

## GENERATION D'ENTROPIE DUE A LA CONVECTION THERMIQUE FORCEE DANS UNE CONDUITE POREUSE HYDRODYNAMIQUEMENT ANISOTROPE

DEGAN G.<sup>1</sup>, FAGBEMI L.<sup>1</sup>, AKOWANOU C.<sup>1</sup>, AWANOU C. N.<sup>2</sup>

1- Laboratoire d'Energétique et de Mécanique Appliquées (LEMA)/EPAC-UAC

2- Laboratoire de Physique de Rayonnement (LPR)/FAST-UAC.  
(ger\_degan@yahoo.fr)

(Reçu le 12 mars 2008 ; Révisé le 18 août 2008 ; Accepté le 24 septembre 2008)

### RESUME

Dans cette étude, le taux de génération d'entropie due au transfert de chaleur par convection forcée dans une conduite à section rectangulaire rempli d'un milieu poreux anisotrope et chauffé par un flux de chaleur constant, est examiné analytiquement. Le milieu poreux saturé par un fluide incompressible est anisotrope en perméabilité dont les directions principales sont orientées arbitrairement par rapport au champ gravitationnel. Sur la base de l'hypothèse de l'écoulement complètement développé, le taux de génération d'entropie est exprimé en fonction des principaux paramètres adimensionnels hydrodynamiques et thermiques. Des cas limites relatives à des situations physiques particulières sont développés. Il est démontré que les propriétés anisotropes du milieu poreux influencent grandement ce taux.

Mots clés : Génération d'entropie, milieu poreux anisotrope, convection forcée.

### ABSTRACT

In this study, the rate of entropy generation due to forced convection heat transfer in a parallel-plate horizontal porous duct heated by a constant heat flux is analytically examined. The porous medium saturated by an incompressible fluid is anisotropic in permeability whose principal axes are oriented in a direction that is arbitrary to the gravity field. On the basis of fully-developed flow, the entropy-generation rate is expressed in terms of relevant non-dimensional hydrodynamic and thermal parameters. Limiting cases corresponding to particular physical situations are developed. It is demonstrated that anisotropic properties of the porous medium have a strong influence the entropy-generation rate.

Key words: Entropy-generation, anisotropic porous medium, forced convection.

## INTRODUCTION

La génération d'entropie associée aux phénomènes irréversibles et basée sur la Deuxième Loi de la Thermodynamique est d'une importance considérable dans les domaines des sciences de l'ingénieur. Différents phénomènes engendrent la génération d'entropie tels que le transfert de chaleur à travers des gradients finis de température, les caractéristiques du transfert de chaleur, les effets de la viscosité du fluide, etc. Bejan [1, 2] a expliqué les différentes raisons motivant la génération d'entropie en ingénierie thermique appliquée et en phénomènes de transport, ainsi que la minimisation d'entropie générée qui joue un rôle déterminant de nos jours pour comprendre l'irréversibilité et permet une utilisation rationnelle de

l'énergie disponible. Une bonne documentation y a été faite par Bejan [2, 3] et par Drost et Zaworski [4].

La convection dans des conduites d'écoulement de fluides apparaît dans beaucoup d'applications telles que dans les échangeurs de chaleur, les équipements de procédés chimiques, le transport de fluides chauffés ou refroidis, les collecteurs solaires et le refroidissement micro-électronique. Les effets de la poussée font distordre les profils de vitesse et de température relativement à ceux engendrés par la convection forcée. Ce phénomène est d'une importance capitale car il pourrait grandement affecter la friction pariétale, la perte de charge, le transfert de chaleur, l'apparition de températures extrêmes et la stabilité de l'écoulement. Les irréversibilités associées

à l'écoulement des fluides dans des conduites sont presque toujours relatives au transfert de chaleur et au frottement visqueux.

Pour les écoulements de fluides en milieu poreux, le problème de convection poreux a été étudié par de nombreux auteurs [5, 6] et expérimentalement [7] pour des perméabilités relativement faibles. Dans le traitement de ces écoulements, la vitesse est généralement uniforme. Cependant, pour des porosités relativement élevées et des perméabilités non désirables pour des pertes de charge considérées, une distribution de la vitesse non uniforme est notée près des parois. Ceci affecte le taux de transfert de chaleur. Kaviany [8] a étudié l'écoulement convectif laminaire à travers un canal poreux limité par deux plaques parallèles maintenues à des températures constantes égales. Sur la base de la loi de Darcy modifiée, cet auteur a démontré que le nombre de Nusselt dans le cas où l'écoulement est complètement développé augmente avec l'accroissement du facteur de forme du milieu poreux. Nakayama et Coll. [9] ont poursuivi l'analyse de Kaviany pour le cas où un flux constant de chaleur est spécifié aux parois, en utilisant le modèle étendu de Darcy-Brinkman pour étudier l'effet de la friction visqueuse pariétale sur les caractéristiques hydrodynamiques et thermiques du phénomène physique.

Pour toutes études précitées sur le thème, le milieu poreux est toujours supposé isotrope en perméabilité. Cependant, dans de nombreuses applications, les milieux poreux sont fortement anisotropes. La prise en compte de plus de réalisme physique dans les propriétés de la matrice solide est important pour la modélisation précise du milieu poreux. L'anisotropie qui est généralement une conséquence de l'orientation préférentielle des directions de l'écoulement par rapport aux directions principales ou qui résulte de la géométrie asymétrique des grains et des fibres dont le milieu est composé, est en fait notée dans de nombreux systèmes dans l'industrie et dans la nature. Malgré cet état de choses, l'anisotropie de structure du milieu n'est pas souvent considérée. Récemment, emboitant le pas à certains auteurs, Degan et Coll. [10] ont étudié l'influence de l'anisotropie en perméabilité du milieu poreux sur l'écoulement et le transfert de chaleur par convection forcée dans une conduite poreuse à plaques parallèles et à section rectangulaire.

Le but de cette investigation est d'analyser le mécanisme de la génération d'entropie due aux courants convectifs forcés dans un conduit poreux à

parois parallèles horizontales chauffé par un flux de chaleur uniforme. La matrice du milieu poreux est anisotrope en perméabilité dont les axes principaux sont orientés arbitrairement par rapport au champ gravitationnel. Une analyse de l'influence des paramètres d'anisotropie du milieu poreux sur le phénomène irréversible engendré par l'entropie générée dans le canal sera faite.

## NOMENCLATURE

$a$	constante, équation (15)
$Br$	nombre de Brinkman, équation(16)
$f$	coefficient de frottement, équation (14)
$c_p$	chaleur spécifique du fluide à pression constante
$D_H$	diamètre hydraulique
$\bar{h}$	coefficient moyen de transfert de chaleur
$k$	conductivité thermique
$\bar{K}$	tenseur de la perméabilité, équation (8)
$K_1, K_2$	perméabilités suivant les axes principaux
$K^*$	rapport d'anisotropie en perméabilité
$L$	longueur de la conduite
$p$	pression
$q_w$	flux de chaleur constant
$Da$	nombre de Darcy, équation (15)
$T$	température
$p$	pression
$N_s$	taux d'entropie générée
$N_H$	contribution du taux de chaleur à l'entropie générée
$N_F$	contribution de la friction visqueuse à l'entropie générée
$\dot{m}$	débit massique
$\dot{Q}$	taux de transfert de chaleur
$s$	entropie
$St$	nombre de Stanton
$\Pi$	nombre de Stanton modifié
$Ec$	nombre d'Eckert
$Re$	nombre de Reynolds, équation(15)
$Br$	nombre de Brinkman, équation(16)
$Be$	nombre de Bejan, équation(21)
$Pr$	puissance de pompage, équation (32)
$\dot{S}_{gen}$	entropie générée

Génération d'entropie due à la convection thermique forcée dans une conduite poreuse hydrodynamiquement anisotrope

$t$  temps  
 $T_i$  température dans la conduite  
 $T$  température de la veine fluide  
 $\bar{V}$  vitesse de filtration du fluide  
 $u, v$  composantes de la vitesse dans les directions  $x$  et  $y$   
 $\bar{u}$  vitesse de l'écoulement forcé  
 $x, y$  coordonnées cartésiennes

**Lettres grecques**

$\alpha$  constante, équation (15)  
 $\mu$  viscosité dynamique du fluide  
 $\phi$  angle d'orientation des directions principales du tenseur de perméabilité  
 $\theta$  variation de température le long de la conduite, équation (4)  
 $\Omega$  différence de température dimensionnelle  
 $\phi$  rapport de forme de la conduite  
 $\rho$  densité du fluide  
 $(\rho c_p)$  capacité calorifique du fluide  
 $\Delta T$  différence de température  
 $\Lambda$  constante, équation(22)

**Indices**

$w$  relatif à la surface interne de la paroi

**ENTROPIE TOTALE GENEREE DANS LA CONDUITE**

Le modèle physique tel qu'indiqué à la Figure 1(a) consiste en une conduite poreuse horizontale à parois parallèles, chauffée par un flux de chaleur constant  $q_w$ . En considérant le volume de contrôle illustré à la Figure 1(b), le fluide visqueux et incompressible saturant la couche poreuse entre à la température  $T_i$  dans la conduite de longueur  $L$  avec un débit masse  $m$ . L'anisotropie du milieu poreux est caractérisée par le rapport des perméabilités  $K^* = K_1 / K_2$  et l'angle d'orientation  $\phi$  défini étant l'angle formé par la direction horizontale et l'axe principal portant la perméabilité  $K_2$ . Le fluide saturant la matrice poreuse est supposé

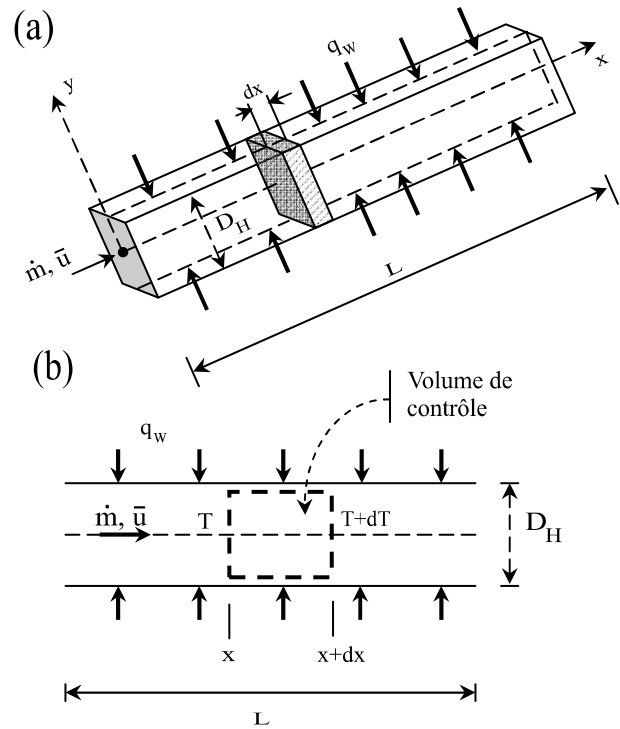


Figure 1: (a) Modèle physique et système de coordonnées ; (b) Volume de contrôle.

en équilibre thermodynamique local avec la matrice solide. Le transfert de chaleur dû au chauffage du fluide apparaît avec un coefficient moyen de transfert de chaleur  $\bar{h}$  à la surface de la paroi interne de la conduite, qui n'est pas constant mais est une fonction de la variation de la viscosité. Les autres températures dépendantes des propriétés telles que la densité  $\rho$ , la conductivité thermique  $k$  et la chaleur spécifique  $C_p$  du fluide sont supposées être constantes dans la gamme des températures considérées sans cette étude.

Le taux de transfert de chaleur dans le fluide à l'intérieur du volume de contrôle est donné par la relation suivante

$$d\dot{Q} = \dot{m} C_p dT = q_w \pi D dx \quad (1)$$

où  $\dot{m} = \rho \bar{u} \pi D^2 / 4$ . Comme l'avait souligné par Sahin [11], en écrivant l'équation (1), la conduite est supposée avoir une section circulaire mais l'analyse n'est pas affectée en considérant une section autre que circulaire telle que pour le cas étudié d'une conduite poreuse horizontale à plaques parallèles. Pour cette situation, on substitue  $D$  dans l'équation (1) par  $D_H$  le diamètre hydraulique de la conduite à section considérée arbitraire. Donc, en intégrant l'équation (1) la variation de la température du fluide sur la longueur de la conduite est obtenue par

$$T - T_i = \frac{4q_w}{\rho \bar{u} D_H C_p} x \quad (2)$$

Pour un flux de chaleur constant  $q_w$  et le coefficient de transfert de chaleur  $\bar{h}$ , la différence de température entre la surface interne de la conduite et la veine fluide devient constante,

$$\Delta T = T_w - T = \frac{q_w}{\bar{h}} = \text{constant} \quad (3)$$

Donc, l'équation (2) peut s'écrire comme suit :

$$\theta = \frac{(T - T_i) \bar{h}}{q_w} = 4 \frac{St}{D_H} x \quad (4)$$

où  $St = \bar{h} / (\rho \bar{u} C_p)$  est le nombre de Stanton. La variation de température le long de la conduite est linéaire et le gradient de température du fluide dépend principalement de l'intensité du flux thermique.

En appliquant la deuxième loi de la thermodynamique au volume de contrôle illustré à la Figure 1(b), il vient ce qui suit (voir Bejan [12]) :

$$\dot{S}_{gen} = \frac{\partial S}{\partial t} - \frac{\dot{Q}}{T} + \sum_{\text{sortant}} \dot{m} s - \sum_{\text{entrant}} \dot{m} s \quad (5)$$

et, en régime permanent, le taux d'entropie total générée dans le volume de contrôle de la Figure 1(b) est exprimé par :

$$d\dot{S}_{gen} = \dot{m} ds - \frac{d\dot{Q}}{T_w} \quad (6)$$

En invoquant que la relation canonique des substances pures peut s'écrire de la manière suivante (voir Moran et Shapiro [13]) :

$$\frac{dh}{dx} = T \frac{dh}{dx} + \frac{1}{\rho} \frac{dh}{dx} \quad (7)$$

de sorte que, pour un fluide incompressible, la variation d'entropie puisse être formulée comme suit :

$$ds = C_p \frac{dT}{T} - \frac{dP}{\rho T} \quad (8)$$

Après substitution des équations (1) et (8) dans l'équation (6) le taux total de génération d'entropie dans le volume de contrôle devient :

$$d\dot{S}_{gen} = \dot{m} C_p \left( \frac{T_w - T}{T_w T} dT - \frac{dP}{\rho C_p T} \right) \quad (9)$$

Il apparaît que dans l'équation (9) la variation de la pression tenant lieu de la perte de charge engendrée du fait des irréversibilités est donnée par relation suivante (voir Kreith et Bohn [14]) :

$$dP = -\frac{f \rho \bar{u}^2}{2D_H} dx \quad (10)$$

où  $f$  est le coefficient de frottement.

### SOLUTION EN CAS DE VISCOSITE CONSTANTE

En intégrant l'équation (9) sur toute la longueur  $L$  de la conduite et en utilisant les équations (2) et (10) pour la situation physique très connue où la viscosité reste constante le long de la conduite, le taux total de génération d'entropie devient

$$\dot{S}_{gen} = \dot{m} C_p \left[ \ln \frac{(1+4St\Omega\phi)(1+\Omega)}{1+\Omega+4St\Omega\phi} + \frac{1}{8} \frac{f \rho \bar{u}^2}{q_w} \ln(1+4St\Omega\phi) \right] \quad (11)$$

où  $\Omega = \Delta T / T_i$  est la différence de température adimensionnelle et  $\phi = L / D_H$  est le rapport de forme de la conduite. En définissant le nombre adimensionnel de génération d'entropie par la l'expression suivante :

$$N_S = \frac{\dot{S}_{gen}}{\dot{Q} / T_i} \quad (12)$$

et en tenant compte de l'équation (11), il vient :

$$N_S = \frac{1}{4St\Omega\phi} \left[ \ln \frac{(1+4St\Omega\phi)(1+\Omega)}{1+\Omega+4St\Omega\phi} + \frac{1}{8} f \frac{Ec}{St} \ln(1+4St\Omega\phi) \right] \quad (13)$$

où  $Ec = \bar{u}^2 / (C_p \Delta T)$  est le nombre d'Eckert.

Pour un écoulement convectif laminaire et complètement développé dans un canal poreux anisotrope en perméabilité, chauffé par un flux de chaleur constant, en supposant que la viscosité du fluide saturant est constante, le coefficient de frottement  $f$  est lié au nombre de Reynolds  $Re$  basé sur  $D_H$  est donné par l'expression suivante (voir Degan et Coll. [10]) :

$$f = \frac{4}{Re} \frac{\alpha^2 \sinh(\alpha/2)}{(\alpha/2) \cosh(\alpha/2) - \sinh(\alpha/2)} \quad (14)$$

où :

$$\left\{ \begin{array}{l} Re = \frac{\rho \bar{u} D_H}{\mu} \\ \alpha = \left( \frac{a}{Da} \right)^{1/2} \\ a = \sin^2 \phi + K^* \cos^2 \phi \\ Da = \frac{K_1}{D_H^2} \end{array} \right. \quad (15)$$

On note deux groupes de nombres adimensionnels qui apparaissent naturellement dans l'équation (13) qui sont explicitement le groupe I défini par le nombre de Brinkman  $Br$  et le groupe  $\Pi$  définis respectivement par :

$$Br = \frac{Ec}{St Re} = Ec Pr \quad (16)$$

$$\Pi = St \phi \quad (17)$$

Le nombre de Brinkman détermine l'importance relative entre les effets de dissipation visqueuse et les effets de la conduction. Il se dégage qu'en utilisant les équations (16) et (17), le nombre adimensionnel de l'entropie totale générée exprimé par l'équation (13) devient :

$$N_s = N_H + N_F \quad (18)$$

avec :

$$N_H = \frac{1}{4\Omega\Pi} \ln \frac{(1+4\Omega\Pi)(1+\Omega)}{1+\Omega+4\Omega\Pi} \quad (19)$$

et

$$N_F = \frac{Br}{8\Omega\Pi} \frac{\alpha^2 \sinh(\alpha/2) \ln(1+4\Omega\Pi)}{[(\alpha/2) \cosh(\alpha/2) - \sinh(\alpha/2)]} \quad (20)$$

Il est observable que l'entropie totale générée dans la conduite poreuse anisotrope est divisée en deux parties nommément la partie relative à la génération de l'entropie due au transfert de chaleur  $N_s$  et la seconde partie relative à la génération d'entropie due à la friction visqueuse saturant le milieu poreux  $N_F$ . Dans de nombreuses applications relevant des sciences de l'ingénieur et pour de nombreux problèmes d'optimisation, selon Bejan et Coll. [15], la contribution du transfert de chaleur à la génération d'entropie  $N_H$  par rapport taux total d'entropie générée  $N_s$  est primordiale. Comme alternative à la connaissance du paramètre de distribution des irréversibilités qui est souvent difficile à déterminer, Paoletti et Coll. [16] ont défini le nombre de Bejan  $Be$  qui mesure le rapport de la génération d'entropie au transfert de chaleur à la génération de l'entropie totale. Mathématiquement, le nombre de Bejan correspondant à la présente situation dans cette étude est calculé par l'expression suivante :

$$Be = \frac{N_H}{N_s} = \frac{1}{1 + \frac{Br}{2} \frac{\alpha^2 \sinh(\alpha/2) \Lambda}{(\alpha/2) \cosh(\alpha/2) - \sinh(\alpha/2)}} \quad (21)$$

avec :

$$\Lambda = \left[ \ln \frac{(1+4\Omega\Pi)(1+\Omega)}{1+\Omega+4\Omega\Pi} \right]^{-1} \quad (22)$$

Quatre cas d'intérêt pratique seront examinés dans la suite, le premier cas où  $\alpha \ll 1$ , le second cas avec  $\alpha \gg 1$ , le troisième où  $\Omega \ll 1$  et le quatrième cas relatif aux milieux poreux anisotropes de faibles viscosités.

#### 1) Cas 1 : *Milieux à porosités élevées, $\alpha \ll 1$*

Ce cas correspondant à la situation physique pour laquelle  $a \ll Da$  est relatif à un milieu poreux faiblement anisotrope en perméabilité et pour lequel la résistance due aux effets pariétaux est prédominante par rapport à celle due à la matrice solide, étant donné que condition examinée dans ce cas implique que lorsque  $\alpha \rightarrow 0$ ,  $Da \rightarrow \infty$ . Cette situation approche

à celle d'un milieu fluide pur pour lequel les effets d'anisotropie du milieu poreux sont hors-propos. Dans cette limite, dans l'hypothèse où la viscosité est constante, le taux de génération d'entropie et le nombre de Bejan se réduisent à :

$$N_S \approx \frac{1}{2\Omega\Pi} \left[ \frac{1}{2} \ln \frac{(1+4\Omega\Pi)(1+\Omega)}{1+\Omega+4\Omega\Pi} + 3\text{Br} \ln(1+4\Omega\Pi) \right] \quad (23)$$

et

$$\text{Be} \approx \left[ \frac{3\text{Br} \ln(1+4\Omega\Pi)}{\ln \frac{(1+4\Omega\Pi)(1+\Omega)}{1+\Omega+4\Omega\Pi}} \right]^{-1} \quad (24)$$

2) Cas 2 : *Milieux à porosités faibles,  $\alpha \gg 1$*

Ce cas correspondant à la situation physique pour laquelle  $a \gg Da$  est relatif à un milieu poreux fortement anisotrope en perméabilité et pour lequel les effets d'anisotropie sont prédominants, ce qui est implique que lorsque  $\alpha \rightarrow \infty$ ,  $Da \rightarrow 0$ . Cette situation approche à celle d'un milieu de Darcy pur. Il en résulte que, dans cette limite, pour l'hypothèse où la viscosité est constante, le taux de génération d'entropie et le nombre de Bejan deviennent :

$$N_S \approx \frac{1}{4\Omega\Pi} \left[ \ln \frac{(1+4\Omega\Pi)(1+\Omega)}{1+\Omega+4\Omega\Pi} + \frac{\alpha^2}{\alpha-2} \text{Br} \ln(1+4\Omega\Pi) \right] \quad (25)$$

et

$$\text{Be} \approx \left[ 1 + \frac{\frac{\alpha^2}{\alpha-2} \text{Br} \ln(1+4\Omega\Pi)}{\ln \frac{(1+4\Omega\Pi)(1+\Omega)}{1+\Omega+4\Omega\Pi}} \right]^{-1} \quad (26)$$

3) Cas 3 : *Milieux poreux à faibles différences de températures,  $\Omega \ll 1$*

Ce cas correspondant à la situation physique pour laquelle  $\Omega \ll 1$  est relatif à un milieu poreux anisotrope en perméabilité et pour lequel de faibles valeurs de différence de température entre le fluide saturant la matrice solide et les parois de la conduite sont significatives. Pour ce cas, comme la viscosité du

fluide est constante, le taux de génération d'entropie et le nombre de Bejan peuvent s'écrire comme suit :

$$N_S \approx \frac{\Omega}{1+(1+4\Pi)\Omega} + \frac{\text{Br}}{2} \frac{\alpha^2 \sinh(\alpha/2)}{(\alpha/2) \cosh(\alpha/2) - \sinh(\alpha/2)} \quad (27)$$

et

$$\text{Be} \approx \left[ 1 + \frac{\text{Br}}{2\Omega} \frac{\alpha^2 \sinh(\alpha/2) [1+(1+4\Pi)\Omega]}{(\alpha/2) \cosh(\alpha/2) - \sinh(\alpha/2)} \right]^{-1} \quad (28)$$

4) Cas 4 : *Milieux poreux de faibles viscosités*

Ce cas correspondant à la situation physique pour laquelle la condition d'existence suivante

$$\frac{\text{Br}}{2} \frac{\alpha^2 \sinh(\alpha/2)}{(\alpha/2) \cosh(\alpha/2) - \sinh(\alpha/2)} \ll 1 \quad (29)$$

doit être vérifiée et qui est relative à un milieu poreux fortement anisotrope en perméabilité et pour lequel la viscosité du fluide saturant est très faible. Il en résulte que, dans cette limite, comme la viscosité est constante, le taux de génération d'entropie et le nombre de Bejan sont exprimés par :

$$N_S \approx \frac{1}{4\Omega\Pi} \ln \frac{(1+4\Omega\Pi)(1+\Omega)}{1+\Omega+4\Omega\Pi} \quad (30)$$

et

$$\text{Be} \approx 1 \quad (31)$$

**PUISSANCE DE POMPAGE DUE AU TAUX DE TRANSFERT DE CHALEUR**

Sur le plan hydraulique, la puissance de pompage permise par le taux de transfert chaleur à travers la conduite poreuse anisotrope est donnée par la relation suivante :

$$P_r = \left( \frac{\pi D_H^2}{4} \right) \frac{\Delta p \bar{u}}{\dot{Q}} \quad (32)$$

Tenant compte des équations (1), (10) et (14), la puissance de pompage due au taux de transfert de chaleur, lorsque la viscosité du fluide saturant le milieu poreux anisotrope, est exprimé par :

$$P_r = \frac{Br}{2} \frac{\alpha^2 \sinh(\alpha/2)}{(\alpha/2) \cosh(\alpha/2) - \sinh(\alpha/2)} \quad (33)$$

## RESULTATS ET DISCUSSION

La Figure 2 illustre le taux de génération d'entropie  $N_s$  en fonction du nombre de Stanton modifié  $\Pi$  pour mettre en évidence l'influence du rapport d'anisotropie en perméabilité  $K^*$  lorsque  $Br=1$ ,  $P_r$ ,  $\Omega = 5$  et  $\varphi = 0^\circ$ . On note que le taux de génération d'entropie est accentué lorsque  $K^* > 1$  et est atténué quand  $K^* < 1$ , par rapport à sa valeur correspondant à la situation isotrope pour laquelle  $K^* = 1$ . Ce comportement peut être expliqué par le fait que, pour une valeur fixée de  $Da$  (c'est-à-dire, de  $K_1$ ), une augmentation (une diminution) en  $K^*$  correspond à une diminution (une augmentation) de la perméabilité  $K_2$ , c'est-à-dire, à un affaiblissement (une accentuation) de l'écoulement convectif. Il en résulte qu'un affaiblissement (une accentuation) de l'écoulement convectif engendre un accroissement (une diminution) d'énergie et des pertes par irréversibilité majeures (mineures). Par conséquent, les irréversibilités importantes engendrent une augmentation du taux de génération d'entropie. Naturellement, l'inverse est observée lorsque les irréversibilités sont faibles.

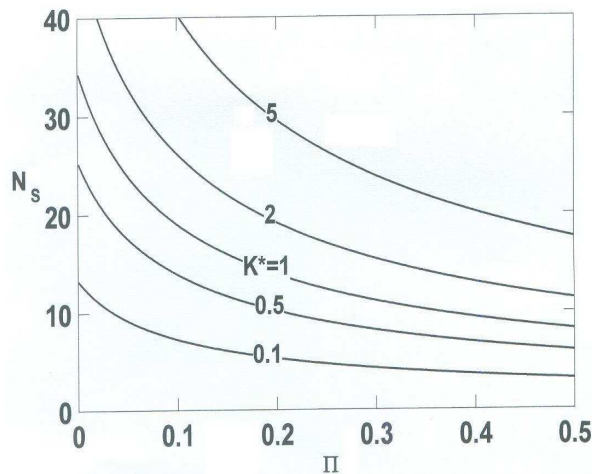


Figure 2 : Effet du nombre de Stanton modifié  $\Pi$  sur le taux de génération d'entropie total pour  $Br=1$ ,  $P_r$ ,  $\Omega = 5$  et  $\varphi = 0^\circ$  et pour différentes valeurs de  $K^*$ .

Sur la Figure 3, le taux de génération d'entropie  $N_s$  est représenté comme une fonction de  $Da$  pour  $Br=1$ ,  $\Omega = 2$ ,  $\Pi = 0.5$ ,  $\varphi = 0^\circ$  et pour différentes valeurs de  $K^*$ . De la Figure 3, il est clair que, lorsque  $Da$  est assez faible, le taux de génération d'entropie croît avec l'augmentation de  $K^*$  par rapport à la situation d'isotropie ( $K^*=1$ ) du milieu poreux pour des raisons évoquées précédemment. En situation de milieu de Darcy pur, c'est-à-dire dans la limite où  $Da \rightarrow 0$ , l'influence de l'anisotropie du milieu poreux est manifestement visible et très considérable. Par contre, au fur et à mesure que  $Da$  croît, les effets de l'anisotropie deviennent de moins en moins importants, et le taux de génération d'entropie dans la conduite diminue progressivement pour atteindre une valeur constante. Lorsque la valeur de  $Da$  croît de plus en plus, c'est-à-dire, lorsque la résistance résultant des effets pariétaux est prédominante par rapport à celle relative à la matrice solide, la présente solution s'apparente à celle à celle d'un fluide pur visqueux, et ce indépendamment de l'anisotropie du milieu poreux. Cette situation est atteinte à une valeur de Darcy qui croît lorsque la valeur de  $K^*$  est élevée.

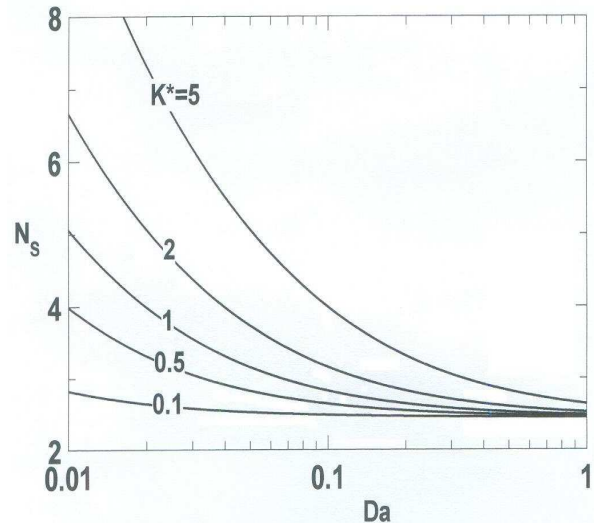


Figure 3 : Effet du nombre de Darcy  $Da$  sur le taux de génération d'entropie total pour  $Br=1$ ,  $\Omega = 2$ ,  $\Pi = 0.5$ ,  $\varphi = 0^\circ$  et pour différentes valeurs de  $K^*$ .

La Figure 4 montre les effets de variation de l'angle d'orientation anisotrope  $\varphi$  et du nombre de Darcy  $Da$  sur la puissance de pompage  $P_r$  pour  $Br=0.1$  et  $K^*=0.5$ . Il est observé que, dans la limite où

$Da \rightarrow 0$ ,  $P_r$  tend asymptotiquement vers une valeur qui dépend de  $K^*$  et de  $\phi$ . En effet, cette limite correspond au milieu de Darcy pur pour lequel l'anisotropie en perméabilité du milieu poreux est prédominante. Au fur et à mesure que le nombre de Darcy  $Da$  augmente, la puissance  $P_r$  diminue progressivement pour atteindre une valeur constante qui caractérise

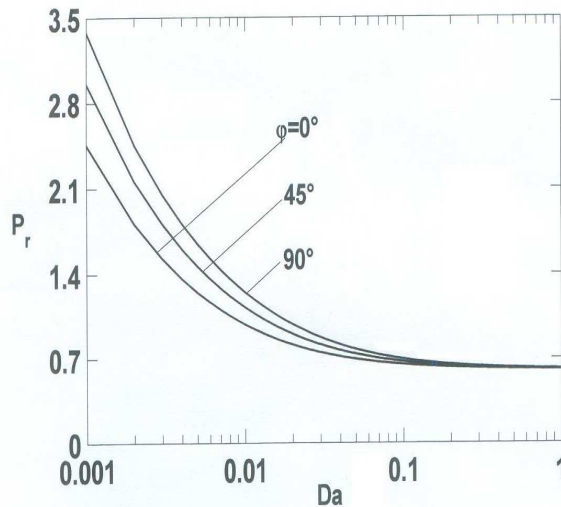


Figure 3: Effets du nombre de Darcy  $Da$  et de l'angle d'orientation anisotrope  $\phi$  sur la puissance permise de pompage  $P_r$ .  $Br=0.1$  et  $K^*=0.5$ .

celle qui doit être obtenue en situation de l'écoulement de fluide pur dans la conduite.

## CONCLUSION

Cette étude traite de la génération d'entropie due au transfert thermique par convection forcée dans une conduite poreuse à parois parallèles horizontales, chauffée par un flux de chaleur uniforme. La matrice du milieu poreux est anisotrope en perméabilité dont les axes principaux sont orientés arbitrairement par rapport au champ gravitationnel. Sur la base de l'hypothèse de l'écoulement complètement développé, le taux de génération d'entropie est exprimé en fonction des principaux paramètres adimensionnels hydrodynamiques et thermiques. Des cas limites relatives à des situations physiques particulières sont développés. Il est démontré que les propriétés anisotropes du milieu poreux influencent grandement ce taux. Le taux de génération d'entropie est accentué lorsque  $K^* > 1$  et est atténué quand  $K^* < 1$ , par rapport à sa valeur correspondant à la situation isotrope. En milieu poreux de Darcy pur, le taux de génération d'entropie et la puissance permise de pompage dépendent fortement de l'anisotropie du milieu poreux, augmentent avec l'accroissement du rapport d'anisotropie en perméabilité  $K^*$  et diminuent progressivement pour atteindre des valeurs constantes en situation de fluide pur, au fur et à mesure que la valeur du nombre de  $Da$  augmente.

## REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

1. BEJAN A., 1982.- "Second-law analysis in heat and transfer and thermal design". *Adv. Heat Transfer*, Vol. 15, pp. 1-58.
2. BEJAN A., 1996.- "Entropy Generating Minimization". CRC Press, Boca Raton, NY.
3. BEJAN A., 1979.- "A study of entropy generation in fundamental convective heat transfer". *J. Heat Transfer*, Vol. 101, pp. 718-725.
4. DROST M. K., ZAWORSKI, J.R., 1988.- A review of second law analysis techniques applicable to basic thermal science research. *ASME AES*, Vol. 4, pp. 7-12.
5. KOH J. C. Y., COLONY R., 1974.- "Analysis of cooling effectiveness of porous material in a coolant passage." *J. Heat Transfer*, Vol. 96, pp. 324-330.
6. WANG K. Y., TIEN C. L., 1984.- "Thermal insulation in flow systems: combined radiation and convection through a porous segment." *J. Heat Transfer*, Vol. 106, pp.453-459.
7. KOH J. C. Y., STEVEN R. L., 1975.- "Enhancement of cooling effectiveness by porous materials in coolant passages" *J. Heat Transfer*, Vol. 97, pp. 309-311.

8. KAVIANY M., 1985.- "Laminar flow through a porous channel bounded by isothermal parallel plates" *J. Heat Mass Transfer*, Vol. 28, pp. 851-858.
9. NAKAYAMA A., KOYAMA H., KUWAHARA F., 1988.- "An analysis on forced convection in a channel filled with a Brinkman-Darcy porous medium: exact and approximate solutions." *J. Wärme- und-Stoffübertragung*, Vol. 23, pp. 291-295.
10. DEGAN G., ZOHOUN S., VASSEUR P., 2001.- "Forced convection in horizontal porous channel with hydrodynamic anisotropy." *J. Heat Mass Transfer*, Vol. 45, pp. 3181-3188.
11. SAHIN A. Z., 1996.- "Thermodynamics of laminar viscous flow through a duct subjected to constant heat flux." *Energy*, Vol. 21, pp. 1179-1187.
12. BEJAN A., 1994.- *Entropy generation through heat and fluid flow*. New-York: Wiley Interscience.
13. MORAN M. J., SHAPIRO H. N., 1988.- *Fundamentals of engineering thermodynamics*. New-York: Wiley Publications.
14. KREITH F., BOHN M. S., 1993.- *Principles of heat transfer*. 5th ed. New-York: West Publication Co.
15. BEJAN A., TSATSARONIS G., MORAN M., 1996.- *Thermal design and optimization*. Wiley, New-York.
16. PAOLETTI S., RISPOLI F., SCIUBBA E., 1989.- "Calculation of exergetic losses in compact heat exchanger passages." *ASME AES*, Vol. 10, pp. 21-29.