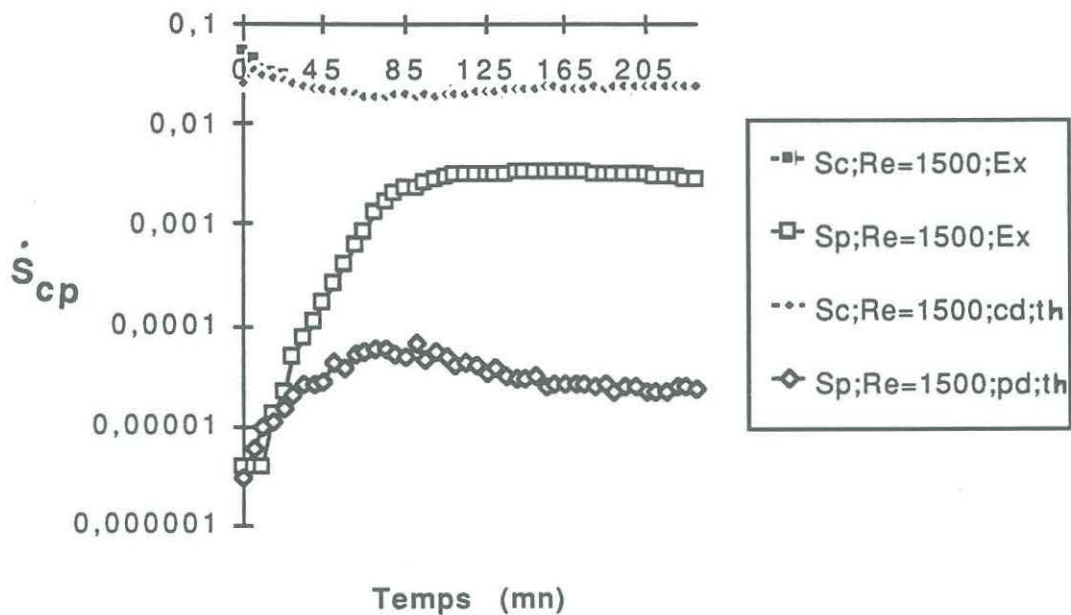


Figure 11.2. Dégradations d'énergie calculées avec R_{icd}^* ;
Re = 1500.

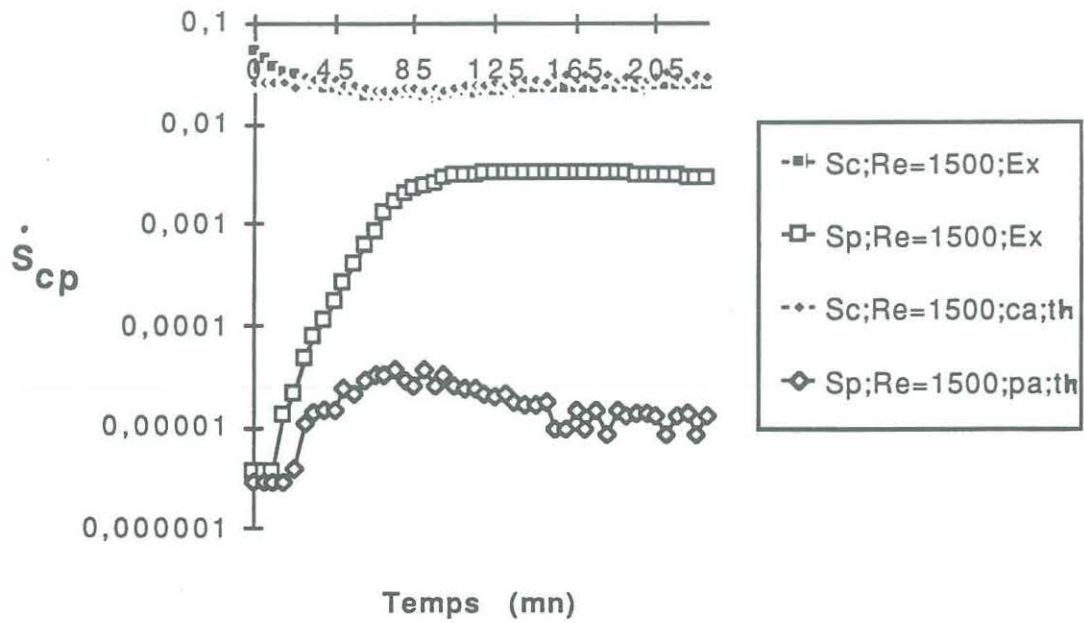


Figure 11.3. Dégradations d'énergie calculées avec R_{fca}^* ;
 $Re = 1500$.

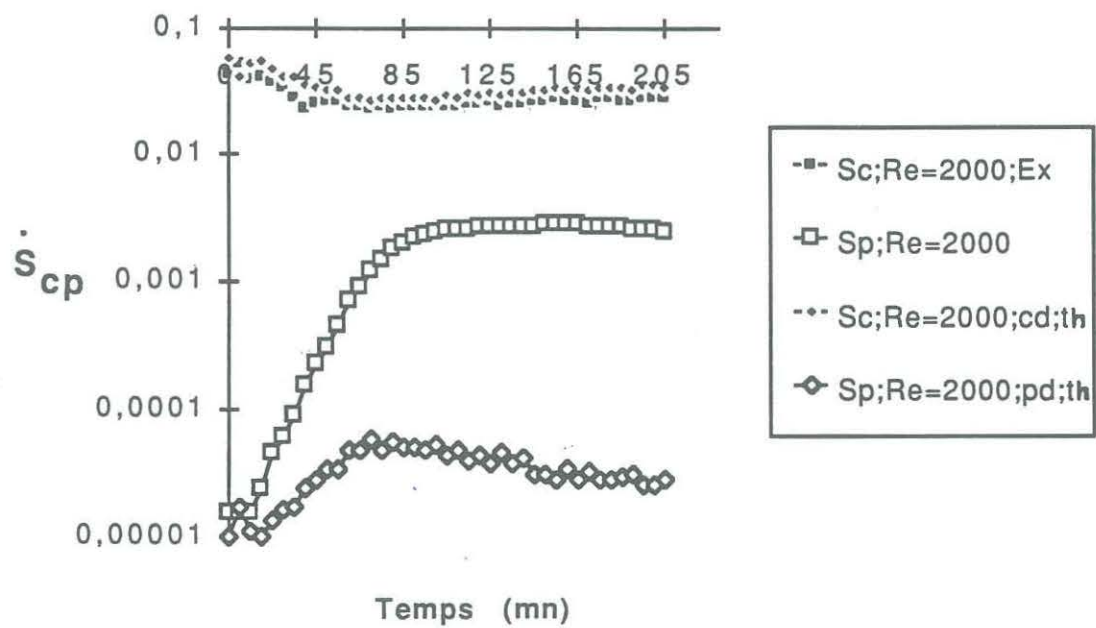


Figure 11.4. Dégradations d'énergie calculées avec R_{fcd}^* ;
 $Re = 2000$.

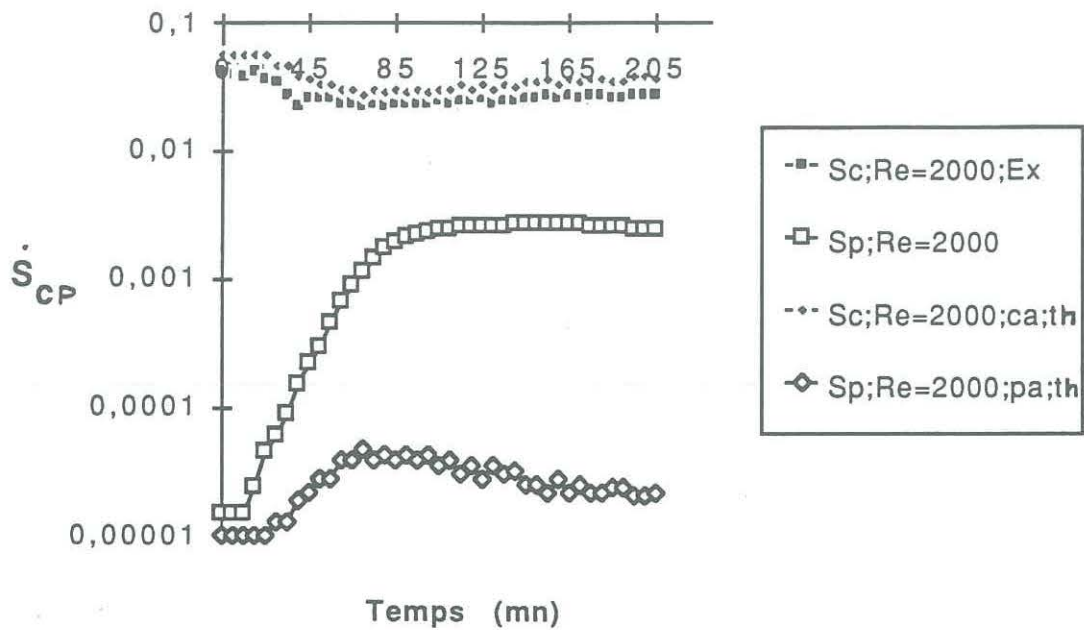


Figure 11.5. Dégradations d'énergie calculées avec R_{fca}^* ;
 $Re = 2000$.

10.3. Conclusion partielle

ce chapitre montre qu'il n'a pas été possible de valider le modèle établi pour les dégradations par pertes de pression parce que le modèle théorique présenté ne tient compte que des dégradations dues aux frottements.

L'expérience a montré que dans le cas d'un dépôt de glace en conduite cylindrique, des singularités prennent naissance et augmente les dégradations par pertes de charge.

Le modèle établi pour les dégradations thermiques concorde avec l'expérience de façon satisfaisante.

CONCLUSION GENERALE ET
PERSPECTIVES

CONCLUSION GENERALE

La modélisation de l'encrassement des échangeurs de chaleur a été abordée du point de vue thermodynamique par le critère entropique d'encrassement qui a permis de jumeler les phénomènes thermiques et de pertes de pression.

L'étude théorique menée sur les critères globaux montrent qu'ils dépendent essentiellement du régime d'écoulement et de la température de surface.

La géométrie de l'échangeur influence les performances thermiques et hydrauliques. Les échangeurs à plaques sont plus sensibles au critère entropique que les autres types d'échangeurs en écoulement interne. Lorsque l'étude porte sur l'échangeur complet, l'écoulement externe plus complexe des échangeurs à tubes et calandre rend ce type d'échangeur plus sensible à ce critère.

L'expérimentation sur l'encrassement des échangeurs a été effectuée en le simulant par un dépôt de glace. La géométrie cylindrique a été étudiée. A condition de bien choisir le régime d'écoulement et la différence de température adimensionnée T_p^* , le dépôt de glace dans une conduite cylindrique peut simuler les quatre types d'évolution: a) linéaire, b) sous-linéaire, c) sur-linéaire, d) asymptotique.

L'étude locale menée sur le dépôt de glace a permis de distinguer deux zones d'écoulement en laminaire: une zone centrale où les dégradations sont presque inexistantes et une zone près de l'interface où elles sont intenses. En régime turbulent, les profils sont plus étalés mais demeurent élevés dans la couche limite.

Le problème principal de la simulation de l'encrassement par un dépôt de glace, provient de la particularité des propriétés du dépôt lié au régime d'écoulement et au paramètre T_p^* . Les conséquences de cette particularité entraînent l'existence de singularités apparaissant dans la conduite.

L'existence en sortie du tube d'une zone à température de paroi fluctuante observée par TODA en écoulement vertical pour

des valeurs de $T_p^* > 2$, a été observée également en écoulement horizontal en contre et co-courant, pour la gamme de valeur de ce paramètre permise par la boucle (0-2). Ce fait donne naissance en sortie du tube à une singularité (un divergent associé à la montée excessive en pression).

L'existence de singularités, est à l'origine du non calage des dégradations dues aux pertes de pression théoriques avec l'expérience.

Quant aux dégradations thermiques théoriques, elles concordent de façon satisfaisante pour les deux types de dépouillement dynamiques retenus.

Les faibles épaisseurs calculées à partir de mesures thermiques n'ont pas permis de montrer expérimentalement qu'à des niveaux d'encrassement donnés, les dégradations dues aux pertes de charge dépassent celles dues aux transferts thermiques, comme nous l'avions montré théoriquement en étude globale.

PERSPECTIVES

Cette étude originale du critère entropique d'encrassement a montré que les paramètres essentiels en dépôt sans changement de phase sont le régime d'écoulement et la température de surface, en dépôt avec changement de phase, le régime d'écoulement et T_p^* .

En vue de l'amélioration du modèle, pour les travaux futurs, il paraît nécessaire d'analyser l'influence de:

- un profil exponentiel de température sur les dégradations d'énergie,
- la conduction axiale dans la glace,
- la thermodépendance des fluides sur le critère entropique,
- la modification continue du champ de vitesse quand le dépôt évolue; ceci suppose la résolution simultanée des problèmes dynamique et thermique,

- des nouvelles géométries (tubes et plaques corrugués, torsadés), des surfaces augmentées (ailettes, ondes).

L'amélioration des performances de la boucle permettra d'explorer une large gamme de Re et de T_p^* afin de continuer des études sur le régime turbulent.

Il paraît aussi nécessaire d'entreprendre des études théorique et expérimentale en vue de:

- modéliser les phénomènes de pertes de pression singulières apparaissant en sortie du tube,
- la recherche de corrélations de transfert de chaleur liées à la connaissance de l'épaisseur de dépôt, ce qui sous entend qu'il faut une instrumentation adéquate de mesure directe de l'épaisseur; la mesure par ultrasons peut apporter une solution à ce problème.

La connaissance exacte de l'épaisseur du dépôt de glace peut fournir une expression de l'épaisseur asymptotique en fonction du régime de l'écoulement et du paramètre T_p^* , donc de connaître la constante de temps qui peut être un paramètre important en maintenance des équipements.

Il reste à lier le critère entropique d'encrassement aux méthodes de dimensionnement ou de suivi des échangeurs afin d'en déduire un coefficient qui interviendrait dans le dimensionnement des échangeurs de chaleur ou dans leur maintenance.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] **M. BOHNET *et al***
Fouling mechanisms. Theoretical and practical aspects. Seminar n° 23, Proceedings, Ed. Europ. Th. et Ind. Grenoble, April 1992.
- [2] **A. M. PRITCHARD**
Fouling Forum. 9th meeting of the fouling forum. September 1991.
- [3] **C. DUFFAU *et al***
L'encrassement dans les échangeurs. Description, Prévention, Remèdes. Greth, Avril 1985.
- [4] **T. J. RABAS, J. M. CHENOWETH**
Fouling and enhancement interactions. HTD- Vol. 164, The American Society Of Mechanical Engineers, USA, 1991.
- [5] **M. FEIDT**
L'encrassement des échangeurs thermiques. Journée d'étude GUT, SFT, GRETh, Paris Mars 1990.
- [6] **M. LALANDE**
L'encrassement des échangeurs de chaleur lors du traitement thermique du lait. Problèmes- Phénomènes et Solutions. Journée GUT- SFT- GRETh, Mars 1990.
- [7] **J. M. GRILLOT**
Etude de l'encrassement particulaire par des fumées. Journée GUT- SFT- GRETh, Mars 1990.
- [8] **C. DUFFAU**
Mesure des coefficients d'encrassement dans les échangeurs thermiques. Journée GUT- SFT- GRETh, Mars 1990.
- [9] **A. FARKASH *et al***
Corrosion control in brine heaters. The 9th international heat tranfer conference Jerusalem-Israel 1990.
- [10] **I. E. C. MOTT, T. R. BOTT**
The adhésion of biofilms to selected materiels of construction for heat exchangers. The 9th IHTC Jerusalem-Israel 1990

- [11] **D. R. OLIVERA *et al***
Interaction between different fouling agents in water systems. The 9th IHTC Jerusalem-Israel, 1990.
- [12] **M. ABU-ZAID**
A new technique for the measurement of fouling of heat transfer surfaces. Int. Comm. Heat Mass Transfer, Vol. 19, pp. 117-125, 1992.
- [13] **B. D. CRITTENDEN, N. J. ALDERMAN**
Mechanisms by which fouling can increase overall heat transfer coefficients. Heat Transfer Engineering, Vol. 13, n° 4, 1992.
- [14] **F. FERRANI, J. J. BERNARD**
Effets de diffusion dans le calcul de l'encrassement des échangeurs par condensation et réaction chimique. Revue Générale de thermique Française, n° 365, mai 1992.
- [15] **J. M. GRILLOT**
Etude du dépôt de particules en phase gazeuse dans des canaux d'échangeurs thermiques à plaques. Thèse doct. INPG, Février 1989.
- [16] **J. M. PEREZ**
Dépôt anisotherme de fines particules sur les surfaces lisses ou ailetées. Application à l'encrassement des échangeurs sur fumées de moteur diesel. Thèse doct. INSAL, 1990.
- [17] **G. ZHANG *et al***
Finned tube heat exchanger fouling by particles. The 9th IHTC Jerusalem-Israel, 1990.
- [18] **N. H. KIM, R. L. WEBB**
Particulate fouling inside tubes having arc-shaped two-dimensional roughness by a flowing suspension of aluminium oxide in water. The 9th IHTC Jerusalem-Israel, 1990.

- [19] **B. SUR, N .Z. AZER**
Condensation heat transfer and pressure drop of oil-refrigerant mixtures inside smooth and internally finned tubes. The 9th IHTC Jerusalem-Israel, 1990.
- [20] **C. A. BRANCH, H. MÜLLER-STEINHAGEN**
Heat transfer and heat transfer fouling in kraft pulping processes. The 9th IHTC Jerusalem-Israel, 1990.
- [21] **S. R. YANG *et al***
On-line fouling monitoring technique for shell-tube heat exchangers. The 9th IHTC Jerusalem-Israel, 1990.
- [22] **S. R. YANG *et al***
Comprehensive evaluation criterion for the heat transfer augmentor as a fouling cleaner. 13-IN-06.
- [23] **A. M. PRITCHARD**
Fouling of finned heat exchangers. Fouling Forum, AEA Technology, United Kingdom.
- [24] **N. M. KIM, R. L. WEBB**
Etude expérimentale sur l'encrassement par des particules dans des tubes de condenseur de refroidissement d'eau à surface augmentée. Bulletin de L'Institut International du Froid (BIIF), Tome LXXI n° 2, 1991.
- [25] **H. M. MÜLLER-STEINHAGEN, J. MIDDIS**
Entartrage par des particules dans les échangeurs à plaques. BIIF, tome LXX, n° 6, 1990.
- [26] **A. P. WATKINSON**
Interactions of enhancement and fouling. HTD-Vol. 164, Fouling and Enhancement Interactions, ASME 1991.
- [27] **A. E. BERGLES**
The effet of fouling on enhanced heat transfer equipment. Rensselaer Polytechnic Institute, Usa.
- [28] **A. P. WATKINSON**
Fouling of augmented heat transfer tubes. Heat Transfer Engineering, Vol. 11, n° 3, pp. 57-65, 1990.

- [29] **A. BEJAN, P. A. PFISTER**
Evaluation of heat transfer augmentation techniques based on their impact on entropy generation. Letters in Heat and Mass Transfer, Vol. 7, pp. 97-106, 1980.
- [30] **A. BEJAN**
Second law analysis in heat transfer. Energy, Vol. 5, pp.721-732, 1980.
- [31] **R. BIDARD**
Retour sur l'entropie. Energie plus entropie; ou exergie plus anergie quels meilleurs paramètres pour l'énergéticien? Entropie n° 142, 1988.
- [32] **P. LE GOFF**
Le concept d'exergie. Avantage et inconvénients. Applications en thermo-économie. journée d'étude SFT Avril 1991.
- [33] **M. ANJORIN**
Etude thermodynamique de l'encrassement d'échangeurs en écoulement monophasique. DEA INPL Nancy, Octobre 1990.
- [34] **D. MAION**
Etude de l'encrassement dans les échangeurs à plaques. Modélisation mono et bidimensionnelle. DEA INPL, Nancy, Juillet 1993.
- [35] **M. ANJORIN, M. FEIDT**
Etude thermodynamique de l'encrassement d'échangeurs en écoulement monophasique (Critère entropique d'encrassement). colloque SFT, Mai 1991.
- [36] **M. ANJORIN, M. FEIDT**
Entropy analysis applied to fouling: A new criterion. Eurotherm. Seminar n° 23 Proceedings, Grenoble, April 1992.
- [37] **M. ANJORIN, M. FEIDT**
Critère entropique appliqué à l'encrassement pour un écoulement laminaire en conduite cylindrique: Approche bidimensionnelle. Colloque du Génie des Procédés, SFT, Grenoble Septembre 1993

- [38] **R. T. BEAUBOUF, A. J. CHAPMAN**
Freezing of fluids in forced flow. *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 10, pp. 1581-1587, 1967.
- [39] **R. D. ZERKLE, J. E. SUNDERLAND**
The effect of liquid solidification in a tube upon laminar flow heat transfer and pressure drop. *Journal of Heat transfer*, May 1968.
- [40] **B. WEIGANG, H. BEER**
Solidification of flowing liquid in an asymmetric cooled parallel-plate channel. *Int. Comm. Heat Mass Transfer*, Vol. 19, pp. 17-27, 1992.
- [41] **T. HIRATA *et al***
The steady state ice layer profil on a constant temperature plate in a forced convection flow-I. Laminar regime. *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 22, pp. 1425-1433, 1979.
- [42] **T. HIRATA, R. R. GILPIN, K. C. CHENG**
The steady state ice layer profil on a constant temperature plate in a forced convection flow-II. The transition and turbulent regimes. *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 22, pp. 1435-1443, 1979.
- [43] **T. HIRATA, C. HANAOKA**
Laminar-flow heat transfer in a horizontal tube with internal freezing (Effets of flow acceleration and natural convection). *Heat Transfer Japanese Research*, Vol. 19, fasc. 4, pp. 376-390, 1990.
- [44] **S. TODA *et al***
Laminar flow heat transfer in a tube with internal solidification. Department of Nuclear Engeneering, Tohoku University, Japan.
- [45] **S. B. THOMASON, J. C. MULLIGAN, J. EVERHART**
The effet of internal solidification on turbulent flow heat transfer and pressure drop in a horizontal tube. *Journal of Heat Transfer*, Vol. 100, pp. 387-394, August 1978.

- [46] **K. C. CHENG, R. R. GILPIN**
An experimental investigation of ice formation around an isothermally cooled cylinder in crossflow. *Journal of Heat Transfer*, Vol. 103, pp. 733-738, August 1981.
- [47] **P. A. LIBBY, S. CHEN**
The growth of a deposited layer on a cold surface. *Int. J. Heat Mass Transfer* Vol. 8, pp. 395-402, 1965.
- [48] **K. STEPHAN**
Influence of heat on melting and solidification in forced flow. *Int. J. Heat Mass Transfer* Vol. 12, pp. 199-214, 1969.
- [49] **T. HIRATA, H. MATSUI**
Ice formation and heat transfer with water flow around isothermal cooled cylinders arranged in a line. *Journal of heat Tranfer*, Vol. 112, pp. 707-713, August 1990.
- [50] **H. K. KUIKEN**
The cooling of a cylinder moving through a fluid. *Appl. Sci. Res.* Vol. 17, pp. 439-460, June 1966.
- [51] **J. A. BILENAS, L. M. JIJI**
Numerical solution of a nonlinear free boundary problem of axisymmetric fluid flow in tubes with surface solidification. *Cu* 2.1.
- [52] **H. K. KUIKEN**
Solidification of a liquid on a moving sheet. *Int. J. Heat Mass Transfer* Vol. 20, pp. 309-314, 1977.
- [53] **R. V. SEENIRAJ, T. K. BOSE**
Planar solidification of a warm flowing-liquid under different boundary conditions. *Wärme-und Stoffübertragung* 16. pp. 105-111, 1982.
- [54] **G. E. BELL**
Solidification of a liquid about a cylindrical pipe. *Int. J. Heat Mass Transfer* Vol. 22, pp. 1681-1686, 1986.
- [55] **C. LAPADULA, W. K. MUELLER**
Heat conduction with solidification and a convective boundary condition at the freezing front. *Int. J. Heat Mass Transfer* Vol. 9, pp. 702-704, 1966.

- [56] **M. N. ÖZISIK, J. C. MULLIGAN**
Transient freezing of liquids in forced flow inside circular tubes. *Journal of Heat Transfer*, pp; 385-390, August 1969.
- [57] **Y. X. TAO *et al***
Modeling of frost formation in a fibrous insulation slab and on an adjacent cold plate. *Int. Comm. Heat Mass Transfer*, Vol. 18, pp. 609-618, 1991.
- [58] **T. R. GOODMAN, BOSTON, MASS**
The heat-balance integral and its application to problems involving a change of phase. *Trans. of the Am. Soc. of Mec. Engineers*, Vol. 80, pp. 335-342, 1958.
- [59] **E. MACCHI, M. SOLARO**
Formation de givre sur évaporateurs. *RPF n° 748*, pp. 30-36, Mars 1992.
- [60] **R. C. C. WANG *et al***
Transient convective heat transfer for laminar boundary layer flow with effects of wall capacitance and resistance. *J. of Heat Transfer*, Vol. 99, pp. 513-519, November 1977.
- [61] **F. B. CHEUNG, T. C. CHAWLA, D. R. PEDERSEN**
The effects of heat generation and wall interaction on freezing and melting in a finite slab. *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 27, n° 1, pp. 29-37, 1984.
- [62] **T. L. SPATZ, D. POULIKAKOS**
Holographic interferometry experiments on the growth of ice from a horizontal pipe. *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 34, n° 7, pp. 1847-1859, 1984.
- [63] **A. SAITO *et al***
Fundamental research on the supercooling phenomenon on heat transfer surfaces- investigation of an effect of characteristics of surface and cooling rate on a freezing temperature of supercooled water. *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 33, n° 8, pp. 1697-1709, 1990.
- [64] **P. G. KROEGER, S. OSTRACH**
The solution of a two-dimensional freezing problem including convection effects in the liquid region. *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 17, pp. 1191-1207, 1974.

- [65] **A. L. LONDON, R. A. SEBAN**
Rate of ice formation. Trans. of the A.S.M.E. October 1943.
- [66] **J. L. SPROSTON**
Two-dimensional solidification in pipes of rectangular section. Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 24, n° 9, pp. 1493-1501, 1981.
- [67] **H. M. YEH, C. Y. CHENG**
Cool thermal storage by vacuum freezing of water with constant volume rate of sublimation. Energy convers. Mgmt Vol. 33, n° 1, pp. 51-57, 1992.
- [68] **A. E. BERGLES, A. R. BLUMENKRANTZ, J. TABOREK**
Performance evaluation criteria for enhanced heat transfer surfaces. 5th International Heat Transfer Conference, Vol. II, Tokyo, 3-7 September 1974
- [69] **A. M. KONINGS**
Valeurs recommandées pour la résistance à l'entartrage par l'eau de refroidissement dans des échangeurs de chaleur multitubulaires: utilisation de traitements divers. BllF, tome LXX n° 6, 1990.
- [70] **C. P. CHEN**
Etude expérimentale de la couche limite thermique turbulente dans l'eau. Int. J. Heat Mass Transfer Vol. 12, pp. 61-70, 1969.
- [71] **G. GAISER, V. KOTTKE**
Effects of corrugation parameters on local and intergral heat transfer in plate heat exchangers and regenerations. The 9th IHTC Jerusalem-Israel, 1990.
- [72] **W. W. FOCKE *et al***
The effects of the corrugation inclination angle on the thermohydraulic performance of plate heat exchangers. Heat Mass Transfer, Vol 28, n°8, p 1469-1479, 1985.
- [73] **M. OUEDERNI, D. MARCHIO**
Modèle d'échangeur climatique en source froide de pompe à chaleur. Revue Générale de Thermique n°342-343 Juin-Juillet 1990.

- [74] **J. VINCENT**
Etude bibliographique sur les ailettes en conditionnement d'air. Lois d'échange et de perte de charge. Rapport de contrat AFME/CETIAT Septembre 1987.
- [75] **D. MARCHAL**
Etude bibliographique sur la mesure de la résistance de contact dans les batteries à ailettes. Rapport de contrat AFME/CETIAT, Juillet 1988.
- [76] **R. E. JOHNS, T. J. HANRATTY**
Temperature profiles for turbulent flow of air in a pipe - II. the thermal entrance region. *chemical Engineering Science*, vol. 17, pp. 881-892, 1962.
- [77] **S. V. PATANKAR, D. B. SPALDING**
A calculation procedure for heat, mass and momentum transfer in three-dimensional parabolic flows. *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 15, pp. 1787-1806, 1972.
- [78] **M. J. MAXWELL, A. J. GHAJAR**
Laminar forced-convective heat transfer with varying properties in the entrance region of flat rectangular ducts. *Heat transfer Engineering*, Vol. 6, n° 4, 1985.
- [79] **D. MAUGIS**
Mécanismes physiques de l'adhésion des solides. *Le vide* n° 186, Janvier-Février-Mars 1977.
- [80] **S. MOHAMED-MEZIANI**
Etude dynamique et thermique des écoulement en simple et double phase dans des tubes corrugués. Thèse INPL, Septembre 1987.
- [81] **C. I. AZEVEDO**
Lois d'échange lors du refroidissement d'un fluide non newtonien thermodépendant. Thèse INPL, Nancy, Juin 1993.
- [82] **J. T. Mc MULLAN, R. MORGAN**
Heat pumps, Adam Hilger LTd, Bristol, 1981.

- [83] **M. FEIDT**
Thermodynamique et optimisation énergétique des systèmes et procédés. Technique et Documentation Lavoisier, 1987.
- [84] **P. LE GOFF**
Energétique Industrielle. Tome 1, Analyse thermodynamique et mécanique des économies d'énergie. Technique et Documentation Lavoisier, 1979.
- [85] **P. LE GOFF**
Energétique Industrielle. Tome 3, Applications aux industries chimiques. Echangeurs, séparateurs, réacteurs. Technique et Documentation Lavoisier, 1979.
- [86] **P. CHAMBADAL**
Evolution et application du concept d'entropie. Dunod Paris, 1963.
- [87] **J. D. FAST**
Entropie. La signification de la notion d'entropie et ses applications scientifiques et techniques. Bibliothèque Technique Philips, 1961.
- [88] **W. M. KAYS, M. E. CRAWFORD**
Convective heat and mass transfer. Second Edition. McGraw-Hill, Book Company, 1980.
- [89] **J. F. SACADURA**
Initiation aux transferts thermiques. Technique et Documentation, Lavoisier, Paris, 1980.
- [90] **R. VIDIL**
Les échangeurs à plaques et joints. Description, Eléments de dimensionnement- GRETh, Février 1984.
- [91] **J. LEFEBVRE**
Mesure des débits et des vitesses des fluides. Masson Paris 1986.
- [92] **M. BONIS, J. P. RENAUDEAUX, C. RIBREAU**
La mesure des pressions. Manomètres et capteurs. Masson, Paris 1983.

Bibliographie

- [93] **LABETHER**
Mesures thermiques. Températures et flux. Masson,
Paris 1985.
- [94] **N. MIDOUX**
Mécanique et Rhéologie des fluides en génie chimique.
Technique et Documentation, Lavoisier, Paris 1988.
- [95] **M. FEIDT**
Transfert de chaleur et de masse avec changement de
phase. Pont-à-Mousson, Juillet 1990.
- [96] **M. SIBONY, J. C. MARDON**
Approximations et équations différentielles. Analyse
numérique II. Hermann éditeurs des Sciences et des
Arts- Paris 1988.
- [97] **I. E. IDEL'CIK**
Memento des pertes de charge. Coefficients de pertes de
charge singulières et de pertes de charge par
frottement. Eyrolles 1969.
- [98] **W. M. ROHSENOW, J. P. HARTNETT, E. N. GANIC**
Handbook of heat transfer applications. McGraw- Hill
Book Company, 1985.

**AUTORISATION DE SOUTENANCE DE THESE
DU DOCTORAT DE L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE
DE LORRAINE**

o o o

VU LES RAPPORTS ETABLIS PAR :

**Monsieur BEAUDOUIN J.Louis, Professeur, Faculté des Sciences Reims,
Monsieur HOSTACHE Gabriel, Professeur, I.G.E. Belfort.**

Le Président de l'Institut National Polytechnique de Lorraine, autorise :

Monsieur ANJORIN Malahimi

à soutenir devant l'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE LORRAINE,
une thèse intitulée :

**"Etude de l'encrassement d'échangeur de chaleur. Nouvelles
propositions sur les critères d'encrassement"**

en vue de l'obtention du titre de :

**DOCTEUR DE L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE
LORRAINE**

Spécialité : **"MECANIQUE & ENERGETIQUE"**

Fait à Vandoeuvre le, 29 Novembre 1993

Le Président de l'I.N.P.L.,

M. LUCIUS



NANCY BRABOIS
2, AVENUE DE LA
FORET-DE-HAYE
BOITE POSTALE 3
F - 5 4 5 0 1
VANDŒUVRE CEDEX