

## DIFFUSION CONVECTIVE A L'INTERIEUR D'UN CANAL A PAROIS POREUSES

J. L. PEUBE, J. L. BOUSGARBIES et M. J. PIERRE-EUGENE

Laboratoire d'Etudes Aérodynamiques et Thermiques, 40, avenue du Recteur  
 Pineau—86022, Poitiers, France

(Reçu le 9 décembre 1978, forme révisée 15 octobre 1979)

**Résumé**—On étudie le transfert de masse de deux espèces en solution injectées séparément et uniformément à travers les parois poreuses d'un canal bidimensionnel plan. Les distributions de concentration de chaque soluté sont obtenues par intégration numérique des équations de conservation des espèces pour  $Pe_d \leq 300$ . Quand la vitesse d'injection est petite, une solution approchée est calculée à partir du développement en série du profil transversal de vitesse. Pour les grands nombres de Péclet de diffusion, une approximation de type couche limite permet de considérer deux 'régions convectives' situées de part et d'autre d'une 'couche diffusionnelle' dont l'épaisseur est la longueur caractéristique du problème. Des visualisations confirment les calculs.

### NOMENCLATURE

- $A$ , constante d'intégration;
- $a_i, b_i$ , constantes d'intégration;
- $c_i$ , concentration de référence;
- $D_i$ , coefficient de diffusion de l'espèce  $i$ ;
- $e$ , demi épaisseur du canal;
- $f$ , fonction de la variable  $y$  définie par l'expression (2);
- $J$ , fonction définie par  $J(y) = \int_0^y f(t)dt$ ;
- $k$ , paramètre de soufflage;
- $Pe_d$ , nombre de Péclet de diffusion  $Pe_d = Re \cdot Sc$ ;
- $Re$ , nombre de Reynolds de soufflage  $Re = V_0 e / \nu$ ;
- $Sc$ , nombre de Schmidt  $Sc = \nu / D$ ;
- $t$ , temps;
- $u$ , composante adimensionnelle du champ des vitesses suivant la coordonnée  $x$ ;
- $v$ , composante adimensionnelle du champ des vitesses suivant la coordonnée  $y$ ;
- $V_0$ , vitesse moyenne de soufflage;
- $\mathbf{V}$ , vecteur vitesse;
- $x, y$ , coordonnées adimensionnelles;
- $X_i$ , fonction de la variable  $y$  telle que  $c_i(x, y) = x^n X(y)$ ;
- $Z$ , variable d'intégration définie par l'expression (19).

### Symboles grecs

- $\delta$ , demi épaisseur adimensionnelle de la zone de diffusion;
- $\Delta$ , Laplacien  $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$ ;
- $\eta_i$ , variable d'intégration définie par l'expression (15);
- $\nu$ , viscosité cinématique;
- $\rho$ , masse volumique.

### Indice inférieur

- $i$ , indice de numérotation.

### Indices supérieurs

- ' , indice indiquant une dérivation par rapport à la variable  $y$ ;
- \*, indice caractérisant une grandeur dimensionnelle.

### 1. INTRODUCTION

CET ARTICLE concerne l'étude du phénomène de transfert de masse à l'intérieur d'un canal bidimensionnel plan à parois poreuses. Le fluide injecté à travers l'une des parois contient un soluté  $S_1$  tandis qu'une seconde substance  $S_2$  est en solution dans le même fluide injecté à la paroi opposée. Sous l'effet combiné de la convection et du phénomène de diffusion moléculaire il y a un mélange des deux solutions.

Le but de ce travail est de calculer la distribution de concentration de chacune des espèces en régime permanent. Pour intégrer l'équation de conservation de masse on a utilisé des résultats connus relatifs au champ des vitesses de l'écoulement en régime laminaire.

L'intérêt du type de configuration choisi est de présenter, sous certaines conditions, un champ de concentration qui est indépendant de la distance aux parois poreuses. Cette propriété d'unidimensionnalité se traduit par l'absence de phénomènes d'entrée tant hydrodynamiques que diffusifs et offre du point de vue pratique l'avantage de montages expérimentaux de faibles dimensions.

### 2. ASPECT HYDRODYNAMIQUE

L'étude de l'écoulement à l'intérieur d'un domaine limité par des parois perméables au travers desquelles il y a soufflage ou aspiration de fluide a été réalisée dans le cas d'un canal bidimensionnel lorsque la vitesse d'injection est la même sur les deux parois [1, 2], puis pour un soufflage dissymétrique [3]. Le cas à symétrie axiale (écoulement entre deux disques poreux parallèles) a également été abordé [4, 5].

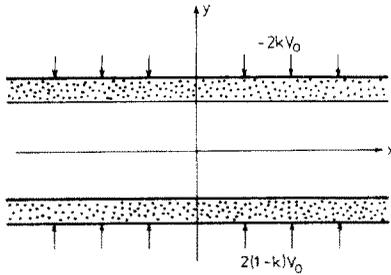


FIG. 1. Système de coordonnées.

On considère donc l'écoulement à l'intérieur d'un canal bidimensionnel à parois poreuses à travers lesquelles est injecté un fluide incompressible de masse volumique  $\rho$  et de viscosité  $\mu$ . Les vitesses de soufflage sont respectivement égales à  $-2kV_0$  et  $2(1-k)V_0$  sur une paroi et sur l'autre (Fig. 1).

Si la vitesse est supposée uniforme à la surface d'une même paroi, on montre [1] que le vecteur vitesse en un point a pour composantes

$$\begin{cases} u = -xf'(y) \\ v = f(y), \end{cases} \quad (1)$$

$x$  désigne la coordonnée suivant la longueur du canal tandis que  $y$  représente la distance au plan médian.  $x$ ,  $y$ ,  $u$  et  $v$  sont ici des quantités adimensionnelles, les grandeurs de référence étant la vitesse  $V_0$  et la demi-épaisseur  $e$  du canal. La fonction  $f(y)$  est solution de l'équation différentielle non linéaire

$$Re(f'f'' - ff''') + f^{(IV)} = 0 \quad (2)$$

et vérifie les conditions aux limites

$$\begin{cases} f(1) = -2k \\ f(-1) = 2(1-k) \\ f'(\pm 1) = 0. \end{cases} \quad (3)$$

Cette solution a été calculée [3] numériquement dans le cas d'un nombre de Reynolds de soufflage quelconque et analytiquement à l'aide d'une méthode de perturbation pour les petites valeurs de  $Re$ . Dans ce dernier cas,  $f(y)$  est de la forme :

$$f(y) = \sum_{n=0}^{\infty} f_n(y) Re^n \quad (4)$$

où  $f_n(y)$  sont des fonctions de la distance suivant la normale aux parois et du paramètre de soufflage  $k$ .

### 3. ETUDE DU TRANSFERT DE MASSE

On suppose que le fluide injecté à travers l'une des parois contient une substance  $S_1$  tandis qu'une espèce  $S_2$  est dissoute dans le même fluide émis à partir de l'autre paroi. La concentration de chaque soluté est supposée uniforme et égale à  $c_{i0}$  ( $i=1, 2$ ) au niveau de la paroi d'injection et nulle sur la paroi opposée. On fait d'autre part l'hypothèse qu'en tout point, les concentrations  $c_1$  et  $c_2$  sont suffisamment faibles pour que les

propriétés physiques du mélange ( $v, \rho$ ) puissent être considérées comme égales à celles du fluide pur.

En l'absence de réaction chimique entre les espèces en solution, l'équation de conservation de l'une d'entre elles s'écrit :

$$\frac{\partial c_i^*}{\partial t} + \mathbf{V}^* \cdot \text{grad } c_i^* = D_i \Delta^* c_i^* \quad i = 1, 2. \quad (5)$$

$D_i$  étant le coefficient de diffusion de l'espèce  $S_i$  au sein du fluide considéré. Les conditions aux limites associées à cette équation différentielle sont :

$$\begin{cases} (c_i^*(\pm e) = c_{i0} \\ (c_i^*(\mp e) = 0. \end{cases} \quad (6)$$

Par la suite nous supposons le phénomène permanent. Cette hypothèse associée au fait que l'on impose une concentration nulle sur la paroi opposée à celle où une espèce est émise par soufflage, n'a de sens physique que si la vitesse de transfert par convection est supérieure à celle due au phénomène de diffusion moléculaire. Pour une vitesse de soufflage trop faible cette condition ne se trouve pas vérifiée (dans ce cas, une condition limite sur le flux de matière à la paroi  $[(\partial c_i^*/\partial y^*)_{y^*=\pm e}]$  ne l'est pas davantage).

En prenant l'une des concentrations  $c_{i0}$  comme grandeur de référence, on définit une concentration adimensionnelle  $c_i$  et l'équation (5) s'écrit :

$$\mathbf{V} \cdot \text{grad } c_i = \frac{1}{(Pe_d)_i} \Delta c_i \quad (i = 1, 2) \quad (7)$$

où le nombre de Péclet de diffusion  $(Pe_d)_i$  est défini par :

$$(Pe_d)_i = \frac{V_0 e}{D_i} = Re(Sc)_i.$$

On cherche une solution semblable de l'équation (7) de la forme

$$c_i(x, y) = x^n X_i(y).$$

En tenant compte de cette dernière expression et de celles des composantes  $u$  et  $v$  de la vitesse, l'équation (7) devient :

$$x^2 \left[ nf'(y)X_i'(y) - f(y)X_i''(y) - \frac{1}{(Pe_d)_i} X_i''(y) \right] - \frac{n(n-1)}{(Pe_d)_i} X_i(y) = 0.$$

Cette relation devant être vérifiée pour tout  $x$ , on doit donc avoir simultanément :

$$nf'X_i' - fX_i'' - \frac{1}{(Pe_d)_i} X_i'' = 0$$

et

$$n(n-1)X_i = 0.$$

La seconde relation implique soit  $n=0$ , soit  $n=1$  mais, cette dernière condition est incompatible avec l'hypothèse d'une concentration uniforme à la surface de la paroi d'injection.

La condition  $n = 0$  conduit donc à une distribution de concentration à l'intérieur du canal, indépendante de l'abscisse  $x$ , soit :

$$c_i = X_i(y)$$

qui doit vérifier l'équation différentielle

$$X_i''(y) - (Pe_d)_i f(y) X_i'(y) = 0 \tag{8}$$

ainsi que les conditions aux limites

$$\begin{cases} X_i(\pm 1) = 1 \\ X_i(\mp 1) = 0. \end{cases} \tag{9}$$

### 3.1. Solution numérique

Une solution de l'équation (8), vérifiant les conditions aux limites associées (9), a été obtenue numériquement à l'aide d'une méthode d'intégration de Runge-Kutta d'ordre 3 [6], associée à une technique de tir corrigé utilisée pour ajuster les conditions aux frontières. Les courbes des distributions de concentration ainsi obtenues pour plusieurs valeurs du paramètre  $(Pe_d)_i$  sont représentées sur les Figs. 2-4 pour des valeurs du paramètre de soufflage  $k$  respectivement égales à 0,50 0,30 et 0,10 et pour un nombre de Schmidt égal à 1000.

### 3.2. Cas des petits nombres de Reynolds

L'intégration de l'équation (8) conduit à l'expression :

$$X_i(y) = a_i \int_0^y e^{(Pe_d)_i J(t)} dt + b_i \tag{10}$$

avec

$$J(y) = \int_0^y f(t) dt \tag{11}$$

et où les constantes d'intégration  $a_i$  et  $b_i$ , déterminées à partir des conditions aux limites (9) s'expriment par :

$$a_i = \pm \frac{1}{\int_0^1 e^{(Pe_d)_i J(t)} dt - \int_0^{-1} e^{(Pe_d)_i J(t)} dt},$$

$$b_i = -\frac{1}{2} \left\{ 1 \pm \frac{\int_0^1 e^{(Pe_d)_i J(t)} dt + \int_0^{-1} e^{(Pe_d)_i J(t)} dt}{\int_0^1 e^{(Pe_d)_i J(t)} dt - \int_0^{-1} e^{(Pe_d)_i J(t)} dt} \right\}$$

Lorsque le nombre de Reynolds de soufflage est petit la fonction  $f(y)$  peut être remplacée dans l'équation (10) par son développement en série exprimé en (4).  $J(y)$  peut alors être calculé explicitement et est de la forme :

$$J(y) = \sum_0^\infty J_n(y) Re^n$$

où

$$J_n(y) = \int_0^y f_n(t) dt.$$

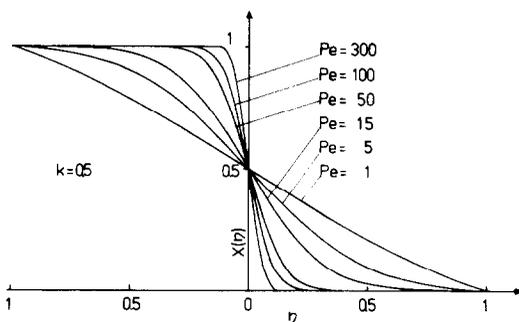


FIG. 2. Profils de concentration dans le cas d'un soufflage symétrique ( $k = 0,5$ ).

Le calcul a été effectué en se limitant aux trois premiers termes du développement en série du nombre de Reynolds. Les fonctions  $J_n(y)$  utilisées sont alors :

$$J_0(y) = \frac{y^4}{8} - \frac{3y^2}{4} + (1 - 2k)y,$$

$$J_1(y) = \frac{1}{280} \left( -\frac{y^8}{8} + \frac{3}{4} y^4 - y^2 \right) + \frac{1 - 2k}{8} \left( y - \frac{2y^3}{3} + \frac{y^4}{4} \right),$$

$$J_2(y) = \frac{3}{280} \left( -\frac{y^{12}}{12 \times 990} + \frac{y^{10}}{700} - \frac{73y^4}{4620} + \frac{703}{27720} y^2 \right) + \frac{1 - 2k}{8} \left( -\frac{y^9}{1080} - \frac{y^7}{420} + (1 - 2k) \frac{y^6}{30} - \frac{29}{1400} y^5 - \frac{(1 - 2k)}{10} y^4 + \frac{61}{620} y^3 + \frac{(1 - 2k)}{10} y^2 + \frac{44}{105} y \right).$$

Les valeurs de la concentration adimensionnelle  $X(y)$  ont été obtenues en calculant l'intégrale de l'expression (10) par voie numérique. Elles sont en très bon accord avec celles obtenues précédemment par intégration numérique directe de l'équation (8).

### 3.3. Cas des grands nombres de Péclet de diffusion

L'équation (8) peut se mettre sous la forme :

$$\frac{1}{(Pe_d)_i} \frac{d^2 X_i}{dy^2} - f(y) \frac{dX_i}{dy} = 0. \tag{12}$$

Puisqu'il s'agit d'une écriture adimensionnelle le module de  $f(y)$  est de l'ordre de 1. Si l'on suppose que les dérivées d'ordre 1 et 2 de la concentration sont bornées sur l'intervalle  $(-1, +1)$  lorsque le nombre de Péclet tend vers l'infini, le premier terme de l'équation de conservation de masse tend vers zéro et l'équation (12) se réduit à :

$$f(y) \frac{dX_i}{dy} = 0.$$

Puisque  $f(y)$  n'est pas nul partout, cette dernière

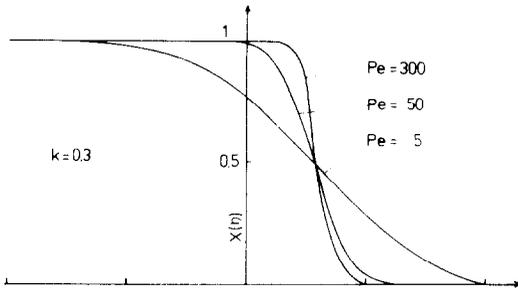


FIG. 3. Profils de concentration pour un soufflage dissymétrique ( $k = 0,3$ ).

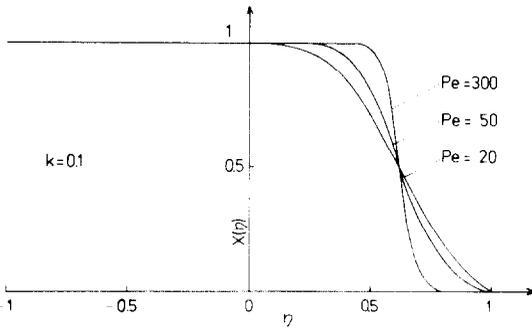


FIG. 4. Profils de concentration pour un soufflage dissymétrique ( $k = 0,1$ ).

relation conduit à une distribution de concentration constante à travers le canal, résultat qui est incompatible avec les conditions aux limites (concentration égale à  $c_{i0}$  sur une paroi et nulle sur l'autre). Cela implique l'existence quelque part d'une zone singulière à l'intérieur de laquelle les dérivées de  $X_i(y)$  ne sont pas bornées et conduit à proposer le modèle suivant: l'intérieur du canal se divise en deux régions, une zone singulière d'épaisseur  $2\delta_i$  où prédomine le phénomène de diffusion de l'espèce  $S_i$ , intercalée entre deux 'zones convectives' où la concentration de l'espèce considérée est constante ( $c_i^* = c_{i0}$  d'un côté,  $c_i^* = 0$  de l'autre).

3.3.1. *Position de la zone de diffusion.* Cette zone de diffusion dont l'épaisseur tend vers zéro lorsque  $Pe_d \rightarrow \infty$  est située de part et d'autre du plan où la composante  $v(y)$  du vecteur vitesse s'annule. Supposons en effet que  $f(y)$  soit différent de zéro en tout point de l'intervalle  $-\delta_i \leq y \leq \delta_i$ . L'intégration de l'équation (12) conduit à :

$$\frac{dX}{dy} = A e^{Pe_d \int_0^y f(t) dt} \quad (13)$$

Si  $f(y)$  est par exemple positive à l'intérieur de la zone de diffusion, l'expression (13) montre que la condition

$$\frac{dX}{dy} = 0 \quad \text{quand } y \rightarrow +\infty$$

(concentration constante à l'extérieur du domaine singulier), ne peut pas être vérifiée. De même, si  $f(y)$  est supposé strictement négative sur le segment considéré, c'est la condition :

$$\frac{dX}{dy} = 0 \quad \text{quand } y \rightarrow -\infty$$

qui ne peut plus être satisfaite. Par conséquent la 'zone de diffusion' ne peut qu'être située de part et d'autre du plan où la valeur de la vitesse transversale s'annule.

3.3.2. *Epaisseur de la zone de diffusion.* Une considération d'ordre de grandeur à l'intérieur du domaine limité par les plans  $y^* = \pm \delta_i^*$  permet de remplacer la vitesse transversale par

$$v^* \sim V_0 \frac{\delta_i^*}{e}$$

et l'équation de la diffusion convective relative à l'espèce  $i$  par :

$$V_0 \frac{\delta_i^*}{e} \frac{c_i^*}{\delta_i^*} \sim D_i \frac{c_i^*}{\delta_i^2}$$

De cette dernière relation on peut déduire l'ordre de grandeur de l'épaisseur de la zone diffusionnelle, soit :

$$\frac{\delta_i^*}{e} = \frac{D_i}{eV_0} = \frac{1}{(Pe_d)_i^{1/2}} \quad (14)$$

3.3.3. *Solution approchée de l'équation de conservation de masse.* Soit  $y_0$  la valeur de  $y$  pour laquelle la composante transversal de la vitesse s'annule ( $y_0 = 0$  dans le cas d'un soufflage symétrique). A l'intérieur de la zone de diffusion dont l'épaisseur est très faible,  $f(y)$  peut être remplacé par son développement de Taylor au voisinage de  $y_0$ , soit :

$$f(y) = (y - y_0)f'(y_0) + \frac{(y - y_0)^2}{2} f''(y_0) + \dots$$

En effectuant le changement de variable

$$\eta_i = (y - y_0)\sqrt{(Pe_d)_i} \quad (15)$$

Le développement limité précédent s'écrit :

$$\begin{aligned} f(\eta) &= -\frac{\eta_i}{\sqrt{(Pe_d)_i}} f'(0) + \frac{\eta_i^2}{2(Pe_d)_i} f''(0) + \dots \\ &= \frac{1}{\sqrt{(Pe_d)_i}} F(\eta_i, \sqrt{(Pe_d)_i}) \end{aligned} \quad (16)$$

où

$$F(\eta_i, \sqrt{(Pe_d)_i}) = \eta_i f'(0) + \frac{\eta_i^2}{2\sqrt{(Pe_d)_i}} f''(0) + \dots \quad (17)$$

En tenant compte des expressions (15) et (16) l'équation (12) prend la forme :

$$\frac{d^2 X_i}{d\eta^2} - F(\eta_i, \sqrt{(Pe_d)_i}) \frac{dX_i}{d\eta} = 0. \quad (18)$$

Si on limite de développement de  $F(\eta_i, \sqrt{(Pe_d)_i})$  à

son premier terme (ce qui revient à supposer le profil de vitesse transversale linéaire à l'intérieur de la zone de diffusion, l'équation (18) devient :

$$\frac{d^2 X_i}{d\eta^2} - \eta_i f'(0) \frac{dX_i}{d\eta} = 0.$$

En posant

$$Z_i = \frac{\eta_i f'(0)}{2} \quad (19)$$

la solution de cette équation différentielle a pour expression :

$$X_i(Z_i) = \frac{1}{2} \left[ 1 \pm \frac{\operatorname{erf}(-Z_i)}{\operatorname{erf}\left(-\frac{f'(0)}{2}\right)} \right].$$

Cette dernière relation permet donc de calculer la distribution de concentration de l'espèce  $S_i$  à l'intérieur du domaine compris entre deux plans parallèles situés à une distance  $\delta_i$  de part et d'autre de celui où la composante transversale de la vitesse s'annule. Pour une substance et un solvant donnés (nombre de Schmidt,  $\nu/D_i$ , fixé) l'épaisseur  $2\delta_i$  de cette 'zone diffusionnelle' n'est plus fonction que de la vitesse de soufflage; sa valeur est donnée par l'expression (14). L'abscisse dilatée  $\eta_i$  utilisée pour représenter le profil de concentration à l'intérieur de cette zone, dépend du nombre de Péclet de diffusion (donc du nombre de Reynolds de soufflage) comme le montre la relation (15).

4. EXPERIENCES

Des essais mettant en oeuvre une technique de visualisation du front de diffusion au moyen d'un indicateur coloré ont été réalisés dans un canal bidimensionnel plan à parois poreuses, de 30 cm de long, 10 cm de large et dont l'épaisseur était égale à 2 cm. Les faces latérales du canal étaient en altuglass. De l'eau et une solution aqueuse de soude 0,01 N colorée en rose par addition de phénolphtaléine étaient injectées séparément à travers l'une et l'autre parois poreuses. Un contrôle préliminaire a montré que la coloration rose devient perceptible dès que la concentration en soude atteint  $2 \cdot 10^{-4}$  mole/l. La frontière séparant, à l'intérieur du canal, la région incolore de la zone colorée en rose correspondait donc à la surface équi-concentration  $X = 0,02$ , la concentration en soude sur la paroi d'injection étant prise comme valeur de référence.

Pour plusieurs valeurs du paramètre de soufflage et du nombre de Reynolds d'injection on a observé que cette surface est un plan parallèle aux parois poreuses sur toute la longueur du canal. Le résultat confirme la propriété d'unidimensionalité du champ des concentrations prévue théoriquement et prouve que le type de configuration choisi ne comporte pas de phénomènes d'entrée. La position du plan frontière entre les zones où la concentration en soude est respectivement supérieure et inférieure à  $2 \cdot 10^{-4}$  mole/l est une

fonction de  $Re$  et de  $k$ . Cette position était repérée par rapport à l'une des parois poreuses à l'aide d'un cathétomètre.

Une série d'expériences a été réalisée pour différentes valeurs du nombre de Reynolds d'injection dans le cas d'un soufflage symétrique. L'épaisseur de la zone de diffusion a été chaque fois déduite de la position de la surface  $X = 0,02$ . Les valeurs expérimentales de l'épaisseur adimensionnelle  $\delta$  sont portées Fig. 5 en fonction du nombre de Péclet de diffusion. Ce dernier est égal au produit de  $Re$  par le nombre de Schmidt qui dans le cas des essais était égal à 406.

La courbe tracée Fig. 5 représente la variation de l'épaisseur adimensionnelle de la zone de diffusion calculée à partir de l'ordonnée sans dimension  $\eta_{0,98}$  telle que  $X(\eta_{0,98}) = 0,98$ . Pour chaque nombre de Reynolds de débit cette valeur  $\eta_{0,98}$  qui correspond au seuil de virage de l'indicateur coloré, est déterminée à partir du profil de concentration  $X(\eta)$  obtenu précédemment. L'accord entre les valeurs calculées et celles déduites des mesures est bon sauf pour les faibles valeurs du nombre de Péclet de diffusion ( $Pe_d < 50$ ) où l'épaisseur calculée est supérieure à celle observée.

5. CONCLUSION

Lorsque deux solutions constituées chacune d'un même solvant et d'un soluté différent sont injectées séparément par soufflage à travers l'une et l'autre des parois poreuses d'un canal bidimensionnel, la répartition de chaque espèce à l'intérieur du canal ne dépend que de la coordonnée normale à ces parois. Cette propriété confirmée par les expériences de visualisation se traduit par l'absence de longueur d'entrée diffusionnelle pour le problème considéré (lequel ne présente d'ailleurs pas non plus de phénomènes d'entrée hydrodynamique).

Outre son caractère intéressant du point de vue pratique, l'unidimensionalité du champ de concentration permet, lors de l'étude théorique, de simplifier l'équation de conservation de masse relative à chaque constituant qui peut alors être intégrée numériquement. Pour des vitesses d'injection suffisamment fai-

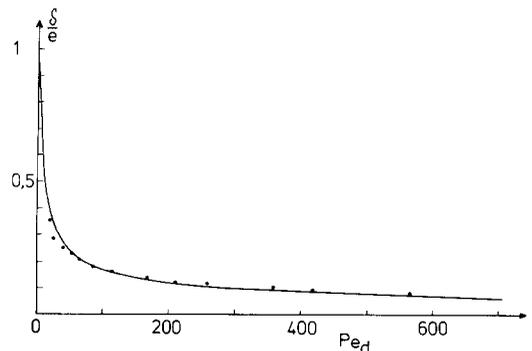


FIG. 5. Epaisseur de la couche de diffusion en fonction du nombre de Péclet de diffusion; comparaison entre points expérimentaux et valeurs déduites des profils de concentration calculés.

bles on obtient une solution explicite en utilisant un développement en série du profil des vitesses. Dans le cas des grands nombres de Péclet de diffusion on peut distinguer deux types de régions à l'intérieur du canal : deux zones convectives séparées par une zone singulière de très faible épaisseur qui est située de part et d'autre du plan où s'annule la composante transversale de la vitesse. Dans les deux premières régions le transfert de masse est dû uniquement au mouvement du fluide tandis qu'à l'intérieur de la 'zone diffusionnelle' le phénomène de diffusion doit être pris en compte dans l'établissement du bilan de transfert de masse. L'épaisseur de cette dernière zone, dont on peut calculer une valeur approchée en fonction du nombre de Péclet de diffusion, doit être prise comme longueur caractéristique à la place de la demi épaisseur du canal, lors de l'écriture de l'équation de bilan.

#### BIBLIOGRAPHIE

1. A. S. Berman, Laminar flow in channels with porous walls, *J. Appl. Phys.* **24**, 1232 (1953).
2. R. M. Terril, Laminar flow in uniformly porous channel, *Aeronaut. Q.* **15**, 299 (1964).
3. R. M. Terril et G. M. Shreska, Laminar flow through parallel and uniformly porous walls of different permeability, *Z. Angew. Math. Phys.* **16**, 470 (1965).
4. P. Florent et J. L. Peube, Ecoulement laminaire d'un fluide visqueux incompressible entre deux disques fixes poreux, *J. Méc.* **14**, 435 (1975).
5. J. Pecheux, Contribution à l'étude de l'écoulement entre deux disques produit par débit radial, rotation, soufflage ou aspiration. Thèse d'Etat, Université de Poitiers (1976).
6. M. J. Gourichon, Etude du champ des concentrations en régime diffusionnel établi dans une zone de réaction d'ordre quelconque au sein d'un fluide homogène en mouvement. Thèse de spécialité, Université de Poitiers (1977).
7. J. L. Peube, Transport properties in flows, *Fluid Dynamics Les Houches*, Gordon and Breach (1973).

#### CONVECTIVE DIFFUSION IN A CHANNEL WITH POROUS WALLS

**Abstract**—Mass transfer is studied in a two-dimensional channel with porous walls through which two species in solution are separately and uniformly injected. Concentration distributions of each solute are obtained by numerical integration of species-conservation equations for  $Pe \leq 300$ . When the injection velocity is small, an approximate solution is calculated by using a series development of transversal velocity. For high Peclet numbers, a boundary layer approximation model may be used to consider two 'convective zones' on both sides of a 'diffusion layer', the thickness of which is the characteristic length of the problem. Observations confirm the calculations.

#### KONVEKTIVE DIFFUSION IN EINER KANAL MIT POROSE WÄNDE

**Zusammenfassung**—Wir untersuchen den Übergang der Masse zweier Lösungen, die durch poröse wände einer Kanal getrennt und gleichmäßig eingefüllt werden. Die Verteilung der Konzentration jeder Lösung erhält man durch die numerische Integration der Gleichungen der Konservierung der Lösungen für  $Pe \leq 300$ . Wenn die Zufuhrsgeschwindigkeit gering ist, kann eine annähernde Lösung berechnet werden in dem Moment, wo sich eine Sereinentwicklung des Querschnitts der Geschwindigkeit aufstellen läßt. Was die hohen Zahlen von Peclet betrifft, so ermöglicht eine Annäherung des Typs Grenzschicht die Beobachtung zweier 'konvektiver Zonen', die Seitlich von einer sich erstreckenden Schicht liegen deren Dichte die charakteristische Länge des Problems ist. Rechnungen sind mittels Sichtbarmachungen bestärken.

#### КОНВЕКТИВНАЯ ДИФФУЗИЯ В КАНАЛЕ С ПОРИСТЫМИ СТЕНКАМИ

**Аннотация**—Исследуется массоперенос в двумерном канале с пористыми стенками, через которые равномерно вводятся порознь два компонента раствора. Путем численного интегрирования уравнений сохранения вещества при значениях числа Пекле  $\leq 300$  получены распределения концентраций каждого из компонентов в канале. При малой скорости вдува получено приближенное решение с помощью разложения в ряд по поперечной скорости. При больших значениях числа Пекле может использоваться приближенная модель пограничного слоя для расчета двух «конвективных зон» по обеим сторонам «диффузионного слоя», толщина которого является характерической длиной в рассматриваемой задаче. Результаты расчета подтверждены экспериментальными данными.