



**REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE**

**MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE  
SCIENTIFIQUE**

**UNIVERSITE DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE  
« HOUARI BOUMEDIENE »**

**FACULTE DE GENIE MECANIQUE ET DE GENIE DES PROCEDES**

**MEMOIRE**

**Présenté pour l'obtention du diplôme de MAGISTER**

**EN : CHIMIE INDUSTRIELLE**

**Spécialité : ENERGETIQUE DES PROCEDES**

**Par : Nesrine MADDI**

**THEME**

**ENCRASSEMENT DES ECHANGEURS DE CHALEUR  
EN PRESENCE DE MILIEU POREUX**

Soutenu le 05/11/2006, devant le jury composé de :

Mme K. BOUHAEF  
M. S. CHIKH  
M. L. OUFER  
M. Y.K. BENKAHLA  
Mlle H. KAHALERRAS

Professeur, USTHB  
Professeur, USTHB  
Professeur., USTHB  
M.C., USTHB  
M.C., USTHB

Présidente  
Directeur de thèse  
Examineur  
Examineur  
Examinatrice

Année 2006

## **Abstract**

This work aims to show the thermal effect of inserting a relatively highly conductive porous medium into a heat exchanger subject to fouling.

In a horizontal plate canal, walls of which are maintained at constant temperature, the finite volume numerical resolution method is used to resolve the equation expressing heating of a Newtonian fluid in established laminar flow. The problem is divided into two principal parts; with and without porous media, taking into consideration deposit installation, responsible for the transitory aspect of the phenomenon.

Mixing the conductive material of the porous medium to the insulating deposit elements resulting on a more important effective thermal conductivity, and allowing the fluid to continue to flow near the walls (energy resource), even in presence of fouling, thanks to the porosity, constitute the double effect of a the insertion of a porous medium that is at the origin of interesting improvements.

The influence of a number of parameters as porous medium and deposit thermal conductivities and Reynolds number is also illustrated.

Key words : Heat exchanger, Fouling, Porous medium, Effective thermal conductivity, Numerical resolution.

## **Résumé**

Ce travail a pour but de montrer l'effet thermique d l'insertion d'un milieu poreux relativement conductif au sein d'un échangeur de chaleur sujet à l'encrassement.

Dans un canal plan horizontal dont les parois sont maintenues à température constante, la méthode numérique de résolution par volumes finis est utilisée pour résoudre l'équation régissant le procédé de chauffage que subit un fluide newtonien circulant en régime laminaire établi, en absence puis en présence de milieu poreux ; tenant compte de l'existence d'un encrassement, responsable de l'aspect instationnaire du phénomène.

Le remplacement de la conductivité du dépôt isolant par une Conductivité Thermique Effective plus élevée dû à son mélange avec le milieu poreux et la structure poreuse permettant au fluide de circuler au voisinage des parois même en présence de dépôt, sont à l'origine d'intéressantes améliorations.

L'influence de quelques paramètres, à avoir, les conductivités thermiques de la matrice poreuse et du dépôt, ainsi que le nombre de Reynolds est aussi illustrée.

Mots clés : Echangeurs de chaleur, Encrassement, Milieu Poreux, Conductivité Thermique Effective, Résolution numérique

## NOMENCLATURE

$a_g$	: Aire géométrique spécifique
$a_{g0}$	: Aire spécifique propre
$A_{mp}$	: Section de passage du fluide dans le milieu poreux
$b$	: Largeur du canal
$c_0$	: Concentration initiale du fluide
$c_b$	: Concentration au coeur de la solution
$c_s$	: Concentration à la surface de déposition
$c_{sat}$	: Concentration de saturation
$C_c$	: Capacité calorifique du fluide chaud
$C_f$	: Capacité calorifique du fluide froid
$C_{min}$	: Capacité calorifique minimale
$D$	: Diffusivité du dépôt dans le fluide
$d_h$	: Diamètre hydraulique à un instant $t$
$d_{h0}$	: Diamètre hydraulique propre
$d_p$	: Diamètre de particule
$D_T$	: Diffusivité massique turbulente
$E$	: Energie d'activation
$e_F$	: Epaisseur du dépôt
$eff$	: Efficacité
$e_{mp}$	: Epaisseur de la couche poreuse
$F$	: Coefficient de friction
$F_d$	: Force de drainage
$F_G$	: Force de gravité
$F_L$	: Force d'entraînement (lift)
$H$	: Hauteur
$J$	: Flux de diffusion massique
$k_{\perp}$	: Conductivité équivalente en série
$k_{//}$	: Conductivité équivalente en parallèle
$k_B$	: Constante de Boltzman
$k_d$	: Constante de vitesse de déposition
$k_{eff}$	: Conductivité thermique effective
$k_F$	: Conductivité thermique du dépôt
$k_f$	: Conductivité thermique du fluide
$k_m$	: Constante de vitesse de transfert de masse
$k_r$	: Constante de vitesse de réaction
$k_s$	: Conductivité thermique du solide
$k_{sb}$	: Conductivité thermique du solide brut
$k_{sc}$	: Conductivité du tapis de Sierpinski
$k_t$	: Constante de vitesse de transport

---

$L$	: Longueur du canal
$m_p$	: Masse de la particule
$\dot{m}_F$	: Vitesse de déposition du dépôt
$N_{ch}$	: Nombre des tubes dans le modèle de Kozeny-Carman
$P$	: Pression
$\dot{q}$	: Densité du flux de chaleur
$Q$	: Débit volumique global
$Q_f$	: Débit volumique du fluide libre
$Q_{mp}$	: Débit volumique de fluide dans le milieu poreux
$R$	: Constante des gaz parfaits
$R_0$	: Résistance thermique globale à l'état propre
$R_{cd}$	: Résistance thermique à la conduction
$R_{cv}$	: Résistance thermique à la convection
$R_F$	: Résistance thermique de l'encrassement
$R_F^*$	: Résistance thermique asymptotique de l'encrassement
$R_{F0}$	: Résistance thermique de l'encrassement à $t=0$
$R_f$	: Résistance thermique de la partie fluide
$R_{mp}$	: Résistance thermique de la couche poreuse
$r_h$	: Rayon hydraulique d'un tube dans le modèle de Kozeny-Carman
$r_{h0}$	: Rayon hydraulique propre d'un tube dans le modèle de Kozeny-Carman
$R_k$	: Rapport des conductivités ( $k_s/k_f$ )
$r_p$	: Rayon de la particule
$S$	: Probabilité de fixation
$T_b$	: Température au cœur du fluide
$t_c$	: Constante de temps
$T_{ce}$	: Température du fluide chaud à l'entrée
$T_{cs}$	: Température du fluide chaud à la sortie
$T_{fe}$	: Température du fluide froid à l'entrée
$T_{fs}$	: Température du fluide froid à la sortie
$t_p$	: Temps de relaxation des particules
$T_s$	: Température à la surface de contact (de déposition)
$T_w$	: Température de la paroi
TR	: Taux de remplissage : $2e_{mp}/H$
$u$	: Vitesse locale de l'écoulement
$\overline{u_0}$	: Vitesse moyenne du fluide à l'état propre
$U_c$	: Coefficient global d'échange thermique à l'état propre
$U_d$	: Coefficient global d'échange thermique à l'état encrassé
$U^*$	: Coefficient global d'échange thermique adimensionné ( $Ud_i/k_f$ )
$u_f$	: Vitesse du fluide libre
$u_{mp}$	: Vitesse du fluide dans le milieu poreux
$v_p$	: Vitesse de transport des particules
$V_{ch}$	: Volume occupé par les tubes dans le modèle de Kozeny-Carman
$v_d$	: Vitesse de déposition

- $v_f$  : Vitesse de "free flight"  
 $v_{th}$  : Vitesse thermophorétique  
 $V_w$  : Vitesse de perméabilité  
 $v^*$  : Vitesse de friction =  $v\sqrt{f/2}$

### Lettres grecques

- $\alpha$  : Diffusivité thermique  
 $\alpha_f$  : Diffusivité thermique du fluide  
 $\phi$  : Flux net de déposition  
 $\phi_d$  : Densité du flux massique de déposition  
 $\phi_{d0}$  : Densité du flux massique de déposition à l'instant initial  
 $\phi_{dg}$  : Densité du flux massique de déposition par gravité  
 $\phi_{EDL}$  : Flux de transport sous l'effet de la Double Couche Electrique  
 $\phi_n$  : Flux de transport électrophorétique  
 $\phi_r$  : Flux d'enlèvement ou de réentraînement  
 $\phi_{th}$  : Flux de transport thermophorétique  
 $\phi_{VDW}$  : Flux de transport par forces de Van Der Waals  
 $\rho_f$  : Masse volumique du fluide  
 $\rho_F$  : Masse volumique du dépôt  
 $\rho_m$  : Masse volumique de la matrice poreuse  
 $\rho_s$  : Masse volumique du solide du matériau poreux  
 $\varepsilon$  : Porosité  
 $\mu$  : Viscosité dynamique du fluide  
 $\nu$  : Viscosité cinématique du fluide  
 $\nu_T$  : Viscosité cinématique turbulente  
 $\tau_s$  : Contrainte de cisaillement à la surface de contact  
 $\tau_w$  : Contrainte de cisaillement à la paroi

### Nombres adimensionnels

- $Nu_x$  : Nombre de Nusselt moyenné sur la section droite du canal à l'abscisse x  
 $Pe_f^0$  : Nombre de Peclet du fluide à l'état propre  
 $Pr$  : Nombre de Prandtl  
 $Re$  : Nombre de Reynolds  
 $Sc$  : Nombre de Schmidt  
 $Sh$  : Nombre de Sherwood

## INTRODUCTION GENERALE

L'encrassement des échangeurs de chaleur est, depuis leur création, un problème d'actualité. Malgré la diversité des procédés et des conditions, la déposition de composés indésirables a toujours eu lieu.

Particulièrement dans l'industrie pétrolière, où la composition imposée par la nature est d'une grande complexité, l'encrassement est un réel ennemi.

Dans le but d'optimiser le coût de nettoyage des échangeur de chaleur en optimisant le programme d'intervention, O'donnell et al.\* ont reporté le cas d'une unité d'hydrotraitement du gasoil, produisant 12 millions barils par jour, où le coût annuel de la maintenance dépasse les 22.000 US\$, un coût qui peut être doublé ou triplé dans le cas du brut de nature plus encrassante. Un coût pareil justifie les nombreux travaux effectués en vue d'éliminer ou de réduire les méfaits de l'encrassement.

Les sources d'encrassement sont très variées. Des composés insolubles véhiculés par les fluides en circulation, des produits de réaction secondaires (chimiques ou biologique), usure des parois (corrosions, ...), zone de circulation morte en présence d'obstacles (chicanes, ...), etc. Il est n'est donc pas évident d'éliminer une source sans promouvoir une autre.

Les opérateurs ont essayé plusieurs méthodes de lutte contre ce phénomène à la fois coûteux et difficile à gérer. Par usage de moyens mécaniques (brosses, jet d'air, de vapeur ou d'eau), par méthodes chimiques en utilisant des détergents et des inhibiteurs de réaction ou par prétraitement du fluide qui fait souvent appel à des unités entières (traitement des eaux pour industrie alimentaire et pharmaceutique, filtration, dessalage, décantation, centrifugation, oxydation des boues, etc.). Cependant, les coûts sont énormes mais les résultats ne sont pas toujours satisfaisants car l'élimination n'est pas complète. Les couches résiduelles constituent un promoteur à la fixation de dépôt et le nettoyage est rapidement rappelé. D'autre part, certaines méthodes, notamment les techniques chimiques, à fréquence d'emploi, elles font user les parois de l'échangeur, rajoutant un coût supplémentaire aux dépenses.

L'encrassement est gênant parce qu'il affecte aussi le fonctionnement des échangeurs. Les couches de dépôt, d'une part rétrécissent la section de passage du fluide et augmentent les pertes de charge qui doivent être compensées par une énergie additionnelle de pompage. D'autre part, elles constituent une résistance supplémentaire face au transfert de chaleur. Le design de l'échangeur, préalablement calculé sur la base d'un état propre, est alterné par cette résistance. Le flux échangé et les températures de sortie des fluides ne sont plus conservés ; un fluide froid, par exemple, sortirait moins chaud que prévu par la conception.

Lorsque la nature et la gestion du procédé ne justifient pas les coûts des unités de prétraitement, des solutions de maintenance sont appliquées à court terme et à une fréquence qui varie d'une à plusieurs fois par an et, à chaque intervention, les équipements sont arrêtés et des pertes de production s'accumulent. Des solutions, qui traitent le problème à long terme sans avoir recours à stopper la production ou, du moins, qui réduisent la fréquence de maintenance, seraient fort intéressantes.

\* : cepmagazine, juin 2001, AIChE Group ([www.aiche.org/cep/](http://www.aiche.org/cep/))

S'il n'est pas possible de réduire la vitesse d'encrassement (quantité déposée par unité de temps), parce qu'on ne peut toucher aux conditions opératoires du procédés, il serait utile de trouver des méthodes pour réduire ses méfaits sur le fonctionnement de l'équipement ; la

dégradation de sa performance se fera donc moins rapidement et la fréquence de maintenance sera réduite.

Les lois régissant le transfert thermique étant connues et bien comprises, aussi sont les paramètres clés sur lesquels il faut jouer pour améliorer le phénomène.

Des conductivités thermiques élevées favorisent le transfert par conduction et des vitesses d'écoulement importantes favorisent la convection. Par ailleurs, les plus grands gradients de température se confinent au voisinage des parois, c'est donc cette zone qu'il faut traiter pour qu'elle soit, en permanent, dans des conditions favorables au transfert. Les conditions d'entrée (températures, pressions, débits, etc.) étant imposées par le procédé en question (réaction, programme de production, etc.), l'amélioration peut être obtenue en jouant sur les propriétés des matériaux intervenant dans le système.

Les industriels utilisent, dans la construction des échangeurs de chaleur, des métaux très conductifs, sous la limite de faisabilité et du coût, avec des caractéristiques qui leur permettent de résister à l'encrassement (surfaces polies, inoxydables, revêtement en composé inerte, etc.). Cependant, malgré ces investissements, les couches de dépôt arrivent tout de même à réduire l'efficacité de l'équipement, et ce, à cause de leur épaisseur et leur conductivité thermique relativement faible en général.

D'améliorer la conduction en augmentant la conductivité thermique et de renforcer la convection en conservant la circulation du fluide au voisinage des parois, serait, peut-être, une solution, mais comment la réaliser ?

Dans plusieurs applications, le flux de chaleur à transférer est important et le fluide caloporteur est un gaz. Des solutions innovatrices ont utilisé des milieux poreux hautement conductifs pour compenser la faible conductivité caractérisant les gaz. Cette méthode permet d'augmenter la conductivité thermique du fluide voisinant la paroi tout en lui permettant de circuler à des niveaux d'agitation plus élevés. Ce même principe pourrait être appliqué au dépôt solide issu de l'encrassement.

En insérant un milieu poreux sur les surfaces d'échange, les éléments du dépôt se mélangeront à la matrice poreuse constituant un nouveau composite ayant une conductivité thermique plus élevée que celle du dépôt seul. Aussi, le fluide continue à circuler au voisinage des parois même en présence de dépôt qui sera réparti à l'intérieur de la structure poreuse.

Les gradients de température et de vitesse étant confinés au voisinage des parois, il n'est pas nécessaire d'occuper tout le volume des conduites par du milieu poreux, cela peut d'ailleurs augmenter les pertes de charge. Il serait plutôt suffisant de choisir un taux de remplissage optimisant l'ensemble des aspects thermique et hydrodynamique. Une couche poreuse qui recueillera le dépôt loin des parois et augmentera la conductivité thermique du milieu adjacent, aura, à priori, un effet bénéfique sur le fonctionnement d'un échangeur de chaleur sujet à l'encrassement. D'autre part, de point de vue maintenance, l'opérateur pourra retirer la matrice poreuse pour nettoyage ou remplacement, l'échangeur de chaleur sera moins exigeant et des méthodes moins agressives lui suffiront.

De nombreuses publications ont été issues dans ce sens.

Certaines présentent l'effet du milieu poreux par rapport à l'échange thermique par le biais de sa conductivité thermique importante ou par le niveau d'agitation qu'il offre à l'écoulement (hydrodynamique), favorisant la convection.

D'autres étudient son intérêt par rapport à sa structure qui permet la collection des particules du dépôt. Destinées principalement au domaine de la filtration, ces études s'occupent de l'encrassement des filtres et des membranes perméables en essayant de comprendre les mécanismes de déposition afin de pouvoir déterminer les profils de concentration (transfert de masse) et la cinétique de colmatage, d'où la durée de vie des équipements.

Cependant, nulle d'entre elles ne fait combiner l'effet thermique du milieu poreux à son encrassement. C'est l'objet de notre étude.

Pour pouvoir quantifier l'effet du milieu poreux, il est indispensable d'avoir, au préalable, toutes les données sur le système sans milieu poreux. Ces données serviront de référence à la deuxième partie de l'étude qui analysera les résultats de l'insertion du milieu poreux.

Pour bien comprendre et poser le problème, nous avons eu besoin d'une diversité de données sur les échangeurs de chaleur, l'encrassement, le transfert thermique et la déposition au sein du milieu poreux.

Dans le premier chapitre, intitulé "Généralités sur l'encrassement", est présentée une vue générale sur le phénomène de l'encrassement. Ses types, les méthodes de repérage et d'évaluation, ainsi que les techniques de maintenance sont brièvement décrits. Par la suite, plus de détails sont donnés sur sa cinétique en présentant les différents modèles exprimant l'évolution de sa résistance au cours du temps et les mécanismes de déposition.

Le chapitre II, "Recherche bibliographique", résume un certain nombre de travaux antérieurs présentant différentes méthodes de lutte contre l'encrassement des échangeurs de chaleur en absence de milieu poreux. D'autres étudient le transfert thermique à travers les milieux poreux en absence d'encrassement, où sont décrits plusieurs modèles pour le calcul de la conductivité thermique effective. Enfin, quelques études sur l'hydrodynamique et la déposition dans les milieux poreux sont reportées.

Dans le chapitre III, "Formulation mathématique", pour un canal plan à plaques isothermes dans lequel un fluide newtonien circule en régime laminaire, en présence d'encrassement et de milieu poreux, nous essayons de cadrer le problème en écrivant les différentes équations régissant le système, notamment, l'équation d'énergie, la loi de déposition et la variation de la porosité au cours du temps ; l'hydrodynamique étant préalablement imposée. Les paramètres indicateurs de la performance de l'échangeur (nombre de Nusselt, efficacité, résistance d'encrassement, etc.) sont aussi formulés.

L'équation d'énergie n'admettant pas une solution analytique, la méthode numérique des volumes finis est choisie pour la résolution. Le choix du maillage, la discrétisation des équations, ainsi que les étapes de résolution sont présentés dans le quatrième chapitre intitulé "Modélisation numérique". Un code de calcul est développé spécifiquement pour cette étude.

Le chapitre V, "Résultats et exploitation", dans lequel est présentée une comparaison de différentes entités (températures, efficacité, nombre de Nusselt, résistance d'encrassement, porosité, déposition) entre les cas avec et sans milieu poreux, permet de vérifier les prévisions et de quantifier l'effet de l'insertion du milieu poreux sur le fonctionnement de l'échangeur. L'influence de certains paramètres (nombre de Reynolds, rapport des conductivités, etc) est également présentés.

Enfin, une conclusion générale vient résumer les résultats et proposer un nombre de perspectives en vue d'enrichir ce travail et d'apporter plus de rigueur à ses déductions.

Ce travail est une contribution à la recherche est rentre dans le cadre des activités du Laboratoire des Milieux Poreux et Transferts Polyphasiques (LMPTP/IGM) menues dans le but de promouvoir la recherche scientifique universitaire.

## CHAPITRE I.

# GENERALITES SUR L'ENCRASSEMENT DES ECHANGEURS

### Introduction

L'encrassement peut être défini comme étant la déposition indésirable, sur les parois, d'éléments solides introduits ou créés involontairement dans le procédé. Par sédimentation, cristallisation, précipitation, agrégation, réaction chimique, effet interfacial, colloïdal ou électrocinétique, ou encore par des phénomènes biologiques, le mécanisme de formation du dépôt est régi par des lois différentes [1].

Il a été démontré au cours des longues années passées dans la recherche de moyens de lutte contre l'encrassement, que ce dernier était lié aux conditions opératoires, aux propriétés physico-chimiques des fluides mis en jeu, à la géométrie du système ainsi qu'à la nature des surfaces [1]. La connaissance de l'origine du phénomène est un facteur déterminant pour répondre aux variations de ces paramètres.

### I.1. Types d'encrassement

L'encrassement peut être classé suivant deux critères : son origine ou la nature du dépôt [2]

#### I.1.1. Origine

1. Par cristallisation : il s'agit de dépôt cristallin formé à partir de sels inorganiques, généralement à solubilité inverse. C'est le cas du  $\text{CaCO}_3$ ,  $\text{CaSO}_4$ , et plusieurs constituants de l'eau dure et l'eau de mer. La solidification d'un liquide pur, au contact d'une surface sous-refroidie ou d'un liquide à haut point de fusion sur une surface froide, fait aussi partie de cette catégorie.

Ce type d'encrassement est conditionné par une grande vitesse de déposition et un excès de concentration par rapport à la limite de solubilité.

2. Par réaction chimique : une réaction de surface dont le matériau des parois joue le rôle de catalyseur sans y participer directement. Il est rencontré dans les industries alimentaire, nucléaire et dans les procédés de raffinage du pétrole.

3. Particulaire : c'est le cas d'une déposition continue de particules entraînées dans l'écoulement d'un fluide et qui s'accumulent sur la paroi jusqu'à formation d'une couche de résidu.

4. Par corrosion : c'est un cas particulier de l'encrassement réactionnel où le matériau de la surface est un élément actif dans la réaction. La corrosion peut être uniforme, par piqûres, en fissures ou sélective lorsqu'il s'agit d'un alliage où un seul composant est concerné par la réaction.

5. Biologique : il se produit en présence de microorganismes qui se multiplient pour couvrir la surface d'un "film biologique".

#### I.1.2. Nature du dépôt

1. Dépôt dur : il s'agit d'une structure dense et renforcée qui ne s'atténue pas lors d'un simple jet d'eau ou de vapeur mais qui nécessite un traitement mécanique ou un nettoyage chimique approprié. C'est le cas de dépôt corrosif ou cristallin.

La résistance thermique d'un dépôt dur est directement proportionnelle à son épaisseur.

2. Dépôt poreux : c'est le matériau d'un dépôt dur qui se présente en une structure moins dense, sous l'effet des conditions opératoires. Ce cas est plus sérieux que le précédent quand le fluide emprisonné dans les pores a une conductivité thermique plus faible que le matériau solide.
3. Dépôt mou : c'est le cas de boues, poudres de coke ou de fibres végétales. La résistance dans ce cas est plutôt liée au fluide emprisonné qu'au matériau constituant la matrice. Un simple soufflage peut donner des résultats satisfaisants lors du nettoyage.

## I.2. Repérage

Bien que l'imagerie nous permette de visualiser l'encrassement des échangeurs de chaleur, son effet réel ne peut être constaté que par des prises de mesures d'entités expérimentales qui en dépendent directement (Température de sortie, débit de sortie, perte de charge, concentration de la solution, ... etc.). Ces méthodes de détection permettent d'avoir une idée sur l'état de l'échangeur, de décider de la date de sa maintenance, et ce, sans avoir recours à son arrêt qui représente des pertes de temps et de production.

## I.3. Evaluation :

Suivant la définition adoptée, la quantification de l'effet de l'encrassement se fait par différentes méthodes ; entre autres :

1. Variation du coefficient d'échange global ou Résistance thermique :

Le coefficient global d'échange thermique est l'inverse de la résistance globale qui, elle, est une combinaison des résistances partielles des différents domaines traversés par l'énergie transférée. Dans un échangeur à double-tube, le flux de chaleur traverse un premier fluide chaud, une paroi solide, puis un deuxième fluide froid, chaque domaine ayant sa propre résistance selon le mode de transfert y régnant (convection, conduction ou rayonnement). La différence entre les inverses des coefficients globaux de transfert thermique à l'état propre et encrassé représente la résistance de l'encrassement notée par  $R_F$  et définie par :

$$R_F = \frac{1}{U_d} - \frac{1}{U_c} \propto \frac{e_F}{k_F} \quad (I.1)$$

$U_c$  et  $U_d$  étant les coefficients d'échange globaux, respectivement, à l'état propre et encrassé ;  $e_F$  l'épaisseur et  $k_F$  la conductivité thermique du dépôt.

2. Efficacité ou température de sortie :

En présence de dépôt, la performance de l'échangeur diminue et sa capacité d'échange est inférieure à l'objectif de son calcul. Le fluide froid sort moins chaud que prévu. On dit que l'efficacité a diminué.

Cette notion d'efficacité est exprimée par le rapport de la quantité de chaleur réellement échangée sur la quantité maximale pouvant être échangée dans le cas idéal correspondant à un échangeur adiabatique de longueur infinie. En relation mathématique, elle peut être présentée comme :

$$eff = \frac{C_c (T_{ce} - T_{cs})}{C_{\min} (T_{ce} - T_{fe})} \quad (I.2)$$

$C_c$  et  $C_{\min}$  étant les capacités calorifiques respectivement du fluide chaud et minimale entre les deux fluides.

$T_{ce}$  et  $T_{fe}$  étant les températures à l'entrée et  $T_{cs}$  et  $T_{fs}$  à la sortie des fluides chaud et froid.

#### I.4. Prévention et maintenance

Comme il est quasiment impossible d'éviter l'encrassement, les recherches ont abouti à quelques méthodes pouvant réduire ses méfaits au minimum :

- Nettoyage physique (brosse, jet d'eau ou de gaz) ou chimique (produits détergents)
- Prétraitement du fluide : dessalage, filtration, décantation, oxydation des boues
- Ajout d'inhibiteurs de réaction ou de corrosion
- Capture électrochimique
- Traitement des surfaces : polissage, revêtement ou remplacement par un métal inerte

Les conséquences reconnues de l'encrassement et reportées sur la totalité des travaux, sont la diminution de la section de passage du fluide, l'augmentation de la perte de charge, la réduction de l'efficacité et de la performance de l'échangeur, en plus du changement de la nature de fluide pour le cas des phénomènes biologiques.

Par ailleurs, le coût dû à l'usure des surfaces d'échange et à la fréquence de nettoyage n'est pas du tout négligeable.

#### I.5. Cinétique de l'encrassement

Dans les échangeurs de chaleur, les méfaits de l'encrassement sont très gênants. L'influence du dépôt s'affiche par une baisse dans le coefficient global d'échange et dans l'efficacité de l'échangeur. Sa résistance  $R_F$  est exprimée par la différence entre l'état propre et l'état encrassé :

Le but de toute recherche est de trouver un moyen pour que la cinétique de  $R_F$  soit la plus lente possible ; du moment qu'on ne peut l'éliminer définitivement.

A l'exception de l'encrassement particulière [3], un temps de retardation  $t_D$ , appelé aussi temps d'induction, est souvent noté avant que la résistance devienne appréciable. La valeur de  $t_D$  est fonction du degré de propreté de la surface au début de l'expérience.

En effet, la résistance peut même commencer par des valeurs négatives, correspondant à un transfert meilleur à l'état encrassé qu'à l'état propre. De telles observations s'expliquent par une très légère déposition où les éléments déposés favorisent le transfert en augmentant le degré d'agitation près des parois (cas de particules), avant de s'épaissir en couche résistante [4].

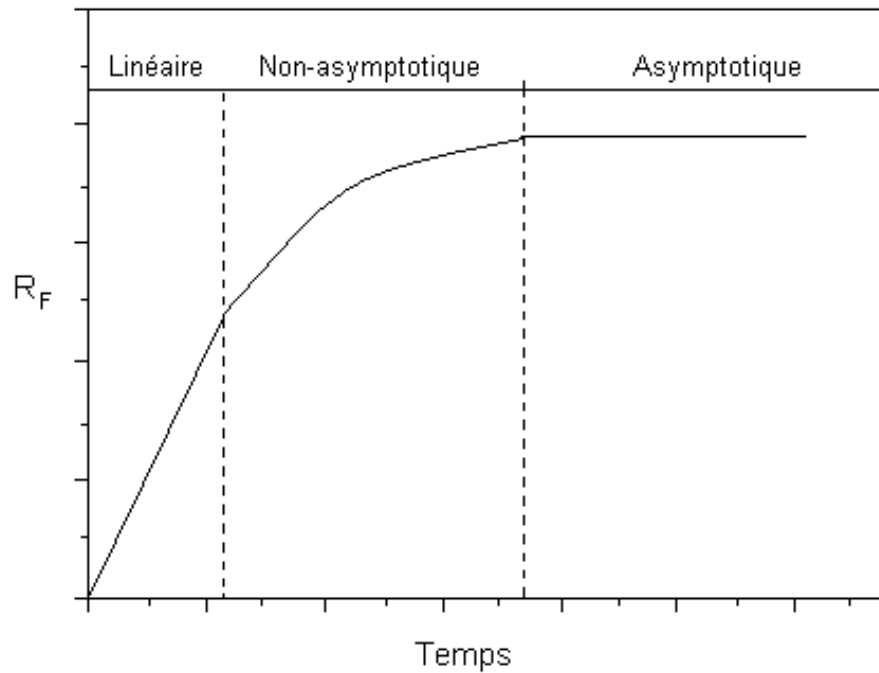
Le tracé de la résistance de l'encrassement,  $R_F$ , en fonction du temps (Fig-I.1), se présente sous trois formes principales : linéaire, non asymptotique et asymptotique [4].

L'avantage de la dernière configuration réside dans la possibilité de fonctionner indéfiniment dans les conditions asymptotiques sans avoir recours au nettoyage.

Il est important de noter que le temps de fonctionnement doit être suffisamment long (arrêt pour nettoyage) pour qu'on soit sûr du mode de variation de  $R_F$ , linéaire, non asymptotique ou asymptotique [4].

Une forme particulière en "dents de scie" est aussi rencontrée dans la pratique [4]. Des courbes ascendantes suivies de chutes brusques sont périodiquement reproduites. Les courbes, ainsi que la forme globale, suivent généralement l'une des trois configurations mentionnées ci-dessus. Néanmoins, la même forme n'est pas forcément reproduite et les durées entre les chutes ne sont pas obligatoirement conservées.

Lors de la modélisation des différentes configurations d'encrassement, une compétition est considérée entre le transfert de masse et la réaction de surface (attachement) mais les modèles n'incluent pas le temps de retardation.



**Fig-I.1. Les Différentes configurations de la variation de la résistance de l'encrassement au cours du temps**

### I.5.1. Encrassement linéaire

Ce mode est le plus souvent rencontré lorsque la déposition se fait à vitesse constante alors que l'enlèvement est négligeable.

$$\frac{dR_F}{dt} = \frac{\phi_d}{\rho_F k_F} \quad (\text{I.3})$$

$\phi_d$  étant la densité du flux massique de déposition.

Dans le cas de la cristallisation, lorsqu'il existe une égalité stœchiométrique entre les cations et les anions, on peut écrire :

$$\phi_d = \frac{c_b - c_{sat}}{\frac{1}{k_m} + \frac{1}{k_r (c_s - c_{sat})^{n-1}}} \quad (\text{I.4})$$

sachant que pour la plupart des sels aqueux,  $n \approx 2$ .

$c_b$ ,  $c_s$  et  $c_{sat}$  étant les concentrations au cœur du fluide (bulk), à la surface de déposition et de saturation (limite de solubilité) ;  $k_m$  la constante de vitesse de transfert massique et  $k_r$  la constante de vitesse de la réaction de surface ou de fixation.

Avec une vitesse d'écoulement et une concentration au cœur du fluide constantes, pour garder le même flux de déposition,  $\phi_d$ , il est impératif de maintenir la concentration de saturation de l'espèce cristallisante à la paroi, au même niveau ; chose qui n'est possible que si un flux thermique constant est appliquée à la surface encrassée.

Pour l'encrassement réactionnel, en négligeant la rétrodiffusion du dépôt, tout le produit de la réaction se dépose et quitte ainsi la phase liquide, sa concentration dans la solution est nulle ( $c_{sat}=0$ ), le flux de déposition devient alors :

$$\phi_d = \frac{c_b}{\frac{1}{k_m} + \frac{1}{k_r c_s^{n-1}}} \quad (I.5)$$

Dans le cas des particules colloïdales où la théorie électrocinétique pose que  $n=1$ [5,6], ainsi que pour les réaction d'ordre 1:

$$\phi_d = \frac{c_b}{\frac{1}{k_m} + \frac{1}{k_r}} \quad (I.6)$$

Lorsqu'il s'agit de corrosion, il y a lieu de considérer la diffusion de l'oxygène dans la couche de dépôt, sachant que ce type de réactions se fait sur la paroi solide plutôt qu'à l'interface fluide – dépôt :

$$\phi_d = \frac{c_b}{\frac{1}{k_m} + \frac{e_F}{D_F} + \frac{1}{k_r c_s^{n-1}}} \quad (I.7)$$

$D_F$  étant la diffusivité massique de l'oxygène dans la couche du dépôt.

Cependant, dans le cas où  $e_F/D_F$  est négligeable devant les autres termes du dénominateur, on peut avoir une valeur constante de  $\phi_d$ , donc de  $dR_F/dt$ , du moment que  $dR_F = d(e_F/k_F)$

Lorsque le transfert de masse contrôle le phénomène de l'encrassement (cas de croissance de cristaux à vitesse d'écoulement suffisamment faible), l'équation (I.4) se réduit à :

$$\phi_d = k_m (c_b - c_{sat}) \quad (I.8)$$

Et les équations (I.5) et (I.6) à :

$$\phi_d = k_m c_b \quad (I.9)$$

L'effet de la température sur  $\phi_d$  se manifeste à travers la diffusivité du composé clé et  $k_m$  ; une influence moindre comparée au cas où le contrôle est réactionnel.

Lors d'un écoulement laminaire établi dans un tube [7] où les particules sont transportées à une vitesse  $v$ , la constante de vitesse de transfert de masse  $k_m$  et, par conséquent,  $\phi_d$ , varient comme  $v^{1/3}$  dans le cas répandu de couche limite massique intermédiaire, et deviennent indépendants de  $v$  dans le cas rare de couche complètement développée.

Pour un écoulement turbulent établi,  $k_m$  et  $\phi_d$  sont directement proportionnelles à  $v^n$  tel que  $n$  varie entre 0.8 (surface lisse, composant clé dissous) et 1 (écoulement rugueux, composant clé en microparticules).

Quand la déposition est contrôlée par l'étape de fixation (croissance de cristaux à vitesse de fluide suffisamment élevée),  $c_b$  devient équivalente à  $c_s$  et l'équation (I.4) se réduit à :

$$\phi_d = k_r (c_b - c_{sat})^n \quad (I.10)$$

L'équation (I.5) à :

$$\phi_d = k_r c_b^n \quad (I.11)$$

Et l'équation (I.6) à :

$$\phi_d = k_r c_b \quad (I.12)$$

Une équation de type Arrhenius relie la constante de vitesse de réaction ou d'attachement  $k_r$  à la température de la surface  $T_s$ .  $\phi_d$  et  $k_r$  sont favorisées par les hautes températures.

$$k_r = A.e^{\frac{-E}{RT_s}} \quad (I.13)$$

Les valeurs importantes de l'énergie d'activation  $E$ , qui peuvent exister dans le cas de l'encrassement dû aux réactions chimiques, amplifient l'effet de  $T_s$ . Cependant, dans le cas des microparticules, cet effet peut être confondu avec les forces thermophorétiques déplaçant les particules fines d'une surface chaude à un fluide plus froid, surtout si ce dernier est un gaz. Par contre, l'effet de la vitesse du fluide sur  $\phi_d$  est négligeable dans ce cas.

Il est important de noter que, dans le cas précis de déposition particulaire, une approche plus empirique de l'attachement est utilisée par quelques chercheurs. Elle consiste à modifier une relation telle que l'équation (I.9) pour un régime de diffusion particulaire, par l'introduction d'un nouveau facteur  $S$ , dit probabilité d'adhésion [4], tel que :

$$\phi_d = k_m c_b S = v^i c_b S \quad (I.14)$$

Avec  $S=1$  lorsque c'est le transfert de masse qui contrôle et  $S<1$  lorsque l'attachement à la surface est important mais pas totalement contrôlant, alors que  $i \leq 1$ .

Il a été posé [8] que (I.11):

$$S = \frac{e^{-\frac{E}{RT_s}}}{\tau_s} = \frac{e^{-\frac{E}{RT_s}}}{v^j} \quad (I.15)$$

$j$  allant de 1 pour un écoulement laminaire, à 2 pour un écoulement turbulent.

La combinaison des équations (I.14) et (I.15) donne :

$$\phi_d = \frac{e^{-\frac{E}{RT_s}} c_b}{v^\gamma} \quad (\text{I.16})$$

Avec  $\gamma = j - i$ .

En général,  $j$  est supérieur à  $i$  donc  $\gamma$  est positif, ainsi  $\phi_d$  diminue avec  $v$ , contrairement au cas d'une adhésion parfaite où  $\phi_d$  augmente avec  $v$ .

### I.5.2. Encrassement non-asymptotique

C'est le cas d'une décroissance permanente de l'écart entre les flux de déposition et de détachement. Cette différence n'approche le zéro que si la résistance  $R_f$  approche l'infini.

Cette situation se présente lorsque l'enlèvement du dépôt est négligeable alors que la déposition s'accélère. Il s'agit de l'entartrage aux sels non contaminés séparés [9] ou d'une déposition mono-dispersée de particules à partir d'un écoulement isotherme laminaire [10] où le flux de déposition est sujet à une auto-retardation.

Parmi les mécanismes d'auto-retardation qui ont été observés ou postulés, nous citons ci-dessous :

1. La vitesse de diffusion de l'oxygène dans l'encrassement par corrosion décroît lorsque l'épaisseur du dépôt augmente, la déposition est ainsi ralentie ( $e_F/D_F$  dans l'équation I.7).
2. L'effet de blocage du dépôt à l'issue de l'augmentation de la vitesse de décapage, réduisant ainsi la fixation (S) suivant l'équation (I.16).
3. Un changement progressif dans la charge de la surface suite à la déposition de particules colloïdales contrairement chargées [10]
4. Une décroissance de la température  $T_s$  à l'interface dépôt – fluide du fait d'une déposition continue au cours du temps.

Le dernier mécanisme est la base du modèle de Hasson [11] et celui de Reitzer [12] pour l'entartrage à solubilité inverse, dérivé comme suit :

Pendant la croissance d'un cristal de sel à solubilité inverse dissous dans une solution saturée en ce sel à une concentration  $c_b$  et une température  $T_b$ , sur une surface portée à la température  $T_s > T_b$  (chauffage) et correspondant à la concentration  $c_s < c_b$ , où  $c_{sat}$  est la solubilité du sel à  $T_s$ ; en négligeant le détachement :

$$\frac{dR_f}{dt} = \phi_d = K(c_b - c_{sat})^{n'} \quad (\text{I.17})$$

Les constantes  $K$  et  $n'$  sont fonctions de  $k_r$ ,  $k_m$  et  $n$  de l'équation (I.4).

Pour une variation linéaire de la concentration avec la température, la vitesse de variation de la résistance de l'encrassement est directement proportionnelle au gradient de température à la puissance  $n'$  :

$$\frac{dR_f}{dt} \propto (T_s - T_b)^{n'} \quad (\text{I.18})$$

Et pour un coefficient de transfert de chaleur constant à la paroi,

$$\frac{dR_F}{dt} \propto \dot{q}^{n'} \quad (\text{I.19})$$

En général,

$$\dot{q} = U\Delta T = \frac{\Delta T}{R_c + R_F} \quad (\text{I.20})$$

$R_c$  et  $R_F$  étant les résistances thermiques globales à l'état propre et encrassé.  $\Delta T$  étant la différence de température entre les extrémités chaude et froide de l'échangeur, qui reste constante au cours du temps (ex. cas d'un évaporateur).

La combinaison des équations (I.19) et (I.20) donne :

$$\frac{dR_F}{dt} = \frac{K_1}{(R_0 + R_F)^{n'}} \quad (\text{I.21})$$

Dont l'intégration de  $t=0$ ,  $R_F=0$  à un couplet  $(R_F, t)$  quelconque, donne :

$$(R_0 + R_F)^{n'+1} - R_0^{n'+1} = K_1(n'+1)t \quad (\text{I.22})$$

Ou encore,

$$\frac{1}{U^{n'+1}} - \frac{1}{U^{n'+1}} = K't \quad (\text{I.23})$$

Qui représente une configuration non-asymptotique.

Pour un contrôle par transfert massique,  $K'=k_m$  et  $n'=1$ , alors que pour un contrôle par réaction de surface,  $K'=k_r$  et  $n'=n \approx 2$  pour la plupart des sels solubles [13].

L'applicabilité de  $n'=1$  et  $n'=2$  à l'entartrage par sels à solubilité inverse dans des évaporateurs non agités à faibles vitesses et des rebouilleurs bien agités à vitesses élevées, a été démontrée précédemment [5].

Il serait intéressant de noter que l'équation (I.23) avec  $n'=1$  est à l'origine des résultats de Mc Cabe & Robinson [14], qui prouvent que pour les évaporateurs :

$$\frac{dR_F}{dt} \propto \dot{q} = U\Delta T = \frac{\Delta T}{R_0 + R_F} \quad (\text{I.24})$$

En supposant un  $\Delta T$  constant et en intégrant l'équation pour les mêmes conditions initiales,

$$(R_0 + R_F)^2 - R_0^2 = C^{te}.t \quad (\text{I.25})$$

Le premier mécanisme d'auto-retardation cité ci-dessus, s'applique à la corrosion locale, pour laquelle, sous l'hypothèse d'une vitesse de corrosion trop rapide par rapport à la diffusion de l'oxygène [15], l'équation (I.7) se réduit à :

$$\phi_d = \frac{c_b}{\frac{1}{k_m} + \frac{e_F}{D_F}} \quad (\text{I.26})$$

Néanmoins,

$$\phi_d \propto \frac{dR_F}{dt} \quad (\phi_r \approx 0),$$

$$k_m = C^{te}, \quad (\text{pour des conditions opératoires fixes})$$

et  $e_F \propto R_F$

L'équation (I.26) s'écrit donc sous la forme :

$$\frac{dR_F}{dt} = \frac{a}{B + R_F} \quad (\text{I.27})$$

L'intégration résulte en :

$$(B + R_F)^2 - B^2 = 2a.t \quad (\text{I.28})$$

Qui est similaire à l'équation (I.25) et qui représente aussi une configuration non-asymptotique.

### I.5.3. Encrassement asymptotique

Ce mode est caractérisé par une décroissance permanente de l'écart entre les flux de déposition  $\phi_d$  et de détachement  $\phi_r$ , qui n'approche le zéro que lorsque la résistance approche une valeur finie  $R'_F$ . Ce phénomène est souvent rencontré avec l'encrassement particulaire [10].

Suivant l'hypothèse relevant du concept du modèle d'enlèvement de Kern–Seaton [16],  $\phi_d$  augmente linéairement avec l'épaisseur du dépôt  $e_F$  donc avec  $m_F$ , la masse de dépôt par unité de surface :

$$\phi_r = b.m_F \quad (\text{I.29})$$

$b$  étant la constante de proportionnalité.

Cette relation a été ensuite rationalisée à travers une théorie de destruction du dépôt par les contraintes thermiques [17]. Une co-existence continue entre l'enlèvement et la déposition (particulièrement dans le cas des particules) est supposée aussi bien en régime d'écoulement turbulent [18] qu'en régime laminaire [5].

Ainsi, la vitesse nette d'encrassement est donnée par :

$$\phi = \phi_d - b.m_F \quad (\text{I.30})$$

Ou 
$$\frac{dR_F}{dt} = \frac{dR_F}{dt} \Big|_{t=0} - b.R_F \quad (\text{I.31})$$

$$\text{Avec } \left. \frac{dR_F}{dt} \right|_{t=0} = \frac{\phi_d}{\rho_F k_F} = C^{te}$$

L'intégration de l'équation (I.31) entre la condition initiale ( $t=0, R_F=0$ ) et n'importe quelle condition ( $t, R_F$ ), conduit à l'équation classique du modèle de Kern–Seaton [16] :

$$R_F = R_F^* (1 - e^{-\frac{t}{t_c}}) \quad (\text{I.32})$$

Avec  $t_c=1/b$  appelé constante de temps et

$$R_F^* = t_c \left. \frac{dR_F}{dt} \right|_{t=0} \propto t_c \cdot \phi_d \quad (\text{I.33})$$

Selon le modèle de Kern–Seaton,  $t_c$  est inversement proportionnel à la contrainte de cisaillement  $\tau_s$  calculée à la surface de déposition, alors que selon Taborek et al. [19], il est directement proportionnel à  $\phi$ , ainsi :

$$t_c = \frac{1}{b} = \frac{\dot{m}_F}{\phi_r} \propto \frac{\phi}{\tau_s} \quad (\text{I.34})$$

Plusieurs interprétations peuvent être données à  $t_c$  [4] :

- C'est le temps nécessaire pour arriver à la résistance asymptotique,  $R_F^*$ , si l'encrassement procède linéairement à l'étape initiale.
- C'est le temps réellement nécessaire pour atteindre 63.2% de  $R_F^*$ .
- C'est le tiers (1/3) du temps nécessaire pour atteindre 95% de  $R_F^*$  (Il est généralement recommandé que le temps d'une expérience soit, au moins, égal à  $3 \cdot t_c$  pour que la valeur de  $R_F^*$  soit crédible.)
- C'est le temps de séjours moyen d'un élément du dépôt sur la surface.
- C'est une quantité qui diminue avec l'augmentation des contraintes de cisaillement du fluide et devient plus importante lorsque la force du dépôt augmente. Plusieurs recherches ont observé une variation inverse entre  $t_c$  et  $\tau_s$ , alors que Morse et Knudsen [20] ont reporté une variation directe de  $t_c$  avec la pureté du dépôt cristallin donc avec la résistance structurale du dépôt.

En supposant que l'enlèvement n'est dû qu'aux heurtements turbulents du fluide à la surface (régime turbulent), tel que proposé par Cleaver & Yates [21,18], et en faisant l'hypothèse que l'efficacité d'enlèvement est de 100%,

$$t_c = \frac{\text{Le temps moyen entre les heurtements}}{\text{La fraction de surface couverte par heurtement à un insant } t} = \frac{100\mu / \tau_s}{\beta} \quad (\text{I.35})$$

Avec  $\beta \leq 0.005$  en général.

Une efficacité d'enlèvement de 100% signifie que chaque heurtement arracherait tout le dépôt sur la surface qu'il couvre ; ce qui ne peut avoir lieu que pour les dépôts à faible adhésion. La plupart des dépôts ont des degrés variés de cohérence et d'adhésion, tels que l'efficacité d'enlèvement  $\sigma$  (<100%) soit exprimée par :

$$t_c = 100 \frac{\mu / \tau_s}{\beta \sigma} \propto \frac{\mu \phi}{\rho v^{*2} \beta} \quad (\text{I.36})$$

$v^*$  étant la vitesse de friction du fluide donnée par :

$$v^* = \sqrt{\tau_s / \rho}$$

Lorsqu'ils ont observé un comportement asymptotique de la résistance d'encrassement, plusieurs chercheurs ont exprimé  $t_c$  et  $R_F^*$  en fonction de la vitesse du fluide et de la température de la surface.

A noter qu'à partir des équations (I.34) et (I.36), on déduit que :

$$t_c \propto \frac{\phi}{\tau_s} \quad (\text{I.37})$$

Par conséquent, l'équation (I.33) donne :

$$R_F^* \propto \frac{\phi \phi_d}{\tau_s} \quad (\text{I.38})$$

Où l'expression de  $\phi_d$  pour un encrassement linéaire est aussi applicable.

Si on suppose que la résistance physique du dépôt est fonction de la vitesse du fluide, alors l'influence de cette dernière sur  $\tau_s$  est toujours supérieure à celle sur  $\phi \phi_d$  [8,22,23], indépendamment du régime d'écoulement (turbulent ou laminaire) ou de contrôle (transfert de masse ou réaction de surface) de manière à ce que  $t_c$  et  $R_F^*$  diminuent avec l'augmentation de la vitesse d'écoulement.

Cependant, on a pu constaté que  $\phi$  pouvait aussi être affecté par la vitesse de l'écoulement [19,24]. Pinheiro [25] a proposé la relation suivante :

$$\phi \propto v^\alpha \quad (0 \leq \alpha \leq 2) \quad (\text{I.39})$$

Il a aussi adopté l'équation (I.19) avec  $\sigma$  entre 0 et 1.

En supposant une variation linéaire de  $\tau_s$  avec  $v^2$  (écoulement totalement turbulent), Pinheiro [25] a développé la relation suivante :

$$\phi_d = \frac{c_b}{\frac{1}{k_m} + \frac{v^\gamma}{k' e^{-\frac{E}{RT_s}}}} \quad (\text{I.40})$$

La variation de  $R_F^*$  avec  $T_s$  est confondue avec l'existence de  $\phi$  dans le numérateur de l'équation (I.38) puisque il a été montré [26] que pour certains dépôt,  $t_c$  et par conséquent,  $\phi$  diminue avec l'augmentation de  $T_s$ ; pour des valeurs fixes de  $v$ ,  $c_b$  et  $T_b$ , ce qui satisfait l'hypothèse de l'affaiblissement du dépôt par contrainte thermique proposée par Loo & Bridgwater [17]. Il est donc prévu, en traçant  $R_F^*$  en fonction de  $T_s$ , que  $\phi_d$  augmente avec  $T_s$  pendant que  $\phi$  diminue. Pour séparer ces effets opposés, il est désirable que  $\phi_d$  et  $R_F^*$  soient séparés et représentés en fonction de  $T_s$ , puisque, d'après l'équation (I.33) :

$$\left. \frac{dR_F}{dt} \right|_{t=0} = \frac{R_F^*}{t_c}$$

Il serait intéressant de représenter  $R_F^*/t_c$  ou au mieux, des valeurs mesurées de  $(dR_F/dt)_{t=0}$  sous une forme d'Arrhenius contre  $T_s^{-1}$ , pour visualiser le comportement global du dépôt avec  $T_s$ .

#### I.5.4. Encrassement en dents de scie

L'apparition de ce mode sous des conditions stables d'écoulement, de température et de concentration, implique un détachement répétitif correspondant à un affaiblissement périodique du dépôt au dessous d'une certaine valeur critique du flux net de déposition. Un tel affaiblissement peut être dû à un changement de structure cristalline, une dégradation chimique, un développement de contraintes thermiques ou un empoisonnement progressif des microorganismes dans un biofilm. La valeur critique de  $\phi$  correspond au cas où les forces hydrodynamiques (de cisaillement) susceptibles d'enlever des couches de dépôt, dépassent de justesse la plus faible valeur des forces d'adhésion ou de cohésion.

Les modèles présentés précédemment peuvent, avec succès, décrire les périodes ainsi que la globalité des courbes d'encrassement en dents de scie [4].

Le fait qu'une couche inférieure se conserve pendant que les couches supérieures de dépôt se détachent sous les forces de vitesse, revient peut être à la coexistence de deux types d'encrassement avec deux différents dépôts. C'est le cas de la formation, l'affaiblissement puis le détachement de biofilms au dessus d'une couche de dépôt de corrosion [27].

L'enlèvement périodique peut être aussi causé par une perturbation accidentelle de particules partiellement déposées sur la paroi. C'est, par exemple, le cas de la corrosion en fissures [28], où la corrosion cesse une fois que la paroi est uniformément encrassée, plutôt qu'un enlèvement continu.

### I.6. Mécanismes de déposition

Les mécanismes de l'encrassement sont différents selon que le dépôt soit présent dans le fluide sous forme de particules solides ou créé par une réaction chimique.

#### I.6.1. Encrassement particulaire

##### I.6.1.1. Déposition isotherme

C'est un transport de particules dont la force motrice est différente du gradient de température.

##### I.6.1.1.1. Transport des particules

En négligeant l'effet de gravitation, particulièrement important pour les grosses particules sur des surfaces horizontales, le transport des particules vers la surface s'écrit [5]:

$$\phi_d = k_t(c_b - c_s) = k_d c_b \quad (\text{I.41})$$

L'hypothèse que toute particule arrivant à la surface s'y attache, que la plupart des chercheurs posent, fait que  $c_s=0$  et., la constantes de vitesse de transport et de déposition,  $k_t$  et  $k_d$  deviennent équivalentes.

Les mécanismes de transport des particules varient entre diffusion, inertie et impaction [29]

#### ➤ Diffusion

Dans un écoulement turbulent, le transport des particules vers la surface se fait par le mouvement brownien des éléments du fluide à travers la sous-couche visqueuse. Les particules sous-micron peuvent être alors considérées comme de grosses molécules, de manière à ce que  $k_t$  devienne équivalent à  $k_m$  obtenu par les corrélations disponibles dans la littérature pour le transfert de masse convectif. Cette étape est régie par une diffusivité brownienne  $D$  qui, dans le cas d'une suspension diluée de particules sphériques, est donnée par [30] :

$$D = \frac{k_B T}{3\pi\mu d_p} \quad (\text{I.42})$$

Avec  $k_B$  la constante de Boltzman, et  $d_p$  le diamètre des particules

Pour des valeurs modérées du flux massique vers la surface, toute relation de convection thermique peut être transposée, par analogie, au transfert de matière en remplaçant  $Nu$  par  $Sh$  et  $Pr$  par  $Sc$  [29].

Si une analogie entre les phénomènes de transfert de masse et de quantité de mouvement est utilisée, pour des nombres importants de Schmidt, caractérisant les particules browniennes, il est nécessaire de tenir compte de l'effet des tourbillons qui ne s'atténue qu'à la surface et qui est du même ordre de grandeur que la diffusivité brownienne.

En utilisant l'analogie de Reichardt [31] qui satisfait ce critère et, pour un écoulement turbulent de suspensions ayant de grands nombres de  $Sc$ , avec l'hypothèse de couches limites hydrodynamique et de concentration complètement développées, Metzner & Friend [32] ont introduit le coefficient de friction  $f$  et établi la relation suivante :

$$\frac{k_m}{v} = \frac{f/2}{1.2 + 11.8.(Sc - 1)Sc^{-1/3}\sqrt{f/2}} \quad (\text{I.43})$$

Qui, pour  $Sc$  de l'ordre de  $10^6$ , se réduit à :

$$\frac{k_m}{v^*} = \frac{k_m}{v\sqrt{f/2}} = \frac{0.0847}{Sc^{2/3}} \quad (\text{I.44})$$

En utilisant une approche totalement différente, basée sur la stagnation du fluide à la paroi qui compense son agitation au-delà, Cleaver & Yates [33] ont trouvé que, pour l'étape de diffusion :

$$\frac{k_m}{v^*} = \frac{k_m}{v_m\sqrt{f/2}} = \frac{0.0840}{Sc^{2/3}} \quad (\text{I.45})$$

Qui est très similaire à l'équation précédente.

Il est à noter que si l'équation classique de Blasius [34] est employée, pour une surface lisse :

$$f = \frac{0.0791}{\text{Re}^{0.25}} \quad (\text{I.46})$$

Par conséquent,

$$Sh = \frac{k_m d}{D} = 0.0167 \text{Re}^{0.875} Sc^{1/3} \quad (\text{I.47})$$

Qui est très proche de la relation empirique de Berger & Hau [35] ci-après :

$$Sh = 0.0165 \text{Re}^{0.86} Sc^{1/3}$$

Pour une couche limite de concentration en voie de développement et supposée très mince par rapport à la sous-couche visqueuse -une condition souvent satisfaite pour des nombres de  $Sc$  élevés (aérosols et hydrosols)-, Kramers & Krugler [36] ont développé la relation suivante :

$$\frac{k_m}{v^*} = \frac{0.5385}{(z^+)^{1/3} Sc^{2/3}} \quad (\text{I.48})$$

Ainsi, pour un transport contrôlé par la diffusion dans un écoulement turbulent,

$$k_t = k_m \propto d_p^{-2/3} v^{*m} \quad (\text{I.49})$$

Avec  $m$  allant de  $2/3$  à  $1$  dans le cas d'une couche limite de concentration complètement développée.

### ➤ Inertie

Dans ce régime, les particules sont suffisamment grosses pour que les tourbillons donnent à un certain nombre d'entre elles, une vitesse transversale assez importante leur permettant de traverser la couche visqueuse et atteindre la paroi [29].

Considérons une particule sphérique de diamètre  $d_p$  et de masse  $m_p$ , avec une vitesse initiale  $v_o$  qui est décélérée jusqu'au zéro par l'entraînement de Stokes, exercé par le fluide environnant de viscosité  $\mu$ . Par un bilan de forces à un instant  $t$  :

$$m_p \frac{dv_p}{dt} = -3\pi\mu v_p d_p \quad (\text{I.50})$$

$$\text{Or } m_p = \frac{\pi d_p^3 \rho_p}{6} \quad (\text{I.51})$$

$$\text{et } dt = \frac{ds}{v_p} \quad (\text{I.52})$$

Ainsi, l'équation (I.50) se simplifie en :

$$ds = -\frac{d_p^2 \rho_p}{18\mu} dv_p \quad (\text{I.53})$$

En l'intégrant entre les conditions initiales ( $s=0, v_p=v_o$ ) et les conditions finales ( $s=s_p, v_p=0$ ),

$$s_p = \frac{d_p^2 \rho_p v_0}{18\mu} \quad (\text{I.54})$$

Où  $s_p$  est la distance d'arrêt de Stokes de la particule.

Le temps de relaxation correspondant est donné par :

$$t_p = \frac{s_p}{v_0} = \frac{\rho_p d_p^2}{18\mu} \quad (\text{I.55})$$

Qui est un paramètre indépendant de  $v_0$ , souvent adimensionné comme :

$$t_p^+ = \frac{\rho_p d_p^2 v^{*2}}{18\mu \nu} \quad (\text{I.56})$$

Le tracé typique de  $k_t^+ = k_t / v^*$  contre  $t_p^+$ , qu'il soit théorique ou expérimental, est une droite de pente positive, telle que la transition de la diffusion à l'inertie se fait à  $t_p^+ \sim 0.1-0.2$ , ce qui correspond à un  $d_p \sim 1-2 \mu\text{m}$  ou plus, selon les valeurs de  $v^*$ ,  $\rho_p/\rho$  et  $\mu$ .

$$k_t^+ = \frac{k_t}{v^*} \propto t_p^+ \quad (\text{I.57})$$

Pour l'étape d'inertie, en plus de  $t_p^+$ , les variables indépendantes importantes sont les entités adimensionnelles  $\rho_p/\rho$  et  $Re$  [37], particulièrement si  $Re > 10^5$  [38].

### ➤ Impaction

Dans ce régime, qui commence à  $t_p^+ = 10-20$  ( $d_p \sim 10-20 \mu\text{m}$  dans l'air) [29], la vitesse des particules dans la direction de la paroi approche la vitesse de friction  $v^*$  et la distance d'arrêt de la particule devient du même ordre que le diamètre de la conduite. La réponse de particules de telle taille aux fluctuations de la turbulence devient limitée, ainsi  $k_t^+$  se stabilise. Au fur et à mesure que les particules grossissent, elle deviennent de plus en plus indifférentes envers la turbulence, et à  $t_p^+ \geq 30$  [39],  $k_t^+$  diminue progressivement jusqu'à une dépendance avec  $t_p^+$  similaire au régime de diffusion pour un  $d_p$  variable.

En écoulement turbulent, le flux des particules près de la paroi est donné par [40] :

$$J = (D + D_T) \frac{\partial c}{\partial y} \quad (\text{I.58})$$

Où  $D$  et  $D_T$  sont les diffusivités brownienne et turbulente des particules. En adimensionnel, cette équation s'écrit :

$$v_d^+ = (D^+ + D_T^+) \frac{\partial c^+}{\partial y^+} ; \quad (\text{I.59})$$

Sachant que

$$v_d^+ = \frac{v_d}{v^*} = \frac{1}{u^*} \frac{J}{c_b}, D^+ = Sc^{-1}, c^+ = \frac{c}{c_b} \text{ et } y^+ = \frac{y}{d_p}$$

Des résultats expérimentaux sur la déposition de particules dans une conduite verticale ont été reportés par Mc Coy & Hanratty [40] et Papavergos & Hedely [38]. Pour des particules très fines, le mouvement brownien affecte significativement la vitesse de déposition qui augmente avec la diminution du temps de relaxation (diamètre de la particule). La vitesse minimale de déposition a lieu dans l'intervalle de  $10^{-2} < t_p^+ < 5 \cdot 10^{-1}$ . Pour des particules plus grosses, la vitesse de déposition augmente rapidement avec le temps de relaxation jusqu'à  $t_p^+ \approx 20$ , ensuite se stabilise à une valeur constante d'environ 0.18.

Pour une conduite verticale, Papavergos & Hedely [38] ont suggéré

$$v_d^+ = 0.065 \cdot Sc^{-2/3} \quad \text{pour } t_p^+ < 0.2 \quad (\text{I.60})$$

$$v_d^+ = 3.5 \cdot 10^{-4} \cdot t_p^{+2} \quad \text{pour } 0.2 < t_p^+ < 20 \quad (\text{I.61})$$

$$v_d^+ = 0.18 \quad \text{pour } t_p^+ > 20 \quad (\text{I.62})$$

Une modification fut ensuite appliquée de telle manière à avoir :

$$v_d^+ = 0.065 \cdot Sc^{-2/3} + 3.5 \cdot 10^{-4} t_p^{+2} \quad \text{pour } t_p^+ < 20 \quad (\text{I.63})$$

Pour des conduites horizontales, Papavergos et Hedely [38] proposèrent

- Déposition sur la partie inférieure de la conduite

$$v_d^+ = 2 \cdot 10^{-3} t_p^{+2} \quad \text{pour } 0.2 < t_p^+ < 20 \quad (\text{I.64})$$

- Déposition sur la partie supérieure de la conduite

$$v_d^+ = 4 \cdot 10^{-5} t_p^{+2} \quad \text{pour } 0.2 < t_p^+ < 20 \quad (\text{I.65})$$

- **Modèle de Friedlander & Johnstone, 1957 (Free-flight)**

C'est le premier modèle de déposition de particules en régime turbulent [41]. Les hypothèses posées sont

a)

$$D_T^+ = \nu_T^+ = \begin{cases} \left( \frac{y^+}{14.5} \right)^3 & 0 < y^+ \leq 5 \\ \frac{y^+}{5} - 0.959 & 5 \leq y^+ \leq 30 \end{cases} \quad (\text{I.66})$$

$$(\text{I.67})$$

$\nu_T^+$  étant la viscosité cinématique turbulente.

b) Les particules atteignant la distance d'arrêt se déposent sur la paroi. Ainsi, une concentration  $c(y=s^+ + d_p^+/2)=0$  est utilisée comme condition aux limites, avec :

$$s = v_f t_p \quad (I.68)$$

Où  $v_f$  est la vitesse de «free flight» de la particule.

c)  $v_f$  est exprimée en fonction du coefficient de friction  $f$  et de la vitesse moyenne du fluide comme :

$$v_f = 0.9.v^* = 0.9.v\sqrt{f/2} \quad (I.69)$$

avec  $f = c_f = \frac{2\tau_w}{\rho v^2}$

En combinant toutes ces hypothèses, Friedlander & Johnstone [41] sont arrivés à exprimer la vitesse de déposition par :

$$v_d^+ = \left( \frac{1}{\sqrt{f/2}} + \frac{1525}{s^{+2}} - 50.6 \right)^{-1} \quad s^+ \leq 5 \quad (I.70)$$

$$v_d^+ = \left[ \frac{1}{\sqrt{f/2}} - 13.75 + 5 \ln \left( \frac{5.04}{0.5.s^+ + 0.959} \right) \right]^{-1} \quad 5 \leq s^+ \leq 30 \quad (I.71)$$

$$v_d^+ = \sqrt{f/2} \quad s^+ \geq 30 \quad (I.72)$$

Avec  $s^+ = 0.9 t_p^+$

#### - Modèle de Levich

Levich [40] étudia la déposition de particules de taille moléculaire avec  $Sc \gg 1$ . Il supposa que  $v_r^+$  est directement proportionnelle à  $y^{+4}$  et trouva que:

$$v_d^+ = 0.13337 Sc^{-3/4} \quad (I.73)$$

Il est aujourd'hui connu que  $v_r^+$  est proportionnelle à  $y^{+3}$ .

Ce modèle donne des résultats raisonnables pour l'étape de diffusion.

#### - Modèle de Davies

Pour des particules sous-micron, Davies [40] trouva

$$v_d^+ = 0.057.Sc^{-2/3} \quad (I.74)$$

Sehmel [40] a employé la même approximation que Davies mais en utilisant l'équation de Lin et al [40] pour la diffusivité de tourbillon.

Pour un bon accord avec les résultats expérimentaux, Sehmel [40] opta pour la relation suivante entre  $v_f$  est le temps de relaxation  $t_p^+$  :

$$v_f = \frac{1.49}{t_p^{+0.49}} \quad (I.75)$$

De plus, pour la diffusivité turbulente, il a utilisé les corrélations empiriques suivantes :

$$D_T^+ = 0.011.(y^+ t_p^+)^{1.1} \quad y^+ < 20 \quad (I.76)$$

$$D_T^+ = 0.04.y^+ \quad y^+ > 20 \quad (I.77)$$

Liu & Ilari [40] ont posé que la diffusivité massique des particules est supérieure à celle des tourbillons et est donnée par

$$D_T^+ = \nu_T^+ + \left( \frac{y^+}{y^+ + 10} \right)^2 t_p^+ \quad (I.78)$$

### Limitations des modèles « Free-flight »

Les modèles qui commencent par le travail de Friedlander & Johnstone [40] sont dits de "Free-flight". Bien que l'allure générale de la vitesse de déposition soit bien prédite par ces modèles, il existe un certain nombre de limitations liées à leurs hypothèses :

- L'utilisation de la "distance d'arrêt" comme une condition aux limites implicite
- L'hypothèse que la vitesse de «free flight» soit proportionnelle à la vitesse axiale.
- Egalité entre la diffusivité massique des particules et la diffusion des vortex de turbulence.
- La négligence de l'effet du rapport des densités, nombre de Reynolds, et les interactions avec les différentes échelles de turbulence.
- La négligence des effets de la force d'entraînement.
- La négligence des effets des phénomènes de tourbillons et d'heurtements.

### - Modèle de Cleaver & Yates

Le phénomène d'heurtement a lieu dans la couche limite turbulente. Il s'agit de mouvements périodiques par lesquels le fluide s'éloigne de la paroi puis revient avec une chute de grande force heurter la surface. Cleaver & Yates [33] ont supposé, en tenant compte du rapport des densités, que :

- Les particules suspendues peuvent se déplacer jusqu'à une certaine distance de la paroi par diffusion turbulente avant d'être entraînées par le mouvement de chute,
- La traînée de Stokes est la seule force à agir sur les particules.

Pour de faibles  $t_p^+$ , une expression simplifiée est proposée :

$$v_d^+ = \frac{9}{400} \frac{\rho}{\rho_p} t_p^+ e^{0.48 t_p^+} + 0.084.Sc^{-2/3} \quad (I.79)$$

Où le terme de diffusion est linéairement ajouté.

### ➤ Déposition gravitationnelle

Pour des particules à  $t_p^+ > 1$ , l'effet de gravité devient important. Lorsqu'il s'agit de surface plane horizontale, le flux de déposition est donné par :

$$\phi_{dg} = v_t c_b \quad (I.80)$$

En supposant que la concentration  $c_b$  est uniforme et constamment régénérée, et  $v_t$  la vitesse terminale de chute de la particule, dans le cas de surfaces inclinées l'égalité dans cette équation devient une proportionnalité. Si les particules sont suffisamment grosses ou/et lourdes pour que la gravité contrôle le mécanisme de déposition, l'encrassement est dit par sédimentation, ce qui peut être évité par une préfiltration de la suspension.

➤ **Autres forces hydrodynamiques**

- **Force d'entraînement**

Plusieurs chercheurs [42,37,38,39] se sont intéressés aux effets des forces d'entraînement analysés par Saffman [43], sur le comportement des particules près de la paroi en écoulement turbulent. C'est la force exercée sur une particule, ayant une vitesse longitudinale relative  $v_r$  par rapport au fluide circulant, dans un cisaillement parallèle à la paroi avec un gradient de vitesse  $dv/dy$ . Pour une sphère connexe, elle est donnée par :

$$F_L = 1.615 \sqrt{\rho \mu \frac{dv}{dy} v_r} d_p^2 \quad (\text{I.81})$$

La force d'entraînement  $F_L$ , qui est d'un ordre de grandeur, au minimum, plus important que l'effet Magnus dû aux libres rotations de la particule dans les lignes de cisaillement [37], est orientée vers la surface quand le mouvement local de la particule parallèlement à la paroi est plus rapide que celui du fluide immédiatement environnant et inversement loin de la paroi [42].

- **Force de drainage**

Elle agit au voisinage de la paroi. C'est la force d'interaction visqueuse analysée par Brenner [44]. En se rapprochant de la paroi, la particule subit une résistance visqueuse croissante car les frottements entre le fluide et les deux surfaces (particule et paroi), qui se rapprochent progressivement, augmentent la force nécessaire pour chasser le fluide de l'entourage de la particule [44,45]. L'effet net de cette force est d'inhiber la déposition. Une approche pour la force de drainage pour une sphère très proche de la paroi (quand  $h'/r_p$  est juste excédant 1) donne [45] :

$$F_d = \frac{3\pi\mu v_p d_p^2}{2h' - d_p} \quad (\text{I.82})$$

A noter que  $F_d$  approche l'infini ( $\infty$ ) lorsque  $2h'$  approche  $d_p$ , mais  $v_p$ , la vitesse de la particule normale à la surface approche zéro en même temps.

La force d'entraînement et la force de drainage -la seconde en particulier- sont considérablement plus importantes dans les liquides que dans les gaz [45]. Les mécanismes de transport précédents seront combinés à une probabilité d'adhésion ou encore à un terme additionnel de vitesse pour rationaliser la fixation des particules à la surface.

➤ **Rugosité de la surface**

Les théories mentionnées précédemment traitent le cas de surface lisse, cependant, les expériences montrent que l'effet de la rugosité de surface est d'améliorer le transport des particules à la surface [38,46]. L'amélioration est surtout due à la diminution de l'épaisseur de la sous-couche visqueuse et à l'élévation correspondante du niveau de turbulence au dessus des aspérités [47,48], car une plus faible distance d'arrêt est nécessaire pour arriver aux premières aspérités et, du fait que ces aspérités constituent des obstacles dans le parcours des particules sur les lignes de courant très proches de la paroi, ceci constitue un mécanisme additionnel de déposition [49,50].

Des résultats expérimentaux [46] pour le transport de particules des aérosols vers une surface rendue rugueuse par des grains de sable, montrent que l'amélioration s'intensifie avec l'augmentation de la rugosité, la taille des particules et le niveau de turbulence.

Davis [50] a argumenté ceci par la dépendance inverse de  $k_t^+$  avec  $Sc$  dans le régime de diffusion qui change d'un exposant de 2/3 pour des surface lisses, à 1/2 pour des surfaces très rugueuses, pour lesquelles :

$$k_t^+ = \frac{k_m}{v^*} = \frac{0.08}{Sc^{1/2}} \quad (I.83)$$

Ainsi, pour une vitesse fixe du fluide, le facteur par lequel augmente  $k_m$  en passant d'une surface lisse à une autre plus rugueuse, est :

$$\frac{k_{m(rug)}}{k_{m(liss)}} = F_\varepsilon = Sc^{1/6} \sqrt{\frac{f_{lis}}{f_{rug}}} \quad (I.84)$$

Néanmoins, il a été démontré, théoriquement pour des irrégularités de hauteur importante, aussi bien tridimensionnelles [51] que bidimensionnelles [52], et expérimentalement pour plusieurs géométries des excroissances [53] que, l'intensification du transfert de masse (ou de chaleur) issue des perturbations causées par les irrégularités de la surface peut être plus que contrariée par des hauts niveaux du nombre de Peclet,  $Pe=Re.Sc$  (ou  $Re.Pr$ ) à cause de la décélération de l'écoulement entre les aspérités, en particulier pour les particules trop fines ( $d_p \leq 2\mu m$ ) qui peuvent s'introduire dans ces espaces.

En régime d'inertie, Davis [50] a reporté que

$$k_t^+ = C.t_p^+(1+t_p^+) \frac{\rho}{\rho_p} \quad (I.85)$$

Avec  $C$  une constante variant de 0.05 pour des surface très lisses (bronze poli) à 100 pour des surfaces très rugueuses (papier filtre). Avec l'augmentation de  $t_p^+$ , la pente du tracé de  $k_t^+$  en fonction de  $t_p^+$  change de 1 à 2, la plus grande valeur correspondant au régime d'inertie.

Les surfaces initialement lisses deviennent de plus en plus rugueuses avec la déposition des particules, cet effet doit alors être pris en compte ; la perte de charge est souvent l'indice suivi. Par ailleurs, la déposition de particules fines sur des surfaces initialement rugueuses, peut résulter en un remplissage de cavités donc, un lissage de la surface [54], le transport turbulent s'en trouve retardé [55].

#### I.6.1.1.2. Fixation des particules

Bien qu'au moins théoriquement, la mécanique des fluides peut prédire et expliquer comment est-ce qu'une particule se dépose sur la surface, elle ne peut déterminer si la particule va s'y fixer et pour combien de temps.

##### ➤ Probabilité d'adhésion, $S$

C'est la fraction des particules qui arrivent à la surface et y restent (avant tout enlèvement). L'approche commune à  $S$  est de supposer provisoirement une fixation parfaite ( $S=1$ ) et d'écrire [29] :

$$\phi_d = k_t c_b S = k_d c_b \quad (I.86)$$

Ainsi,

$$S = \frac{k_d}{k_t} = \frac{k_d|_{réel}}{k_d|_{S=1}} \quad (I.87)$$

Il a été proposé [56, 5] d'après Parkins [57] que

$$S \propto \frac{\text{La frontière adhésive entre la particule et la surface}}{\text{Le taux moyen de cisaillement appliqué sur la particule à la surface}}$$

$$\propto \frac{e^{-\frac{E}{RT_s}}}{\tau_w}$$

$$S = \frac{e^{-\frac{E}{RT_s}}}{\left(v^* / v_{\min}^*\right)^2} \quad (I.88)$$

Où  $v_{\min}^*$  est la vitesse de friction à la saltation, et le dénominateur est pris égal à 1 lorsque  $v^* < v_{\min}^*$ . Ainsi,  $S=0$  si  $E=\infty$ ,  $T_s=0$  ou  $v^*=\infty$ ; et  $S=1$  si  $E=0$  ou  $T_s=\infty$ , ce qui fait que  $v^* \leq v_{\min}^*$ .

Une seule autre définition de la probabilité de fixation est celle de Beal [58] dénotée par  $P$  et est liée à  $S$  par :

$$S = \frac{(k_t' + v_p')P}{k_t' + v_p'P} \quad (I.89)$$

Où  $k_t'$  est le coefficient effectif de transport et  $v_p'$  la vitesse normale à la paroi relatifs à une distance d'arrêt de Stokes. Les tentatives de corréler  $S$  et  $P$  en fonction du diamètre des particules et des conditions opératoires aboutirent à des résultats non généralisables.

### ➤ Forces de surface

Les coefficients de transport mesurés dans les hydrosols de l'eau, contrairement au cas de l'air, sont souvent une à deux fois supérieurs à ceux prédits pour  $S=1$  (par transport pur) [24]. Une approche plus fondamentale au mécanisme de fixation est de considérer les forces de surface entre les particules colloïdales et la paroi [59], parmi lesquelles les plus importantes sont :

#### - Forces de London-Van der Waals

Dues aux interactions entre les moments dipolaires générés par le mouvement des électrons autour des noyaux d'atomes neutres voisins. Dans des fluides de phase unique, les forces résultant entre particules et entre les particules et la paroi sont toujours attractives. Pour  $d_p \leq 100 \mu m$ , les forces de Van Der Waals l'emportent sur les forces de gravité. [60]

#### - Interactions de Double-Couche Electrique

Résultant des charges électriques souvent acquises par les particules ou les surfaces imprégnées dans des liquides électrolytiques, et la diffusion compensatrice de couche de contre-ions dans le liquide adjacent à ces surfaces. Si les particules et la paroi sont de charges opposées, ces forces sont attractives et inversement ; si les charges sont similaires ces forces sont répulsives.

Les potentiels de surface de double-couche électrique (potentiel zéta) peuvent changer de positifs en négatifs en augmentant le pH de la solution de manière à ce que pour une valeur du pH correspondant à une charge nulle des particules et de la paroi, la fixation soit maximal [61].

La couche diffusionnelle de contre-ions est réduite par l'addition d'un électrolyte neutre, augmentant ainsi la possibilité de l'adhésion de Van der Waals même avec des charges similaires.

Pour le cas où la surface et les particules ont un potentiel zéta de même signe, la sommation des énergies de van der Waals et d'interaction de double-couche électrique près de la paroi résulte en une barrière d'énergie que la particule doit surmonter pour atteindre la surface de déposition. Cette limite est équivalente à l'énergie d'activation d'une réaction chimique à la surface ; Ruckenstein & Prieve [6] ont ainsi montré que la phase initiale de fixation pouvait être représentée par une équation de vitesse de premier ordre :

$$\phi_{d0} = k_r c_s \quad (I.90)$$

Avec  $k_r$  variant avec la température de la paroi comme,

$$k_r \propto A e^{-\frac{E}{RT_w}}$$

Cette équation met en évidence le fait que le flux des particules vers la surface augmente avec la température de la paroi ; néanmoins, si  $T_s$  dépasse  $T_b$ , ce flux sera opposé et éventuellement inversé par l'effet thermophorétique si  $T_s$  continue à augmenter [62]. Ainsi, en posant  $\phi_d = \phi_{d0}$  et  $k_t = k_m$  on obtient :

$$\frac{\phi_{d0}}{c_b} = k_{d0} = \frac{1}{\frac{1}{k_m} + \frac{1}{k_r}} \quad (I.91)$$

Pour le cas de forces électriques répulsives, la fixation est la phase déterminante ( $1/k_r \gg 1/k_m$  et  $c_s \sim c_b$ ), et on se retrouve avec :

$$\phi_{d0} = k_r c_b \quad (I.92)$$

Cependant, les valeurs de  $k_r$ , telles que formulées ci-dessus, bien qu'elles montrent un comportement qualitatif correct, sont d'ordres de grandeur inférieurs à ceux donnés par les expériences [10]. Cette défaillance peut être attribuée, principalement, à la théorie électrocinétique qui ne tient pas compte de l'hétérogénéité de la distribution des charges et à la géométrie microscopique réelle des surfaces.

Lorsque les particules et la paroi sont de charges opposées, Bowen & Epstein [10] et Matijevic & Kallay [63] ont montré qu'en régime laminaire d'écoulement, le transfert de masse contrôle la déposition, ainsi, initialement  $c_s = 0$  et  $\phi_{d0} = k_m c_b$ .

Les mesures expérimentales ainsi que les prédictions calculées ont, toutes, montré un maximum dans le flux de déposition initiale  $\phi_{d0}$  près de la limite de transition du régime laminaire en turbulent. La diminution de  $\phi_{d0}$  pour de grandes valeurs de  $Re$  a été attribuée surtout, aux effets progressifs d'entraînement [10].

Pour des double-couches fortement attractives, Adomeit & Renz [64] ont produit un diagramme donnant les nombres de Reynolds critiques ( $Re_c$ ), auxquels le flux maximal de déposition initiale est calculé pour différents diamètres de particules sphériques et de cylindres et à différentes températures de suspensions aqueuses isothermes. Ce diagramme

montre que  $Re_c$  augmente avec la diminution de  $d_p$ , l'augmentation du diamètre du tube, et l'élévation de la température de la suspension.

Ainsi le contrôle par le transfert de matière simple cesse de s'appliquer au fur et à mesure que  $Re$  s'élève au dessus de  $Re_c$ , même quand les double-couches électriques sont attractives.

### I.6.1.1.3. Modèle de transfert de masse en série avec la fixation

Si la déposition est assimilée à un procédé où le transfert et la fixation des particules à la surface s'effectuent en série, alors

$$\phi_{d0} = k_m(c_b - c_s) = k_a c_s^n \quad (I.93)$$

Ou encore

$$\phi_{d0} = \frac{c_b}{\frac{1}{k_m} + \frac{1}{k_a c_s^{n-1}}} \quad (I.94)$$

Pour un écoulement turbulent établi ( $Sc > 100$ ) parallèle à une surface lisse, le coefficient de transfert de masse d'un soluté dissous ou de particules colloïdales suspendues est donné par une équation de la forme

$$k_m = \frac{v^*}{k' Sc^{2/3}} \quad (I.95)$$

Dans des conditions isothermes, le coefficient de fixation  $k_a$ , est proportionnel au produit de la constante de vitesse cinétique en relation de type d'Arrhenius avec la température de la surface, et le temps de séjours du fluide ou des particules au voisinage de la paroi ; ce dernier variant directement avec le facteur de temps,  $\mu/\tau_s$  ou  $\nu/v^{*2}$ , associé à une disparition et une rénovation périodiques de la sous-couche visqueuse, tel que

$$k_a = \frac{e^{-\frac{E}{RT_s}} \nu}{k'' v^{*2}} \quad (I.96)$$

La constante d'attachement  $k''$ , inclue le facteur d'Arrhenius, A et le facteur de proportionnalité du temps de séjours. La substitution des équations donne

$$\phi_{d0} = \frac{c_b}{\frac{k' Sc^{2/3}}{v^*} + \left( \frac{k'' e^{-\frac{E}{RT_s}} \nu^{*2}}{\nu \phi_{d0}^{n-1}} \right)^{1/n}} \quad (I.97)$$

Pour des flux suffisamment élevés, le terme du flux thermophorétique doit être rajouté ou soustrait, selon que la paroi soit plus froide ou plus chaude que le fluide.

Pour la déposition initiale de particules colloïdales sous des conditions de double-couches électriques attractives, il est arbitrairement supposé, par analogie avec le cas répulsif, que  $n=1$ . Ainsi, sous des conditions isothermes, l'équation (I.97) se réduit à

$$\phi_{d0} = \frac{c_b}{\frac{k'Sc^{2/3}}{v^*} + K''v^{*2}} \quad (I.98)$$

Qui montre un maximum dans  $k_{d0}$  ( $= \phi_{d0}/c_b$ ) en fonction de  $v^*$ , et ce, à  $v^* = (k'Sc^{2/3}/2K'')^{1/3}$ .

Le modèle ainsi obtenu n'est cependant pas libre d'empirisme, c'est une source de vue plus physique du mécanisme de la déposition initiale de particules par l'intermédiaire de la notion de probabilité de fixation. C'est aussi une vue plus réaliste du moment que le contrôle se transmet du transfert de masse à l'attachement lorsque  $Re$  augmente, mais la transition se fait plutôt sur un palier que pour une valeur unique de  $Re$ .

#### I.6.1.1.4. Auto-retardation

La chute de la vitesse d'accumulation des particules au cours du temps, souvent observée dans l'encrassement particulaire, peut être attribuée à la diminution de la vitesse de déposition, communément référée à une auto-retardation, à un réentraînement ou à l'ensemble des deux.

Concernant l'auto-retardation, il a été déjà mentionné le cas où les particules fines remplissent les cavités d'une surface rugueuse, la déposition sera affectée sauf si le contrôle par la fixation est déplacé. Les modes les plus répandus d'auto-retardation sont :

1. Un changement progressif du potentiel zéta de la paroi suite à la déposition de particules diélectriques de potentiel de charges opposées, au point où les sites qui étaient attractifs à l'origine deviennent répulsifs. Une déposition isotherme de sphères colloïdales hautement négatives, par exemple, diminue la charge positive de la surface et peut éventuellement la rendre négative, sachant que le revêtement de la surface par une couche unique de sphères ne dépasse jamais 10% même quand on se rapproche des conditions asymptotiques [5,65].
2. Au fur et à mesure que les couches de particules se forment, il y a adsorption d'ions de corrosion de charges opposées sur les particules déposées et en déposition. Ceci cause une neutralisation régressive de la surface telle que, progressivement, les particules en suspension sont gênées par celles qui sont déjà déposées et qui ont la même charge, ainsi, la possibilité de fixation des particules suspendues sur la couche exposée du dépôt diminue avec le temps ; ce phénomène est appelé "chimiphorèse" [60]
3. Avec l'épaississement du dépôt, le détachement augmente par élévation de la vitesse de destruction des couches de dépôt du fait du rétrécissement (blocage) de la conduite.
4. En présence de surface chauffée, la température diminue à l'interface fluide-dépôt, au fur et à mesure que celui-ci s'épaissit. Ce mécanisme suppose que le flux de chaleur peut diminuer en présence de déposition, plutôt que d'être maintenu par une élévation externe de  $T_w$ ,  $T_s$  diminue donc au cours du temps.

#### I.6.1.1.5. Réentraînement des particules

L'encrassement particulaire qui, contrairement à la plupart des autres modes, ne passe pas par un temps de retardation, est souvent représenté par un graphe donnant  $m_F$  ou  $R_F$  en fonction du temps, suivant une vitesse décroissante ou une résistance croissante approchant une valeur asymptotique,  $m_F^*$  ou  $R_F^*$  [10].

L'explication de ce comportement, dans le cas particulier de microsphères mono-dispersées inertes se déposant en monocouche sur une paroi inerte lisse sous des conditions de double-couches attractives, se fait par le premier mécanisme d'auto-retardation décrit ci-dessus. Cependant, pour des conditions différentes, le comportement asymptotique est plutôt lié au réentraînement des particules. Ce sont les particules submicroniques déposées en mono-

couche, dans un écoulement laminaire [10], ou même turbulent [66,67], qui résistent le plus au détachement.

Il a été supposé par Kern & Seaton [68] ainsi que la plupart des chercheurs dans l'encrassement thermique que, sous des conditions asymptotiques, l'enlèvement de dépôt en présence d'une déposition continue est donné comme suit :

$$\phi_r = bm_F \quad (\text{I.99})$$

Et si on suppose que la même relation est applicable aussi pour le détachement de particules en absence de déposition supplémentaire, alors on peut écrire

$$-\frac{dm_F}{dt} = bm_F \quad (\text{I.100})$$

Ensuite, par intégration entre les conditions aux limites  $(m_{F0},0)$  et  $(m_F,t)$ , on obtient

$$\frac{m_F}{m_0} = e^{-bt} \quad (\text{I.101})$$

Qui est en accord avec les résultats expérimentaux initiaux mais dévie lorsque le dépôt devient pauvre en particules [69].

Cependant, dans des conditions réelles d'expérience, il n'est pas souvent le cas d'un détachement massif. Ainsi, la déposition nette est donnée par :

$$\frac{dm_F}{dt} = \phi_d - bm_F \quad (\text{I.102})$$

En accord avec Kern & Seaton [68] et Taborek et al. [19], il est supposé qu'aucune auto-retardation n'a lieu et que  $\phi_d$  est, par conséquent, invariant au cours du temps. L'intégration donne alors

$$m_F = m_F^* (1 - e^{-bt}) \quad (\text{I.103})$$

Où la masse asymptotique du dépôt par unité de surface  $m_F^* = \phi_d/b$ .

Taborek et al. [19] ont argumenté ceci par le fait que le réentraînement soit favorisé par la contraintes de cisaillement hydrodynamique à la surface  $\tau_s$ , et opposé par la résistance de liaison du dépôt  $\phi$ , ainsi

$$b \propto \frac{\tau_s}{\phi} \quad \text{ou} \quad t_c \propto \frac{\phi}{\tau_s} \quad (\text{I.104})$$

Où  $\tau_s$  est proportionnelle à la force de traînée sur les particules attachées.

Cleaver & Yates [18] ont supposé que le réentraînement des particules est causé par la composante d'entraînement de la force hydrodynamique associée à la distribution aléatoire des turbulences (avec une atténuation quasi-périodique de la sous-couche visqueuse en écoulement turbulent).

Environ une décennie plus tard, il a été démontré [69] que le détachement des particules était lié aux fluctuations quasi-périodiques des forces hydrodynamiques; ce n'est pas une action

d'entraînement normale à l'interface fluide-dépôt qui enlève les particules mais plutôt un mouvement oscillatoire [69,70] tangentiel à l'interface [71].

Si le temps moyen de séjours des particules  $t_c$  est supposé proportionnel à la période entre les heurtements de turbulences  $100\mu/\tau_s$ , la proportionnalité inverse entre  $t_c$  et  $\tau_s$  peut être rationalisée d'avantage.

Une condition nécessaire au réentraînement est que  $b$  dépasse une certaine valeur critique telle que

$$\left. \frac{\tau_s}{\varphi} > \frac{\tau_s}{\varphi} \right)_{crit}$$

Puisque  $\tau_s = \rho v^{*2}$ , il s'en suit que pour un fluide et un dépôt donnés,  $v^*$  doit dépasser une valeur critique qui est normalement supérieure à celle de la transition du contrôle par transfert de masse au contrôle par fixation.

Finalement, il est important de noter que l'équation originale de Kern-Seaton (I.103) néglige l'auto-retardation du mécanisme de déposition.

Considérons par exemple, les deux équations différentielles suivantes :

$$\frac{dm_F}{dt} = \phi_{d0} - b' m_F - 0 \quad (I.104)$$

Dans laquelle l'auto-retardation se fait sans réentraînement et,

$$\frac{dm_F}{dt} = \phi_{d0} - b' m_F - b m_F \quad (I.105)$$

Où l'auto-retardation se fait en présence de réentraînement.

Par ailleurs,

$$-\frac{dm_F}{dt} = \phi_{d0} e^{-b''t} - 0 \quad (I.106)$$

Où  $e^{-b''t}$  peut être interprété comme un facteur d'adhésion variant de 1 à  $t=0$  jusqu'à 0 pour un temps infini, et ce, en absence de réentraînement. Par l'intégration de ces équations entre (0,0) et  $(m_F, t)$ , on obtient

$$m_F = m_F^* (1 - e^{-Bt}) \quad (I.107)$$

Avec  $B$  égal à  $b'$ ,  $(b'+b)$  ou  $b''$  et  $m_F^* = \frac{\phi_{d0}}{B}$  selon le cas.

### I.6.1.2. Déposition non isotherme

En présence de transfert de chaleur donc un gradient de température, les propriétés du fluide et la diffusivité des particules changent à travers le champ de l'écoulement. De telles modifications s'accroissent pour les nombres de Reynolds les plus faibles, favorisant ainsi le mode naturel qui s'additionne au mode forcé de la convection [29].

#### ➤ Thermophorèse

Une force thermique fait bouger les particules fines sous un gradient de température ; ainsi, les parois froides attirent et les chaudes repoussent les particules colloïdales [29].

La diminution du transport de particules d'un gaz vers une surface chauffée par rapport à une surface non chauffée, s'est avérée remarquable pour des diamètres de particules aussi élevés que  $11\mu m$  [72]. Le potentiel thermophorétique dans la modification du transport des particules fines dans un liquide vers une surface chaude a été aussi démontré [62,73].

La vitesse thermophorétique  $v_{th}$  de particules de taille micrométrique a été représentée comme :

$$v_{th} = -\alpha v \frac{\Delta T}{T} \quad (I.108)$$

$\alpha$  est un coefficient de proportionnalité qui, pour fluide continu stagnant, est donné par :

$$\alpha = \frac{K}{2 + \frac{k_p}{k}}$$

Où K est égal à 1.8 pour les gaz et 0.26 pour les liquides.

Parce que la viscosité cinématique d'un gaz est typiquement plus importante que celle d'un liquide non visqueux à la même température (particulièrement pour les hautes températures) et parce qu'au contraire, la conductivité thermique d'un gaz est beaucoup plus inférieure que celle d'un liquide, tel que pour un flux donné  $\dot{q} = -k\Delta T$ ,  $-\Delta T$  est encore plus grand pour les gaz que pour les liquides, il en découle que  $v_{th}$  dans les gaz soit nettement plus élevée que dans les liquides. Néanmoins, même pour les liquides, l'effet thermophorétique ne peut être négligé en présence de grands flux de chaleur.

Pour la mesure de la déposition de particules colloïdales dans un liquide non-stagnant, chauffé [62,73] ou refroidi [66], pour lequel,

$$\phi_{th} = v_{th} c \quad (I.109)$$

La valeur du coefficient K est expérimentalement inférieure à 0.26. La différence peut être due aux mouvements de rotation par effet Magnus qui peuvent affecter la distribution de la température sur la surface de la particule et dans le fluide environnant [66].

Il a été démontré que pour une vitesse d'écoulement, une concentration en particules et une température du fluide données, la résistance de l'encrassement passait par des maximums pour certaines valeurs du flux thermique. L'hypothèse fut donc mise que ce serait lié aux forces thermophorétiques générant de la surface d'échange. Avec des particules de latex suspendues dans de l'heptane ou de l'eau, Mc Nab & Meisen [74] ont développé la corrélation suivante pour la vitesse thermophorétique :

$$v_{th} = 0.26 \frac{k_p}{2k_l + k_p} \frac{v_{th}}{T} \left( -\frac{dT}{dy} \right) \quad (I.110)$$

Ou encore

$$v_{th} = 0.26 \frac{k_p}{2k_l + k_p} \frac{v_{th}}{T} \dot{q} \quad (I.111)$$

L'hypothèse de profil de concentration linéaire au voisinage de la paroi permet d'écrire le flux des particules dû aux forces thermophorétiques comme suit :

$$m_{th} = \frac{c + c_w}{2} v_{th} \quad (I.112)$$

La combinaison des vitesses, thermophorétique et de diffusion, donne le flux global de particules dans la direction de la surface d'échange :

$$m_d = \left( k_m - \frac{v_{th}}{2} \right) . c - \left( k_m + \frac{v_{th}}{2} \right) . c_w \quad (I.113)$$

Avec  $c_w=0$  pour les modèles ci-dessus.

Müller-Steinhagen et al. [75] ont reporté qu'en présence d'ébullition, l'encrassement est fortement réduit par le phénomène de bullage qui empêche le dépôt des particules solides (cas non considéré dans les modèles précédents).

Les constantes reprises dans les modèles sont obtenues en procédant à un ajustement aux valeurs expérimentales.

Les résultats expérimentaux [62] mirent en évidence le fait que la résistance de l'encrassement diminue avec l'augmentation de la température au cœur du fluide. En effet, il a été observé au cours des expériences que cette température affectait plus précisément la structure du dépôt en le rendant plus poreux et moins tassé pour des faibles températures loin de la paroi.

La projection des points expérimentaux approuve l'hypothèse de linéarité du profil de concentration au voisinage de la paroi, avec l'indication d'une concentration minimale nécessaire à la croissance du dépôt. Des résultats similaires furent trouvés par Hopkins et Epstein [28]

#### ➤ Effet thermoélectrique

Une surface recevant un flux thermique, induira un voltage thermoélectrique dans l'écoulement refroidissant adjacent, si ce dernier est suffisamment concentré en supports de charges [45]. La force électromotrice (fem) à son tour va induire un transport électrophorétique des particules chargées, selon la relation :

$$\phi_n = e'uc' \dot{q}/k \quad (I.114)$$

D'après Lister [45], cette équation a offert une base pour quelques prédictions raisonnables de la déposition des particules dans plusieurs eaux à hautes températures.

Sous des conditions où la surface et les particules sont de charges opposées, la déposition est contrôlée par le transfert de masse et aucun enlèvement de particules n'est observé [10].

#### - Modèle de Kern-Seaton, 1959

Ce modèle pose que la déposition nette est la somme des flux de déposition et de détachement

$$\frac{dm_F}{dt} = \dot{m}_d - \dot{m}_r \quad (I.115)$$

Avec :  $\dot{m}_d = k_1 uc$  (I.116)

et  $\dot{m}_r = k_2 \tau_w . x$  (I.117)

En supposant que

$$m_F = \rho_d x = \rho_d k_d R_F \quad (\text{I.118})$$

On obtient

$$R_F = \frac{k_1 v c}{k_2 k_d \tau_w} (1 - e^{-k_2 \tau_w t}) = R_F^* (1 - e^{-bt}) \quad (\text{I.119})$$

Les contraintes de cisaillement sont calculées selon les relations suivantes :

- Pour un écoulement turbulent :

$$\tau_w = \frac{f}{8} \rho_l u^2 \quad (\text{I.120})$$

- Pour un écoulement laminaire [76]:

$$\tau_w = 0.664 \text{Re}_d^{3/2} (v/d_p)^2 \rho \quad (\text{I.121})$$

Il est important de noter que ce modèle fut développé principalement pour prédire la déposition de particules dans une eau de refroidissement ; c'est pour cela que l'effet du flux de chaleur n'y figure pas.

- **Modèle de Watkinson-Epstein (1981)**

Ce modèle raffine celui de Kern–Seaton [16] par l'introduction d'une probabilité d'adhésion,

$$S = \frac{ke^{\frac{E}{RT_s}}}{\tau_w} \quad (\text{I.122})$$

Et en utilisant le coefficient de transfert de masse  $k_m$  pour calculer la vitesse de déposition :

$$R_F(t) = \frac{k_3 c k_m e^{\frac{E}{RT_s}}}{k_4 k_d \tau_w^2} (1 - e^{-k_4 \tau_w t}) \quad (\text{I.123})$$

Pour inclure l'effet de température de la paroi sur le comportement de l'encrassement, Müller-Steinhagen et al. [75] modifièrent l'équation en :

$$R_F(t) = \frac{k_5 c k_m e^{\frac{E}{RT_s}}}{k_6 k_d \tau_w} (1 - e^{-k_6 \tau_w t}) \quad (\text{I.124})$$

Si l'encrassement est contrôlé par l'étape d'adhésion, alors

$$R_F(t) = \frac{k_7 f(c) k_m e^{\frac{E}{RT_s}}}{k_8 k_d \tau_w} (1 - e^{-k_8 \tau_w t}) \quad (\text{I.125})$$

Lorsque le temps de relaxation  $t_p^+ < 0.1$ , le transport des particules se fait surtout par vortex et mouvements browniens [38]. Le coefficient de transfert de masse simplifiée pour de grands nombres de Schmidt [32] s'écrit alors comme :

$$k_m = \frac{u\sqrt{f/8}}{11.8Sc^{2/3}} \quad (\text{I.126})$$

Bien que la relation non simplifiée ne soit vérifiée que jusqu'à  $Sc=3000$ , l'accord de la formule précédente avec les résultats expérimentaux [23] était acceptable.

### - Modèle d'Epstein (1993)

#### Écoulement laminaire

Avec des forces d'attraction entre les particules et la surface de charge opposée et, de faibles forces de cisaillement correspondant au régime laminaire, la déposition de particules est surtout contrôlée par la diffusion du cœur de la suspension vers la surface. Bowen et al. [77] obtirent des expressions analytiques décrivant la déposition entre deux plaques parallèles ou dans une conduite cylindrique. Suite à une modification fidèle de leur théorie, une relation pour le calcul du flux local de déposition, adaptée aux conduites rectangulaires, se présente comme suit :

$$\frac{\phi}{c_0} = k_d = \frac{1}{\Gamma(4/3)} \left( \frac{mD_\infty^2}{9z} \right)^{1/3} \quad (\text{I.127})$$

$D_m$  étant le coefficient de diffusion de particules de Stokes-Einstein [38] donné par,

$$D_\infty = \frac{kT}{3\pi\mu d_p}, \quad (\text{I.128})$$

$c_o \approx c_b$  et  $\Gamma(4/3) = 0.893$ .

$m$  est la pente du profil de vitesse établi dans une conduite rectangulaire en  $x=0$  et  $y=-b$ , où la mesure est effectuée donnée par :

$$m = \frac{3v_m}{b} \frac{1 - \frac{2}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\text{sh} \left[ (n-1/2)\pi \frac{a}{b} \right]}{(n-1/2)^2}}{1 - \frac{6}{\pi^5} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\text{th} \left[ (n-1/2)\pi \frac{a}{b} \right]}{(n-1/2)^5}} \quad (\text{I.129})$$

#### Écoulement turbulent

Les taux de cisaillement importants rencontrés dans le régime turbulent, liés conjointement à l'entraînement des particules [43] et au drainage du fluide [44], peuvent influencer la fixation des particules transférées de la suspension vers la surface.

Relativement à cela, Epstein [78] supposa que le mécanisme de déposition initiale de particules browniennes, a lieu suivant deux étapes de premier ordre s'effectuant en série, tel que :

$$k_d = \frac{1}{\frac{1}{k_m} + \frac{1}{k_a}} \quad (\text{I.130})$$

Des résultats empiriques [79,4] et théoriques [32,33] très solides, prouvent que pour des couches limites hydrodynamique et de concentration établies et des nombres de Schmidt élevés, caractérisant les suspensions des particules fines, le coefficient de transfert massique,  $k_m$  a la forme générale suivante :

$$k_m = \frac{v^*}{k' Sc^{2/3}} \quad (\text{I.131})$$

Dans cette étape de l'étude de la fixation, Epstein [78,80] suppose que  $k_a$  est directement proportionnel au temps de séjours des particules au voisinage de la surface, ou encore au facteur de temps,  $v/v^{*2}$ , associé à une pénétration et un remplacement périodique de la sous-couche visqueuse [81,82], tel que :

$$k_a = \frac{1}{k'' v^{*2}} \quad (\text{I.132})$$

Avec  $k'' = k''(T_s, d_p)$

Ainsi, une relation finale est obtenue comme suit :

$$k_d = \frac{1}{\frac{k' Sc^{2/3}}{v^*} + k'' v^{*2}} \quad (\text{I.133})$$

Pour déterminer  $k'$  et  $k''$ , durant une série d'expériences où seule  $v^*$  était variée ( $Re$ ) lors de l'étude de l'encrassement par réaction chimique (où la fixation n'était pas de premier ordre), Epstein [80] développa une équation similaire (plus compliquée pour une réaction d'ordre  $n$ ) et arriva à un point expérimental de référence, correspondant à une vitesse critique de friction  $v_{crit}^*$ , pour laquelle le flux de déposition initial atteint son maximum. En ce point, la dérivée de  $k_d$  par rapport à  $v^*$  est nulle, donnant ainsi, une valeur maximale de  $k_d$ . Ensuite, il a facilement démontré que :

$$k' = \frac{2v_{crit}^*}{3Sc^{2/3} k_{d\max}} \quad (\text{I.134})$$

Et 
$$k'' = \frac{1}{3k_{d\max} v_{crit}^{*2}} \quad (\text{I.135})$$

- **Modèle d'Ebert-Panchal (1997)**

Ce modèle [83] exprime la vitesse d'encrassement par la somme d'un terme de déposition et un terme d'enlèvement de dépôt, les deux faisant intervenir la température et la vitesse de l'écoulement. Les constantes du modèle sont déterminées par voie expérimentale.

$$\frac{dR_F}{dt} = \alpha \text{Re}^\beta \text{Pr}^\delta e^{-\frac{E}{RT_{film}}} - \gamma \tau_w \quad (\text{I.136})$$

L'effet de la température est inclus dans le terme d'Arrhenius et dans la viscosité. Dans le cas de l'encrassement réactionnel, la température intervient dans la constante de vitesse de réaction. Les zones les plus chauffées ont été reconnues comme étant les plus sujettes à l'encrassement.

On a remarqué d'après le modèle d'Ebert-Panchal [83] qu'il pouvait y avoir des conditions pour que les deux termes de dépôt et de détachement s'entre-éliminent pour permettre à une situation sans encrassement d'exister. En posant  $dR_F/dt=0$ , on obtient pour, une température donnée, la vitesse d'écoulement correspondant à l'initiation de l'encrassement. On doit donc opérer avec des vitesses supérieures à celle ci.

**I.6.2. Encrassement par réaction chimique**

La littérature [80] montre une grande divergence dans la variation de la vitesse initiale de l'encrassement avec la vitesse de l'écoulement.

- le flux de transfert de masse du dépôt vers le voisinage de la paroi est donné par :

$$\phi = k_m (c_b - c_s) \quad (\text{I.137})$$

- La vitesse de réaction à la surface est donnée par :

$$\phi = k_r c_s^n \quad (\text{I.138})$$

Les réactions de ce type se font généralement sur la surface, où la température est élevée, non pas au sein de la solution. Une combinaison des deux équations (I.137,138) donne :

$$\phi = \frac{c_b}{\frac{1}{k_m} + \frac{1}{k_r c_s^{n-1}}} \quad (\text{I.139})$$

Sachant que :

$$R_{F0} = m \frac{\phi}{k_F \rho_F} \quad (\text{I.140})$$

Où  $m$  est un facteur stœchiométrique tel que

$$m = \frac{\text{Masse transformée en dépôt}}{\text{Masse transférée à la surface}}$$

Généralement, pour un écoulement turbulent établi où le nombre de Schmidt est élevé, l'équation de Friend & Metzner [32] est donnée par :

$$k_m = \frac{v^*}{k_1} \quad (\text{I.141})$$

Avec  $k_1$  exprimé par [7] :

$$k_1 = 11.8Sc^{2/3} \quad \text{pour un système isotherme} \quad (\text{I.142})$$

$$k_1 = k' Sc^{2/3} \quad \text{pour un système non isotherme} \quad (\text{I.143})$$

En considérant la probabilité d'adhésion [5,84], la constante globale de transfert tenant compte de la diffusion et de la réaction,  $k_r$ , fut prise comme :

$$k_r = \theta A e^{-\frac{E}{RT_s}} \quad (\text{I.144})$$

$\theta$  étant le temps de séjours du fluide à la surface. L'adhésion est favorisée par des valeurs importantes de  $\theta$ .

Du fait qu'au voisinage de la paroi, le temps de séjours des particules soit inversement proportionnel à la vitesse d'écoulement ( $\theta \propto \frac{1}{v}$ )

$$\text{Et sachant que } \frac{v}{v^*} = \frac{y v^* \rho}{\mu} \quad (\text{I.145})$$

$$\Rightarrow \theta \propto \frac{\mu}{\rho y v^{*2}},$$

$$\text{Ou encore } \theta \propto \frac{\mu}{\rho v^{*2}} \quad \text{pour un } y \text{ fixe.}$$

Le résultat se présente comme :

$$k_r = \frac{\mu e^{-\frac{E}{RT_s}}}{k'' \rho v^{*2}} \quad (\text{I.146})$$

Pour un fluide donné, à  $T_s$  fixe, l'équation ci-dessus se réduit à :

$$k_r = \frac{1}{k_2 v^{*2}} \quad (\text{I.147})$$

$$\text{Avec } k_2 = \frac{k}{\mu} \rho e^{-\frac{E}{RT_s}}$$

Il est à noter que la configuration en série remplace la supposition de  $c_s=0$ .

La combinaison des équations précédentes résulte en :

$$c_b - c_s = \frac{k_1 \phi}{v^*} \quad (\text{I.148})$$

$$c_s^n = k_2 v^{*2} \phi \quad (\text{I.149})$$

$$\phi = \frac{c_b}{\frac{k_1}{v^*} + \frac{k_2 v^{*2}}{c_s^{n-1}}} \quad (\text{I.150})$$

Cette équation représentant le modèle de Crittenden et al. [85] sans rétro-convection du dépôt, ne montre aucune dépendance avec la vitesse dans le terme de réaction. Ainsi,  $R_{F0}$  ne montre pas d'extremum pour les différentes valeurs de la vitesse.

En combinant les trois dernières équations avec une concentration constante au sein du fluide, le flux maximal de déposition correspond à une dérivée  $d\phi/dv^*$  nulle.

Pour ces conditions précises, la valeur de  $k_2$  est donnée par :

$$k_2 = \left( \frac{nk_1}{2} \right)^n \frac{\phi_{\max}^{n-1}}{v_{\text{crit}}^{*n+2}} \quad (\text{I.151})$$

Qui pour une réaction de premier ordre devient

$$v_{\text{crit}}^* = \left( \frac{k_1}{2k_2} \right)^{1/3} \quad (\text{I.152})$$

Par une substitution, on obtient

$$c_{s,\text{crit}} = \frac{nc_b}{n+2} \quad (\text{I.153})$$

Ceci dit, la concentration à la surface correspondant à une déposition maximale est la même pour toutes valeurs de température à la paroi.

Dans les différentes opérations effectuées lors de la validation du modèle d'Epstein [80], les relations suivantes ont été utilisées :

$$R_{F0} = Ae^{-\frac{E}{RT_s}} \quad (\text{I.154})$$

$$f = \frac{0.034}{\text{Re}^{0.2}} \quad (\text{I.155})$$

$$v^* = \sqrt{\frac{\tau_s}{\rho}} = v \sqrt{\frac{f}{2}} = \frac{G}{\rho} \sqrt{\frac{0.017}{(0.026/\mu)^{0.2}}} \quad (\text{I.156})$$

Par régression et ajustement aux résultats expérimentaux [86], le modèle qui paraît réussi, est le suivant :

$$\frac{R_{F0} k_F \rho_F Sc^{2/3} k'}{mv^*} + \left( \frac{R_{F0} k_F \rho_F \rho v^{*2} k'' e^{\frac{E}{RT_s}}}{m\mu} \right)^{1/n} = c_b \quad (\text{I.157})$$

Les constantes  $k'$  et  $k''$  sont données par :

$$k' = \frac{mv_{crit}^*}{R_{F0max} k_F \rho_F Sc^{2/3}} \frac{2c_b}{2+n} \quad (I.158)$$

$$k'' = \frac{m\mu.e^{-\frac{E}{RT_s}}}{R_{F0max} k_F \rho_F \rho_{crit}^{*2}} \left( \frac{nc_b}{2+n} \right)^n \quad (I.159)$$

La comparaison entre le modèle et les résultats expérimentaux [80] a donné des erreurs acceptables. 14.2% comme déviation moyenne globale pour  $R_{F0}$ , avec la valeur maximale correspondant à la limite inférieure des températures ( $T_s = 100^\circ\text{C}$ ).

Le fait que  $k'$  soit égal à 502.3 au lieu de 11.8, comme prévu par l'équation de Metzner & Friend [32], est lié à la non-isothermicité du système, au fait que les propriétés physiques soient mesurées à la température de surface plutôt qu'à celle du fluide, ainsi qu'aux valeurs relativement faibles de  $Re$  (entre 1072-5192 à l'entrée du fluide froid et entre 1675-59000 basé sur  $T_s$ ) alors que la persistance de  $Sc^{2/3}$  fut validée par les expériences.

Le fait que les propriétés physiques soient basées sur la température de la paroi, n'influe pas sur  $k_r$  qui est liée à la réaction de surface. Néanmoins, du moment que la température à la surface puisse excéder celle du film, la valeur de  $k_m$  se trouve alors plus élevée si basée sur  $T_s$  que si calculée en employant  $T_{film}$  ; un effet qui est, en partie, compensé par la valeur élevée de 502.3.

Ce modèle est le premier dans la littérature qui prédit  $R_{F0}$  dans des cas où le phénomène n'est pas contrôlé par le transfert de masse. De plus, il est adaptable à d'autres réactions, la polymérisation de styrène [85] étant le cas de référence, ainsi qu'à d'autres types d'encrassement [78], y compris l'encrassement particulaire. Des anomalies dans des résultats obtenus pour la déposition de particules [87] ont pu être expliquées par ce modèle.

### Conclusion

Ce chapitre est une vue générale sur le phénomène d'encrassement et essaie de faire comprendre ses mécanismes, sa cinétique et les paramètres qui l'influencent.

La déposition des particules est un phénomène complexe. Une compétition permanente entre le transfert de masse et la fixation, assimilée à une réaction de surface, détermine le mécanisme contrôlant la cinétique de déposition. La température, la concentration et la vitesse d'écoulement sont, toutefois, les paramètres clés, mais leurs effets changent selon la phase de contrôle.

Les forces hydrodynamiques et de surface, contribuent également dans la déposition ou l'enlèvement des couches d'encrassement.

Le réentraînement de dépôt est un phénomène important mais difficile à prévoir et nécessite des expériences pour être précisément quantifié.

Le cas particulier d'un encrassement asymptotique que l'on rencontre lorsque les vitesses de déposition et d'enlèvement s'égalisent, notamment dans le cas de l'encrassement particulaire, présente un grand intérêt, plus particulièrement, si la résistance asymptotique est tolérable. De telles conditions permettent un long fonctionnement sans avoir recours à la maintenance. Cependant, des fluctuations dans les conditions opératoires risquent de perturber la stabilité de cette situation.

Plusieurs modèles ont été établis en vue de décrire les relations liant les différents paramètres régissant le phénomène d'encrassement. Néanmoins, ils font, tous, intervenir des facteurs empiriques qui dépendent du système étudié.

Le modèle d'Ebert-Panchal [83] fait ressortir la possibilité d'un fonctionnement indéfiniment propre lorsque les flux de déposition et de détachement s'auto-éliminent, mais il n'est pas évident de pouvoir maintenir ces conditions.

Pour des raisons de faisabilité et de simplicité, nous avons opté pour l'encrassement réactionnel contrôlé par une réaction de surface de premier ordre. La vitesse de réentraînement ou d'enlèvement étant négligée.

## CHAPITRE II.

## RECHERCHE BIBLIOGRAPHIQUE

**Introduction**

Vu son importance, le nettoyage des surfaces encrassées a connu de grandes évolutions. Par méthodes mécaniques (brosses), jets à hauts débits de vapeur et d'eau, soufflage d'air, traitement chimique, introduction d'inhibiteurs ou par prétraitement (filtration, dessalage, décantation, etc.), les opérateurs sont toujours à la recherche de moyens plus efficaces et moins coûteux.

Différentes méthodes de lutte contre l'encrassement ont été proposées par les scientifiques, désormais intéressés par l'applicabilité de leurs idées dans le terrain. Des méthodes qui ont pour but d'éviter l'encrassement au lieu de l'enlever.

En absence de milieu poreux, plusieurs études traitent de l'échange thermique ou de la déposition, aussi bien séparément que conjointement. Par contre, en présence de milieu poreux, les deux aspects sont étudiés indépendamment l'un de l'autre.

Quelques modèles donnant la conductivité thermique effective d'un milieu poreux sont aussi illustrés dans ce chapitre.

**II.1. Encrassement en absence de milieu poreux**

La technique dite de "l'enveloppe du design", présentée par Butterworth [88] ainsi que par Polley et al.[89], consiste à tracer, sur un graphe  $N_{\text{tube}}=f(L_{\text{tube}})$ , des courbes iso-flux de chaleur et iso-perte de charge (Fig-II.1). L'espace qui se situe au-dessus des deux courbes, correspond à une vitesse d'écoulement supérieure à la vitesse d'initiation de l'encrassement ( $u > u_{\text{initiation}}$ ) et comprend un fonctionnement indéfiniment propre, et ce pour le modèle de déposition adapté.

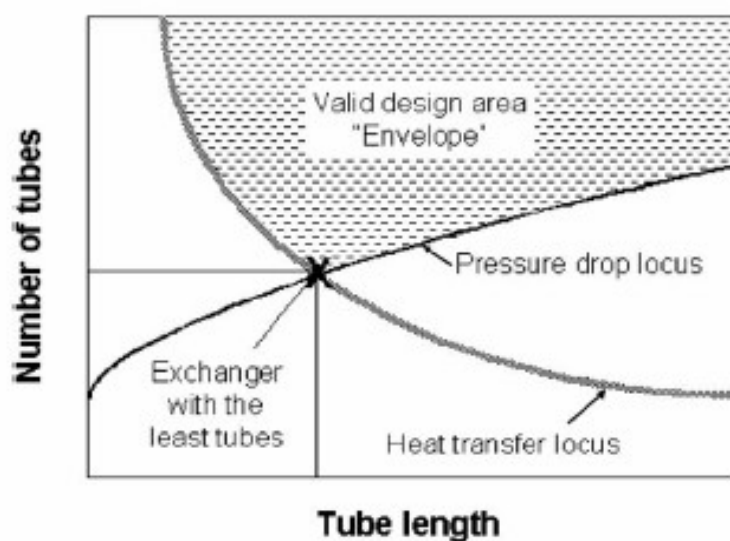
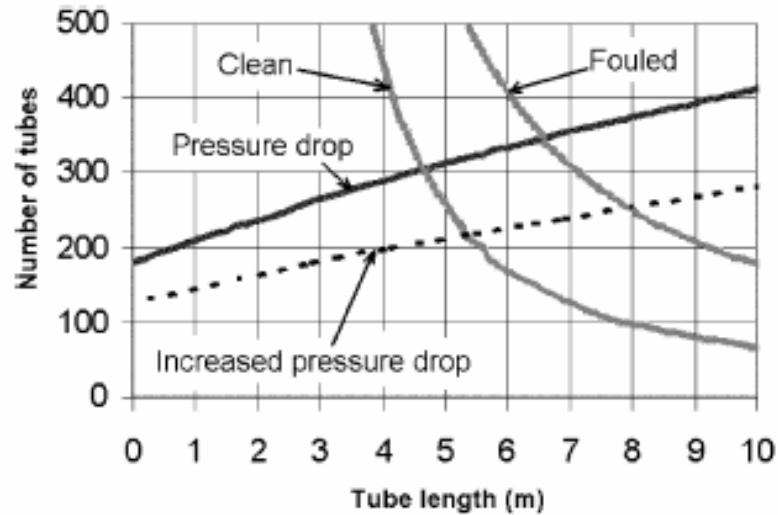


Fig-II.1.a. Méthode du "Design Envelope" [88]



**Fig-II.1.b. Enveloppe pour une calandre-tubes à l'état propre et encrassé [88]**

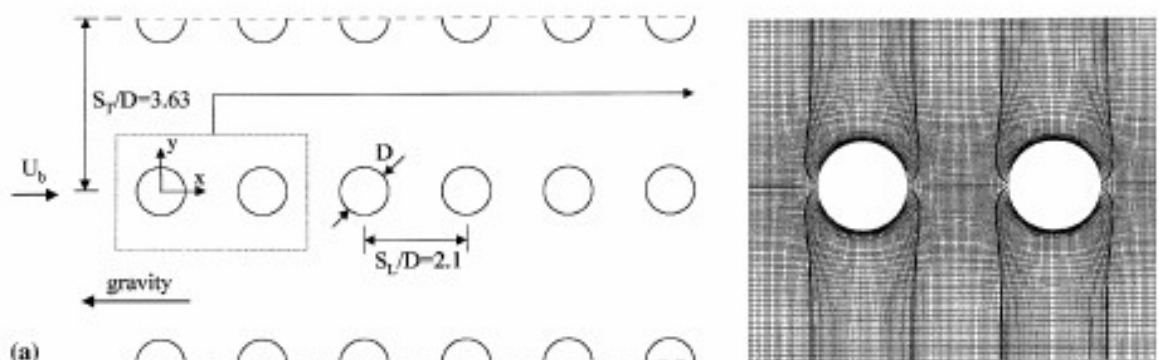
Un travail intéressant fût présenté par Bouris et al.[90] en vue de mettre en évidence l'influence de la géométrie du système sur l'encrassement. En prenant comme cas de référence un échangeur calandre-tube avec des tubes de section circulaire répartis en ligne, il a pu étudier, en gardant la même surface d'échange, les effets d'une section elliptique (cas I) et d'une disposition en quinconce (cas II) (Fig-II.2).

On a constaté que les vortex formés par la turbulence dans le cas II, aspiraient les particules vers la surface externe des tubes. Ce mécanisme est fortement lié au nombre de Stokes.

Le rôle du premier cylindre dans le cas II est identique au cas de référence. Néanmoins, l'encrassement se prononce sur la deuxième rangée qui était protégée dans le cas de référence mais qui ne l'est plus en disposition de quinconce. La section elliptique réduit la déposition en tout moment.

L'encrassement a diminué de 73% dans le cas I et de 12% dans le cas II. Par ailleurs, la perte de charge a diminué de 81% dans le premier cas mais a augmenté de 18% dans le deuxième.

En terme de capacité d'échange, le flux de chaleur augmente de peu dans le deuxième cas. Par contre, il diminue de 16% dans le premier cas où la turbulence est moins importante. Vu les faibles niveaux de déposition et de perte de charge dans le cas I, il paraît possible de battre cet inconvénient en condensant la configuration des tubes, une solution qui a pour effet secondaire d'augmenter la perte de charge du côté calandre.



**Fig-II.2.a. Cas de référence [90]**

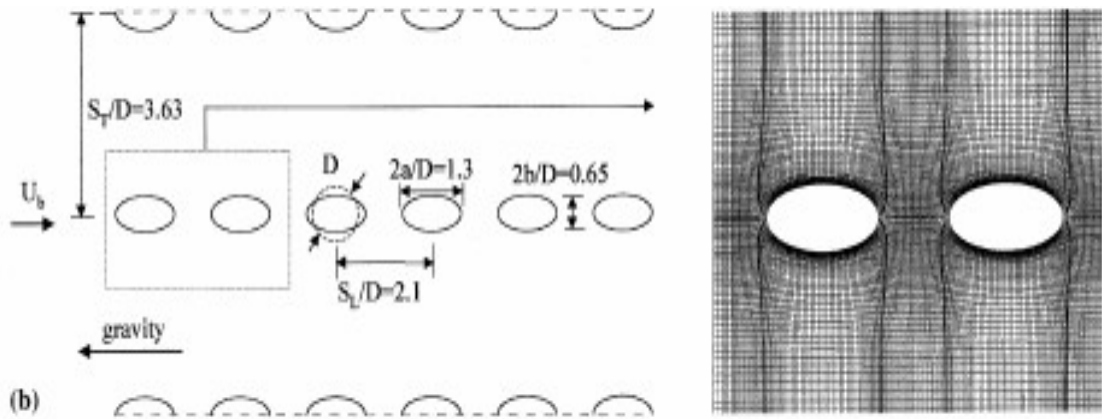


Fig-II.2. b. Cas I [90]

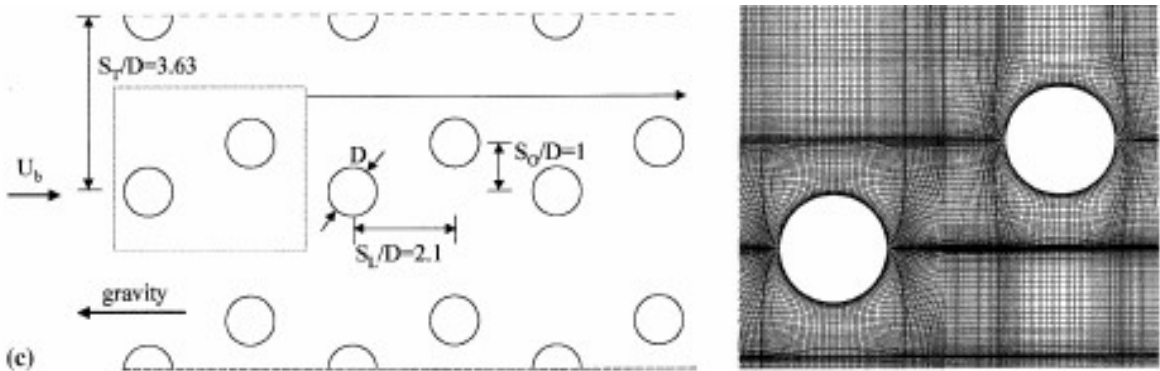


Fig-II.2. c. Cas II [90]

Dans le travail de Master et al.[91], l'utilisation de chicanes de forme hélicoïdale du côté calandre dans les échangeurs de type Helix-changer, donna des résultats impressionnants. Dans des raffineries de pétrole, prises comme champ d'expérience, l'encrassement a diminué de moitié, la capacité d'échange augmenta de 50% et la fréquence de nettoyage à diminué de 2 à 3 fois. Le coefficient global de transfert thermique et l'efficacité se trouvent améliorés par rapport aux échangeurs conventionnels. La forme des chicanes donna un écoulement assimilable à une configuration piston, des vitesses plus ou moins uniformes et des températures plus contrôlables (Fig-II.3).

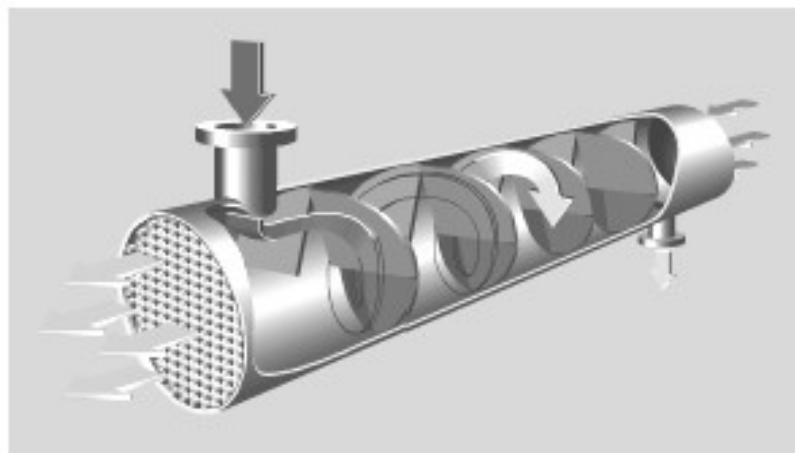
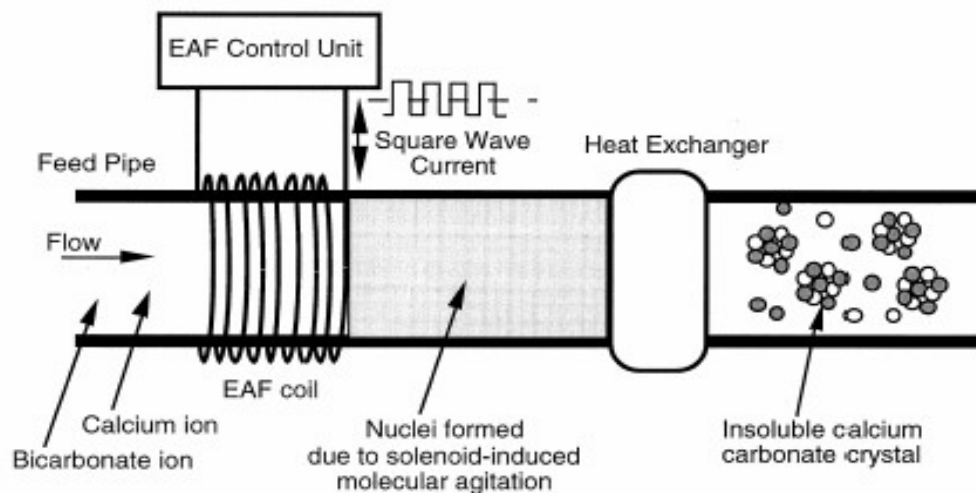


Fig-II.3. Helixchanger [91]

La technologie électronique a prouvé ses capacités dans la lutte contre l'encrassement. Sous champ électrique, les ions dissous se chargent et se lient pour former des cristaux qui sont entraînés par l'écoulement loin de la surface (Fig-II.4). D'après les résultats de Cho & Liu

[92], cette technique aurait gardé un niveau du coefficient global de transfert thermique de 90% du propre.



**Fig-II.4. Technique électronique [92]**

## II.2. Introduction du milieu poreux :

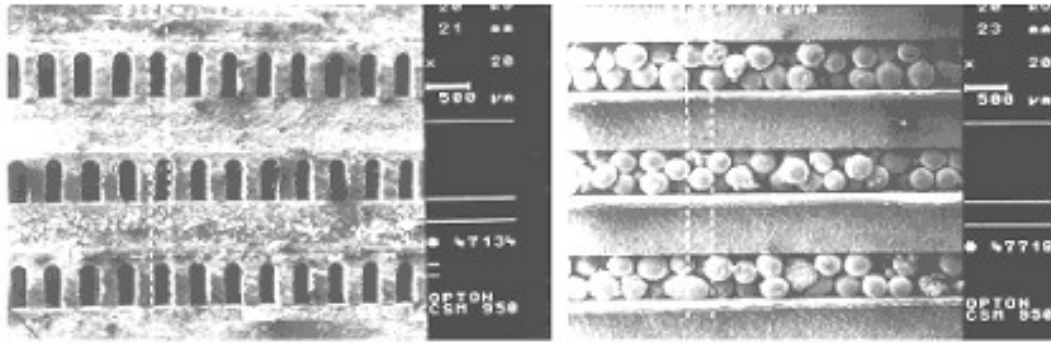
L'insertion d'un matériau poreux dans un échangeur de chaleur a un double effet. En fonction de sa conductivité thermique, il affecte la qualité d'échange thermique, et par le biais de sa structure, il modifie les conditions hydrodynamiques du système.

### II.2.1. Effet du milieu poreux en absence d'encrassement

Il a été souvent reporté que l'insertion d'une matrice poreuse à haute conductivité thermique, peut avoir un effet positif sur l'efficacité de l'échange.

En vue d'améliorer le transfert thermique dans un évaporateur chauffé avec de l'air, Song et al. [93] ont garni l'intérieur de l'équipement par des plateaux de fines ailettes. En assimilant l'ensemble des ailettes à un milieu poreux, ils ont pu déterminer l'apport des ailettes qui atteignait les 400% sur le nombre de Nusselt.

Les micro-échangeurs sont avantageux vu la grande surface d'échange par unité de volume qu'ils offrent (Fig-II.5). Les performances thermiques et hydrauliques d'un micro-échangeur à canaux et à milieu poreux ont été comparées par Jiang et al.[94]. L'efficacité et le coefficient global de transfert de chaleur, ainsi que la perte de charge étaient nettement plus importants dans le cas du milieu poreux qui fût reconnu meilleur de point de vue thermique seulement. Par contre, si on considérait l'ensemble hydraulique et thermique, le cas des micro-échangeurs à canaux serait plus performant.



**Fig-II.5. (a) Micro-Canaux, (b) Milieu poreux [94]**

Koh & Stevens [95] ont démontré que pour le cas de température de paroi imposée, le flux échangé, après insertion de milieu poreux, peut être multiplié par trois.

Une comparaison des nombres de Nusselt effectuée par Rohsenow & Hartnett [96], montre que l'effet de mélange causé par l'insertion d'un milieu poreux favorise l'échange thermique et peut augmenter le flux de chaleur, pour le cas de température de paroi imposée, jusqu'à plus de trois fois, confirmant ainsi le résultat de Koh & Stevens [95].

Les travaux susmentionnés considèrent des conduites totalement occupées par le milieu poreux. Néanmoins, pour ce cas, les pertes de charges sont importantes. Aussi, ces conditions s'adaptent mal à certaines applications usuelles telles que le refroidissement des puces électroniques et les transferts géothermiques. C'est ainsi qu'est venue l'idée de réduire le taux de remplissage [97].

Parmi les résultats de l'étude de Huang & Vafai [97], il est important de citer l'influence de la perméabilité sur le nombre de Nusselt qui prend une valeur maximale sous forme de pic quand la perméabilité optimale est considérée. Une augmentation dans le nombre de Prandtl n'influence pas le champ dynamique mais réduit la couche limite thermique, améliorant ainsi l'efficacité du transfert de chaleur. Les pertes de charges sont plus importantes en présence de milieu poreux qui constitue un obstacle à l'écoulement. Aussi, elles sont plus importantes pour des  $Re$  plus grands.

Dans le cadre de recherche de moyens de lutte contre la fusion des têtes de vaisseaux, il s'est avéré que l'hélium, étant un gaz inerte, est un refroidisseur fort intéressant. Cependant, sa faible conductivité thermique ne pouvait aider à absorber les flux de chaleur élevés mis en jeu dans de telles applications. Raffray & Pulsifer [98] ont étudié l'effet de l'insertion d'un matériau poreux conducteur, jouant le rôle d'ailettes, sur la capacité de refroidissement.

En se basant sur le modèle de Rosenfeld et al. [99] pour le coefficient de transfert de chaleur à travers un lit garni, qui se limitait aux cas où les propriétés du milieu dépendaient fortement de l'espace (porosité élevée, conductivités thermiques très distantes ou l'effet des conditions à l'entrée est important), Raffray & Pulsifer [98] ont développé un modèle de simulation, MERLOT (Model of Energy-transfer Rate for fLow in Open-porosity Tailored-media), destiné au calcul des champs dynamique et thermique dans un milieu poreux, en moyennant les équations de continuité, de Darcy-Brinkman-Forchheimer et d'énergie. Ce modèle n'inclut pas les résistances thermiques dues aux contacts interparticulaires.

$$h_{eff} = \varepsilon h_p + \frac{1}{R_o + \frac{1}{\sqrt{h_p k_p S_p} \tanh\left(\sqrt{\left(h_p S_p / k_p\right) e_p}\right)}}, \quad [99] \quad (\text{II.1})$$

Où  $h_p$  est le coefficient local de transfert de chaleur entre la particule solide et le fluide,  $R_o$  est la résistance thermique de l'interface milieu poreux/paroi,  $k_p$  la conductivité thermique du milieu poreux,  $e_p$  son épaisseur et  $S_p$  sa surface spécifique donnée par :

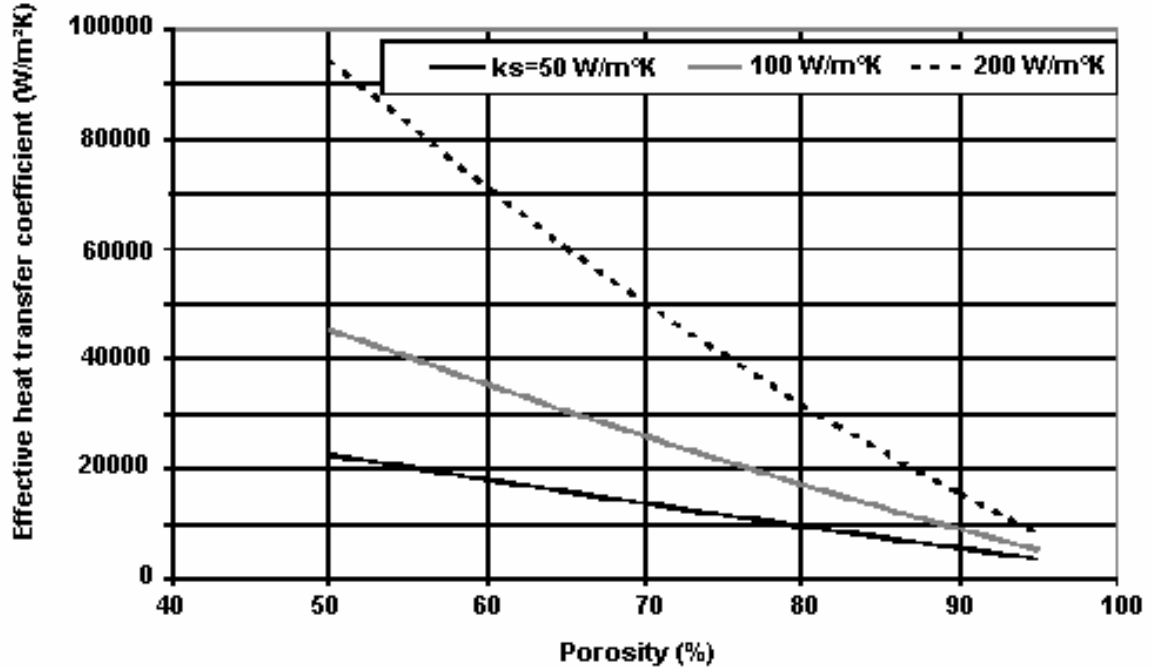
$$S_p = \frac{6 \cdot (1 - \varepsilon)}{d_p} \quad (\text{II.2})$$

Les résultats de Raffray & Pulsifer [98] montrent que le transfert thermique à flux imposé (chaleur latente de fusion) était favorisé par une grande conductivité thermique du matériau solide constituant le milieu poreux, une porosité modérée (Fig-II.6) et une grande vitesse d'écoulement de l'hélium (Fig-II.7).

Quant aux pertes de charge, estimées par la relation d'Ergun [100,101], elles sont favorisées par les grandes vitesses d'écoulement et les faibles porosités (Fig-II.8), il est donc préférable de se procurer la capacité d'échange voulue, en utilisant des matériaux hautement conductifs plutôt que des milieux chargés en solide (faible porosité).

$$\frac{dP}{dx} = 150 \frac{(1 - \varepsilon)^2}{\varepsilon^3} \frac{\mu u}{(\varphi d_p)^2} + 1.75 \frac{(1 - \varepsilon)}{\varepsilon^3} \frac{\rho u^2}{\varphi d_p} \quad (\text{II.3})$$

$u$  étant la vitesse superficielle du fluide et  $\varphi$  un facteur de forme du milieu poreux.



**Fig-II.6. Le coefficient effectif de transfert de chaleur à la sortie en fonction de la porosité, à différentes  $k_s$**   
 ( $q_f=5 \text{ MW/m}^2$ ,  $d_{\text{char}}=0.1 \text{ mm}$ ,  $k_s=100 \text{ W/m K}$ , He  $T_{\text{in}}=823 \text{ K}$ , He  $T_{\text{out}}=1123 \text{ K}$ ), [98]

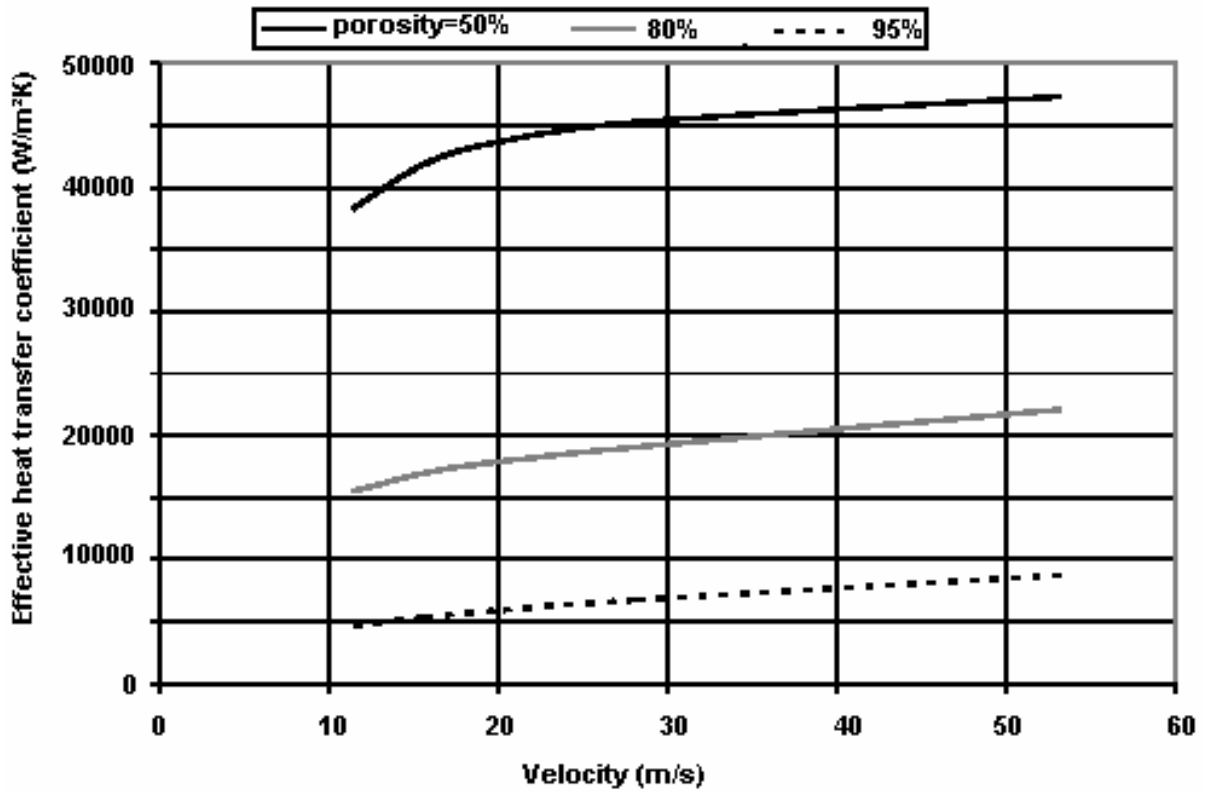


Fig-II.7. Le coefficient effectif de transfert de chaleur à la sortie en fonction de la vitesse à différentes porosités ( $q_f=5 \text{ MW/m}^2$ ,  $d_{\text{char}}=0.1 \text{ mm}$ ,  $k_s=100 \text{ W/m K}$ , He  $T_{\text{in}}=823 \text{ K}$ ). , [98]

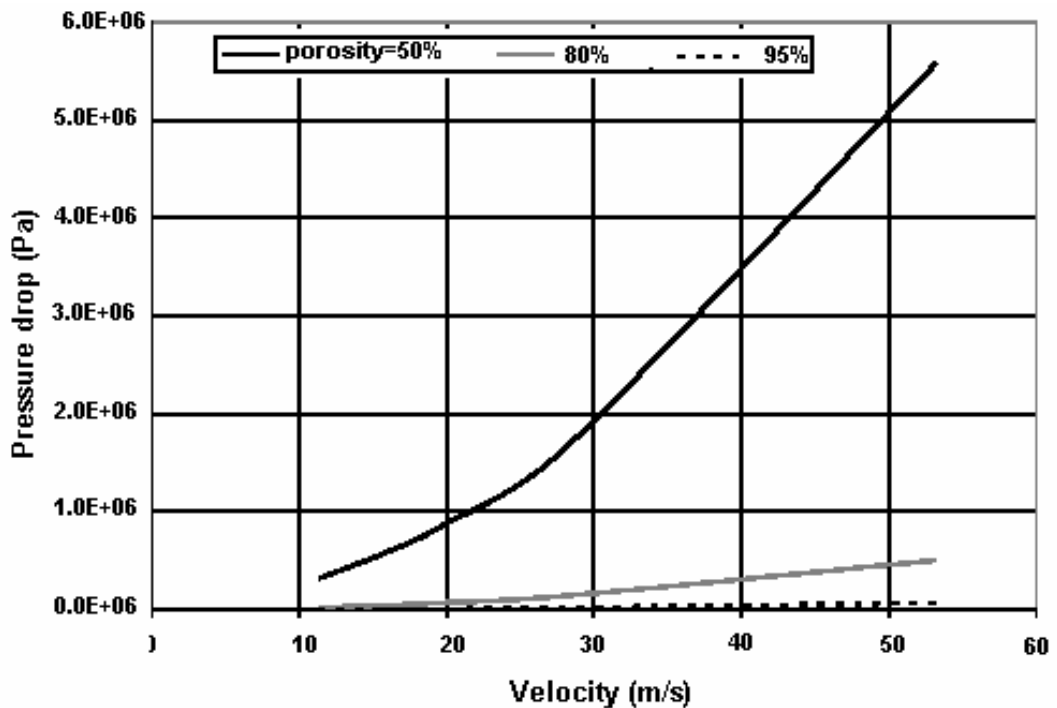
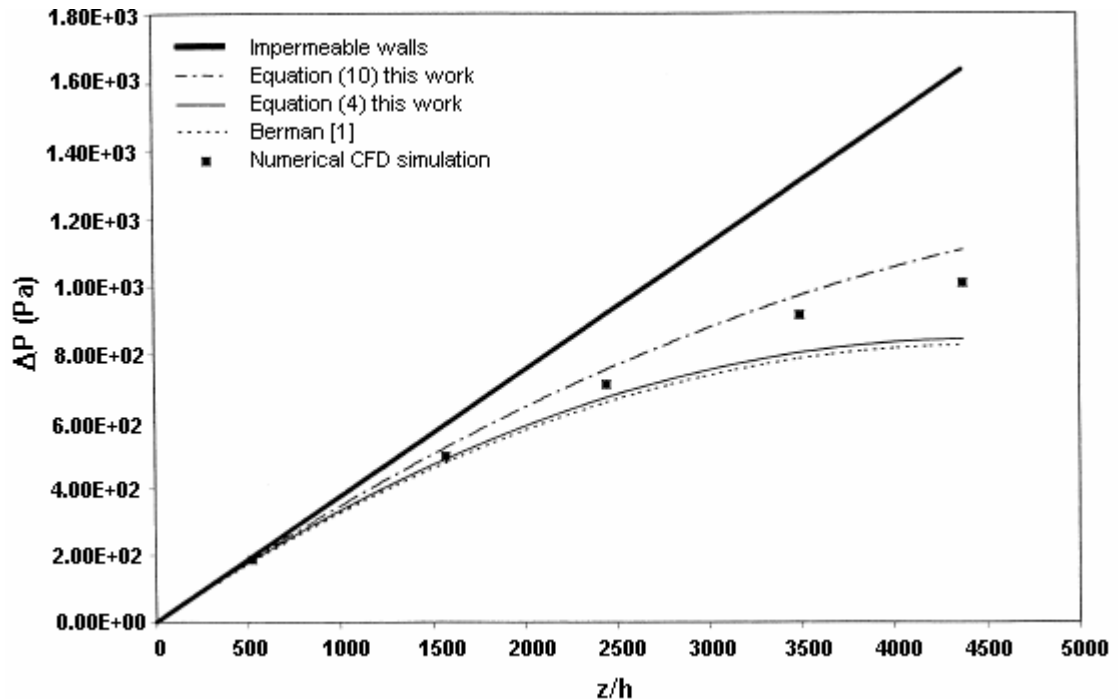


Fig-II.8. La perte de charge en fonction de la vitesse à différentes porosités ( $q_f=5 \text{ MW/m}^2$ ,  $d_{\text{char}}=0.1 \text{ mm}$ ,  $k_s=100 \text{ W/m K}$ , He  $T_{\text{in}}=823 \text{ K}$ ). , [98]

Dans le cadre de l'étude de l'hydrodynamique d'un fluide newtonien en écoulement laminaire dans un canal aux parois perméables, Karode [102] a exprimé les pertes de charges subies par le fluide en traversant la longueur du canal. Il a démontré, en confirmation des résultats de Berman [103], que les pertes de charge dans le cas de parois imperméables sont plus importantes, et ce, du fait que la vitesse du fluide au voisinage des parois ne s'annule plus lorsque les parois sont perméables.



**Fig-II.9. Perte de charge dans un canal rectangulaire aux parois perméables à vitesse de parois constante [102]**

Dans les milieux hétérogènes où les propriétés physiques varient dans l'espace, les équations de transfert se trouvent compliquées d'avantage. Le but principal des études est souvent de trouver une bonne approche aux propriétés physico-thermiques, permettant de le traiter comme un milieu continu, homogène, fictif mais équivalent, avec des propriétés dites effectives, fonctions des paramètres réels des éléments constituant le système.

### II.2.1.1. Conductivité Thermique Effective (CTE) :

Depuis les premières recherches dans le thermique avec Ingersol et al. [104] ou plus tard dans le travail de Kumar et al. [105], la conductivité thermique effective d'un composé fut énoncée comme une propriété additive.

Dans la plupart des travaux effectués, le calcul de la CTE se base sur l'analogie électrique ; ainsi, l'alternance des éléments solides avec les éléments fluides se traduit par une séquence de résistances thermiques soit en série soit en parallèle, selon ce qu'est imposé par le modèle. N'oublions pas qu'une telle procédure nécessite, avant tout, une bonne approche à la géométrie du système. Plusieurs ouvrages ont été élaborés dans ce sens.

Boomsma & Poulikakos [106] ont démontré que, malgré la grande porosité des mousses métalliques (faible présence du solide), la contribution du solide dans la conductivité effective est considérable. C'est pour cela qu'une description précise de la géométrie du système est plus que nécessaire afin de minimiser les erreurs, notamment lorsque la différence des conductivités entre les différentes phases est importante.

Cette technique fut utilisée avec succès pour un lit garni de sphères par Zehner & Schlunder [107]. Le volume unitaire se composait du huitième d'un cube centré autour d'une sphère avec une hauteur égale au rayon de la sphère. Ils ont assumé que la conduction se faisait de manière unidimensionnelle à travers deux domaines : le cylindre intérieur qui a un diamètre égal à celui d'une sphère et est composé des deux phases solide et fluide, et le cylindre concentrique extérieur qui est purement fluide (espace annulaire).

Pour une mousse métallique saturée en fluide, Calmidi & Mahajan [108] utilisèrent une description géométrique pour évaluer la CTE. Une structure bidimensionnelle fut modélisée par une forme hexagonale de nid d'abeilles en représentant les nœuds par des carrés. La longueur et l'épaisseur des battons joignant les nœuds ainsi que le côté des nœuds était ajustable. Dans les cellules représentatives, des couches distinctes dans la direction verticale (sens de la conduction) ont été définies. Après que la conductivité thermique ait été calculée pour chaque couche en faisant intervenir la porosité, la CTE globale pour la cellule représentative s'obtient en additionnant les résistances des couches en série.

Les expériences de Calmidi & Mahajan [108] ont été conduites sous des conditions fixes (75°C, 1atm). Sous ces conditions, les effets de rayonnement et de convection naturelle ont été considérés négligeables.

Bhattacharya et al. [109] ont procédé au raffinement du modèle de Calmidi & Mahajan, toujours en ignorant le transfert par rayonnement et convection. Ils démontrèrent que la CTE dépend fortement de la porosité et de la configuration géométrique particulière des intersections des filaments.

Basé sur les résultats encourageants de ces travaux, Boomsma & Poulikakos [106] généralisèrent l'idée de la conduction unidimensionnelle dans une structure qui est bidimensionnelle en réalité.

Ainsi, Boomsma & Poulikakos [106] ont approché la structure de la mousse d'aluminium (Fig-II.10) par un tétrakaidécahédron dont la surface est constituée de six carrés et huit hexagones. Les côtés étaient pris cylindriques et les nœuds cubiques (cette géométrie est la forme la plus proche à la réalité qui donne en même temps le minimum d'énergie de surface). Les dimensions géométriques ont été calibrées à l'aide d'expériences. Le volume élémentaire fut ensuite divisé en plusieurs couches superposées correspondant à des résistances en série. Cette méthode s'avère être plus précise que l'utilisation d'une porosité globale.

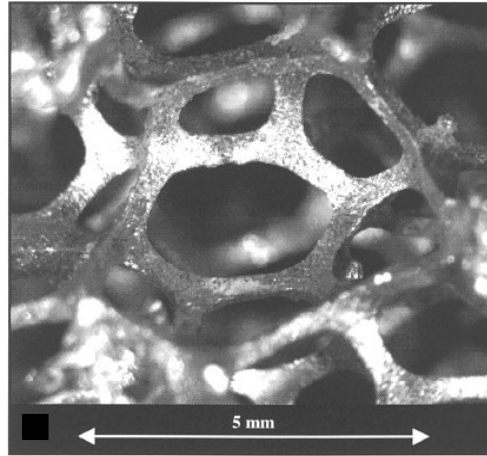


Fig-II.10.a. Mousse métallique. [106]

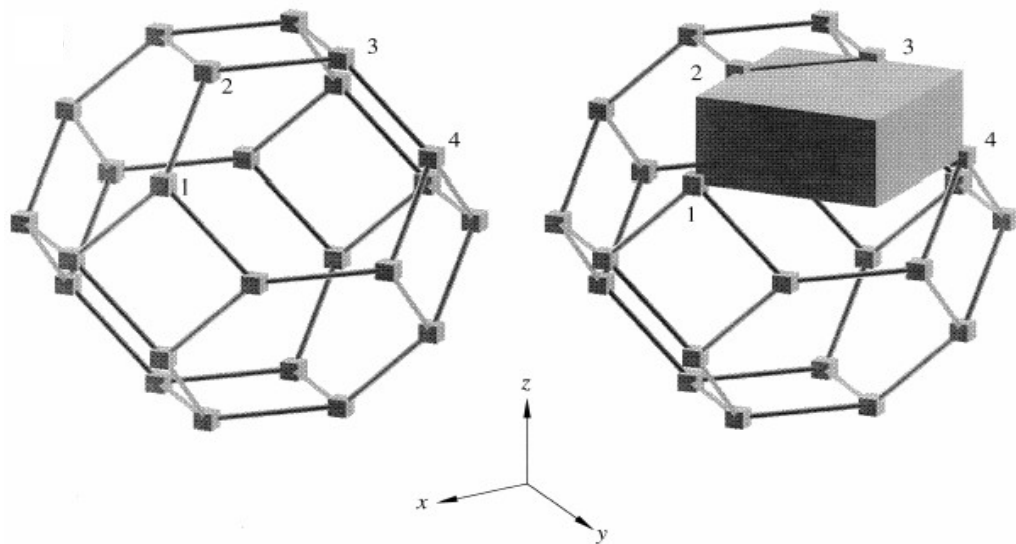


Fig-II.10.b. Schématisation de la mousse. [106]

Le volume élémentaire peut être divisé en plusieurs parties comme suit (Fig-II.10.c) :

$$\begin{aligned}
 V_A &= 2aL^2 & , & & V_{A,s} &= \left( e^2 + \frac{1}{2} d\pi(1-e) \right) dL^3 \\
 V_B &= (r-2a)L^2 & , & & V_{B,s} &= \left( \frac{1}{2} e - d \right) e^2 L^3 \\
 V_C &= 2 \left( \frac{\sqrt{2}}{2} L - r \right) L^2 & , & & V_{C,s} &= (1 - 2\sqrt{2}e) \pi d^2 L^3 \\
 V_D &= rL^2 & , & & V_{D,s} &= \frac{1}{4} e^3 L^3 \quad \text{avec} \quad d = \frac{a}{L} \quad \text{et} \quad e = \frac{r}{L}
 \end{aligned}$$

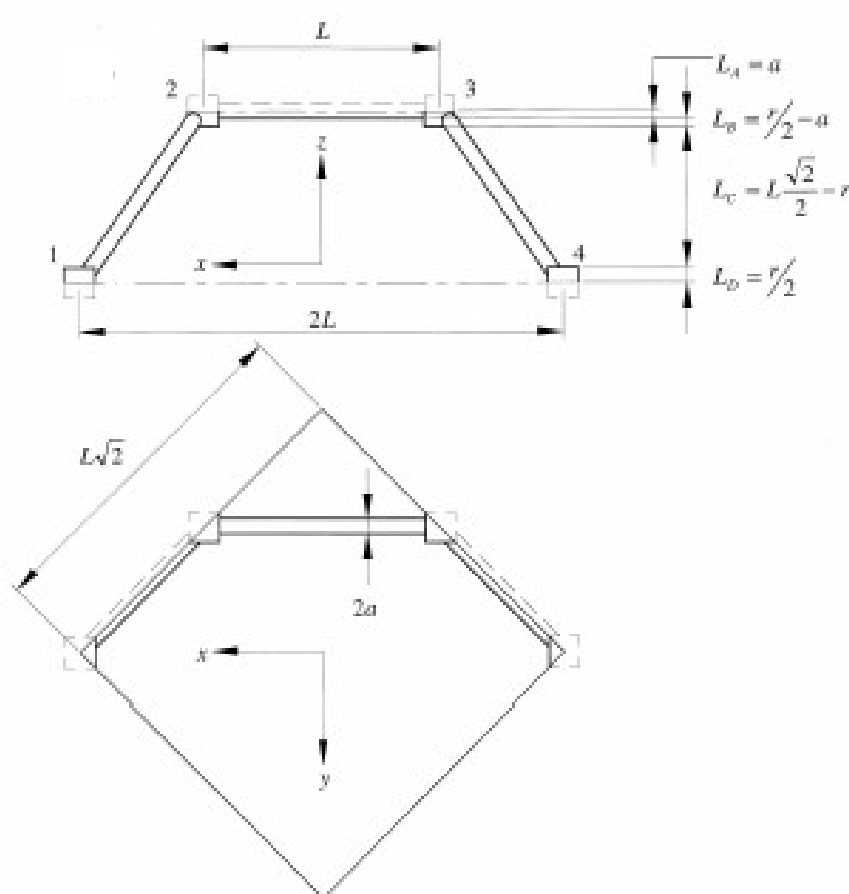
La porosité peut donc être exprimée par

$$\varepsilon = 1 - \frac{\sqrt{2}}{2} \left[ de^2 + \frac{1}{2} \pi d^2 (1-e) + \left( \frac{1}{2} e - d \right) e^2 + \pi d^2 (1 - 2\sqrt{2}e) + \frac{1}{4} e^3 \right] \quad (\text{II.4})$$

Avec  $n = A, B, C, D$

$$\text{Ainsi } k_n = \frac{V_{n,s} k_s + (V_n - V_{n,s}) k_f}{V_n}$$

$$k_{\text{eff}} = \frac{L_A + L_B + L_C + L_D}{(L_A / k_A) + (L_B / k_B) + (L_C / k_C) + (L_D / k_D)} \quad (\text{II.5})$$



**Fig-II.10.c. Géométrie du modèle. [106]**

Le travail de Boomsma & Poulikakos [106] a été effectué sous les hypothèses citées ci-après :

1. Le milieu poreux est uniforme ou la porosité ponctuelle peut être facilement calculée.
2. Le transfert de chaleur par convection naturelle et par rayonnement dans le milieu poreux peut être négligé
3. Les propriétés physiques du solide et du fluide restent constantes dans l'intervalle de température étudié
4. Les phases fluide et solide sont en équilibre thermodynamique

L'hypothèse n°4 permet, en réalité, de très légères différences locales de température entre les deux phases [110].

Amiri & Vafai [111] ont réalisé une étude étendue sur la validité de l'hypothèse d'équilibre thermique local. Ils découvrirent que l'acceptabilité de cette supposition, pour un lit garni de sphères, diminue avec l'augmentation des nombres de Darcy et de Reynolds du garnissage. Autrement dit, l'hypothèse en question fonctionne mieux dans le cas d'écoulements à faibles vitesses, qui est le cas de milieux poreux à des perméabilités relativement faibles.

En fonction des données géométriques, les résistances thermiques et par conséquent, les formules des paramètres physiques tels que la porosité et la conductivité thermique furent ensuite écrites.

Dans l'étude qu'ils ont faite sur des mousses de Nickel, Sullins & Daryabeigi [112] ont pu développer un modèle numérique donnant la CTE de ce milieu pour des conditions variées de température et de pression.

Pendant ces essais, ont été considérés les effets de conduction solide et fluide ainsi que de rayonnement. Une superposition des deux conductions, solide et gazeuse, a été utilisée pour modéliser la conduction globale ; les conductivités étant fonctions de la température.

Les mesures ont été effectuées dans une couche de mousse de nickel positionnée entre deux plaques à des températures imposées, de manière à avoir une orientation du flux de chaleur opposée au sens de gravité, éliminant ainsi l'effet de la convection naturelle (Fig-II.11). La CTE fut calculée en utilisant la loi de Fourier.

Dans ces conditions, le rayonnement était plutôt confiné au voisinage des plaques [112].

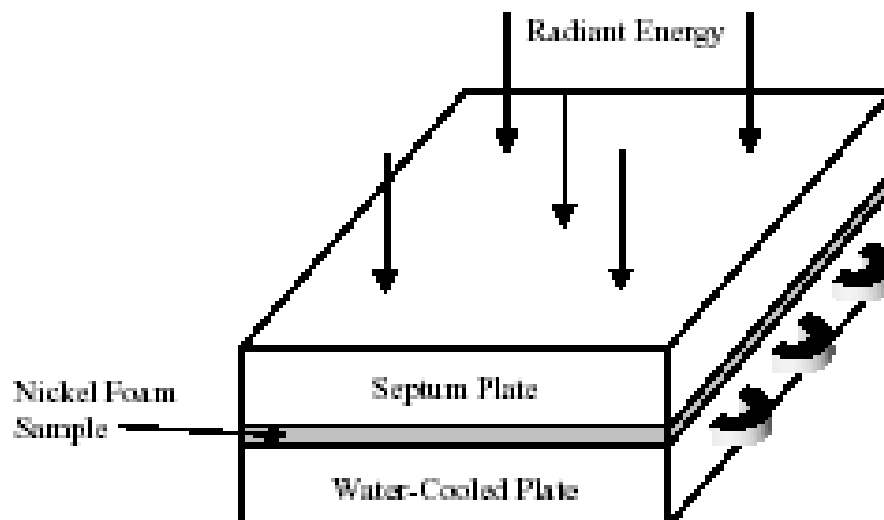


Fig-II.11. Dispositif expérimental. [112]

Le cas limite en arrangement parallèle, est basé sur le fractionnement du milieu en plusieurs sections conductrices.

La porosité  $\varepsilon$  représente la contribution du gaz à la conduction. Ainsi,  $1-\varepsilon$  est la fraction dans le solide.

Gibson & Ashby [113] supposent que la conductivité du réseau solide est liée à celle du solide dans sa forme brute par un coefficient d'efficacité  $F$  tel que :

$$k_s = Fk_{sb} \quad (\text{II.6})$$

Pour corriger la surestimation, Calmidi & Mahajan [108] utilisèrent des facteurs correctifs  $D$  et  $m$  pour modéliser la CTE d'une mousse d'aluminium, tel que :

$$k_{eff} = \varepsilon k_f + D(1 - \varepsilon)^m k_{sb} \quad (II.7)$$

Et obtinrent, pour  $D=0.181$  et  $m=0.763$  une très bonne approche à leurs résultats expérimentaux.

Aussi, pour  $D=1$  et  $m=3$ , l'équation prend la même forme fonctionnelle que celle utilisée par Daryabeigi [114] pour des isolations fibreuses.

D'autres modèles [112] supposent que la conduction s'effectue à travers des arrangements en parallèle et en série des phases solide et fluide, responsables de la conduction.

Le cas limite en parallèle est exprimé par

$$k_{//} = \varepsilon k_f + (1 - \varepsilon)k_s \quad (II.8)$$

Et le cas en série est donné par :

$$k_{\perp} = \frac{k_f k_s}{\varepsilon k_s + (1 - \varepsilon)k_f} \quad (II.9)$$

La formule de la CTE, dans le cas général, est donnée par une combinaison des arrangements en parallèle et en série exprimée sous des formes différentes comme suit :

$$k_{eff} = Ak_{//} + (1 - A)k_{\perp} \quad [114,115] \quad (II.10)$$

$$k_{eff} = \sqrt{Ak_{//}^2 + (1 - A)k_{\perp}^2} \quad [109] \quad (II.11)$$

Ainsi, en utilisant la première expression et en gardant le coefficient d'efficacité, la CTE peut s'écrire comme :

$$k_{eff} = A[\varepsilon k_f + (1 - \varepsilon)Fk_{sb}] + (1 - A) \left[ \frac{\varepsilon F k_{sb} k_f}{\varepsilon F k_{sb} + (1 - \varepsilon)k_f} \right] \quad (II.12)$$

A partir de cette équation, on peut retrouver les équations précédentes en posant  $A=1$  pour obtenir un arrangement parallèle,  $A=0$  pour un arrangement en série et enfin,  $A=1$  et  $F=D(1-\varepsilon)^{m-1}$  pour un arrangement combiné.

En ce qui concerne la conductivité du gaz, la formule ci-après fut développée par Daryabeigi [116]

$$k_g = \frac{k_g^*}{Z} \quad (II.13)$$

$Z$  étant défini par :

$$Z = \Phi + \Psi \frac{2(2 - \alpha)}{\alpha} \frac{2\gamma}{\gamma + 1} \frac{1}{Pr} Kn \quad (II.14)$$

$\alpha$  est appelé coefficient d'accommodation thermique et  $Kn$  le nombre de Knudsen défini comme :

$$Kn = \frac{\lambda}{\delta} \quad (\text{II.15})$$

Où  $\lambda$  est la longueur du parcours libre et  $\delta$  la dimension caractéristique. Le parcours libre moyen est donné par :

$$\lambda = \frac{k_B T}{\sqrt{2\pi P d_g^2}} \quad (\text{II.16})$$

$k_B$  étant la constante de Boltzmann,  $T$  la température absolue,  $P$  la pression et  $d_g$  le diamètre de collision du gaz.

Pour la conduction gazeuse en milieu poreux, la longueur caractéristique est généralement donnée par la taille linéaire moyenne des pores. La taille des pores dans des structures mousseuses est supposée avoir une forme similaire à celle dans un milieu fibreux, donnant une longueur caractéristique de :

$$\delta = \frac{\pi d_f}{4(1-\varepsilon)} \quad (\text{II.17})$$

$d_f$  étant le diamètre des filaments.

Les paramètres  $\Phi$  et  $\Psi$  dépendent du  $Kn$  tels que

$$(\Phi, \Psi) = \begin{cases} (1,0) & \text{pour } Kn < 0.01 & \text{(régime continu)} \\ (1,1) & \text{pour } 0.01 < Kn < 10 & \text{(régime de transition)} \\ (0,1) & \text{pour } Kn > 10 & \text{(régime moléculaire libre)} \end{cases}$$

La chaleur transférée par rayonnement est estimée par l'équation :

$$\dot{q}_{ray} = -\frac{1}{3\beta} \frac{\partial G}{\partial x} \quad (\text{II.18})$$

Où  $\beta$  représente la fraction perdue de rayonnement et est appelée coefficient d'extinction.

$G$  étant l'incidence par rayonnement donnée par unité de surface qui se calcule à partir de l'équation suivante :

$$G - \frac{1}{3\beta^2(1-\omega)} \frac{\partial^2 G}{\partial x^2} = 4k_B T^4 \quad (\text{II.19})$$

Où  $\omega$  est la constante de dispersion.

Les conditions aux limites au voisinage des plaques sont données par :

$$G - \frac{2}{3\beta^2 \frac{\varepsilon_1}{2 - \varepsilon_1}} \frac{\partial G}{\partial x} = 4k_B T_1^4 \quad (\text{II.20})$$

$$G - \frac{2}{3\beta^2 \frac{\varepsilon_2}{2 - \varepsilon_2}} \frac{\partial G}{\partial x} = 4k_B T_2^4 \quad (\text{II.21})$$

Les indices (1) et (2) font référence aux plaques, respectivement, chaude et froide avec  $\varepsilon$  dans cette équation représentant l'émissivité de la plaque en question.

Un profil linéaire de température à travers l'épaisseur de la couche poreuse a été considéré et une dispersion homogène supposée. Bien que ce ne soit pas très réel, ça simplifie l'équation et permet d'avoir une solution approchée.

Le coefficient d'extinction est déterminé à partir du coefficient spécifique d'extinction  $e$  qui lui est lié par la relation :

$$\beta = e \cdot \rho_m \quad (\text{II.22})$$

Avec  $\rho_m$  la masse volumique de la mousse.  $e$  et  $\omega$  sont des propriétés intrinsèques au matériau et doivent être déterminées expérimentalement.

Les résultats expérimentaux de Sullins & Daryabeigi [112] montrent qu'à faibles pressions, la contribution du gaz dans la conduction diminue pour laisser place au rayonnement et à la conduction solide ; alors que les pressions élevées favorisent la conduction gazeuse et la CTE se trouve augmentée d'avantage.

En supposant une distribution uniforme des matériaux, le même coefficient d'efficacité de conduction solide conduit à une surestimation à faible pression et à une sous-estimation à haute pression. Ce ci est dû au mauvais contact entre les différentes couches de mousse et entre les couches externes et les plaques où seules des couche de gaz à faibles pression, donc de faible conductivité, sont le siège de la conduction. Un contact parfait aurait donné une valeur plus importante que celle mesurée aux faibles pressions vu qu'une plus grande participation du solide a lieu.

Le modèle de Sullins & Daryabeigi [112] présente un niveau d'erreur moyenne de moins de 10% par rapport aux résultats expérimentaux de la même étude. Les plus grandes déviations ont été observées pour les plus faibles pressions. Pour remédier à ces anomalies, la discrétisation du système a été modifiée en introduisant des espaces gazeux entre les couches poreuses et en les incorporant dans les volumes élémentaires. Dans ces espaces, le rayonnement est prédominant.

Lors d'une comparaison des résultats expérimentaux avec ceux prédits par le modèle [112], il s'est avéré nécessaire d'introduire un facteur de couplage, tenant compte de l'interaction entre les conductions solide et gazeuse, donné par

$$k_{coup} = a \cdot (k_g Fk_{sb})^2 \quad (\text{II.23})$$

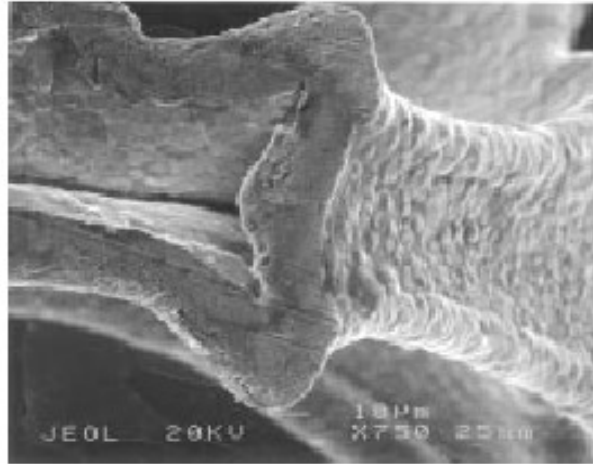
Avec  $a$ , le facteur pondéral du couplage, fortement dépendant de la température et de la pression.

En assumant un arrangement parallèle ( $A=1$ ), la formule de la CTE devient :

$$k_{eff} = \varepsilon k_f + (1 - \varepsilon) Fk_{sb} + (a k_g Fk_{sb})^2 \quad (\text{II.24})$$

L'ajout du facteur de couplage affecte très peu les paramètres de rayonnement mais améliore beaucoup l'ajustement des valeurs prédites par le modèle aux mesures expérimentales.

Pour le cas précis des mousses métalliques, à partir du procédé de leur préparation, les filaments sont creux (Fig-II.12) ; ainsi, l'épaisseur de leur paroi doit être considérée au lieu du diamètre du filament qui convient plus pour les milieux poreux aux filaments pleins [112].



**Fig-II.12. Agrandissement d'une mousse métallique. [112]**

De son côté, Singh [117] a établi une relation semi-empirique qui a pour atout, par rapport aux résultats précédents, l'introduction d'un facteur correctif  $A$  qui tient compte de :

1. La grande différence entre les conductivités thermiques des deux phases
2. La non linéarité du flux de chaleur
3. La distribution aléatoire des deux phases
4. La variété de forme des particules.

Dans ce travail, le milieu est assimilé à des couches alternativement parallèles et perpendiculaires au sens de l'écoulement de chaleur ; ainsi, par analogie avec les systèmes électriques ;

La conductivité effective du milieu est donc donnée par :

$$k_{eff} = k_{//}^A k_{\perp}^{1-A} \quad (II.25)$$

Où  $A$  est un coefficient numérique correctif, pouvant être assimilé à la fraction du nombre des couches parallèles au sens du flux de chaleur.

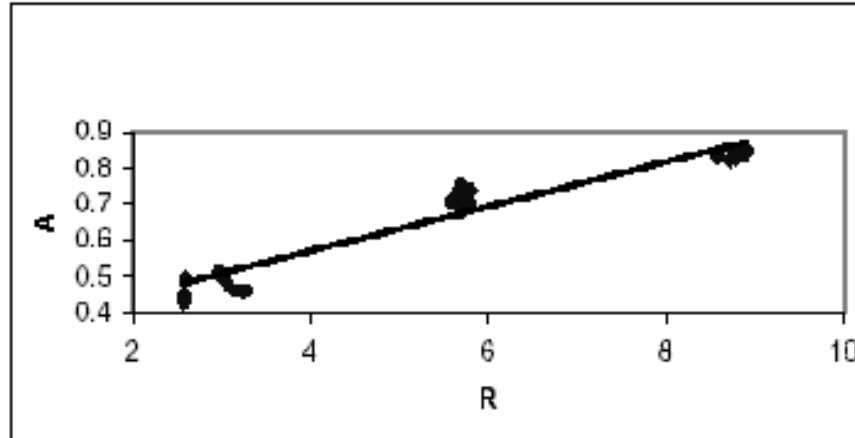
En remplaçant les conductivités par leurs expressions, le coefficient  $A$  s'écrit comme :

$$A = \frac{\ln \left[ \varepsilon \frac{k_{eff}}{k_f} + (1 - \varepsilon) \frac{k_{eff}}{k_s} \right]}{\ln \left[ 1 + \varepsilon(1 - \varepsilon) \left( \frac{k_f}{k_s} + \frac{k_s}{k_f} - 2 \right) \right]} \quad (II.26)$$

Un rapport  $k_s/k_f$  important favorise les couches perpendiculaires au sens du flux thermique.

Le tracé de  $A$  en fonction de  $R = \varepsilon^{1/2} \ln(k_s/k_f)$  est pratiquement linéaire (Fig-II.13). Un lissage donna la relation suivante :

$$A = 0.3227 + 0.0615R \text{ avec } r^2=0.9176 \quad (\text{II.27})$$



**Fig-II.13. Facteur correctif (Eq.II.27). [117]**

Qui n'exprimait pas exactement les systèmes réels car  $A$  s'est avéré aussi fonction de plusieurs facteurs liés à la forme des particules :

- Facteur de forme : donné par le rapport des dimensions caractéristiques perpendiculaire et parallèle au sens du flux  $l/L$ . Dans le cas de particules sphériques ou dans un système granulaire où l'orientation des particules est aléatoire, la valeur moyenne de ce facteur est 1.
- Facteur de sphéricité : est donné par  $\psi = s/S$ , où  $s$  est l'aire de la surface d'une sphère ayant le même volume que celui de la particule et  $S$  étant l'aire de la surface de la particule.  $\psi=1$  pour des particules sphérique et  $\psi < 1$  pour toute autre forme. La conduction particule/particule diminue avec la diminution de la sphéricité.
- Facteur de résistivité de forme : est lié aux caractéristiques géométriques du milieu, et influe sur l'écoulement de l'énergie.

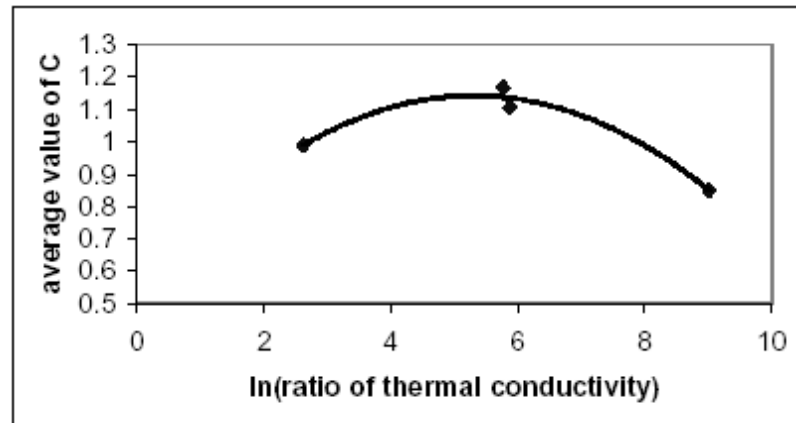
Un facteur correctif expérimental  $C$ , fut donc introduit afin de remédier à ces complications :

$$A = C \left[ 0.3227 + 0.0615 \varepsilon^{1/2} \ln(k_s/k_f) \right] \quad (\text{II.28})$$

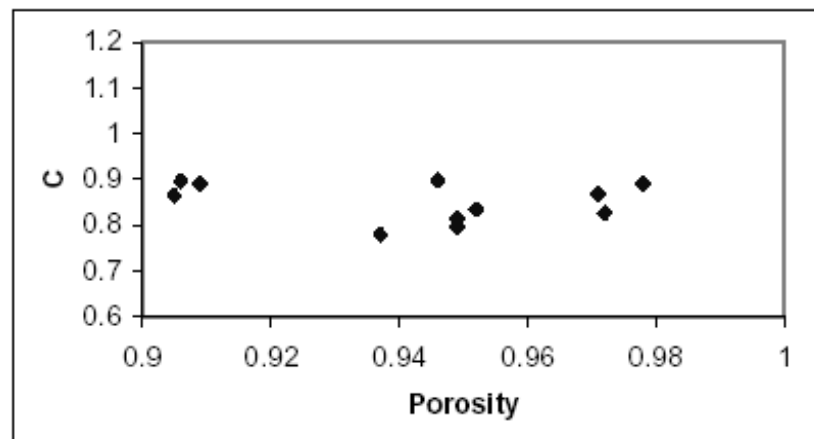
La variation de  $C$  a été suivie pour différentes conditions expérimentales (Fig-II.14,15). Les résultats sont cités ci-après :

- En augmentant le rapport des conductivités,  $C$  augmente jusqu'à un maximum puis diminue jusqu'à la fin de la gamme étudiée
- En augmentant la porosité du milieu,  $C$  se comporte différemment selon la nature du solide ; il reste presque constant pour des solides métalliques et augmente continuellement pour les solides non métalliques.

Le modèle de Singh [117] a donné une erreur sur la CTE de 3.3% ; il est donc plus performant et plus fidèle à la réalité. Ce modèle a été appliqué aux systèmes dont la structure est similaire aux mousses mais il est adaptable à d'autres types de matériaux poreux et fibreux [117].



**Fig-II.14. Variation du facteur correctif expérimental avec le rapport des conductivités. [117]**



**FigII.-15. Variation facteur correctif expérimental avec la porosité. [117]**

Sur la base des résultats d'autres chercheurs, et en combinant l'analogie électrique avec l'auto-similarité statistique, Ma et al [118], à leur tour, ont établi un modèle numérique estimant la CTE des milieux poreux.

Toujours à partir d'une description précise de la géométrie du système, avec l'introduction de quelques hypothèses :

1. Le flux de chaleur est unidimensionnel
2. La structure du milieu est périodique
3. L'auto-similarité règne dans le système
4. Les particules non en contact et celles en contact sont supposées être disposées en parallèle
5. Les particules qui ne sont pas en contact sont distribuées de manière aléatoire, alors que la distribution des particules en contact est auto-similaire et est représentée par le tapis de Sierpinski [119]
6. La résistance due au contact latéral est négligeable,

Krupiczka [120] assimila le milieu poreux à un faisceau de tubes cylindriques et obtint la relation suivante :

$$k_{eff}^+ = \frac{k_{eff}}{k_f} = \beta^{0.28-0.757 \log \varepsilon - 0.057 \log \beta} \quad (II.29)$$

Avec  $\beta = \frac{k_s}{k_m}$  ( $k_m$  étant la conductivité de la matrice composite)

Zehner & Schlunder [107] présentèrent la corrélation sous la forme :

$$k_{eff}^+ = 1 - \sqrt{1 - \varepsilon} + \frac{2\sqrt{1 - \varepsilon}}{1 - B/\beta} \left\{ \frac{(1 - 1/\beta)B}{(1 - B/\beta)^2} \ln \frac{\beta}{B} - \frac{B + 1}{2} - \frac{B - 1}{1 - B/\beta} \right\} \quad (II.30)$$

Et  $B = 1.25 \left( \frac{1 - \varepsilon}{\varepsilon} \right)^{10/9}$

Plusieurs chercheurs [121-126] ont montré que les milieux poreux dans la nature sont statistiquement fractals. Thovert et al. [124] et Adler [126] ont appliqué le modèle de tapis de Sierpinski pour simuler des milieux poreux réels. La forme adimensionnelle de la conductivité thermique est donnée par la loi d'Archie :

$$k^* \propto \varepsilon^m \quad (II.31)$$

Où  $m = 1.3$  à  $2.5$  pour ordres de générations élevés.

Hus et al. [127] développèrent un modèle dit de "lumped-parameter" liant la conductivité thermique effective à la résistance thermique en régime stationnaire (stagnant) :

$$k_{eff}^+ = 1 - \gamma_a^2 - 2\gamma_a\gamma_c + 2\gamma_a^2\gamma_c + \frac{\gamma_c^2\gamma_a^2}{1/\beta} + \frac{\gamma_a^2(1 - \gamma_c^2)}{1 - \gamma_a(1 + 1/\beta)} + \frac{2\gamma_a\gamma_c(1 - \gamma_a)}{1 - \gamma_a\gamma_c(1 + 1/\beta)} \quad (II.32)$$

La porosité est donnée par :

$$1 - \varepsilon = (1 - 3\gamma_c^2)\gamma_a^3 + 3\gamma_c^2\gamma_a^2 \quad (II.33)$$

$\gamma_a$  et  $\gamma_c$  étant les rapports des échelles de longueurs respectivement, géométrique et de contact pour une particule donnée.

Yu & Cheng [128] développèrent un modèle fractal de conductivité thermique pour des milieux poreux mono et bi-dispersés en assumant que le milieu se compose de deux ensembles ; certaines particules sont en contact et forment des chaînes tortueuses, alors que d'autres ne se touchent pas (non-touching) (Fig-II.16). Le modèle correspondant au système mono-dispersé (lits garnis) est :

$$k_{eff}^+ = \frac{A_{nt}}{A} \left( 1 - \sqrt{1 - \varepsilon} + \frac{\sqrt{1 - \varepsilon}}{1 + (1/\beta - 1)\sqrt{1 - \varepsilon}} \right) + \left( 1 - \frac{A_{nt}}{A} \right) \frac{k_{p,max}^2}{A} \left( \frac{k_{p,max}}{L_0} \right)^{D_T - 1} x$$

$$\left( \frac{D_f}{1 + D_T - D_f} \frac{1}{\frac{\gamma_{al}}{\beta} + \frac{1 - \gamma_{al}}{1 + (\beta - 1)\gamma_{cl}^2/\gamma_{al}^2}} \right) \quad (II.34)$$

$A_{nt}$  est l'aire équivalente à une section droite ayant la même porosité que les particules qui ne sont pas en contact.

$\gamma_{al}$  et  $\gamma_{cl}$  étant les rapports des échelles de longueurs respectivement, géométrique et de contact pour une particule dans un système bidispersé.

### Définitions

Un milieu fractal est un milieu qu'on peut diviser en un nombre donné d'éléments identiques. L'auto-similarité statistique met en évidence la constance de la dimension fractale  $D_f$ , liée à l'échelle de longueur  $L$ , et  $M$  qui peut être une longueur linéaire, l'aire d'une surface, le volume ou la masse de l'objet étudié par la relation :

$$M(L) \sim L^{D_f}$$

Une relation qui devient égalité dans le cas d'auto-similarité exacte.

La dimension fractale pour le tapis de Sierpinski (Fig-II.16) est donnée par :

$$D_f = \frac{\text{Ln}(\text{rapport de nombres de carrés développés dans les mêmes étapes})}{\text{Ln}(\text{rapport de cotés de deux carrés correspondant à deux étapes})} \quad (II.35)$$

Pour les ordres 0 et 1,  $D_f = \ln 8 / \ln 3 = 1.893$

La porosité pour les tapis de Sierpinski est donnée par :

$$\varepsilon = \left( \frac{8}{9} \right)^{n+1} \quad (II.36)$$

Où  $n = 1, 2, 3, \dots$  est l'ordre de tapisserie

Dans cette schématisation, on fait des translations et des reproductions d'une même configuration : un carré du solide au centre d'un autre en fluide avec des liaisons droites allant du centre de chaque côté vers celui d'en face, appartenant un autre carré solide, l'épaisseur  $t$ , de ces liaisons représente la résistance au contact.

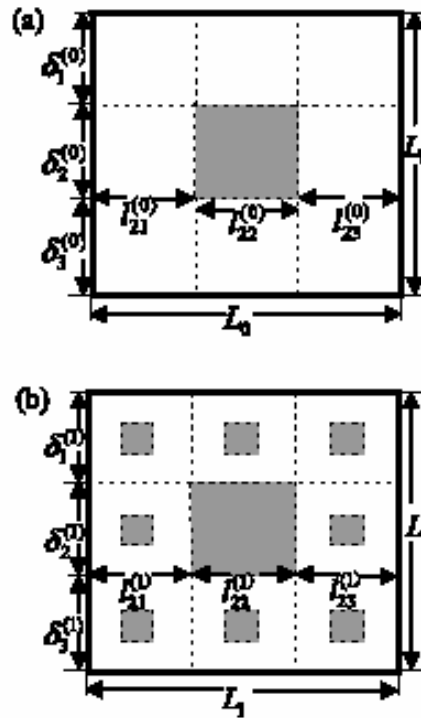


Fig-II.16.a. Tapis de Spirenski d'ordre 0 et 1 [128]

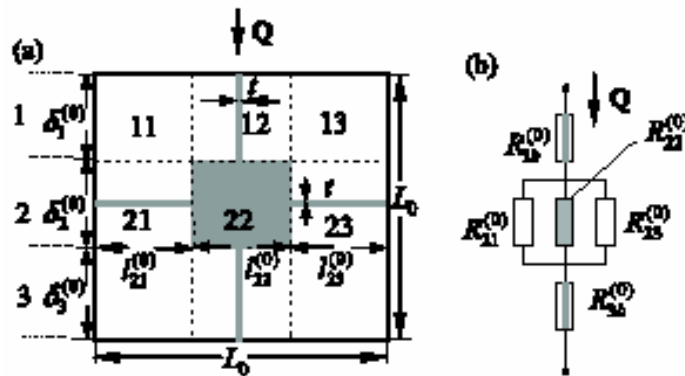


Fig-II.16.b. Analogie électrique dans un tapis de Spirenski d'ordre 0 [128]

Yu & Li [125] développèrent une relation analytique estimant la dimension fractale des milieux poreux par :

$$D_f = d - \frac{Ln\varepsilon}{Ln \frac{\lambda_{\min}}{\lambda_{\max}}} \quad (\text{II.37})$$

Où  $d$  est la dimension d'Euclide, égale à 2 dans un espace bidimensionnel et à 3 dans un espace tridimensionnel.

$\lambda_{\min}$  et  $\lambda_{\max}$  représentent les limites inférieure et supérieure de l'applicabilité de l'auto-similarité. Pour une distribution aléatoire des phases, ces paramètres correspondent aux tailles minimale et maximale des pores dans une cellule représentative.

La conductivité thermique effective à un ordre  $n$  du tapis et donnée par [118] :

$$k_{eff}^+ = \frac{k_m}{k_e} = \frac{A_{nt}}{A} k_{eff,nt}^+ + \left(1 - \frac{A_{nt}}{A}\right) k_{eff,sc}^+ \quad (\text{II.38})$$

$$k_{eff,ni}^+ = 1 - \sqrt{1 - \varepsilon} + \frac{\sqrt{1 - \varepsilon}}{1 + (1/\beta - 1)\sqrt{1 - \varepsilon}} \quad (\text{II.39})$$

$$\text{Et } k_{eff,sc}^{+(n)} = \frac{3.k_{e,sc}^{+(n-1)}}{\frac{2}{t^+ \beta^{(n)} + 1 - t^+} + \frac{3}{2 + \beta^{(n)}}} \quad (\text{II.40})$$

Sachant que  $\beta^{(n)} = \beta^{(0)} / k_{eff,sc}^{+(n-1)}$ ,  $\beta^{(0)} = k_s/k_m$  et que  $t^+ = t/L_s$ ; où  $L_s$  est la taille de la particule.

Les avantages de ce modèle sont énumérés ci-après :

1. Il comporte deux paramètres seulement,  $A_{ni}/A$  et  $t^+$ , et qui ont un sens physique ; alors que d'autres modèles contiennent plusieurs constantes empiriques dont le sens physique n'est pas clair.
2. Ce modèle lie les variables, telles que  $\varepsilon$ ,  $\beta$ ,  $t^+$  et  $A_{ni}/A$ , par des relations analytiques alors que les méthodes numériques ne peuvent le faire.
3. La solution de ce modèle est plus simple et plus rapide (<1sec à l'aide d'un micro-ordinateur) que la Méthode des Eléments Finis ou des Différences Finies, et aucun maillage ou itération ne sont nécessaires.
4. La précision de la MEF ou MDF dépend généralement de plusieurs facteurs tels que la taille des mailles (qui peut changer pour différentes régions) et le nombre d'itérations pour la convergence, alors que le présent modèle ne comporte pas cet handicap. Les résultats de Zou & al [129] indiquèrent que l'analogie thermo-électrique pouvait offrir un meilleur accord avec les données expérimentales que la MEF et la MDF.

### II.2.2. Dépôt dans les milieux poreux

La déposition de particules sur une surface perméable stationnaire, à partir d'une suspension circulant au-dessus, joue un rôle très important dans plusieurs applications naturelles et technologiques.

Les premiers travaux dans ce domaine concernaient le champ dynamique dans un canal à parois perméables, en supposant une vitesse de fluide uniforme dans la couche perméable (profil plat) et une absence du glissement des deux parois. Berman [103] fut le premier à fournir une solution analytique complète pour un écoulement bidimensionnel laminaire dans un canal rectangulaire perméable.

Des études expérimentales et théoriques sur le phénomène d'entraînement par inertie ont permis, par l'analyse de la trajectoire, de suivre la déposition de grosses particules non-browniennes à partir de suspensions circulant sur des surfaces perméables.

La première étude théorique a été effectuée par Huang & Tien [130]. Ils ont considéré l'effet des interactions de surface, d'entraînement par perméabilité, des forces visqueuses et de gravitation. Plus tard, Belfort et al. [131-133] ont développé un modèle de trajectoire pour le transport des particules dans un canal perméable de différentes géométries, en considérant les forces d'inertie, de perméabilité et le champ d'écoulement de Berman. Cependant, ces travaux se limitèrent aux grosses particules, alors que les particules browniennes contribuent largement aux différents phénomènes de déposition.

Mis à part les travaux destinés à la filtration (perméabilité et porosité faibles), peu d'ouvrages ont été consacrés à l'encrassement des milieux poreux.

Les publications de Martin [134] et Bravo [135] donnent une description du phénomène ainsi que des conseils pour diminuer les méfaits de la déposition de particules. Chen et al. [136] ont étudié l'encrassement à travers une couche de tamis par voie expérimentale.

Dans un travail intéressant destiné à l'étude de l'ultrafiltration, Song & Elimelech [137] ont décrit la déposition de particules sur une surface perméable dans un canal plan rectangulaire. Une compréhension du phénomène ainsi que la détermination du profil de concentration ont pu être réalisées (Fig-II.17).

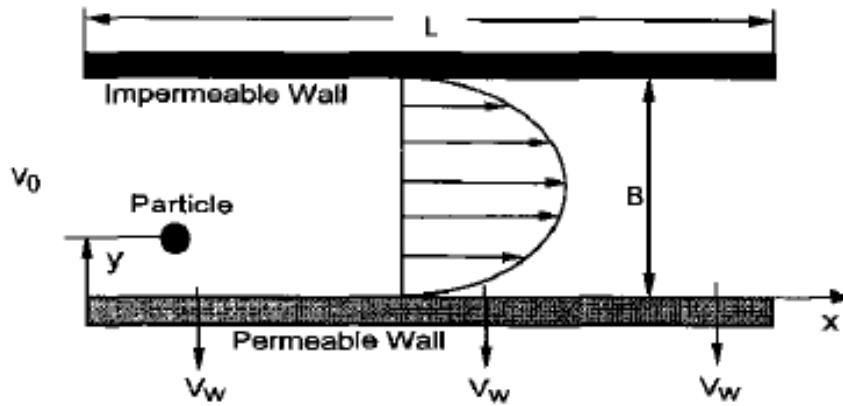


Fig-II.17. Système étudié [137]

Contrairement à la déposition sur une surface imperméable où l'écoulement perpendiculaire du fluide s'élimine au voisinage de la paroi, la pénétration dans un milieu perméable peut fournir aux particules une vitesse d'entraînement pour surmonter les force répulsives et se déposer sur la surface. L'équation de convection diffusionnelle a été rigoureusement formulée en incluant les différents mécanismes de transport (inertie, perméabilité, gravitation, double couche, forces de Van Der Waals et interactions colloïdales). Ceci a permis de suivre les particules browniennes et non browniennes. Cette loi avait déjà été appliquée pour des surfaces solides mais non encore exploitée sur des surfaces perméables.

Il faut noter que le même système que celui de Berman [103] avec des parois glissantes a été considéré dans la littérature [138-140]. Cependant, l'influence d'une telle condition sur l'écoulement n'est importante que dans le cas de très hautes perméabilités [131,139-141]

Une méthode numérique de résolution ainsi que l'influence des différents paramètres sur le flux de déposition (taille des particules, vitesse de pénétration, force ionique de la solution, vitesse du fluide, densité des particules) ont été présentées par Song & Elimelech [137]. Les résultats obtenus montrent que les flux local et moyen de déposition sont régis par une interférence entre les différents mécanismes de transport et d'interactions, parmi lesquels la perméabilité, la répulsion de double couche électrique et l'inertie sont les plus importantes.

Une fois la distribution de la concentration déterminée, le flux perpendiculaire local vers la surface perméable est calculé à partir du nombre de Sherwood comme suit :

$$Sh = -\frac{r_p}{D_\infty c_0} J_\perp = \underbrace{f_1 \frac{\partial c^*}{\partial H}}_{\text{Diffusion}} - \underbrace{Pe_w g_1(\beta) c^*}_{\text{Perméabilité}} - \underbrace{Pe \Gamma \xi^2 g_2(\beta) c^*}_{\text{Inertie}} + \underbrace{f_1 \left( \frac{\partial \Phi}{\partial H} - F_G^* \right) c^*}_{\text{Forces extérieures}} \quad (\text{II.41})$$

Avec

$$c^* = \frac{c}{c_0}, H = \frac{h}{r_p} = \frac{y-r_p}{r_p}, \beta = \frac{y}{B}, D_\infty = \frac{k_B T}{6\pi\mu r_p}, Pe_w = \frac{V_w r_p}{D_\infty}, Pe = \frac{V_0 r_p}{D_\infty}, \Gamma = \frac{9}{4} V_0 \frac{r_p^3}{\nu B^2},$$

$$\xi = \left(1 - \frac{V_w x}{V_0 B}\right), F_G = \frac{4}{3} \pi r_p^3 \Delta\rho g, F_G^* = \frac{F_G r_p}{k_B T}, \Phi = \frac{\phi_T}{k_B T}.$$

$J_\perp$  est le flux massique des particules perpendiculaire à la paroi perméable,  $\phi_T$  le potentiel global des effets colloïdaux et  $r_p$  le rayon de la particule.

$f_1$  et  $f_2$  sont des fonctions correctives universelles tenant compte des interactions hydrodynamiques, dérivées par Brenner [44] comme suit :

$$f_1(H) \approx H \quad \text{pour } H \rightarrow 0$$

$$f_1(H) = \left(1 + \frac{9}{8(H+1)}\right)^{-1} \quad \text{pour } H \rightarrow \infty$$

Dahneke [142] a démontré qu'une bonne approximation sur tout le domaine est de poser :

$$f_1(H) = \frac{H}{1+H}$$

$$f_4(H) = -2LnH \quad \text{pour } H \rightarrow 0 \quad \text{Goldman et al [143]}$$

$$g_1(\beta) = -(1-\beta)^2(1+2\beta) + \frac{Re_w}{70} (-16\beta^2 + 27\beta^3 - 21\beta^5 + 14\beta^6 - 4\beta^7)$$

Belfort et al. [131,132] fournirent, aussi, une approche polynomiale à la fonction  $g_2(\beta)$  qui était une fonction complexe calculée numériquement :

$$g_2(\beta) = 1.532139 - 12.182786\beta + 21.652283\beta^2 + 4.495068\beta^3 - 28.176666\beta^4 + 10.950694\beta^5 + 0.198042\beta^6$$

D'après la théorie de Derjaguin-Landau-Verwey-Overbeek (DLVO) [144,145], les interactions colloïdales sont données par la somme des interactions de Van Der Waals et de Double Couche Electrique (DCE) entre les particules et les surfaces peu distantes.

$$\phi_T = \phi_{EDL} + \phi_{VDW} \quad (\text{II.42})$$

L'approximation de Gregory [146] est utilisée pour quantifier les forces d'attractions de Van Der Waals tel que :

$$\phi_{VDW} = -\frac{A.r_p}{6h(1+14h/\lambda)} \quad (\text{II.43})$$

$A=10^{-20}\text{J}$  étant la constante de Hamaker relative aux milieux en interaction et  $\lambda$  la longueur d'onde caractéristique de l'interaction, souvent estimée à  $100\text{nm}$  [137].

L'expression analytique de Hogg et al. [147] est largement utilisée pour le calcul de l'énergie d'interaction de DCE, donnant :

$$\phi_{EDL} = \pi \varepsilon_0 \varepsilon_r r_p \left\{ 2\psi_p \psi_c \ln \left[ \frac{1+e^{-\kappa h}}{1-e^{-\kappa h}} \right] + (\psi_p^2 + \psi_c^2) \ln [1 - e^{-2\kappa h}] \right\} \quad (\text{II.44})$$

$\varepsilon_r$  et  $\varepsilon_0$  étant respectivement la perméabilité diélectrique relative de l'eau et la perméabilité dans le vide,  $\psi_p$  et  $\psi_c$  les potentiels de surface des particules et du collecteur, et  $\kappa$  la longueur inverse de Debye [137].

D'après le travail de Song & Elimelech [137], plusieurs facteurs influencent la compétition entre les différents mécanismes. Une grande divergence existe entre le comportement des particules browniennes ( $d_p \leq 1\mu$ ) et les particules plus grosses. Suivant la taille de la particule, le mécanisme responsable de son déplacement diffère entre diffusion pour les particules brownienne, perméabilité pour  $d_p > 10\mu m$  et inertie pour les particules non browniennes plus grosses.

La vitesse initiale de déposition diminue continuellement avec l'augmentation de la taille des particules. Pour une série de conditions opératoires données, il existe une taille critique, au-delà de laquelle la vitesse de déposition tombe brusquement jusqu'à une valeur extrêmement faible. Cette forte diminution est attribuée aux forces d'inertie. Lorsque ces forces sont négligeables, les interactions entre les forces de perméabilité et de double couche répulsive deviennent importantes. A fortes perméabilités, l'effet des forces répulsives devient négligeable et inversement [137].

La vitesse de perméabilité n'influe pas seulement le flux moyen de déposition mais contrôle aussi sa distribution le long du canal. Il est, pour cela, suggéré d'utiliser la vitesse de perméabilité pour contrôler l'encrassement colloïdal des membranes peu perméables (l'osmose inverse) [137].

Heberle & Schaber [148] ont développé une meilleure approche au procédé dans une colonne d'absorption garnie où la perte de charge à travers le garnissage, étant la valeur la plus accessible expérimentalement, fut prise comme paramètre indicateur du stade de l'encrassement.

En utilisant l'approche de Kozeny-Carman (modèle des tubes) pour décrire le milieu poreux et en se basant sur la loi de Darcy-Weisbach pour l'écoulement du fluide, Heberle & Schaber [149] ont développé un modèle pour suivre les variations de la perte de charge dues à l'encrassement dans une colonne garnie d'absorption. L'apport de ce travail est, principalement, l'estimation de la variation de la porosité du milieu en fonction du temps. Dans un système pareil, trois mécanismes régissent la déposition dans le garnissage : la cristallisation, la déposition particulaire et la précipitation qui s'avère prédominante [150].

Dans un tube, l'équation donnant la perte de charge par hauteur de garnissage dans le cas d'un écoulement monophasique [151] est exprimée par :

$$\frac{\Delta P}{H} = \frac{\Lambda \rho}{2d_h} \left( \frac{u}{\varepsilon} \right)^2 = \frac{\Lambda F^2}{2d_h} ; F^2 = \rho \left( \frac{u}{\varepsilon} \right)^2 \quad (\text{II.45})$$

$d_h$  étant le diamètre d'un tube,  $u$  la vitesse superficielle du fluide et  $\Lambda$  le facteur de frottement.

En introduisant le facteur de paroi  $K$  [152] et la surface géométrique sèche  $a_{geo}$ , le diamètre (rayon) hydraulique du tube est donné par :

$$d_h = 2r_h = \frac{4K\varepsilon}{a_{geo}} = \frac{2}{3} \frac{\varepsilon}{1-\varepsilon} Kd_p, \quad (\text{II.46})$$

$d_p$  étant le diamètre de particule du garnissage

Ainsi, l'équation (II.45) devient :

$$\frac{\Delta P}{H} = \frac{3\Lambda}{4} \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon^3} \frac{F^2}{Kd_p} = \frac{\Lambda}{4} \frac{F^2}{r_h \varepsilon^2} \quad (\text{II.47})$$

En utilisant le modèle de tubes (Kozeny-Carman),

$$\varepsilon(t) = \frac{V_{ch}}{V_{tot}} = \frac{N_{ch}\pi r_h^2 H}{V_{tot}} = \frac{N_{ch}\pi r_{h0}^2 H}{V_{tot}} \frac{r_h^2}{r_{h0}^2} = \varepsilon_0 \left( \frac{r_h}{r_{h0}} \right)^2 \quad (\text{II.48})$$

De la même manière, la surface spécifique est donnée par :

$$a_g(t) = N_{ch} \cdot 2\pi r_h = a_{g0} \left( \frac{r_h}{r_{h0}} \right) \quad (\text{II.49})$$

$r_{h0}$ ,  $a_{g0}$  et  $\varepsilon_0$  étant des paramètres initiaux à l'état sec et propre du garnissage.

Pour la faisabilité des calculs, le facteur de paroi  $K$  est supposé indépendant du temps. Par ailleurs, le choix de  $N_{ch}=1$  est indispensable pour les calculs et n'est pas arbitraire. En fait, un nombre donné de canaux, conduirait à une plus grande déposition dans les milieux poreux les plus spacieux ( $r_h$  grand) que dans les milieux au rayon hydraulique moins important ; ce qui s'oppose aux réalités prouvées par les expériences.

L'évolution du rayon hydraulique au cours du temps nécessite la connaissance ou au moins une approche au mode de formation du dépôt. Le produit issu d'une réaction chimique s'avère être un mécanisme plus fréquent et plus simple à étudier. Dans de telles conditions, l'équation donnant cette évolution est de la forme :

$$\frac{dr_h}{dt} = \frac{\dot{m}_F}{\rho_F a_g} \Rightarrow r_h dr_h = -\frac{\dot{m}_F}{2\pi H N_{ch} \rho_F} dt \quad (\text{II.50})$$

$$\Rightarrow r_h^2(t) = r_{h0}^2 - \frac{m_F}{N_{ch} \pi H \rho_F} t \quad (\text{II.51})$$

Sous forme adimensionnelle, ce résultat s'exprime comme :

$$\frac{r_h}{r_{h0}} = \sqrt{1 - \frac{t}{t^* N_{ch}}} = \sqrt{1 - \frac{t}{t^*}} \quad \text{pour } N_{ch} = 1 \quad (\text{II.52})$$

$$\text{Avec } t^* = \frac{\pi H \rho_F r_{h0}^2}{\dot{m}_F (1-\sigma)} \quad (\text{II.53})$$

où  $\sigma$  est l'efficacité d'enlèvement du dépôt

$t^*$  représente la limite en temps pour laquelle la perte de charge à travers la hauteur de garnissage devient infinie et l'épaisseur du dépôt atteint son maximum.

La formule mathématique de  $\sigma$  n'est toujours pas connue ; seulement, on a pu déterminer les paramètres qui la régissent. La contrainte de cisaillement à la paroi  $\tau_w$ , la vitesse de déposition  $\dot{m}_F$  et un facteur de structure symbolisé par  $\psi_{str}^*$  sont les principaux éléments formant l'expression modèle de  $\sigma$ . Les constantes,  $a$  et  $b$ , sont utilisées pour l'ajuster aux résultats expérimentaux. L'expression de  $\psi_{str}^*$  n'étant pas connue, ce dernier est traité comme une troisième constante d'ajustement.

$$\sigma = \left( \frac{\tau_w}{\Psi_{str}^*} \right)^a \left( 1 - \frac{\dot{m}_F}{\dot{m}_{F,max}} \right)^b \quad (\text{II.54})$$

Les expériences démontrent que  $\sigma$  est favorisée par l'augmentation du cisaillement et la diminution de la vitesse de déposition. En ce qui concerne le facteur de structure, il a été observé que si  $\psi_{str}^* \gg \tau_w$ , l'encrassement se fait alors avec un détachement négligeable.

A titre d'exemple, dans les expériences de Heberle & Schaber [149], la déposition était très dominante par rapport à l'enlèvement. La déposition du  $\text{CaCO}_3$  fut étudiée et les constantes d'ajustement qui furent trouvées sont  $a=0.4123$ ,  $b=0.00426$  et  $\psi_{str}^*=6.001Pa$ . L'erreur moyenne fut de 2%, et ne dépassa pas 4% ponctuellement.

En résumé, les principaux résultats de l'étude de Heberle & Schaber [150] sont comme suit :

- $\varepsilon(t) = \varepsilon_0 \left( \frac{r_h}{r_{h0}} \right)^2$
- $a_g(t) = a_{g0} \left( \frac{r_h}{r_{h0}} \right) = a_{g0} \sqrt{\frac{\varepsilon(t)}{\varepsilon_0}}$
- $\frac{r_h}{r_{h0}} = \sqrt{1 - \frac{t}{t^*}}$
- $t^* = \frac{\pi H \rho_F r_{h0}^2}{\dot{m}_F (1 - \sigma)} \quad (\text{pour } \sigma \sim 0)$

## Conclusion

A partir des références consultées, nous avons découvert un certain nombre de techniques qui ont été développées en vue de prévoir et d'éviter l'encrassement. Dans le même but, d'autres études théoriques et numériques se sont consacrées à la compréhension du phénomène.

La méthode dite "Design-Envelope" [88,89] détermine la combinaison des conditions opératoires qui permet aux échangeur calandre-tubes de fonctionner sans encrassement.

Une modification de la configuration du rangement des tubes ou dans la forme de leur section droite peut être à l'origine d'une grande amélioration dans la qualité d'échange thermique et dans la lutte contre l'encrassement [91]

Des chicanes de forme hélicoïdales, placées à l'intérieur d'un échangeur tubulaire, améliorent la distribution de l'écoulement et réduit ainsi les quantités d'encrassement déposées [92]

Capter les particules chargées sous l'effet d'un champ électrique [93] constitue une méthode de prétraitement aux résultats encourageants.

L'amélioration acquise lors de l'insertion d'un matériau poreux pour renforcer la faible conductivité thermique d'un fluide fut aussi étudiée [94,99,112]. Ainsi, le transfert thermique s'en trouve nettement amélioré mais les pertes de charge augmentent. Une optimisation entre porosité, conductivité thermique et vitesse d'écoulement est à effectuer.

Les modèles de conductivité thermique effective considèrent la contribution volumique des phases constituant le milieu poreux, et, dans la mesure du possible, traitent le problème de manière plus approfondie et tenant compte des orientations au sein de la structure du milieu donnant ainsi la configuration des résistances thermiques (parallèles, en série, etc.). Une bonne modélisation de la géométrie de la matrice poreuse est la condition principale pour une précision optimale dans l'évaluation de la conductivité du milieu poreux.

La déposition dans les milieux poreux constitue aussi un très vaste champ de recherche, notamment dans les procédés de filtration.

Le plus grand intérêt réside dans la détermination de la cinétique de colmatage qui permet de calculer la durée de vie des filtres ou des membranes perméables souvent très coûteux.

Lorsqu'un fluide chargé en particules circule au-dessus d'une surface perméable (couche poreuse), trois forces principales gèrent le phénomène de déposition : la double couche électrique, la perméabilité et l'inertie [137]. Un système complexe de plusieurs équations est à résoudre pour pouvoir suivre l'évolution des propriétés du milieu poreux suite à la déposition des particules.

Une méthode plus accessible, développée principalement pour suivre les pertes de charge à travers un lit de garnissage subissant un encrassement [150], a pu exprimer l'évolution de la porosité et de la surface géométrique spécifique au cours du temps, ainsi que le l'instant correspondant à un encrassement maximal.

Les deux phénomènes auxquels un milieu poreux contribuerait dans les échangeurs de chaleurs, déposition et transfert thermique, ont été séparément décrits dans ce chapitre.

Par la présente étude, nous essaierons de combiner les deux aspects en vue de quantifier l'apport d'un matériau poreux conducteur à un système de transfert de chaleur sujet à l'encrassement.

## CHAPITRE III.

## FORMULATION MATHÉMATIQUE

**Introduction**

La littérature compte d'innombrables travaux destinés à l'étude des milieux poreux. Mais une étude thermique combinée à l'encrassement n'a pas été abordée.

Le problème que nous essayerons de résoudre se partage en deux parties.

Dans la première, nous essaierons de décrire, au mieux, la réponse d'un échangeur de chaleur plat constitué de deux plaques parallèles isothermes, entre lesquelles circule un fluide newtonien froid, à la déposition d'un composé de faible conductivité thermique.

Dans la deuxième, on introduira un matériau poreux métallique dans l'espoir de réduire la résistance thermique du dépôt en le mélangeant à un matériau plus conducteur qui évite, en même temps, une déposition directe sur les parois.

L'hydrodynamique du système est préalablement imposée.

Le système étant symétrique par rapport au plan médian horizontal, les différentes entités sont calculées par rapport au plan inférieur seulement.

**III.1. Système sans milieu poreux**

Dans un canal horizontal constitué de deux plaques parallèles isothermes, est étudié le chauffage d'un fluide newtonien en écoulement laminaire. Le système fait intervenir l'encrassement qui se répartit de manière uniforme sur les parois, suite à la déposition d'un précipité issu d'une réaction chimique de premier ordre.

Le profil de vitesse est supposé unidirectionnel et indépendant de la direction longitudinale ( $x$ ) mais fonction du temps, vu le rétrécissement de la section de passage causé par le dépôt. La vitesse du fluide est nulle dans la couche du dépôt et suit un profil parabolique au-delà, avec une symétrie par rapport au plan médian horizontal ( $xoz$ ).

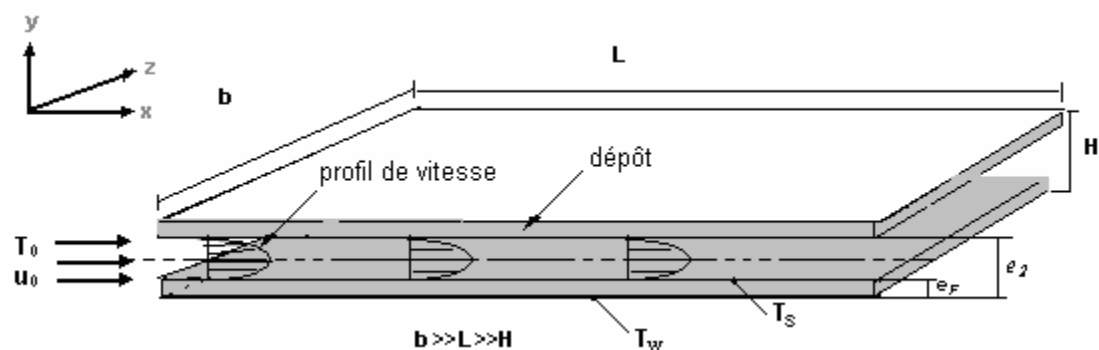


Fig-III.1.a. Schématisation du système sans milieu poreux

**III.1.1. Equation de l'énergie :**

Cette équation sera utilisée pour tous les cas étudiés avec une adaptation aux différentes phases (vitesse d'écoulement, propriétés physiques et thermiques, etc.).

En négligeant la diffusion dans la direction longitudinale et la convection dans la direction transversale, et en annulant le terme source, l'équation de l'énergie s'écrit comme :

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(uT) = \frac{\partial}{\partial y} \left( \alpha \frac{\partial T}{\partial y} \right) \quad (\text{III.1})$$

Les conditions aux limites sont données par :

1.  $\forall t \geq 0, 0 < y < H, x = 0 \Rightarrow T = T_{fe}$
2.  $\forall t \geq 0, \forall x \geq 0, y = 0 \Rightarrow T = T_w$
3.  $\forall t \geq 0, \forall x \geq 0, y = H \Rightarrow T = T_w$
4.  $\forall x \geq 0, \forall 0 \leq y \leq H, t = 0 \Rightarrow \frac{\partial T}{\partial t} = 0$

En adoptant les définitions suivantes des variables adimensionnelles,

$$T^* = \frac{T - T_{fe}}{T_w - T_{fe}}; \quad x^* = \frac{x}{d_{h0}}; \quad y^* = \frac{y}{d_{h0}}; \quad d_{h0} = 2H$$

Et en supposant  $\frac{\partial u}{\partial x} = 0$ , l'équation peut s'écrire comme :

$$\frac{\partial T^*}{\partial t} + \frac{u}{d_{h0}} \frac{\partial T^*}{\partial x^*} = \frac{1}{d_{h0}^2} \frac{\partial}{\partial y^*} \left( \alpha \frac{\partial T^*}{\partial y^*} \right) \quad (\text{III.2})$$

En multipliant par  $\frac{d_{h0}^2}{\alpha_f}$  l'équation devient :

$$\frac{d_{h0}^2}{\alpha_f} \frac{\partial T^*}{\partial t} + \frac{d_{h0} u}{\alpha_f} \frac{\partial T^*}{\partial x^*} = \frac{\partial}{\partial y^*} \left( \alpha^* \frac{\partial T^*}{\partial y^*} \right) \quad (\text{III.3})$$

En posant  $t^* = \frac{\alpha_f t}{d_{h0}^2}$  et  $u^* = \frac{u}{u_0}$  ; on obtient :

$$\frac{\partial T^*}{\partial t^*} + \frac{d_{h0} \bar{u}_0}{\alpha_f} u^* \frac{\partial T^*}{\partial x^*} = \frac{\partial}{\partial y^*} \left( \alpha^* \frac{\partial T^*}{\partial y^*} \right) \quad (\text{III.4})$$

En multipliant et en divisant le groupement  $\frac{d_{h0} \bar{u}_0}{\alpha_f} = \frac{d_{h0} \bar{u}_0 \rho_f C_{p_f}}{k_f}$  par  $\mu_f$  on obtient :

$$\frac{d_{h0} \bar{u}_0}{\alpha_f} = \frac{d_{h0} \bar{u}_0 \rho_f}{\mu_f} \frac{C_{p_f} \mu_f}{k_f} = \text{Re}_{f0} . \text{Pr}_f = \text{Pe}_{f0} .$$

La forme adimensionnelle finale de l'équation d'énergie est donnée par :

$$\frac{\partial T^*}{\partial t^*} + P e_{f,0} u^* \frac{\partial T^*}{\partial x^*} = \frac{\partial}{\partial y^*} \left( \alpha^* \frac{\partial T^*}{\partial y^*} \right) \quad (\text{III.5})$$

$$\text{Avec : } T^* = \frac{T - T_{fe}}{T_w - T_{fe}} ; x^* = \frac{x}{d_{h0}} ; y^* = \frac{y}{d_{h0}} ; t^* = \frac{\alpha_f t}{d_{h0}^2}, u^* = \frac{u}{u_0}, \alpha^* = \frac{\alpha}{\alpha_f}, (d_{h0} = 2H)$$

L'indice '0' signifie un état propre et sans milieu poreux du canal.

Les conditions aux limites se reprennent comme suit :

$$\begin{aligned} 1. \quad \forall t^* \geq 0, 0 < y^* < 0.5, x^* = 0 & \Rightarrow T^* = 0 \\ 2. \quad \forall t^* \geq 0, \forall x^* \geq 0, y^* = 0 & \Rightarrow T^* = 1 \\ 3. \quad \forall t^* \geq 0, \forall x \geq 0, y^* = 0.5 & \Rightarrow T^* = 1 \\ 4. \quad \forall x^* \geq 0, \forall 0 \leq y^* \leq 0.5, t^* = 0 & \Rightarrow T^*(x, y, 0) = T_0^*(x, y), \left( \frac{\partial T^*}{\partial t^*} = 0 \right) \end{aligned}$$

### III.1.2. Cinétique de déposition :

Une déposition par réaction chimique de surface d'ordre 1 en stœchiométrie simple est adoptée.

En supposant que la déposition est régie par l'étape réactionnelle à la surface et en négligeant la vitesse de réentraînement, on peut égaliser la vitesse de la réaction avec la vitesse de déposition.

Si on note par  $c_r$  et  $c_F$  les concentrations, respectivement, du réactif et du dépôt dans le fluide circulant et par  $\xi$  le degré d'avancement de la réaction, alors :

$$-\frac{dc_r}{dt} = k_r c_r \Leftrightarrow c_{r0} \frac{d\xi}{dt} = k_r c_{r0} (1 - \xi) \quad (\text{III.6})$$

L'intégration de cette équation entre 0 et  $t$  donne

$$\int_0^\xi \frac{d\xi}{1 - \xi} = \int_0^t k_r dt \Rightarrow \xi(t) = 1 - e^{-k_r t} \quad (\text{III.7})$$

La concentration du produit de la réaction étant donnée par :

$$c_F = c_{r0} \xi = c_{r0} (1 - e^{-k_r t}). \quad (\text{III.8})$$

La masse produite par unité de temps est donc égale à :

$$QM_{FCF} = QM_{FCr0} (1 - e^{-k_r t}) \quad (\text{III.9})$$

( $M_F$  étant la masse molaire du dépôt)

Par ailleurs, la quantité déposée par unité de temps est exprimée comme :

$$\dot{m}_F = 2\rho_F S \frac{de_F}{dt} \quad (\text{III.10})$$

$S$  étant l'aire d'un plan du canal,  $\rho_F$  la masse volumique du dépôt et  $e_F$  l'épaisseur de la couche du dépôt.

$$\text{Ainsi : } QM_{Fc_{r0}}(1 - e^{-k_r t}) = 2\rho_F S \frac{de_F}{dt} \Rightarrow \int_0^{e_F} de_F = \frac{QM_{Fc_{r0}}}{2\rho_F S} \int_0^t (1 - e^{-k_r t}) dt \quad (\text{III.11})$$

$$\Rightarrow e_F(t) = \frac{QM_{Fc_{r0}}}{2\rho_F S} \left[ t - \frac{1}{k_r} (1 - e^{-k_r t}) \right] \quad (\text{III.12})$$

$$\Rightarrow e_F^*(t) = \frac{e_F(t)}{d_{h0}} = \frac{QM_{Fc_{r0}}}{2d_{h0}\rho_F S} \left[ t - \frac{1}{k_r} (1 - e^{-k_r t}) \right] = A \left[ t^* - \frac{1}{B} (1 - e^{-Bt^*}) \right] \quad (\text{III.13})$$

$$\text{Avec } A = \frac{QM_{Fc_{r0}}d_{h0}}{2S\rho_F\alpha_f} = \frac{QM_{Fc_{r0}}H}{bL\rho_F\alpha_f} \quad \text{et} \quad B = \frac{k_r d_{h0}^2}{\alpha_f}$$

$k_r$  est la constante de vitesse de la réaction estimée à la température de la surface de déposition qui, en présence d'encrassement, est l'interface dépôt/fluide. Nous supposons que  $k_r$  reste constante dans l'intervalle de température étudié et se conserve au niveau correspondant à la température de la paroi maintenue à  $T_w$ .

### III.1.3. Nombre de Reynolds, $Re$ et débit d'entrée, $Q$

Le nombre de Reynolds est une condition d'entrée qui doit être introduite au début des calculs. Le débit du fluide à l'entrée lui est lié par la relation suivante :

$$Re = \frac{\rho_f d_{h0} \bar{u}_0}{\mu} = \frac{\rho_f d_{h0}}{\mu} \frac{Q}{bH} = \frac{\rho_f 2H}{\mu} \frac{Q}{bH} \Rightarrow Q = \frac{b\mu Re}{2\rho_f} \quad (\text{III.14})$$

L'influence du  $Re$  sur les résultats est exploitée dans cette étude.

### III.1.4. Profil de vitesse :

De la forme  $u = ay^2 + by + c$ , avec  $a$ ,  $b$  et  $c$  fonctions du temps, la vitesse de l'écoulement est régie par les conditions suivantes :

1.  $y = \frac{H}{2} \Rightarrow \frac{\partial u}{\partial y} = 0$
2.  $y = e_F \Rightarrow u = 0$
3.  $\bar{u} = \frac{Q}{b(H - 2e_F)} = \frac{H}{H - 2e_F} \bar{u}_0 = \frac{1}{e_{F2} - e_F} \int_{e_F}^{e_{F2}} u dy = \frac{1}{e_{F2} - e_F} \int_0^H u dy \quad (\text{III.15})$

$$\text{Avec } e_F = e_F(t) ; e_{F2} = H - e_F$$

Le profil de vitesse est donc donné par :

$$u^*(y, t) = \frac{u}{u_0} = \frac{6H[y^2 - Hy + e_F e_{F2}]}{(e_{F2} - e_F)[4e_F e_{F2} - H^2]} \quad (\text{III.16})$$

En variables réduites, l'équation III.15 devient :

$$u^*(y^*, t^*) = 3 \frac{[y^{*2} - 0.5y^* + e_F^* e_{F2}^*]}{[4e_F^* e_{F2}^* - 0.25](e_{F2}^* - e_F^*)} \quad (\text{III.17})$$

Avec  $e_F^* = \frac{e_F}{d_{h0}}$  et  $e_{F2}^* = 0.5 - e_F^*$

### III.1.5. Pertes de charge, $\Delta P/L$

L'hydrodynamique n'étant pas directement étudiée, une estimation des pertes de charges a été effectuée afin de pouvoir comparer les deux systèmes avec et sans milieux poreux.

En se basant sur la définition des pertes de charge linéaires en écoulement laminaires :

$$\frac{\Delta P}{L} = \frac{\Lambda}{d_h} \frac{\rho_f u^{-2}}{2} \quad (\text{III.18})$$

Avec  $\Lambda$  le coefficient de frottement et  $d$  le diamètre hydraulique de passage du fluide, égal à  $2(H-2e_F(t))$  dans le système de référence et à  $2H$  en présence de milieu poreux.

Une comparaison est faite par rapport au groupement  $\frac{u^{-2}}{d_h}$  comme suit :

$$\text{- En absence de milieu poreux : } \frac{u^{-2}}{d_h} = \frac{1}{e_{F2} - e_F} \left( \frac{1}{e_{F2} - e_F} \int_0^H u(y, t) dy \right)^2 \quad (\text{III.19})$$

### III.1.6. Température moyenne du fluide

Le fluide étant en écoulement, sa température moyenne à une abscisse et un instant donnés fait intervenir la vitesse comme suit :

$$T_{mf}(x, t) = \frac{\int_0^H u(y, t) T(x, y, t) dy}{\int_0^H u(y, t) dy} \quad (\text{III.20})$$

Les températures des points situées dans la zone dépôt sont éliminées par le biais de leurs vitesses nulles, ne laissant considérer que celles du fluide.

### III.1.7. Efficacité, $eff$

L'efficacité de l'échangeur est définie par

$$eff = \frac{\text{Quantité de chaleur réellement échangée}}{\text{Quantité maximale qui peut être échangée (échangeur idéal)}}$$

Dans un échangeur idéal (longueur infinie), le fluide froid sortirait à une température moyenne  $T_{mfs}$  égale à celle de la paroi,  $T_w$ .

$$eff = \frac{C_f (T_{mfs} - T_{mfe})}{C_f (T_w - T_{mfe})} = \frac{(T_{mfs} - T_{mfe})}{(T_w - T_{mfe})} = T_{mfs}^* \quad (\text{III.26})$$

### III.1.8. Coefficient Global d'Échange, $U$

L'existence d'une phase solide près des parois, que ce soit du dépôt ou du milieu poreux, implique l'introduction de  $U$ , le coefficient global d'échange thermique entre les parois et le fluide réchauffé.

En absence de milieu poreux, la résistance thermique globale  $R_G$ , l'inverse de  $U$ , est égale à la résultante des résistances partielles, de conduction ( $R_{cd}$ ) dans la couche du dépôt et, de convection ( $R_{cv}$ ) entre la surface du dépôt et le fluide en écoulement, agissant en série. A l'état propre ce coefficient ( $U$ ) est équivalent au coefficient de transfert de chaleur par convection  $h$ , ou au nombre de Nusselt sous forme adimensionnelle.

$$\frac{1}{U} = R_G = R_{cd} + R_{cv} = \frac{e_F}{k_F} + \frac{1}{h} \Rightarrow \frac{k_f}{U d_h} = \frac{1}{U^*} = \frac{e_F/d_h}{k_F/k_f} + \frac{k_f}{h d_h} = \frac{e_F^*}{k_F/k_f} + \frac{1}{Nu} \quad (\text{III.21})$$

#### - Calcul du Nombre de Nusselt, $Nu$

Le nombre de Nusselt exprime la qualité d'échange thermique entre une paroi solide un fluide avec lequel elle est en contact. Un  $Nu$  élevé est signe d'un bon échange.

En raison de continuité, le flux de chaleur qui quitte l'interface dépôt/fluide par convection ( $q_1$ ) est égal à celui qui y pénètre du côté inférieur par conduction ( $q_2$ ).

$$q_1 = h\Delta T = h.(T_{int} - T_{mf}) \quad (\text{III.22})$$

$$q_2 = -k_v \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{int} = -k_v \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{F/f} \quad (\text{III.23})$$

$T_{int}$  et  $T_{mf}$  symbolisent la température locale à l'interface et la température moyenne du fluide. La continuité du flux de chaleur implique que  $q_1 = q_2$ . Et  $k_v$ , la conductivité au voisinage, prend la valeur du domaine sur lequel est évaluée la pente du profil de température à l'interface  $\frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{F/f}$ . Selon qu'on choisisse le côté dépôt ou le côté fluide,  $k_v$  varie entre  $k_F$  et  $k_f$ .

Par définition, le  $Nu$  local à une abscisse  $x$  est donné par

$$Nu_x = \frac{h_x d_{h0}}{k_f} \quad (\text{III.24})$$

Le fait de baser  $Nu$  sur  $k_f$  permet une comparaison directe entre les cas avec et sans milieu poreux [97].

$$Nu_x = \frac{d_{h0}}{k_f} \frac{q_1}{(T_{int} - T_{mf})} \Big|_x = \frac{d_{h0}}{k_f} \frac{k_v \left( -\frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{int} \right)}{(T_{int} - T_{mf})} \Big|_x = \frac{k_v \left( -\frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{int} \right)}{k_f (T_{int} - T_{mf})} \Big|_x$$

$$Nu_x = \frac{k_F \frac{T_{int} - T_{vF}}{y_{int}^* - y_{vF}^*}}{k_f (T_{int} - T_{mf})} \Big|_x = \frac{T_{vF} - T_{int}}{y_{v,f}^* - y_{int}^*} \Big|_x \quad (\text{III.25})$$

$T_{vF}$  et  $T_{vf}$  symbolisent les températures avoisinant l'interface des côtés dépôt et fluide respectivement.

### III.1.9. Résistance de l'encrassement, $R_F$

Par définition, la résistance d'encrassement est la différence entre les inverses du coefficient global d'échange entre l'état propre et l'état encrassé.

$$R_F = \frac{1}{U^*} - \frac{1}{U_0} \quad (\text{III.27})$$

### III.2. Introduction du milieu poreux :

L'insertion d'une couche poreuse sur les plaques du canal implique quelques modifications liées aux propriétés des phases considérées.

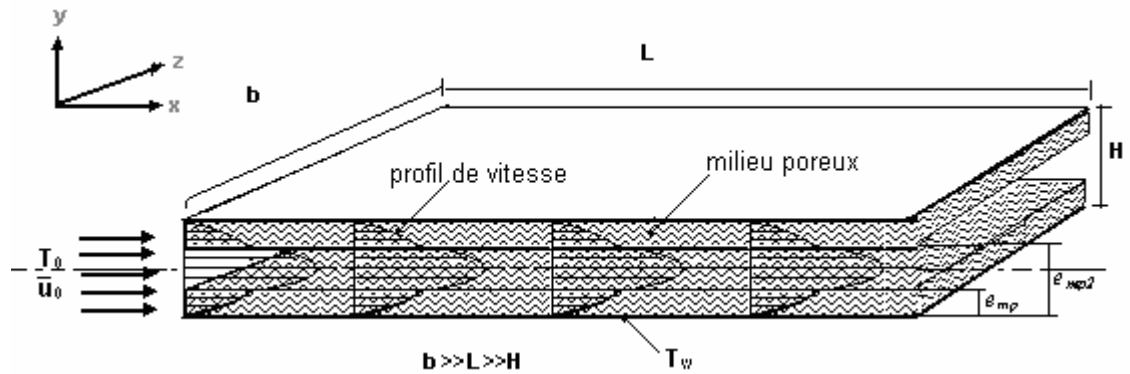


Fig-III.1.b. Schématisation du système en présence de milieu poreux

#### III.2.1. Vitesse de déposition

Rappelons que la température de la paroi est supposée constante et intervient dans le terme exponentiel de la loi de déposition. Cette température représente la valeur à laquelle se passe la réaction de surface responsable de la création du dépôt. En présence du milieu poreux, elle se substitue à la température de la surface des fibres constituant la matrice poreuse. Ainsi, sachant que la conductivité du milieu poreux est choisie pour être relativement élevée, il a été supposé, pour des raisons de pratique de calcul, que la température de la paroi et celle des fibres sont comparables, de manière à ce qu'elles donnent les mêmes valeurs des propriétés des matériaux et des autres entités qui dépendent de la température. La vitesse de déposition est donc la même en absence et en présence de milieu poreux. Les quantités déposées correspondent aux mêmes instants dans les deux cas.

#### III.2.2. Principe de colmatage

Aux mêmes instants calculés dans le cas de référence (sans milieu poreux), correspondent les mêmes quantités déposées. Ceci dit une porosité différente pour chaque instant.

En utilisant le modèle de faisceau de tubes de Kozeny-Carman,

$$\varepsilon(t) = \frac{V_{ch}}{V_{tot}} = \frac{N_{ch} \pi \cdot r_h^2 H}{V_{tot}} = \frac{N_{ch} \pi \cdot r_{h0}^2 H (r_h^2 / r_{h0}^2)}{V_{tot}} = \varepsilon_0 \left( \frac{r_h}{r_{h0}} \right)^2 \Rightarrow \frac{\varepsilon(t)}{\varepsilon_0} = \left( \frac{n_h}{n_0} \right)^2 \quad (\text{III.28})$$

Le volume occupé par le dépôt étant le même dans les deux cas, avec et sans milieu poreux (même quantité déposée et  $\rho_F$  constante).

$$V_d(t) = L.b.e_F(t) = L.N_{ch}\pi(r_{h0}^2 - r_h^2(t)) \Rightarrow 1 - \left(\frac{r_h(t)}{r_{h0}}\right)^2 = \frac{e_F(t).b}{N_{ch}\pi r_{h0}^2} = 1 - \frac{\varepsilon(t)}{\varepsilon_0} \quad (\text{III.29})$$

La déposition étant gérée par une réaction de surface, nous supposons que la quantité déposée est uniformément répartie dans le milieu poreux, conservant ainsi son aspect isotrope. La porosité volumique et celle calculée sur la section transversale du milieu poreux sont donc égales.

$$N_{ch}\pi r_{h0}^2 = \varepsilon_0 e_{mp} b \quad (\text{III.30})$$

$$\Rightarrow \frac{\varepsilon(t)}{\varepsilon_0} = 1 - \frac{e_F(t)}{\varepsilon_0 e_{mp}} \geq 0 \Rightarrow \frac{e_F(t)}{\varepsilon_0 e_{mp}} \leq 1 \Rightarrow e_{mp} \geq \frac{e_{F \max}}{\varepsilon_0} \quad (\text{III.31})$$

L'égalité dans l'expression (III.31) correspond à une porosité nulle ce qui est équivalent à un colmatage total.

La loi cinétique de déposition n'étant pas asymptotique, les opérations s'arrêteront lorsque l'épaisseur du dépôt aurait atteint  $e_{F \max}$ , une limite de tolérance imposée par l'opérateur.

### III.2.3. Profils de vitesses

La répartition des débits entre les différentes parties de la section du canal est choisie comme suit :

$$Q_{mp} = \varepsilon \frac{e_{mp}}{H} Q \quad (\text{III.32})$$

$$Q_f = (1 - 2\varepsilon \frac{e_{mp}}{H}) Q \quad (\text{III.33})$$

Dans la partie poreuse :

Chaque vitesse locale dans cette partie est égale à celle de l'état propre en absence de milieu poreux que multiplie la porosité. Ceci dit, à tout instant t :

$$u_{mp}(y, t) = \varepsilon(t) u_0(y) = \varepsilon(t) \left[ -\frac{6\bar{u}_0}{H^2} (y^2 - Hy) \right]$$

$$\Rightarrow u_{mp}^*(y^*, t) = \frac{u_{mp}(y^*, t)}{u_0} = \varepsilon(t) [-24(y^{*2} - 0.5y^*)] \quad (\text{III.34})$$

$$\text{En moyenne, } \overline{u_{mp}}(t) = \frac{Q_{mp}(t)}{A_{mp}} = \frac{\varepsilon(t) e_{mp} Q}{H b e_{mp}} = \varepsilon(t) \overline{u_0} \Rightarrow \overline{u_{mp}}(t) = \varepsilon(t) \quad (\text{III.35})$$

Dans la partie fluide : Un profil parabolique de la forme  $u_f = a'y^2 + b'y + c'$  est adopté sous les conditions suivantes :

$$1. \quad y = \frac{H}{2} \quad \Rightarrow \quad \frac{\partial u}{\partial y} = 0$$

$$\begin{aligned}
 2. \quad y = e_{mp} &\Rightarrow u(y,t) = u_{mp}(e_{mp},t) = \frac{\bar{6}u_0}{H^2} e_{mp} e_{mp2} \varepsilon(t), \quad e_{mp2} = H - e_{mp} \\
 3. \quad \bar{u}(t) &= \frac{Q}{b[H - 2(1 - \varepsilon(t))e_{mp}]} = \frac{1}{H} \int_0^H u(y,t) dy \\
 \bar{u}(t) &= \frac{1}{H} \left[ \int_0^{e_{mp}} u_{mp}(y,t) dy + \int_{e_{mp}}^{e_{mp2}} u_f(y,t) dy + \int_{e_{mp2}}^H u_{mp}(y,t) dy \right] \quad (III.36)
 \end{aligned}$$

Les résultats de ce calcul se présentent comme suit :

$$\begin{aligned}
 a' &= \frac{\bar{6}uH^3 - \varepsilon(H^3 + (e_{mp2} - e_{mp})(4e_{mp2}e_{mp} - H^2))}{H^2(e_{mp2} - e_{mp})(4e_{mp}e_{mp2} - H^2)} ; \quad b' = -a'H ; \quad c' = u_{mp} + a'e_{mp}e_{mp2} \\
 u_f &= \frac{\bar{6}uH^3 - \varepsilon(H^3 + (e_{mp2} - e_{mp})(4e_{mp2}e_{mp} - H^2))}{H^2(e_{mp2} - e_{mp})(4e_{mp}e_{mp2} - H^2)} (y^2 - Hy + e_{mp}e_{mp2}) + \frac{\bar{6}u_0}{H^2} e_{mp}e_{mp2}\varepsilon \quad (III.37)
 \end{aligned}$$

Sous forme adimensionnelle, la vitesse du fluide libre s'écrit comme :

$$u_f^* = 6 \frac{0.5\bar{u}^* - \varepsilon(0.5 + (e_{mp2}^* - e_{mp}^*)(16e_{mp2}^*e_{mp}^* - 1))}{(e_{mp2}^* - e_{mp}^*)(4e_{mp2}^*e_{mp}^* - 0.25)} (y^{*2} - 0.5y^* + e_{mp}^*e_{mp2}^*) + 24e_{mp2}^*e_{mp}^*\varepsilon \quad (III.38)$$

avec

$$\frac{\bar{u}^*}{u_0} = \frac{H}{H - 2(1 - \varepsilon)e_{mp}} = \frac{0.5}{0.5 - 2(1 - \varepsilon)e_{mp}^*} \quad (III.39)$$

### III.2.4. Pertes de charge, $\Delta P/L$

En présence de milieu poreux, le fluide circule sur une hauteur égale à  $H$  et  $\frac{u}{d}$  devient :

$$\frac{\bar{u}}{d} = \frac{1}{H} \left( \frac{1}{H - 2(1 - \varepsilon)e_{mp}} \int_0^H u(y,t) dy \right)^2 \quad (III.40)$$

### III.2.5. Conductivité thermique effective, $k_{eff}$

Le modèle de contribution volumique en arrangement parallèle, repris par Sullins & Daryabeigi [112], est adapté à notre étude en faisant intervenir les trois phases ; fluide, métal du poreux et dépôt. Ce modèle est assez commode parce qu'il ne fait pas intervenir des paramètres empiriques et ses résultats sont acceptables [112].

$$k_{eff} = \varepsilon k_f + (1 - \varepsilon_0)k_s + (\varepsilon_0 - \varepsilon)k_F \quad (III.41)$$

### III.2.6. Température moyenne du fluide

Dans ce cas, le fluide circule sur toute la hauteur du canal, y compris le milieu poreux :

$$T_{mf}(x,t) = \frac{\int_0^H u(y,t)T(x,y,t)dy}{\int_0^H u(y,t)dy} \quad (\text{III.42})$$

Les températures des points situées dans la zone dépôt sont éliminées par le biais de leurs vitesses nulles, ne laissant considérer que le fluide.

### III.2.7. Efficacité, $eff$

L'efficacité de l'échangeur est toujours égale à la température moyenne du fluide à la sortie.

### III.2.8. Coefficient Global d'Echange, $U$

En présence de milieu poreux, le fluide continue à circuler dans la zone d'encrassement, ce qui implique qu'au sein du milieu poreux, on considérera, non seulement, la conduction, à travers la conductivité thermique effective, mais aussi, la convection, du moment que le fluide emprisonné n'est pas stagnant.  $R_G$ , dans ce cas, est égale à la résultante de deux résistances partielles au sein du milieu poreux agissant en parallèle entre elles et en série avec une troisième résistance convective entre la surface du milieu poreux et le fluide qui circule au centre du canal.

$$\frac{1}{U} = R_G = \frac{1}{\frac{1}{R_{cd}} + \frac{1}{R_{cv1}}} + R_{cv2} = \frac{1}{\frac{k_{eff}}{e_{mp}} + h_1} + \frac{1}{h_2} \Rightarrow \frac{1}{U^*} = \frac{1}{\frac{k_{eff}/k_f}{e_{mp}^*} + Nu_1} + \frac{1}{Nu_2} \quad (\text{III.43})$$

Les indices 1 et 2 dans cette équation, correspondent, respectivement, aux domaines poreux et fluide.

### - Calcul des Nombres de Nusselt

Suivant le même raisonnement qu'en absence de milieu poreux, sauf qu'au lieu de la conductivité du dépôt, la conductivité thermique effective du milieu poreux est considérée :

$$Nu_{x1} = \frac{k_{eff}}{k_f} \frac{\left. \frac{T_w - T_{vmp}}{y_{vmp}^*} \right|_x}{(T_w - T_{mf1})} \quad (\text{III.44})$$

$$Nu_{x2} = \frac{\left. \frac{T_{vf} - T_{int}}{y_{vf}^* - y_{int}^*} \right|_x}{(T_{int} - T_{mf2})} \quad (\text{III.45})$$

### III.2.7. Résistance de l'encrassement, $R_F$

En présence de milieu poreux,  $R_F$  devient :

$$R_F = \frac{1}{U^*} - \frac{1}{U_0} \quad (\text{III.46})$$

### Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons écrit les différentes équations décrivant le phénomène étudié.

L'équation d'énergie néglige la diffusion dans la direction longitudinale et la convection dans la direction transversale, considère des propriétés physiques et thermiques constantes et annule le terme source.

Aussi bien à l'état propre qu'à l'état encrassé, que ce soit en présence ou en absence de milieu poreux, la même équation d'énergie servira à définir le profil de température, permettant ainsi de déduire les différents paramètres indicateurs de l'influence de l'insertion du milieu poreux ( $T_{fs}$ ,  $eff$ ,  $U$ ,  $R_F$ ,  $\Delta P$ , etc.).

Selon le cas en question, les propriétés physiques, thermiques et dynamiques sont modifiées de manières à décrire l'état physique du système.

La loi de déposition choisie résulte en une formule comportant un terme exponentiel décroissant et un autre linéaire croissant qui l'emporte sur le premier. Cette situation est probablement due aux valeurs attribuées aux différentes constantes.

La formule III.31 qui lie l'épaisseur du dépôt à la porosité montre que la variation de la porosité au cours du temps suit la même loi (linéaire, exponentielle, etc.) que l'épaisseur du dépôt mais quand l'une croît l'autre décroît.

Le choix du profil de vitesse parabolique dans la zone fluide est une déduction des équations de Navier-Stokes. Quant au cas où une couche poreuse est posée sur les parois, l'hydrodynamique n'étant pas explicitement étudiée, nous avons supposé un profil parabolique qui peut être considéré comme une approximation aux profils résultants des équations de Darcy-Brinkman-Forchheimer. Ce choix tient compte d'une distribution de débits, également imposée, qui conserve le même débit global. Cette répartition des débits entre la partie centrale (fluide) et la partie poreuse fait intervenir la porosité de manière à ce que pour les cas extrêmes d'un vide total ( $\varepsilon=1$ ) et d'un colmatage total ( $\varepsilon=0$ ), on retrouve le cas du fluide simple, sans milieu poreux.

L'estimation de la conductivité thermique effective se fait en utilisant le modèle de la contribution volumique en arrangement parallèle faisant intervenir trois phases.

## CHAPITRE IV.

## MODELISATION NUMERIQUE

**Introduction**

En absence de solution analytique générale de l'équation d'énergie, nous avons opté pour la Méthode des Volumes Finis pour la résolution numérique du problème.

En s'inspirant de la formulation mathématique de l'équation et les sens physique des différents termes, les schéma suivants ont été adoptés :

- Implicite par rapport au temps  $t$ ,
- Décentré par rapport à  $x$  et
- Centré par rapport à  $y$

Après avoir résolu le problème sans milieu poreux, les résultats sont utilisés comme cas de référence pour la deuxième partie, en présence de milieu poreux, permettant de voir son effet.

**IV.1. Maillage :**

En vue d'assurer la continuité du flux de chaleur et de la température, il est nécessaire que les interfaces physiques séparant les différents domaines du système, (fluide/dépôt, fluide /couche poreuse) coïncident avec les interfaces de discrétisation.

En absence de milieu poreux, l'épaisseur du dépôt varie en fonction du temps suivant la loi cinétique de déposition. Le maillage doit s'adapter à cette situation. Pour ce faire, une distribution des nœuds est fixée au préalable. Des petits pas sont confinés au voisinage de la paroi sur une hauteur égale à l'épaisseur maximale du dépôt tolérée par l'opérateur (Fig-IV.1). Les épaisseurs intermédiaires sont, par la suite, choisies comme étant des facteurs impairs du demi-pas dans la direction transversale.

En présence de milieu poreux, la structure du maillage est conservée. Par contre, le dépôt se substitue à une couche poreuse dont l'épaisseur est choisie selon le critère qui lie les deux épaisseurs (Eq. III.31), sous la condition que la porosité reste positive lorsque la quantité maximale est déposée, c'est-à-dire que le cas où le dépôt se pose sur la couche poreuse est éliminé.

Alors qu'en absence de milieu poreux l'épaisseur du dépôt variait au cours du temps en gardant des propriétés physiques constantes, en présence de milieu poreux, la couche poreuse est d'une épaisseur fixe mais aux propriétés "effectives" qui varient en fonction de la quantité déposée ( $\varepsilon$ ,  $\rho_{mp}$ ,  $k_{eff}$ ,  $u_{mp}$ ,... etc.).

Une étude de sensibilité des résultats (nombre de Nusselt) au maillage est effectuée pour déterminer la distribution des nœuds. Le nombre global de nœuds dans la direction transversale ( $n$ ) est obtenue après une optimisation considérant le temps de résolution et une précision de 0.001 imposée sur la valeur d'établissement du nombre de Nusselt, prévue par la condition de validation pour prendre la valeur de 7.54. 130 nœuds sont finalement répartis sur la hauteur du canal, dont 30 ( $js=30$ ), de chaque côté (supérieur et inférieur), constituent les pas confinés et couvrent la hauteur de la couche poreuse et l'épaisseur maximale du dépôt.

Le nombre des nœuds dans la direction longitudinale affecte moins les valeurs du  $Nu$ . Sur la longueur du canal, préalablement fixée à  $L=120H$  pour garantir l'établissement du régime hydrodynamique, le maillage est zonal avec des pas croissants confinés à l'entrée, où le

gradient de température est plus important. La longueur de chaque zone et le pas d'avancement sont arbitraires. Le code de calcul détermine par la suite le nombre de nœuds global dans cette direction ( $n_x$ ), qui est égal à 35 dans le cas présent.

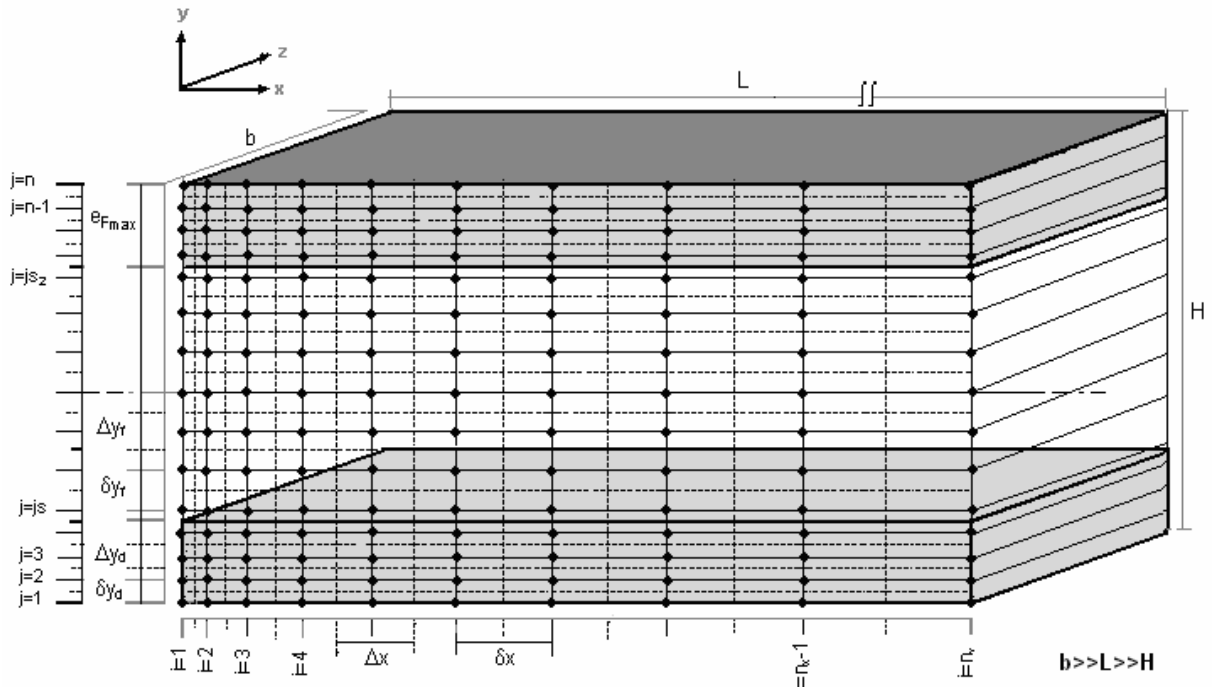


Fig-IV.1. Schématisation du maillage

#### IV.2. Discrétisation :

L'équation d'énergie adimensionnée est discrétisée comme suit :

$$\frac{T_{i,j,k} - T_{i,j,k-1}}{\Delta t_k} + Pe_f u_{j,k} \frac{T_{i,j,k} - T_{i-1,j,k}}{\Delta x_i} = \frac{1}{\Delta y_j} \left[ \left( \alpha \frac{\partial T}{\partial y} \right)_{i,j+1/2,k} - \left( \alpha \frac{\partial T}{\partial y} \right)_{i,j-1/2,k} \right] \quad (\text{IV.1})$$

$$\text{Avec } \left( \alpha \frac{\partial T}{\partial y} \right)_{i,j-1/2,k} = \alpha_{j-1/2,k} \frac{T_{i,j,k} - T_{i,j-1,k}}{\Delta y_j}$$

$$\left( \alpha \frac{\partial T}{\partial y} \right)_{i,j+1/2,k} = \alpha_{j+1/2,k} \frac{T_{i,j+1,k} - T_{i,j,k}}{\Delta y_j}$$

$$\alpha_{j-1/2,k} = \frac{2}{\frac{1}{\alpha_{j,k}} + \frac{1}{\alpha_{j-1,k}}} \quad \text{et} \quad \alpha_{j+1/2,k} = \frac{2}{\frac{1}{\alpha_{j+1,k}} + \frac{1}{\alpha_{j,k}}}$$

Ce qui donne :

$$\frac{T_{i,j,k} - T_{i,j,k-1}}{\Delta t_k} + Pe_f u_{j,k} \frac{T_{i,j,k} - T_{i-1,j,k}}{\Delta x_i} = \frac{1}{\Delta y_j} \left( \alpha_{j+1/2,k} \frac{T_{i,j+1,k} - T_{i,j,k}}{\delta y_{j,j+1}} - \alpha_{j-1/2,k} \frac{T_{i,j,k} - T_{i,j-1,k}}{\delta y_{j-1,j}} \right) \quad (\text{IV.2})$$

Avec un simple réarrangement on obtient

$$\left[ \frac{1}{\Delta t_k} + \frac{Pe_f u_{j,k}}{\Delta x_i} + \frac{1}{\Delta y_j} \left( \frac{\alpha_{j+1/2,k}}{\delta y_{j,j+1}} + \frac{\alpha_{j-1/2,k}}{\delta y_{j-1,j}} \right) \right] T_{i,j,k} = \frac{1}{\Delta t_k} T_{i,j,k-1} + \frac{Pe_f u_{j,k}}{\Delta x_i} T_{i-1,j,k} + \frac{\alpha_{j+1/2,k}}{\Delta y_j \delta y_{j,j+1}} T_{i,j+1,k} + \frac{\alpha_{j-1/2,k}}{\Delta y_j \delta y_{j-1,j}} T_{i,j-1,k} \quad (IV.3)$$

Les indices  $i, j$  et  $k$  font respectivement référence à  $x, y$  et  $t$ .

### IV.3. Résolution :

Après avoir introduit toutes les données numériques initiale et constantes du système (dimensions, propriétés des matériaux, conditions d'entrée, etc.), ainsi que la structure du maillage, les épaisseurs intermédiaires sont fixées sur les interfaces de discrétisation situées entre les nœuds. En imposant un critère de précision limitant l'écart entre les épaisseurs fixées et les valeurs calculées à partir de la loi cinétique de déposition, on détermine les instants correspondants à chacune des épaisseurs.

La répartition des phases, fluide et dépôt, étant accomplie, une lecture des profils de vitesse est effectuée.

Les conditions aux limites définissent le profil de température à l'entrée. Le système est alors prêt à la résolution

Le temps étant fixé à l'instant initial, le profil de température à l'entrée est utilisé pour déterminer les températures locales des nœuds situés sur la deuxième abscisse, à l'aide de la méthode de TDMA nous résolvons le système dans la direction transversale et déterminons les températures sur la section droite. En avançant le long du canal, l'opération est répétée de pas en pas jusqu'à la sortie. La distribution des températures est ainsi obtenue sur tous les nœuds. C'est la "condition initiale".

En avançant dans le temps, les mêmes opérations sont répétées à chaque instant. Les températures sont déterminées en toute position et en tout instant. C'est ainsi que le problème bidirectionnel instationnaire est résolu.

En présence du milieu poreux, de nouvelles entités interviennent. La porosité, ainsi que la masse volumique, la conductivité et la diffusivité effectives sont toutes fonctions du temps et font modifier le profil de vitesse et l'équation d'énergie (voir chapitre III).

Après avoir calculé les valeurs de ces paramètres, la résolution suit les mêmes étapes car l'équation d'énergie a été généralisée pour rester valable dans tous les cas étudiés, avec ou sans milieu poreux, à l'état propre ou encrassé.

Les différentes formules utilisées dans les calculs sont présentées ci-après :

En absence de milieu poreux, la vitesse moyenne du fluide définie par l'équation (III.14) est calculée à l'aide de la méthode de Simpson comme suit :

$$u_k^* = \frac{1}{e_{F2}^* - e_F^*} \sum_{j=j_s}^{j_{s_2}} u_j^* \Delta y_j^* \Big|_k = \frac{1}{e_{F2}^* - e_F^*} \sum_{j=2}^{n-1} u_j^* \Delta y_j^* \Big|_k \quad (IV.4)$$

En présence de milieu poreux, l'équation (III.36) se substitue à l'expression suivante :

$$\bar{u}_k^* = \frac{1}{0.5} \sum_{j=2}^{n-1} u_{j,k}^* \Delta y_j^* = \frac{0.5}{0.5 - 2(1 - \varepsilon_k) e_{mp}^*} \quad (\text{IV.5})$$

Les pertes de charge sont calculées comme suit :

$$\text{- En absence de milieu poreux } \left. \frac{\Delta P}{L} \right|_k = \frac{1}{e_{F2}^* - e_F^*} \left( \frac{1}{e_{F2}^* - e_F^*} \sum_{j=1}^n u_j^* \Delta y_j^* \right)^2 \Bigg|_k \quad (\text{IV.6})$$

$$\text{- En présence de milieu poreux } \left. \frac{\Delta P}{L} \right|_k = \frac{1}{0.5} \left( \frac{1}{0.5} \sum_{j=1}^n u_j^* \Delta y_j^* \right)^2 \Bigg|_k \quad (\text{IV.7})$$

De même, la température moyenne du fluide à une abscisse et à un instant donnés est exprimée par :

$$\bar{T}_{mf,i,k}^* = \frac{\sum_{j=js}^{js_2} u_{j,k}^* T_j^* \Delta y_j^*}{\sum_{j=js}^{js_2} u_j^* \Delta y_j^*} \Bigg|_{i,k} = \frac{\sum_{j=1}^n u_j^* T_j^* \Delta y_j^*}{\sum_{j=1}^n u_j^* \Delta y_j^*} \Bigg|_{i,k} \quad (\text{IV.8})$$

Les formules de  $U^*$  et  $Nu$  s'écrivent comme :

En absence de milieu poreux,

$$U_{i,k}^* = \left( \frac{e_{F,k}^*}{k_F/k_f} + \frac{1}{Nu_{i,k}} \right)^{-1} \quad (\text{IV.9})$$

$$Nu_{i,k} = \frac{\left. \frac{T_F^* - T_{j=js}^*}{y_{js}^*/2} \right|_{i,k}}{\left. (T_F^* - T_{mf}^*) \right|_{i,k}} = \frac{2(T_F^* - T_{j=js}^*)}{(T_F^* - T_{mf}^*) y_{js}^*} \Bigg|_{i,k} \quad (\text{IV.10})$$

En présence de milieu poreux,

$$U_{i,k}^* = \left( \frac{1}{\frac{k_{eff,i,k}/k_f}{e_{mp}^*} + Nu_{1,i,k}} + \frac{1}{Nu_{2,i,k}} \right)^{-1} \quad (\text{IV.11})$$

$$Nu_{1,i,k} = \frac{\left. \frac{1 - T_{j=2}^*}{k_{eff,k} y_2^*} \right|_{i,k}}{\left. (1 - T_{mf1}^*) \right|_{i,k}} \quad (\text{IV.12})$$

$$Nu_{2,i,k} = \frac{\frac{T_{mp/f}^* - T_{j_p}^*}{y_{j_p}^*/2}}{(T_{mp/f}^* - T_{mf2}^*)} \Bigg|_{i,k} \quad (IV.13)$$

$T_{mf1}$  et  $T_{mf2}$  représentent les températures moyennes du fluide calculées, respectivement, dans la partie poreuse et dans la zone fluide.

### IV.3.1. Algorithme

#### I. Sans Milieu Poreux

1. Définition des variables
2. Introduction des données constantes du système (dimensions : ex.  $H$ ,  $b$ ,  $L$ ,  $e_{Fmax}$ , propriétés des matériaux : ex.  $k$ ,  $\mu$ ,  $\rho$ ,  $Cp$ , conditions d'entrée : ex.  $Re$ ,  $\varepsilon_0$ )
3. Calcul du débit à partir du  $Re$  comme :  $Q = b\mu Re/(2\rho_f)$
4. Calcul des facteurs de l'équation d'énergie ( $\alpha_f$  et  $\alpha_F$ ,  $Pe_f^0$ )
5. Fixer le nombre de nœuds dans la direction transversale et sur l'épaisseur maximale de dépôt
6. Pour chaque pas de temps (itération), fixer une épaisseur intermédiaire égale à un facteur impair de  $\Delta y_d/2$  (Fig-IV.1)
7. Déterminer, en utilisant la loi de déposition (Eq-III.13), l'instant correspondant qui donne un écart minimal entre les deux épaisseurs, fixée et calculée (méthode du point fixe)
8. Répartition spatiotemporelle des phases (attribution des propriétés aux différents nœuds)
9. Calcul du profil de vitesse à tout instant
10. Calcul de la vitesse moyenne  $u_{moy}$  à tout instant
11. calcul de la perte de charge pour chaque instant
12. lecture du maillage dans la direction longitudinal (zonal et progressif) et détermination de  $n_x$
13. Introduction des conditions aux limites de l'équation d'énergie
14. Résolution par TDMA pour  $t = 0$
15. Résolution par TDMA pour  $t > 0$
16. Calcul de la température moyenne  $T_{moy}$  pour chaque abscisse et en tout instant
17. Calcul de l'efficacité à tout moment
18. Calcul de la température à la surface du dépôt à chaque instant, le long du canal
19. Calcul des résistances partielles à la convection et à la conduction variant au cours du temps et sur la longueur du canal
20. Calcul du coefficient global d'échange (équivalent à  $Nu$  à l'état propre) au cours du temps et le long de la conduite
21. Calcul du coefficient global d'échange moyenné sur la longueur du canal aux différents instants
22. Déduction de la résistance d'encrassement aux différents instants
23. Enregistrement des résultats

#### II. Avec Milieu Poreux

24. Calcul de  $e_{mp}$  telle qu'elle coïncide avec une interface de discrétisation en gardant une porosité positive.
25. Introduction du modèle de variation de la porosité

26. Répartition des débits entre la partie libre au centre et la parties poreuses près des parois
27. Définition des profils de vitesse au sein et en dehors du milieu poreux
28. Calcul de la perte de charge
29. Choisir le modèle de configuration des phases dans le milieu poreux et calculer les propriétés effectives ( $\rho$ ,  $C_p$ ,  $k$ ,  $\alpha$ )
30. Répartition spatiotemporelle des phases (propriétés)
31. Introduction des conditions aux limites de l'équation d'énergie
32. Résolution par TDMA pour  $t = 0$
33. Résolution par TDMA pour  $t > 0$
34. Calcul de la température moyenne  $T_{moy}$  pour chaque abscisse et en tout instant
35. Calcul de l'efficacité à tout moment
36. Calcul de la température à la surface du milieu poreux à chaque instant, le long du canal
37. Calcul des résistances partielles à l'intérieur et à l'extérieur du milieu poreux, variant au cours du temps et sur la longueur du canal
38. Calcul du coefficient global d'échange au cours du temps et le long de la conduite
39. Calcul du coefficient global d'échange moyenné sur la longueur du canal aux différents instants
40. Déduction de la résistance d'encrassement aux différents instants
41. Enregistrement des résultats
42. Fin

#### IV.4. VALIDATION DU CODE

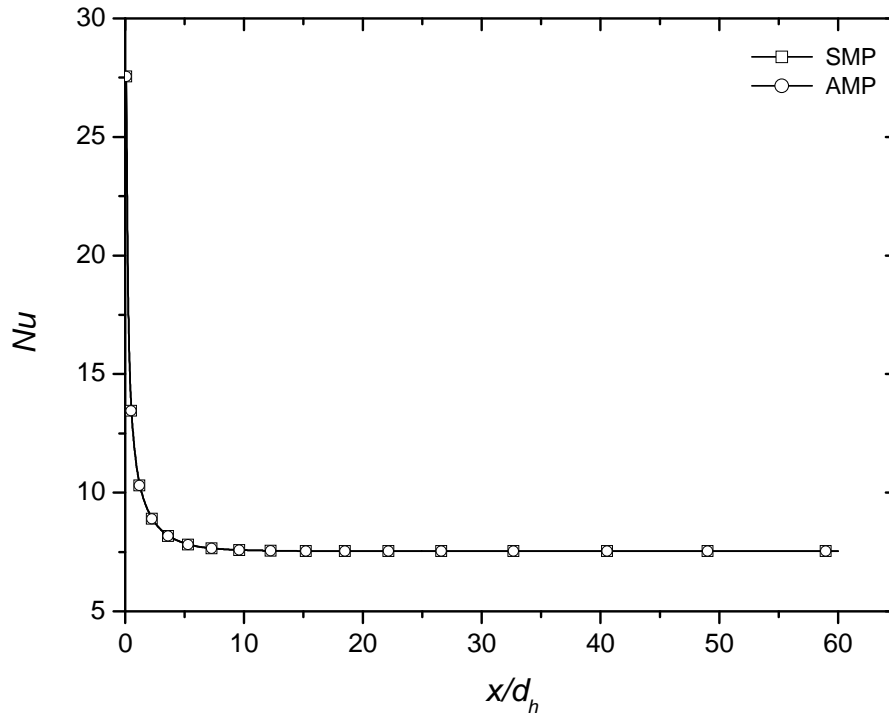
En absence d'études similaires, des cas particuliers furent considérés en vue de vérifier la validité du code de calcul.

En premier lieu, les résultats thermiques, exprimés par les valeurs d'établissement du nombre de Nusselt, calculées à la sortie du canal propre ( $t=0$ ) en absence de milieu poreux, sont comparés à ceux donnés par la littérature pour le cas de l'air [154].

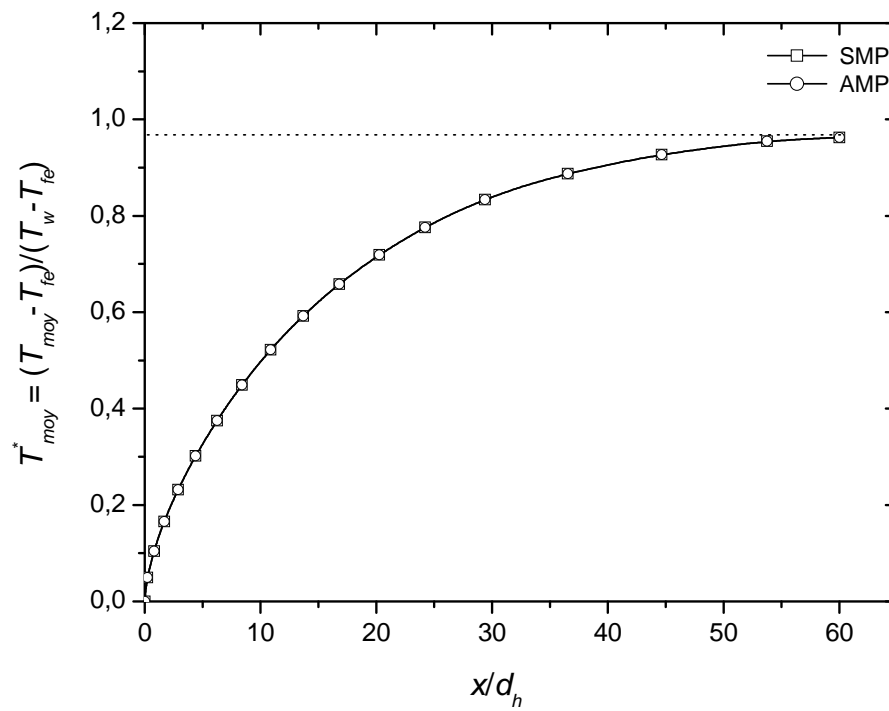
D'autre part, le code de résolution destiné aux zones poreuses est validé pour le cas limite  $\varepsilon=1$  et  $R_k=1$ , exprimant un canal totalement fluide.

Lorsque l'air s'écoule, en régime laminaire ( $Re < 2300$ ), dans un canal plan horizontal suffisamment long ( $L/H > 100$ ) pour assurer l'établissement hydrodynamique, le nombre de Nusselt s'établit à une valeur de 7.54, calculée à la sortie de la conduite [154]. Cette même valeur est obtenue moyennant notre code de calcul.

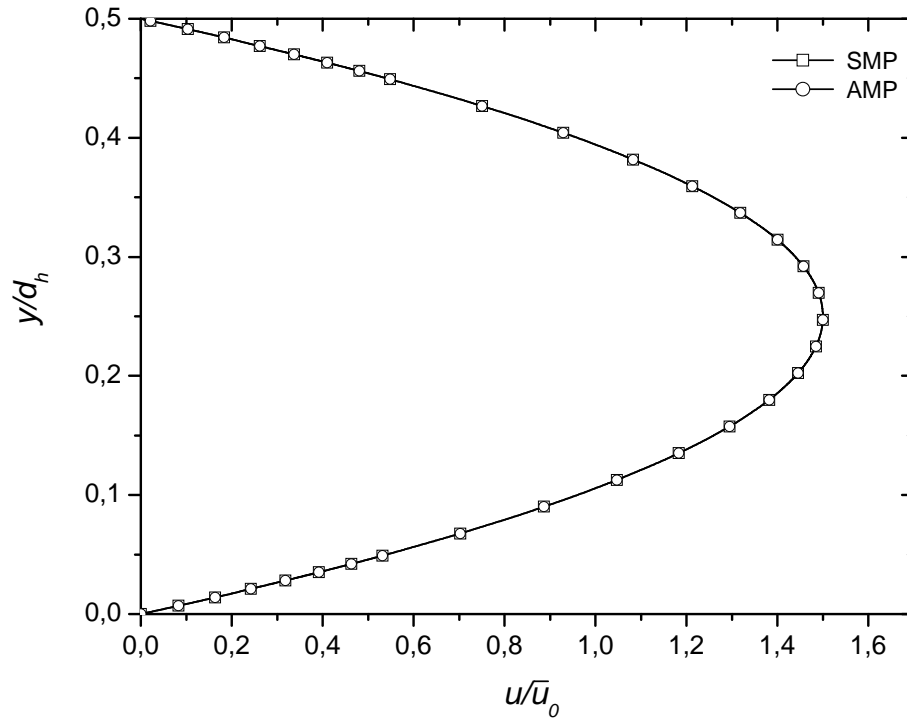
Ce résultat est également observé lorsque le programme est exécuté en considérant un milieu poreux de porosité  $\varepsilon=1$  et de propriétés thermiques égales à celles de l'air (Fig-IV.2). Par ailleurs, un parfait accord est noté dans les courbes de température moyenne locale le long du canal (Fig-IV.3) et les profils de vitesse (Fig-IV.4), entre les deux cas considérés, avec (AMP) et sans (SMP) milieu poreux, ce qui supporte le choix du profil de vitesse en présence de milieu poreux.



**Fig-IV.2. Variation du Nu le long du canal à l'état propre  
(Re=750,  $\varepsilon_0=1$ ,  $k_{\text{eff}}/k_f=1$ )**



**Fig-IV.3. Variation de la température moyenne le long du canal à l'état propre,  
(Re=750,  $\varepsilon_0=1$ ,  $k_{\text{eff}}/k_f=1$ )**



**Fig-IV.4. Profil de vitesse à l'état propre ( $Re=750$ ,  $\varepsilon_0=1$  et  $k_{eff}/k_f=1$ )**

### Conclusion

L'équation d'énergie n'admettant pas une solution analytique, une résolution numérique par la méthode des volumes finis est effectuée. L'équation d'énergie, une fois adimensionnée, est discrétisée en fonction des schémas choisis en prévision d'une résolution par TDMA.

Le maillage considéré s'adapte à la loi de déposition et aux déplacements que connaît la couche de dépôt au cours du temps en absence de milieu poreux. La hauteur de la couche poreuse en tient compte par le biais de la relation qui la lie à la porosité et au seuil de tolérance de l'épaisseur maximale du dépôt.

La résolution est destinée principalement à la détermination du profil de température, à partir duquel sont déduits température moyenne, efficacité, coefficient d'échange thermique, résistance d'encrassement, etc., et ce pour les deux cas en absence et en présence de milieu poreux, d'où l'effet de ce dernier sur le système.

Le code développé spécifiquement pour cette étude a fait l'objet d'une validation. Les résultats obtenus pour le cas propre s'accordent qualitativement et quantitativement avec ceux présentés dans la littérature [154] relatifs aux valeurs d'établissement du nombre de Nusselt dans un système similaire.

## CHAPITRE V.

# RESULTATS ET EXPLOITATION

### Introduction

L'amélioration du transfert thermique par l'insertion d'une couche poreuse conductive dans les conduites a été déjà confirmée par plusieurs travaux, cependant, l'encrassement n'a pas été considéré.

La possibilité d'améliorer la conductivité thermique des couches d'encrassement "isolantes" en les mélangeant à un matériau plus conducteur, laisse croire que l'introduction d'une couche poreuse de conductivité importante sur les parois d'un échangeur, pourrait, probablement, améliorer ses performances et réduire les méfaits de l'encrassement sur son fonctionnement ; chose que vérifieront les résultats présentés dans ce chapitre.

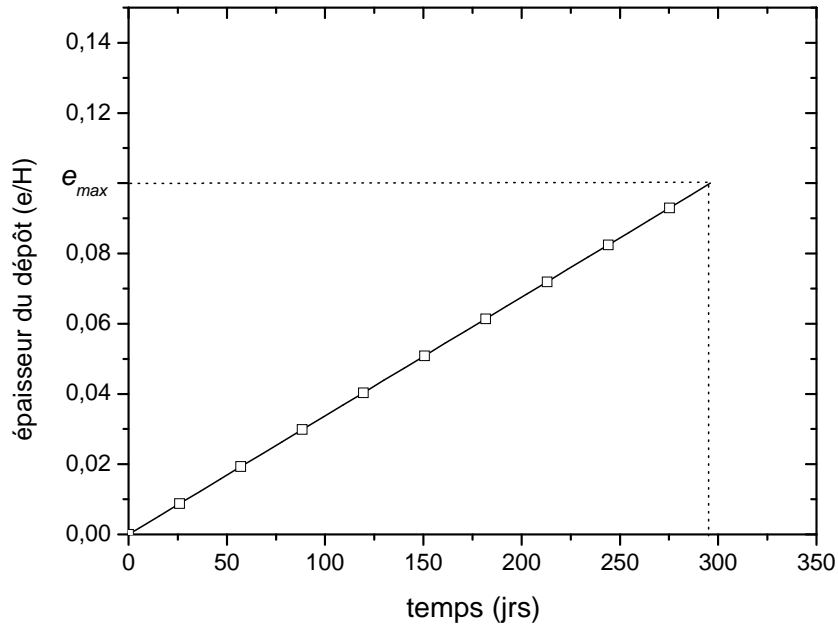
Une analyse comparative des différentes entités par lesquelles se décrit la qualité du fonctionnement ou le niveau de performance de l'échangeur, est reprise en détail pour le cas de l'eau. Les températures moyennes locale et de sortie du fluide, l'efficacité de l'échangeur, le coefficient d'échange et la résistance d'encrassement sont calculés à l'aide du code développé, dans les deux cas, avec et sans milieux poreux, puis comparés afin de conclure sur l'apport du milieu poreux.

L'influence de certains paramètres ( $Re$ ,  $R_k$ ) sur les résultats est également étudiée.

### V.1. Cinétique de Déposition

Vu sa simplicité, le modèle de déposition par réaction d'ordre 1, contrôlée par l'étape de fixation, est souvent utilisé dans la littérature et donne des résultats acceptables [153]. Dans le cas de la présente étude, ce modèle a donné une variation linéaire de l'épaisseur du dépôt au cours du temps (Fig-V.1). Mathématiquement, cela est dû au poids du terme linéaire dans la formule de l'évolution de l'épaisseur du dépôt qui l'emporte sur le terme exponentiel rapidement dégradé (Eq.III.13). La limite maximale étant imposée, le modèle détermine l'instant auquel ce seuil est atteint. Quant au cas étudié, une épaisseur maximale correspondant à un taux d'occupation de 20% réparti en parts égales sur les deux parois ( $e_{Fmax}/H=0.1$ ) est considérée, ce qui nécessite environ 290 jours (Fig-V.1). Il est à noter que le débit d'alimentation  $Q$  (ou le nombre de Reynolds  $Re$ ) et la concentration initiale  $c_0$  du réactif dans le fluide sont d'une influence majeure sur la vitesse de déposition, tel que le démontre l'équation III.13. Ces deux paramètres agissent par le biais du coefficient  $A$ , directement lié à l'épaisseur installée.

La valeur de 1500 attribuée au  $Re$  est un niveau moyen représentant le régime d'écoulement laminaire, et correspond à un débit volumique de 9.53 l/s dans le cas de l'air et de 0.3l/s dans le cas de l'eau.



**Fig-V.1. Epaisseur du dépôt au cours du temps**  
 ( $Re=1500$ ,  $c_0=10^{-2}M$ ,  $e_{max}=0.1H$ )

## V.2. Porosité

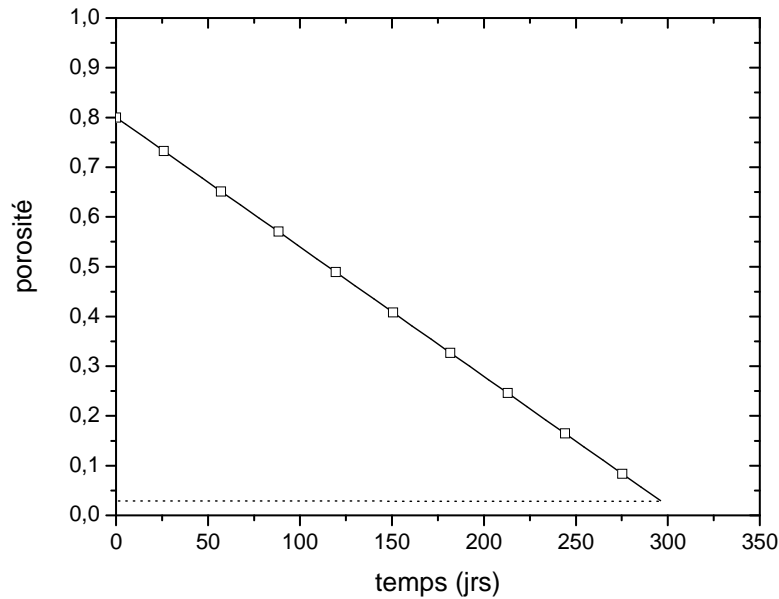
La variation de la porosité au cours du temps n'est pas moins importante que d'autres paramètres. Le suivi du phénomène de colmatage constitue un domaine d'étude vaste et attirant. Les chercheurs agissant dans le domaine des techniques membranaires, par exemple, montrent un grand intérêt à la cinétique par laquelle les pores d'une membrane se bouchent. Ça leur sert de prévision et leur permet d'éviter les erreurs de calcul et les problèmes de fonctionnement.

Basé sur le modèle de faisceaux de tubes de Kozeny-Carman, très souvent employé dans les travaux de recherche, notre modèle, décrit dans le paragraphe III.2.2, établit une relation entre la porosité et l'épaisseur du dépôt qui aurait lieu en absence de milieu poreux. Ensuite, en moyennant la loi de déposition, on obtient la variation de la porosité au cours du temps.

La figure V.2 montre comment la porosité diminue au fur et à mesure que le dépôt s'installe. A partir de l'équation III.30, nous remarquons que la porosité et l'épaisseur du dépôt sont directement proportionnelles avec un coefficient négatif. Ainsi, la porosité décroît linéairement.

Dans la présente étude, l'épaisseur de la couche poreuse est choisie pour prendre la valeur minimale satisfaisant le critère imposé par l'équation III.30 (la porosité reste positive même en colmatage maximal) et le maillage (la surface libre du dépôt coïncide avec une interface de discrétisation). Ainsi, pour une porosité initiale de 80%, la limite maximale de déposition en absence de milieu poreux ( $e_{Fmax}/H=0.1$ ) correspond à un taux de remplissage\* ( $TR$ ) de 26% ( $e_{mp}/H=0.13$ ). Au fur et à mesure que le dépôt s'installe, la porosité diminue linéairement pour atteindre un faible niveau d'environ 3% lorsque le dépôt est maximal.

\* Pourcentage de la section droite de la conduite rempli en matrice poreuse.



**Fig-V.2. Variation de la porosité au cours du temps**  
 ( $Re=1500$ ,  $c_0=10^{-2}M$ ,  $e_{max}=0.1H$ ,  $\varepsilon_0=0.8$ ,  $TR=26\%$ )

### V.3. Profils de Vitesse

Bien que la distribution de l'écoulement soit préalablement imposée dans ce travail, les profils choisis sont inspirés des lois hydrodynamiques déjà implantées pour les fluides newtoniens est les écoulement à travers les milieux poreux.

Pour le cas de base, un profil parabolique symétrique par rapport au plan médian horizontal est une anticipation des équations de Navier-Stokes pour l'écoulement unidirectionnel d'un fluide newtonien.

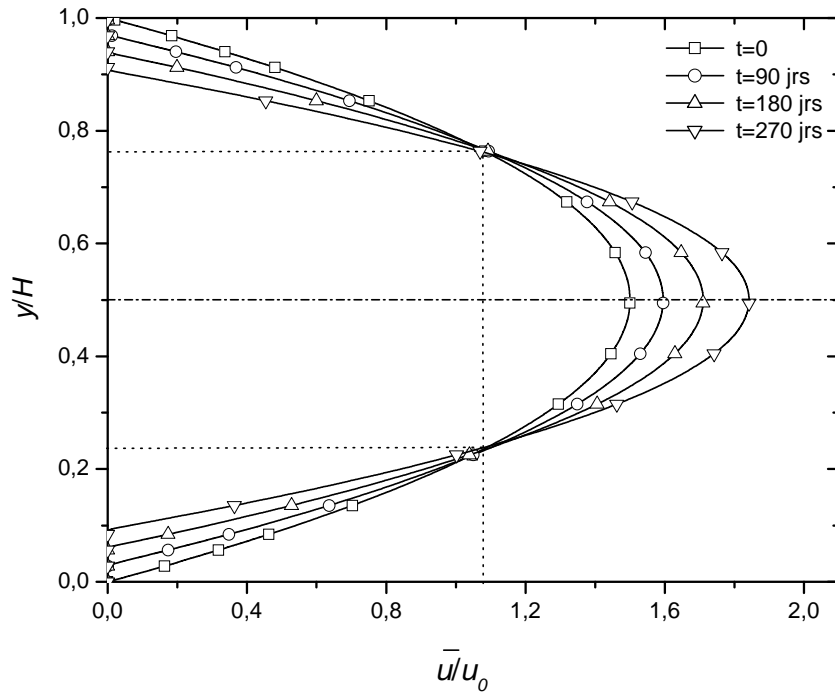
En présence de milieu poreux, notre approximation donne des profils semblables à ceux résultant de l'application des équations de Darcy-Brinkman-Forchheimer pour l'écoulement des fluides newtoniens au sein des milieux poreux.

La variation de ces profils avec l'évolution de l'encrassement est représentée dans les figures V.3 et V.4.

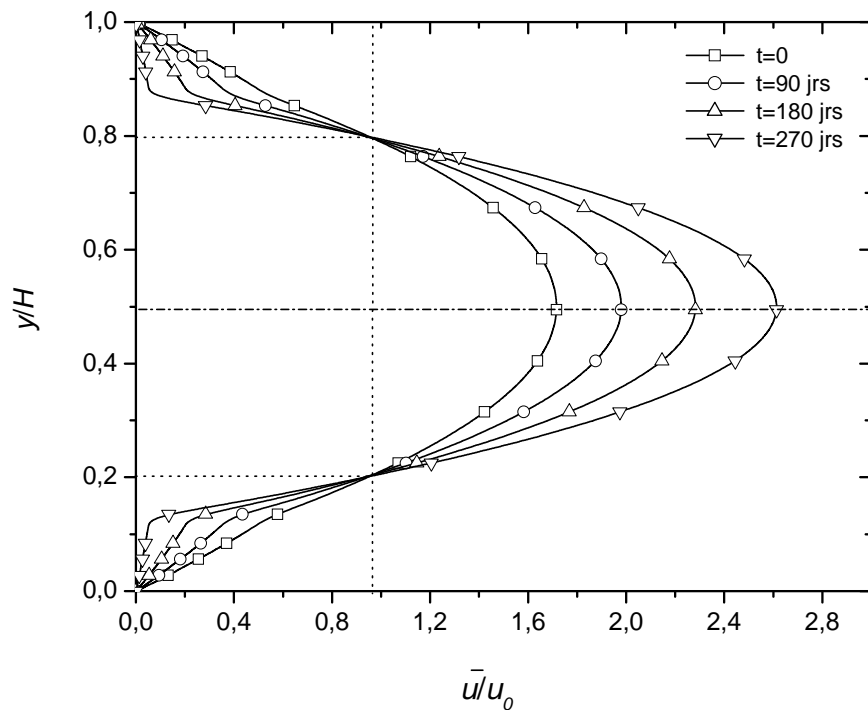
En accord avec les profils imposés, nous observons que la vitesse du fluide, en absence du milieu poreux, augmente avec la déposition car, à débit constant, le rétrécissement de la section de passage accélère l'écoulement.

En présence de milieu poreux, la vitesse dans le milieu poreux diminue au cours du temps parce qu'elle suit l'évolution de la porosité qui est de moins en moins importante au fur et à mesure que le dépôt s'installe. D'autre part, le fluide s'écoule plus vite dans la partie centrale du canal où il n'y a pas de milieu poreux. Cette accélération compense le ralentissement dans le milieu poreux, afin de conserver le débit volumique total.

A partir des deux figures (V.3 et 4), nous avons pu noter qu'à un certain niveau de la hauteur du canal qui correspond, dans notre cas, à 20% en absence et à ~25% en présence de milieu poreux, la vitesse est indépendante du temps, elle garde le même niveau malgré les différents changements qui atteignent le reste de la section droite. Ce phénomène est observé aussi bien en absence qu'en présence de milieu poreux.



**Fig-V.3. Variation du profil de vitesse au cours du temps en absence de milieu poreux ( $Re=1500, c_0=10^{-2}M$ )**



**Fig-V.4. Variation du profil de vitesse au cours du temps en présence de milieu poreux ( $Re=1500, c_0=10^{-2}M, TR=0.26, \varepsilon_0=0.8$ )**

#### V.4. Pertes de Charge

Bien que l'hydrodynamique ne soit pas explicitement étudiée, quelques mots peuvent être dits sur les pertes de charge.

Il est reporté dans la littérature qu'un milieu poreux constitue un obstacle supplémentaire face à l'écoulement du fluide, donnant des pertes de charge plus importantes. En effet, cela dépend du taux de remplissage et varie selon qu'on soit en présence ou en absence d'encrassement.

Lorsque la conduite est totalement remplie par une matrice poreuse, la section de passage diminue par rapport au cas vide et le chemin du fluide n'est plus direct. A débit conservé, la même quantité de fluide doit passer à travers une section plus faible, une augmentation est donc observée au niveau des vitesses moyenne et locale du fluide et de la perte de charge. Par contre, si le taux de remplissage est inférieur à un, le fluide qui rencontre des obstacles dans la couche poreuse peut dévier vers le champ libre de l'écoulement, l'effet pourrait être différent. Il est utile de faire une étude appropriée à chaque cas pour voir l'effet de l'insertion du milieu poreux sur l'hydrodynamique du système.

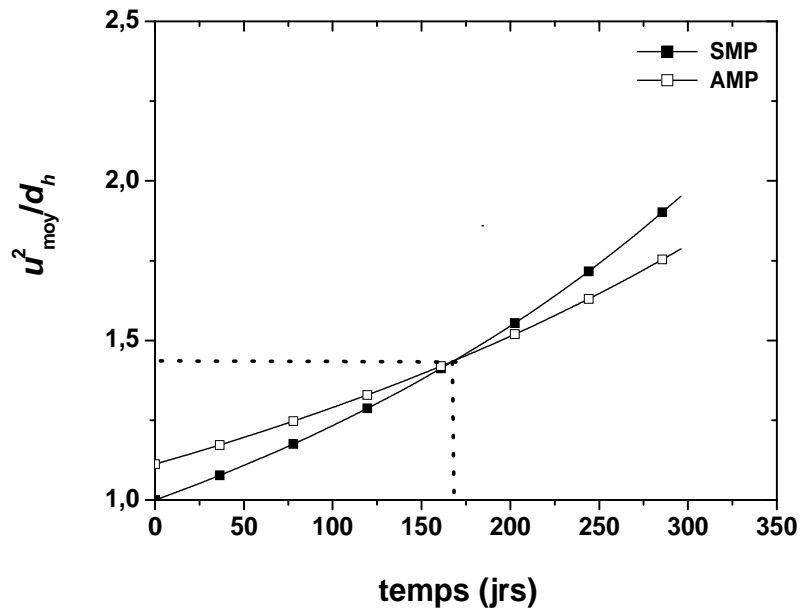
En présence d'encrassement, si on compare entre un dépôt dur et une couche poreuse ayant la même épaisseur, il est certain que le milieu poreux offrirait une meilleure hydrodynamique, du moment que la zone de circulation du fluide est plus large. Cependant, un cas pratique, comme celui présenté dans cette étude, impliquerait une épaisseur variable pour le dépôt qui s'installe progressivement sur la paroi, et fixe pour le milieu poreux dont la porosité varie dans le temps.

Lorsque la déposition est faible, la comparaison se fait entre une fine couche de dépôt et une épaisseur plus importante d'un milieu poreux peu encrassé. Ainsi, les pertes de charge qui varient légèrement en absence de milieu poreux, du fait que le rétrécissement de la section de passage ne soit pas encore senti, est inférieure à celle causée par le milieu poreux qui affecte une partie plus importante du champ de l'écoulement.

Suivant la cinétique de déposition et la loi de colmatage, les deux pertes de charge évoluent en compétition (Fig-V.5). Contrairement au cas de conduites totalement remplies en milieu poreux, où l'encrassement fait augmenter la vitesse vu le colmatage des chemins de passage; pour des conduites partiellement occupées, le fluide a la possibilité d'échapper aux pores bouchés vers la zone centrale du canal où l'écoulement du fluide est plus libre, de manière à conserver le même débit total (sur toute la section droite), une déposition aurait diminué la vitesse d'écoulement au sein du milieu poreux et l'aurait augmentée dans la partie fluide (Fig-V.4). Ainsi, si l'on admet que les pertes de charge sont proportionnelles au rapport du carré de la vitesse moyenne au double de la hauteur traversée par le fluide ( $2H$  en présence et  $2(H-2e_F)$  en absence de milieu poreux), elles seront toujours croissantes en absence de milieu poreux, mais en sa présence, leur attitude dépendrait du résultat de la compétition entre les deux vitesses, au sein et en dehors de la couche poreuse.

La Figure V.5 permet de voir ce phénomène. Pour les conditions spécifiques du système, relatives à la porosité initiale et à la loi de déposition, les pertes de charge sont croissantes dans les deux cas. Lorsque la déposition est faible, elles sont plus importantes en présence du milieu poreux mais l'écart se réduit progressivement jusqu'au 165<sup>e</sup> jour où les deux pertes s'égalisent quand l'épaisseur du dépôt atteint 5.5% de la hauteur du canal et la porosité les 35%. Au-delà de ce point critique, les pertes de charge causées par le dépôt direct deviennent plus importantes que celles induites par le milieu poreux qui permet toujours au fluide de circuler dans la zone encrassée.

Le but de ce travail étant principalement l'étude de l'effet thermique du milieu poreux. Les pertes de charge, directement liées au coût de pompage, peuvent être traitées séparément.



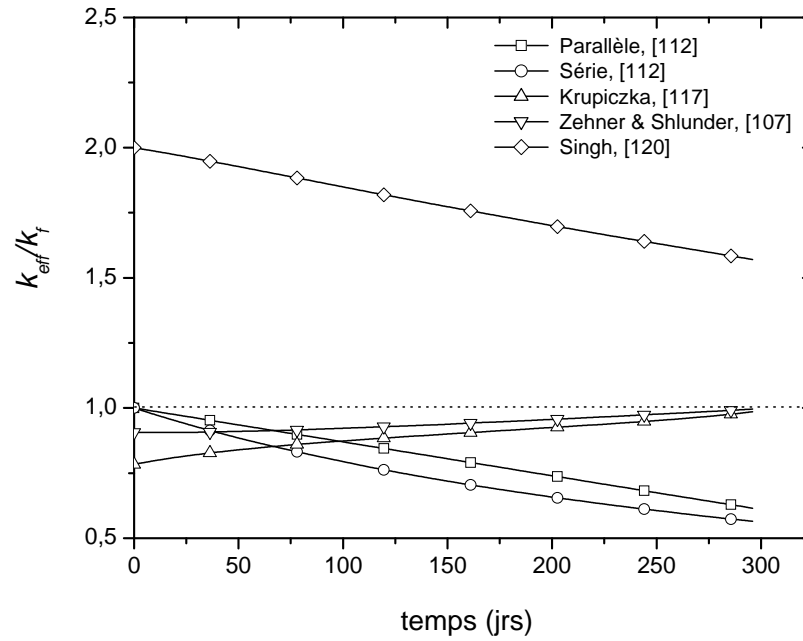
**Fig-V.5. Variation de la perte de charge au cours du temps**  
 ( $Re=1500, c_0=10^{-2}M, TR=0.26, \varepsilon_0=0.8$ )

### V.5. Conductivité Thermique Effective

Dans la figure-V.6.a est illustrée une comparaison des valeurs de la conductivité thermique effective telles que prédites par les différents modèles décrits dans le chapitre II.

L'allure décroissante affichée par les modèles de configuration et celui de Singh [117] s'explique par le fait que le fluide emprisonné dans les pores soit progressivement remplacé par un dépôt moins conducteur. D'autre part, à l'instant initial relatif à l'état propre, la conductivité effective doit être égale à celle du fluide, puisque le rapport des conductivités ( $R_k=k_s/k_f$ ) est pris égal à un. Ainsi, seuls les arrangements en parallèle et en série peuvent être considérés, les autres modèles ne peuvent représenter le système étudié, et seront donc exclus. Le modèle de Krupiczka [120] et celui de Zehner et Schlunder [107], qui est déduit du premier, donnent une allure croissante. Ce comportement ne peut être accepté car la conductivité doit diminuer au cours du temps, du fait de la contribution progressive d'un dépôt relativement isolant. Ce résultat peut être dû aux hypothèses imposées par le modèle et qui ne semblent pas s'accorder avec notre système ; ou encore, aux coefficients empiriques spécifiques au cas étudié lors du développement du modèle, que nous avons utilisés sans aucune adaptation.

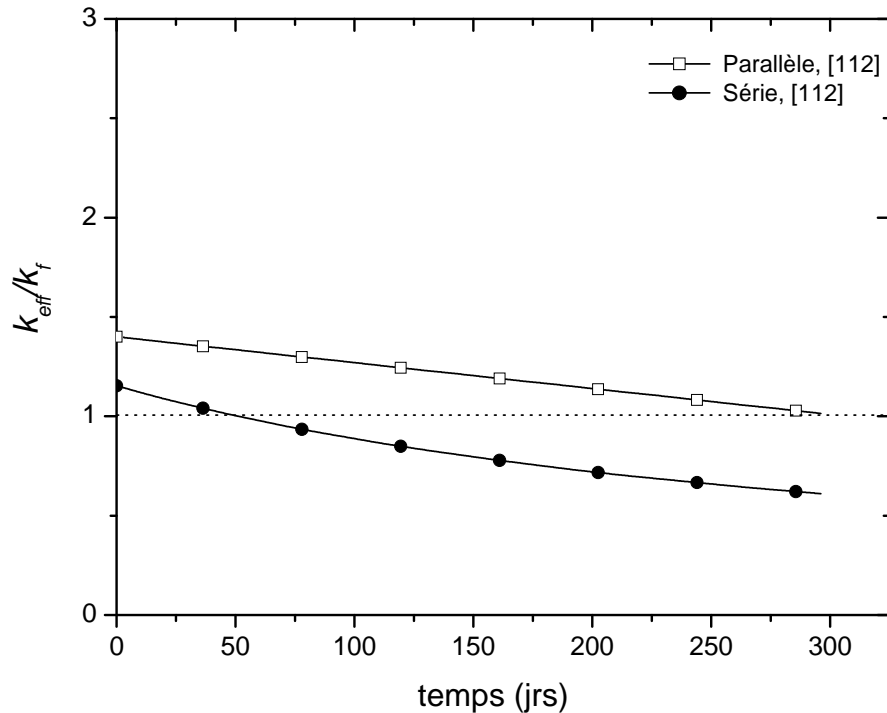
L'écart du modèle de Singh [117] peut être interprété par le fait qu'il soit principalement conçu pour traiter des milieux poreux constitués à partir de solides hautement conductifs (mousses métalliques), ayant un comportement particulier, vu l'importance du rapport des conductivité ( $R_k=k_s/k_f$ ). D'autre part, le modèle de Singh utilise des entités empiriques spécifiques à son système, qui ont été reprises intégralement.



**Fig-V.6.a. Variation de la conductivité thermique effective au cours du temps pour différents modèles ( $Re=1500$ ,  $c_0=10^{-2}M$ ,  $k_F/k_f=0.5$ ,  $TR=0.26$ ,  $\varepsilon_0=0.8$ ,  $R_k=1$ )**

Dans le cas où le matériau constituant le milieu poreux est plus conducteur que le fluide ( $R_k=3$  p. ex.), le comportement est différent. Une combinaison pareille résulte en une conductivité effective propre plus importante que celle du fluide, mais qui diminue continuellement avec la déposition. Ceci peut être observé à partir de la figure V.6.b.

Nous pouvons noter que les résultats donnés par les deux arrangements sont assez distants. L'écart varie de 18% à 40% entre le début et la fin de l'intervalle de temps étudié. La configuration des résistances en parallèle, souvent utilisée dans la littérature pour sa simplicité et sa flexibilité, est considérée dans les calculs du présent travail.



**Fig-V.6.b. Variation de la conductivité thermique effective au cours du temps ( $Re=1500$ ,  $c_0=10^{-2}M$ ,  $k_F/k_f=0.5$ ,  $TR=0.26$ ,  $\varepsilon_0=0.8$ ,  $R_k=3$ )**

### V.6. Température Moyenne du Fluide

Nous entendons par "température moyenne du fluide", la valeur moyennée sur la section droite du canal à une position longitudinale donnée. La figure V.7 montre l'évolution de cette température le long du canal.

S'agissant d'un chauffage, la température du fluide augmente sur la longueur du canal jusqu'à une température de sortie limitée par le niveau d'efficacité de l'échange.

Pendant la déposition, la résistance au transfert thermique causée par l'encrassement augmente progressivement, et le fluide se chauffe de moins en moins au fur et à mesure que le dépôt s'installe sur la surface des parois. Ainsi, pour une position donnée, la température du fluide diminue au cours du temps, qu'il y ait milieu poreux ou pas.

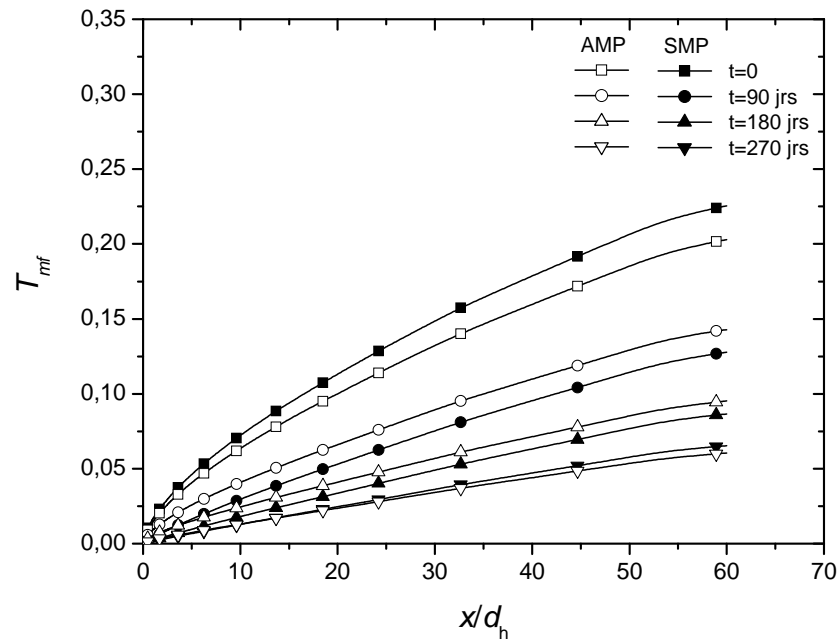
A l'insertion du milieu poreux, nous observons une diminution de la température à l'état propre. Ceci est lié à la porosité initiale qui est inférieure à un, ce qui, d'après le profil choisi, réduit la vitesse et, par conséquent, la convection au sein du milieu poreux.

Au fur et à mesure que le dépôt s'installe, le fluide s'éloigne des sources de chaleur et le dépôt, moins conducteur que le fluide, constitue une résistance supplémentaire au transfert ; par contre, le milieu poreux permet au fluide de continuer à circuler dans cette zone de gradients élevés résultant en un meilleur échange, exprimé par des températures plus élevées (Fig-V.7). Lorsque le dépôt devient trop important et tend à boucher le total des pores, le milieu poreux se rapproche d'une couche isolante dont la hauteur est supérieure à l'épaisseur maximale du dépôt. Le faible apport en écoulement au sein du milieu poreux ne peut vaincre la résistance thermique causée par le colmatage. Le milieu poreux dans ce cas est donc moins intéressant car il donne des températures moins importantes.

En observant la forme et les valeurs maximales de ces courbes et en les comparant à celles de l'état propre dans le cas de l'air (§ IV.4), nous pouvons conclure que la longueur qui, pour

l'air, suffisait pour atteindre une efficacité proche de 100%, ne permet pas à la température de l'eau d'arriver à son établissement thermique.

Noter que ces observations sont faites sur la base d'un  $R_k=1$  ; l'effet de la conductivité thermique du milieu poreux est éliminé.



**Fig-V.7. Variation de la température moyenne du fluide le long du canal et au cours du temps ( $Re=1500$ ,  $c_0=10^{-2}M$ ,  $k_F/k_f=0.5$ ,  $TR=0.26$ ,  $\varepsilon_0=0.8$ ,  $R_k=1$ )**

### V.7. Température de Sortie

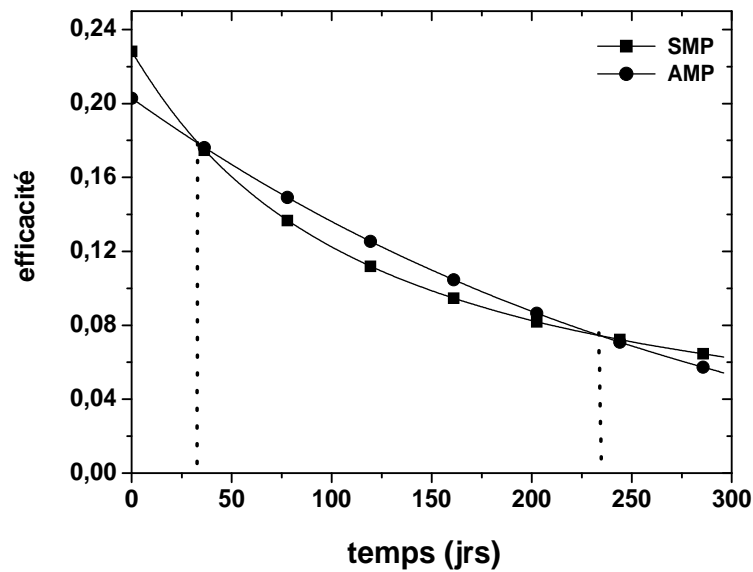
La température du fluide à la sortie de l'échangeur est le paramètre le plus important du moment qu'elle est l'objectif même de l'équipement. La figure V.8 montre l'évolution de ce paramètre au cours du temps, en absence et en présence de milieu poreux.

Suivant le même raisonnement décrit dans le paragraphe V.5, cette courbe présente trois zones dans lesquelles l'apport du milieu peut être positif ou négatif. Cependant, il est utile de rappeler que ces données correspondent à un rapport de conductivité égal à un. Des résultats différents pourraient avoir lieu si la conductivité thermique du milieu poreux était plus importante que celle du fluide, ce qui sera vérifié au cours de ce chapitre.

### V.8. Efficacité

En adimensionnel, l'efficacité (Fig-V.8) est directement égale à la température de sortie. Les mêmes interprétations du paragraphe V.6 sont donc applicables.

Pendant les soixante-dix premiers jours, le système de base est plus efficace. Ensuite, sur une période de cent quinze jours env., correspondant à un dépôt occupant entre 2.5 et 6% ( $e_F/H$ ) du canal et des porosités variant entre 0.6 et 0.3, le milieu poreux semble avoir un effet positif sur le fonctionnement de l'échangeur, mais l'amélioration est si faible que son coût n'est pas justifié. Après cette étape, le système de base redevient meilleur.



**Fig-V.8. Variation de l'efficacité au cours du temps**  
 ( $Re=1500$ ,  $c_0=10^{-2}M$ ,  $k_F/k_f=0.5$ ,  $TR=0.26$ ,  $\varepsilon_0=0.8$ ,  $R_k=1$ )

### V.9. Coefficient Global d'Echange, $U$

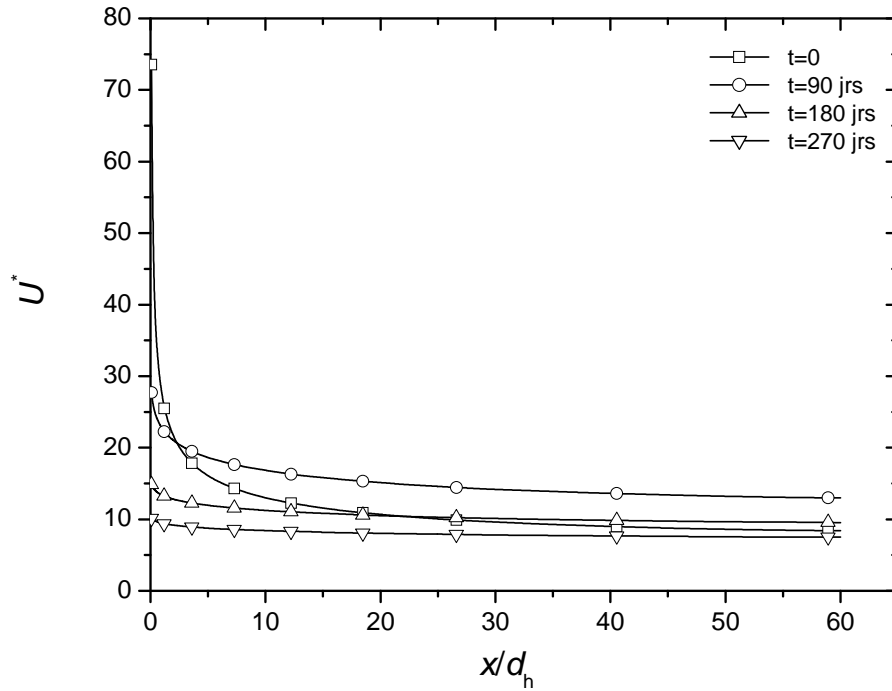
Il paraît évident que la déposition d'un composé relativement isolant conduit à une dégradation de la qualité d'échange traduite principalement par une diminution de l'efficacité de l'échangeur et du coefficient d'échange.

Concernant l'efficacité ou la température de sortie du fluide, la figure V.8 sert de confirmation ; quant au coefficient global d'échange, il y a quelques observations à citer.

D'après la figure V.9 et en prenant l'état propre comme état de référence, nous notons qu'à partir d'une certaine distance de l'entrée,  $U$  du 90<sup>e</sup> jour monte à des niveaux supérieurs et s'établit à un écart positif de 50% par rapport à la valeur de référence de  $\sim 8.31$ . Pour les deux autres courbes (180 et 270 jrs),  $U$  est à des niveaux plus bas que l'état de référence sur toute la période étudiée.

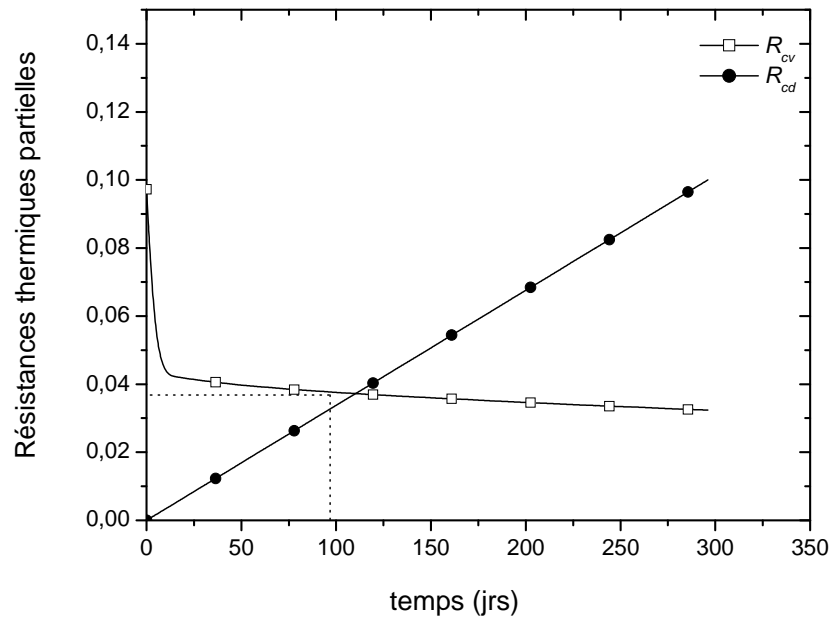
Pourquoi le coefficient global  $U$  aurait des valeurs supérieures au cas propre alors que les températures de sorties montrent clairement qu'il y a réduction d'échange ?

En revenant à l'expression de  $U$  (Eq.III.21), on note que deux entités déterminent son comportement. La résistance à la conduction ( $R_{cd}$ ), directement proportionnelle à l'épaisseur du dépôt, et la résistance à la convection ( $R_{cv}$ ), inversement proportionnelle au  $Nu$  qui, lui, est favorisé par les grandes vitesses d'écoulement. En observant les changements que connaît le profil de vitesse au cours du temps (Fig-V.3), on peut voir comment est-ce que la vitesse dans la zone fluide augmente, favorisant la convection. Cependant, les zones de gradients thermiques importants sont balayées par des vitesses de plus en plus faibles (voire nulles), car le dépôt occupe de plus en plus d'espace. En parallèle, la déposition progressive fait croître la résistance à la conduction. Ainsi, nous pouvons conclure que la déposition crée une compétition entre la conduction et la convection. Tant que le dépôt est sous l'épaisseur critique, la résistance à la conduction est encore faible pour vaincre l'amélioration atteinte par la convection.



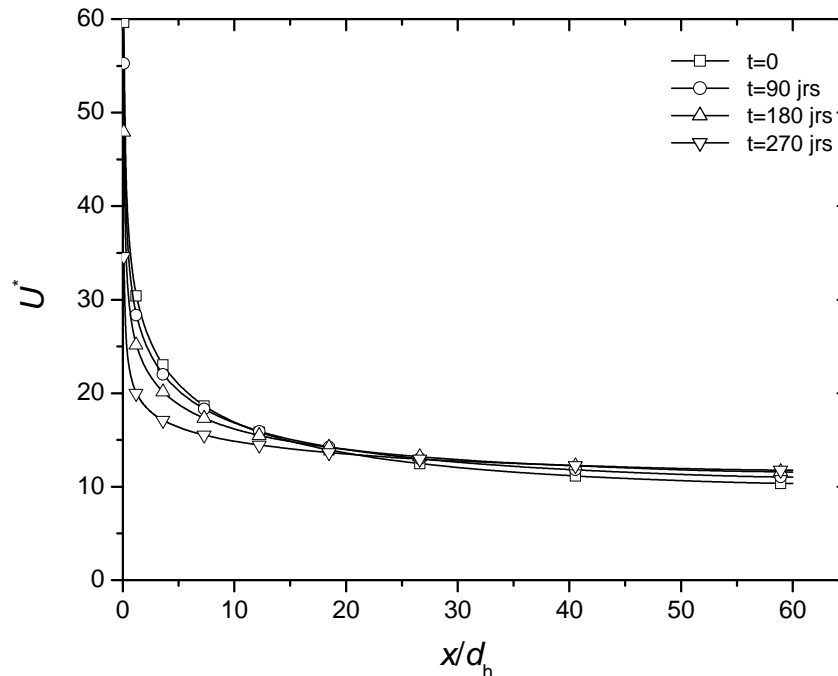
**Fig-V.9. Variation du Coefficient Global d'Echange au cours du temps en absence de milieu poreux ( $Re=1500$ ,  $c_0=10^{-2}M$ ,  $k_F/k_f=0.5$ )**

Pour pouvoir connaître la limite à partir de laquelle la situation change, nous avons représenté (Fig-V.10) la résistance à la convection à la sortie, étant la limite maximale et d'établissement, contre la résistance à la conduction. Autour du 110<sup>e</sup> jour les poids des deux résistances s'inversent, et la résistance à la conduction devient dominante.



**Fig-V.10. Variation des résistances thermiques partielles moyennes au cours du temps, en absence de milieu poreux ( $Re=1500$ ,  $c_0=10^{-2}M$ ,  $k_F/k_f=0.5$ )**

En présence de milieu poreux, la situation est différente (Fig-V.11). A l'entrée,  $U$  est d'autant plus élevé que la déposition est moins importante ; le plus grand niveau correspondant à l'état propre. Cependant, cette situation ne couvre qu'environ le tiers de la longueur du canal. Vers la sortie, le comportement de  $U$  s'inverse. Des valeurs plus élevées pour les états les plus encrassés.



**Fig-V.11. Variation du Coefficient Global d'Echange au cours du temps, en présence de milieu poreux ( $Re=1500$ ,  $c_0=10^{-2}M$ ,  $k_F/k_f=0.5$ ,  $TR=0.26$ ,  $\varepsilon_0=0.8$ ,  $R_k=1$ )**

Afin de pouvoir expliquer ce phénomène, nous avons représenté, dans la figure V.12, les résistances thermiques partielles au sein du milieu poreux ( $R_{mp}$ ) et dans la partie fluide ( $R_f$ ), le long du canal et à différents instants.

D'une part,  $R_{mp}$  augmente au cours du temps avec des écarts relativement importants, mais son niveau connaît de faibles progrès entre l'entrée et la sortie du canal.

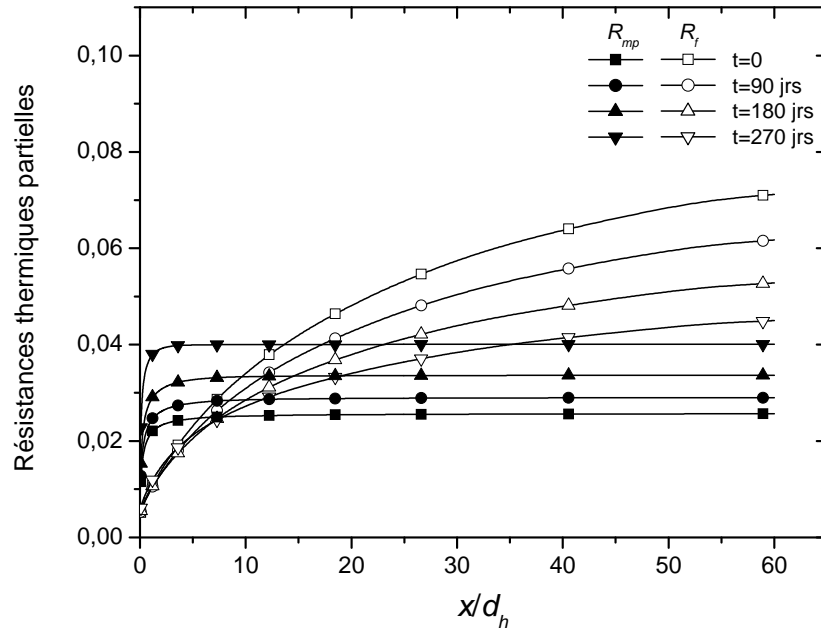
D'autre part,  $R_f$  diminue au fur et à mesure que le milieu poreux s'encrasse (au cours du temps) donnant lieu à de plus fortes vitesses d'écoulement dans la partie fluide, ce qui favorise le transfert par convection. Le long du canal,  $R_f$  augmente suivant une loi asymptotique limitée par le gradient de température à la sortie.

Ce qui est plus important est qu'à l'entrée, la variation de  $R_f$  au cours du temps est négligeable devant les grands écarts que présente  $R_{mp}$ , de manière à ce que la résistance globale, qui est la somme des deux résistances  $R_{mp}$  et  $R_f$ , suit le comportement de  $R_{mp}$  et augmente au cours du temps résultant en un coefficient global d'échange  $U$ , qui diminue au cours du temps.

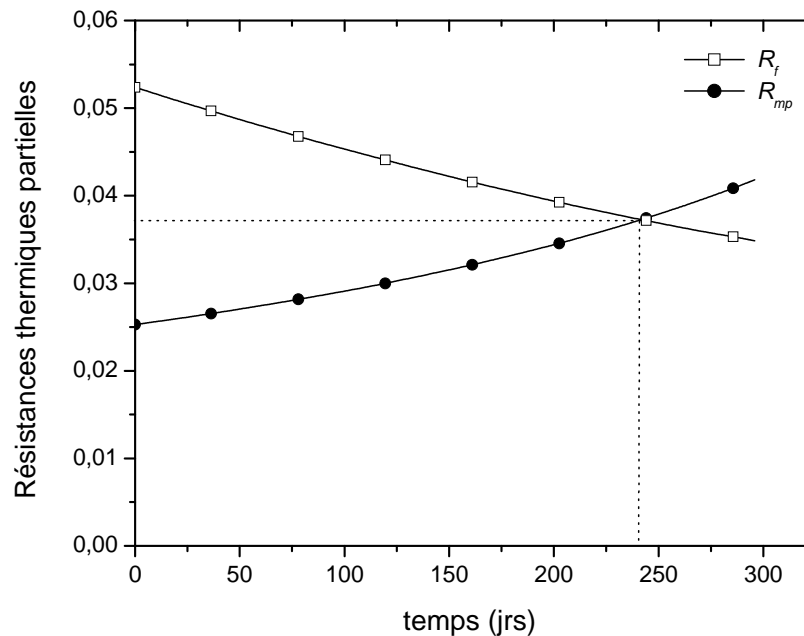
En avançant vers la sortie, les écarts notés sur  $R_f$  à cause de la déposition deviennent plus importants, au point de dépasser  $R_{mp}$  et contrôler l'évolution de la résistance globale, qui, par conséquent, diminue au cours du temps permettant à  $U$  de s'améliorer malgré l'installation progressive du dépôt.

En conclusion, une compétition a lieu entre les deux résistances  $R_{mp}$  et  $R_f$ , non seulement au cours du temps mais aussi sur la longueur du canal. Cette concurrence détermine le comportement du coefficient d'échange  $U$ .

Les valeurs de  $R_{mp}$  et de  $R_f$ , moyennées sur la longueur du canal, s'égalisent autour du 240<sup>e</sup> jour (Fig-V.13).



**Fig-V.12. Variation des résistances thermiques partielles locales au cours du temps, en présence de milieu poreux ( $Re=1500$ ,  $c_0=10^{-2}M$ ,  $k_F/k_f=0.5$ ,  $TR=0.26$ ,  $\varepsilon_0=0.8$ ,  $R_k=1$ )**



**Fig-V.13. Variation des résistances thermiques partielles moyennes au cours du temps, en présence de milieu poreux ( $Re=1500$ ,  $c_0=10^{-2}M$ ,  $k_F/k_f=0.5$ ,  $TR=0.26$ ,  $\varepsilon_0=0.8$ ,  $R_k=1$ )**

#### V.10. Résistance de l'encrassement

Telle que définie par l'équation III.27, la résistance de l'encrassement exprime la manière dont le dépôt affecte le fonctionnement de l'échangeur. Etant la différence entre les inverses

des coefficients globaux à l'état propre et encrassé, et en liaison au paragraphe précédent (§V.9), nous nous attendons à l'existence de valeurs négatives.

Afin de pouvoir comparer les comportements de la résistance d'encrassement  $R_F$  au cours du temps entre les cas avec et sans milieu poreux, nous avons opté pour des valeurs globales en utilisant les coefficients d'échange moyennés sur la longueur du canal.

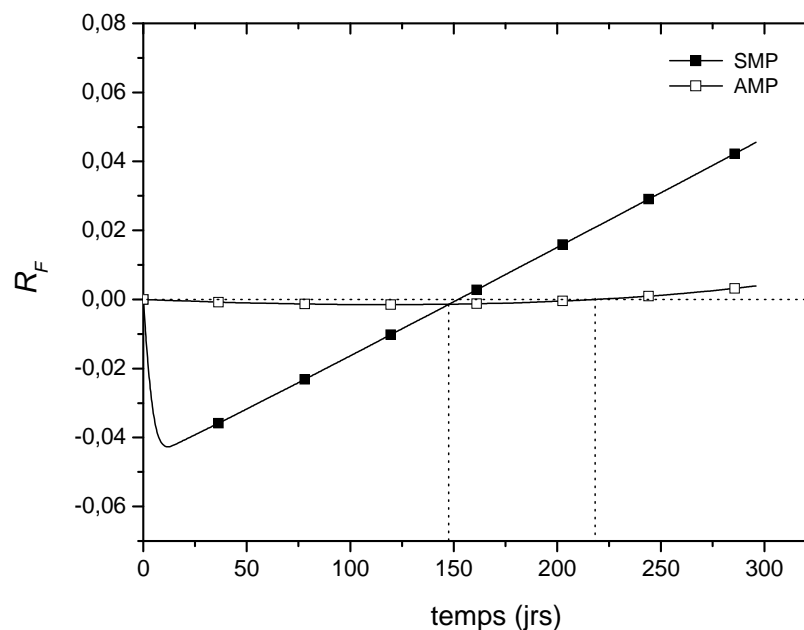
La figure V.14.a permet de suivre l'écart dans les valeurs de  $R_F$  avant et après avoir introduit le milieu poreux, et ce, pour un dépôt dont la conductivité thermique est égale à la moitié de celle du fluide ( $k_F/k_f=0.5$ ).

En absence de milieu poreux,  $R_F$  chute à des valeurs largement négatives pendant les tous premiers jours. Ensuite, elle commence à augmenter mais reste négative sur une période qui approche les 150 jours, la période nécessaire pour que l'augmentation de la résistance à la conduction dépasse la diminution de la résistance à la convection (§V.9).

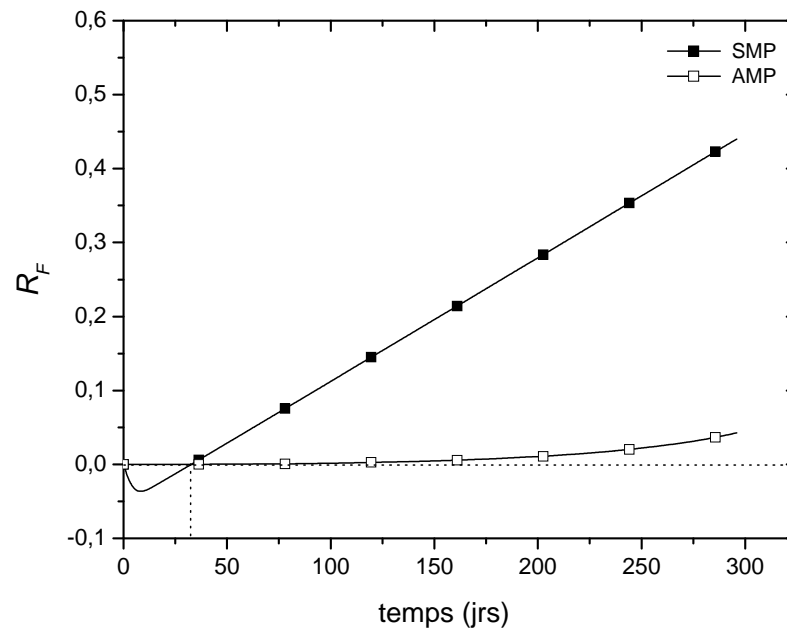
En présence de milieu poreux,  $R_F$  connaît de faibles variations autour du zéro. Elle diminue jusqu'à un minimum puis augmente pour atteindre le zéro autour du 218<sup>e</sup> jours et continue à augmenter très lentement.

Si  $R_F$  est choisie pour être le paramètre de décision quant à la qualité de fonctionnement de l'échangeur, le temps critique à partir duquel l'ajout du milieu poreux devient intéressant, commence à partir de l'instant où  $R_F$  devient positive, et ce, parce que juste après cet instant,  $R_F$  prend des valeurs moins importantes en présence qu'en absence de milieu poreux en restant proche de zéro.

Nous rappelons que ces résultats correspondent à  $k_F/k_f=0.5$  et  $R_k=1$ . A titre d'exemple, nous avons essayé de diminuer le premier rapport à 0.1 (Fig-V.15.b). Le temps critique est réduit jusqu'à 30 jours env., ce qui correspond à une épaisseur de dépôt qui couvre ~1% de la hauteur du canal, et une porosité de 0.72.



**Fig-V.14.a. Variation de la résistance d'encrassement au cours du temps**  
 ( $Re=1500$ ,  $c_0=10^{-2}M$ ,  $k_F/k_f=0.5$ ,  $TR=0.26$ ,  $\varepsilon_0=0.8$ ,  $R_k=1$ )

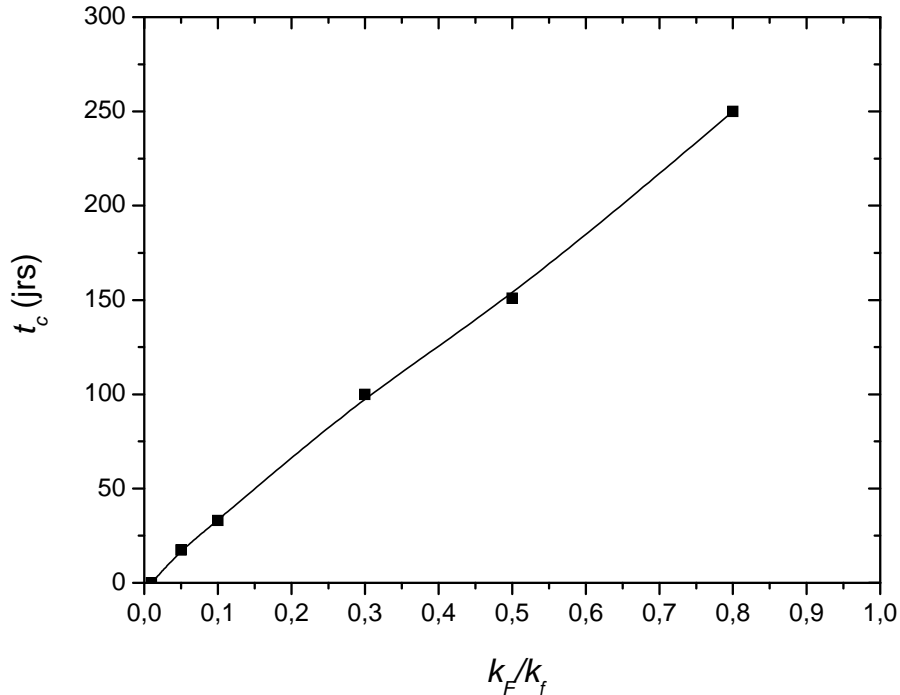


**Fig-V.14.b. Variation de la résistance d'encrassement au cours du temps**  
 ( $Re=1500$ ,  $c_0=10^{-2}M$ ,  $k_F/k_f=0.1$ ,  $TR=0.26$ ,  $\varepsilon_0=0.8$ ,  $R_k=1$ )

A ce stade, il nous a paru intéressant de connaître comment varierait le temps critique avec la conductivité thermique du dépôt. En d'autres termes, le même milieu poreux, aurait-il le même intérêt pour différents dépôts?

En réponse à cette réflexion, la figure V.15 ci-après, représente l'évolution du temps critique auquel, nous rappelons,  $R_F$  devient positive en absence de milieu poreux dont l'insertion devient intéressante à partir de ce même instant.

Il s'avère que le temps critique augmente considérablement pour des conductivités du dépôt plus élevées. Cela dit, lorsque le dépôt n'est pas très isolant, il est moins intéressant d'utiliser un milieu poreux, ce qui est logique.



**Fig-V.15. Variation du temps critique avec la conductivité du dépôt**  
 ( $Re=1500$ ,  $c_0=10^{-2}M$ ,  $TR=0.26$ ,  $\varepsilon_0=0.8$ ,  $R_k=1$ )

### V.11. Influence du rapport des conductivités, $R_k=k_s/k_f$

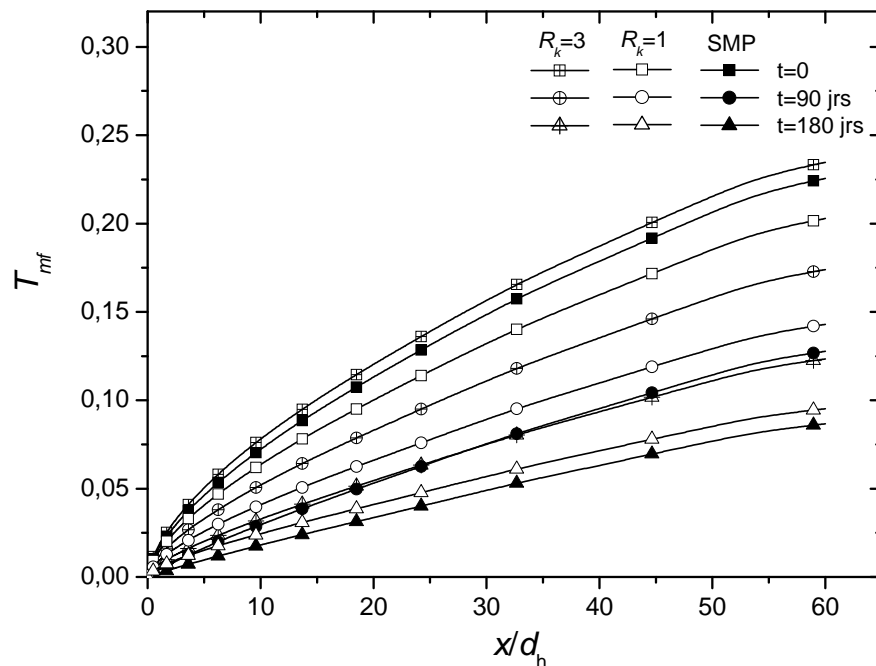
Un matériau poreux plus conducteur que le fluide donnerait de meilleurs niveaux de température (Fig-V.16), d'efficacité (Fig-V.17) et de coefficient d'échange (Fig-V.18), aussi bien à l'état propre qu'à l'état encrassé.

Quand un rapport de conductivité supérieur à un est considéré, il y a amélioration de la conductivité effective (Fig-V.6.a, b) ce qui favorise le transfert par conduction, ceci signifie une résistance thermique moindre dans la couche poreuse. D'autre part, la structure du milieu poreux, permettant de recueillir les particules loin de la paroi, contribue aux améliorations observées. Le fluide continue à circuler près des parois avec des niveaux d'agitation plus importants et des couches limites hydrodynamique et thermique réduites par rapport au cas sans milieu poreux, la convection thermique s'en trouve plus développée.

En effet, l'énergie transférée traverse deux milieux solides, le dépôt et le métal poreux. Selon sa conductivité et sa contribution dans la composition du système, la conduction est plus importante dans un domaine que dans l'autre. Ainsi, quand la conductivité du milieu poreux est très élevée, le transfert dans le dépôt à faible conductivité devient négligeable et sa variation au cours du temps (avec la déposition) moins remarquable.

En multipliant la conductivité thermique de la matrice poreuse par un facteur de trois, les améliorations observées sur la température du fluide (Fig-V.16) à l'état propre, dépassent 16% par rapport au cas d'un milieu poreux de conductivité égale à celle du fluide et 4% par rapport au cas de référence sans milieu poreux. à l'état encrassé, l'amélioration est plus importante car elle calculée par rapport à de plus faibles valeurs. Après 180 jours de déposition par exemple, une amélioration de 31% par rapport au cas de  $R_k=1$  et de 43% par rapport au cas de référence. Ces résultats sont obtenus à la sortie du canal où la température

est maximale. Aussi le rapport  $R_k=3$  permet d'avoir un effet bénéfique du milieu poreux dès le début de l'opération à l'état propre, ce qui n'était pas vrai avec  $R_k=1$ .



**Fig-V.16. Influence du rapport des conductivités sur la température moyenne du fluide**  
( $Re=1500$ ,  $c_0=10^{-2}M$ ,  $k_F/k_f=0.5$ ,  $TR=0.26$ ,  $\varepsilon_0=0.8$ )

Des efficacités plus élevées que le cas de référence sur toute la période étudiée avec des écarts qui peuvent dépasser les 40% sont atteintes en insérant un milieu poreux trois fois plus conducteur que le fluide (Fig-V.17). L'intérêt d'une telle situation réside dans le fait que le milieu poreux permet de fonctionner plus longtemps avant d'atteindre l'efficacité minimale imposée par l'opérateur, sans avoir recours à la maintenance.

A titre indicatif, au bout de 50 jours, l'efficacité du système en absence du milieu poreux est aux environs de 16%, elle en diffère de peu pour  $R_k=1$  alors qu'elle approche les 20% pour  $R_k=3$ , donnant une amélioration de 25%.

par ailleurs, si l'on s'impose un seuil minimal d'efficacité de 16%, l'utilisation du milieu poreux avec  $R_k=3$  assurerait une durée de fonctionnement doublement longue avant d'atteindre la limite d'efficacité imposée.

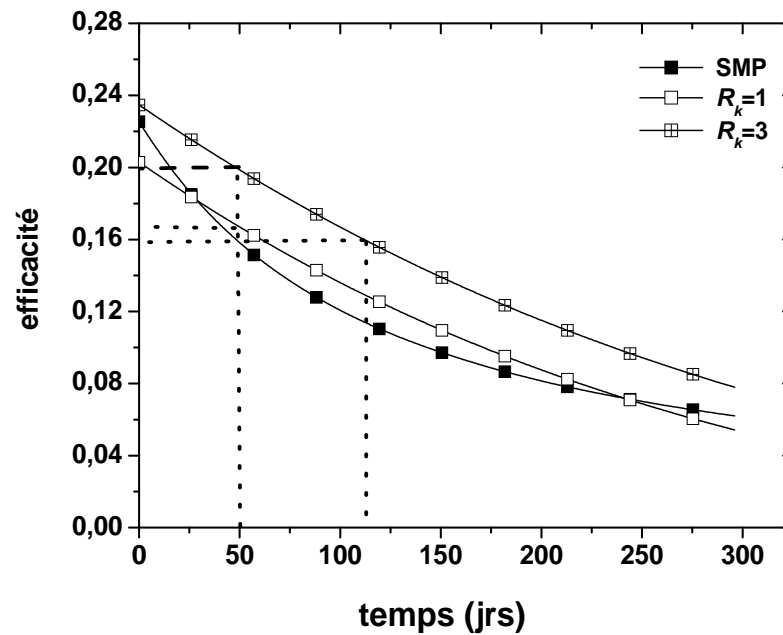
Le taux d'amélioration observé sur l'efficacité pour  $R_k=3$  est aussi lié à la conductivité thermique du dépôt ( $k_F$ ). Pour se rapprocher plus de cette relation, nous avons représenté, sur la figure V.18, l'évolution de l'efficacité au cours du temps pour différentes valeurs des conductivités thermiques du dépôt ( $k_F$ ) et de la matrice poreuse ( $k_s$ ).

Premièrement, nous notons que l'influence de la conductivité du dépôt est beaucoup plus importante en absence de milieu poreux où le dépôt constitue le seul milieu solide responsable de la conduction. Aussi, cette influence se réduit lorsque la conductivité du dépôt est trop faible. La diminution observée sur l'efficacité lorsque le rapport  $k_F/k_f$  varie entre 0.5 et 0.1 est beaucoup plus importante qu'entre 0.1 et 0.01 où l'écart est plus élevé.

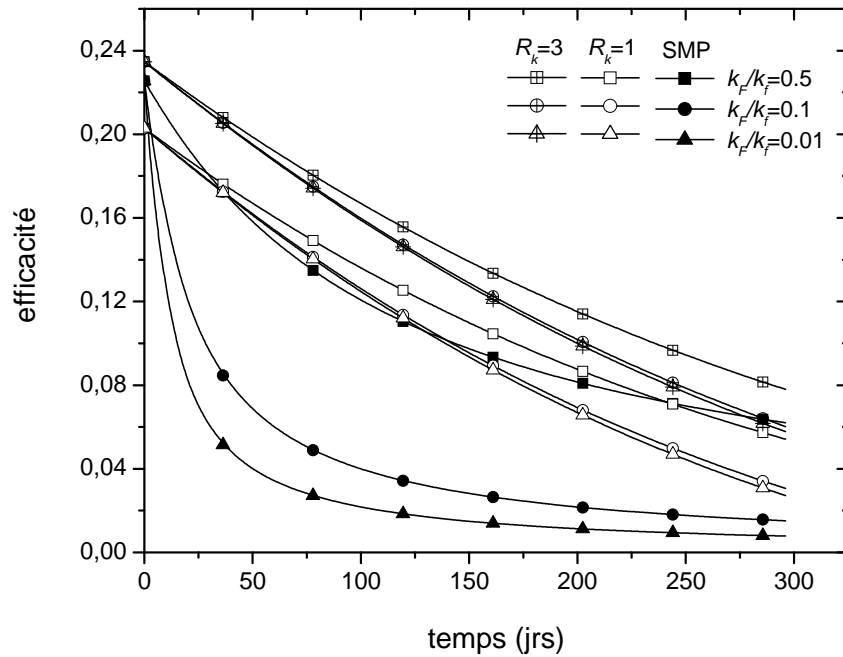
En présence de milieu poreux, le niveau d'efficacité reste relativement acceptable comparé au système de référence, même pour les plus faibles valeurs des conductivités ( $R_k=1$  et  $k_F/k_f=0.01$ ).

En général, les efficacités sont toujours supérieures en présence de milieu poreux que dans le système de référence et quelque soit la valeur de  $R_k$ , les niveaux obtenus pour  $k_F/k_f=0.1$  et  $0.01$  sont très peu éloignés, ce qui montre que la conductivité du milieu poreux contrôle la conduction. D'autre part, l'amélioration acquise en insérant le milieu poreux ( $R_k \geq 1$ ) est d'autant plus élevée que le dépôt est moins conducteur.

Une amélioration est donc certainement obtenue en augmentant la conductivité du matériau poreux, principalement lorsque l'écart entre sa conductivité est celle du dépôt est important ; un écart qui doit, malheureusement, se plier devant les conditions économiques.



**Fig-V.17. Influence du rapport des conductivités sur l'efficacité**  
 ( $Re=1500$ ,  $c_0=10^{-2}M$ ,  $k_F/k_f=0.5$ ,  $TR=0.26$ ,  $\varepsilon_0=0.8$ )



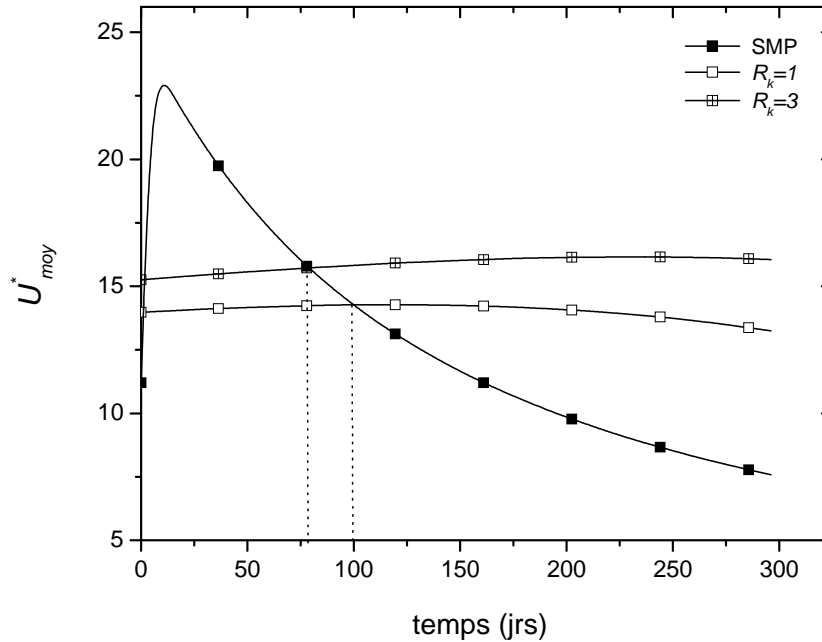
**Fig-V.18. L'efficacité pour différentes valeurs de  $k_F$  et  $R_k$**   
 ( $Re=1500, c_0=10^{-2}M, TR=0.26, \varepsilon_0=0.8$ )

La figure V.19 compare les coefficients globaux d'échange entre le cas de référence, sans milieu poreux, et deux autres cas faisant intervenir le milieu poreux, en considérant deux différents rapports de conductivités :  $R_k=1$  et  $R_k=3$ .

A partir de la définition de la résistance d'encrassement, l'écart entre le cas de référence et le cas I ( $R_k=1$ ) peut se déduire du comportement de  $R_F$ , tel que l'explique le paragraphe V.9. la comparaison des coefficients globaux d'échange revient donc à la comparaison des résistances d'encrassement et inversement.

Quantitativement, l'élévation de la conductivité thermique du milieu poreux de 1 à 3 a permis une augmentation dans le coefficient  $U$  (diminution dans  $R_F$ ) variant entre 9 et 21%.

D'autre part, le temps critique passe de 100 à 75 jours. Ceci dit que l'apport thermique du milieu poreux est senti plus tôt lorsque sa conductivité est importante



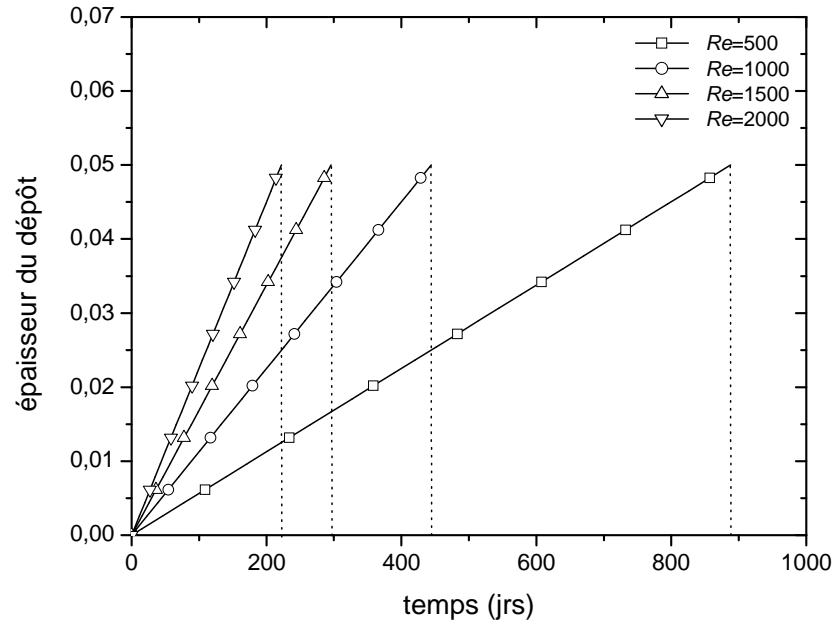
**Fig-V.19. Influence du rapport des conductivités sur le coefficient global d'échange**  
 ( $Re=1500$ ,  $c_0=10^{-2}M$ ,  $k_F/k_f=0.5$ ,  $TR=0.26$ ,  $\varepsilon_0=0.8$ )

### V.12 Influence du nombre de Reynolds

En vue d'éliminer quelques obstacles de discrétisation, le programme adopté, tel que décrit dans le chapitre IV, impose des quantités déposées (épaisseurs de dépôt) pour lesquelles il calcule les instants correspondants. La loi de déposition est le résultat d'un bilan de masse effectué sur la quantité du dépôt issu de la réaction considérée. Comme indiqué dans l'équation III.13, la vitesse de déposition est liée au débit de l'écoulement ; ainsi, pour chaque valeur de  $Re$ , la vitesse de déposition change.

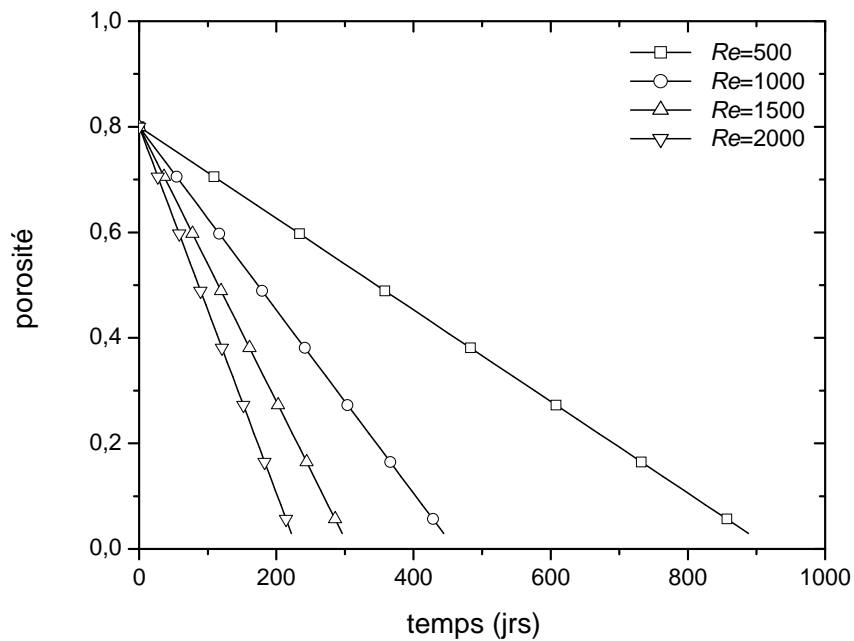
Pour une épaisseur donnée, la déposition se fait plus rapidement avec un  $Re$  plus élevé (détachement négligé) qui signifie un plus grand débit d'alimentation en solution concentrée. L'instant correspondant est donc plus court (Fig-V.20), c'est pour cela que les graphes s'étalent moins dans le temps avec l'élévation du  $Re$ . La limite maximale de dépôt étant préalablement fixée, le temps le plus long pour chaque courbe l'est aussi. La comparaison reste toujours possible.

L'effet du  $Re$  est soit de favoriser la convection en améliorant le niveau d'agitation du fluide, soit, le réentraînement des particules étant négligé, d'apporter de la matière, donc une augmentation de la vitesse de déposition (Fig-V.20).



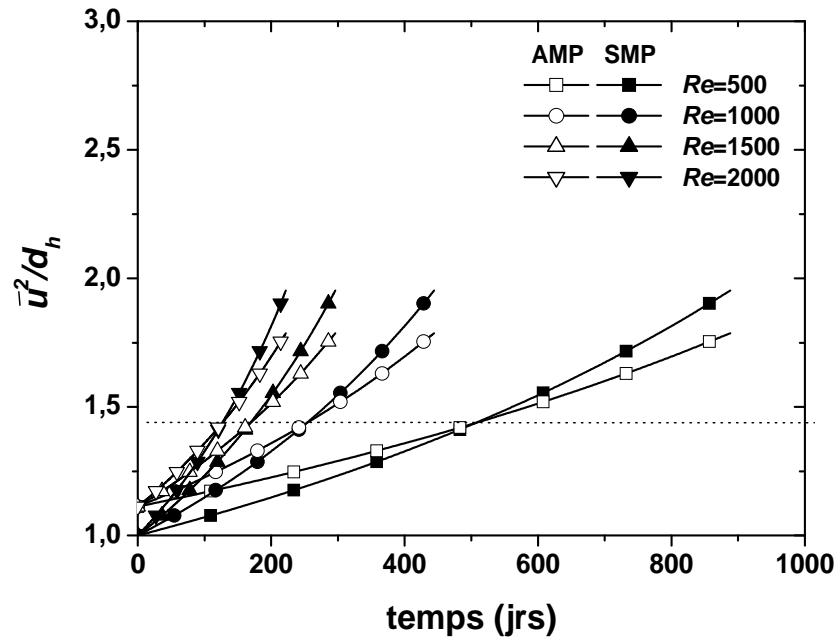
**Fig-V.20. Influence du nombre de Reynolds sur la vitesse de déposition**  
( $c_0=10^{-2}M$ ,  $e_{max}=0.1H$ )

Suivant la même logique, les pores se colmatent et la porosité diminue plus rapidement pour des Reynolds plus élevés (Fig-V.21). Ceci dit, la maintenance est appelée à intervenir plus tôt pour un Reynolds élevé, on a donc intérêt à fonctionner à des  $Re$  modérés.



**Fig-V.21. Influence du nombre de Reynolds sur la porosité**  
( $c_0=10^{-2}M$ ,  $TR=0.26$ ,  $\varepsilon_0=0.8$ )

D'après la figure V.22, la perte de charge augmente avec l'élévation du  $Re$ , que ce soit en absence ou en présence de milieu poreux. L'égalité entre les deux cas (avec et sans milieu poreux) se fait pour une valeur identique quelque soit le niveau de  $Re$  choisi, mais à des instants différents. Cela dit, cette valeur correspond à un état bien précis de l'épaisseur du dépôt et de la porosité, car les instants correspondant au point d'équilibre pour chaque valeur de  $Re$ , coïncident avec une épaisseur du dépôt égale à la moitié de la valeur maximale et une porosité de 35% ; les mêmes valeurs obtenues pour  $Re=1500$  (§V.4).

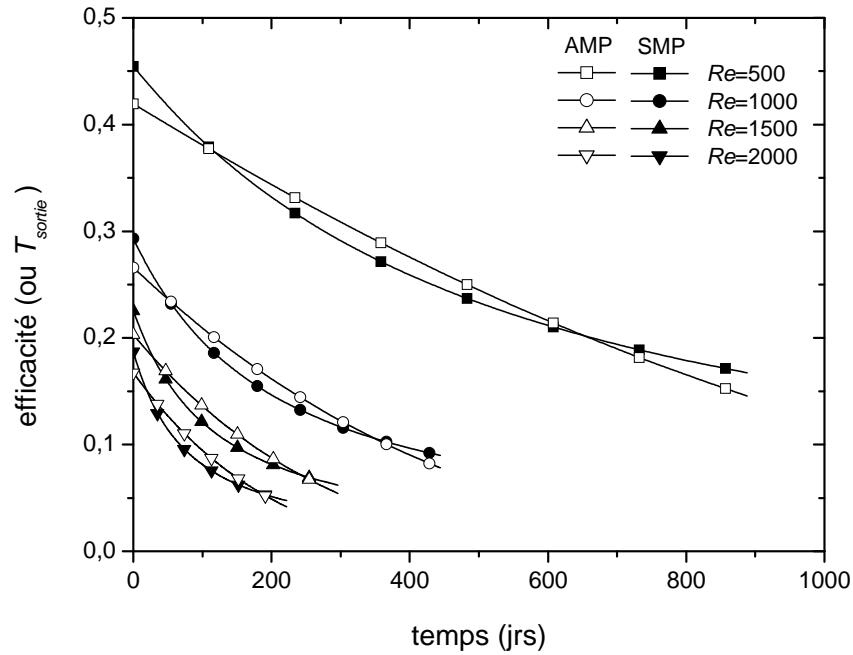


**Fig-V.22. Influence du nombre de Reynolds sur la perte de charge**  
( $c_0=10^{-2}M$ ,  $TR=0.26$ ,  $\varepsilon_0=0.8$ )

Pour la même gamme du nombre de Reynolds, l'efficacité est favorisée par les faibles  $Re$  (Fig-V.23), aussi bien en absence qu'en présence du milieu poreux. En effet, plusieurs paramètres sont à l'origine de ce comportement.

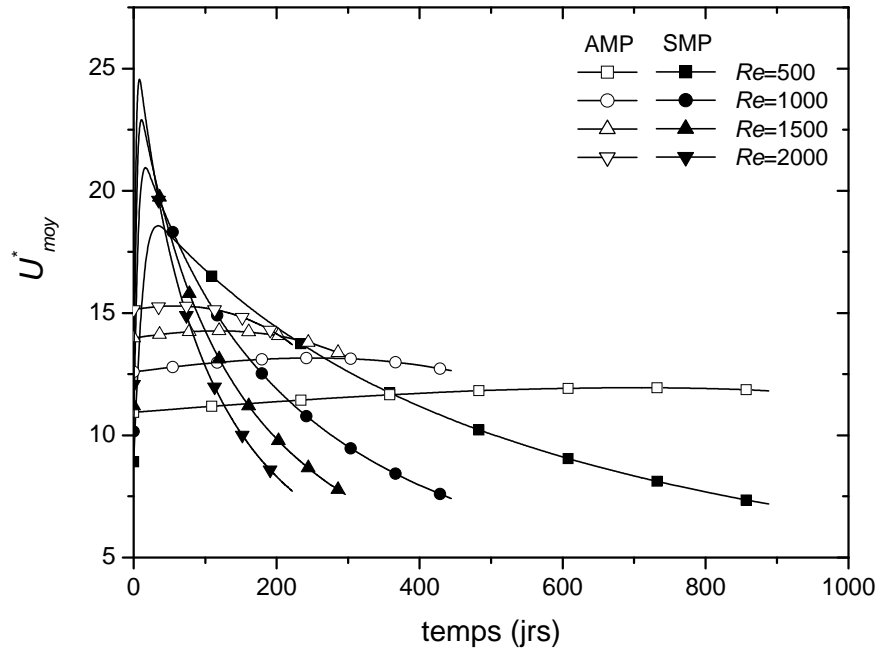
Le présent système offre une source de chaleur sous forme d'une température constante de laquelle le fluide essaie de se rapprocher au maximum. Pour ce faire, le temps de contact doit être suffisamment long pour permettre de transférer la plus grande quantité de chaleur possible. Néanmoins, lorsque la vitesse d'écoulement est élevée ( $Re$  plus grands), ce temps est raccourci et la quantité d'énergie échangée est réduite, ce qui résulte en une efficacité d'échange plus faible. De plus, un plus grand débit signifie que la chaleur offerte sera partagée sur plus d'éléments de fluide et la température moyenne à la sortie sera donc plus faible. D'autre part, le détachement du dépôt étant négligé, l'élévation du  $Re$  s'interprète par une augmentation du débit d'alimentation en solution concentrée, ce qui correspond à une déposition plus importante et une résistance à la conduction plus marquée.

Nous observons que, indépendamment de la valeur du  $Re$ , le taux d'amélioration obtenue par l'insertion du milieu poreux reste identique. L'influence du  $Re$ , est donc du même ordre en absence qu'en présence de milieu poreux.



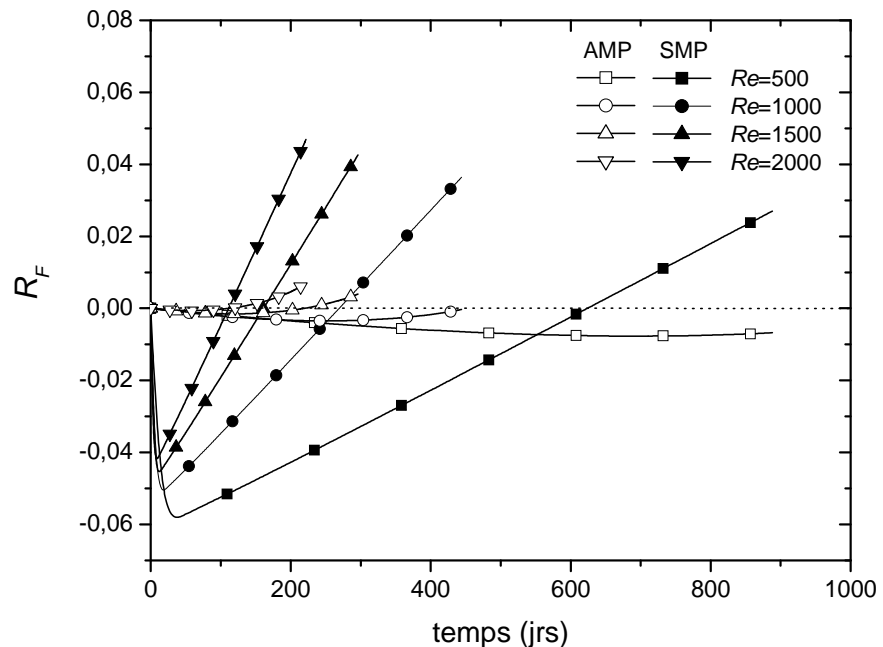
**Fig-V.23. Influence du nombre de Reynolds sur L'efficacité**  
 ( $c_0=10^{-2}M$ ,  $k_F/k_f=0.5$ ,  $TR=0.26$ ,  $\varepsilon_0=0.8$ ,  $R_k=1$ )

La figure V.24 montre comment le coefficient global d'échange augmente avec le nombre de Reynolds, aussi bien en absence qu'en présence du milieu poreux. En effet, l'augmentation de vitesse d'écoulement permet d'améliorer le transfert et diminue la résistance à la convection (§V.9), ce qui résulte en une augmentation du coefficient d'échange. Cependant, cette situation s'inverse et  $U$  tend à diminuer au bout d'un temps qui s'étale plus en présence qu'en absence de milieu poreux. Le point d'inversion correspondrait à un équilibre entre l'augmentation de la résistance à la conduction issue de l'apport en matière déposée que cause l'élévation du débit d'alimentation en solution concentrée, et la diminution de la résistance à la convection due à l'accélération de l'écoulement du fluide. Ce phénomène surgit plus tard en présence de milieu poreux parce que sa porosité retarde le tassement de la couche de dépôt.



**Fig-V.24. Influence du nombre de Reynolds sur le coefficient global d'échange**  
 ( $c_0=10^{-2}M$ ,  $k_F/k_f=0.5$ ,  $TR=0.26$ ,  $\varepsilon_0=0.8$ ,  $R_k=1$ )

En confirmation du résultat précédent (Fig-V.24), la figure V.25 présente l'influence du  $Re$  sur la résistance d'encrassement qui augmente avec l'augmentation du  $Re$ , responsable de la progression plus rapide du dépôt.



**Fig-V.25. Influence du nombre de Reynolds sur la résistance de l'encrassement**  
 ( $c_0=10^{-2}M$ ,  $k_F/k_f=0.5$ ,  $TR=0.26$ ,  $\varepsilon_0=0.8$ ,  $R_k=1$ )

## Conclusion

Les différentes prévisions sont vérifiées et quantifiées à travers les résultats obtenus par le biais du code de calcul ici développé.

Dans ce chapitre, les effets thermique et physique du milieu poreux sont étudiés séparément. Chaque résultat est exploité pour une matrice poreuse de conductivité thermique égale à celle du fluide, et ce, afin de se limiter à l'apport de la structure même du milieu poreux. Par la suite, l'effet thermique est rajouté en utilisant un milieu poreux plus conducteur, doté d'une conductivité égale, à titre d'exemple, au triple de celle du fluide.

L'existence d'un milieu poreux au sein de la conduite n'est pas toujours bénéfique lorsque sa conductivité est faible (égale à celle du fluide). Son influence sur le fonctionnement de l'échangeur varie selon le niveau d'encrassement.

Lorsque le canal est peu encrassé, le milieu poreux constitue un obstacle supplémentaire affectant l'hydrodynamique du système. Il fait augmenter les pertes de charge et affaiblit la convection de la chaleur en ralentissant l'écoulement du fluide au sein de la couche poreuse.

Quand la déposition s'approche de son maximum, le milieu poreux tend à se colmater totalement et s'assimile à une couche de dépôt dont l'épaisseur est supérieure à celle qui aurait existé dans le système de référence, la situation est donc pire du côté thermique bien que les pertes de charges soient réduites.

En étape intermédiaire, le milieu poreux devient bénéfique en offrant un apport thermique et hydrodynamique positif comparé au cas où le milieu poreux est inexistant, cependant cette amélioration est si faible qu'elle ne justifie pas les dépenses que peut induire l'ajout de ce matériau.

La présence d'un matériau assez conducteur pour compenser les altérations causées par le dépôt "isolant" est l'idée de base et la quantification de son intérêt est le but principal de ce travail. Les résultats présentés dans ce chapitre pour un rapport de conductivités  $R_k=3$ , démontrent que les améliorations observées sur le rendement thermique de l'échangeur pour un milieu poreux suffisamment conducteur, sont assez importantes et couvrent tout l'intervalle de temps étudié. L'ajout d'un tel matériau est bénéfique même dans les cas ultimes de déposition.

D'autre part, ce chapitre nous a permis de constater que l'évolution du coefficient de transfert au cours du temps n'allait pas toujours dans le même sens que la température. Le coefficient de transfert est le résultat d'une relation mathématique entre des résistances constamment en compétition et dont la signification peut être loin de ce qui se passe réellement. La température, elle, a un sens physique plus clair et les lois régissant son transfert sont assez crédibles.

Comme résultat, il s'est avéré que la conductivité de la matrice poreuse a plus d'influence que celle du dépôt, surtout lorsque la différence entre les deux est importante.

Quant à la cinétique de colmatage, le modèle adopté fait que la porosité suit la même allure tout en allant dans le sens inverse de l'épaisseur du dépôt en absence de milieu poreux.

## CONCLUSION & PERSPECTIVES

Dans ce travail, nous avons pu voir comment se modifie la réponse des échangeurs de chaleur, faisant intervenir l'encrassement, à l'introduction d'un milieu poreux conducteur.

Les résultats obtenus en exécutant le code de calcul, développé spécifiquement pour cette étude, s'accordent qualitativement et quantitativement avec les données présentes dans la littérature [154] pour le cas de l'air. Ce cas particulier est la base de validation du code de résolution.

Le modèle de déposition, bien qu'il ne soit pas primordial vu le but de l'étude (étude de l'apport du milieu poreux), fut choisi pour sa simplicité, tout en étant un cas réel qui se vérifie expérimentalement, notamment lors de la déposition de microorganismes [153].

Le choix du modèle de conductivité thermique effective revient à sa fidélité à représenter la géométrie du milieu réel. Cependant, vu sa simplicité et sa flexibilité, le modèle d'arrangement en parallèle est souvent utilisé dans la littérature et donne des résultats acceptables.

L'effet double du milieu poreux, d'améliorer la conductivité thermique du domaine et de recueillir le dépôt loin des parois fait que l'usure des équipements se fasse de manière plus lente en gardant un niveau de performance plus élevé comparé au système de base.

L'introduction d'une matrice poreuse à haute conductivité s'affiche par les résultats illustrés dans le chapitre précédent et résumés comme suit :

1. Une dégradation plus lente de la performance au cours du temps (efficacité, température de sortie et coefficient d'échange conservent des niveaux acceptables)
2. la résistance de l'encrassement est moins importante et se développe plus lentement
3. Meilleur échange d'énergie (température, efficacité et coefficient d'échange plus élevés)
4. Pertes de charge supérieures au début mais moins importantes en état avancé de l'encrassement

Par ailleurs, le rôle de quelques paramètres fut étudié. Leur influence se limite à la rapidité ou l'ampleur des résultats, l'insertion du milieu poreux étant toujours bénéfique.

L'amélioration de l'échange thermique est d'autant plus importante que la conductivité du milieu poreux est élevée. De hauts rapports de conductivités ( $k_p/k_f$ ) améliorent de façon considérable la capacité d'échange de l'équipement.

L'influence de l'augmentation du  $Re$  est de diminuer l'efficacité d'échange et le coefficient d'échange tout en conservant des niveaux supérieurs à ceux notés à l'état classique sans milieu poreux. Un colmatage plus rapide et une résistance d'encrassement plus élevée sont aussi observés. Ces résultats se discutent selon l'évolution de la déposition et sont valables pour un détachement de dépôt négligeable.

La remarque courante que l'introduction d'un milieu poreux augmente la perte de charge n'est, en fait, vraie que sur un intervalle de temps bien limité relatif un état précis du colmatage. En présence d'encrassement, il est préférable que les particules qui, en absence de

milieu poreux se déposent en couches superposées, diminuent la section de passage de la conduite et se condensent en une épaisseur thermiquement résistante, soient rassemblées dans une matrice perméable qui permet au fluide une circulation continue et lui offre, ainsi, une section de passage plus importante.

Un résultat important est de pouvoir décrire la variation de la porosité au cours du temps, un principe fort important pour l'étude de colmatage et la durée de vie des filtres et membranes.

Pour se rapprocher plus de la réalité, il est recommandé d'introduire les modèles hydrodynamiques des champs de vitesse dans les milieux poreux avec des propriétés (porosité, perméabilité, etc.) qui varient dans le temps.

Aussi, il serait intéressant de pouvoir effectuer une étude technico-économique où on essaiera d'optimiser les conditions du système quant au choix du milieu poreux par rapport à sa conductivité, sa structure (perméabilité et porosité), son taux de remplissage, etc., et ce, selon la nature du dépôt. L'industrie pourrait s'y intéresser.

Voir si ces mêmes déductions sont toujours valables pour d'autres formes géométriques de conduites pourrait être d'une certaine valeur scientifique.

## REFERENCES

1. Mansoori G.A., "Physico-Chemical Basis of Arterial Blockage, Fouling Prediction and Prevention", 2001
2. Duffau C., Grillot J.M., Navarro J.M., Vidil R., "L'Encrassement Dans Les Echangeurs, Description, Prévention, Remèdes", Ed. GRET, 1991
3. Song L., Elimelech M., "Particle Deposition onto a Permeable Surface in Laminar Flow", Journal of Colloid and Interface Science, 1995
4. Epstein N., "General Thermal fouling Models", In Fouling Science and Technology, Melo et al Ed., pp. 15-30, Kluwer Academic Publishers, 1988
5. Epstein N., "Fouling In Heat Exchangers : Technical Aspects", In Fouling of Heat Transfer Equipment, Somerscales EFC & Knudsen JG Ed., pp. 701-734 and 31-53, Hemisphere, Washington, D.C., 1981
6. Ruckenstein E., Prieve D.C., "The Rate of Deposition of Brownian Particles Under The Action of London and Double Layer Forces", J. Chem. Soc. Faraday II, vol. 69, pp. 1522-1536, 1973
7. Epstein N., "Fouling Models : Laminar Flow", In Low Reynolds Number Flow Heat Exchangers, Kakac S., Shah R.K., Bergles A.E., Ed., pp. 965-971, Hemisphere, Washington, D.C., 1983
8. Watkinson A.P., Epstein N., "Particulate Fouling of Heat Exchangers", Proc. 4<sup>th</sup> Intern. Heat Transf. Conf. , vol. 1, paper HE 1.6, Elsevier, 1970
9. Hasson D., "Precipitation Fouling", In Fouling of Heat Transfer Equipment, Somerscales EFC & Knudsen J.G. Ed., pp. 527-568 and 31-53, Hemisphere, Washington, D.C., 1981
10. Bowen B.D., Epstein N., « Fine Particle Deposition in Smooth Parallel-Plate Channels", J. Colloid Interface Sci., vol. 72, pp. 81-97, 1979
11. Hasson D., "Rate of Decease of Heat Transfer Due to Scale Deposition", DECHEMA-Monogr., vol. 47, pp. 233-252, 1962
12. Reitzer B.J., "Rate of Scale Formation in Tubular Heat Exchangers", Ind. Eng. Chem. Proc. Des. Dev., vol 3, pp. 345-348, 1964
13. Konak A.R., "A New Model for Surface Reaction-Controlled Growth of Crystals From Solutions", Chem. Eng. Sci. vol. 31, pp. 147-151, 1976
14. Mc Cabe W.L., Robinson C.S., "Evaporator Scale Formation", Ind. Eng. Chem., vol. 16, pp. 478-479, 1924
15. Galloway T.R., "Heat transfer Fouling Through Growth of Calcereous Film Deposit", J. Heat Mass Transf., vol. 16, pp. 443-460, 1973
16. Kearn D.Q., Seaton R.E., "A Theoretical analysis of Thermal Surface Fouling", Brit. Chem. Eng., vol. 4, n° 5, pp. 258-262, 1959
17. Loo C.E., Bridjwater J., "Theory of Thermal Stress and Deposit Removal", In Progress in The Prevention of Fouling in Industrial Plant, pp. 137-153, Inst. of Corrosion Sci. & Tech. Conf., Nottingham University, UK, 1981
18. Cleaver J.W., Yates B., "The Effect of Re-entrainment on Particle Deposition", Chem. Eng. Sci., vol. 31, pp. 147-151, 1976
19. Taborek J. Aoki T., Ritter R.B., Palen J.W., Knudsen J.G., "Fouling – The Major Unresolved Problem in Heat Transfer", Chem. Eng. Prog., vol. 68, n° 2, pp. 59-67 and n° 7, pp. 69-78, 1972
20. Morse R.W., Knudsen J.G., "Effect of Alkalinity on The Scaling of Simulating Cooling Tower Water", Can. J. Chem. Eng., vol. 55, pp. 272-278, 1977
21. Cleaver J.W., Yates B., "Mechanism of Detachment of Colloidal Particles from a Flat Substrate in a Turbulent Flow ", Colloid Interface. Sci., vol. 44, pp. 464-474, 1973

22. Gudmundsson J.S., "Particulate Fouling", in *Fouling of Heat Transfer Equipment*, Somerscales EFC & Knudsen JG Ed., pp. 357-387, Hemisphere, Washington, D.C., 1981
23. Newson I.H., Bott T.R., Hussain C.I., "Studies of Magnetite Deposition From a Flowing Suspension", *Chem. Eng. Communications*, vol. 20, pp. 335-353, 1983
24. Gudmundsson J.S., "Fouling of Surfaces", Ph.D Thesis, University of Birmingham, UK, 1977
25. Pinheiro J de D.R.S., "Fouling of Heat Transfer Surfaces, in *Heat Exchangers – Thermal Hydraulic Fundamentals and design*, Kakac S. , Bergles A.E., Mayinger F. Ed., pp. 1013-1035, Mc Graw Hill, New York, 1981
26. Dunqi X., Knudsen J.G., "Functional Correlation of Surface Temperature and Flow Velocity on Fouling of Cooling –Tower Water", *Heat Transf. eng.*, vol. 7, pp. 63-71, 1986
27. Ritter R.B., Suito J.W., "Fouling Research of Copper and Its Alloys, at Battele OTEC Biofouling and Corrosion Symposium", Seattle, Washington, 1977
28. Hopkins R.M., Epstein N., "Fouling of stainless steel tubes by a flowing suspension of ferric oxide in water", *Proc. 5<sup>th</sup> Intern. Heat Transf. Conf.*, vol. 5, pp. 180-184, Tokyo, 1974
29. Epstein N., "Elements of Particle Deposition Onto Nonporous Solid Surfaces Parallel to Suspension Flows", *Experimental Thermal and Fluid Sci.*, Elsevier Sci. Inc., New York, 1997
30. Einstein A., "The Theory of Brownian Movement", Dover, New York, 1956
31. Reichardt H., "Fundamentals of Turbulent Heat Transfer", Translated from *Arch. Ges. Warmetech. N° 6/7*, NACA TM 1408, 1975 and N-41947, 1956
32. Metzner A.B., Friend W.L., "Theoretical Analogies Between Heat, Mass and Momentum Transfer and Modifications for Fluid of High Prandtl or Schmidt Number", *Can. J. Chem. Eng.*, vol. 36, 235-240, 1958
33. Cleaver J.W., Yates B., "A Sublayer Model for The Deposition of Particles From a Turbulent Flow", *Chem. Eng. Sci.*, vol. 30, pp. 983-992, 1975
34. Blasius H., "Das Ahnlichkeitsgesetz bei Reibungsvorgangen in Flussigkeiten", *Forschungsheft*, vol. 131, pp. 1-40, 1913
35. Berger EP., Hau K.F., "Mass Transfer in Turbulent Pipe Flow Measured by The Electrochemical Method", *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol. 20, pp. 1185-1194, 1977
36. Kramers H., Kruyger P.J., "Mass Transfer Between a flat surface and a Falling Liquid Film", *Chem. Eng. Sci.*, vol 6, pp. 42-48, 1956
37. Johansen S.T., "The Deposition of Particles on Vertical Walls", *Int. J. Multiphase Flo*, vol. 17, pp. 355-376, 1991
38. Papavergos P.G., Hedley A.B., "Particle Deposition Behaviour From Turbulent Flows", *Chem. Eng. Res. Design*, vol. 62, pp. 275-295, 1984
39. Kalio G.A., Reeks M.W., "A Numerical Simulation of Particle Deposition in Turbulent Boundary-Layers", *Int. J. Multiphase Flow*, vol. 15, pp. 433-446, 1989
40. Ahmadi G., "Experimental data of particle deposition in turbulent flow", ME637, Clarkson University, 2003 ([www.clarkson.edu](http://www.clarkson.edu))
41. Friedlander S.K., Johnstone H.F., "Deposition of Suspended Particles From Turbulent gas Streams", *Ind. Eng. Chem.*, vol. 49, pp. 1151-1156, 1957
42. Rouhiainen P.O., Stachiewicz J.W., "On The Deposition of Small Particles From turbulent Streams", *Trans. ASME j. Heat Transfer*, vol. 92, pp. 169-177, 1970
43. Saffman P.G., "The Lift on a Small Sphere in a Slow Shear Flow", *J. fluid mech.*, vol. 22, pp. 385-403, 1965; *Corrigendum* vol. 31, p. 624, 1968
44. Brenner H., "The Slow Motion of a Sphere Through a Viscous Fluid Towards a plane surface. *Chem. Sci.*, vol. 16, pp. 242-251, 1961

45. Lister D.H., "Corrosion Production in Power Generating Systems", in *Fouling of Heat Transfer Equipment*, Somerscales EFC & Knudsen JG Ed., pp. 135-200, Hemisphere, Washington, D.C., 1981
46. Shimada M., Okuyama K., Kousaka Y., Ohshima K., "Turbulent and Brownian Diffusive Deposition of Aerosol Particles Onto a Rough Wall", *J. Chem. Eng. Jpn.*, vol. 20, pp. 57-64, 1987
47. Yaglom A.M., Kader B.A., "Heat and Mass Transfer Between a Rough Wall and a Turbulent Fluid Flow at High Reynolds and Peclet Numbers", 1974
48. El-Shobokshy M.S., Ismaïl I.A., "Deposition of Aerosol Particles from a turbulent flow Onto a Rough Pipe Wall", *Atmos. Environ.*, vol. 14(3), pp. 297-304, 1980
49. Davis J.T., "A New Theory of The Deposition of Colloidal Particles From Turbulent Fields", *Ann. N.Y., Acad. Sci.* vol. 404, pp. 313-326, 1983
50. Davis J.T., "A New Theory of aerosol Deposition From Turbulent fluids", *Chem. Eng. Sci.*, vol. 38, pp. 135-139, 1983
51. Yaglom A.M., Kader B.A., "Heat And Mass Transfer Between A Rough Wall And Turbulent Fluid Flow At High Reynolds And Peclet Numbers", *J. Fluid Mech.*, vol. 62, 601-623, 1974
52. Kader B.A, Yaglom A.M., "Turbulent Heat And Mass Transfer From a Wall With Parallel Roughness Ridges", *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol.20, 345-357, 1977
53. Hahn L.A., Stuckel J.J., Leong K.H., Hopke P.K., "Turbulent Deposition of Submicron Particles on Rough Walls", *J. Aerosol. Sci.*, vol. 16, pp. 81-86, 1985
54. Owen L., El-Kady A., Cleaver J.W., "Fine Particle Fouling of Roughened Heat Transfer Surface", *Proc. Second ASME-JSME Thermal Engineering Joint Conf.*, Honolulu, Hawaiï, pp. 95-101, March 1987
55. Thomas D., Grigull U., "Experimental Investigation of The Deposition of Suspended Magnetite From The Fluid Flow in Steam generating Boiler Tubes", *Brennst-Warmekraft*, vol. 26(3), pp. 109-115, 1974
56. Watkinson A.P., Epstein N., "Particulate Fouling of Sensible Heat Exchangers", In *Proc. Fourth Int. heat Transfer Conf.*, vol. 1, paper n° HE 1.6, Elsevier Science, Inc. Amsterdam, 1971.
57. Parkins W.E., "Surface Film Formation in Reactor systems", In *Proc. Tripartite Conf. On transport of Materials in Pressurized-Water Systems*, Report AECL-1265, paper n° 9, Atomic Energy of Canada, Ltd, Chalk River, Ontario, 1961
58. Beal, S.K., "Deposition of Particles in Turbulent Flow on Channel or Pipe Walls", *Nucl. Sci. Eng.*, vol. 40, pp. 1-11, 1970
59. Visser J., "Colloid and Other Forces in Particle Adhesion and Particle Removal", *Symp. On Deposition ad Filtartion of Particles from Liquids and Gases*, Soc. Chem. Ind., Loughborough, UK, 1978
60. Rodliffe R.S., Means F.A., "Factors Governing Particulate Corrosion Product Adhesion to Surfaces in Water Reactor Cooling Circuits", *CEGB Report RD/BN4525*, Berkeley Nuclear Laboratories, UK, 1979
61. Williamson R., Newson L., Bott T.R., "The Deposition of Haematite Particles From Flowing Water", *Can J. Chem. Eng.*, vol. 66, pp. 51-54, 1988
62. Müller-Steinhagen H., Reif F., Epstein N., Watkinson A. P., "Influence of Operating Conditions on Particulate Fouling", *Can j. Chem. Eng.*, vol. 66, 42-50, 1988
63. Matijevic E., Kallay N., "Kinetics of Deposition of Colloidal Metal Oxide Particles on a Steel Surface. *Croat. Chem. Acta.* Vol. 56, pp. 649-661, 1983
64. Adomeit P., Renz U., "The Influence of liquid Flow Rate on Particle Deposition and Detachment", *Eng. Foundation Conf. on Fouling Mitigation of Industrial Heat exchangers*, Shell Beach, CA, June 1995.
65. Bowen B.D., "Fine Particle Deposition in Smooth Channels", *Ph.D Thesis*, Univ. British Columbia, Vancouver, BC, Canada, 1979.

66. Adomeit P., Renz U., "Deposition of Fine Particles From a Turbulent Liquid Flow : Experiments and Numerical Predictions", *Chem. Eng. Sci.*, vol. 51, pp. 3491-3503, 1996
67. Vaš k F., Bowen B.D., Chen C.Y., Kašt nek F., Epstein N., "Particle Deposition in Laminar and Turbulent Flows", *Can. J. Chem. Eng.*, vol. 73, pp. 785-792, 1995 .,1995
68. Kern D.Q., Seaton R.E., " A Theoretical Analysis of Thermal Surface Fouling", *Br. Chem. Eng.*, vol. 4(5), pp. 258-262, 1969
69. Hubbe M.A., "Detachment of Colloidal Hydrous Oxide Spheres from Flat Solids Exposed to Flow : Mechanism of Release", *Colloids Surf.*, vol. 16, pp. 249-270, 1985
70. Yung B.P., Merry H., Bott T.R., "The Role of Turbulent Bursts in Particle Reentrainment in Aqueous Systems", *Chem. Eng. Sci.*, vol. 44, pp. 873-882, 1989
71. Yiantsos S.G., Karabelas A.J., "Detachmen,t of Spherical Microparticles Adhering on Flat Surfaces of Hydrodynamic Forces", *J. Colloid Interface sci.*, vol 176, pp. 74-85, 1995
72. El-Shobokshy M.S., "A Method for Reducing the Deposition of Small Particles from Turbulent Fluid by Creating a Thermal Gradient at the Surface", *Can. J. Chem. Eng.*, vol., 59, pp. 155-157, 1981
73. Turner C.W., Smith D.W., "A Study of Magnetite article Deposition onto Alloy-800 and Allo-600 Between 25 and 85°C and Predicted Rates Under Steam Generator Operating Conditions", In *Steam generator sludge Deposition in Recirculating and Once Through Steam Generator Upper Tube Bundle and Support Plates*, Baker R.L. & Harvego E.A. Ed., NE, vol. 8, pp. 9-16, ASME, NY., 1992
74. Mc Nab G.S., Meisen A., "Thermophoresis in Liquids", *J. Colloid Interf. Sci.*, vol. 44, pp. 339-349, 1973
75. Müller-Steinhagen H.M., Reif F., Epstein N., Watkinson A.P., "Particulate Fouling During Boiling and Non-Boiling Heat Transfer", *Proc. 18<sup>th</sup> Int. Heat Trans. Conf.*, San Francisco, vol. 5, pp. 2555-2560, 1986
76. Schlichting H., "Grenzschicht-Theorie", 5<sup>th</sup> ed., Braun Karlsruhe, 1965
77. Bowen B.D., Levine S., Epstein N., "Fine Particle Deposition in Laminar Flow Through Parallel-Plate and Cylindrical Channels", *J. Colloid. Interf. Sci.*, vol. 54, pp. 375-390, 1976
78. Epstein N., "The Velocity Effect on Initial Fouling Rate", *Israel Chem. Eng.*, vol. 22, pp. 32-37, April, 1993
79. Treybal R.E., "Mass Transfer operations", 3<sup>rd</sup> ed. McGraw-Hill, New York, p. 72, 1980
80. Epstein N., "A Model of the Initial Chemical Reaction Fouling Rate for Flow Within a Heated Tube and its Verification", in *Proc. 10<sup>th</sup> Intl Heat Transf. Conf.*, G.F. Hewitt Ed., Brighton, UK, vol. 4, pp. 225-229, 1994
81. Meek R.L., "Mean period of Fluctuations Near the Wall in Turbulent Flows", *AIChE. J.*, vol. 18, pp. 854-855, 1972
82. Pinczewski W.V., Sideman S., "A Model of Mass (Heat) Transfer in Turbulent Tube Flow. Moderate and High Schmidt (Prandtl) Numbers", *Chem. Eng. Sci.*, vol. 29, pp. 1969-1976, 1974
83. Ebert W.A., Panchal C.B., "Analysis of Exxon Crude Slipstream Coking Data", in *Panchal et al. Eds., Fouling Mitigation of Industrial Heat-Exchange Equipment*, Begell House, pp. 451-460., 1997
84. Paterson W.R., Fryer P.J., "A Reaction Engineering Approach to Analysis of Fouling", *Chem. Eng. Sci.*, vol. 43, pp. 1714-1717, 1988
85. Crittenden B.D., Hout S.A., Aldeman N.J., "Model Experiments of Chemical Reaction Fouling", *Chem. Eng. Res. Des.*, vol. 65, pp. 165-170, 1987<sup>a</sup>
86. Vaš k F., Epstein N., "Regression Analysis of a Chemical Reaction Fouling Model", *Can. J. Chem. Eng.*, vol. 74, Feb. 1996

87. Turner C.W., "Rates of Particle Deposition from Aqueous Suspensions in Turbulent Flow : a Comparison of Theory with Experiments", Chem. Eng. Sci., vol. 48, pp. 2189-2195, 1993
88. Butterworth D., "Design of Shell-and-Tube Heat Exchangekohr When the Fouling Depends on Local Temperature and Velocity", 2001
89. Polley G.T., Wilson D.I., Yeap B.L, Pugh. S.J., "Use of Crude Oil Fouling Threshold Data in Heat Exchanger Design", 2001
90. Bouris D., Papadakis G., Bergles G., "Numerical Evaluation of Alternative Tube Configurations for Particle Deposition Rate Reduction in Heat Exchanger Tube Bundles", 2000
91. Master B.Y., Chumangad K.S., Pushpanathan V., "Fouling Mitigation Using Helix-Changer Heat Exchangers", 2001
92. Cho Y.I, Liu R, "Control Of Fouling in a Spirally-Ribbed Water Chilled Tube With Electronic Anti-Fouling Technology", 1998
93. Song C.H., Lee D.Y., Rao S.T., "Cooling Enhancement in an Air-Cooled Finned Heat Exchanger by Thin Water Film Evaporation", 2002
94. Jiang P.X., Fan M.H., Si G.S., Ren Z.P., "Thermal-Hydraulic Performance of Small Scale Micro-Channel and Porous Media Heat Exchangers", 1999
95. Rohsenow W.M., Hartnett J.P., "Handbook of Heat Transfer", Mc Graw-Hill, New York, 1973
96. Koh J.C.Y., Stevens R.L., "Enhancement of Cooling Effectiveness by Porous Material in Coolant Passage", J. Heat Transf., vol. 97, Ser. C., N° 2, pp. 309-311, 1975
97. Huang P.C., Vafai K., "Analysis of Forced Convection Enhancement in a Channel Using on Porous Blocks", AIAA Inc., 1994
98. Raffray A.R., Pulsifer J.E., "MERLOT: A Model For Flow And Heat Transfer Through Porous Media For High Heat Flux Applications", Fusion Engineering and Design, vol. 65, pp. 57-76, 2003
99. Rosenfeld J.H., Toth J.E., Phillips A.L., "Emerging applications for porous media heat exchangers", Proceedings of International Conference on Porous Media and their Applications in Science, Kona, Hawaii, June 1996
100. Rosenfeld J.H., "Porous metal heat exchanger for cooling plasma-facing components", DoE SBIR Phase I Final Report, DE-FG05-92ER81645, June 1994.
101. Nield D.A., Bejan A., "Convection in Porous Media", 2<sup>nd</sup> Ed., Springer, New York, 1999.
102. S. K. Karode., "Laminar flow in channels with porous walls, revisited", Journal of Membrane Science, vol. 191, pp. 237-241, 2001.
103. Berman, A.S., J. Appl. Phys., vol. 24, pp. 1232, 1953
104. Ingersol L. R., Jobel O. J., Ingersol A. C., "Heat conduction", Oxford Univ. Press, Calcutta, 1969
105. Kumar V., Chaudhary D. R., Ind. J., "Pure and Appl. Phys., 18, p 984-987, 1980
106. Boomsma K., Poulikakos D., "On the Effective Thermal Conductivity of a Three-Dimensionally Structured Fluid-Saturated Metal Foam", Intl. Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 44, 2001
107. Zehner P., Schlunder E.U., "Thermal Conductivity of Granular Materials at Moderate Temperatures", Chem. Eng. Tech., 1970
108. Calmidi V.V., Mahajan R.L., "The Effective Thermal Conductivity of High Porosity Fibrous Metal Foams", J. Heat Transfer, 1999
109. Bhattacharya A., Calmidi V.V., Mahajan R.L., "An Analytical-Experimental Study for the Determination of the Effective Thermal Conductivity of High Porosity Fibrous Foams", Application of Porous Media Methods for Engineered Materials, AMD ASME, vol. 233, 1999
110. Whitaker S., "The Method of Volume Averaging", Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, The Netherlands, 1999

111. Amiri A., Vafai K., "Analysis of Dispersion Effects and Non-Thermal Equilibrium, Non-Darcian, Variable Porosity Incompressible Flow Through Porous Media", *Int. J. Heat Mass Transfer*, 1994
112. Sullins Alan D., Daryabeigi K., "Effective Thermal Conductivity of High Porosity Open Cell Nickel Foam", 35<sup>th</sup> AIAA Thermophysics Conf., Anaheim, CA, June 2001
113. Gibson L.J., Ashby M.F., "Cellular Solids Structures and Properties – 2<sup>nd</sup> Edition", Cambridge University Press Ltd., 1997
114. Daryabeigi, K., "Analysis and Testing of High Temperature Fibrous Insulation for Reusable Launch Vehicles", 37<sup>th</sup> AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, AIAA, pp. 99-104, January, 1999
115. Pawel R.E., Mc Elroy D.L., Weaver F.J., Graves R.S., "High Temperature Thermal Conductivity of a Fibrous Alumina Ceramic", *Thermal Conductivity*, 19<sup>th</sup> ed. by David Yarbrough, Plenum Press, New York, 1985
116. Daryabeigi K., "Design of High Temperature Multilayer Insulation for Reusable Launch Vehicles", Ph.D. Dissertation, University of Virginia, May 2000.
117. Singh R., "Calculation of Effective Thermal Conductivity of Highly Porous Two-phase Materials", 2003
118. Ma Y., Yu B., Zhang D., Zou M., "A self-similarity model for effective thermal conductivity of porous media", *Journal of Physics D: Applied Physics*, IOP Publishing Ltd., UK, 2003
119. Mandelbrot B. B., "The Fractal Geometry of Nature", Freeman ed., vol. 144, pp. 23, 40, New York 144, 1982
120. Krupiczka R., "Analysis of Thermal Conductivity in Granular Materials", *Int. Chem. Eng.*, vol. 7, pp. 122, 1967
121. Katz A. J., Thompson A. H., "Fractal Sandstone Pores : Implications for Conductivity and Pore Formation", *Phys. Rev.Lett.*, 1985
122. Young I. M., Crawford J.W., "The Fractal Structure of Soil Aggregations: its Measurement and Interpretation" *J. Soil Sci.*, 1991
123. Smidt J. M., Monro D. M. "Fractal Modelling Applied to Reservoir Characterization and Flow Simulation", *Fractals* 6, 401, 1998
124. Thovert J.F., Wary F., Adler P.M., "Thermal Conductivity of Random Media and Regular Fractals", *J. Appl. Phys.*, vol. 68, 1990
125. Yu B. M. and Li J. H. "Some Fractal Characters of Porous Media Fractals", 2001
126. Adler P. M. "Transports in Fractal Porous Media", *J. F. Hydrology*, 1996
127. Hus C.T., Cheng P., Wong K.W.A, "Lumped-Parameter Model for Stagnant Thermal Conductivity of Spatially Periodic Porous Media", *J. Heat Transfer*, 1995
128. Yu B. M., Cheng P., "Fractal Models for the Effective Thermal Conductivity of Bi-Dispersed Porous Media", *J. Thermophys. Heat Transfer*, 2001
129. Zou M Q, Yu B M, Zhang D M, "An Analytical Solution for Transverse Thermal Conductivities of Unidirectional Fibre Composites With Thermal Barrier" *J. Phys. D : Appl. Phys.* Vol. 35, PP. 1867, 2002
130. Huang C.C., Tien C., "Desalination", vol. 18, pp. 173, 1976
131. Altena F.W., Belfort G., *Chem. Eng. Sci.*, vol. 39, pp. 343, 1984
132. Belfort G., *J. Membr. Sci.*, vol. 35, pp. 245, 1988
133. Cohen R.D., Probstein R.F., *J. Colloid. Interface Sci.*, vol. 114, pp. 194, 1986
134. Martin J. F., "Reduce Olefin Plant Fouling", *Hydrocarbon Proc.*, 1988
135. Bravo J. L., "Effectively Fight Fouling of Packing", *Chem. Eng. Prog.* , 1993
136. Chen G. X., Afacan A., Chuang K. T., "Fouling of Sieve Trays", *Chem. Eng. Comm.*, 1995
137. Song L., Elimelech M., "Particle Deposition onto Permeable surface in Laminar Flow", *J. Colloid. Interf. Sci.* vol. 173, pp. 165-180, 1995
138. Robinson W.A., *J. Eng. Math.*, vol. 10, pp. 23, 1976
139. Singh R., Laurence R.L., *Int. J. Heat mass Transf.*, vol. 22, pp. 721, 1979

140. Chellam S., Wiesner M.R., Dawson C., *J. Eng. Math.*, vol. 26, pp. 481, 1992
141. Beavers G.S., Joseph D.D, *J. Fluid Mech.*, vol. 30, pp. 197, 1967
142. Dahneke, B., "Diffusional Deposition of Particles", *J. Colloid Interface Sci.*, vol. 48, pp. 520, 1974
143. Goldman A.J., Cox R.G., Brenner H., "Slow Viscous Motion of a Sphere Parallel to a Plane Wall-II : Couette Flow", *Chem. Eng. Sci.*, vol. 22, pp. 653, 1967
144. Derjaguin B.V., Landau L.D., *Acta. Physicochim.*, vol. 14, pp. 633, URSS, 1941
145. Verwey E.J.W., Overbeek J. Th. G., "Theory of Stability of Lyophobic Colloids", Elsevier, Amsterdam, 1948
146. Gregory J., *J. Colloid Interface Sci.*, vol. 83, pp. 138, 1981
147. Hogg R., Healy T.W., Fuerstenau D.W., *Trans. Faraday soc.*, vol. 62, pp. 1638, 1966
148. Heberle A., Schaber K., "Fouling in Einer Absorptionskolonne", *Chem. Ing. Tech.*, vol. 73, 2001
149. Heberle A., Schaber K., "Modelling of Fouling on Packing in Absorption Columns", *Fluid Mechanics and Transport Phenomena, AIChE*, 2002
150. S hnel O., Garside J., "Precipitation-Basic Principles and Industrial Applications", Butterworth-Heinemann ed., Oxford, 1992
151. Mackowiak J., "Pressure Drop in Irrigated Packed Columns", *Chem. Eng. Process*, 1991
152. Brauer H., Mewes D., "Str mungswiderstand Sowie Stoff- und W rmeübergang in ruhenden Füllk rperschüttungen", *Chem. Ing. Tech.*, 1972
153. Tufenki N., Redman J. A., Elimelech M., "Interpreting Deposition Patterns of Microbial Particles in Laboratory-Scale Column Experiments", *Environ. Sci. Technol.*, vol. 37, pp. 616-623, 2003
154. Shah R. K., London A.L., *ASME J. Heat Transfer*, vol. 112, pp. 882-890, 1990

## FIGURES

Fig-I.1. Différentes onfigurations de la résistance d'encrassement au cours du temps	7
Fig-II.1. a. Méthode du "Design Envelope", [88]	40
Fig-II.1. b. Enveloppe pour un calandre-tubes à l'état propre et encrassé, [88]	41
Fig-II.2. a. Cas de référence, [90]	41
Fig-II.2. b. Cas I, [90]	42
Fig-II.2. c. Cas II, [90]	42
Fig-II.3. Helixchanger, [91]	42
Fig-II.4. Technique électronique, [92]	43
Fig-II.5. (a) micro-canaux, (b) milieu poreux, [94]	44
Fig-II.6. Coefficient effectif de transfert en fonction de la porosité à différentes $k_s$ , [98]	45
Fig-II.7. Coefficient effectif de transfert en fonction de la vitesse à différentes porosités, [98]	46
Fig-II.8. Pertes de c charge en fonction de la vitesse à différentes porosités, [98]	46
Fig-II.9. Perte de charge dans un canal rectangulaire aux parois perméables et à vitesse de parois constante, [102]	47
Fig-II.10.a. Mousse métallique, [106]	49
Fig-II.10.b. Schématisation de la mousse, [106]	49
Fig-II.10.c. Géométrie du modèle, [106]	50
Fig-II.11. Dispositif expérimental, [112]	51
Fig-II.12. Agrandissement d'une mousse métallique, [112]	55
Fig-II.13. Facteur correctif (Eq.II.27), [117]	56
Fig-II.14. Variation du facteur correctif expérimental avec le rapport des conductivités, [117]	57
Fig-II.15. Variation facteur correctif expérimental avec la porosité, [117]	57
Fig-II.16.a. Tapis de Spirenski d'ordre 0 et 1, [128]	60
Fig-II.16.b. Analogie électrique dans un tapis de Spirenski d'ordre 0, [128]	60
Fig-II.17. Système étudié, [137]	62
Fig-III.1.a. Schématisation du système sans milieu poreux	68
Fig-III.1.b. Schématisation du système en présence de milieu poreux	74
Fig-IV.1. Schématisation du maillage	80
Fig-IV.2. Variation du Nu le long du canal à l'état propre ( $Re=750$ , $\varepsilon_0=1$ , $k_{eff}/k_f=1$ )	85
Fig-IV.3. Variation de la température moyenne le long du canal à l'état propre ( $Re=750$ , $\varepsilon_0=1$ , $k_{eff}/k_f=1$ )	85
Fig-IV.4. Profil de vitesse à l'état propre ( $Re=750$ , $\varepsilon_0=1$ et $k_{eff}/k_f=1$ )	86
Fig-V.1. Epaisseur du dépôt au cours du temps ( $Re=1500$ , $c_0=10^{-2}M$ , $e_{max}=0.1H$ )	88
Fig-V.2. Variation de la porosité au cours du temps ( $Re=1500$ , $c_0=10^{-2}M$ , $e_{max}=0.1H$ , $\varepsilon_0=0.8$ )	89
Fig-V.3. Variation du profil de vitesse au cours du temps en absence de milieu poreux ( $Re=1500$ , $c_0=10^{-2}M$ )	90
Fig-V.4. Variation du profil de vitesse au cours du temps en présence de milieu poreux ( $Re=1500$ , $c_0=10^{-2}M$ , $TR=0.26$ , $\varepsilon_0=0.8$ )	90
Fig-V.5. Variation de la perte de charge au cours du temps ( $Re=1500$ , $c_0=10^{-2}M$ , $TR=0.26$ , $\varepsilon_0=0.8$ )	92

Fig-V.6.a. Variation de la conductivité thermique effective au cours du temps pour différents modèles ( $Re=1500, c_0=10^{-2}M, k_F/k_f=0.5, TR=0.26, \varepsilon_0=0.8, R_k=1$ )	93
Fig-V.6.b. Variation de la conductivité thermique effective au cours du temps ( $Re=1500, c_0=10^{-2}M, k_F/k_f=0.5, TR=0.26, \varepsilon_0=0.8, R_k=3$ )	94
Fig-V.7. Variation de la température moyenne du fluide le long du canal et au cours du temps ( $Re=1500, c_0=10^{-2}M, k_F/k_f=0.5, TR=0.26, \varepsilon_0=0.8, R_k=1$ )	95
Fig-V.8. Variation de l'efficacité au cours du temps ( $Re=1500, c_0=10^{-2}M, k_F/k_f=0.5, TR=0.26, \varepsilon_0=0.8, R_k=1$ )	96
Fig-V.9. Variation du Coefficient Global d'Echange au cours du temps en absence de milieu poreux ( $Re=1500, c_0=10^{-2}M, k_F/k_f=0.5$ )	97
Fig-V.10. Variation des résistances thermiques partielles moyennes au cours du temps, en absence de milieu poreux ( $Re=1500, c_0=10^{-2}M, k_F/k_f=0.5$ )	97
Fig-V.11. Variation du Coefficient Global d'Echange au cours du temps, en présence de milieu poreux ( $Re=1500, c_0=10^{-2}M, k_F/k_f=0.5, TR=0.26, \varepsilon_0=0.8, R_k=1$ )	98
Fig-V.12. Variation des résistances thermiques partielles locales au cours du temps, en présence de milieu poreux ( $Re=1500, c_0=10^{-2}M, k_F/k_f=0.5, TR=0.26, \varepsilon_0=0.8, R_k=1$ )	99
Fig-V.13. Variation des résistances thermiques partielles moyennes au cours du temps, en présence de milieu poreux ( $Re=1500, c_0=10^{-2}M, k_F/k_f=0.5, TR=0.26, \varepsilon_0=0.8, R_k=1$ )	99
Fig-V.14.a. Variation de la résistance d'encrassement au cours du temps ( $Re=1500, c_0=10^{-2}M, k_F/k_f=0.5, TR=0.26, \varepsilon_0=0.8, R_k=1$ )	100
Fig-V.14.b. Variation de la résistance d'encrassement au cours du temps ( $Re=1500, c_0=10^{-2}M, k_F/k_f=0.1, TR=0.26, \varepsilon_0=0.8, R_k=1$ )	101
Fig-V.15. Variation du temps critique avec la conductivité du dépôt ( $Re=1500, c_0=10^{-2}M, TR=0.26, \varepsilon_0=0.8, R_k=1$ )	102
Fig-V.16. Influence du rapport des conductivités sur la température moyenne du fluide ( $Re=1500, c_0=10^{-2}M, k_F/k_f=0.5, TR=0.26, \varepsilon_0=0.8$ )	103
Fig-V.17. Influence du rapport des conductivités sur l'efficacité ( $Re=1500, c_0=10^{-2}M, k_F/k_f=0.5, TR=0.26, \varepsilon_0=0.8$ )	104
Fig-V.18. L'efficacité pour différentes valeurs de $k_F$ et $R_k$ ( $Re=1500, c_0=10^{-2}M, TR=0.26, \varepsilon_0=0.8$ )	105
Fig-V.19. Influence du rapport des conductivités sur le coefficient global d'échange ( $Re=1500, c_0=10^{-2}M, k_F/k_f=0.5, TR=0.26, \varepsilon_0=0.8$ )	106
Fig-V.20. Influence du nombre de Reynolds sur la vitesse de déposition ( $c_0=10^{-2}M, e_{max}=0.1H$ )	107
Fig-V.21. Influence du nombre de Reynolds sur la porosité ( $c_0=10^{-2}M, TR=0.26, \varepsilon_0=0.8$ )	107
Fig-V.22. Influence du nombre de Reynolds sur la perte de charge ( $c_0=10^{-2}M, TR=0.26, \varepsilon_0=0.8$ )	108
Fig-V.23. Influence du nombre de Reynolds sur l'efficacité ( $c_0=10^{-2}M, k_F/k_f=0.5, TR=0.26, \varepsilon_0=0.8, R_k=1$ )	109
Fig-V.24. Influence du nombre de Reynolds sur le coefficient global d'échange ( $c_0=10^{-2}M, k_F/k_f=0.5, TR=0.26, \varepsilon_0=0.8, R_k=1$ )	110
Fig-V.25. Influence du nombre de Reynolds sur la résistance de l'encrassement ( $c_0=10^{-2}M, k_F/k_f=0.5, TR=0.26, \varepsilon_0=0.8, R_k=1$ )	110

**ANNEXE : Base de calcul**1. Données du système : (fluide  $\equiv$  eau à  $\sim 25^\circ\text{C}$ )

- $H = 0.02 \text{ m}$
- $b = 20H$
- $L = 120H$
- $c_0 = 0.01M$
- $k_r = 0.001\text{m/s}$
- $M_F = 0.1 \text{ kg/mole}$
- $\rho_F = 1200 \text{ kg /m}^3$
- $\rho_f = 1000 \text{ kg /m}^3$  (0.7846 pour l'air à  $\sim 25^\circ\text{C}$ )
- $c_F = 6000 \text{ j/Kkg}$
- $c_f = 4184 \text{ j/Kkg}$  (1020 pour l'air à  $\sim 25^\circ\text{C}$ )
- $k_F = 0.5 k_f$
- $k_f = 0.6 \text{ W/Km}$  (0.03633 pour l'air à  $\sim 25^\circ\text{C}$ )
- $\mu = 0.001 \text{ Pl}$  (0.00002493 pour l'air à  $\sim 25^\circ\text{C}$ )

## 2. Milieu poreux:

- $\varepsilon_0 = 0.8$
- $\rho_s / \rho_f = 1$
- $c_s / c_f = 1$

Ce document à été crée avec Win2pdf disponible à <http://www.win2pdf.com/fr>  
La version non enregistrée de Win2pdf est uniquement pour évaluation ou à usage non commercial.