

**RÉGIMES
D'ÉCOULEMENT EN MILIEU
POREUX ET LIMITE
DE LA
LOI DE DARCY**

PAR G. CHAUVETEAU * ET CL. THIRRIOT **

Introduction

Nous essaierons de clarifier la nature de l'écoulement au-delà de la limite de validité de la loi de Darcy. Le mythe de l'écoulement laminaire à perte de charge linéaire, la vogue du schéma de tubes capillaires, la difficulté de trouver une relation entre le nombre de Reynolds utilisé en milieu poreux et celui utilisé pour des tubes cylindriques, et d'autre part la complexité du milieu poreux excluant la possibilité d'une solution théorique de l'écoulement ont permis, à de nombreux auteurs, de penser que la cause de la déviation à la loi de Darcy était tout simplement l'apparition de la turbulence.

Nous nous sommes très largement inspirés au début de nos travaux de l'article de M. Scheneebeli [1] concernant l'apparition de la turbulence dans un écoulement de filtration. M. Scheneebeli a en effet montré sur un massif de billes de verre que la limite de validité de la loi de Darcy était atteinte pour des nombres de Reynolds voisins de l'unité alors que la turbulence n'apparaissait que vers 60 à 80. Cependant, il nous a semblé utile de préciser la nature exacte des phénomènes : comme l'écoulement de filtration est un cas d'écoulement visqueux dans une géométrie complexe, nous avons d'abord examiné l'évolution de l'écoulement dans quelques géométries simples choisies comme étant des images possibles d'un pore [2 et 3] au double point de vue de la forme de l'écoulement et de la loi de perte de charge. Ceci nous a permis de mettre en

évidence la corrélation entre la forme de variation de λR et les différents régimes d'écoulement. Puis, dans une deuxième étape, qui fait l'objet de cette communication, nous sommes revenus au milieu poreux dans toute sa complexité, qui n'est pas seulement une juxtaposition mais bien un ensemble de pores indissociables interférant les uns sur les autres, pour vérifier dans quelle mesure les phénomènes, se produisant sur ces schémas simples déjà étudiés, restaient valables lorsque l'on passait dans un milieu d'une plus grande complexité.

**Considérations
théoriques sur l'état actuel du
problème**

L'impossibilité d'une résolution théorique exacte du problème de l'écoulement d'un fluide en milieu poreux a conduit les chercheurs à aborder ce problème de deux façons diamétralement opposées.

Les uns ont entrepris une recherche purement expérimentale sur milieu poreux réel en faisant varier les différents paramètres susceptibles d'influencer l'écoulement. Les autres ont schématisé la géométrie du milieu poreux et ont tenté d'appliquer les lois de la mécanique des fluides à ce schéma.

La première démarche aboutit à des lois à caractère statistique auxquelles on peut reprocher, d'une part, d'avoir des formes variables suivant les auteurs et, d'autre part, de ne pouvoir rendre compte des phénomènes de changement de régime qui pourraient expliquer la déviation à la loi de Darcy. Ces lois globales, fort utiles à l'ingénieur

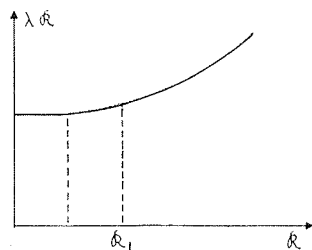
* Ingénieur E.N.S.E.E.H.T., Docteur-Ingénieur.

** Ingénieur E.N.S.E.E.H.T., Professeur S.C. à la Faculté des Sciences de Toulouse.

dans la pratique, ont cependant eu le malheur de servir de base fallacieuse à des « explications physiques » qu'elles ne pouvaient fournir. Nous songeons ici à l'explication physique de la formule :

$$j = aV + bV^2$$

qui est très séduisante parce qu'elle mettrait en évidence le terme de perte de charge par frottement visqueux « aV » et un soi-disant terme de perte de charge par turbulence ou dissipation d'énergie cinétique « bV^2 » d'autre part. Examinons le nombre de Reynolds à partir duquel la loi linéaire de Darcy n'est plus vérifiée et que nous appellerons nombre de Reynolds limite par opposition au nombre de Reynolds critique marquant l'apparition de la turbulence. Il varie de 1 à 10 selon les auteurs. Cette dispersion ne doit pas nous étonner : en effet, on ne peut absolument pas espérer obtenir un nombre de Reynolds limite unique, car le nombre de Reynolds utilisé est calculé à partir de la vitesse fictive et du diamètre des grains et non pas, évidemment, d'après la forme exacte des canalicules qui limitent l'écoulement du fluide. Ce nombre de Reynolds limite unique supposerait la similitude géométrique parfaite entre tous les milieux poreux ! D'autre part, comme nous le verrons plus loin, aux raisons théoriques d'imprécision sur la valeur de \mathcal{R}_l , il faut ajouter la nature très progressive de la déviation de la



1/

loi de Darcy (fig. 1), qui n'autorise pas, même dans un cas particulier, la définition précise de \mathcal{R}_l , sauf convention spéciale du type :

$$\frac{(\lambda \mathcal{R})_{R_l} - (\lambda \mathcal{R})_{R \rightarrow 0}}{(\lambda \mathcal{R})_{R \rightarrow 0}} = \varepsilon$$

ε petit, donné.

$\varepsilon = 1/100$ par exemple, de telle façon que l'écart relatif soit accessible à l'expérience.

La deuxième démarche, la schématisation, connaît les limitations de toute simplification excessive. Le seul schéma sur lequel on puisse faire des calculs simples et rigoureux est le schéma de capillaires parallèles rectilignes et celui-ci ne peut évidemment pas conduire à une déviation de la loi linéaire de perte de charge distincte de celle produite par l'apparition de la turbulence.

En effet, la déviation de la loi linéaire ne peut se concevoir sans une modification de la géométrie de l'écoulement comme on peut le démontrer aisément

[3] et cette modification ne peut se produire que sous l'effet des forces d'inertie, dès que le terme d'inertie des équations de Navier Stokes qui croît comme le carré de la vitesse n'est plus négligeable devant les autres termes. Cette déviation devra donc apparaître, pour un certain nombre de Reynolds, dans tous les cas où le mouvement ne sera pas uniforme (mouvement au cours duquel chaque particule fluide subit une translation à vitesse constante).

Cette déviation à la loi linéaire, sans relation aucune avec l'apparition de la turbulence, ne doit donc pas être considérée comme une exception, mais bien au contraire comme une règle générale, dans les écoulements laminaires. Ce point a été vérifié par une étude de l'écoulement dans quelques géométries simples telles que celles de tubes d'axe rectiligne mais avec élargissements (divergent convergent) ou encore des tubes d'axe hélicoïdal ou sinusoïdal, dans lesquels les forces d'inertie apparaissent par courbure (accélération radiale) ou variation de vitesse (accélération tangentielle).

Rappelons brièvement les différents régimes d'écoulement qui ont été observés dans ces géométries élémentaires (voir tabl. 1) :

- 1° écoulement laminaire à perte de charge linéaire tant que la forme de l'écoulement reste inchangé, c'est-à-dire jusqu'au nombre de Reynolds limite. La valeur de $\lambda \mathcal{R}$ reste constante jusqu'à \mathcal{R}_l ;
- 2° écoulement laminaire à perte de charge non linéaire : les lignes de courant sont profondément modifiées avec apparition éventuelle en certains points de rouleaux permanents;
- 3° enfin, apparition de la turbulence qui envahit peu à peu la totalité de l'écoulement. Cependant, cette propagation de la turbulence est suffisamment rapide pour que l'on puisse repérer pratiquement le changement de régime par un seul nombre de Reynolds.

Les valeurs numériques de \mathcal{R}_l et \mathcal{R}_c dépendent uniquement de la forme géométrique du domaine d'écoulement, ce qui se démontre facilement par l'analyse dimensionnelle.

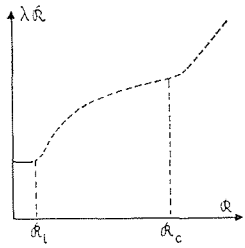
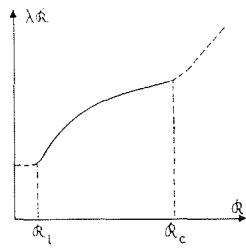
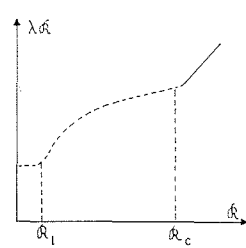
Le problème expérimental : étude préliminaire

Connaissant les différentes phases d'écoulement et la variation des pertes de charge correspondante dans des géométries simples susceptibles de représenter un pore, nous pouvons maintenant aborder l'étude de l'écoulement en milieu poreux dans toute sa complexité.

Mais, nous nous heurtons ici à une difficulté importante : Si nous voulons visualiser l'écoulement, nous devons abandonner le milieu poreux naturel tridimensionnel et construire un modèle bidimensionnel. La difficulté réside alors dans l'obtention d'un milieu représentatif et l'attribution à celui-ci d'un nombre de Reynolds avec les conventions adoptées en milieu poreux.

Nous pensons avoir résolu ces deux problèmes, du moins au point de vue de l'écoulement d'un fluide visqueux, de la façon suivante : Nous avons

Tableau 1

Nombre de Reynolds.....	$R < R_l$	$R_l < R < R_c$	$R > R_c$
Régime.	Laminaire	Laminaire	Turbulent
Forme de l'écoulement.....	Les lignes de courant coïncident avec celles de l'écoulement très lent.	Les lignes de courant sont modifiées progressivement par les forces d'inertie et, des rouleaux apparaissent par endroits.	Les lignes de courant ne sont plus individualisées.
Lissage de la courbe expérimentale.	$\lambda R = Cte$	$\lambda R = K R^\alpha,$ $0 < \alpha < 1$	$\lambda R = K R$
Situation sur la courbe de perte de charge (en traits pleins).....			
N.B. — Le passage d'une forme d'écoulement à une autre est toujours progressif.			

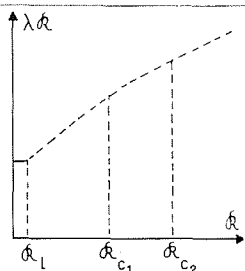
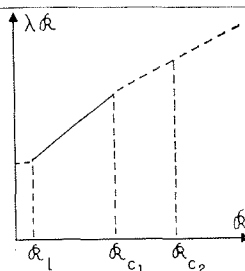
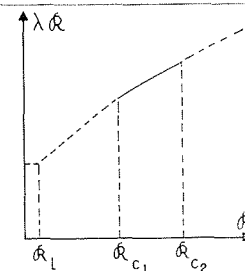
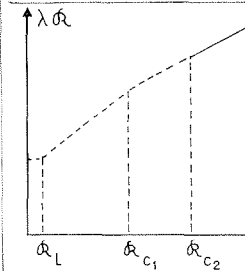
étudié la répartition des pores dans un milieu réel constitué d'un sable non consolidé de granulométrie uniforme dont la porosité était de 0,38, afin d'obtenir une relation entre le diamètre des grains (dimension de référence pour le nombre de Reynolds) et la répartition statistique du diamètre hydraulique des pores.

Les différentes méthodes de porométrie ne donnant pas satisfaction, nous avons mesuré directement les diamètres hydrauliques à partir de la sur-

face et du périmètre mouillé sur un massif granuleux type. Nous ne pouvons pas, ici, faute de place, décrire de façon détaillée cette étude, aussi nous contenterons-nous d'en donner les résultats essentiels :

- la forme de la répartition statistique des nombres de pores d'un diamètre hydraulique donné est sensiblement gaussienne;
- le rapport entre le diamètre des grains et le dia-

Tableau 2

Nombre de Reynolds..	$R < R_l$	$R_l < R < R_{c1}$	$R_{c1} < R < R_{c2}$	$R > R_{c2}$
Régime.	Laminaire	Laminaire	Mixte	Turbulent
Forme de l'écoulement	Les lignes de courant coïncident avec celles de l'écoulement très lent.	Les lignes de courant sont modifiées par l'écoulement et des rouleaux permanents apparaissent par endroits.	L'écoulement est encore laminaire dans certains pores et turbulent dans d'autres.	L'écoulement est turbulent dans tous les pores.
Lissage de la courbe expérimentale	$\lambda R = Cte$	$\lambda R = a_1 R + b_1$	$\lambda R = a_2 R + b_2$	$\lambda R = a_3 R + b_3$
Situation de la courbe de perte de charge (en trait continu)...				
N.B. — Le passage d'une forme d'écoulement à une autre est toujours progressif.				

mètre hydraulique moyen des pores est sensiblement de 2,6 dans le massif poreux décrit ci-dessus (moyenne obtenue en pondérant les diamètres par leur nombre).

On remarquera ici la différence très sensible entre la mesure directe des diamètres hydrauliques et celle déduite de la courbe de pression capillaire par la méthode d'injection de mercure (résultats de M. Segathol [4] sur des massifs semblables : rapports compris entre 3,9 et 4,5). Cette différence, à laquelle on pouvait s'attendre, ne fait que confirmer les travaux de Fatt [5] qui met en évidence une erreur systématique importante atteignant 30 % sur la valeur du diamètre du pore moyen déduite d'une courbe de pression capillaire.

Grâce à cette étude préliminaire, nous avons pu construire au cours d'un long et patient travail de reproduction procédant par approximations successives, un modèle plan dans lequel la répartition statistique des diamètres hydrauliques de l'espace poral soit très voisine de celle d'un milieu poreux réel, constitué d'un massif de grains non consolidés de granulométrie uniforme et de porosité 0,38 (voir fig. 2).

Résultats de l'étude expérimentale

a) Les pertes de charge :

Nous avons reporté les points expérimentaux, consignés sur le tableau 3, en coordonnées cartésiennes sur la figure 3.

Le détail de l'origine de la courbe $\lambda R = f(R)$ permet de situer le nombre de Reynolds limite entre 2 et 3 et d'évaluer le facteur de frottements visqueux λR à 2.260 environ pour les nombres de Reynolds inférieurs à R_c .

La détermination du nombre de Reynolds est alors facile :

La mesure de la répartition statistique des diamètres hydrauliques des pores dans notre modèle permet de déterminer le diamètre des grains du massif correspondant.

D'autre part, la vitesse est définie par le quotient du débit par la section (celle du milieu poreux correspondant). Nous obtiendrons celle-ci en écrivant que l'espace poral est le même dans le modèle et dans le milieu réel :

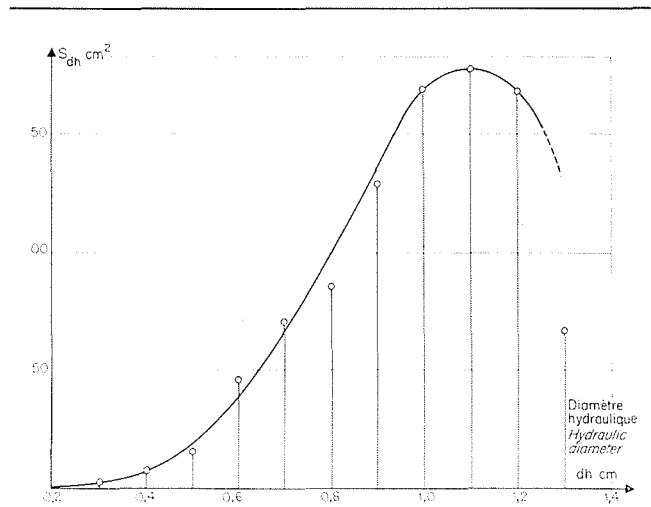
$$(S \times P) \text{ modèle} = (S \times P) \text{ milieu réel}$$

Or, nous pouvons mesurer la section du modèle, sa porosité et nous connaissons la porosité du milieu réel, soit 0,38.

Le nombre de Reynolds est alors correctement déterminé.

On peut considérer les résultats comme fort satisfaisants et justifiant *a posteriori* la validité de l'hypothèse de similitude statistique et la qualité de la construction du modèle, puisque cette valeur du coefficient de frottement visqueux se trouve dans la gamme des valeurs trouvées par différents auteurs sur des milieux poreux réels [3]. La valeur de λR est en effet calculée à partir de la relation :

$$\lambda R = \frac{2 J q d^2}{\nu V}$$



2/ Courbe de répartition des pores dans le modèle de géométrie aléatoire, image d'un milieu poreux naturel de sable non consolidé.

Pore distribution in the random-geometry model. Pattern of a natural porous unconsolidated sand medium.

ce qui implique une précision suffisante sur J et V.

Dans le domaine non linéaire, on peut lisser la courbe expérimentale par une droite pour des nombres de Reynolds compris entre 5 et 100 :

$$\lambda R = 2.120 \left(1 + \frac{1}{74} R \right) \text{ pour } P = 0,38$$

Le terme $1/74$, dépendant de la complexité de la géométrie du domaine de l'écoulement, se trouve également correspondre aux résultats d'auteurs tels que Lindquist (6), Givan (7), Smenofkin (8) et Scheneebeli (1), si on exprime leurs résultats sous la même forme :

$$\lambda R = K_1 (1 + K_2 R)$$

et que l'on ramène la porosité de leur massif expérimental à 0,38 [3].

Comparons la forme de la variation de :

$$\lambda R = f(R)$$

à celle que nous obtenions pour les écoulements dans les géométries simples. Nous ne pouvons absolument pas lisser ces courbes expérimentales par des droites du type :

$$\lambda R = K_1 (1 + K_2 R)$$

Cela ne doit pas nous étonner : en effet, si nous considérons un tube de courant à l'intérieur d'un milieu poreux, on constatera des variations très importantes de la vitesse le long de celui-ci, de telle sorte que le régime de l'écoulement passera, d'un pore à l'autre, du type laminaire à perte de charge linéaire au type laminaire à perte de charge non linéaire. Il est donc tout à fait logique de penser qu'il s'opérera une pondération statistique des pertes de charge dans les pores successifs, conduisant à la forme observée de la variation de λR en fonction du nombre de Reynolds global.

b) La visualisation de l'écoulement :

Nous avons groupé sur quelques photographies (fig. 4) des vues des écoulements pour $\mathcal{R} = 0,45$, écoulement laminaire à perte de charge linéaire, c'est-à-dire dans le domaine où la loi de Darcy est valable et, en correspondance, pour $\mathcal{R} = 80$, écoulement encore laminaire comme on peut le constater sur la photographie, mais à perte de charge non linéaire; le coefficient de frottement visqueux a approximativement doublé ou, autrement dit, la perméabilité du massif est deux fois moindre. On reconnaît sur la photographie la modification de la forme des lignes de courant par les forces d'inertie.

D'autre part, la visualisation nous a permis de mettre en évidence le fait remarquable que la turbulence ne se propage pas dans un milieu poreux comme dans un fluide en masse, probablement à cause de la dispersion des vitesses. En effet, sur quelque trois cents pores que contient le modèle, on en trouve un seul dans lequel le régime d'écoulement puisse être considéré comme turbulent pour

un nombre de Reynolds de 75. On en décèle 3 pour un nombre de Reynolds de 90. Pour un nombre de Reynolds de 115, le régime est turbulent dans la moitié des pores environ. Pour $\mathcal{R} = 140$, les neuf dixièmes des pores sont gagnés par la turbulence et enfin pour $\mathcal{R} = 160$, seuls quelques étranglements particulièrement bien profilés maintiennent encore le régime laminaire. Pour $\mathcal{R} = 180$, même les pores en « cul-de-sac » sont atteints par la turbulence.

On est ainsi amené à considérer quatre types d'écoulement bien distincts selon la valeur du nombre de Reynolds (tabl. 3) :

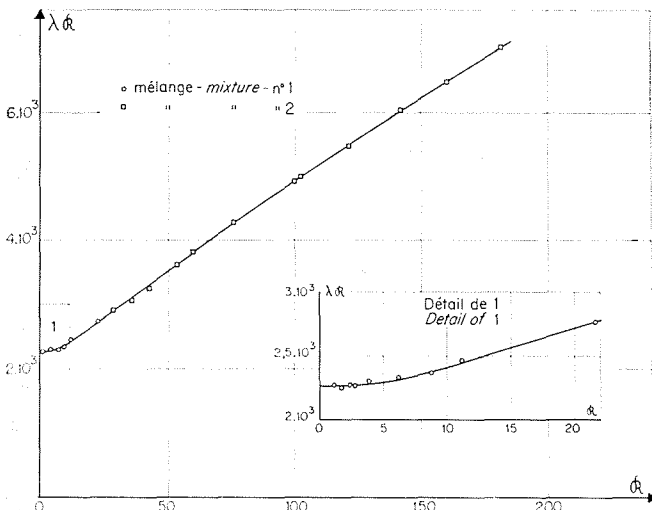
- 1° écoulement laminaire à perte de charge linéaire $\mathcal{R} < 2$;
- 2° écoulement laminaire à perte de charge non-linéaire $2 < \mathcal{R} < 80$;
- 3° écoulement mixte laminaire et turbulent $80 < \mathcal{R} < 180$;
- 4° écoulement entièrement turbulent $\mathcal{R} > 180$.

Modèle plan équivalent statistique d'un milieu poreux

Tableau 3

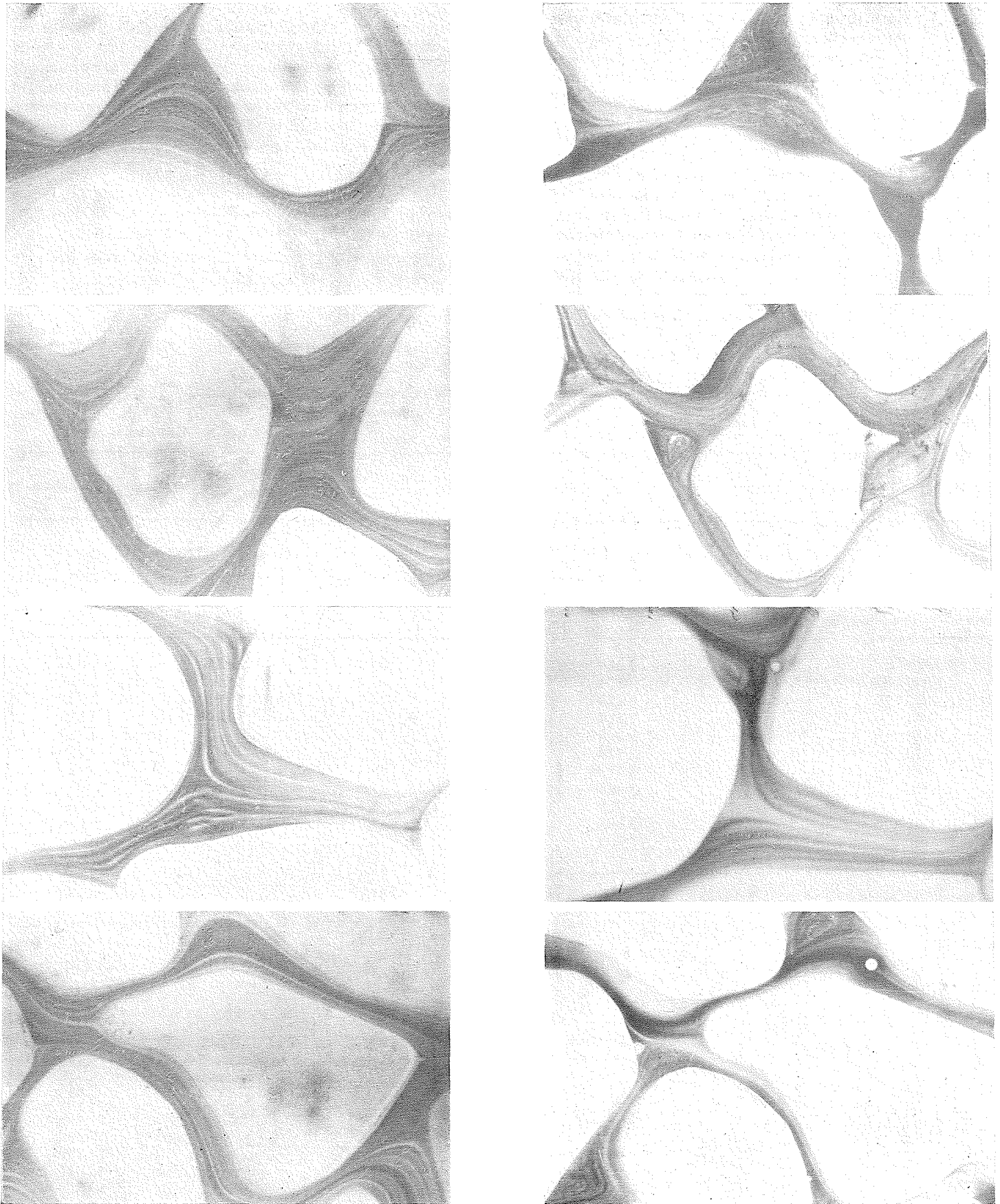
MÉLANGE n° 1		
λ	\mathcal{R}	$\lambda\mathcal{R}$
2 038	1,113	2 270
1 340	1,68	2 251
925	2,46	2 275
831	2,72	2 260
584	3,94	2 300
375	6,21	2 328
269	8,82	2 372
220	11,2	2 464
127	21,72	2 758
100,6	29,68	2 985
86,98	35,22	3 063

MÉLANGE n° 2		
λ	\mathcal{R}	$\lambda\mathcal{R}$
103,5	28,4	2 940
87,4	35,2	3 078
76,8	42,6	3 281
68,2	53,1	3 628
64,5	59,3	3 820
56,1	76,4	4 280
49,4	100,3	4 950
47,9	104,8	5 020
45,1	121,8	5 490
42,2	143,9	6 070
40,6	160	6 500
38,5	183,2	7 050
35,4	240,5	8 510
34,1	257,4	8 780



MÉLANGE n° 3		
λ	\mathcal{R}	$\lambda\mathcal{R}$
37,1	204,3	7 580
34,7	242,3	8 410
31,0	314,6	9 750
28,4	396,9	11 270
26,4	478,2	12 620
25,5	580,2	14 790
24,2	648,1	15 680
22,9	758,1	17 360
21,5	920,8	19 800
20,4	1 117	22 790
18,9	1 384	26 160
18,8	1 439	27 050
17,5	1 734	30 340
16,9	1 989	33 610

3/ Modèle I. Equivalent statistique d'un milieu poreux.
Model I. Statistical equivalent of a porous medium.



R = 0,45

R = 80

sens de l'écoulement →

4/ Visualisation de l'écoulement en différents points du modèle. Effet de l'inertie : déformation des lignes de courant.
Visible flow representation at various points on the model. Effect of inertia : streamline deformation.

Conclusion

La visualisation d'un écoulement dans un modèle statistiquement semblable à un milieu poreux granuleux, jointe à des mesures de pertes de charge pour des nombres de Reynolds croissants, nous a permis de déceler l'existence de quatre « zones » d'écoulements : la zone dans laquelle l'écoulement est laminaire et la loi de Darcy valable sans approximation; la zone dans laquelle l'écoulement est encore laminaire mais déformé par les forces d'inertie et où la perméabilité diminue fortement, puis une zone mixte dans laquelle l'écoulement est laminaire en certains endroits et turbulent dans d'autres et enfin la zone dans laquelle l'écoulement est entièrement turbulent.

Cette étude nous a permis en outre de mettre en évidence les points suivants :

— La loi de Darcy est rigoureuse pour des nombres de Reynolds inférieurs au nombre de Reynolds limite dont la valeur varie entre 1 et 10 suivant le milieu poreux considéré. Il ne s'agit donc pas du tout de pouvoir négliger un terme « bV^2 » devant un terme en « aV », comme on l'a parfois prétendu. Sur ce point d'ailleurs, l'écoulement en milieu poreux ne se distingue pas des autres écoulements.

— Au-delà du nombre de Reynolds limite et jusqu'à l'apparition de la turbulence, on peut lisser la courbe $\lambda R = f(R)$ par une relation du type :

$$\lambda R = K_1 (1 + K_2 R)$$

donc $J = aV + bV^2$, mais cette relation ne constitue qu'une approximation valable en pratique et ne fait que traduire une pondération statistique des pertes de charge le long d'une ligne de courant. Les pertes de charge ne sont dues qu'au frottement visqueux puisque le régime est exclusivement laminaire. Il convient donc d'abandonner toute idée d'augmentation des pertes de charge constatées par une prétendue turbulence, et ceci, non seulement dans le milieu poreux mais encore dans tous les cas d'écoulement non uniforme.

Bibliographie

- [1] SCHENEDELI. — Expériences sur la limite de validité de la loi de Darcy. *La Houille Blanche*, n° 2, p. 41 (1955).
- [2] G. CHAUVETEAU et Cl. THIRRIOT. — Sur les pertes de charge en écoulement laminaire dans quelques géométries simples et dans le milieu poreux. IX Convegno di Idraulica e costruzioni idrauliche Trieste, Maggio 1965.
- [3] G. CHAUVETEAU. — Essai sur la loi de Darcy et les écoulements laminaires à pertes de charge non linéaire. Thèse de Docteur-Ingénieur, Faculté des Sciences de Toulouse (octobre 1965).
- [4] SEGATHOL-ESLAMI. — Morphologie des pores d'un milieu poreux non consolidé. Thèse Fac. Sc. Toulouse (1964).
- [5] FATT. — The network model of porous media. Capillary pressure characteristics. *A.I.M.E. Petroleum Transactions*, T.P. 4272.
- [6] LINEQUIST. — Premier Congrès des Grands Barrages, 5-81, Stockholm 1933.
- [7] GIVAN. — *Trans. Amer. Geophys. Un.*, 15, 572 (1934).
- [8] SMENOFKIN. — Sur la formule de résistance à deux termes dans le milieu poreux. *Kazan PMTPH*, n° 3, 1962, pp. 117-120.

Discussion

Président : M. POTTIER

M. le Président remercie M. CHAUVETEAU de l'exposé très complet qu'il a fait du point de vue technique.

M. RUBY demande à M. CHAUVETEAU de préciser quelles vitesses réelles d'écoulement il a obtenues dans ses modèles simples, au droit des étranglements, pour les divers nombres de Reynolds caractérisant les changements de régime (laminaire simple — laminaire avec rouleaux — turbulent).

M. CHAUVETEAU répond que la vitesse de l'écoulement est de l'ordre du cm/s au dm/s pour le fluide employé (mélange de glycérine et d'eau dont on peut faire varier la viscosité en changeant les concentrations), et que le nombre de Reynolds à partir duquel l'écoulement commence à se modifier est situé entre 10 et 40. Les rouleaux apparaissent vers des nombres de 100 à 200 dans les géométries étudiées et l'écoulement très net, à partir duquel le transport de fluide a lieu uniquement dans un jet central, apparaît entre 200 et 300, et reste à peu près semblable à lui-même jusqu'à l'apparition de la turbulence vers 800 ou 1000. Ceci explique d'ailleurs la forme de la courbe $\lambda R = f(R)$ sur laquelle on constate un palier dans cette zone.

Dans un cas particulier d'écoulement, où le nombre de Reynolds limite est de 20 et où la valeur critique de ce nombre est de 800, les petits rouleaux apparaissent à partir de 20, ils ont alors à peine discernables, tandis qu'augmente rapidement le coefficient de perte de charge. A partir de ce moment, le régime, au point de vue visuel, se modifie très peu jusqu'à l'apparition de la turbulence.

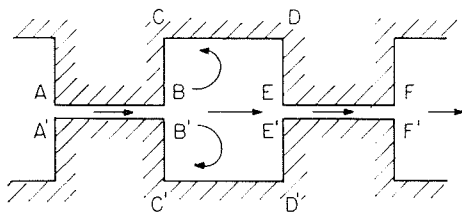
L'eau n'est guère employée pour ces expériences, en raison de sa trop faible viscosité et compte tenu de la dimension

importante du modèle (20 cm de largeur) : la diffusion, avec l'eau, serait telle qu'on observerait mal les phénomènes; la similitude avec l'écoulement en milieux poreux serait impossible à obtenir et les pertes de charge seraient trop faibles pour être mesurées correctement.

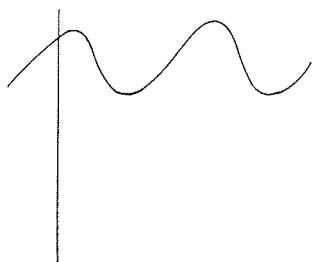
M. CURTET remarque qu'un certain nombre d'auteurs ont paru confondre dans le passé la limite supérieure de validité de la loi de Darcy avec l'apparition du régime turbulent au sein de l'écoulement à travers un milieu poreux. MM. THIRRIOT et CHAUVETEAU ont eu le grand mérite de donner une démonstration particulièrement claire de l'influence apportée par les termes d'inertie sur la loi de perte de charge, en régime laminaire.

M. CURTET voudrait rappeler à ce propos un modèle simpliste, mais commode, imaginé pour mettre en évidence l'influence de ces termes, et basé sur le schéma de la figure 1, relatif à un écoulement plan; d'une part, régime laminaire dynamiquement établi dans les fentes ABB'A, EFF'E', etc., d'autre part, jet laminaire à la sortie de BB', de FF', etc. Si la chambre CDD'C est suffisamment grande pour que l'énergie cinétique du jet issu de BB' soit en pratique complètement dissipée, les pertes de charge linéaires dans les fentes et singulières dans l'élargissement brusque peuvent être considérées comme additives. Dans ce modèle, on admet que les sections d'entrée AA', EE', etc. ne sont pas à arêtes vives, de façon que l'on puisse négliger la perte de charge due à un décollement éventuel à l'aval immédiat de AA' ou EE'.

En complément à l'intervention de M. CURTET, M. VERNIER



1/



2/

pense qu'il est sans doute utile de comparer et même d'identifier l'apparition de la déviation de la loi de Darcy avec le phénomène de décollement de la couche limite. Dans cette théorie, on calcule le décollement en fonction du gradient de pression qui doit être positif et supérieur à une certaine limite. Dans le cas d'un conduit divergent, dp/dx dépend de l'écoulement et de l'angle au sommet. On sait calculer le profil de vitesse dans un divergent; le décollement a lieu lorsque le gradient de vitesse à la paroi est nul.

M. CHAUVETEAU remercie M. CURTET du complément d'information que son intervention apporte et se trouve d'accord avec M. VERNIER au sujet de la théorie de la couche limite, qui est une méthode de calcul approché du problème qui nous occupe. Cependant, M. CHAUVETEAU fait remarquer que la théorie de la couche limite ne permet d'aborder que des cas particuliers et souvent du seul point de vue de l'apparition du décollement à la paroi.

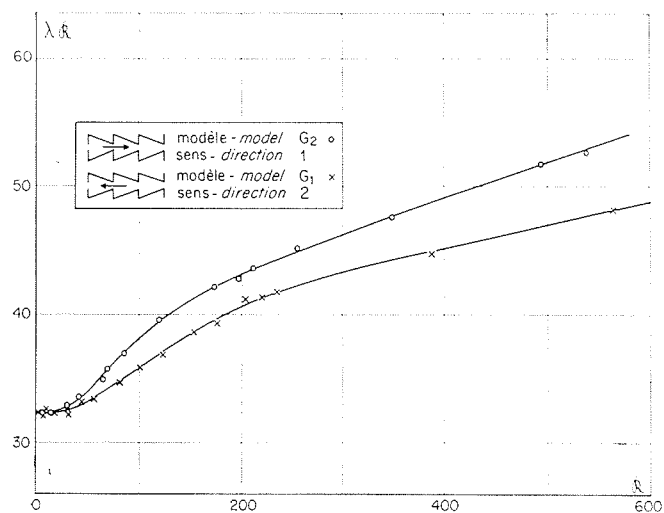
M. LABYE demande, du point de vue expérimental, si, dans des profils non symétriques, du type représenté dans la figure 2, l'ordonnée à l'origine varie considérablement ou reste la même lorsqu'on inverse le sens du courant.

M. CHAUVETEAU répond qu'ayant expérimenté un modèle de ce type (fig. 3) dans un sens et dans l'autre, il a constaté qu'au départ, l'inertie n'intervenant pas, il y a symétrie totale entre l'écoulement dans un sens et dans l'autre et, par conséquent, identité entre les pertes de charges mesurées. On a groupé sur la figure 4 les variations de $\lambda R = f(R)$ dans le sens 1 et dans le sens 2. On remarque que le nombre de Reynolds limite est plus faible et la perte de charge est plus grande, dans le sens 2. Mais au départ, on a rigoureusement la même valeur dans les deux sens.

M. ROBERT a remarqué, sur les très belles photographies et le très beau film que l'on vient de voir, l'absence de contact entre les grains du milieu pulvérulent utilisé. Dans la pratique, du fait de la pesanteur, ces contacts s'établissent et sont d'ailleurs indispensables à la stabilité du milieu.

La situation observée au cours des expériences relatées, est donc plus favorable à l'écoulement de la phase liquide qu'elle ne serait dans la réalité. L'expérience aurait pu être faite sur une tranche verticale, et non horizontale, ce qui aurait permis de mieux représenter l'état naturel du milieu pulvérulent.

M. CHAUVETEAU répond qu'en effet une simple coupe plane dans le sens vertical permettrait certes de mettre en évidence les contacts entre les grains du milieu, mais montrerait aussi des impossibilités d'écoulement qui ne seraient qu'apparentes puisque les connexions se feraient dans un autre plan. D'autre part, le modèle est évidemment limité



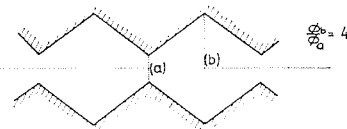
3-4/

en largeur et, sur les bords, il y a bien une représentation des contacts entre les grains.

M. CHAUVETEAU précise que ce modèle n'est pas de même porosité que le milieu naturel sur lequel il a été calqué: en effet, sa construction est basée sur l'identité de la répartition statistique des diamètres des pores.

D'autre part, M. CHAUVETEAU remarque que, dans un écoulement visqueux, les débits sont, *grosso modo*, inversement proportionnels à la puissance 4 du diamètre de référence pour une même perte de charge. Si, donc, on considère un

5/ Modèle à profil transversal circulaire.
Model with a circular cross-section.



canal ayant une section telle que celle de la figure 5, la perte de charge linéaire dans la partie (b), dont le diamètre hydraulique est de l'ordre du quart de celle de la partie (a), sera de l'ordre de $(1/4)^4$, soit $1/256$ de la perte de charge linéaire dans la partie (a).

Cela explique que les auteurs, s'intéressant à l'écoulement et même plus précisément à sa forme, n'ont pas insisté sur les « zones de contact » entre les grains.

M. THIRRIOT précise que c'est une analogie, et non une similitude.

M. le Président souligne l'importance du temps exigé par le travail de préparation du modèle.

M. CHAUVETEAU confirme que le travail de préparation a été très long, parce que, lorsqu'on a commencé à dessiner les formes telles qu'on les voit sur les figures, il y avait déjà une dispersion automatique sur le modèle, du fait que, par suite de l'épaisseur constante, le diamètre hydraulique ne pouvait pas dépasser une certaine valeur.

Il a fallu exagérer sur le modèle les élargissements réels du milieu poreux, ce qui, compte tenu du fait que le modèle est bidimensionnel, a conduit à une certaine distorsion. On a ensuite rectifié le projet initial par approximations successives de manière à obtenir une coïncidence au point de vue forme et écart-type de la répartition statistique.

M. le Président remercie de nouveau MM. THIRRIOT et CHAUVETEAU ainsi que toutes les personnes qui ont participé à la discussion.