



République Algérienne Démocratique Et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieure et de la Recherche Scientifique
Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumediene
Faculté de Génie Mécanique et de Génie des Procédés

RESUME

Présenté pour l'obtention du diplôme de

Doctorat

En Génie Mécanique
Spécialité : Thermo-Energétique

Par

Ali BOUSRI

Thème

**Étude des transferts de chaleur et de
matière dans les milieux poreux réactifs:
Applications aux systèmes catalytiques.**

Directeur de thèse : Professeur K. Bouhadef

INTRODUCTION

Depuis quelques décennies, les phénomènes de transfert de chaleur et de masse dans les milieux poreux réactifs attirent l'attention des gouvernements, des écologistes, des industriels. Le contexte de forte concurrence internationale, conduit les constructeurs à développer des produits de plus en plus performants (rendement optimal, coût réduit, sécurité, etc...) en respectant les contraintes imposées par les nouvelles réglementations de confort et de limitation de toute forme de nuisance. Ainsi, en vu de multiples applications technologiques et industrielles ces phénomènes font l'objet de nombreux travaux. Autrement dit, ces milieux ont été étudiés pour résoudre beaucoup de problèmes dans plusieurs domaines en mécanique, en chimie, en médecine, en électronique et dans l'industrie pétrolière...etc.

Parmi les problèmes qui font sujet d'inquiétude, le problème qui a pour conséquences touchant toute la société, c'est la pollution de l'environnement, elle est causée en majorité par l'industrie (déchets pétroliers, nucléaires, ménagers, agroalimentaire et l'industrie automobile...) et les milieux poreux réactifs présentent une solution efficace à ce genre de problèmes. Ces dispositifs se situent toujours au niveau de l'échappement des gaz ou des déchets toxiques et la chimie est bénéfique pour les transformer en produits écologiques. Pour réaliser cette opération il faudra prendre un solide de structure poreuse de géométrie selon le lieu d'utilisation, sur les surfaces intérieurs des pores de ce dernier on étale une certaine quantité d'un produit réactif provoquant une réaction chimique avec les constituants du fluide qui traverse le milieu poreux et pour activer cette réaction et augmenter sa vitesse on introduit un produit catalyseur et ces milieux deviennent des milieux poreux catalyseurs.

Le transfert dans les milieux poreux réactifs a été le sujet ces dernières décennies, de plusieurs travaux analytiques, numériques ou encore expérimentaux. Le modèle le plus couramment utilisé dans ce type de phénomène étant celui de Brikman-Forchheimer. Les recherches antérieures ont montré que la présence de la matrice poreuse dans nombreux systèmes étudiés contribue à l'amélioration significative de la capacité à transporter de l'énergie. Cette amélioration est due essentiellement à la réduction de la couche limite et l'augmentation de la surface d'échange. Cependant, Peu de travaux on considérés le modèle général Dracy-Brikman-Forchheimer du fait de la complexité des équations et de la modélisation numérique. Dans leur quasi-totalité, ces travaux ont adopté l'hypothèse d'existence de l'équilibre thermique local entre la phase solide et la phase fluide. Cependant, cette hypothèse est mise en cause des que la différence entre la température fluide et solide est supérieure à 4%, qui le cas en présence d'une génération d'énergie (réaction chimique exothermique). Cette situation est présente dans plusieurs conceptions physiques, a titre d'exemple, le stockage des déchets radioactives etc..., où l'on a une forte génération d'énergie.

Dans le présent travail nous nous sommes intéressés à la modélisation numérique du transfert de chaleur et de masse par convection forcée pour un écoulement laminaire, s'effectuant à travers une conduite de géométrie cylindrique rempli par un milieu poreux, en présence d'une réaction chimique exothermique et absence d'équilibre thermique entre la phase solide et la phase fluide. Certaines hypothèses simplificatrices seront adoptées pour permettre la modélisation des équations mathématiques qui gouvernent le transfert, la résolution numérique est basée sur la méthode des volumes finis.

1- ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

Introduction

Dans cette partie, une étude bibliographique regroupe les travaux les plus importants qui traitent des écoulements et des transferts induits par convection forcée thermique ou solutale dans les milieux poreux saturés en présence ou sans la réaction chimique. Cette bibliographie couvre les milieux isotropes, anisotropes.

Revue Bibliographique

Le phénomène de la convection forcée d'origine thermique dans les milieux fluides et poreux isotropes a fait l'objet de nombreuses publications en vue des applications potentielles possibles tant dans la nature que dans l'industrie. Une revue exhaustive des travaux disponibles sur ce sujet a été faite pour les milieux poreux par Nield et Bejan. Plus récemment, de nombreux auteurs se sont intéressés à un phénomène de même nature. Ce phénomène existe dans des situations réelles diverses. On peut citer par exemple les applications suivantes : le traitement des déchets radioactifs, des déchets ménagers, la biomasse, dans l'industrie, le transport des contaminants dans les sols saturés et dans le milieu fluide ; les applications concernées par ce type de convection sont par exemple, les catalyseurs utilisés dans le transport. Nous présentons les travaux existants concernant les milieux poreux avec ou sans réaction chimique.

Une étude numérique de la convection forcée en régime transitoire dans un canal plan, partiellement rempli par un milieu poreux, a été réalisée par M.O. Hamdan, M.A. Al-nimr et M.K. Alkam. Le modèle de Darcy- Brinkman- Forchheimer est utilisé pour décrire l'écoulement dans l'enceinte poreuse. Les effets Darcien, inertiels et de l'épaisseur de la couche poreuse sur le transfert de chaleur ont été explorés. Cette étude a montré que l'insertion d'une matrice poreuse dans le canal augmente le transfert de chaleur, en utilisant des matériaux à haute conductivité thermique. L'épaisseur de la couche limite est réduite pour des nombres de Darcy faibles et pour des coefficients inertiels élevés. L'augmentation de l'épaisseur de la couche poreuse améliore le nombre de Nusselt jusqu'à une valeur optimale à partir de laquelle le transfert décroît. P.Nithiarasu et al ont étudié la convection naturelle dans une cavité poreuse anisotrope avec un fluide newtonien, en régime transitoire, ils ont utilisé le modèle de Darcy-Forchheimer-Brinkman. Ils ont étudié le champ dynamique et le champ thermique avec une méthode numérique d'où les

résultats ont été comparés avec ceux trouvés avec le modèle de Brinkman. Ils ont constaté que la différence entre les deux résultats est considérable lorsque les nombres de Rayleigh et de Darcy sont élevés. De leurs parts, M.A.Houssain et A.Nakarayama ont étudié la convection mixte (naturelle et forcée) le long d'une plaque curviligne dans un milieu poreux traversé par un fluide en loi de puissance. Ils ont pris en considération les effets inertiels en plus des effets darciens en étudiant le problème numériquement. Ils ont pris au niveau de la paroi une température variable, ils sont arrivés à tracer la distribution de la température qui a pour forme sinusoïdale au niveau de la paroi et en puissance à l'intérieur du milieu poreux. Lauriat et Prasad ont analysé l'importance relative à des forces visqueuses et des forces d'inertie sur la convection naturelle en milieux poreux dans le cas d'une cavité chauffée différentiellement en se basant sur la formulation de Darcy-Brinkman-Forchheimer. Du fait que les chercheurs se sont intéressés aux résultats stationnaires dans le cas de valeurs critiques des nombres de Rayleigh et Darcy, ils ont opté pour une formulation « fausse instationnarité » où on ne s'intéresse pas aux résultats temporels intermédiaires. Les investigations ont montré qu'il existe un régime asymptotique pour lequel la solution devient indépendante de la perméabilité de la matrice poreuse et des nombres de Darcy et Forchheimer. Les solutions numériques montrent aussi que le flux de chaleur transféré peut être supérieur à celui calculé dans le cas d'un milieu fluide lorsque la perméabilité de la matrice est suffisamment élevée et lorsque la conductivité thermique du solide est supérieure à celle du fluide. Une investigation des différents modèles de transport dans les milieux poreux est élaborée par B. Alazmi et K. Vafai. Quatre catégories d'approche dans la modélisation des phénomènes de transport dans les milieux poreux, en l'occurrence la porosité constante, la porosité variable, la dispersion thermique et le déséquilibre thermique local, sont analysés en détail. Les auteurs ont comparé les différences entre les modèles pour chaque catégorie et ont établi les conditions pour lesquelles les différences entre modèles convergent ou divergent entre eux. Les effets de Darcy, du paramètre inertiel, du nombre de Reynolds, de la porosité, du diamètre des particules et du rapport de la conductivité, sur les différences dans chaque catégorie sont analysés. Les auteurs ont examiné la condition du non existence d'un équilibre thermique local entre les particules fluides et la structure de la phase solide dans tout le domaine considéré. Cette condition les a amenés à prendre en compte le transfert de chaleur entre les deux phases en coexistence, les deux paramètres caractérisant ce transfert sont le coefficient de transfert interstitiel et la surface d'échange interfacial. La formulation de ces deux expressions est basée sur des considérations empiriques et géométriques.

Plusieurs investigations ont été faites dans le cas de la présence d'une réaction chimique, on citera quelques travaux. J. E. Gatica, V. Hlavacek, H. J. Viljoen ont étudié le temps d'induction pour une explosion thermique et la convection normale dans un milieu poreux, et ils ont remarqué que l'explosion thermique se produit quand la génération de la chaleur d'une réaction exothermique excède la capacité du système au transfert de chaleur, On assume que le champ d'écoulement est décrit par la loi de Darcy. Dans les systèmes liquides, la convection normale agit en tant que transfert thermique additionnel et pour des valeurs suffisamment grandes du nombre de Rayleigh, les systèmes peuvent être stabilisés. Ils ont fait varier le nombre de Kamenetskii et le nombre de Rayleigh afin d'obtenir différents résultats qui expriment la variation de ces deux paramètres en fonction du temps d'induction. L'évolution observée pendant l'écoulement secondaire est

caractérisée par une période d'induction. Au commencement, la convection normale se développe à un taux lent, mais, après un temps d'induction, il se développe explosivement. Des équations sont dérivées pour déterminer le temps de l'explosion thermique aussi bien que la période d'induction pour la convection normale. Des Paramètres importants, comme le type et l'importance de la perturbation initiale, et l'allongement de la cavité, sont considérés. L'expression du temps, inclut des paramètres de système et les caractéristiques de la perturbation, La méthode est facilement applicable à d'autres systèmes là où les temps d'induction sont d'un intérêt physique. La convection peut augmenter nettement le taux de refroidissement et les prévisions employées la théorie classique de la conduction mènerait à des résultats incorrects. T.Kirchner, Eigenberger : ont fait une étude sur l'optimisation du démarrage a froid, Un modèle mathématique d'un système des véhicules à moteur de convertisseur catalytique a été développé. Il se compose d'un modèle biphasé unidimensionnel d'échappement homogène et considère dans l'espace variable le transfert de la chaleur et de masse entre le gaz et le mur à l'entrée homogène. La cinétique de réaction utilisée est basée sur des mesures avec le CO, propène, propane et l'eau vapeur en tant que composants principaux. Dans un projet de recherche commun avec Volkswagen AG, le modèle a été employé pour étudier l'amélioration du comportement de démarrage à froid en utilisant un pré-catalyseur électriquement chauffé. Le résultat d'une étude systématique de simulation de tous les paramètres géométriques appropriés et de la stratégie appropriée du chauffage est présenté. Les résultats obtenus ont été vérifiés dans l'opération pratique et ont contribué à une nouvelle conception des pré-catalyseurs électriquement chauffés.

Le modèle contient les conditions suivantes :

- Un écoulement laminaire dans les canaux de monolithe.
- Conduction thermique Axial de la phase gazeuse et de la phase pleine
Dispersion de masse axiale dans la phase gazeuse.

Les propriétés de la phase gazeuse changent avec la température et la pression. L'efficacité de ce système de convertisseur catalytique est fortement influencée par certains paramètres, l'optimisation est basée sur des études détaillées de simulation du comportement de mise en train de l'EHC du catalyseur principal en utilisant un modèle approprié. Basé sur des résultats et des calculs numériques pouvant être réalisés ils ont conclut que la conversion de sortie n'est pas affectée par le rayonnement et que l'effet du rayonnement diminue la région de cinq états d'équilibre. Mingchun Li, Yusheng Wu, Yanwen Tian et Yuchun Zhai, Ils ont étudié Un model mathématique de deux dimensions et ils l'on développé pour simuler le transfert de chaleur et le transfert de masse dans un milieu poreux subissant une réaction chimique endothermique forte. Différent du modèle biphasé traditionnel d'équation, juste le champ de la température de l'écoulement en bloc est connu de la solution de l'équation d'énergie. Leur étude était sur un réacteur cylindrique rempli de spécimens sphériques avec à la frontière un flux de la chaleur constant. La conduite étant circulaire, dont la longueur est finie. En raison des considérations de symétrie, une moitié du réacteur a été considérée. Le flux de fluide est modelé par l'équation d'Ergun –Forchheimer Brinkman. Ce modèle est résolu numériquement par la méthode implicite de dimension alternative, et les résultats numériques sont validés en rivalisant avec les données expérimentales en littérature. L'influence de la réaction chimique fortement endothermique sur les transferts de la

chaleur et de la masse dans le milieu poreux est discutée. Les dispositifs de réaction du lit emballé des granules sont analysés dans différentes conditions en changeant les paramètres principaux. Les résultats calculés ont montré que la différence des températures entre les phases liquides et pleines ne peut pas être ignorée pendant l'étude de la calcination de pierre à chaux. Cependant, la concentration du gaz de produit augmente près du mur dû à la couche de vitesse plus réduite. La distribution de la concentration du gaz produite réduit la vitesse pénétrative, mais avec l'augmentation de la température initiale selon la valeur spécifique du taux global de réaction. Cela sera utile pour la conception du réacteur et de choisir les conditions les plus raisonnables. A. Nakayama, F. Kuwahara, ont fait une étude analytique sur l'effet des différents nombres adimensionnels dans un écoulement laminaire en milieu poreux en présence d'une réaction chimique contrôlée par une diffusion en observant la variation de température et de concentration avec différents valeurs données des nombres adimensionnelle tel que le nombre de Biot, Peclet, Lewis. Ils ont observé une diminution de niveaux asymptotique de l'allure de la température en augmentant le nombre de Biot, et que pour des grandes valeurs de Peclet la perte de la chaleur devient moins significative et l'augmentation du Peclet engendre l'augmentation des allures de température. Pour le nombre de Lewis, une grande valeur de ce dernier exige une grande longueur d'entrée et pour des petites valeurs de Lewis la diffusion massique du gaz se procède plus rapidement que la diffusion thermique. R. Kandasamy, Abd wahid b.md.raj, Azme b.khamis, ont étudié l'effet de la réaction chimique et le transfert de chaleur et de masse en milieux poreux avec l'existence d'un rayonnement thermique en présence d'aspiration et d'injection et l'effet des différents paramètres sur le comportement du transfert de chaleur. Les résultats ont été obtenus par programmation avec langage Matlab, puis ils les ont illustré pour indiquer la tendance des solutions et des résultats représentatifs sont présenté pour la vitesse, la température et la concentration. Il on déduit que la vitesse et la température diminue en augmentant l'ordre chimique de la réaction tandis que la concentration augmente du fait de la combinaison des forces de rayonnement et d'aspiration et que la vitesse diminue avec l'augmentation de l'aspiration et augmente avec l'augmentation de l'injection. En présence d'un rayonnement thermique uniforme il est clair que la vitesse et la température du fluide diminuent et la concentration augmente avec l'augmentation de l'ordre de la réaction chimique. Tsinglou et al, proposent la méthode de computation alternative pour la prédiction du champ transitoire dans des convertisseurs axisymétrique temps-rendement. La méthode est basée sur l'utilisation de la résistance d'un écoulement équivalent à l'entrée pour simuler le chemin d'écoulement à l'entrée et à la sortie des sections du catalyseur. La méthode est validée sur la prédiction des résultats CFD au dessus d'une large rangée de condition. Ces résultats de CFD sont validés encore aux résultats expérimentaux de la littérature à des conditions d'opération sélectionnée. A partir des avantages apparents de CPU, la méthodologie pour le calcul de la distribution du flux peut être couplée avec le modèle transitoire déjà disponible pour les réactions chimiques aux catalyseurs. L'approche du modèle peut être illustré par un exemple pour la prédiction des catalyseurs pour les écoulements transitoire et le champ de température dans le catalyseur pendant le réchauffage du moteur. A. James, ses ambitieux vise à établir la stabilité des courbes entières pour des paramètres d'espace en utilisant la méthode numérique de continuations. A savoir que, les courbes de notre solution on des bifurcations. Ces résultats sont probablement associer avec le changement de la stabilité pour les solutions, mais ce n'est pas toujours le cas quand on voit le système au

dimension élevée, par exemple, PDEs (partial differential equations). Les résultats expérimentaux de Harold et Luss montrent qu'il existe des cas où le changement de branche de solution supérieure à l'étude aux solutions oscillatoire juste avant le plis d'extinction. Dans ce plis d'extinction ce n'est pas le changement de stabilité, la stabilité change d'avantage le long de la branche supérieure à une température élevée et possiblement à une bifurcation espérer.

Conclusion

Dans ce chapitre, une analyse des différents travaux sur la convection naturelle, mixte et forcée en présence d'un milieu poreux avec ou sans réaction chimique a été présentée. Le modèle de Darcy et Darcy- Brinkman sont les plus souvent utilisés dans la modélisation du champ dynamique. La condition d'existence ou non d'équilibre thermique et massique local entre la phase solide et la phase fluide à l'intérieur du milieu poreux a été examinée par quelques études récentes. On aussi fait une étude bibliographique sur les travaux concernant le transfert de chaleur et masse dans un milieu en présence d'une réaction chimique. D'après cet aperçu bibliographique, on note que la plupart des études concernant le transfert de chaleur et de masse induit par convection forcée dans les milieux poreux en présence d'une réaction chimique sont réalisées en utilisant les modèles de Darcy, Darcy- Brinkman. L'objectif de ce travail consiste à reprendre ce problème en tenant compte du modèle générale dans une conduite cylindrique soumise à un flux de chaleur afin de mettre en évidence numériquement, comment la structure de l'écoulement et les taux de transferts de chaleur et de masse évoluent en fonction des différents paramètres physiques de problème. Ce type de cylindre se rencontre dans le traitement des déchets radioactifs, des déchets ménagers les pots catalytique des véhicules de tuyauterie et certaines configurations cylindriques du génie des procédés.

2- FORMULATION MATHEMATIQUE

Introduction

Dans ce chapitre, on présentera les équations mathématiques basées sur la formulation aux dérivées partielles, décrivant la convection forcée dans une conduite, de géométrie bidimensionnelle, contenant un milieu poreux en présence d'une réaction chimique pour les deux modèles d'équations : équilibre thermique local ; non équilibre thermique local entre la phase solide et la phase fluide. Les équations régissant le système sont l'équation de mouvement basée sur le modèle de Darcy- Brinkman- Forchheimer, des équations concernant la conservation d'énergie et de masse, suivi par des conditions aux limites ainsi que l'adimensionnement de l'ensemble.

2.1 Modèle physique

2.1.1 Configuration étudiée

Le domaine d'étude est un cylindre placé horizontalement (fig. 2.1) de longueur H et de rayon R d'entrée et sortie libres, rempli d'un milieu poreux indéformable, traversé par un fluide subissant une réaction chimique entre ses constituants provoquée par une substance chimique étalée à l'intérieur du milieu poreux homogène et isotrope, le fluide est injecté à travers le cylindre avec une vitesse d'entrée uniforme u_0 , une température T_0 et une concentration C_0 , les parois du cylindre reçoivent un flux Q . Le déroulement de la réaction est exprimé par le terme source qui son expression est injectée dans les équations d'énergie et de masse.

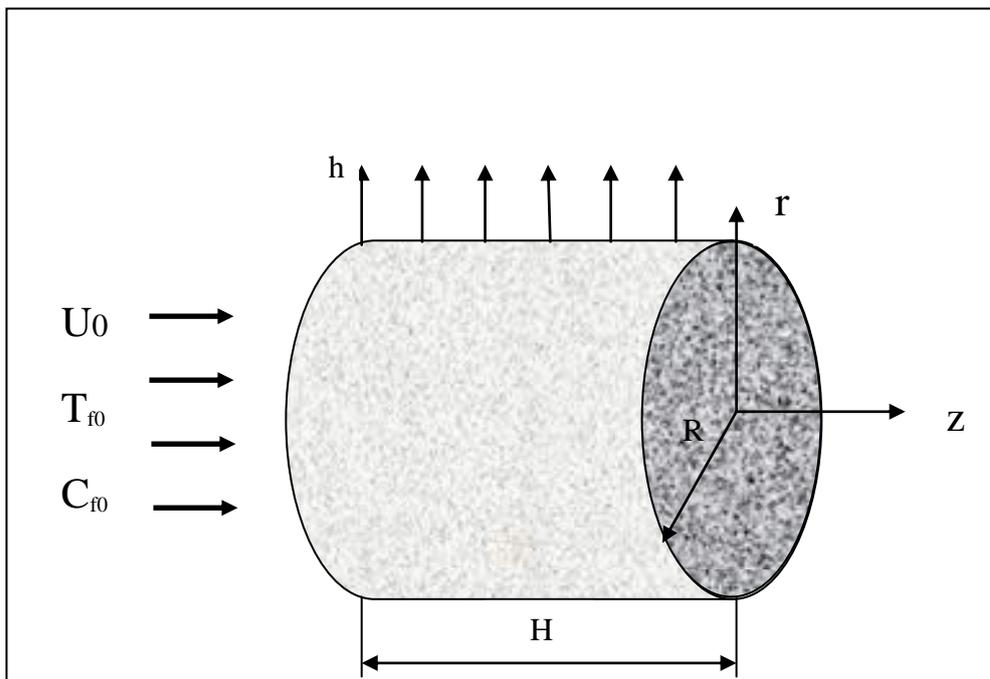


Figure 2 - 1 : Configuration et système de coordonnées dimensionnelles

2.1.2 Hypothèses

Pour rendre facile la résolution du problème physique, nous avons considéré les hypothèses classiques couramment retenues dans les études de la convection forcée qui sont les suivantes :

1. Écoulement incompressible, laminaire, bidimensionnel.

2. Milieu poreux homogène et isotrope saturé par une seule phase d'un fluide Newtonien.
3. Un ordre de réaction égal à 1 et absence éventuelle d'équilibre thermique local entre la phase fluide et la phase solide.
4. Ecoulement considéré en régime de Darcy-Brinkman-Forchheimer
5. Les propriétés physiques sont supposées constantes.
6. La géométrie du problème fait que l'écoulement est considéré axisymétrique.
7. La pesanteur n'est pas prise en considération.
8. Le transfert d'énergie par rayonnement, la dissipation visqueuse sont négligés.

2.2 Equations simplifiées

Compte tenu des hypothèses précédentes, le système d'équations couplées qui régissent l'écoulement et le transfert, s'écrit :

2.2.1 Conservation de la masse

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{V} = 0 \quad (2.1)$$

Soit, pour un écoulement incompressible, laminaire, bidimensionnel (axisymétrique):

$$\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r v)}{\partial r} = 0 \quad (2.2)$$

2.2.2 Conservation de la quantité de mouvement

Les équations de mouvement sont exprimées en se basant sur le modèle de Darcy-Brinkman-Forchheimer, soit :

$$\frac{\rho_f}{\varepsilon} \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \frac{\rho_f}{\varepsilon^2} \vec{V} \cdot \vec{\nabla} \vec{V} = -\vec{\nabla} P - \frac{\mu_f}{K} \vec{V} + \mu_{\text{eff}} \nabla^2 \vec{V} - C_F K^{-v_2} \rho_f |\vec{V}| \vec{V} \quad (2.3)$$

(1) (2) (3) (4) (5) (6)

Les différents termes de (2.3) traduisent:

- (1) : l'effet d'accélération visqueuse.
- (2) : l'effet convectif qui tient compte de la couche limite dynamique.
- (3) : le gradient de pression.
- (4) : le terme de Darcy (résultant des effets de viscosité à l'échelle microscopique).
- (5) : le terme de Brinkman (qui tient compte des effets visqueux à l'échelle macroscopique).
- (6) : le terme de Forchheimer (qui traduit l'influence de l'effet d'inertie à l'échelle microscopique).

2.2.3 Equation d'énergie

2.2.3.1 Phase fluide

$$\varepsilon(\rho C_p)_f \frac{\partial T_f}{\partial t} = -(\rho C_p)_f \vec{V} \cdot \nabla T_f + \varepsilon k_f \nabla^2 T_f + h_{sf} a_{sf} (T_s - T_f) \quad (2.4)$$

3.2.3.2 Phase solide

$$(1-\varepsilon)(\rho C_p)_s \frac{\partial T_s}{\partial t} = (1-\varepsilon)k_s \nabla^2 T_s - h_{sf} a_{sf} (T_s - T_f) + S_t \quad (2.5)$$

Le terme source S_t de l'équation (3.27) traduit l'échange d'énergie consécutif à la réaction chimique et qui s'écrit :

$$S_t = \varepsilon A (\Delta H) \left(\frac{C_s}{M} \right)^n \exp\left(\frac{-E}{R_g T_s} \right)$$

En développant les équations (3.26) et (3.27), on obtient :

2.2.3.3 Phase fluide

$$\varepsilon(\rho C_p)_f \frac{\partial T_f}{\partial t} = -(\rho C_p)_f \left(u \frac{\partial T_f}{\partial z} + v \frac{\partial T_f}{\partial r} \right) + \varepsilon k_f \left(\frac{\partial^2 T_f}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T_f}{\partial r} \right) \right) + h_{sf} a_{sf} (T_f - T_s) \quad (2.6)$$

2.2.3.4 Phase solide

$$(1-\varepsilon)(\rho_s C_p)_s \frac{\partial T_s}{\partial t} = (1-\varepsilon)K_f \left(\frac{\partial^2 T_s}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T_s}{\partial r} \right) \right) - h_{sf} a_{sf} (T_s - T_f) + \varepsilon \Delta H A \left(\frac{C_s}{M} \right)^n \exp\left(\frac{-E}{R_g T_s} \right) \quad (2.7)$$

2.2.4 Equation de concentration

2.2.4.1 Phase fluide

$$\varepsilon \frac{\partial C_f}{\partial t} = V \nabla C_f + \varepsilon D_i \nabla^2 C_f - \beta a_{sf} (C_s - C_f) \quad (2.8)$$

2.2.4.2 Phase solide

Le transfert de masse dans la phase se fait, on supposant que tout ce qui est généré par la réaction est évacué par la transfert interstitiel.

$$0 = \beta a_{sf} (C_s - C_f) - S_c \quad (2.9)$$

Avec :

$$S_c = \varepsilon A M^{1-n} C_s^n \exp\left(\frac{-E}{R_g T_s} \right) \quad (2.10)$$

En développant les équations (2.30) et (2.31), on obtient :

2.2.4.3 Phase fluide

$$\varepsilon \frac{\partial C_f}{\partial t} = - \left(u \frac{\partial C_f}{\partial z} + v \frac{\partial C_f}{\partial r} \right) + \varepsilon D_i \left(\frac{\partial^2 C_f}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial C_f}{\partial r} \right) \right) - \beta a_{sf} (C_f - C_s) \quad (2.11)$$

2.2.4.4 Phase solide

$$0 = \beta a_{sf} (C_f - C_s) - \varepsilon A M^{1-n} C_s^n \exp\left(\frac{-E}{R_g T_s} \right) \quad (2.12)$$

Avec :

ΔH : Enthalpie

R_g : Constante des gaz parfaits

M : Masse molaire

E : Energie d'activation de la réaction chimique

A : Facteur pre-exponentiel.

a_{sf} : Surface interstitielle

h_{sf} : Coefficient de transfert thermique interstitiel

β : Coefficient de transfert massique interstitiel

S_{co} : Terme source de la concentration

S_t : Terme source de la température

n : Ordre de la réaction.

La formulation du modèle à deux équations reste laborieuse du fait qu'elle requière des informations sur les coefficients interstitiels de transfert de chaleur h_{sf} et de transfert massique β entre les phases fluide et solide et sur la surface interstitielle a_{sf} . Le traitement relatif à ces paramètres sera mené sur la base des travaux réalisés par Alavyoon et Alazmi B, Vafai K. et repris par Amiri et Vafai, entre autres.

Afin de généraliser les résultats obtenus pour différents cas de figure et de faire apparaître certains groupements adimensionnels qui seront les paramètres de contrôle de l'étude, il est procédé à une mise sous forme adimensionnelle des équations. Ainsi, les variables réduites sont définies par rapport à des variables de référence telle que la longueur H , la vitesse d'entrée u_0 et la température d'entrée T_0 .

D'où les variables réduites suivantes :

- Coordonnées spatiales	$(r^*, z^*) = \frac{(r, z)}{H}$
- Vitesses	$(u^*, v^*) = \frac{(u, v)}{v_0}$
- Pression	$P^* = \frac{P}{\rho u_0^2 / \varepsilon^2}$
- Temps	$t^* = \frac{t}{H/u_0}$
- Températures des phases fluide et solide, avec $\Delta T = \frac{R_g \cdot T_0^2}{E}$	$T_f^* = \frac{T_f - T_0}{\Delta T}$ $T_s^* = \frac{T_s - T_0}{\Delta T}$
- Concentrations des phases fluide et solide	$C_f^* = \frac{C_f}{C_o} ; C_s^* = \frac{C_s}{C_o}$

Remarque:

- Afin de ne pas encombrer l'écriture des équations, les exposants (*) relatifs aux variables adimensionnelles seront omis par la suite.

- On suppose que le fluide dans le milieu poreux a une importante énergie d'activation tant que $RT_0/E \ll 1$ (M.S Malashety, P. Cheng et B.H. Chao). De cette approximation, on peut écrire :

$$\text{Exp}\left(\frac{-E}{R_g T}\right) = \text{Exp}\left(\frac{-E}{R_g T_0}\right) \text{Exp}(\theta) \quad (2.13)$$

Les équations deviennent ainsi :

2.3.1 Equation de continuité

$$\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial(rv)}{\partial r} = 0 \quad (2.14)$$

2.3.2 Equation de quantité de mouvement

Selon z :

$$\begin{aligned} \varepsilon \frac{\partial u}{\partial t} + \left[u \frac{\partial u}{\partial z} + v \frac{\partial u}{\partial r} \right] = - \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{R_v R_F \varepsilon^2}{R_e} \cdot \left[\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial u}{\partial r} \right) \right] \\ - \frac{\varepsilon^2}{2 R_F \text{Da}^2 \text{Re}} \cdot u - D_0 |V| u \end{aligned} \quad (2.15)$$

Selon r :

$$\begin{aligned} \varepsilon \frac{\partial v}{\partial t} + \left[v \frac{\partial v}{\partial z} + v \frac{\partial v}{\partial r} \right] = - \frac{\partial P}{\partial r} + \frac{2 R_v R_F \varepsilon^2}{R_e} \cdot \left[\frac{\partial^2 v}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial v}{\partial r} \right) - \frac{v}{r^2} \right] \\ - \frac{\varepsilon^2}{2 R_F \text{Da}^2 \text{Re}} \cdot v - D_0 |V| v \end{aligned} \quad (2.16)$$

Avec :

$$D_0 = \varepsilon^2 C_F \text{HK}^{-\frac{1}{2}}$$

2.3.4 Champs thermique et massique

2.3.4.1 Equation d'énergie

Phase fluide

$$\varepsilon \frac{\partial \theta_f}{\partial t} = - \left(u \frac{\partial \theta_f}{\partial z} + v \frac{\partial \theta_f}{\partial r} \right) + \varepsilon \frac{2 R_F}{\text{Re Pr}} \left(\frac{\partial^2 \theta_f}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \theta_f}{\partial r} \right) \right) + \frac{D_1}{2 R_F} \cdot (\theta_s - \theta_f) \quad (2.17)$$

Phase solide

$$\sigma(1-\varepsilon) \frac{\partial \theta_s}{\partial t} = (1-\varepsilon) \text{Rc} \frac{2 R_F}{\text{Re Pr}} \left(\frac{\partial^2 \theta_s}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \theta_s}{\partial r} \right) \right) + \frac{D_1}{2 R_F} (\theta_s - \theta_f) \quad (2.18)$$

$$+ (\text{FK})_m \cdot C_s \exp(\theta_s)$$

$$D_1 = \frac{6(1-\varepsilon) B_{\text{int}}}{\varepsilon \text{Pr Re}_p}$$

$$(\text{FK})_m = \frac{\varepsilon A (\Delta H) C_0 EH}{(\rho C_p)_f M R_g u_0 T_0^2} \exp\left(\frac{-E}{R_g T_0}\right)$$

$(\text{FK})_m$ caractérise le rapport entre le temps de l'écoulement dans le milieu poreux et le temps de la réaction chimique, il est déduit du nombre de Frank-Kamenetskiï.

2.3.4.2 Equation de concentration

Phase fluide

$$\varepsilon \frac{\partial C_f}{\partial t} = -\left(u \frac{\partial C_f}{\partial z} + v \frac{\partial C_f}{\partial r}\right) + \varepsilon \frac{2R_F}{\text{Re Sc}} \left(\frac{\partial^2 C_f}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial C_f}{\partial r}\right)\right) - \frac{D_2}{2R_F} (C_s - C_f) \quad (2.19)$$

Phase solide

$$0 = \frac{D_2}{2R_F} (C_s - C_f) - D_3 C_s \exp(\theta_f) \quad (2.20)$$

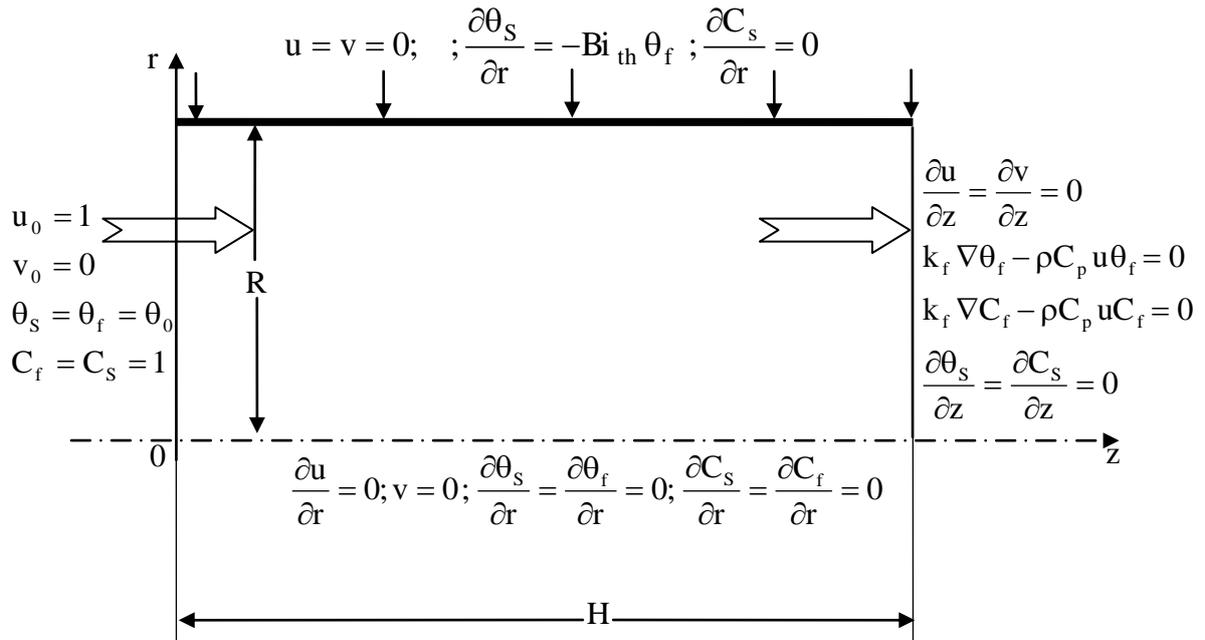
Avec :

$$D_2 = \frac{6(1-\varepsilon) \beta \text{Re}}{\varepsilon u_0 \text{Re}_p};$$

$$D_3 = \varepsilon \frac{HA}{U_0} \text{Exp}\left(-\frac{E}{R_g T_0}\right)$$

2.3.5 Conditions pour le modèle à deux équations

Un dessin récapitulatif des conditions aux limites du modèle à deux équations (pour $t > 0$) est le suivant :



De ce fait, les nombres adimensionnels qui découlent de cette mise sous forme adimensionnelle de l'ensemble des équations gouvernantes sont les suivants :

2.4 Calcul des nombres de Nusselt et de Sherwood

Les équations gouvernantes étant ramenées et résolues sous une forme adimensionnelle, l'évaluation des échanges thermiques et massiques est également traduite par des expressions sans dimensions des échanges qui sont représentés par les coefficients de transfert sans dimensions, bien connus, que sont le nombre de Nusselt, pour le transfert thermique et le nombre de Sherwood pour le transport massique.

Ces nombres représentent le rapport du flux convectif au flux conductif ou diffusif. Le suivi de leur évolution le long de la conduite et l'évaluation de leur valeur globale, pour chaque situation considérée, permettra de quantifier et de caractériser chacun de ces cas de figure. Il deviendra possible, par la suite, de maîtriser et d'optimiser les échanges, compte tenu des valeurs des différentes caractéristiques physiques en présence.

Leurs expressions vont découler de la combinaison des deux équations du flux conductif et du flux convectif :

$$q = -k_{\text{eff}} \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=R} \quad (2.21)$$

$$q = h(z) \cdot (T_p - T_m) \quad (2.22)$$

$$h(z) = \frac{-k_{\text{eff}} \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=R}}{(T_p - T_m)} \quad (2.23)$$

Avec :

T_p : Température de paroi.

T_m : Température moyenne de mélange dont l'expression est donnée par la relation :

$$T_m = \frac{\int_s \vec{V} \cdot T \cdot \vec{ds}}{\int_s \vec{V} \cdot \vec{ds}} \quad (2.24)$$

Pour le modèle à deux équations, on définit, pour le transfert thermique, deux nombres de Nusselt, on aura à cet effet un nombre de Nusselt fluide et un nombre de Nusselt solide. Il en est de même pour le transfert de masse.

Il vient, de ce fait, les formulations adimensionnelles suivantes

$$Nu_s(z) = \frac{-2 \frac{R}{H} \cdot \left. \frac{\partial \theta_s}{\partial r} \right|_{r=\frac{R}{H}}}{\theta_p - \theta_{sm}} \quad (2.25)$$

$$\text{Nu}_f(z) = \frac{-2 \frac{R}{H} \cdot \left. \frac{\partial \theta_f}{\partial r} \right|_{r=\frac{R}{H}}}{\theta_p - \theta_{fm}} \quad (2.26)$$

Avec :

T_{fm} : Température moyenne du fluide.

T_{sm} : Température moyenne du solide.

Par analogie, le nombre de Sherwood, caractérisant le transfert massique, s'écrit :

$$\text{Sh}_s(z) = \frac{-2 \frac{R}{H} \cdot \left. \frac{\partial C_s}{\partial r} \right|_{r=\frac{R}{H}}}{(C_p - C_{sm})} \quad (2.27)$$

$$\text{Sh}_f(z) = \frac{-2 \frac{R}{H} \cdot \left. \frac{\partial C_f}{\partial r} \right|_{r=\frac{R}{H}}}{(C_p - C_{fm})} \quad (2.28)$$

Avec :

C_{fm} : Concentration moyenne du fluide.

C_{sm} : Concentration moyenne du solide.

Les températures et les concentrations moyennes sont données par les relations suivantes :

$$T_{sm} = \frac{\int_s T_s \cdot \vec{ds}}{\int_s \vec{V} \cdot \vec{ds}} \quad (2.29)$$

$$T_{fm} = \frac{\int_s \vec{V} \cdot T_f \cdot \vec{ds}}{\int_s \vec{V} \cdot \vec{ds}} \quad (2.30)$$

$$C_{sm} = \frac{\int_s C_s \cdot \vec{ds}}{\int_s \vec{V} \cdot \vec{ds}} \quad (2.31)$$

$$C_{fm} = \frac{\int_s \vec{V} \cdot C_f \cdot \vec{ds}}{\int_s \vec{V} \cdot \vec{ds}} \quad (2.32)$$

De même on définit les nombres de Nusselt et Sherwood moyens pour les deux phases Amiri A., Vafai, K.,:

$$\text{Nu}_{\text{fm}} = \int_0^1 \text{Nu}_f(z) \cdot dz \quad (2.33)$$

$$\text{Nu}_{\text{sm}} = \int_0^1 \text{Nu}_s(z) \cdot dz \quad (2.34)$$

$$\text{Sh}_{\text{sm}} = \int_0^1 \text{Sh}_s(z) \cdot dz \quad (2.35)$$

$$\text{Sh}_{\text{fm}} = \int_0^1 \text{Sh}_f(z) \cdot dz \quad (2.36)$$

Conclusion

Dans de chapitre, les contributions des différents phénomènes physiques sont quantifiées mathématiquement par des équations aux dérivés partielles, décrivant à cet effet, les lois de conservation de masse, de la quantité de mouvement, de l'énergie et des espèces chimiques. Une forme adimensionnelle de ces phénomènes a été élaborée pour dégager ainsi un groupe de paramètres adimensionnel : le nombre de Reynolds, le nombre Darcy, le nombre de Prandtl, le nombre de Biot, le nombre de Frank- Kamenteskii modifié..., qui seront des paramètres de contrôle de différentes solutions.

3- RESULTATS ET INTERPRETATIONS

Introduction

Dans ce chapitre on va présenter les résultats obtenus concernant la distribution de la vitesse, la température, la concentration et d'autres paramètres expliquant plusieurs phénomènes dans cette étude.

3.1 Validation du code de calcul

3.1.1 Validation numérique du champ dynamique

La figure (3.1) suivante est une comparaison entre la solution numérique élaborée et la solution analytique donnée dans Polikakos D. et Renken K., dans le cas d'un écoulement en régime permanent dans un cylindre rempli d'un substrat poreux, pour plusieurs valeurs du nombre de Darcy à une même valeur du nombre de Reynolds.

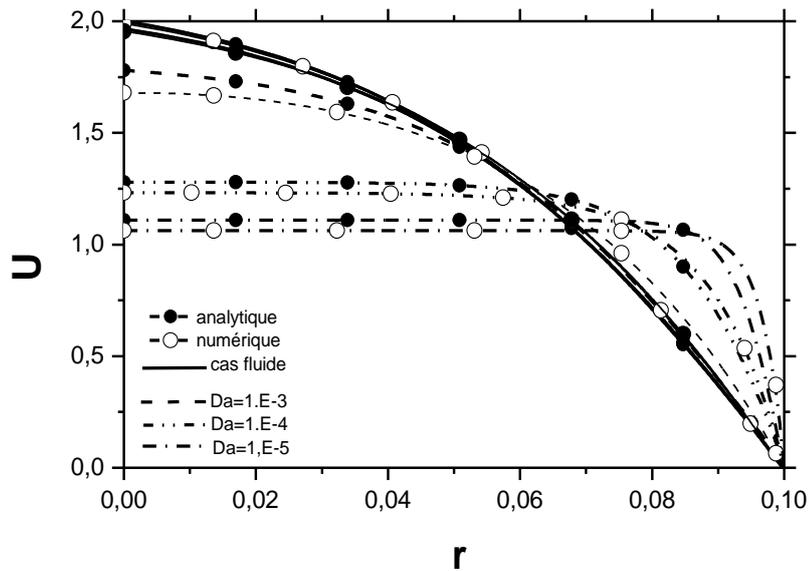


Figure 3.1 : Comparaison des profils de vitesse à la sortie du cylindre entre les solutions analytique Polikakos D. et Renken K., et numérique (étude présente) pour $Re = 250$.

On remarque que l'écart entre les deux solutions ne dépasse pas les 4% et l'écart maximum ne dépasse pas les 5%. Pour des valeurs de perméabilité proches du cas fluide, cet écart aura tendance à s'atténuer.

3.1.2 Champs dynamique, thermique et massique en régime instationnaire

La validation suivante consiste à reproduire fidèlement les résultats de certaines études, relatives à des cas limites ou très proches, qui ont été traitées dans la littérature, tout en se mettant dans les mêmes conditions opératoires pour lesquelles ils sont trouvés. Il s'agit de retrouver les résultats obtenus dans le travail de Mingchun Li *et al.* qui est une simulation numérique du transfert de chaleur et de masse dans un milieu poreux subissant une réaction chimique endothermique forte dans un cylindre poreux. Cette étude, menée dans le cas d'un problème instationnaire, a servi de référence pour la vérification des résultats concernant les champs dynamiques, thermiques et massiques. La validation du champ dynamique concerne l'évolution des profils de la vitesse pour deux valeurs de la porosité (ϵ) comme le montre la figure (3.2).

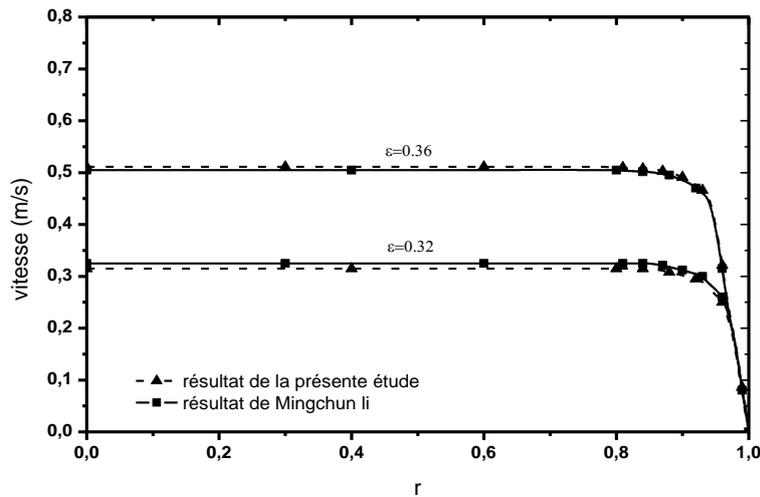


Figure 3.2 : Comparaison des profils de vitesse entre la référence et la présente étude ($t= 330$, $T_{in}=1100^{\circ}C$, $r_{in}=2 \cdot 10^{-2}m$, $Re=250$).

On remarque une très bonne concordance entre les deux études avec un écart entre les deux solutions qui ne dépasse pas les 3%, tout en notant que, pour ce cas, la vitesse garde une valeur constante et diminue en se rapprochant de la paroi où elle va s'annuler.

L'aspect thermique est validé par rapport à la même référence. Il est représenté, sous forme adimensionnelle, par la variation de la température moyenne le long de l'abscisse longitudinale, pour une conduite poreuse sur laquelle un flux de chaleur pariétal est imposé (Figure 3.3), avec V_b , r_{in} et T_{in} qui sont, respectivement, la vitesse superficielle du fluide, le rayon intérieur et la température initiale.

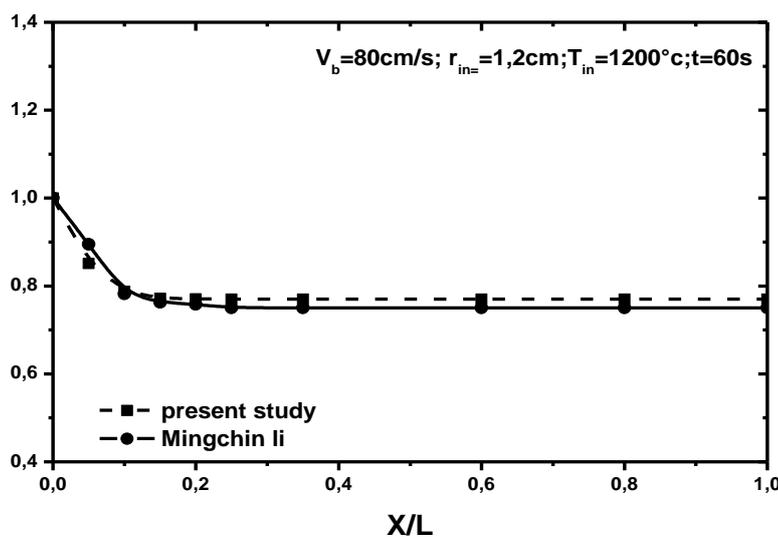


Figure 3.3 : Comparaison entre le profil de température adimensionnelle de la référence et celui du code présent pour : $Re=250$; $V_b=80cm/s$; $T_{in} =1200^{\circ}C$; $t=60s$

Cette figure illustre la comparaison entre la solution obtenue présentement et celle donnée par la littérature. Comme on le constate, les deux profils ont la même allure : la température adimensionnelle décroît à l'entrée et converge vers la même valeur avec une différence relative maximale de l'ordre de $2 \cdot 10^{-2}$. On remarque une très bonne concordance entre les deux études et une différence entre les deux solutions, qui ne dépasse pas 3%. Le champ massique est également validé par comparaison avec la même étude. Il est représenté, de la même manière, par la variation de la concentration adimensionnelle le long de l'écoulement (la concentration d'entrée étant égale à zéro).

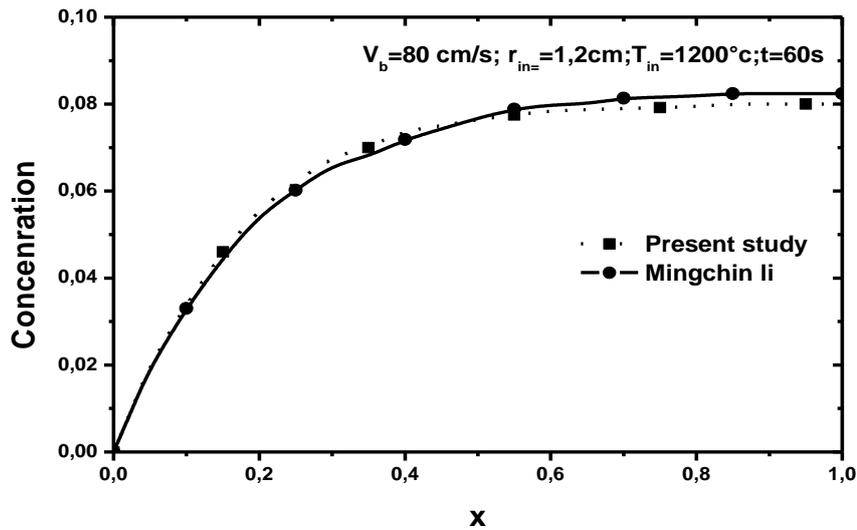


Figure 3.4 : Comparaison entre les profils de concentration adimensionnelle $Re=250$; $V_b=80\text{cm/s}$; $T_{in}=1200^\circ\text{C}$; $t=60\text{s}$

D'après cette figure, on observe bien que les deux solutions ont la même allure, la concentration adimensionnelle croît de l'entrée vers la sortie et converge vers presque la même valeur, avec une erreur relative de 0.002.

La concordance entre les deux études est, de même, très satisfaisante, avec une faible différence entre les deux solutions.

Ainsi, le programme de calcul conçu pour la résolution du problème considéré dans cette étude est testé par comparaison avec d'autres études analytiques et numériques existant dans la littérature Polikakos D. et Renken K., et Polikakos Det Renken K.. De ce fait, ce code ainsi vérifié, peut être utilisé pour le traitement du présent problème qui consiste en l'étude paramétrique (en fonction de plusieurs paramètres déterminants) du transfert de chaleur et de masse dans un cylindre totalement poreux en présence d'une réaction chimique et en absence d'équilibre thermique local.

La suite de ce chapitre sera donc consacrée à la présentation des résultats dynamiques, thermique et massique obtenus au moyen du code de calcul élaboré, et à la discussion et l'interprétation de ces résultats.

Dans le chapitre III, relatif à la formulation mathématique, la mise sous forme adimensionnelle des équations régissant le phénomène a permis de mettre en évidence un certain nombre de groupements adimensionnels réunissant des caractéristiques thermo-physiques du problème. Certains d'entre eux sont maintenus constants. Il s'agit de la porosité, du nombre de Reynolds de pore, du rapport des chaleurs spécifiques, du coefficient de transfert massique interstitiel et des nombres de Prandtl et de Schmidt, soit: $\varepsilon=0.45$; $Re_p=1$; $\sigma=0.22$; $\beta=0.3$; $Pr=0.71$., $Sc=0.63$, $D_0=150$.

Les autres paramètres comme Re , R_c , FK_m , R_f , Bi , B_{int} (thermique et massique, font l'objet de variations sur des gammes bien spécifiques permettant d'étudier leurs effets qui traduisent les influences relatives des différentes propriétés caractéristiques. Par ailleurs, toujours dans cette formulation mathématique, le problème a été posé dans le cas instationnaire. La résolution a donc été entreprise, en un premier temps, dans ces conditions, pour quelques cas qui ont permis la validation ci-dessus.

3.2 Résultats dynamique

Les résultats concernant le champ dynamique relatif à cette étude sont présentés en termes de profils de vitesse longitudinale et l'évolution de la vitesse axiale dans la conduite, en considérant le modèle de Darcy-Brinkman-Forchheimer. L'influence de certains paramètres tels que le nombre de Reynolds, le nombre de Darcy, etc..., sur cette vitesse, sont également étudié.

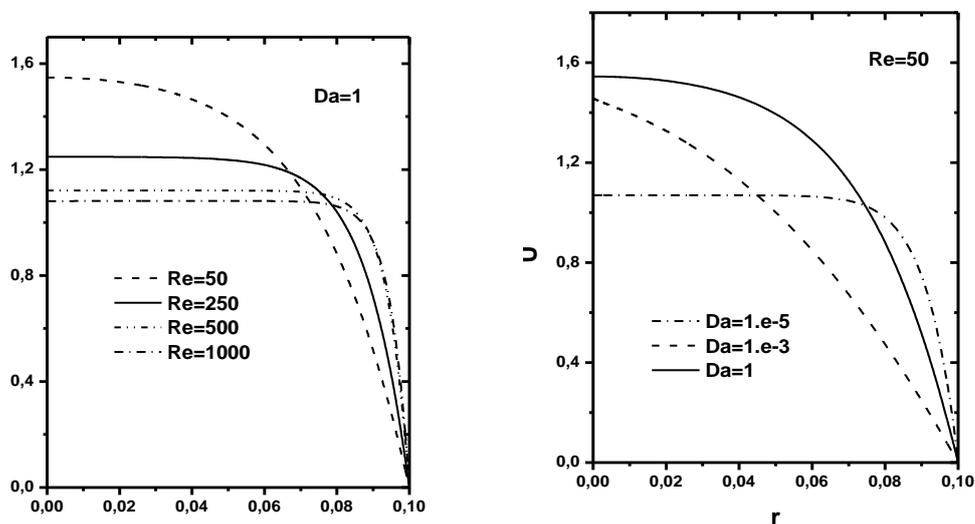


Figure 3.5 : Influence des nombres de Reynolds et de Darcy sur la vitesse axiale

L'influence des nombres de Reynolds et de Darcy sur le profil de vitesse longitudinale à mi-distance de la conduite rempli d'un milieu poreux en prenant le modèle de Darcy-Brinkman-Forchheimer sont illustrés sur la figure (3.5). On remarque que lorsque le nombre de Darcy diminue, la vitesse au centre de la conduite diminue et le profil change de forme, en allant vers un profil plat lorsque les nombres de Darcy sont faibles (cas du milieu poreux très peu perméable). Quand le nombre de Reynolds augmente, l'effet de la matrice poreuse sur le profil de vitesse est plus important, le profil

devient moins parabolique pour des valeurs du nombre de Darcy élevées. On remarque aussi à travers cette figure que la vitesse axiale, au centre de la conduite, influencée par les variations du nombre de Darcy et du nombre de Reynolds. Son intensité diminue quand le nombre de Darcy diminue quand le nombre de Reynolds augmente. Ces résultats sont conformes à ceux de la littérature.

3.3 Résultats thermique et massique

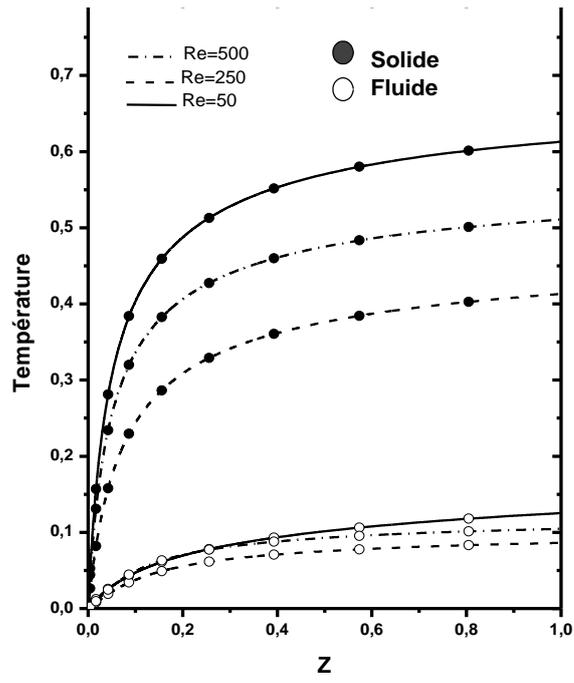
Les résultats concernant le champ thermique et massique seront décomposés en deux grandes parties. Dans la première, on présentera ceux relatifs au modèle à une équation d'énergie et de masse avec la réaction, on traitera en détails les résultats obtenus pour le modèle à deux équations d'énergie et de masse. La nature paramétrique de cette étude requiert des informations sur la sensibilité du milieu poreux réactif, par rapport à certaines propriétés et conditions thermodynamiques, traduites sous formes de groupements des nombres adimensionnels tels que : le nombre de Reynolds, le nombre de Darcy, le nombre de Biot, le nombre de Biot interstitiel, le nombre de Reynolds du pore, le rapport des conductivités thermique du solide sur le fluide et le nombre de Frank-Kamenetski qui traduit la réaction chimique. Les résultats concernant l'influence de ces paramètres sur les distributions des températures et des concentrations ainsi que les nombre de Nusselt et de Sherwood locaux et moyens des phases solides et fluides, sont présentés.

3.4 Températures et concentrations moyennes

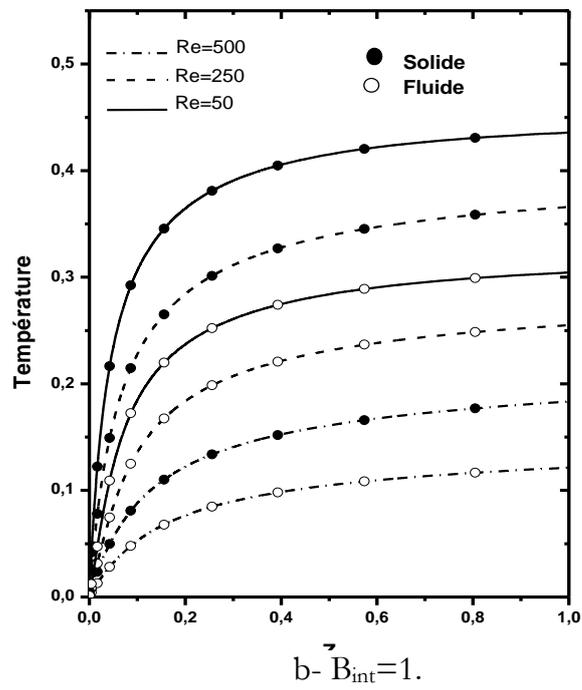
Dans ce paragraphe, on étudiera l'influence de certains paramètres thermo-physiques tels que les nombres de Reynolds, Darcy, Frank-Kamenetski etc...., sur la distribution de la température et la concentration moyenne.

- **Effet du nombre de Reynolds**

Les effets combinés des nombres de Reynolds et de Biot interstitiel sur les températures et les concentrations moyennes, sont représentés sur les figure 3.6 et 3.7 pour les deux phases. On remarque que les températures augmentent rapidement à l'entrée puis se stabilisent au fur et mesure que l'écoulement avance le long de la conduite. Ceci est du à la quantité de chaleur dégagée par la réaction qui fait que ces dernières augmentent rapidement à l'entrée.



a- $B_{int}=0.1$



b- $B_{int}=1$

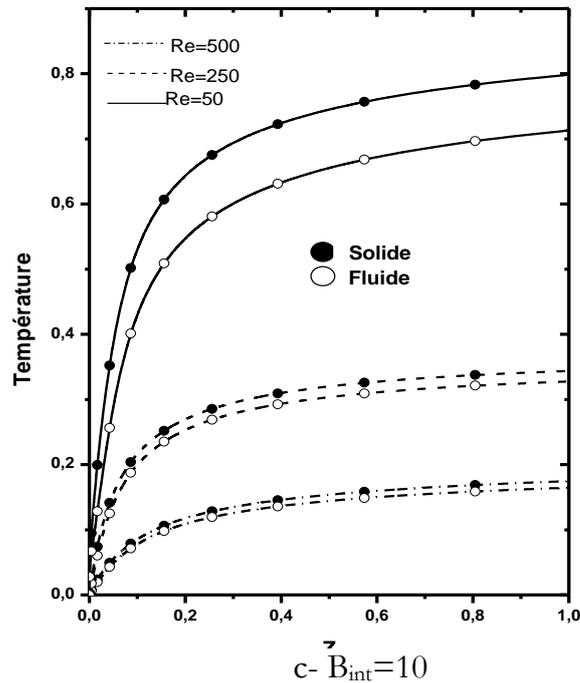


Figure 3.6 : Distribution des températures moyennes des phases solide et fluide

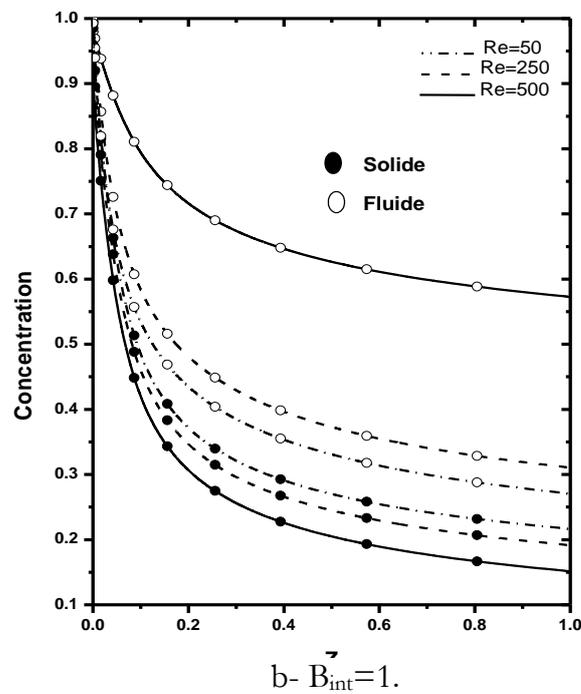
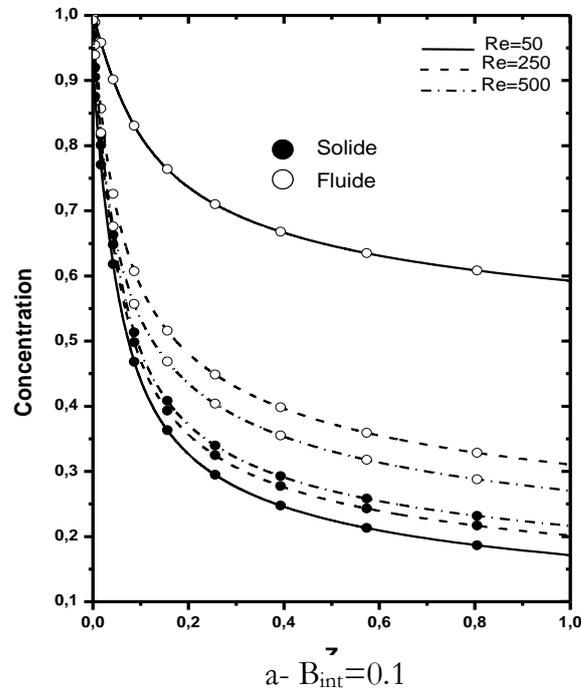
$$Da=1.E-3, Rc=1, Bi=1.$$

Pour un nombre de Biot interstitiel donné, l'augmentation du nombre de Reynolds engendre une diminution de la température moyenne aussi bien pour la phase solide que fluide. En effet, l'augmentation de Reynolds diminue l'épaisseur de la couche limite augmentant ainsi les effets convectifs à la paroi. L'écart de température existant entre les deux phases diminue avec l'augmentation du Biot interstitiel. Ceci s'explique par l'amélioration du transfert convectif entre les deux phases (Figures 3.6a-c). De plus, on note aussi que les écarts de températures pour différents Re augmentent avec l'augmentation de Biot et particulièrement pour la phase solide.

La figure 3.7 représente l'effet du nombre de Reynolds sur la concentration moyenne pour les deux phases pour différentes valeurs du Biot interstitiel. D'un point de vue phénoménologique la variation de Biot interstitiel n'affecte pas l'évolution des concentrations. Ainsi, on remarque que les concentrations décroissent rapidement de leurs valeurs maximales à l'entrée de la conduite puis tendent vers une valeur asymptotique au fur et à mesure que l'écoulement avance (figures 3.7a-c). Ce phénomène est tout à fait normal puisque la plupart des réactifs ont été transformés par la réaction chimique en produits dès l'entrée de la conduite, donc une diminution importante de la concentration juste à l'entrée de la conduite.

Sur les mêmes graphes on a représenté l'effet du nombre de Reynolds et du nombre de Biot interstitiel sur la concentration moyenne. D'un autre côté, en augmentant

le nombre de Reynolds on note que la concentration diminue du fait qu'un plus grand nombre de particules participent dans la réaction ce qui fait diminuer la concentration des réactifs.



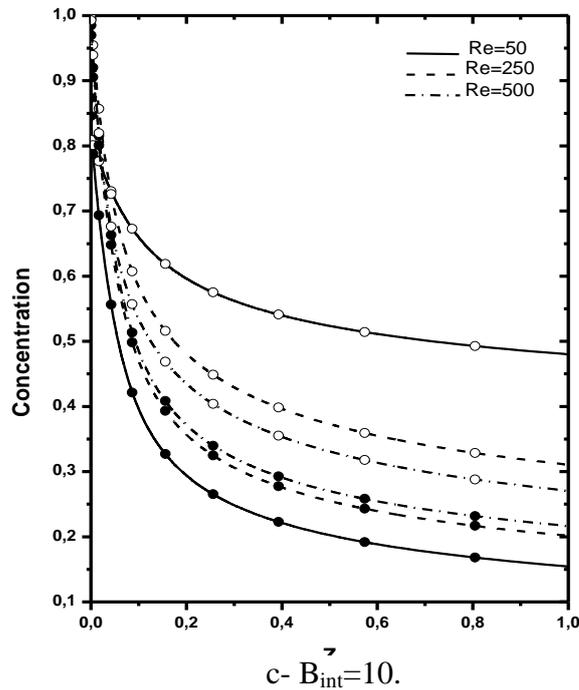
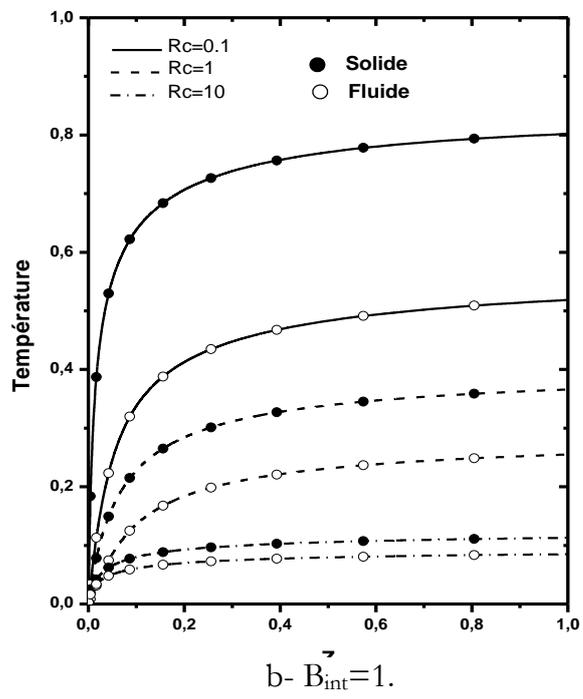
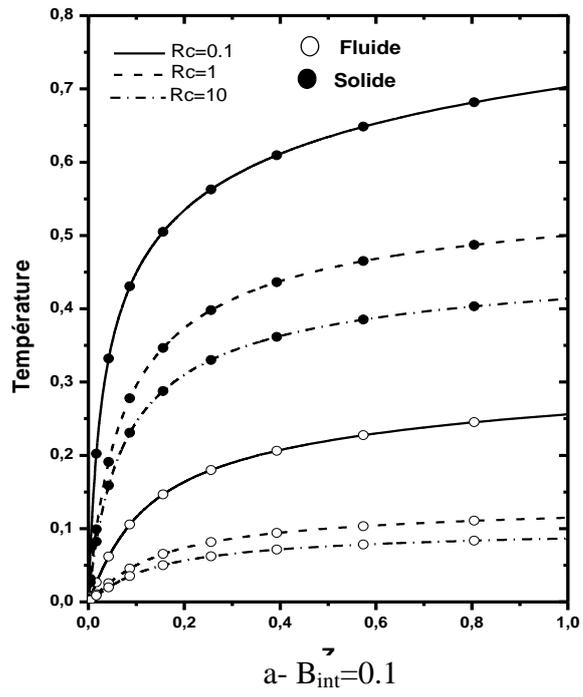


Figure 3.7 : Distribution des concentrations moyennes

des phases solide et fluide $Da=1.E-3$, $Rc=1$, $Bi=1$.

- **Effet du rapport de conductivités thermiques**

La figure 3.8 représente l'effet de la variation du rapport des conductivités thermiques, Rc , sur la température moyenne des phases fluide et solide pour différentes valeurs du nombre de Biot interstitiel. Pour des valeurs de nombre de Biot interstitiel faible (figure 3.8-a), la variation de Rc influe considérablement sur les températures moyennes des deux phases fluide et solide. Quand les valeurs du rapport des conductivités sont importantes, c'est-à-dire, lorsque la conductivité thermique du solide est nettement plus importante que celle du fluide, on constate que la différence de température entre les deux phases est très importante. Ce comportement est dû à une très grande résistance à l'échange interne entre la phase fluide et la phase solide, caractérisé par de faibles valeurs du nombre de Biot interstitiel (ce qui empêche l'évacuation de la chaleur générée par le solide) et la grande conductivité thermique du solide favorise les échanges conductifs dans la phase solide avec la paroi. Pour des valeurs faibles du rapport de conductivité, le fluide dissipe mieux la chaleur que le solide, la température moyenne de la phase solide devient plus proche que celle de la phase fluide, d'où la diminution entre les températures.



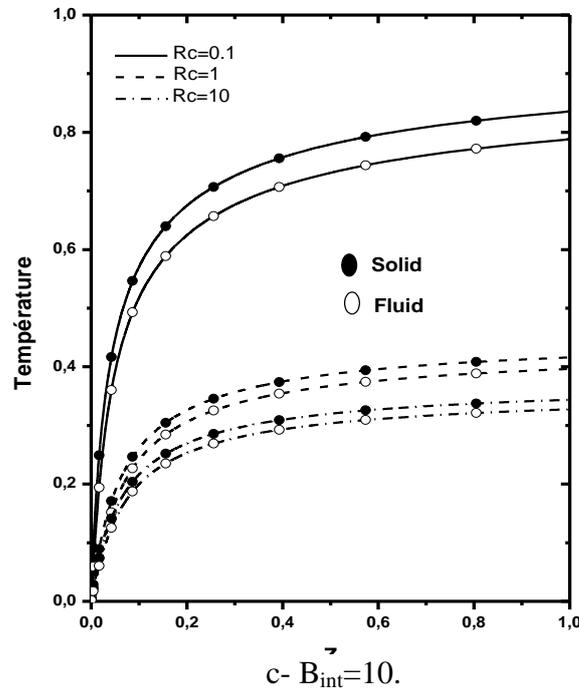
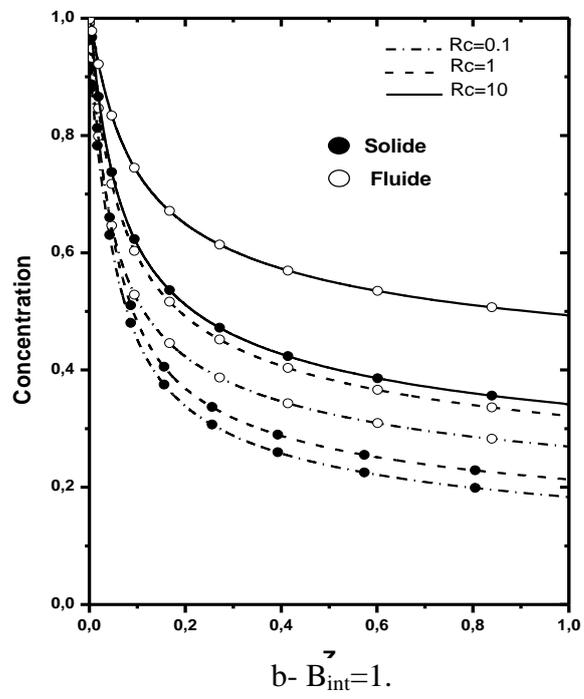
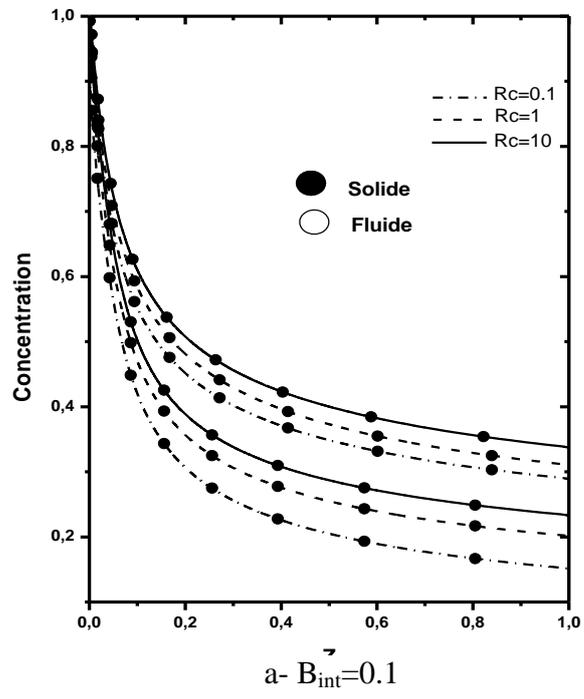
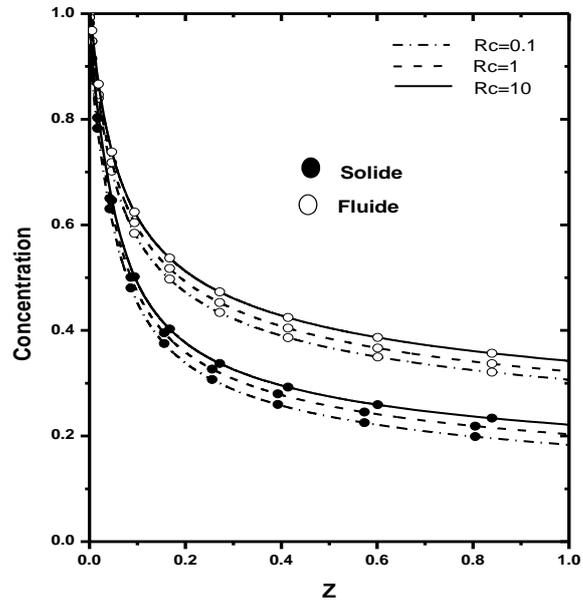


Figure 3.8 : Distribution des températures moyennes des phases solide et fluide $Da=1.E-3$, $Re=250$, $Bi=1$.

La figure (3.9) montre les effets combinés des deux paramètres précédents sur les distributions des concentrations moyennes des phases solides et fluides. On remarque que pour des faibles valeurs de B_{int} la différence entre la concentration moyenne de la phase solide et de la phase fluide augmente. Quand les valeurs de Rc sont faibles (la conductivité thermique du fluide est plus importante que celle du solide), on constate que la différence de concentration entre des deux phases est faible. Ce phénomène est dû à la grande conductivité du fluide, ce qui engendre des réactions dans la phase fluide proche de celle de la phase solide.



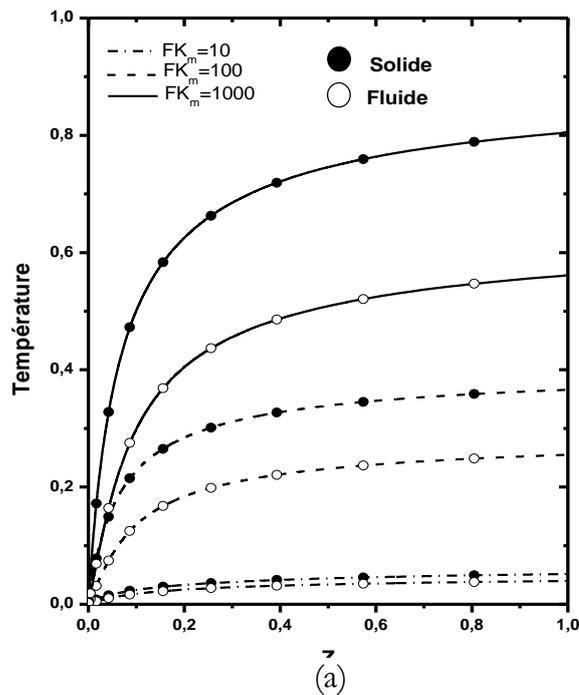


c- $B_{int}=10$.

Figure 3.9 : Distribution des concentrations moyennes des phases solide et fluide $Da=1.E-3$, $Re=250$, $Bi=1$.

- Effet du nombre de Frank-Kamenetski

L'influence de la réaction chimique, exprimée par le nombre de Frank-Kamenetski FK_m modifié, sur le profil des températures et des concentrations moyennes le long de la conduite pour les phases fluide et solide est représentée sur la figure (3.10). On remarque que la température augmente rapidement dès l'entrée de la conduite puis se stabilise au fur et à mesure que l'écoulement pour atteindre une valeur constante. On constate que les valeurs importantes du nombre de Frank-Kamenetski favorisent des températures moyennes élevées pour la phase fluide et la phase solide. Par ailleurs, l'écart entre les deux phases, fluide et solide, est d'autant plus élevée que FK_m est important. La température moyenne de la phase solide est importante devant celle de la phase fluide qui tend à égaler la température de paroi. Ce comportement est dû au taux de la réaction chimique (terme d'Arrhenius) qui est représenté par le nombre de Frank-Kamenetski dans l'équation d'énergie et à la résistance interne entre la phase solide et fluide, empêchant l'évacuation de la chaleur générée par le solide.



Sur la figure 3.10-b, on a représenté la concentration moyenne qui présente un fort gradient sur une faible portion à l'entrée de la conduite puis cette chute présente une pente plus faible d'une manière significative. Contrairement aux évolutions des températures moyennes, les concentrations des phases solides et fluide présentent des évolutions inverses quand le nombre de Frank-Kamenetski varie. Ainsi, la concentration de la phase solide augmente avec FK_m alors que celle de la phase fluide diminue avec l'augmentation de FK_m . Ce comportement est dû à la présence de la réaction chimique représentée par le terme d'Arrhenius et au fait l'augmentation de FK_m , favorise la transformation des réactifs en produits donc la concentration diminue. On remarque aussi

que la différence entre la phase fluide et la phase solide s'accroît lorsque le nombre de Frank-Kamenetski diminue.

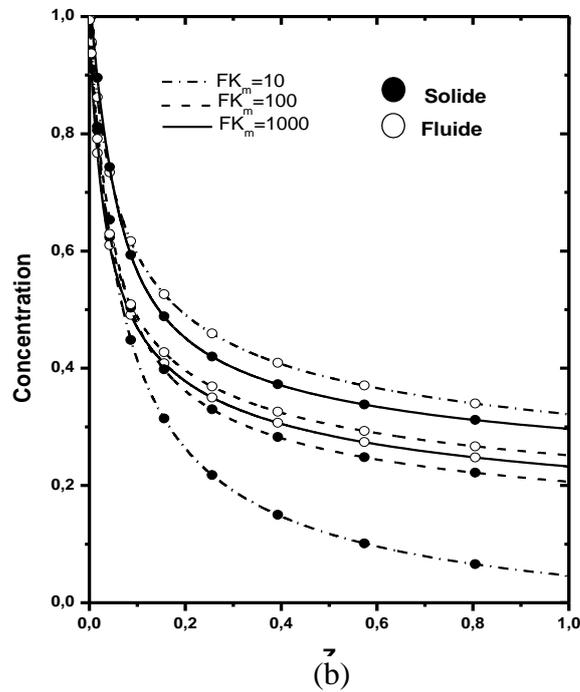
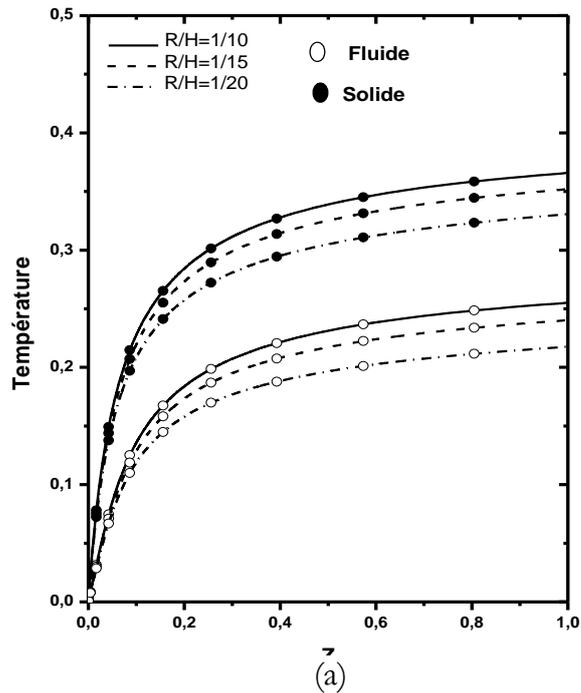


Figure 3.10 : Distribution des températures et des concentrations moyennes des phases solide et fluide
 $Da=1.E-3$, $Re=250$, $B_{int}=1$, $R_c=1$.

- **Effet du rapport de forme**

L'influence du rapport de forme sur le profil des températures et des concentrations moyennes est représentée sur la figure 3.11. On remarque que la température moyenne augmente pour atteindre une valeur limite figure (3.11-a). Ce dernier est proportionnel au facteur de forme, quand ce dernier augmente la température augmente pour la phase solide et la phase fluide. Ce comportement était prévisible, car la section de passage de la conduite augmente réduisant ainsi les couches limites. Par ailleurs, la température de la phase solide est plus importante que celle de la phase fluide à cause de l'effet de la réaction chimique et à la faible communication thermique interne entre les phases. L'écart entre la température du fluide et du solide reste pratiquement constant.



La figure (3.11-b) représente l'évolution de la concentration le long de la conduite pour plusieurs rapports de forme. Pour des faibles valeurs du facteur de forme, les concentrations moyennes des deux phases sont plus importantes et leurs différences ne varie pas d'une manière significative avec la rapport de forme. On remarque que la concentration de la phase solide est plus faible que celle de la phase fluide.

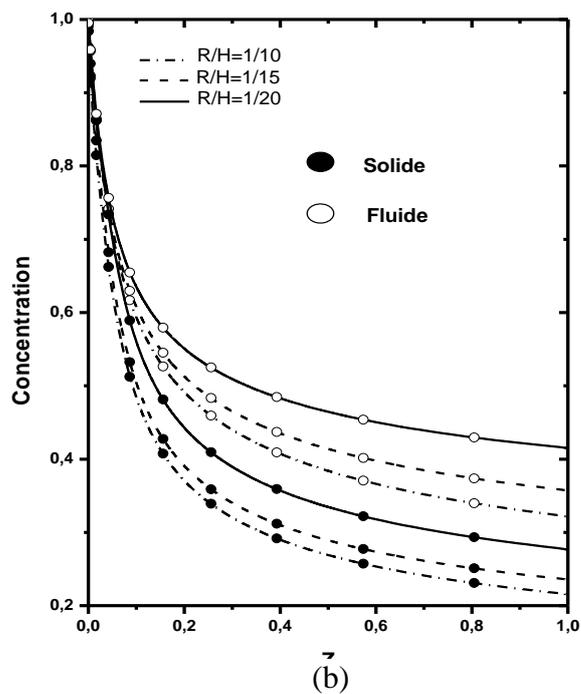


Figure 3.11 : Distribution des températures et des concentrations Moyennes des phases solide et fluide. $Da=1.E-3$, $Re=250$, $Bi_{int}=1$, $Bi=1$, $Rc=1$.

3.5 Evolution des Nusselt et Sherwood

Les variations des nombres de Nusselt et de Sherwood moyens pour toute la conduite, des phases fluide et solide en fonction du nombre de Biot interstitiel pour différentes valeurs du nombre de Reynolds, sont représentées sur la figure (3.12). On observe que l'augmentation de B_{int} engendre une augmentation des valeurs des nombres de Nusselt et Sherwood moyens. Car les fortes valeurs de Biot favorisent le transfert de chaleur par conduction et par conséquent augmente la valeur du nombre de Nusselt. D'un autre côté, l'augmentation de Re augmente le Nusselt moyen et diminue le Sherwood moyen. Cette augmentation est d'autant plus importante que B_{int} est grand puisqu'il a tendance à diminuer le transfert dans le fluide au profit du transfert dans le solide. Par ailleurs, la phase solide présente des échanges thermiques et massique supérieurs à la phase fluide. à cause de la présence du terme d'Arrhenius dans l'équation d'énergie du solide, qui fait augmenté la température du solide. Lorsque le nombre de Biot est très faible, l'échange interne est minime. Ceci est conforme aux constatations et aux interprétations avancées lors de discussions des résultats sur les températures et concentration moyennes.

La figure (3.13) montre les variations des nombres de Nusselt et Sherwood moyens sur la longueur de la conduite, en fonction du rapport des conductivités thermiques en mettant en évidence l'effet du B_{int} . L'augmentation de R_c (la conductivité du solide l'emporte sur la conductivité du fluide), entraîne une diminution du nombre de Nusselt moyen (figure 4.13-a) ; cette diminution est plus importante pour les faibles valeurs du nombre de Biot interstitiel. Les valeurs élevées du rapport des conductivités correspondent aux importantes valeurs de la conductivité thermique du solide. Dans ces conditions, le solide dissipe mieux la chaleur. Comme le montre la figure 4.13-b, des valeurs élevées du rapport des conductivités augmentent le nombre de Sherwood moyen. Par contre l'augmentation du nombre de Biot interstitiel diminue les échanges massiques. On constate aussi que l'écart existant entre les deux phases s'accroît avec l'augmentation du rapport des conductivités thermiques. Ces variations concordent avec les résultats obtenus montrant l'influence de ces mêmes paramètres sur les distributions des températures et des concentrations moyennes.

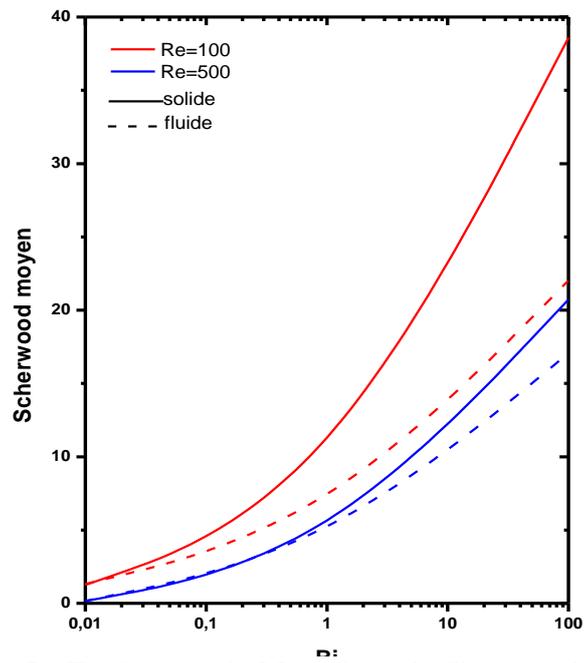
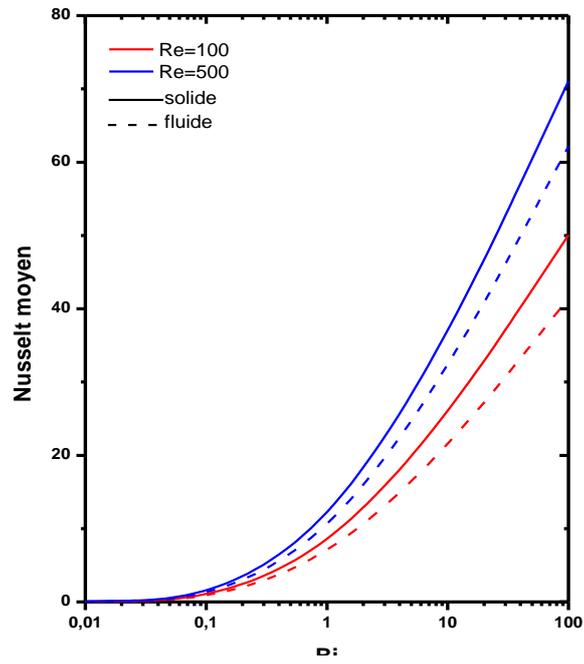


Figure 3.12 : Evolution de Nusselt et de Sherwood moyen des phases solide et fluide en fonction de Bi pour différentes valeurs de Re.

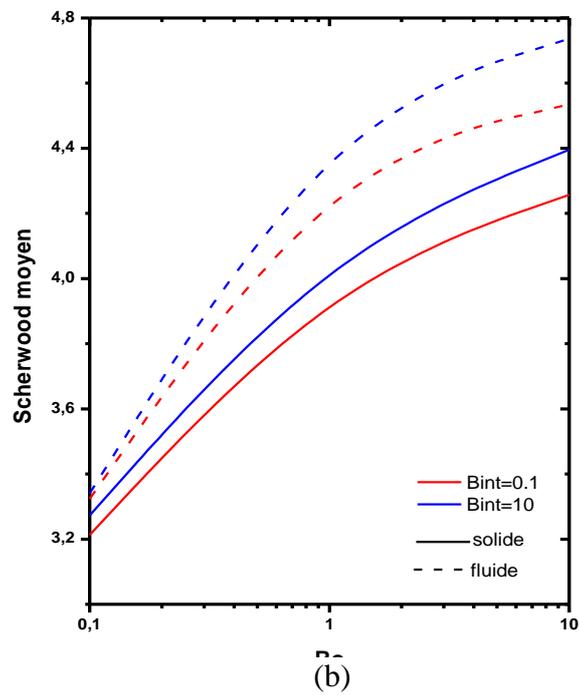
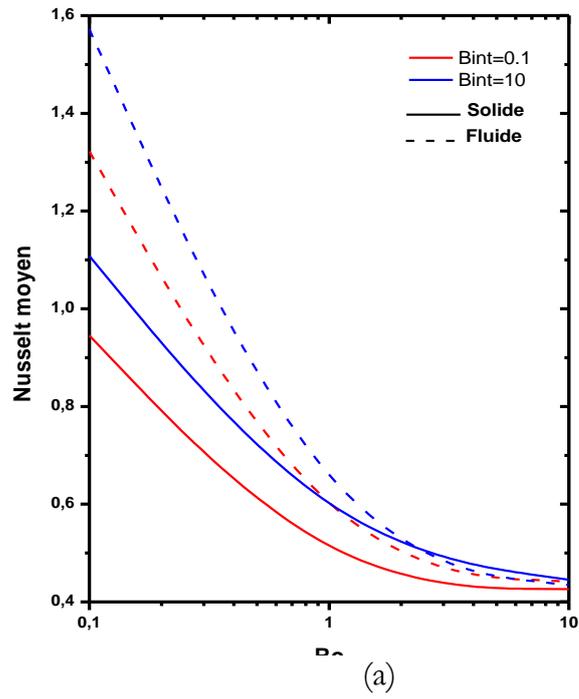


Figure 3.13 : Evolution de Nusselt et de Sherwood moyen des phases solide et fluide en fonction de R_c pour différentes valeurs de B_{int}

Conclusion

Dans ce chapitre, on a présenté et discuté les différents résultats obtenus à partir de la simulation numérique du phénomène des échanges thermiques et massiques en convection forcée dans une conduite cylindrique remplie d'un milieu poreux réactif, en déséquilibre thermique avec la phase fluide.

Les investigations entreprises ont ainsi permis de décrire les phénomènes en présence et d'obtenir des informations sur le comportement des échanges thermiques et massiques en milieu poreux réactif pour une large gamme de paramètres adimensionnels caractéristiques influents tels que les nombres de Reynolds, de Darcy, de Biot et d'autres paramètres.

Il ressort, notamment, une forte influence, sur les champs thermiques et massiques, de certains paramètres tels que le nombre de Reynolds, le nombre de Darcy (perméabilité), le nombre de Biot (interstitiel ou global), ainsi que le nombre de Frank-Kamenetskii. L'effet de chacun de ces paramètres peut-être considérable, mais c'est une influence qui reste souvent dépendant des autres propriétés.

Ainsi, on a relevé que l'augmentation du nombre de Reynolds engendre une diminution de la température et de la concentration, et des valeurs élevées du rapport des conductivités les diminuent. L'écart entre la température des deux phases est important pour des valeurs élevées de rapport R_c et de faibles valeurs du Biot interstitiel où l'hypothèse de l'équilibre thermique locale n'est pas vérifiée, l'influence de Biot dépend des autres paramètres tels que R_c et Biot interstitiel. On a remarqué aussi que le nombre de Frank-Kamenetski ainsi que la géométrie influent considérablement sur la température et la concentration. Ainsi, pour un nombre élevé de Frank-Kamenetski, la température est très importante et la concentration est faible. Ce cas présente un intérêt pratique une faible concentration des réactifs (élément néfaste pour l'environnement) est souhaitable.

CONCLUSION GENERALE

L'étude proposée se veut un apport à la description de certains phénomènes réactifs ayant lieu plus particulièrement dans les milieux poreux permettant à la fois l'écoulement des fluides en présence et en même temps, leur éventuelle épuration de certains soit par filtration, soit par destruction des substances néfastes. L'importance des milieux poreux réactifs dans le processus industriels et technologiques aujourd'hui bien démontrée. Diverses applications telles que le traitement des déchets ménager et nucléaire, le traitement des fumées de l'industrie et du transport, la biomasse et dans le domaine pétrole, continuent à faire l'objet de plusieurs travaux de recherche. Dans la majorité des cas, les auteurs optent pour des hypothèses simplificatrices sur les champs dynamique, thermique et massique. Notre contribution à la compréhension et à la maîtrise des phénomènes des transferts convectifs dans un cylindre rempli d'un milieu poreux réactif, le travail développé dans cette thèse s'est proposé de tenir compte d'un modèle générale pour l'équation de mouvement et d'un éventuel déséquilibre entre la phase solide et fluide.

Une étude numérique de la convection forcée dans une conduite cylindrique complètement poreuse, sous forme de nids d'abeille, en présence d'une réaction chimique qui se déroule dès l'entrée, a donc été entreprise. Le champ dynamique a été décrit par le modèle général de Dracy-Brinkman-Forchheimer qui prend en compte les effets Darcien, les effets de viscosité interstitielle et les effets inertiels. Le modèle à une équation, puis à deux équations d'énergie et des espèces est utilisées respectivement, pour décrire le champ thermique et le champ massique. Les équations qui en découlent sont résolues numériquement par la méthode des volumes finis. Le code de calcul élaboré, basé sur l'algorithme SIMPLE, est validé par une comparaison avec des études relatives à des cas limites traitées analytiquement ou numériquement dans la littérature.

Les résultats obtenus ont permis, entre autres, d'établir une description du phénomène et d'obtenir des informations sur le comportement des échanges thermiques et massiques et sur la variation de la concentration le long de la conduite, pour une large gamme de paramètres adimensionnels caractéristiques mis en jeu qui représentent les effets relatifs aux phénomènes physiques en présence. Il s'agit en autres, de la perméabilité représenté par le nombre de Darcy, des caractéristiques de l'écoulement traduit par le nombre de Reynolds, le rapport des conductivités thermiques des deux phases, du nombre de nombre Biot interstitiel et enfin le nombre de Frank-Kamenetski modifier qui représente la réaction chimique. La représentation des résultats est effectuée en termes de profil des vitesses, les profils de température et concentration moyens, axiaux et pariétaux le long de la conduite. Enfin, une discussion relative aux évolutions des échanges thermiques et massiques.

L'exploitation et l'analyse des différents résultats obtenus a permis d'aboutir à un certain nombre d'observations et de constatations, il apparait que :

- L'effet de la matrice poreuse est largement influencé par le nombre de Reynolds qui lorsqu'il augmente, a tendance à aplatir les profils des vitesses et augmente la longueur d'établissement.
- Pour des faibles valeurs du nombre de Biot et du rapport des conductivités, la différence des températures entre les deux phases est importante.
- L'influence du nombre de Biot semble plus accentuée sur les échanges dans le solide, et notamment pour des rapports élevés de conductivité.
- L'influence du nombre de Frank-Kamenetski modifie sur la température et concentration, du fait que, qu'en augmentant ce nombre la concentration diminue et la température du solide augmente.

On peut conclure, qu'en prenant un nombre de Frank-Kamenetski modifier et un nombre de Reynolds important, la température du solide augmente et la concentration

diminue. Il apparaît donc que ce cas est meilleur puisque, on cherche à diminuer la concentration des produits pour anéantir les substances néfastes.

En définitive, la présente étude a permis de préciser quelques mécanismes de transferts dans un milieu poreux en présence d'une réaction chimique. Ainsi, ce travail pourrait être vu comme étant une contribution pour la maîtrise des problèmes de la modélisation numérique des transferts de chaleur et de matière dans les milieux poreux réactifs où se produisent des changements de phase et des transferts sous l'effet d'un écoulement forcé.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUE

- Abdsalam M.R., shehata M.H., "The numerical solution for the reaction-diffusion combustion with fuel consumption", *Applied mathematics and computation* 160, 423-435, 2005.
- Alavyoon F., "On natural convection in vertical porous enclosure due to prescribed fluxes of heat and mass at the vertical boundaries", *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol. 36, N°10, pp. 2479-2498, 1993.
- Alazmi B, Vafai K. "Analysis of variants within the porous media transport models", *Journal of Heat Transfer*, Vol.122, 303-326, 2000.
- Amiri A, K. Vafai, "Transient analysis of incompressible flow through a packed bed", *Int. Mass Transfer*, Vol. 37, No. 6, PP. 939-954, 1998.
- Amiri A., Vafai, K., "Analysis of dispersion effects and mass transfer during drying of granular products simulation with convective flow through porous media," *int. J. Heat Mass Transfer* 37, 939-954, 1994.
- Ben nasrallah S., Jemni A., "Heat and mass transfer model in metal-hydrogen reactor," *International Journal of Hydrogen Energy*, Vol. 20, 197-203, 1994.
- Brinkman H. C., «A calculation of the viscous force exerted by a flowing on a dense swarm of particles », *Appl. Sci., Al.*, pp. 27-34, 1947.
- Carbounell R.G., and Whitaker, S., "Heat and Mass Transfer in Porous Media," In *Fundamentals of Transport Phenomena In Porous Media*, Bear, J, and Corapcioglu, M. Y., Editors, Martinus Nijhoff Publishers, Dordrecht, 1984.
- Chang C.H., et al., "Heat and momentum transport to particulates injected into low-pressure none equilibrium plasmas", 1990.
- Chao B. H, Wang H., Cheng P., "Stagnation point flow of a chemically reactive fluid in catalytic porous bed", *Int. J. Heat mass transfer*, Vol.39.No.14, pp.3003-3019,1996.
- Chen D.K.S, Oh S.H, Bisset E.J and Van Ostrom D.L., "A three- Dimensional model of transient thermal and conversion characteristics of monolithic catalytic converters". SAE Technical Paper Series Nr. 880282, 1988
- Chou F.C, Lien W. Yet Lin S.H., "Analysis and experiment of non-Darcian convection in Horizontal Square packed sphere channels", *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol. 35, N°01, pp. 195- 205 1992.

- Contarin F., Saveliaev A. V., Fridman A. A., Kennedy L. A., « A reciprocal flow filtration combustor with embedded heat exchangers: numerical study», *Int. J. Heat and Mass Transfer*, vol.46, pp.949-961, 2003.
- Darcy H., « Les fontaines publiques de Dijon ». Victor Dalmont, Paris, 1856.
- Ernd K., “Optimierung der Betriebsparameter von porösen Bernnräumen durch Experimentelle Parametrische Untersuchung der Einflubgröben,” Diplomarbeit, Lehrstuhl für Strömungsmechanik, Erlangen.
- Fand R. M. et al., “Natural convection heat transfer from a horizontal cylinder embedded in a Porous media”, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 29, pp. 119-133, 1986.
- Hadim A., « Forced convection in porous channel with localized heat sources”, *Journal of Heat Transfer*, V.116, pp.465-472, 1994
- Hamdan M.O, Al-Nimr M.A, et Alkam M.K., “Enhancing forced convection by inserting porous substrate in the core of a parallel-plate channel”, *Int. Journal of Numerical Methods for Heat and Fluid Flow*, Vol.10,pp. 502-517, 2000.
- Jones D. R., “Convective effects in enclosed, exothermically reacting gases”, *Int. J. Heat mass transfer*, Vol. 17, pp. 11-21. Pergamon Press, 1973.
- Kandasamy R, Raj A, Khamis A.b., «Effect of chemical reaction, heat and mass transfer on boundary layer flow over a porous wedge with heat radiation in the presence of suction or injection», *Theore. Appl. Mech.*, vol. 33, N° 2, pp. 123-148, Belgrade, 2006.
- Karlin V., Makhviladze G., Roberts J., Melikhov V.I, “Effect of Lewis Number on Flame Front Fragmentation in Narrow Closed Channels”, Moscow-Russia 1999.
- Kaviany M., “Principles of Heat Transfer in Porous Media,” Corrected Second Edition, Springer-verlag, New York, 1999.
- Kirchner T., Eigenberger G., « optimization of the cold-start behavior of automotive catalysts using an electrically heated pre-catalyst», *Chemical Engineering Science*, vol.51, no.10, pp.2409-2418, 1996.
- Lauréat G. et Parasad V., «Non-Darcian effects on natural convection in a vertical porous enclosure », *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol. 32, N°11, pp. 2135-2148, 1989.
- Malashetty M. S, Cheng P., Chao B. H., “Convective instability in a horizontal porous layer saturated with a chemically reacting fluid”, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 37, No. 18, pp. 2901-2908, 1994.
- Mingchun li, Yusheng wu, Yanwen tian and Yunchun zhai, “non-thermal equilibrium model of the coupled heat and mass transfer strong endothermic chemical reaction system of porous media”, Shenyang, china, 2007.
- Nield D.A. et Bejan A., “Convection in Porous Media”, Springer Verlag, 1999.
- Patankar S.V., “Numerical heat transfer and fluid flow”, Hemisphere, New York, 1980.
- Polikakos Det Renken K., “Forced convection in channel filled with porous medium, including the effects of flow inertia, variable porosity, and Brinkman friction”, *Int. J. of Heat Transfer*, Vol.105, pp.880-888, 1987.
- Tobbal A., Bennacer R. et Cabrillac R., « Effet de l'anisotropie des matériaux poreux sur les phénomènes de transferts de chaleur et de masse », *Proceedings du 13ème Congrès Français de Mécanique*, Vol. II, pp. 457-460, 1997.
- Vafai K. and Amiri, A., «Non Darcian effects in confined forced convective flow», *Transport Phenomena in Porous Media*, D.B.Ingham and I.PoP, Eds, Pergamon, England, pp. 313-329, 1998.
- Whitaker S., “The Forchheimer equation: a theoretical development, *Transport in Porous Media*”, Vol. 25, pp. 27-61, 1996.