



Transferts d'eau dans des milieux a porosite bimodale : modelisation par la methode de gaz sur reseaux

Liliana Di Pietro

► To cite this version:

Liliana Di Pietro. Transferts d'eau dans des milieux a porosite bimodale : modelisation par la methode de gaz sur reseaux. Sciences du Vivant [q-bio]. Université Montpellier 2 (Sciences et Techniques), 1993. Français. NNT : . tel-02844365

HAL Id: tel-02844365

<https://hal.inrae.fr/tel-02844365>

Submitted on 7 Jun 2020

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

TH - HB 15

ACADEMIE de MONTPELLIER

UNIVERSITE MONTPELLIER II

- SCIENCES ET TECHNIQUES DU LANGUEDOC -

THESE

Présentée à l'Université des Sciences et Techniques du Languedoc
pour obtenir le diplôme de DOCTORAT

SPECIALITE: *Mécanique, Génie Mécanique et Génie Civil*

Formation doctorale: *Hydrologie "Sciences de l'Eau et Aménagement"*

Ecole Doctorale: *Géosciences*

TRANSFERTS D'EAU DANS DES MILIEUX A POROSITE BIMODALE: MODELISATION PAR LA METHODE DE GAZ SUR RESEAUX

Par

Liliana DI PIETRO

Soutenue le 16 Avril 1993 devant le Jury composé de:

ROTHMAN D.	Professeur - Massachusetts Institut of Technology (USA)	Rapporteur
VACHAUD G.	Directeur de Recherches - CNRS	Rapporteur
BOCQUILLON C.	Professeur - Univ. USTL - Montpellier II	Examineur
LAFOLIE F.	Chargé de Recherches - INRA	Examineur
STENGEL P.	Directeur de Recherches - INRA	Examineur
ZALESKI S.	Professeur - Univ. Pierre et Marie Curie - Paris VI	Examineur
SEGUIN B.	Directeur de Recherches - INRA	Directeur de Thèse

*A mes fils,
à Leandro, qui rêve d'être
inventeur, prof de math ou médecin;
à Mariano, qui hésite encore
entre devenir pompier ou joueur de foot;
et aux bonheurs des prochains trente ans.*

PREFACE

Ce travail a été réalisé sous la responsabilité de F. LAFOLIE au sein de l'Unité de Science du Sol de l'INRA d'Avignon dont L. BRUCKLER est le Directeur. Plusieurs réunions au Laboratoire de Physique Statistique de l'Ecole Normale Supérieure m'ont permis de bénéficier de l'encadrement de S. ZALESKI pour m'initier au monde de gaz sur réseau.

Je tiens à remercier les membres du Comité de Pilotage de ma thèse, L. BRUCKLER, J. CHADOEUF, F. LAFOLIE et S. ZALESKI, qui par un suivi efficace de mon travail m'ont aidé par la pertinence de leurs conseils et de leur critiques à structurer mes recherches autour des points essentiels.

Je remercie P. STENGEL, Chef du Département de Science du Sol de l'INRA, qui alors Directeur de l'Unité de Science du Sol d'Avignon est à l'origine de ma présence dans cette Unité de Recherche et est à l'origine de cette thèse.

Je remercie tous les membres du Jury d'avoir bien voulu y participer, notamment G. VACHAUD et D. ROTHMAN, rapporteurs de cette thèse, B. SEGUIN, directeur de la Thèse, et C. BOCQUILLON, responsable de la Formation Doctorale en Hydrologie, Sciences de l'Eau et Aménagement de la Université des Sciences et Techniques du Languedoc (Montpellier II).

Je remercie enfin tous ceux qui de près ou de loin au plan scientifique ou technique m'ont aidé à la réalisation de ce travail.

RESUME

Ce travail concerne l'étude, à l'aide d'un modèle de gaz sur réseau, des écoulements liquides dans les sols présentant des macropores. Ces sols sont assimilés à un milieu simplifié idéal, un milieu à double porosité (macroporosité et microporosité). On s'occupe, en particulier, des mécanismes et du type d'écoulement dans les macropores dans le but de formuler un modèle explicatif et prédictif de l'écoulement dans ce type de milieu.

On présente les principales caractéristiques des transferts liquides en sols fissurés et une analyse des techniques expérimentales et des approches théoriques utilisables pour étudier la conduction liquide dans la macroporosité.

On utilise le modèle liquide-gaz avec interactions à distance de *Appert et Zaleski (1990)*. Celui-ci permet de simuler un fluide visqueux bidimensionnel et de visualiser son écoulement (images sur ordinateur).

Le comportement hydrique du fluide simulé par le modèle est testé lors de simulations numériques. On étudie l'écoulement du fluide entre deux parois planes sous l'action de la gravité en régimes saturé et non saturé. Les profils de vitesses obtenus en régime saturé sont comparés à ceux prédits par la loi de Poiseuille pour un fluide visqueux réel. Le type d'écoulement observé en régime non saturé est comparé à celui observé lors d'expériences réalisées à cette fin avec des fluides réels.

Le modèle est adapté à la simulation d'infiltration en milieux poreux. Les flux obtenus par simulation d'écoulements en milieux poreux saturés sous différents gradients de charge hydraulique sont testés vis-à-vis de la loi de Darcy. On réalise aussi des infiltrations en milieux poreux non saturés. L'infiltration cumulée en fonction du temps est obtenue et comparée à celle prédite par la solution de Philip de l'équation d'infiltration.

Enfin, le modèle est appliqué à l'étude des mécanismes d'infiltration dans deux milieux poreux en présence de fissures planes de différentes largeurs et sous différentes hauteurs de lame liquide initiale appliquée à la surface. Les facteurs déterminant le type d'écoulement dans les fissures et le drainage rapide sont analysés.

ABSTRACT

This study concerns liquid flow in soils presenting macropores , by using a lattice gas model. These soils are represented by a simplified ideal medium, the double porosity medium (macroporosity and microporosity). We are specially interested in the type and the mechanisms of the flow in the macroporosity, the aim being the formulation of a descriptive and predictive model of liquid flow in double porosity media.

The main characteristics of liquid transport in cracked soils as well as an analysis of the experimental techniques and of the possible theorethical approaches to study liquid conduction in the macroporosity are presented.

The liquid-gas model with long distance interactions of *Appert et Zaleski (1990)* is used. It allows to simulate a viscous fluid and to visualize its flow on computer screen images.

The hydraulic behavior of the simulated fluid is tested in numerical simulations. Saturated and unsaturated fluid flow between two parallel plates under gravity are studied. The velocity profiles obtained for saturated flow are compared with the theorethical ones as predicted by Poiseuille's law for a real viscous fluid. The observed flow type in unsaturated regime is compared to the flow observed in experiences made for this purpose with real fluids.

The model is modified to simulate infiltration in porous media. The flux obtained in saturated flow simulations in porous media as a function of hydraulic head gradient are compared with Darcy's law. Infiltrations in unsaturated porous media are also made. The cumulative infiltration in time is obtained and compared with that predicted by the Philip solution of the infiltration equation.

The model is applied to the study of infiltration mechanisms in two porous media with a plane crack of different apertures, under different initial surface liquid table heights. The factors which influence the type of flow in the cracks and the rapid drainage are analysed.

Table des matières

1	Introduction générale	10
1.1	Motivations et cadre général de la thèse	10
1.2	Objectifs	12
1.3	Organisation de la thèse	13
2	Les milieux à double porosité	14
2.1	Les représentations conceptuelles des milieux poreux	14
2.1.1	Généralités	14
2.1.2	Les milieux poreux à un seul niveau d'hétérogénéité	15
2.1.3	Les milieux à double porosité	18
2.2	Les sols:un milieux poreux particulier	20
2.3	L'échelle d'observation choisie dans la présente étude	22
3	Transferts liquides en milieux à double porosité	24
3.1	Caractérisation générale des transferts liquides en milieux à double porosité	24
3.2	Les approches expérimentales	26

3.2.1	Techniques de marquage	27
3.2.2	Analyse des courbes d'élution des solutés	29
3.3	Les approches théoriques	29
3.3.1	L'approche de la mécanique des milieux continus	30
3.3.2	L'approche empirique et semi-empirique	32
3.3.3	L'approche des ondes cinématiques	34
4	Les gaz sur réseau : une méthode de simulation des fluides	38
4.1	Généralités	38
4.2	Bref historique des modèles discrets	39
4.3	Généralités sur les automates cellulaires	41
4.4	Structure et propriétés générales des gaz sur réseau	43
4.5	Le formalisme booléen	44
4.6	Description probabiliste des gaz sur réseau	46
4.7	Les équations macrodynamiques et les équations de Navier-Stokes	48
5	Le modèle liquide - gaz	51
5.1	Description générale du modèle	52
5.1.1	Géométrie du réseau:	52
5.1.2	Distribution des particules sur le réseau:	53
5.1.3	Initialisation du réseau au temps $t = 0$	54

5.1.4	Evolution des configurations en fonction du temps	54
5.2	Propriétés générales du modèle LG	61
5.2.1	L'équation d'état et la transition de phase	61
5.2.2	Quelques expériences numériques pour déterminer des propriétés du modèle LG	63
5.3	La simulation des parois solides	64
5.4	La simulation de la force de gravité	64
5.5	Etudes préliminaires pour adapter le modèle aux transferts liquides en MDP	65
5.5.1	Le choix de la variante de base	65
5.5.2	Expériences numériques pour étudier l'effet de la force de gravité . .	65
5.6	L'application du modèle et le principe de la similarité	67
6	Expériences numériques d'écoulement en régime permanent	70
6.1	Expériences numériques d'écoulement gravitaire entre deux parois planes. Vérification de la loi de Poiseuille	71
6.1.1	Rappel de la loi de Poiseuille	71
6.1.2	Méthode des expériences numériques pour vérifier la loi de Poiseuille	73
6.1.3	Résultats et discussion des expériences de vérification de la loi de Poiseuille	75
6.2	Expériences numériques d'écoulement vertical en milieu poreux saturé. Véri- fication de la loi de Darcy	82
6.2.1	Rappel de la loi de Darcy	82

6.2.2	Matériel et méthodes des expériences numériques pour vérifier la loi de Darcy	83
6.2.3	Résultats des expériences numériques pour vérifier la loi de Darcy .	89
6.3	Conclusions partielles des expériences d'écoulement en régime permanent .	91
7	Expériences numériques d'écoulement en régime transitoire	92
7.1	Infiltration verticale dans un milieu poreux	93
7.1.1	La solution de Philip de l'équation d'infiltration	93
7.1.2	Matériels et méthodes des expériences numériques d'infiltration en milieu poreux	96
7.1.3	Résultats et discussion des expériences numériques d'infiltration en milieu poreux	96
7.2	Écoulement gravitaire non saturé entre des parois planes	105
7.2.1	Généralités	105
7.2.2	Breve revue sur l'information expérimentale concernant l'infiltration non saturante sous gravité	106
7.2.3	Expériences d'infiltration non saturante en laboratoire	108
7.2.4	Expériences numériques d'infiltration non saturante entre des parois planes	114
7.3	Conclusions partielles	119
8	Etude numérique de l'influence d'une fissure plane sur l'infiltration gravitaire dans deux milieux poreux	121
8.1	Objectifs	121

8.2	Description des expériences numériques	122
8.2.1	Méthode d'obtention des variables liées à l'écoulement	124
8.3	Résultats et discussion	124
8.3.1	Observations qualitatives sur l'écoulement	124
8.3.2	Analyse comparative de l'infiltration cumulée	128
8.3.3	Analyse des hydrogrammes de drainage et leur interprétation à l'aide des profils de teneur en eau dans les fissures	131
8.3.4	Analyse des profils de teneur en fluide et des stocks du liquide dans la microporosité	134
8.4	Conclusions partielles	135
9	Conclusions et Perspectives	137
	BIBLIOGRAPHIE	141
	ANNEXES	149

Le modèle est un intermédiaire à qui nous déléguons la fonction de connaissance, plus précisément de réduction de l'encore-énigmatique, en présence d'un champ d'étude dont l'accès, pour des raisons diverses, nous est difficile.

Suzanne BACHELARD

Chapitre 1

Introduction générale

1.1 Motivations et cadre général de la thèse

Si les premières études sur les sols ont concerné essentiellement sa fertilité vis-à-vis de la production végétale, beaucoup d'efforts de recherche se sont développés depuis une soixantaine d'années concernant les processus de transferts dans les sols. Ces problèmes apparaissent aujourd'hui présenter une importance primordiale pour la protection et la valorisation des patrimoines naturels.

On peut souligner deux aspects fondamentaux du rôle des sols vis-à-vis des transferts. D'une part, une fraction de l'eau et des substances dissoutes y sont stockées, leur quantité et leur disponibilité pour les plantes étant déterminantes pour la production. D'autre part, une fraction est drainée en profondeur, l'eau conditionnant la recharge des nappes, la migration des fertilisants, des pesticides et d'autres substances toxiques conditionnant la pollution des réserves en eau.

Les sols peuvent avoir un comportement homogène vis-à-vis de leur fonctionnement hydrique, mais bien souvent cette condition n'est pas remplie. C'est notamment le cas des sols fissurés ou présentant, en général des grands pores, appelés macropores, à l'origine d'un comportement bimodal de l'écoulement. Dans les volumes de sol séparés par les plans de fissuration ou d'autres macropores l'eau se comporte, comme dans les sols homogènes,

alors qu'existe, un écoulement très particulier et beaucoup plus rapide dans les grands pores (*Beven et Germann, 1982* [12], *Bouma, 1984* [15]).

Les efforts de recherche portant sur les sols homogènes vis-à-vis des transferts, études dont les progrès récents sont rapportés dans plusieurs articles, notamment dans *Nielsen et al. (1986)* [66], *Van Genuchten et Jury (1987)* [95] et *Milly (1988)* [64], ont conduit à la formulation d'un modèle physique de base pour les transferts liquides. Cette formulation, fondée sur l'équation de *Richards (1931)* [75] et qui est classiquement utilisée avec succès pour modéliser les transferts liquides, n'est pas applicable aux sols non homogènes. Dans ce dernier cas, le problème essentiel est la formulation du modèle physique de base.

C'est à ce dernier point précis que se rapporte cette étude. Elle est donc motivée par la nécessité d'élucider le problème du comportement bimodal de l'écoulement dans les sols non homogènes. L'impact et les conséquences qui résultent de l'écoulement rapide à travers des voies préférentielles comme les macropores ont, en effet, une grande importance économique et justifient les efforts de recherche faits dans ce sens. La partie de l'eau qui draine plus rapidement par les macropores peut effectivement affecter un certain nombre de mécanismes essentiels (*Thomas et Phillips, 1979* [89]; *Van der Tak et Grismer, 1987* [94]) tels que:

- l'efficacité de la pluie ou de l'irrigation, une grande partie de cette eau n'étant pas disponible pour les plantes car s'écoulant en dessous de la profondeur d'enracinement,
- la qualité des eaux des nappes, les fertilisants et les pesticides pouvant être rapidement transportés en profondeur,
- le degré de salinisation des sols, danger potentiel important, les sels initialement présents dans le milieu n'étant pas convenablement lessivés.

Une analyse bibliographique extensive faisant le point sur l'état des lieux des connaissances sur les caractéristiques particulières de l'écoulement dans ces milieux, ainsi que sur les quelques efforts de modélisation existants pour aborder le problème a été présentée dans (*Di Pietro, 1990*) [29]. Parmi ces modèles celui des ondes cinématiques (*Germann, 1985*) [42], modèle à la fois déterministe et conceptuel, apparaissait comme le seul proposant une théorie sur l'écoulement de l'eau dans les macropores. Des expérimentations d'écoulement de l'eau dans une colonne faite d'un milieu bimodal artificiel, menées pour tester le modèle, ont montré que celui-ci n'était pas adapté pour décrire toute la gamme de l'écoulement. Ces résultats ont été présentés dans l'article de *Di Pietro et Lafolie (1991)* [30].

On concluait alors que la recherche en ce domaine devrait être orientée vers l'étude des mécanismes physiques de l'écoulement dans les macropores, la compréhension de ces mécanismes devant mener à la formulation d'un modèle décrivant le comportement des écoulements bimodaux. La formulation d'un tel modèle s'averait cependant à la fois difficile et lointaine, du fait du peu de travaux en cours et de la complexité du phénomène à appréhender.

Par ailleurs, les recherches de la physique théorique et le développement récent de ressources informatiques puissantes ont mis à la disposition de la communauté scientifique des modèles de gaz sur réseau qui permettent de simuler les fluides et leurs écoulements. La souplesse et l'adaptabilité de la méthode, les grands avantages qu'elle présentait nous ont conduit à l'application de cet outil, notamment à l'adaptation d'un de ces modèles, le modèle liquide-gaz conçu par *Appert et Zaleski (1990)*[3].

On aborde ici une première analyse des phénomènes de l'écoulement rapide dans des milieux poreux bimodaux à l'aide d'un modèle de gaz sur réseaux. Cette démarche nous semble ouvrir une nouvelle voie pour aboutir à la formulation d'un modèle physiquement fondé sur les transferts en milieux poreux non homogènes.

1.2 Objectifs

L'ensemble des travaux qui font l'objet de cette thèse s'insère dans le cadre d'une recherche dont l'objectif général à long terme est la formulation et la mise en oeuvre d'un modèle explicatif et prédictif de l'écoulement de l'eau dans les milieux poreux présentant un comportement hydrique bimodal, notamment les sols fissurés ou présentant, en général, des macropores.

On se propose

1. d'étudier les possibilités d'utilisation et d'adaptation d'un modèle de gaz sur réseau, le modèle 2D liquide-gaz avec interactions (*Appert et Zaleski, 1990*) [3] pour étudier les transferts liquides en milieu poreux bimodal. A cette fin:
 - on testera le comportement du modèle dans des situations d'écoulement simples pour lesquelles les lois sont connues,
 - on adaptera le modèle pour pouvoir l'utiliser dans l'étude des transferts en milieux poreux complexes se rapprochant de situations réelles.

2. de réaliser une application du modèle pour étudier l'écoulement liquide dans des milieux poreux avec une fissure plane. Dans cette optique, on s'intéressera à l'analyse des mécanismes d'écoulement dans la fissure en fonction de son diamètre, de la quantité de liquide appliquée et des caractéristiques hydriques du milieu poreux.

1.3 Organisation de la thèse

Le *chapitre 2* est consacré à la discussion des représentations conceptuelles des milieux poreux et des approches possibles qui en découlent pour décrire les différents phénomènes physiques dont ils sont le siège. Puis, on introduit la notion de milieux à double porosité, milieu simplifié idéal et modèle particulièrement utilisé pour de nombreux systèmes poreux réels. On s'attache particulièrement au cas des sols agrégés ou fissurés, milieux dans lesquels on s'intéressera à l'étude des transferts d'eau.

Le *chapitres 3* traite la problématique des transferts en milieu poreux bimodal. Après un résumé des particularités et principales caractéristiques des transferts d'eau dans ces milieux, on fait une analyse des différentes techniques expérimentales possibles pour étudier le phénomène en signalant les avantages et les inconvénients de chacune. Une évaluation des approches théoriques disponibles est présentée.

Les *chapitres 4 et 5* sont consacrés à la présentation des modèles de gaz sur réseau et de leurs propriétés générales. On décrit, en particulier, le modèle liquide-gaz et la version que l'on utilise dans le présent travail.

Dans les *chapitres 6 et 7* on présente des expériences numériques faites avec le modèle liquide-gaz afin de tester le comportement hydrodynamique de sa phase liquide. Ces expériences sont comparées aux lois qui décrivent les phénomènes ou à des expériences réelles faites en laboratoire.

Le *chapitre 8* comporte des simulations d'infiltration dans des milieux poreux fissurés. Une première analyse de l'écoulement rapide dans les fissures et de l'évolution du front d'humectation lors de l'infiltration est présentée.

Les conclusions générales et perspectives futures du présent travail sont développées au *chapitre 9*.

Chapitre 2

Les milieux à double porosité

2.1 Les représentations conceptuelles des milieux poreux

2.1.1 Généralités

La description de tout processus physique ayant lieu dans un milieu donné commence par l'élaboration d'un modèle conceptuel du milieu qui sert de base à un modèle mathématique du processus. Ce dernier est l'outil qui permettra de prédire la réponse du milieu à des excitations diverses.

Le modèle conceptuel du milieu est une représentation abstraite qui fait suite à une observation du milieu réel. Cette observation est une opération de filtrage de la réalité, analogue à celle que l'on ferait avec une loupe. Le degré de finesse d'observation de la réalité atteint dépend, donc, du grossissement de la loupe. Il en découle que toute observation du système et, donc, toute description des variables et des phénomènes physiques dont le système est le siège peuvent être abordées à différentes échelles.

Considérons, par exemple, l'homogénéité d'un matériau vis-à-vis de sa géométrie, quant à la continuité des phases. Si l'on se place à l'échelle atomique, tout matériau sera hétérogène ou discontinu. Par contre, si l'on fait une observation visuelle du même matériau à l'échelle de quelques *cm*, l'appréciation que l'on aura de la continuité de ses phases dépendra du fait que les discontinuités présentes auront ou non une dimension mesurable ou détectable par

l'instrument de mesure utilisé à cette échelle , dans l'exemple mentionné ci-dessus, l'oeil.

Le choix de l'échelle doit correspondre aux objectifs que l'on poursuit et à la nature du phénomène à étudier. Il fera suite à une analyse du comportement de la variable ou du phénomène que l'on désire mesurer ou quantifier. L'échelle détermine le volume du système à étudier, le degré de finesse que l'on peut atteindre pour décrire le phénomène étudié et sa représentativité.

La formulation conceptuelle du milieu devra être cohérente avec l'échelle choisie, car pour une grande part elle en dépend. En effet, à la même échelle d'observation il n'est pas rare qu'un même système réel puisse faire l'objet de plusieurs représentations. Le choix d'une représentation donnée doit être fondé sur sa fidélité à approcher la réalité, puisque comme le signale *Bachelard (1979) [6]*, toute représentation du milieu réel ne sera qu'une fonction sélective de la réalité, car ne pouvant posséder toutes ses propriétés. Son usage doit, de plus, conduire à un approfondissement de la connaissance du phénomène étudié sur le milieu réel.

Comme le souligne *Thom (1979) [91]*, la justification *a priori* du modèle choisi repose sur une analyse normative de l'analogie entre l'objet d'étude et sa représentation. La justification *a posteriori* résultera de la comparaison entre la réponse fournie par le modèle et les données empiriques obtenues dans le milieu réel.

2.1.2 Les milieux poreux à un seul niveau d'hétérogénéité

2.1.2.1 La conceptualisation du milieu

Une grande variété de milieux poreux, des bétons aux céramiques, des roches aux mousses expansées, ne présentent que des hétérogénéités à une seule échelle. La dimension qui les caractérise est déterminée par la taille moyenne des vides. Cette taille moyenne peut varier de quelques $\text{\AA}$ pour les argiles, au mm pour un matériau composite de verre époxy, au cm pour les bétons et peut atteindre quelques dm pour une terre armée (*Auriault , 1991) [5]*.

Ces milieux peuvent être, et l'ont été historiquement, conceptualisés selon deux échelles d'observation: l'une *microscopique*, l'autre *macroscopique* (*Bachmat et Bear, 1986) [7]*.

Dans l'approche *microscopique* le milieu poreux est un ensemble formé par la phase solide et l'espace poral, les deux phases étant considérées comme un milieu continu. Un ensemble de variables et de fonctions ponctuelles peuvent être définies, toutes ces grandeurs étant des

fonctions continues de l'espace et du temps. On les appelle variables ou fonctions microscopiques.

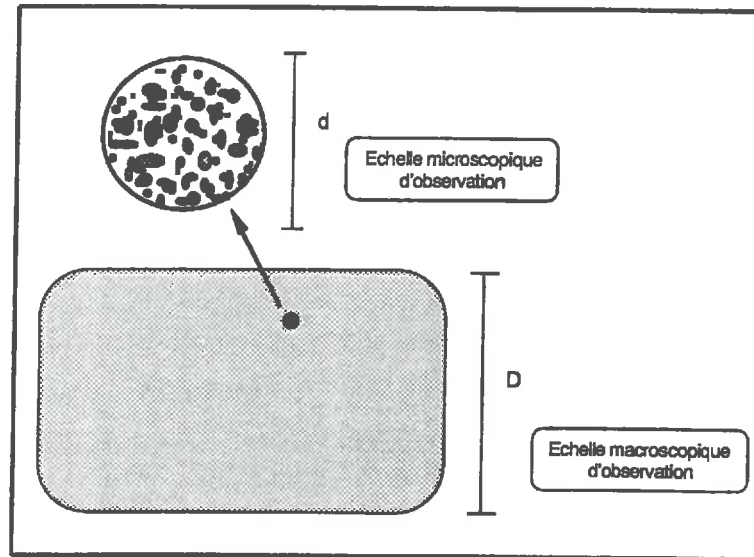


Figure 2.1: Schématisation des échelles microscopique et macroscopique d'observation

Ainsi, on peut, par exemple, définir une fonction de l'espace $f(z)$ caractéristique des vides qui prendra les valeurs 0 ou 1 selon que z est localisée sur un grain solide ou sur un vide. Imaginons, alors, que l'on veuille moyenner la valeur de $f(z)$ dans le voisinage d'un point z_0 . La dispersion des valeurs obtenues sera très grande selon que z_0 sera localisée sur un grain solide ou sur un vide. En conséquence, cette valeur moyenne sera dépourvue de sens statistique. Supposons maintenant que l'on prenne un volume beaucoup plus grand tel qu'il contienne un nombre élevé de vides et de particules solides. Lors du calcul de la moyenne de $f(z)$ sur ce volume, la dispersion obtenue lors de répétitions faites en différents points du milieu diminuera jusqu'à devenir constante au delà d'un volume minimum appelé volume élémentaire représentatif, VER, (Baveye et Sposito, 1984) [8].

L'existence de ce volume est un postulat fondamental sur lequel est fondée la conception *macroscopique* du milieu poreux. Elle conduit à une vision continue du milieu, car le postulat posé est un cas particulier de l'hypothèse de continuité de la mécanique. A cette échelle, le milieu est vu comme un ensemble où le solide et l'espace poral sont des continua superposés occupant le domaine entier. Chaque VER microscopique est l'unité minimale d'étude et devient un point mathématique. Le volume d'étude contenant, en fait, un grand nombre

d'hétérogénéités microscopiques, on peut considérer ce volume comme un milieu continu macroscopiquement équivalent, se comportant en moyenne comme le matériau hétérogène.

Dans ce cas, on définit des fonctions et des champs de variables, appelées fonctions et variables macroscopiques, dont le domaine de définition spatial minimal est le VER. Elles caractérisent le milieu à l'échelle macroscopique et leur valeur dans chaque VER est une moyenne statistique des variables microscopiques correspondantes. Ainsi, la fonction caractéristique des vides définie ci-dessus correspond à la porosité du milieu poreux qui est une variable macroscopique.

Les ordres de grandeur qui définissent les VER d'une variable ne coïncident pas forcément avec ceux des VER définis pour d'autres variables ou des processus physiques. Le postulat sous-jacent de l'approche macroscopique mentionnée est qu'il existe un VER unique pour toutes les variables intervenant dans la description des phénomènes dont le milieu poreux est le siège. On trouvera des analyses de ces concepts dans les publications de *Baveye et Sposito (1984)* [8], et de *Bachmat et Bear (1986)* [7].

2.1.2.2 La formulation mathématique des processus

Comme on l'a déjà souligné, le modèle conceptuel du milieu précède et dans une grande mesure détermine la formulation mathématique du processus à étudier. C'est ainsi qu'une large gamme de phénomènes tels que la transmission d'ondes acoustiques, la propagation de la chaleur, la diffusion de solutés, l'élasticité et la résistance mécanique, les transferts des fluides dans les milieux poreux, a été abordée selon, soit une approche microscopique soit une approche macroscopique.

Dans l'*approche microscopique*, les équations qui décrivent les phénomènes sont appelées "équations ponctuelles". Elles ne sont que des expressions des équations de conservation, de la rhéologie et de ses paramètres et des conditions aux limites qui sont fonction de la géométrie du système. Cette approche s'adapte à l'étude détaillée des mécanismes à l'échelle des pores.

Dans l'*approche macroscopique*, approche par laquelle ont été abordées la plupart des études de transport des fluides dans des milieux poreux, les équations liant les variables macroscopiques sont appelées "équations homogènes ou macroscopiques". Cette approche élimine la nécessité de spécifier la configuration microscopique des limites entre le solide et l'espace poral, leurs effets devant apparaître dans l'expression des coefficients macroscopiques

(Quintard et Whitaker, 1984) [71].

Cette description macroscopique, telle qu'elle est discutée par Auriault (1991) [5], peut être obtenue soit, directement à l'échelle macroscopique par une étude phénoménologique ou expérimentale, soit indirectement par des techniques d'homogénéisation, ces dernières permettant le passage de la description microscopique à une description macroscopique. Un tel passage peut être interprété comme une façon d'éliminer l'hétérogénéité microscopique de la configuration du milieu poreux.

Les équations qui interviennent dans la description du phénomène peuvent revêtir la même forme mathématique à toutes les échelles d'observation, les coefficients apparaissant dans les expressions pouvant ne pas être les mêmes. Ils doivent, dès lors, contenir des informations représentatives du milieu à l'échelle à laquelle le phénomène est décrit (Saez et al., 1989) [82].

2.1.3 Les milieux à double porosité

1.1.3.1 La conceptualisation du milieu

Les matériaux poreux ici discutés présentent un deuxième niveau d'hétérogénéité dont l'échelle est macroscopique et qui se superpose à un niveau d'hétérogénéité dont l'échelle est microscopique. Ils reçoivent le nom de milieu à double porosité (MDP).

A une échelle macroscopique, un MDP est un milieu poreux à deux compartiments:

- Des unités qu'on appellera *unités primaires* de tailles différentes qui sont aussi un matériau poreux. L'espace poral des unités primaires peut être caractérisé par une distribution de vides microscopiques. Si l est la dimension caractéristique de ces microvides et d est la longueur caractéristique d'une unité primaire, on supposera $l \ll d$. On appellera *microporosité* cet espace poral intra-unités primaires.
- L'espace poral inter-unités primaires, qu'on appellera *macroporosité*. La taille moyenne de ces pores est de plusieurs ordres de grandeurs supérieure à l .

Une représentation schématique d'un MDP est donnée en Fig 2.2.

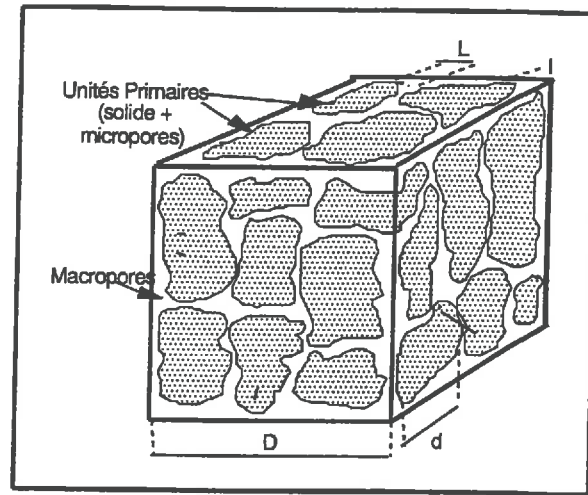


Figure 2.2: Représentation schématique d'un milieu à double porosité

1.1.3.2 La formulation mathématique des processus

L'approche microscopique est toujours possible, mais dans ce cas on ignore les possibles effets des discontinuités macroscopiques qu'à cette échelle on ne peut pas percevoir.

L'approche macroscopique présente dans ce cas des difficultés: le milieu poreux présentant des discontinuités à cette échelle, on ne pourra plus le considérer comme macroscopiquement homogène. En effet, c'est au niveau des variables macroscopiques qu'apparaissent les discontinuités spatiales. Si l'on moyenne ces variables sur des volumes centrés en différents points du milieu, leurs valeurs dépendront de l'inclusion ou non d'un vide macroscopique dans ce volume. Par un raisonnement analogue à celui fait précédemment, on peut théoriquement augmenter le volume d'observation minimal de façon à inclure un grand nombre d'hétérogénéités macroscopiques, de sorte que les valeurs des variables macroscopiques deviendront invariantes au sens statistique, quelque soit la localisation de ce volume dans le milieu. Ce volume sera, alors, un volume élémentaire macroscopiquement représentatif (VEMR).

Donc, du point de vue de la porosité ou si l'on veut, de la continuité des compartiments, le MDP présente un niveau d'homogénéité pour des volumes supérieurs au VER micro-

scopique, mais inférieurs à la taille moyenne des unités primaires, et un deuxième niveau d'homogénéité au delà du VEMR.

On peut donc envisager une troisième approche, *la mégascopique*, en prenant un volume d'observation contenant un grand nombre d'hétérogénéités macroscopiques et trouver des équations mégascopiques homogènes décrivant les phénomènes sur l'ensemble du milieu. Un point sera un VEMR et les variables mégascopiques seront définies comme des moyennes statistiques dans ce volume.

Comme on l'a déjà souligné, le choix de l'approche doit être fonction des objectifs poursuivis.

2.2 Les sols: un milieux poreux particulier

Le sol, en tant que milieu poreux, est composé de deux phases. *Une phase solide* constituée de particules dont la taille peut aller du micron pour les argiles au mm pour les sables. La forme, l'orientation, et l'organisation de ces particules déterminent les caractéristiques de la deuxième phase: *l'espace poral*. C'est dans cet espace poral, constitué de vides de formes et de surfaces irrégulières, que s'écoulent les fluides dont le régime d'écoulement est par ailleurs fortement dépendant de la continuité et de la tortuosité des pores.

La phase solide n'est pas un milieu inerte, les particules solides possédant, en général, une charge électrique négative. Le champ électrique qu'elles génèrent donne lieu à des interactions électromagnétiques avec la couche de fluide s'écoulant dans le voisinage de l'interface avec le solide. Des phénomènes d'adsorption, d'échanges et de substitutions moléculaires peuvent dès lors se produire soit avec les molécules d'eau, soit avec les molécules d'autres substances dissoutes (*Nielsen et al., 1972*) [65]. Ces phénomènes dépendent de la composition chimique ou minéralogique relative des composants.

L'analyse de l'espace poral conduit à définir une caractéristique physique du milieu: *la structure*. Celle-ci, liée à l'arrangement des particules, caractérise la distribution géométrique des vides dans l'espace poral.

En fonction de leur structure et suivant *Brewer (1964)* [20], on classe les sols en deux grands groupes:

- *Les sols apédiaux*: ils sont caractérisés par un seul niveau d'organisation structurale,

appelé *structure primaire*. Cette structure est liée à l'arrangement des particules solides élémentaires. L'espace poral résulte de l'assemblage aléatoire de ces particules. La distribution des tailles des vides de cet espace poral peut varier de quelques $\text{\AA}$ à plusieurs microns.

- *Les sols pédaux, agrégés ou structurés*: ils possèdent un deuxième niveau d'organisation appelé *structure secondaire*. Ils sont constitués d'unités séparées d'autres unités par des surfaces ou plans de faiblesse qui constituent des vides macroscopiques (Brewer, 1964 [20]; Guennelon, 1987 [47]). Ces unités sont des agrégats naturels de taille variable, de quelques mm à plusieurs cm . L'arrangement spatial des unités primaires caractérise la structure secondaire et détermine la distribution des vides dans l'espace poral inter-agrégat. Les pores macroscopiques sont générés, soit par l'alternance gonflement-retrait due au cycles humectation-dessiccation, soit par l'activité biologique due à la faune (vers de terre, fourmis, ...), et à la flore (système racinaire), soit par le travail du sol. La taille de ces macropores peut aller de quelques mm à plusieurs cm dans le cas des fissures.

La structure primaire, propre aux sols apédiaux ou aux unités primaires des sols structurés, est appelée *matrice du sol*. L'espace poral intra-unités primaires est qualifié de *textural*, l'espace poral inter-unités de *structural* (Childs, 1969 [25]; Stengel, 1979 [87]).

La fraction du volume de sol occupée par les vides est la *porosité totale*. La fraction du volume de l'arrangement textural ou primaire occupée par les vides est la *porosité texturale*; le volume occupé par les pores structuraux par rapport au volume total est la *porosité structurale*.

Le volume poral, sa distribution dans l'espace et sa géométrie ne sont pas stables dans le temps du fait des modifications résultant des processus climatiques, biologiques et surtout de l'action anthropique. Cette variabilité temporelle des caractéristiques du système poral complique sérieusement la modélisation des différents processus dont il est le siège. En fait, le sol est un milieu poreux déformable, et son assimilation à un milieu poreux rigide n'est qu'une simplification de la réalité, le plus souvent utilisée. Cette représentation qui néglige les déformations subies par le sol et qui accepte son invariabilité géométrique en fonction du temps, a permis l'étude de nombreux phénomènes physiques ou d'autre nature y ayant lieu.

Les sols ne présentant pas de macropores ont été assimilés à des milieux poreux à un seul niveau d'hétérogénéités. Or, les sols structurés, agrégés ou fissurés comprennent la

plupart des sols agricoles et forestiers. La présence des discontinuités macroscopiques dans ces derniers induit dans le milieu des comportements particuliers notamment en ce qui concerne les phénomènes de transferts des fluides et de solutés. Ces sols ont été vus par quelques auteurs comme un MDP (*Beven et Germann, 1982* [12] ; *Di Pietro et Lafolie, 1991* [30]), représentation, par ailleurs, souvent utilisée pour certains systèmes géologiques, tels que les sous-sols rocheux fissurés. Une revue bibliographique sur cette approche peut être trouvée notamment dans l'article de *Dykhuizen (1990)* [33].

Cette démarche conduit à poser une hypothèse simplificatrice de la réalité: les sols structurés ou fissurés peuvent être représentés par un milieu théorique simplifié, le MDP. Cette démarche conduit à supposer implicitement qu'il n'y a pas de pores de taille intermédiaire entre ceux formant l'espace poral des unités primaires et les macropores. Cette hypothèse est dans certains cas assez éloignée de la réalité comme, par exemple dans les sols sableux. Cette représentation est valide dans le cas des sols très argileux qui présentent une porosité fine mais qui du fait des propriétés de retrait-gonflement des argiles, présentent des fissures lors des périodes de dessèchement. C'est aussi le cas des couches de surface des sols qui, après labours, présentent des unités agrégées ménageant entre elles un réseau de macropores à géométrie complexe.

2.3 L'échelle d'observation choisie dans la présente étude

Comme on vient de le discuter, le type d'approche est lié soit à l'échelle à laquelle on observe soit à celle où l'on voudrait observer le phénomène à décrire.

Dans le cas des transferts en milieu à double porosité, l'échelle microscopique c'est à dire celle à laquelle on distingue les phénomènes dans les micropores est démunie de sens. L'échelle de travail commence au niveau macroscopique, c'est à dire au niveau prenant au minimum en compte un volume élémentaire macroscopique représentatif pour lequel les macropores sont des entités dont la géométrie est observable. Deux voies sont alors possibles: soit étudier le phénomène à cette échelle, soit passer à une échelle mégascopique. A cette dernière on ne s'intéresse qu'au fonctionnement hydrique du milieu dans son ensemble, les macropores n'étant pas détectables dans le milieu si ce n'est que par leur influence globale sur le comportement hydrique du milieu.

Cette dernière démarche ne nous semble pas la mieux adaptée pour étudier le problème. D'une part, elle ne conduirait pas à une compréhension des phénomènes, l'écoulement et

ses mécanismes dans ces grandes pores resteraient toujours inexpliqués. D'autre part, dans un sol, prendre un volume mégascopique représentatif peut ne pas être toujours possible, le volume qu'il serait alors nécessaire de considérer pouvant notamment impliquer une variabilité spatiale pouvant dénaturer le volume représentatif.

On choisi donc ici l'échelle macroscopique d'observation. Dans tous les cas, à cette échelle, le problème central à résoudre est la description de l'écoulement dans la macroporosité. Cette description étant obtenue, la démarche consiste à la coupler avec le modèle d'écoulement dans la microporosité ce qui conduit à analyser aussi le problème des interactions à l'interface de la macroporosité et de la microporosité.

Chapitre 3

Transferts liquides en milieux à double porosité

3.1 Caractérisation générale des transferts liquides en milieux à double porosité

L'écoulement liquide dans un milieu à double porosité est un écoulement bimodal, en ce sens que l'on peut différencier deux types d'écoulement simultanés dont les caractéristiques sont très contrastées. Cet écoulement complexe peut se résumer comme suit:

- D'une part, dans les unités primaires ou microporosité, se développe à une échelle temporelle longue un écoulement qui peut être décrit macroscopiquement par les lois de circulation liquide en milieux poreux, telle l'équation de *Richards (1931)* [75] qui s'exprime par

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \nabla \cdot [K(\theta) \nabla H(\theta)] \quad [3.1]$$

où θ est la teneur en fluide volumique, $K(\theta)$ la conductivité hydraulique du milieu et $H(\theta)$ le potentiel total du fluide. Le temps t et la profondeur z sont les variables indépendantes. On pose $z > 0$ vers le bas.

- D'autre part, dans l'espace poral inter-unités primaires ou macroporosité, se développe à une échelle temporelle courte un écoulement qui n'obéit pas aux équations précédentes. L'eau circule très rapidement par ces macropores, ou voies préférentielles, vers la profondeur.

Ce dernier écoulement, qui n'utilise qu'une petite partie de la porosité totale, est connu sous divers vocables: "by-passing", "short-circuiting", drainage rapide (*Bouma et Dekker, 1978* [17]; *Bouma, 1984* [15]; *Germann, 1986* [43]).

Dans les deux dernières décades, beaucoup de chercheurs ont observé l'existence de ce phénomène et de grands efforts ont été mis en oeuvre pour essayer de l'expliquer et de le prédire du fait de son importance. Une synthèse de ces divers travaux peut se trouver notamment dans *Beven et Germann (1982)* [12] et dans *Di Pietro (1990)* [29].

De cet ensemble de travaux il ressort essentiellement les observations suivantes:

- Une grande partie de l'eau apportée à la surface du milieu peut s'infiltrer rapidement par les macropores (*Lawes et al., 1882* [57]), notamment quand les apports de liquide sont importants (*Reynolds, 1966* [74]). Cette quantité d'eau peut être très variable (*Watson et Luzmoore, 1986* [98]; *Thomas et al., 1978* [90]).
- Cette eau peut s'écouler verticalement ou horizontalement dans les macropores continus (*Aubertin, 1971* [4]).
- L'eau ainsi infiltrée et toutes les substances ou organismes qu'elle contient peuvent arriver en profondeur quelques minutes seulement après leur apport en surface, cette eau et ces substances n'intéréagissant que peu avec celles initialement présentes dans le milieu (*Smith, 1985* [86]; *Jury et al., 1986* [53]), et la microporosité du milieu demeurant insaturée.
- Ce type d'écoulement conduit dans le milieu à un front d'humectation hétérogène (*Topp et Davis, 1981* [93]) lié au mouvement très rapide de l'eau dans les macropores, notamment dans les milieux présentant une microporosité caractérisée par une faible conductivité hydraulique (*Germann et Levy, 1986* [46]).

Toutes ces études conduisent à un ensemble de concepts relatifs à ce phénomène, mais il n'existe à ce jour aucune théorie permettant de comprendre l'écoulement dans les macropores et qui puisse être appliquée à la résolution des problèmes pratiques.

Néanmoins, un certain nombre des facteurs sont avancés comme déterminants de l'apparition et de la caractérisation de cet écoulement:

1. l'intensité et la durée de l'apport d'eau à la surface du milieu,
2. la teneur en eau et les propriétés hydriques de la microporosité,
3. la géométrie et la continuité des macropores.

Il ne s'agit que d'hypothèses dont les effets n'ont pas encore été quantifiés.

3.2 Les approches expérimentales

Une description quantitative de l'écoulement de l'eau dans les macropores nécessite au préalable une caractérisation du type d'écoulement et de ses mécanismes en fonction des conditions initiales et des conditions aux limites, à savoir la géométrie du système, les caractéristiques du milieu environnant et le débit appliqué. De fait, il existe actuellement très peu d'expériences permettant d'étudier les mécanismes et le régime d'écoulement dans la macroporosité. Les difficultés techniques de mise en oeuvre de ce type d'études sont peut être à l'origine de cette lacune.

Ces techniques expérimentales peuvent être classées en deux groupes:

1. les techniques de marquage avec de l'eau colorée ou d'autres traceurs dans des milieux naturels ou artificiels,
2. l'analyse des courbes d'élution de solutés.

On remarquera que les méthodes habituellement utilisées pour mesurer l'évolution des profils de teneur en eau dans la microporosité, telles que les méthodes gammamétriques et neutroniques, la tensiométrie, les sondes TDR, etc. ne sont pas adaptées pour mesurer l'écoulement dans les macropores.

La difficulté provient de deux facteurs: le temps de réponse et le volume minimal de mesure dont les instruments ont besoin.

En effet, ces instruments ont besoin d'un temps de réponse et ne peuvent donc mesurer que des écoulements qui, dans ce temps, ne varient pas sensiblement. Pour une sonde à neutrons ce temps peut être de l'ordre de la minute, temps pendant lequel la circulation liquide dans un macropore peut varier considérablement. Le temps de réponse de ces instruments ne s'adapte pas à l'objectif recherché, celui-ci nécessitant des mesures en temps réels très brefs. En second lieu, les mesures de teneur en eau avec ces instruments représentent en fait une moyenne sur un volume du milieu qui dépend de l'instrument utilisé et du degré de saturation en eau du milieu. Pour une sonde à neutrons ce volume est une sphère d'environ 10 cm à 20 cm de rayon (*Di Pietro et Suero, 1988* [31]) , pour un tensiomètre ce volume est de l'ordre de quelques cm^3 , la capsule du tensiomètre devant être de plus complètement entourée et en bon contact avec le volume du milieu de mesure.

3.2.1 Techniques de marquage

On applique de l'eau marquée avec un traceur à la surface du milieu puis, soit on analyse les traces de colorant après le passage de l'eau, et pour se faire on découpe le milieu dans différents plans verticaux et/ou horizontaux; soit on prélève des échantillons à différentes profondeurs pour quantifier la teneur en traceur. Il s'agit de techniques indirectes et destructives.

C'est en utilisant ce type d'approche qu'*Ehlers (1975)* [34] observa, qu'après irrigation avec de l'eau colorée dans une parcelle de sol non labouré, les galeries de vers de terre, galeries de diamètres compris entre 2 et 11 mm, conduisaient l'eau très profondément dans le profil. N'ayant pas observé de coloration sur les parois des galeries, il conclut qu'il s'agissait d'eau libre, donc d'eau à la pression atmosphérique. D'autres expériences confirment ces résultats. *Jury et al. (1986)* [53] ont rapporté n'avoir trouvé qu'à la base des fissures, à 1.8 m de profondeur dans le sol, des traces de napropamide appliquée en solution à la surface d'un sol fissuré de Californie, et cela sans observer d'absorption sur les parois des fissures. Ces expériences permettent d'affirmer que l'écoulement de l'eau dans les macropores est un écoulement gravitaire d'eau libre, contrairement à celui de l'écoulement de l'eau dans les petits pores de la matrice du sol et qui elle, est sous tension. Par conséquent, la surface libre de l'eau s'écoulant dans les macropores serait toujours à la pression atmosphérique indépendamment de sa position dans le profil (*Germann, 1986* [43]).

D'autres auteurs (*Bouma et al., 1977* [19]; *Bouma et Dekker, 1978* [17]; *Bouma, 1981* [16]), utilisant les mêmes techniques de marquage, ont observé inversement que le colorant marquait les parois des macropores. Ils ont signalé que le colorant était localisé dans des bandes

étroites, appelées surface de contact, bandes situées des deux côtés des parois dans le cas des fissures planes. Cette surface de contact est définie comme la surface disponible pour l'infiltration latérale de l'eau des macropores vers la microporosité du sol (*Bouma, 1984* [15]).

Bouma et Dekker (1978) [17] observèrent que cette surface augmente en fonction de l'intensité de la pluie pour des volumes égaux d'eau appliqués en surface, mais qu'elle ne semblait pas dépasser, en aucun cas, 1% de la surface totale disponible.

Les expériences qui montrent une non absorption ou une absorption du colorant sur la paroi du macropore ne sont néanmoins pas contradictoires. Elles pourraient correspondre à deux régimes d'écoulement différents. En effet, pour que le colorant puisse être absorbé, la couche d'eau au voisinage des parois doit rester en contact avec la paroi pendant un temps suffisamment long pour permettre les échanges d'eau entre la macro et la microporosité. La non absorption du colorant pourrait indiquer un écoulement très rapide, où le temps de résidence de l'eau dans la conduite serait trop court pour que le colorant soit absorbé. Dans le cas inverse, l'écoulement étant plus lent du fait soit d'une intensité de pluie plus faible, soit de la présence d'étranglements limitant le flux, soit des forces capillaires pouvant encore avoir un effet dans des pores de taille intermédiaire, le temps de contact serait alors suffisamment long pour permettre l'absorption.

La mouillabilité des parois joue aussi un rôle important sur le processus d'absorption. Ainsi, la présence de molécules organiques sur les parois favoriserait l'absorption du colorant. D'autres effets tels que la rugosité des parois et la durée de l'apport doivent aussi influencer le marquage des parois. *Bouma et Dekker (1978)* [17] affirment que l'existence de traces de colorant indique un passage d'eau, mais que leur absence ne signifie pas toujours l'absence d'écoulement.

Le marquage des parois en bandes dans les fissures et les canaux des vers de terre indiquerait, dans ces cas, que l'eau s'écoule sans remplir la totalité du macropore. Certains auteurs (*Beven et Germann, 1981*) [14] prennent ce fait comme l'indication d'un écoulement laminaire et affirment que l'eau s'écoule en glissant par les parois. Nous croyons qu'on est loin de pouvoir l'affirmer dans un cas général.

Ce type d'expériences ne permet donc pas de conclure sur le régime d'écoulement. La difficulté de ces techniques réside dans l'impossibilité de faire des répétitions et en ce que l'on ne peut pas visualiser l'écoulement. Elles sont cependant concluantes en ce qui concerne la confirmation de l'existence de ce type d'écoulement et sa rapidité.

3.2.2 Analyse des courbes d'élution des solutés

On applique à la surface du milieu une solution d'eau contenant un traceur non absorbable par le milieu, puis on analyse dans le temps la composition de la solution sortant du milieu à une profondeur donnée. On analyse alors la courbe d'élution. Celle-ci représente la concentration relative en traceur de l'eau éluee C/C_o en fonction du volume relatif d'eau déplacé V/V_p , C et C_o étant les concentrations en traceur de la solution éluee et de la solution apportée, V et V_p le volume sortant et le volume poral total du milieu.

La théorie de la dispersion hydrodynamique (*Bear, 1969*) [9] prédit que dans un milieu poreux homogène vis-à-vis des transferts, la courbe d'élution est une sigmoïde symétrique centrée au point $C/C_o = 0.5$ pour $V/V_p = 1$. La présence de macropores dans le milieu modifiant la forme des courbes d'élution, cette propriété a été utilisée pour l'étude de l'écoulement dans les milieux à double porosité.

Utilisant cette technique divers auteurs (*Quisenberry et Phillips, 1978* [72]; *Bouma et Anderson, 1977* [18]), ont montré que ces courbes d'élution se caractérisent alors par une élution initiale beaucoup plus rapide que dans les milieux homogènes. Ces expériences ont notamment permis de conclure que dans les MDP la majorité de l'eau contenue dans les unités primaires ne participe pas à l'écoulement et que celui-ci se fait autour de ces unités primaires.

On notera que comme dans le cas précédent cette technique ne permet que de mettre en évidence l'existence d'un écoulement rapide et d'assurer que l'eau percolant ne réagit que peu avec l'eau présente dans la microporosité. Elle ne permet donc pas de caractériser les mécanismes de l'écoulement.

3.3 Les approches théoriques

Plusieurs approches théoriques nous semblent possibles pour aborder la description de l'écoulement dans la macroporosité:

1. l'approche de la mécanique des milieux continus,
2. l'approche empirique et semi-empirique,
3. l'approche des ondes cinématiques,

4. l'approche des gaz sur réseau.

Dans les sections suivantes de ce chapitre on discute brièvement les trois premières approches citées, la dernière, étant l'approche choisie dans le présent travail, est discutée en détail dans les chapitres suivants.

3.3.1 L'approche de la mécanique des milieux continus

En mécanique des fluides, un fluide est un milieu continu. La description mathématique de son état de mouvement se fait au moyen de fonctions déterminant la distribution des vitesses du fluide et de deux de ses grandeurs thermodynamiques, par exemple la pression et la masse volumique en fonction de la position et du temps. Les équations liant ces variables, équations fondamentales de l'hydrodynamique, sont les équations de Navier-Stokes. Celles-ci décrivent le mouvement d'un fluide visqueux. Une étude exhaustive de ces équations fondamentales et de leur obtention peut se trouver notamment dans *Landau et Lifchitz (1971) [55]*.

L'étude de la physique de l'écoulement liquide dans un macropore est l'étude de l'hydrodynamique d'un fluide en mouvement sous l'action de la force de la pesanteur, dans une conduite de section irrégulière, de parois rugueuses et perméables et où le fluide ne remplit pas toujours la section transversale de la conduite. En conséquence, la solution des équations de Navier-Stokes avec les conditions aux limites et initiales appropriées décrirait cet écoulement dans toutes les situations. Malheureusement, ces solutions ne sont disponibles que pour un petit nombre de cas.

Ces équations s'expriment, dans la forme la plus générale, par

$$\rho \left[\frac{\partial v}{\partial t} + (v \nabla) v \right] = -\nabla p + \eta \nabla^2 v + \left(\zeta + \frac{\eta}{3} \right) \nabla (\nabla \cdot v) \quad [3.1]$$

où v , p et ρ sont respectivement la vitesse, la pression et la masse volumique du fluide, et η et ζ sont des coefficients appelés respectivement de première et deuxième viscosité et qui sont liés à l'existence de frottements internes dans le fluide.

Sous cette forme générale l'équation [3.1] n'a pas de solution analytique. Pour le cas d'un fluide incompressible comme l'eau, $\nabla \cdot v = 0$. En conséquence le dernier terme de [3.1] s'an-

nule. Si l'écoulement est stationnaire, le terme $\frac{\partial v}{\partial t}$ est égal à zéro. De plus, dans le cas où le rapport entre le terme $(v\nabla)v$ et le terme $(\eta/\rho)\nabla^2 v$ est petit, le premier terme peut être négligé, ce qui est le cas pour des petites vitesses. Ces trois conditions étant remplies les équations de Navier-Stokes prennent la forme suivante

$$-\frac{1}{\rho}\nabla p + \frac{\eta}{\rho}\nabla^2 v = 0 \quad [3.2]$$

Pour ce dernier cas et pour des géométries de conduite simples on connaît les solutions exactes des équations hydrodynamiques. Les expressions de ces solutions pour quelques cas sont présentées en Tableau 3a. Dans tout autre cas, sont envisageables seulement des solutions numériques de l'équation.

Géométrie de la conduite	Vitesse	Débit volumique
Section circulaire de rayon R	$v = \frac{\nabla p}{4\eta}(R^2 - r^2) \quad [3.3]$	$Q = \frac{\pi \rho \nabla p}{8\eta} R^4 \quad [3.4]$
Deux plans parallèles séparés d'une distance L selon la direction y	$v = \frac{\rho}{2\eta} \left[\frac{L^2}{4} - y^2 \right] \quad [3.5]$	$Q = \frac{\rho g}{12\eta} D^3 \quad [3.6]$

Tableau 3a: Solution des équations de Navier-Stokes dans le cas de l'écoulement stationnaire d'un fluide incompressible, pour de faibles vitesses, dans deux conduites de différente géométrie. Q est le débit volumique qui est la quantité de fluide qui traverse la section transversale de la conduite dans l'unité de temps

Ces cas simples où les solutions exactes des équations de Navier-Stokes sont bien connues, sont loin de représenter les conditions réelles de l'écoulement dans un macropore. Elles ont été cependant utilisées comme approximation pour le décrire. Dans les sols, les galeries des vers de terre et les canaux formés par les racines des arbres sont, en effet, plus au moins cylindriques. De même, les fissures générées par l'alternance gonflement-retrait due aux cycles de dessiccation-humectation ou quelques fois engendrées par des processus érosifs, sont des vides limités par deux plans à peu près parallèles, dont la distance est appelée l'aperture. La plupart des auteurs ont porté leurs efforts sur l'étude de l'écoulement dans des tuyaux présentant les deux types de géométrie précédemment définis.

On pourrait envisager l'obtention de solutions numériques pour différentes géométries de conduite et différentes conditions initiales. Cette démarche s'avère longue du fait de la diversité des cas à étudier. Elle peut aussi présenter de grandes difficultés de mise en oeuvre, notamment si les géométries sont complexes.

3.3.2 L'approche empirique et semi-empirique

L'approche précédente présente de grandes difficultés. C'est la raison pour laquelle les chercheurs ont tenté de trouver des relations empiriques ou semi empiriques, soit en introduisant, pour des cas simples, des paramètres rendant compte des effets de rugosité, de tortuosité et de variation d'aperture dans les solutions simples des équations hydrodynamiques, soit en cherchant ou en proposant *a priori* des relations fonctionnelles entre les variables expérimentales. Ces approches sont présentées par la suite.

3.3.2.1 Relations fonctionnelles pour le flux

Deux relations fonctionnelles ont été proposées pour le flux q (volume d'eau traversant l'unité d'aire dans l'unité de temps). La première, introduite par *Beven et Germann (1981)* [14], a été utilisée comme base de l'approche d'onde cinématique que l'on discute dans la section suivante; la deuxième a été formulée par *Smettem et Collis-George (1985)* [85].

Les premiers auteurs ont supposé que le flux q devait dépendre de la teneur en eau des macropores θ .

Ils soulignent que spécifier la forme de cette relation d'une façon seulement théorique serait impossible vu la complexité du système. En supposant une géométrie de conduite simple et des conditions d'écoulement pour lesquelles les solutions des équations hydrodynamiques sont connues, ils trouvent cette dépendance fonctionnelle, et l'admettent valable pour toutes les géométries de conduite. Les hypothèses sur lesquelles ils se fondent sont que l'eau s'écoule toujours en régime laminaire, que la pression est la pression atmosphérique sauf si les pores sont saturés (pression hydrostatique). Les effets de pression d'air sont négligés. Ils posent les conditions suivantes

$$\begin{cases} q = 0 & \text{si } \theta = 0 \\ q = q_{\text{maximal}} & \text{si } \theta = \theta \text{ de saturation} \end{cases} \quad \begin{matrix} [3.7] \\ [3.8] \end{matrix}$$

Dans ces conditions, ils proposent la relation fonctionnelle suivante

$$q = b \theta^b \quad [3.9]$$

θ étant une variable adimensionnelle, les dimensions de b devant être celles de q , à savoir celle d'une vitesse et le paramètre a étant lui aussi adimensionnel.

Pour des macropores isolés il n'y a pas de validation expérimentale de cette relation. En appliquant la théorie d'onde cinématique, on a essayé d'analyser sa validité pour l'ensemble de la macroporosité de différents milieux (*Germann, 1985* [42]; *Di Pietro et Lafolie, 1991* [30]). Les résultats sont discutés dans la section suivante.

Smettem et Collis-George (1985) [85] proposent une relation empirique pour le flux dans les galeries des vers de terre de diamètres compris entre 1.5 et 8.5 mm, galeries qu'ils admettent cylindriques. Cette relation est

$$q = cR^d \quad [3.10]$$

où R est le rayon du pore. Ils déterminent expérimentalement les constants c et d pour des pores de 2 à 6 mm en faisant des mesures d'infiltration sur le terrain. Ils trouvent, aussi, qu'une relation du type

$$q = mR + n \quad [3.11]$$

donne les mêmes corrélations. Ils en concluent que ces équations empiriques doivent être utilisées avec précaution.

3.3.2.2 Les facteurs de correction

Plusieurs auteurs ont appliqué des facteurs de correction aux expressions [3.4] et [3.6] pour tenir compte soit des effets de rugosité et de tortuosité, soit des effets de non saturation. Tous supposent que l'écoulement est laminaire et que la géométrie de la conduite est soit proche de celle d'un cylindre, soit proche d'un espace limité par deux plans parallèles.

Pour des fissures planes séparées d'une distance L , *Jarvis et Leeds-Harrison (1987)* [52] proposent

$$q = \frac{\rho g L^3}{12\eta} S_c^n \quad [3.12]$$

où S_c est le degré de saturation du pore, et n un exposant empirique. Ils supposent donc que l'écoulement est laminaire, qu'il suit la loi de Poiseuille, et que l'introduction du degré de saturation corrige la valeur du flux dans le cas d'un écoulement non saturé. Cette équation est utilisée dans un modèle de simulation de l'écoulement couplé de l'eau dans l'ensemble macro et microporosité. La valeur de S_c est obtenue par une procédure d'itération.

Beven et Clarke (1986) [13] ont proposé

$$q = b \frac{g \pi r^4}{8\eta} \quad [3.13]$$

où b est un facteur qui tient compte des effets de la variation du rayon des canaux circulaires, de la tortuosité et de la rugosité des parois. Ils utilisent cette relation dans un modèle probabiliste d'infiltration dans un milieu à double porosité possédant des canaux cylindriques parallèles qui représentent les macropores.

Dans la littérature traitant des problèmes d'écoulement dans les roches fissurées on trouve, aussi, l'utilisation de ces facteurs de correction. Dans la plupart des cas, ces facteurs corrigent les effets des aspérités des parois des fissures et des variations d'aperture (*Wang et Narasimhan, 1985* [97]; *Coakley, 1989* [13]; *Chen et You, 1989* [24]).

3.3.3 L'approche des ondes cinématiques

La théorie des ondes cinématiques développée par *Lighthill et al. (1955)* [60], et appliquée à la description de l'écoulement des rivières, a été reprise pour décrire l'écoulement de l'eau dans les macropores par *Beven et Germann (1981)* [14], théorie qu'ils ont développée dans leurs travaux postérieurs (*Germann, 1985* [42]; *Germann et Beven, 1985* [45]).

3.3.3.1 Les bases de la théorie d'onde cinématique

Lighthill et al. (1955) [60] montrent que, en général, s'il existe une relation fonctionnelle entre le débit Q (quantité par unité de temps), et

1. la concentration k (quantité par unité de distance) d'une variable donnée, et
2. la position r

l' on obtient une équation d'onde à partir de l'équation de continuité de cette variable. Ce type d'onde est appelé onde cinématique. Elle se distingue des ondes dynamiques pour lesquelles la propriété d'onde est dérivée de la deuxième loi de Newton et d'une des lois liant la contrainte, soit au déplacement (ondes de gravité), soit à la déformation (ondes élastiques), soit à une courbure (ondes capillaires).

Les ondes cinématiques ne possèdent qu'une vitesse d'onde en chaque point de l'espace, l'équation de continuité étant une équation linéaire de premier ordre.

On a donc

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \nabla \cdot q = 0 \quad [3.14]$$

q étant le flux de la quantité Q (quantité qui traverse la surface transversale par unité de temps).

En multipliant l'équation [3.14] par

$$\left. \frac{\partial q}{\partial k} \right|_{r=cte} = c(k, r) \quad [3.15]$$

on obtient

$$\frac{\partial q}{\partial t} + c \nabla \cdot q = 0 \quad [3.16]$$

qui est l'équation d'onde , c étant la vitesse d'onde.

La vitesse moyenne en un point est

$$v = q/k \quad [3.17]$$

et la vitesse d'onde peut, donc, s'exprimer par

$$c = \frac{\partial(vk)}{\partial k} = v + k \frac{\partial v}{\partial k} \quad [3.18]$$

Donc, si la vitesse v augmente avec la concentration, il résulte $c > v$, et inversement.

Les ondes cinématiques ne sont pas dispersives, mais elles peuvent subir des changements de forme s'il y a des effets non linéaires. C'est notamment le cas s'il y a dépendance de c avec q . En conséquence, la superposition d'ondes plus lentes avec des ondes plus rapides provoquera des discontinuités qui se propageront d'une façon similaire à des ondes de choc dans un gaz. On les appelle ondes cinématiques de choc.

Les auteurs signalent qu'il n'existe probablement pas de système où le débit soit strictement une fonction de la concentration et de la position. Ceci pourrait être du soit à un non équilibre instantané entre le débit et la concentration en chaque point, soit parce que cette relation a une validité statistique. Par conséquent, si le temps d'observation est grand par rapport au temps d'obtention de l'équilibre, ou si les effets diffusifs dus aux déviations statistiques par rapport au débit moyen sont petits par rapport aux effets d'onde, la théorie cinématique décrira le processus avec justesse.

3.3.3.2 L'application de la théorie à l'écoulement de l'eau dans les macropores

En prenant le volume d'eau comme variable, le débit Q est le volume d'eau par unité de temps, et la concentration k est le volume d'eau par unité de longueur. Si l'on divise ces deux quantités par la surface transversale on obtient le flux volumique d'eau q et la teneur en eau volumique θ . A partir de l'équation [3.14] et en supposant la relation entre le flux et la teneur en eau [3.9], *Beven et Germann (1981)* décrivent l'écoulement dans les macropores comme l'évolution d'une onde cinématique dont la vitesse du front c résulte et a pour expression

$$c = \frac{\partial q}{\partial \theta} = ab\theta^{(a-1)} \quad [3.19]$$

L'équation [3.14] combinée avec l'équation [3.19] doit être résolue avec des conditions initiales et aux limites appropriées.

Germann (1985) [42] étudiant l'infiltration dans un réseau de macropores à parois imperméables obtient une solution de l'équation [3.14] pour le cas simple d'un apport d'eau du type pulse carré. Il suppose que la relation [3.9] est valable pour l'ensemble du réseau, en faisant abstraction de sa géométrie, et que l'écoulement est unidimensionnel et vertical. La validation expérimentale de ces résultats est faite sur une colonne constituée d'un mélange résine polyester - sable, ayant une macroporosité globale de 30%. A partir des hydrogrammes il estime les valeurs des paramètres a et b . Les valeurs de a trouvées étaient dans l'intervalle (2,4). Il en déduit que, pour un réseau donné, la valeur de a peut être considérée comme constante. Quant au paramètre b il lui donne le sens d'une conductivité cinématique. En comparant les hydrogrammes simulés et expérimentaux il observe des écarts qu'il attribue à une dispersion hydrodynamique liée à l'existence de différents chemins dans le réseau des macropores.

En utilisant une méthodologie similaire, *Di Pietro et Lafolie (1991)* [30] ont essayé de valider le modèle sur colonne, contenant un milieu agrégé présentant un réseau de macropores interconnectés. La microporosité étant saturée, les échanges d'eau macro-microporosité étaient nuls. Les valeurs du paramètre a obtenues étaient dans l'intervalle (4,8). Il ne peut, donc, pas être considéré comme constant pour le réseau étudié. De plus, l'établissement d'une relation inverse entre b et l'intensité de l'apport ne leur a pas permis d'interpréter le paramètre b comme une conductivité cinématique pour l'ensemble du réseau. Les ajustements des hydrogrammes simulés et expérimentaux sont meilleurs pour les intensités d'apport les plus élevées, les écarts étant considérables aux faibles intensités. Ils concluaient que pour expliquer la dispersion observée il serait nécessaire d'individualiser les macropores fonctionnels. Si la relation [3.9] est valable pour un macropore isolé elle n'apparaît pas valable pour un réseau de macropores, et donc avec cette méthodologie sur réseau il s'avère impossible de valider l'approche d'onde cinématique.

Beven (1985) [11] considérant que chaque chemin d'un réseau de macropores possède une relation flux-teneur en eau différente, due à des valeurs de b différentes, propose une méthode pour identifier les chemins et obtenir les b_i . Néanmoins, les hypothèses posées étant très restrictives, cette méthode s'avère très difficilement applicable au cas général.

En conséquence, la validation de l'approche "onde cinématique" pour décrire l'écoulement de l'eau dans un macropore nécessiterait la validation de l'équation [3.9] sur un macropore isolé, puis sur des chemins individualisés d'un réseau des macropores.

Chapitre 4

Les gaz sur réseau : une méthode de simulation des fluides

4.1 Généralités

L'approche traditionnelle pour modéliser l'écoulement d'un fluide utilise *le modèle continu*. Les grandeurs macroscopiques comme la densité, la température, les vitesses, les déformations, etc., sont représentées par des champs continus de tenseurs, d'ordre zéro, d'ordre un, ou d'ordre plus élevé. Les lois liant ces variables sont des équations aux dérivées partielles telles, par exemple, les équations de Navier - Stokes. La résolution de ces équations non linéaires présente dans la plupart des cas, comme cela a été déjà discuté, de nombreuses difficultés.

Une autre approche de modélisation a été rendue possible avec l'apparition du premier modèle de gaz sur réseau simulant un fluide (*Frisch et al., 1986*) [38]. Ces modèles ont connu depuis lors un grand essor . Il s'agit de *modèles discrets*, dont le traitement numérique est plus aisé et qui rendent compte d'une manière satisfaisante des phénomènes macroscopiques.

Le fluide est modélisé à l'échelle microscopique par un nombre fini de particules. Elles n'exis-

tent qu'à des temps discrets aux noeuds d'un réseau régulier et se déplacent avec des vitesses quantifiées le long des liens du réseau. Elles subissent des collisions et, éventuellement, des interactions à distance, la contrainte étant de conserver la quantité totale de mouvement et la masse totale. Sous certaines hypothèses, le comportement macroscopique du système est identique à celui d'un fluide réel. L'idée sous-jacente dans ce type de modèles est le fait que deux fluides ayant des structures microscopiques assez différentes peuvent avoir le même comportement macroscopique, la forme des équations macroscopiques, comme celles de Navier-Stokes, n'étant gouvernée que par les lois microscopiques de conservation et les symétries (*Frisch et al., 1987*) [40]. Notamment, si des changements des lois d'interaction interparticules peuvent affecter la valeur des coefficients de transport, par exemple la viscosité, la forme de l'équation reste insensible aux détails microscopiques.

Le fluide n'est plus représenté par des champs continus, mais par des champs Booléens discrets qui dépendent du temps. Les équations qui gouvernent son évolution sont des équations logiques booléennes appelées équations microdynamiques. Ces modèles présentent une structure d'automate cellulaire. En conséquence, du point de vue informatique, ils sont facilement implantables, la structure des machines s'accommodant bien des grandeurs booléennes (*Rivet, 1988*) [77].

Par suite du succès de ces modèles en matière de simulations hydrodynamiques, on a envisagé d'utiliser un gaz sur réseau comme outil pour étudier les écoulements dans les milieux à double porosité. On présente donc les caractéristiques générales des modèles de gaz sur réseau. Cette description ne prétend pas être complète mais elle servira de cadre aux travaux qui seront présentés dans cette partie de la thèse.

4.2 Bref historique des modèles discrets

Exemple de la description microscopique de la matière, base du développement de la Physique Moderne, la *théorie cinétique des gaz* est développée simultanément au siècle dernier par *Maxwell* en Angleterre et par *Boltzmann* en Allemagne. Cette théorie a permis d'obtenir l'interprétation mécanique des grandeurs macroscopiques comme la pression et la température, et des paramètres comme la viscosité.

La théorie cinétique représente un premier pas vers les modèles discrets car, dans cette approche, un fluide est défini comme un ensemble de particules discrètes et identiques, molécules interagissant selon des lois d'interaction de nature différente. A chaque molécule

est associé un point d'un espace à six dimensions, l'*espace des phases*, chaque point de cet espace étant défini par les trois coordonnées spatiales et les trois composantes du vecteur quantité de mouvement.

Microscopiquement, le système est complètement défini par la donnée de la trajectoire de chaque particule dans l'espace de phases. Une description macroscopique, donnant le comportement global du système, est obtenue au moyen de la statistique. On assigne des probabilités d'occurrence à chaque configuration microscopique de particules, les variables macroscopiques étant des moyennes statistiques sur l'ensemble du système. Les équations macroscopiques ainsi obtenues sont difficiles à résoudre. L'équation de transport de Boltzmann (*Landau et Lifschitz, 1978* [56]) est une équation intégrale différentielle dont la résolution est très difficile. Sa complexité a rendu indispensable la formulation de modèles simplifiés.

La discrétisation du champ de vitesses est le premier pas dans cette direction. Le premier modèle à répartition discrète de vitesses est présenté par *Broadwell (1964)* [21], donnant naissance à la *théorie cinétique discrète des gaz*. Le formalisme mathématique de cette théorie est développé par *Gatignol (1975)* [41]. L'évolution des particules est probabiliste. Elle est gouvernée par les règles de dispersion de Boltzmann. Ces modèles ont été notamment utilisés pour étudier la dynamique des gaz raréfiés.

L'avantage de ces modèles est qu'ils permettent de remplacer l'équation intégrale différentielle par un système d'équations aux dérivées partielles non linéaires et couplées. Dans ces modèles, le temps et l'espace étaient encore continus.

Le premier modèle totalement discret a été introduit par *Hardy et al. (1976)* [48]. L'espace y est discrétisé dans un réseau carré, où les particules se déplacent par sauts sur les sites du réseau à chaque pas de temps (modèle HPP). La structure de ce modèle conduit macroscopiquement à l'équation des ondes sonores.

Frisch et al. (1986) [40] remplacent le réseau carré par un réseau triangulaire (modèle FHP). Dans les limites d'incompressibilité, ils réussissent à simuler le comportement d'un fluide bidimensionnel.

Depuis son apparition, bien de variantes n'ont cessé d'apparaître. Ainsi, ont été introduits des modèles à deux espèces (*Burges et Zaleski, 1987* [23]; *Rothman, 1989* [78]), des modèles qui simulent des transitions de phase (*Rothman et Keller, 1988* [80]; *Appert et Zaleski, 1990* [3]) des modèles menant à l'hydrodynamique 3D (*D'Humières et Lallemand, 1986*

[27]; Rivet, 1987 [76]), etc..

4.3 Généralités sur les automates cellulaires

Un *automate* est, dans un sens large, un robot qui, obéissant à un ensemble de signaux, effectue des tâches matérielles. Une théorie générale des automates et de leur application en biologie est présentée par *Le Gundayer et Moulin (1983)* [58]. Les *automates cellulaires*, cas particulier des automates, sont un exemple d'un système mathématique construit à partir de plusieurs composantes identiques, chacune simple, mais dont l'ensemble est capable d'avoir un comportement complexe. Ils sont définis par:

- un espace cellulaire,
- une liste finie des états que peut prendre chaque cellule,
- un état particulier appelé *état blanc*,
- une règle de transition qui donne l'état d'une cellule au temps $(t + 1)$ en fonction de son propre état et des états de ses voisines au temps t ,
- un ensemble de conditions initiales à $t = 0$.

La liste des états et la règle de transition constituent ensemble la *fonction de transition*. La définition précédente s'applique à un automate cellulaire *déterministe*. Si la règle de transition fait passer d'un état à un ensemble d'états, l'automate cellulaire est dit *non déterministe*. Une schématisation des automates cellulaires est donnée en *Figure 6.1*.

Comme le signale *Wolfram (1984)* [99], deux *approches de description* sont possibles pour les automates cellulaires:

- Ils peuvent être vus comme des systèmes dynamiques discrets ou des formulations discrètes des équations aux dérivées partielles.
- Ils peuvent être considérés comme des systèmes de traitement d'information ou encore comme un ordinateur parallèle de construction simple. L'information est représentée par la configuration initiale et elle est traitée par l'évolution de l'automate.

Historiquement, les automates cellulaires ont été introduits par *Von Neuman (1966)* [96] qui les a conçus pour reproduire le comportement neuronal, bien que la théorie des automates cellulaires n'est pas, actuellement, un moyen de description utilisé en biologie (*Le Gundayer et Moulin, 1983*) [58].

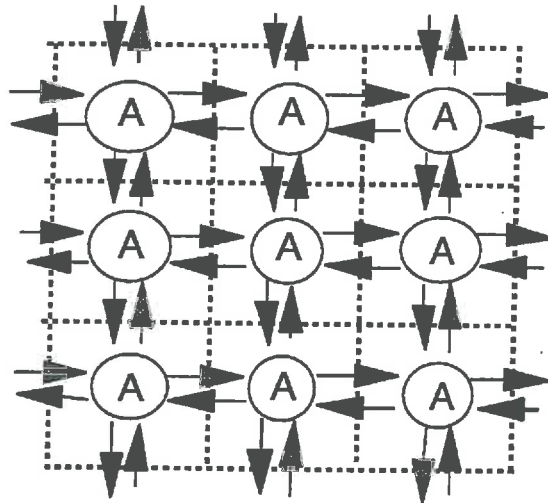


Figure 4.1: Schématisation d'un automate cellulaire. Chaque cellule A est un automate fini rudimentaire.

L'apparition relativement récente d'ordinateurs puissants a renouvelé l'intérêt des automates cellulaires, ceux-ci pouvant être facilement implantés sur des « *hardwares* » parallèles. Il a été montré, de plus, qu'ils peuvent servir comme modèles de systèmes continus (*Wolfram, 1986*) [100].

Les modèles mathématiques usuels des systèmes naturels sont généralement fondés sur des équations différentielles qui décrivent les variations continues d'un paramètre en fonction

des autres. Par rapport à ces derniers, les automates cellulaires représentent une méthode de modélisation alternative et parfois complémentaire. Cette approche paraît être très adaptée pour des systèmes fortement non linéaires. En choisissant des règles d'interaction convenables, le système d'automates cellulaires peut approximer le comportement décrit par certaines équations macroscopiques.

Les *automates cellulaires fluides* sont un type particulier d'automates cellulaires. Ils reçoivent le nom générique de *gaz sur réseau*. Ils possèdent des règles d'interaction qui mènent à une évolution du système qui macroscopiquement simule le comportement des fluides tel qu'il est décrit par les équations de Navier-Stokes.

4.4 Structure et propriétés générales des gaz sur réseau

Comme cela a été déjà signalé, le nom générique de gaz sur réseau est donné à un cas particulier des automates cellulaires. En tant que tels, ils possèdent des cellules, un nombre fini d'états par cellule et une fonction de transition qui gère l'évolution de l'ensemble du système. On décrit, dans ce qui suit, les caractéristiques communes de ces modèles.

Structure spatiale: les cellules

L'espace, qui peut être en général D -dimensionnel, est discrétisé en un réseau constitué par des sites liés à leurs voisins par des liens. L'ensemble constitué par un site et les liens qui lui sont associés constitue une cellule. La taille du réseau est définie par le nombre total de cellules.

Les états des cellules

Un nombre fini de particules peut occuper les sites du réseau à chaque pas de temps. Ces particules sont, en général, identiques et de masse unitaire, mais deux ou plusieurs espèces sont aussi possibles. Chaque particule est caractérisée par un vecteur vitesse discret qui est choisi de telle sorte que la particule puisse se déplacer vers un site voisin dans un pas de temps unitaire ou éventuellement rester au repos dans certains modèles. Un principe d'exclusion est imposé: deux particules appartenant à un même site ne peuvent avoir simultanément la même direction de la vitesse.

A chaque pas de temps l'état d'une cellule est défini par l'ensemble constitué par le nombre

des particules présentes dans le site et leurs vitesses.

Evolution du système

Le système évolue à chaque pas de temps. Les particules sont conduites à se déplacer suivant la direction de leurs vecteurs vitesse, elles entrent en collision s'il y a rencontre, échangeant leur quantité de mouvement suivant des règles fixes. Si à chaque type de collision il ne correspond qu'un état de sortie l'automate est complètement déterministe; s'il en existe plusieurs, l'état de sortie est choisi de façon probabiliste parmi les possibles. Dans certains modèles les particules sont soumises en plus à des interactions à distance, échangeant alors leur quantité de mouvement avec des particules séparées d'une distance donnée. Ces étapes de propagation, de collision et éventuellement d'interaction à distance constituent l'évolution du système de son état au temps t à son état au temps $t + 1$. Les règles de collision et d'interaction sont choisies de façon à respecter les principes de conservation de la masse et de la quantité de mouvement.

4.5 Le formalisme booléen

L'algèbre de Boole s'adapte bien à la description des gaz sur réseau. Ainsi, toutes les grandeurs associées au réseau et à son évolution sont décrites au moyen des champs booléens.

Pour un réseau $\mathcal{L} \in \mathcal{R}^D$, les coordonnées spatiales des sites sont données par le vecteur discret $\vec{r}$ à D composantes. S'il y a k liens par site, il existe, donc, un ensemble de k vecteurs vitesse par site $\vec{c}_\alpha(\vec{r})$ avec $\alpha = 1, \dots, k$.

On définit l'état ou configuration d'un site à la position $\vec{r}$ et au temps t par

$$s(\vec{r}, t) = \{s_\alpha(\vec{r}, t), \alpha = 1, \dots, k\}, \quad [4.1]$$

où les s_α sont des variables booléennes qui prennent la valeur 1 si la direction α du site ayant le vecteur position $\vec{r}$ est occupé au temps t par une particule avec la vitesse $\vec{c}_\alpha$, et 0 dans le cas contraire.

L'évolution du système est représentée en terme d'équations logiques booléennes qui sont appelées *les équations microdynamiques*. En général, on définit l'opérateur d'évolution E

qui agit à chaque pas de temps sur le champ des états. Cet opérateur est la composition des opérateurs de propagation S , de collision C et d'interaction I quand ils existent.

L'opérateur de propagation S force les particules à se déplacer. En effet, si

$$s_\alpha(\vec{r}, t) = 1 \quad \Rightarrow \quad s_\alpha(\vec{r} + \vec{c}_\alpha, t + 1) = 1. \quad [4.2]$$

L'opérateur de collision C agit sur chaque cellule transformant son état $s(\vec{r}, t)$ en un état $s'(\vec{r}, t + 1)$. On définit pour chaque transition une probabilité $A_{ss'} \geq 0$ tel que $\sum_{s'} A_{ss'} = 1, \forall s$. Si les règles de collision sont déterministes, il n'y a qu'un état s' pour chaque état s donné. En conséquence, $A_{ss'} = 1$.

La transformation d'un état due à l'opérateur de collision s'exprime

$$s(\vec{r}, t + 1) = s(\vec{r}, t) + \Delta, \quad [4.3]$$

où Δ , *fonction de collision* dépend des règles de collision imposées et peut prendre les valeurs ± 1 et 0 .

Certains modèles ont aussi un opérateur d'interaction de longue portée I . Dans ce cas, les particules sont forcées d'échanger leur quantité de mouvement avec d'autres particules séparées d'une distance donnée.

En utilisant la notation $s_*(t)$ pour désigner le champ booléen à l'instant t , on peut écrire

$$\mathbf{E}[s_*(t)] = s_*(t + 1), \quad [4.4]$$

avec

$$\mathbf{E} = S \circ I \circ C. \quad [4.5]$$

L'ensemble des équations 4.4 sont les équations microdynamiques. Elles sont l'analogue des équations de transport de Hamilton (*Lifschitz et Pitaevski, 1980*) [59] de la mécanique statistique classique.

Un aspect important des modèles de gaz sur réseau est que l'opérateur d'évolution conserve globalement le nombre de particules $\sum_{sites} \sum_{\alpha} s_{\alpha}$ et la quantité de mouvement $\sum_{sites} \sum_{\alpha} c_{\alpha} s_{\alpha}$.

4.6 Description probabiliste des gaz sur réseau

Par analogie aux méthodes de la théorie cinétique des gaz, une description statistique du comportement global du système devient possible si l'on analyse les probabilités d'occurrence de chaque configuration. Une méthode est de considérer des ensembles où chaque configuration microscopique possible $s_* \in \Omega$, apparaît avec une probabilité particulière $P_t(s_*)$. Ω est l'espace constitué par l'ensemble de toutes les configurations possibles. Chaque s_* est une assignation de ce champ booléen et $P_t(s_*)$ est la probabilité d'avoir à l'instant t , la configuration s_* . Si les probabilités sont assignées de façon à maximiser l'entropie du système, la distribution de particules sera celle d'équilibre.

Il a été montré (*Frisch et Rivet, 1986* [39]; *Wolfram, 1986* [100]) qu'une équation d'évolution, appelée *équation de Liouville*, est valable pour la probabilité. Elle s'exprime par

$$P_{t+1}(s_*) = P_t(\mathbf{E}[s_*]) \quad \forall s_* \in \Omega. \quad [4.6]$$

L'équation 4.6 admet des solutions stationnaires d'équilibre global de la forme

$$P = \prod_{\alpha} [N_{\alpha}^{(eq)}]^{s_{\alpha}} [1 - N_{\alpha}^{(eq)}]^{(1-s_{\alpha})}, \quad [4.7]$$

où les $N_{\alpha}^{(eq)}$ sont les populations d'équilibre qui suivent une distribution de Fermi-Dirac de la forme

$$N_{\alpha}^{(eq)} = \frac{1}{1 + \exp(h + \vec{q} \cdot \vec{c}_{\alpha})}, \quad [4.8]$$

h et $\vec{q}$ étant respectivement un réel et un vecteur D - dimensionnel arbitraires.

En general, pour tout $\Phi_t(s_*)$ observable dépendant du champ booléen au temps t , sa moyenne d'ensemble est définie par

$$\langle \Phi \rangle = \sum_{s_* \in \Omega} \Phi(s_*) P_t(s_*). \quad [4.9]$$

Ainsi, la population moyenne N_α (moyenne d'ensemble des variables booléennes s_α) est

$$N_\alpha = \sum_{s_* \in \Omega} s_*(\vec{r}) P_t(s_*). \quad [4.10]$$

Une démonstration formelle de l'obtention des résultats précédents est présentée dans *Frisch et al. (1987)* [38]. Elle est valable pour des gaz sur réseau qui conservent la quantité de mouvement et le nombre total des particules.

On peut exprimer la densité locale de particules ρ et la quantité de mouvement locale, au point $\vec{r}$ et à l'instant t par

$$\rho(\vec{r}, t) = \sum_{\alpha} N_{\alpha}(\vec{r}, t), \quad [4.11]$$

$$\rho(\vec{r}, t) \mathbf{u}(\vec{r}, t) = \sum_{\alpha} c_{\alpha}(\vec{r}, t) N_{\alpha}(\vec{r}, t), \quad [4.12]$$

$\mathbf{u}$ étant la vitesse moyenne locale des particules.

La conservation du nombre de particules et de la quantité de mouvement par l'opérateur d'évolution implique les relations suivantes pour les populations

$$\sum_{\alpha} N_{\alpha}(\vec{r} + \vec{c}_{\alpha}, t + 1) = \sum_{\alpha} N_{\alpha}(\vec{r}, t) \quad \text{et}, \quad [4.13]$$

$$\sum_{\alpha} c_{\alpha} N_{\alpha}(\vec{r} + \vec{c}_{\alpha}, t + 1) = \sum_{\alpha} c_{\alpha} N_{\alpha}(\vec{r}, t). \quad [4.14]$$

4.7 Les équations macrodynamiques et les équations de Navier-Stokes

Sous l'hypothèse que les variables macroscopiques moyennes, tels que la densité ρ et la vitesse $\vec{u}$, varient lentement avec la position et le temps, l'obtention des équations macrodynamiques continues liant ces variables est possible. Les équations macrodynamiques décrivent le comportement macroscopique du gaz sur réseau. Une dérivation générale de ces équations pour des gaz sur réseau D -dimensionnels se trouve dans l'article de *Frisch et al. (1987)* [38].

De plus, et sous certaines conditions, ces équations peuvent être assimilées aux équations hydrodynamiques de Navier-Stokes. Pour le cas particulier du modèle FHP, *Frisch et al. (1986)* [40] sont les premiers à montrer que les équations macrodynamiques sont les équations de Navier-Stokes dans l'approximation d'incompressibilité. *Wolfram (1986)* [100] fait une dérivation similaire.

Le formalisme mathématique pour l'obtention des équations macrodynamiques étant développé dans les articles mentionnés, on ne présente ici que la forme de ces équations et les conditions pour qu'elles puissent être assimilées aux équations de Navier-Stokes. Ces conditions sont énumérées ci-dessous :

- la conservation de la masse et de l'impulsion totales du système,
- l'isotropie des tenseurs d'ordre quatre. En effet, dans un fluide réel, tous les tenseurs d'ordre quatre sont isotropes (*Frisch, 1988*) [37]. C'est à dire qu'ils sont invariants face à des rotations arbitraires de l'espace. Cette propriété ne peut être étendue à un espace discret que sous certaines conditions liées à la symétrie¹ du réseau. Cette isotropie n'est assurée en 2D que par un réseau triangulaire, comme celle du modèle FHP. En 3D, il n'existe pas de réseau régulier ayant les symétries nécessaires. En 4D, il existe six polytopes réguliers garantissant l'isotropie des tenseurs d'ordre quatre. Parmi eux, l'hyper cube 4D à face centrée (FCHC) a été utilisé pour simuler l'hydrodynamique 3D, le réseau ne comportant qu'une couche dans la quatrième dimension (*D'Humières*

¹On appelle symétrie d'un espace la propriété de coïncider avec soi même sous des transformations de symétrie. Ces dernières sont des rotations et des réflexions spéculaires. Toutes les opérations symétriques possibles non équivalentes à travers lesquelles l'espace se transforme en soi même reçoit le nom de groupe de symétrie $\mathcal{G}$, l'ordre du groupe étant le nombre d'opérations non équivalentes (*Perelomova et Taguieva, 1975* [67]). Un tenseur d'ordre n de l'espace est dit invariant en $\mathcal{G}$ si toute isométrie appartenant au groupe le laisse invariant.

et al., 1986) [27].

En effet, en appliquant la méthode de développement multiéchelle à partir des équations microscopiques de conservation 4.13 et 4.14, et ne considérant que des petites perturbations des variables macroscopiques autour de l'équilibre, les équations macroscopiques s'expriment par

$$\left\{ \begin{array}{l} \nabla \cdot u = 0, \\ \rho_o \partial_t u + \rho_o g(\rho_o) u \cdot \nabla u = -c_s^2 \nabla(p' - p_o) g(\rho_o) \frac{u^2}{c_s^2} + \rho_o \nu(\rho_o) \nabla^2 u + O(u^3) \end{array} \right. \quad [4.15]$$

où ρ_o et p_o sont respectivement la densité et la pression d'équilibre, $c_s = c^2/D$, et g et ν sont dans cette approximation des fonctions de la densité d'équilibre.

L'équation 4.15 est l'équation de continuité d'un fluide incompressible.

On rappelle la forme de l'équation de Navier-Stokes pour un fluide incompressible qui est

$$\partial_t u + u \cdot \nabla u = -\nabla p + \nu \nabla^2 u \quad [4.17]$$

Les équation 4.16 et 4.17 se ressemblent mais pour pouvoir les assimiler des considérations additionnelles doivent être prises.

La présence du facteur $g(\rho_o)$ est une conséquence du manque d'invariance galiléenne au niveau microscopique. En effet les éléments de l'espace discret ne sont pas invariants face aux transformations de Galilée. En conséquence, si les vitesses $|u|$ sont grandes face à la vitesse maximale de propagation des signaux dans le réseau, les effets de correction « *relativistes* » ne pourront pas être négligés. Dans la limite $|u| \ll c$ et, à l'échelle hydrodynamique $L \rightarrow \infty$ et en faisant les transformations des variables suivantes

$$\left\{ \begin{array}{l} t' \rightarrow \frac{t}{g(\rho_o)} \end{array} \right. \quad [4.18]$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \nu' \rightarrow g(\rho_o) \nu \end{array} \right. \quad [4.19]$$

et en négligeant les termes d'ordre supérieur dépendant de la vitesse, les équations macro-

dynamiques sont celles de Navier-Stokes.

Les équations macroscopiques obtenues ont une forme universelle ne dépendant pas des détails de collisions. Les coefficients de transport, et parmi eux, la viscosité, en dépendent.

Chapitre 5

Le modèle liquide - gaz

On décrit, dans ce qui suit, les caractéristiques générales du modèle liquide-gaz(LG) qui a été introduit par *Appert et Zaleski (1990)* [3]. Celui-ci est une variante du modèle FHP (*Frisch et al., 1986*) [40], modèle auquel ils ont ajouté des interactions à distance. Quand ces interactions sont suffisamment fortes, le fluide simulé est décomposé en une phase dense et une phase légère avec présence d'une interface, qui sépare les deux phases de même espèce. Le modèle possède les mêmes symétries et les mêmes lois de conservation que le modèle FHP, et, par conséquent, est un modèle pour l'hydrodynamique. Il existe plusieurs variantes du modèle FHP. Elles sont décrites dans l'article de *D'Humières et Lallemand (1987)*. Il existe des versions à six particules (FHP_I), à sept particules (FHP_{II} et FHP_{III}), et à huit particules(FHP_{IV}). Les variantes FHP_{II} et FHP_{III} diffèrent dans les règles de collision. Le modèle LG est fondé sur la variante FHP_{III}.

Les propriétés générales du modèle LG sont actuellement en étude (équation d'état, tenseur de pression en chaque phase et à l'interface, etc.) (*Appert et Zaleski, 1992*) [2]. En ce qui concerne ses propriétés hydrodynamiques pour la phase gaz, des études ont été menées par *Melayah, 1990* [62] et sont actuellement développées par *Pot (1991)* [69]; *Pot et al.(1992)*[70]. Dans cette thèse nous étudions notamment les propriétés hydrodynamiques du modèle en phase liquide et son application à l'étude des transferts en milieu à double porosité.

5.1 Description générale du modèle

5.1.1 Géométrie du réseau:

Un espace bidimensionnel est discrétisé en un réseau hexagonal de sites et de liens $\mathcal{L}$ tel qu'il est montré en *Figure 5.1*. Dans un système de coordonnées orthogonales selon les directions i et j , les coordonnées des sites sont définies par

$$r_{ij} = (i + \frac{1}{4}(-1)^j, \frac{1}{2}\sqrt{3}j), \quad \forall (i, j) \in \mathbb{Z}^2 \quad [5.1]$$

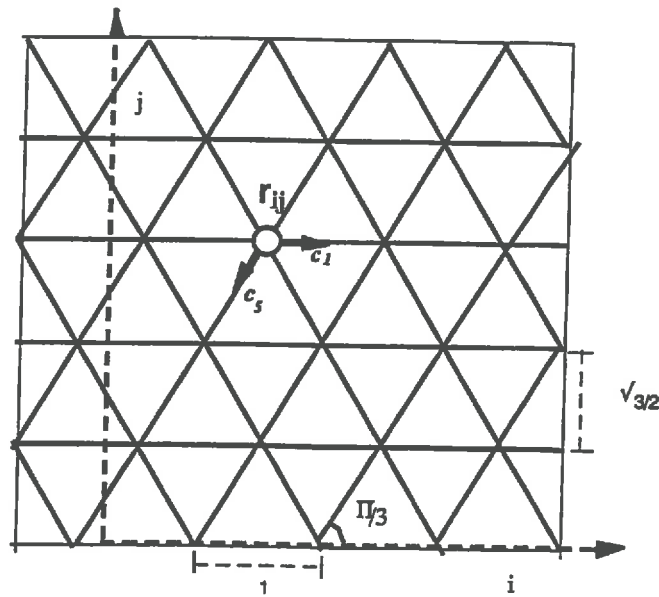


Figure 5.1 : Réseau hexagonal . Les r_{ij} sont les coordonnées des sites. La distance entre sites, selon l'axe i , étant définie égale à 1 en unités arbitraires qu'on appellera unités « réseau », la distance entre deux lignes de sites selon l'axe j est égale à $\sqrt{3}/2$.

5.1.2 Distribution des particules sur le réseau:

A chaque pas de temps, peuvent coéxister sur chaque site du réseau jusqu'à 7 particules. Ces particules ont une masse unitaire et des vitesses unitaires définies par les vecteurs $\vec{c}_\alpha$ tels que

$$\vec{c}_\alpha = \begin{cases} 0, & \text{si } \alpha = 0; \\ (\cos[2\pi(\alpha - 1)/6], \sin[2\pi(\alpha - 1)/6]), & \text{pour } 0 < \alpha \leq 6. \end{cases} \quad [5.2]$$

Dans ce modèle, un principe d'exclusion est imposé: deux particules ne peuvent avoir la même vitesse sur un même site.

La configuration d'un site r_{ij} à un instant t donné est définie par le vecteur booléen $s(r_{ij}, t)$, tel que

$$s(r_{ij}, t) = (s_0, s_1, s_2, s_3, s_4, s_5, s_6) \quad [5.3]$$

où les s_α , avec $0 < \alpha \leq 6$ sont des variables booléennes prenant les valeurs 1 ou 0 si la direction α est occupée par une particule ayant la vitesse $\vec{c}_\alpha$. Les configurations possibles des sites sont les mêmes que pour les variantes FHPII et FHPIII du modèle FHP.

Le nombre de particules n d'un site r_{ij} est donné par

$$n = \sum_{\alpha=0}^6 s_\alpha \quad [5.4]$$

et la quantité de mouvement g de l'ensemble de particules d'un site r_{ij} est définie par

$$g = \sum_{\alpha=0}^6 s_\alpha c_\alpha \quad [5.5]$$

On remarquera que toutes les particules en mouvement ont la même énergie cinétique, puisque elles ont une même masse et une même vitesse au carré ($c_\alpha^2 = 1$, $\forall \alpha \neq 0$.)

5.1.3 Initialisation du réseau au temps $t = 0$

Les particules sont distribuées au hasard sur les sites du réseau de telle façon qu'il y ait un nombre donné moyen de particules par site, et qu'il n'y ait pas deux particules ayant la même direction de la vitesse dans chaque site.

5.1.4 Evolution des configurations en fonction du temps

Entre deux pas de temps, le système évolue successivement selon trois étapes: Propagation, collisions et interactions de longue portée.

La *propagation* consiste à déplacer chaque particule du site r_{ij} au site $r_{ij} + c_{\alpha, j}$. Un exemple est montré à la *Figure 5.2*.

Pendant l'étape de *collision*, les particules sur chaque site échangent masse et quantité de mouvement suivant des règles préfixées, telles que ces deux dernières quantités soient invariantes de collision. Le modèle LG utilise les règles du modèle FHPIII à de petites modifications près.

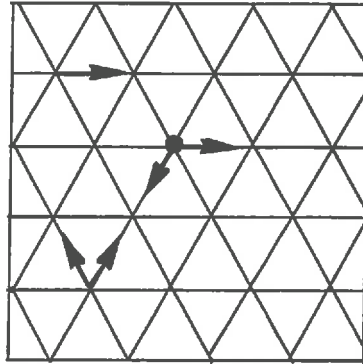
Les configurations étant données, les règles de collision doivent assurer:

- a. l'invariance de la masse et de la quantité de mouvement,
- b. la non génération d'autres invariants parasites, à l'exception de l'énergie totale.

Parmi les règles de collision qui tiennent compte de a) et de b), on peut choisir soit un ensemble minimum, comme dans le cas du modèle FHPII, ou la totalité de collisions possibles, comme dans le cas du modèle FHPIII. De plus, par exemple, comme cela est montré en *Figure 5.3*, pour une collision frontale ayant les directions occupées $(\alpha, \alpha + 3)$, deux configurations de sortie peuvent être possibles qui conservent la masse et la quantité de mouvement. Dans ce cas, la configuration de sortie après la collision peut être choisie de trois façons:

- **déterministe:** on choisit toujours une sortie donnée.
- **aléatoire:** on donne une probabilité égale à chacune des sorties.
- **pseudo aléatoire:** la sortie dépend de la parité d'un index temporel ou spatial.

Etat 1: avant
la propagation



Etat 2: après
la propagation

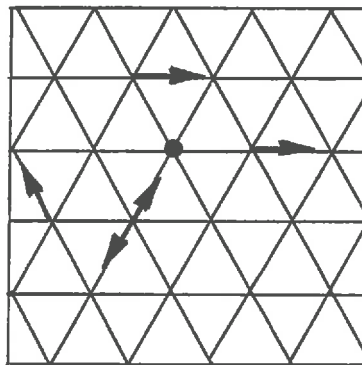


Figure 5.2: Schématisation de l'étape de propagation

La première option n'est pas invariante sous symétrie spéculaire.

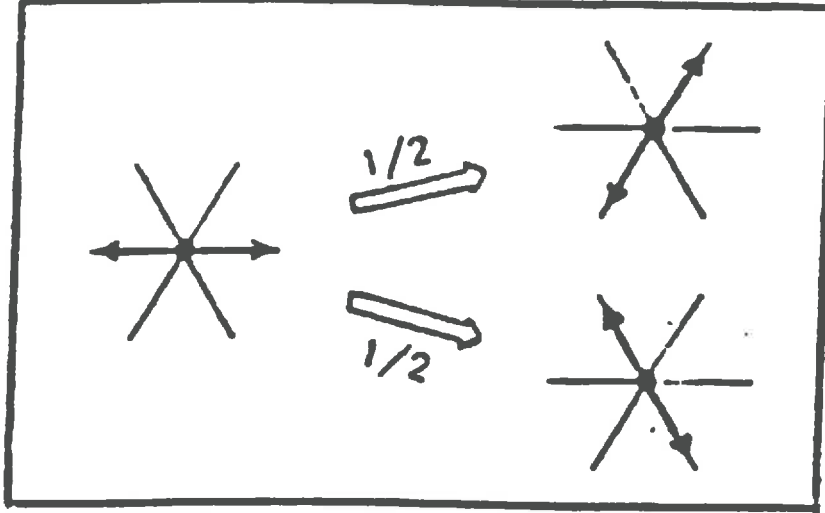


Figure 5.3: Exemple de collision frontale et possibles configurations de sortie conservant la masse et la quantité de mouvement. (Frisch et al., 1987) [38]

Pour une collision menant de l'état $s(\vec{r}, t)$ à l'état $s'(\vec{r}, t + 1)$, on notera la probabilité de transition $A_{\alpha\beta\gamma}(l \rightarrow m)$, où

α est le nombre total de particules intervenant dans la collision,

$\beta = 2g_i$ est proportionnel à la composante selon la direction i de la quantité de mouvement,

$\gamma = 4g_j/\sqrt{3}$ est proportionnel à la composante selon la direction j de la quantité de mouvement,

et l et m sont des chiffres entiers représentant la position de la configuration sur les lignes de la colonne 4 de la Figure 5.4, états avant et après la collision, respectivement.

Ainsi, par exemple, $A_{300}(4 \rightarrow 5)$ représente la probabilité de transition des configurations comportant 3 particules et dont le vecteur de quantité de mouvement normalisé vaut $(0,0)$. L'état avant la collision est la quatrième configuration de la septième ligne de la Figure 5.4, et l'état après la collision est la cinquième configuration.

On présente ci-après les règles de collision utilisées par le modèle LG:

- $A_{\alpha\beta\gamma}(1 \rightarrow 1) = 1, \quad \forall \alpha, \beta, \gamma / q_{\alpha\beta\gamma} = 1;$
- $A_{\alpha\beta\gamma}(l \rightarrow m) = \frac{1-\delta_{lm}}{q_{\alpha\beta\gamma}-1} \quad \forall \alpha, \beta, \gamma / 1 < q_{\alpha\beta\gamma} < 4 \quad l, m \in \{1, \dots, q_{\alpha\beta\gamma}\};$
sauf

$$\begin{aligned} A_{520}(l \rightarrow m) &= 0; \\ A_{320}(1 \rightarrow m) &= 0, \quad m = 2 \text{ ou } 3; \\ A_{320}(l \rightarrow 1) &= 0, \quad l = 2 \text{ ou } 3; \\ A_{420}(1 \rightarrow m) &= 0, \quad m = 2 \text{ ou } 3; \\ A_{420}(l \rightarrow 1) &= 0, \quad l = 2 \text{ ou } 3; \end{aligned}$$

- $A_{300}(l \rightarrow m) = \frac{1-\delta_{lm}}{2}, \quad l, m \in \{1, 2, 3\};$
- $A_{300}(l \rightarrow m) = 1 - \delta_{lm}, \quad l, m \in \{4, 5\};$
- $A_{300}(l \rightarrow m) = A_{300}(m \rightarrow l) = 0, \quad l \in \{1, 2, 3\}, \text{ et } m \in \{4, 5\}.$

où $\delta_{l,m}$ est la fonction delta de Dirac, et $q_{\alpha\beta\gamma}$ est le nombre de configurations sur la ligne de la colonne 4 de la *Figure 5.4*.

Si l'on définit pour chaque type de collision l'opérateur de collision booléen, les nouveaux états après la collision s'expriment en termes d'une série d'opérations booléennes élémentaires. Ces opérateurs sont donnés dans l'annexe B2 de l'article de *D'Humieres et Lallemand (1987)* [28].

L'étape d'interaction consiste à simuler une force attractive entre des particules séparées d'une distance r fixe. Pour cela, les particules de chaque paire du réseau séparées de cette distance échangent une quantité de mouvement t , de façon telle que la quantité de mouvement totale reste invariante. Soient r_a et r_b deux sites séparés d'une distance r et g_a et g_b , leurs quantités de mouvement respectives avant l'interaction. Après l'interaction, r_a aura une quantité de mouvement $g'_a = g_a + t$, et r_b aura $g'_b = g_b - t$. On a, donc

$$t = g'_a - g_a = g'_b - g_b \quad [5.6]$$

Figure 5.4: Configurations possibles des sites du modèle LG. Ces configurations sont les mêmes que pour les modèles FHPII et FHPIII qui permettent par site jusqu'à six particules en mouvement et une au repos. Les configurations avec quatre particules ou plus sont obtenues par dualité en remplaçant les particules par des vides et inversement. Sur la colonne 1 on représente le nombre de particules (α), sur les colonnes 2 et 3 on donne, respectivement, $\beta = 2g_i$ et $\gamma = 4g_j/\sqrt{3}$. Les projections sur les axes i et j de la quantité de mouvement sont multipliées par 2 et par $4/\sqrt{3}$ pour utiliser des chiffres entiers. Sur la colonne 4 on donne par ligne les configurations possibles. Sur la colonne 5 on représente le nombre de collisions équivalentes qui peuvent être obtenues par rotations successives de $\pi/3$. (Figure d'après d'Humières et Lallemand, 1987) [28].

0	0	0		1
1	0	0		1
1	2	0		6
2	0	0	  	1
2	2	0	 	6
2	3	2		6
3	0	0	    	1
3	2	0	  	6
3	3	2		6
3	4	0		6

Une définition complète des interactions, nécessite

- de donner une valeur à $|t|$, et
- de choisir la façon dont les paires sont explorées.

Des options différentes ont été proposées. Cela a conduit à la formulation de deux variantes du modèle LG. Elles sont:

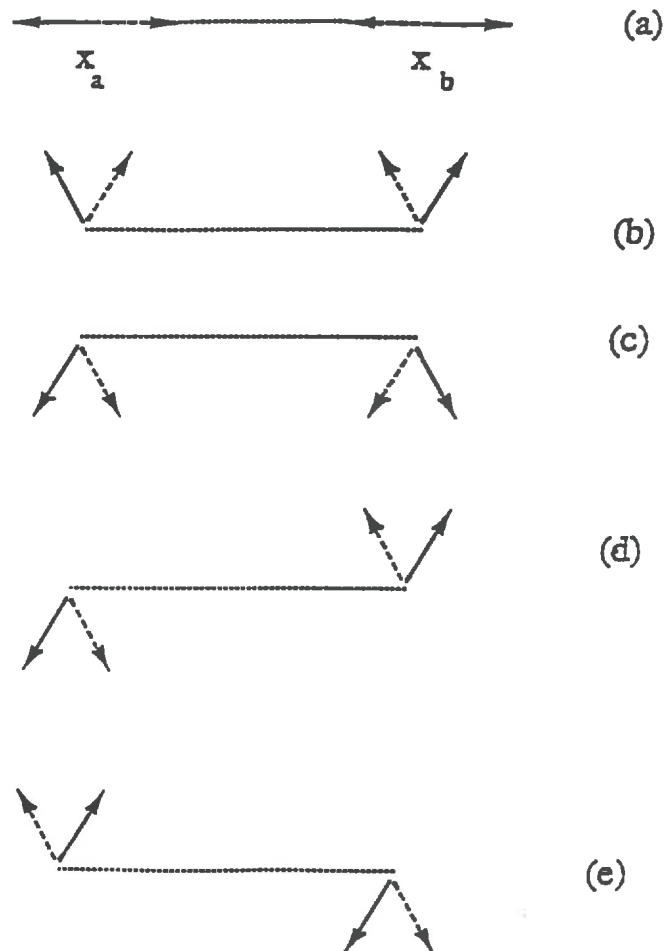
1. le modèle LG à interactions minimales
2. le modèle LG à interactions maximales et ses trois sous-variantes qu'on appelle A, B et C.

Dans le premier cas, l'interaction pour une paire donnée n'a lieu que si les directions représentées en trait continu sur la *Figure 5.5* sont occupées avant l'interaction, et celles en trait pointillé sont vides. Toutes les paires sont explorées en parallèle.

Dans le deuxième cas, on cherche la valeur $|t|$ maximale soumise à la contrainte de conserver la quantité de mouvement totale de la paire. Seules les particules séparées d'une distance r interagissent. A chaque pas de temps une des trois directions du réseau hexagonal est choisie au hasard pour réaliser les interactions. Trois sous-variantes existent, elles sont décrites au tableau suivant:

Modèle	Caractéristiques
A	On réalise l'interaction chaque fois qu'elle est possible
B	L'interaction est attractive si le nombre de particules de la paire est > 2 , et répulsive autrement.
C	On réalise l'interaction seulement si le nombre de particules de la paire est > 4

Figure 5.5: Représentation schématique des interactions entre particules. Les particules ayant des vitesses dans les directions indiquées par les flèches en trait continu sont forcées de prendre les directions en trait pointillé après l'interaction.



5.2 Propriétés générales du modèle LG

5.2.1 L'équation d'état et la transition de phase

Pour les modèles sans interactions, la relation entre la pression et la densité a la forme de l'équation d'état d'un gaz idéal isotherme. En particulier, pour le modèle FHP_{III}, cette équation s'exprime par

$$p = 3 \frac{\rho}{7} = 3 d \quad [5.7]$$

où l'on a introduit la densité réduite $d = \rho/7$.

La présence d'interactions se traduit par une modification de l'équation d'état. Elle prend la forme suivante

$$p = 3 d - r \Pi(\rho) \quad [5.8]$$

$\Pi(\rho)$ étant une fonction définie positive dont la forme est obtenue quand les règles d'interaction sont spécifiées.

On notera que la correction à l'équation d'état dépend de la distance d'interaction r .

La forme de l'équation 5.8 est similaire à celle obtenue pour un gaz réel en faisant un développement du viriel. Dans la limite des basses densités elle a la forme d'une équation de Van der Waals¹. Ces équations prédisent la formation d'une phase condensée.

D'une façon analogue le modèle LG engendre une transition de phase. La phase légère présente des caractéristiques similaires au gaz sur réseau sans interactions. La densité du gaz étant petite son équation d'état peut s'approximer par l'équation 5.7. Inversement, dans la phase dense les déviations de l'équation d'état étant très importantes, son comportement peut être assimilé à celui d'un liquide.

¹Dans les gaz réels l'énergie a un terme d'interaction dépendant des positions relatives de toutes les molécules. La présence de ce terme mène à une équation d'état de la forme $p = kT \sum_{i>1} B_i \rho^i$, où k est la constante de Boltzmann, ρ est la densité du gaz, et où les B_i sont les coefficients du viriel, fonctions de la température et des interactions.

Le modèle LG à interactions maximales présente une transition de phase pour des distances d'interaction $r \geq 3, 5$ ou 7 selon les variantes.

La forme générique de la courbe de pression en fonction de la densité réduite pour les modèles LG est montrée en *Figure 5.6*. Cette courbe présente une région métastable où $dp/d\rho < 0$. Appert (1989) [1] a vérifié dans des expériences numériques que cette région est en effet métastable. De plus elle a trouvé une très bonne correspondance dans la majorité des cas entre l'équation d'état théorique et les valeurs obtenues numériquement.

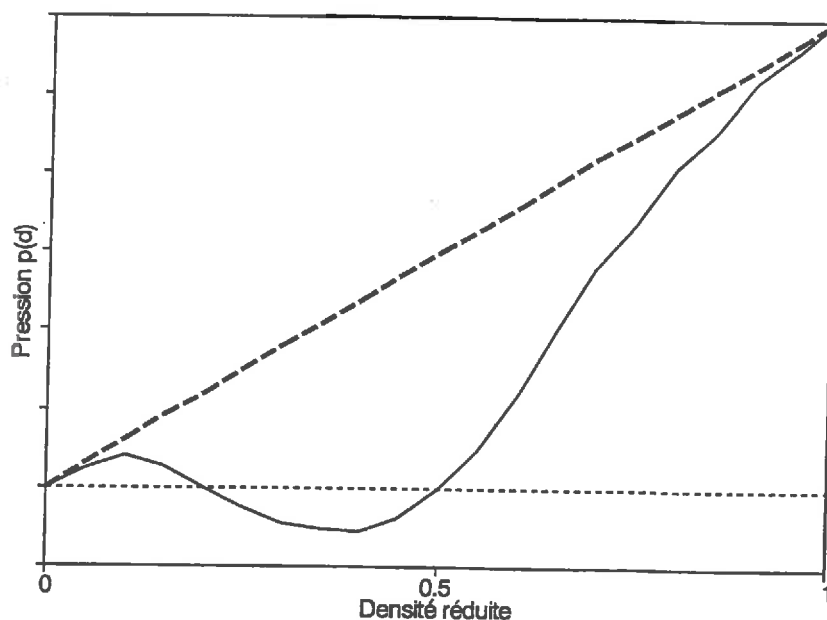


Figure 5.6 : Courbe générique de pression en fonction de la densité réduite pour les modèles LG présentant une transition de phase. La ligne en trait pointillé représente l'équation d'état du gaz sans interactions

Dans les fluides réels la transition de phase est expliquée par des considérations thermodynamiques. En effet, la pression atteignant la région métastable, les phases se séparent chacune possédant à l'équilibre une énergie libre minimale, les potentiels chimiques de chaque phase étant égaux à l'interface, l'entropie totale du système étant l'entropie maximale compatible avec les contraintes imposées. Le système évolue vers l'entropie maximale et l'énergie libre minimale.

Pour les modèles LG, comme pour tous les gaz sur réseau, les fonctions thermodynamiques, telles que l'énergie libre, l'entropie et la température ne sont pas définies *à priori*. En conséquence on ne peut pas faire de considérations thermodynamiques pour expliquer les phénomènes. Ce que l'on peut affirmer est que l'apparition de la transition de phase est due à l'existence d'interactions. Ces dernières font que les états microscopiques ne sont pas réversibles ce qui complique l'interprétation du comportement du gaz à grande échelle. Ces concepts sont discutés notamment dans l'article de *Rothman et Zaleski, (1989) [81]*.

5.2.2 Quelques expériences numériques pour déterminer des propriétés du modèle LG

Des expériences numériques, largement décrites dans l'article de *Appert et Zaleski (1992) [2]*, ont été récemment menées par ces auteurs pour déterminer quelques caractéristiques du modèle. On ne présente ici qu'un résumé de leurs conclusions et des résultats obtenus.

1. **Isotropie du tenseur de quantité de mouvement:** Une étude a été menée pour montrer l'isotropie du champ de pression. La pression est symétrique face aux rotations. De plus, il a été montré que le spectre des transformées de Fourier des distributions de densité obtenues lors des transitions de phase est isotrope.
2. **Propriétés de l'interface:**
 - 2a) Les valeurs des tensions de surface pour les différentes variantes du modèle ont été estimées numériquement à partir du calcul des pressions normale et tangentielle à l'interface². Ces valeurs sont présentées en Annexe 4/5 B.
 - 2b) Les densités d'équilibre des deux phases pour une interface plane ont été calculées pour les différentes variantes du modèle. A chaque distance d'interaction elles ont une valeur unique. (Valeurs en Annexe 4/5 B)

3. **Viscosité:** L'estimation de la viscosité de la phase dense a été réalisée lors d'expériences

²La tension de surface σ à l'interface est définie par $\sigma = \int_{-\infty}^{\infty} (p_n - p_t) dz$, p_n et p_t étant respectivement la pression normale et tangentielle à l'interface, et z l'axe normal à l'interface (*Landau et Lifchitz, 1979*) [55]

qui ont consisté à générer un champ initial de vitesses sinusoïdal d'amplitude $A(t)$. L'amortissement exponentiel de cette amplitude étant proportionnel à la viscosité, cette dernière peut être calculée. (Valeurs en Annexe 4/5 B).

5.3 La simulation des parois solides

L'ajout des géométries solides peut se faire sans difficultés dans tous les gaz sur réseau, et notamment dans le modèle LG. Pour cela, les sites du réseau correspondant à la géométrie solide voulue sont rendus solides. Ceci implique que ces sites ne sont pas disponibles pour les particules du gaz qui ne peuvent se déplacer que sur les autres sites du réseau. Des règles particulières sont ajoutées définissant les collisions et les interactions entre le solide et le fluide à son voisinage. Les particules qui arrivent aux parois sont réfléchies. On réalise un transfert de quantité de mouvement entre les sites solides-non solides, la valeur de ce transfert pouvant être choisie entre 0 et une valeur maximale. Le choix de cette valeur modifie les caractéristiques de mouillabilité du fluide.

5.4 La simulation de la force de gravité

Le modèle permet de simuler l'action des forces extérieures. En particulier on peut simuler l'action de la force de gravité. Pour cela, à chaque pas de temps, on explore séquentiellement un nombre de sites au hasard. Les particules au repos trouvées dans ces sites sont transformées en particules mobiles dans une direction donnée avec une probabilité β .

Soit d_c la densité réduite des particules au repos, et d_m la densité réduite des particules mobiles, on a

$$\rho = 6 d_m + d_c \quad [5.10]$$

La probabilité de trouver une particule au repos sur un site est égale à $d_c(1 - d_m)$; en conséquence la quantité de mouvement ajoutée à un site est proportionnelle à $\beta d_c(1 - d_m)$. La force³ de gravité par unité de volume s'exprime donc par

³En effet, l'action d'une force se traduit par une variation de la quantité de mouvement de telle sorte que $F = \frac{d}{dt}(\rho u) = \rho \frac{du}{dt} + u \frac{d\rho}{dt}$. Si la densité est constante on retrouve l'expression de la deuxième loi de Newton.

$$F_\beta = \beta d_c(1 - d_m) \quad [5.11]$$

5.5 Etudes préliminaires pour adapter le modèle aux transferts liquides en MDP

5.5.1 Le choix de la variante de base

On envisage d'utiliser les propriétés biphasiques du modèle LG pour simuler des écoulements non saturés en milieu poreux et en particulier en milieux à double porosité. La phase dense, se comportant comme un liquide, servira à simuler l'eau, et la phase légère, l'air.

Cette utilisation entraîne une première approximation de la réalité car les phases du fluide simulé sont deux phases en équilibre d'une même espèce, ce qui n'est pas le cas entre l'air et l'eau. On fera l'hypothèse que les propriétés à l'interface air-eau ne sont pas très différentes des propriétés à l'interface eau-vapeur d'eau, donc que le modèle à une seule espèce est applicable. On verra dans les études réalisées, décrites dans les chapitres suivants, que l'acceptation de cette hypothèse ne pose pas de grandes difficultés.

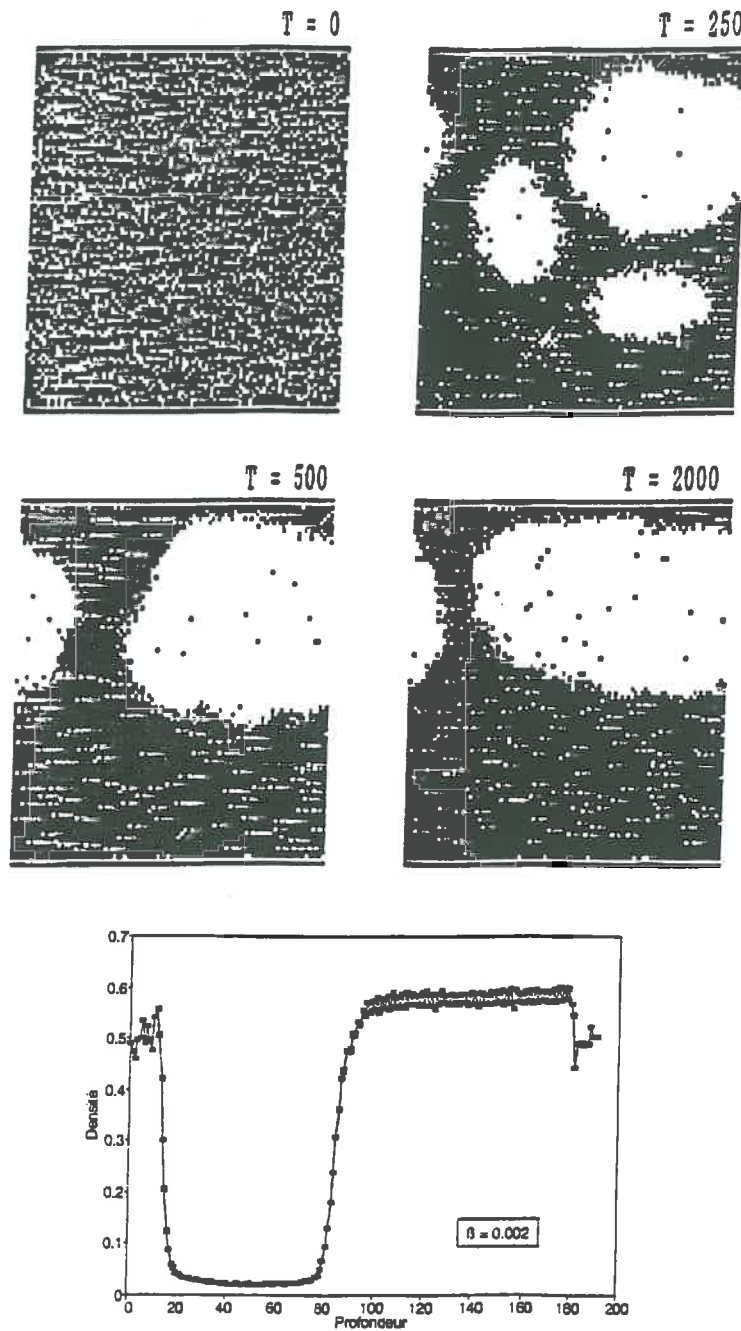
Parmi les différentes variantes du modèle on a choisi d'utiliser comme modèle de base, la variante A à interactions maximales, en fixant la distance d'interaction r à une valeur égale à 3. En effet, cette variante présente la viscosité minimale et par conséquent permet de simuler des écoulements caractérisés par des nombres de Reynolds plus élevés, ceux-ci étant inversement proportionnels à la viscosité.

On a choisi, pour les cas des configurations multiples, comme configurations de sortie après collisions, l'option aléatoire, option qui garantit que le système est invariant face aux symétries spéculaires.

5.5.2 Expériences numériques pour étudier l'effet de la force de gravité

Une série d'expériences numériques décrites dans *Di Pietro et al. (1993)* [32] a été réalisée pour s'assurer que la force de gravité ne génère dans le fluide que des gradients de densité négligeables.

Figure 5.7: Simulation d'une transition de phase en présence d'une force de gravité avec le modèle LG. La phase légère est représentée en blanc et la phase dense en noir. En haut et en bas, on a simulé des parois solides (en gris). Les bords gauche et droit sont en continuité. La force de gravité est simulée perpendiculaire aux parois du haut vers le bas. (Taille du réseau utilisé : $192 \times 192\sqrt{3}/2$). Le schéma du bas montre un profil typique de densité en fonction de la profondeur quand les deux phases se sont séparées complètement.



En effet, notre objectif est de simuler des écoulements incompressibles, alors que les gaz sur réseau sont des fluides compressibles. De plus, le champs gravitationnel terrestre ne produit que des gradients négligeables sur les fluides incompressibles (*Burgues et Zaleski, 1987* [23]).

Ces expériences on consité à simuler des transitions de phase sur l'action de la force de gravité. Les phases ayant atteintes l'état d'équilibre, les profils de densité en fonction de la profondeur ont été calculés numériquement. Un exemple de transition de phase sous gravité et son profil de densité correspondant est montrée en *Figure 5.7*. On a trouvé que pour des valeurs de β inférieures à 0.02, les densités pouvaient être considérées constantes en fonction de la profondeur.

5.6 L'application du modèle et le principe de la similarité

Les différentes approches qui ont été discutées dans le chapitre 3 de la thèse et disponibles pour l'étude des transferts dans les MDP, ont justifié de par leurs insuffisances pour cette application, l'étude d'un autre outil comme le modèle LG. Ce modèle est en fait une entité qui, dans certaines limites, a le comportement d'un fluide 2D, les géométries solides étant aussi simulées.

On se propose, donc, d'utiliser ce système comme un système *analogue* au système réel, la justification de cette démarche reposant sur le principe de la similarité.

En 1883, Reynolds énonce la loi de similarité de l'hydrodynamique qui définit les écoulements similaires comme ceux qui peuvent être déduits les uns des autres par un changement d'échelle des coordonnées et des vitesses (*Landau et Lifschitz, 1971*) [55].

Cette loi n'est qu'un cas particulier du principe de similarité de la Physique. Ce dernier énonce qu'entre deux phénomènes physiques, il existe similarité quand les équations qui les décrivent, exprimées en variables adimensionnelles, sont les mêmes, les variables dimensionnelles homologues n'étant différenciées que par un facteur d'échelle.

Des systèmes physiques sont similaires s'ils le sont géométriquement, cinématiquement et dynamiquement (*Bear et Bachmat, 1972* [10]; *Tillotson et Nielsen, 1984* [92]).

La *similarité géométrique* concerne les rapports des variables de taille. Elle implique que toutes les grandeurs homologues définissant la géométrie du système ont le même rapport. Ce facteur est le facteur d'échelle géométrique. Ainsi, un rectangle qui est uniquement défini par la longueur respective de son grand et de son petit côté (L_1 et l_1) est dit géométriquement *similaire* à un autre rectangle de longueurs de côtés respectives L_2 et l_2 , si la relation suivante est vraie

$$\frac{L_1}{L_2} = \frac{l_1}{l_2} = \lambda, \quad [5.12]$$

λ étant le facteur d'échelle géométrique.

La *similarité cinématique* concerne le rapport des variables cinématiques (vitesses, accélérations). Des systèmes en mouvement sont dits cinématiquement *similaires* s'ils sont géométriquement semblables et si en tout point homologue des systèmes, le rapport de leurs vitesses respectives est une constante, celle-ci étant le facteur d'échelle cinématique.

La *similarité dynamique* concerne le rapport des forces agissant sur le système. Deux systèmes sont dits dynamiquement *similaires* s'il le sont géométriquement et cinématiquement et si toute force agissant en des points homologues, à des temps homologues et sur des masses homologues de ces systèmes ont le même rapport dans l'ensemble du système. Ce rapport est le facteur d'échelle dynamique.

En général, dans deux systèmes similaires 1 et 2, le rapport de n'importe quelle variable $f_1(x_1, y_1, z_1, t_1)$ et $f_2(x_2, y_2, z_2, t_2)$, où x_i , y_i et z_i sont les coordonnées des points homologues et t_i sont les temps homologues, est égal à une constante qui est la même pour l'ensemble du système. Cette constante est le facteur d'échelle de la variable f .

Ces facteurs d'échelle sont des paramètres adimensionnels qui reçoivent le nom de nombres Π de Buckingham. La quantité de nombres Π nécessaire pour garantir la similarité, dépend des phénomènes en étude et peut être calculé pour chaque cas particulier à l'aide du théorème Π de Buckingham (*Buckingham, 1914 [22]*).

Ainsi, en mécanique des fluides quand seules les forces de viscosité sont prépondérantes, deux systèmes géométriquement similaires seront dynamiquement similaires, si leurs nombres de Reynolds, rapport des forces d'inertie aux forces de viscosité, sont égaux. Inversement si d'autres forces supplémentaires agissant sur le système deviennent importantes, l'égalité du nombre de Reynolds n'est plus suffisante pour garantir la similarité. D'autres combinaisons adimensionnelles interviendront, par exemple, le nombre de Weber, rapport des forces d'inertie à la force capillaire, le nombre de Froude, rapport des forces d'inertie à la force de gravité, etc. ⁴.

La discussion précédente conduit à affirmer que le modèle LG pourrait être pris comme un système analogue à tout système réel aux conditions suivantes:

- système géométriquement similaire,
- écoulement avec même nombre de Reynolds, ce qui implique que les systèmes ont le même rapport des forces d'inertie aux forces de viscosité,
- écoulement avec même nombre de Froude, ce qui implique que les systèmes ont le même rapport des forces d'inertie à la force de gravité.

Sous ces conditions les résultats obtenus lors de simulations seront applicables à n'importe quel système similaire.

⁴Les expressions du nombre de Weber (We) et du nombre de Froude (Fr) sont respectivement

$$We = \frac{u}{\sqrt{l\rho/\sigma}}, \quad \text{et} \quad Fr = \frac{u}{\sqrt{gl}}.$$

Chapitre 6

Expériences numériques d'écoulement en régime permanent

Dans ce chapitre l'on décrit une série d'expériences numériques réalisées avec le modèle 2D de gaz sur réseau avec des interactions à distance. Ces expériences ont eu pour but:

- d'étudier le comportement hydrodynamique du fluide simulé, notamment de sa phase dense, en régime permanent,
- de vérifier, pour le fluide simulé, la validité de quelques lois hydrodynamiques.

Deux situations d'écoulement, dont les lois pour les fluides réels sont connues, ont été choisies: l'écoulement gravitaire d'un fluide entre deux parois planes, décrit par la loi de Poiseuille, et l'écoulement vertical d'un fluide en milieu poreux saturé, décrit par la loi de Darcy.

6.1 Expériences numériques d'écoulement gravitaire entre deux parois planes. Vérification de la loi de Poiseuille

6.1.1 Rappel de la loi de Poiseuille

Soient deux surfaces planes parallèles séparées d'une distance L et un fluide de viscosité ν coulant entre elles en présence d'un gradient de pression ∇p , (*Figure 6.1*).

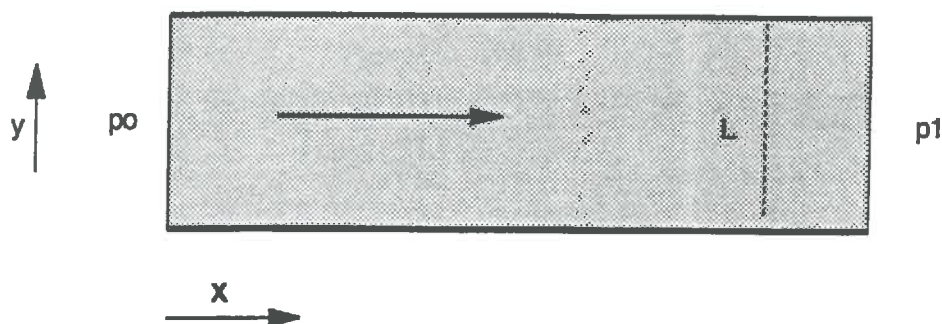


Figure 6.1 : Ecoulement d'un fluide entre deux parois planes séparées d'une distance L en présence d'un gradient de pression

Les équations de Navier-Stokes dans le cas d'un écoulement stationnaire pour un fluide incompressible et pour de petits nombres de Reynolds prennent la forme

$$-\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} p + \frac{\eta}{\rho} \nabla^2 \vec{u} = 0 \quad , \quad [6.1]$$

avec ρ la densité du fluide, $\eta = \rho\nu$ la viscosité dynamique du fluide, et $\vec{u}$ la vitesse du fluide.

En prenant des axes de coordonnées orthogonales, l'axe x étant parallèle au mouvement du fluide et l'axe y perpendiculaire aux parois, les composantes de l'équation vectorielle [6.1] s'expriment

$$\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = \frac{1}{\eta} \frac{\partial p}{\partial x} \quad , \quad [6.2]$$

$$\frac{\partial p}{\partial y} = 0 \quad . \quad [6.3]$$

L'équation [6.3] montre que la pression est constante selon l'axe y , et l'équation [6.2] que les deux membres sont constants, le premier ne dépendant que de y et le second que de x . Par conséquent

$$\frac{dp}{dx} = C \quad , \text{ et} \quad [6.4]$$

$$u = \frac{1}{\eta} \frac{dp}{dx} y^2 + ay + b \quad . \quad [6.5]$$

Les constantes a , b sont obtenues en appliquant les conditions aux limites suivantes

$$u = 0 \quad \text{pour } y = 0 \text{ , et } y = 1 \quad . \quad [6.6]$$

Dès lors on obtient la vitesse, qui s'exprime par

$$u = \frac{1}{2\eta} \frac{dp}{dx} \left[\left(y - \frac{L}{2} \right)^2 - \frac{L^2}{4} \right] \quad . \quad [6.7]$$

Cette relation indique que la vitesse varie selon une loi parabolique, et atteint une valeur maximale à la moitié de l'épaisseur.

La vitesse moyenne de l'écoulement se calcule par

$$\langle u \rangle = \frac{1}{L} \int_0^L u \, dy = \frac{L^2}{12\eta} \frac{dp}{dz} \quad . \quad [6.8]$$

En intégrant l'équation [6.8] on calcule la quantité de fluide traversant la section de la conduite par unité de temps. Cette quantité s'exprime par

$$Q = \frac{\rho L^3}{12\eta} \frac{dp}{dz} \quad , \quad [6.9]$$

expression qui est celle de la loi de Poiseuille pour l'écoulement d'un fluide entre deux parois planes parallèles.

6.1.2 Méthode des expériences numériques pour vérifier la loi de Poiseuille

6.1.2.1 Unités «réseau»

Dans toutes les expériences numériques qui suivent, les dimensions des variables mesurées sont exprimées en unités «réseau». Les unités fondamentales, définies comme suit, sont:

- Unité réseau de longueur [ul]: elle correspond à la distance entre deux sites voisins selon la direction i (voir Figure 5.1). Selon la direction j , et à cause de l'hexagonalité du réseau, cette distance est égale à $\sqrt{3}/2 \, ul$. En conséquence, la distance entre un site x_{ij} et le site $x_{i+k,j}$ est égale à $k \, ul$, et la distance entre un site x_{ij} et le site $x_{i,j+k}$ selon la direction j est égale à $k\sqrt{3}/2 \, ul$.
- Unité réseau de masse [um]: elle est la masse d'une particule.
- Unité réseau de temps [ut]: elle correspond au temps séparant deux mises à jour complètes de la totalité du réseau.

Les unités des autres grandeurs sont dérivées de ces unités fondamentales. Ainsi, la vitesse est exprimée en $[ul\ ut^{-1}]$, la force de la gravité par unité de volume en $[um\ ul^{-2}\ ut^{-2}]$, etc.

6.1.2.2 Géométrie utilisée

On utilise des domaines rectangulaires de largeur $L\ ul$ et longueur $h\ ul$. Les limites latérales parallèles à l'axe i , sont rendus solides pour simuler les parois planes d'épaisseur $5\sqrt{3}/2\ ul$ (voir *Figure 6.2*).

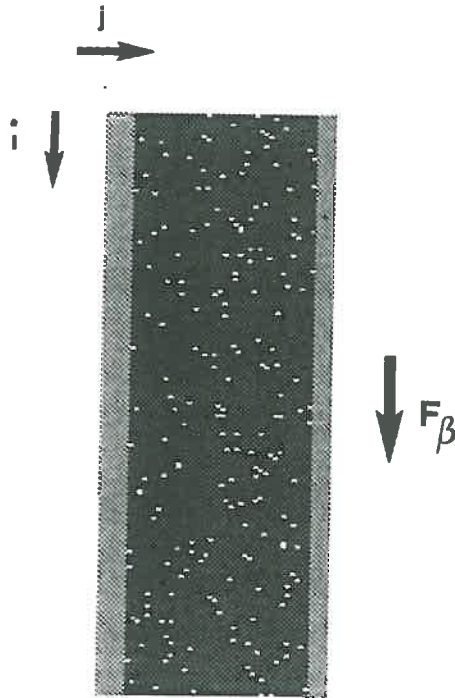


Figure 6.2: Image de la simulation par la méthode de gaz sur réseau d'un écoulement entre deux parois planes. Le solide est présenté en gris et le fluide en noir.

Les sites restants sont remplis de fluide avec une densité moyenne de 4.2 particules par site, densité à laquelle le fluide simulé est en phase liquide. On simule l'action de la force de la gravité parallèle aux parois solides, selon l'axe j , avec la méthode décrite au chapitre 5. Pour garantir la conservation de la masse totale, les particules sortant par le bas du réseau sont reinjectées en haut.

6.1.2.3 Temps d'établissement du régime permanent

Des simulations sur des réseaux de longueur 192 ul et de largeur variable ont été faites pour mesurer la durée des régimes transitoires. A cette fin on a quantifié en fonction de la largeur L , la vitesse moyenne expérimentale de l'écoulement $\langle u(t) \rangle_{exp}$ [eq. 6.8] en fonction du temps. Cette vitesse est calculée comme le transfert de quantité de mouvement par particule dans la direction du mouvement, moyennée sur l'ensemble des sites. Ainsi,

$$\langle u(t) \rangle_{exp} = \frac{1}{N} \frac{\sum_{i,j}^{n_i, n_j} P_i(x_{i,j}, t)}{2 \langle \rho \rangle}, \quad [6.10]$$

où $P_i(x_{i,j}, t)$ est la composante i de la quantité de mouvement totale du site $x_{i,j}$ au temps t , $\langle \rho \rangle$ est le nombre moyen des particules par site, et $N = n_i \times n_j$ est le nombre total de sites, n_i et n_j étant le nombre de sites, respectivement, selon les directions i et j .

6.1.2.4 Obtention des profils de vitesse

La composante moyenne de la vitesse par particule dans la direction de l'écoulement est calculée sur les lignes parallèles aux parois, ce qui permet d'obtenir les profils de vitesse en fonction de la distance aux parois. Ces vitesses ont été calculées numériquement comme le transfert de quantité de mouvement par particule et par ligne, moyenné sur 4000 pas de temps à partir de l'établissement du régime permanent.

6.1.3 Résultats et discussion des expériences de vérification de la loi de Poiseuille

6.1.3.1 Temps d'établissement du régime permanent

L'évolution de la vitesse moyenne de l'écoulement avec le temps est présentée en *Figure 6.3* pour six expériences d'écoulement. Les valeurs présentées sont les valeurs moyennes des

vitesses obtenues lors de cinq répétitions de la même expérience simulée. On remarque que chaque fois qu'on initialise le réseau, la distribution de particules est aléatoire, mais que leur moyenne par site a une valeur constante. Ces valeurs avec leurs écarts types et leurs coefficients de variation sont montrées en annexe 6 A. Dans ces expériences on a fixé la force de gravité $\mathcal{F}_\beta$ à une valeur de $0.0024 \text{ } \mu\text{m} \times \text{ul}^{-2} \times \text{ut}^{-2}$, et on a fait varier la largeur L du canal de $21\sqrt{3}/2 \text{ ul}$ à $81\sqrt{3}/2 \text{ ul}$.

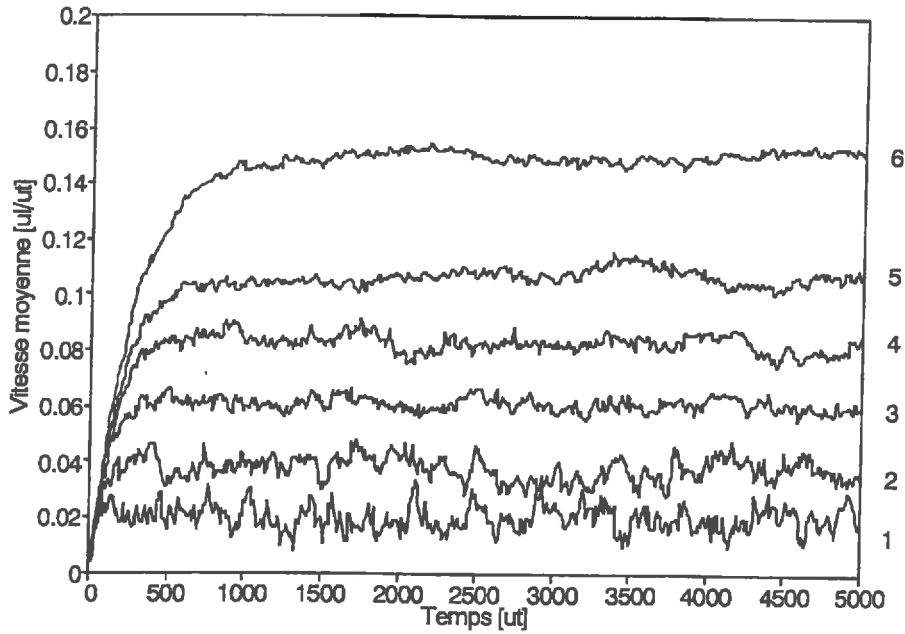


Figure 6.3: Vitesse moyenne en fonction du temps pour des écoulements gravitaires entre deux parois planes pour différentes largeurs du canal L . $\mathcal{F}_\beta = 0.0024 \text{ } \mu\text{m}/\text{ul}^2 \text{ ut}^2$. $L = 21\sqrt{3}/2 \text{ ul}, 31\sqrt{3}/2 \text{ ul}, 41\sqrt{3}/2 \text{ ul}, 51\sqrt{3}/2 \text{ ul}, 61\sqrt{3}/2 \text{ ul}, \text{ et } 81\sqrt{3}/2 \text{ ul}$, respectivement, pour les courbes 1, 2, 3, 4, 5 et 6.

Dans tous les cas la vitesse moyenne augmente rapidement jusqu'à une valeur constante indiquant l'établissement d'un régime permanent. On peut considérer que pour toute cette gamme d'écoulement, le régime transitoire prend fin au temps 1000 ut . Les vitesses moyennes expérimentales en régime permanent peuvent être calculées par

$$\langle u \rangle_{exp} = \frac{1}{4000} \sum_{t=1000}^{t=5000} \langle u(t) \rangle_{exp} . \quad [6.11]$$

On calcule les nombres de Reynolds correspondants (*Tableau 6.a*) par l'expression suivante

$$\mathcal{R}_e = \frac{L \langle u \rangle_{exp}}{\nu} , \quad [6.12]$$

où on a utilisé pour ν la valeur $\nu = (1.2 \pm 0.2)ul^2/ut$ (*Appert et Zaleski, 1992 [2]*).

n	L [ul]	$\langle u \rangle_{exp}$ [ul/ut]	$\mathcal{R}_e$
1	$21\sqrt{3}/2$	0.020	0.3
2	$31\sqrt{3}/2$	0.038	0.8
3	$41\sqrt{3}/2$	0.061	1.8
4	$51\sqrt{3}/2$	0.083	2.9
5	$61\sqrt{3}/2$	0.107	4.7
6	$81\sqrt{3}/2$	0.150	8.7

Tableau 6.a: Écoulement gravitaire entre deux parois planes. L: largeur du canal, $\langle u \rangle_{exp}$: vitesse moyenne expérimentale de l'écoulement en régime permanent, $\mathcal{R}_e$: nombre de Reynolds

Les fluctuations temporelles autour de la vitesse moyenne en régime permanent sont d'autant plus élevées que la vitesse est petite. Ainsi, pour des longueurs de $192 ul$, pour 5 répétitions, et en moyennant sur 4000 pas de temps on obtient des coefficients de variation (CV) pour la vitesse moyenne de 23, 11, 4, 3.5, 2.8, et 1.5% pour les six largeurs du canal considérées par ordre croissant.

Dans ces expériences, à force gravitaire constante, c'est aux plus faibles largeurs du canal que correspondent les plus faibles vitesses et, dans ce cas, le nombre de sites sur lequel on calcule la vitesse moyenne est plus petit.

Pour diminuer les erreurs d'estimation de la vitesse on peut, soit augmenter le nombre de répétitions pour une expérience donnée, soit augmenter la longueur du canal de façon à augmenter le nombre de sites de l'ensemble. Ainsi pour les deux plus petites largeurs, le CV passe de 8 et de 5% quand la longueur du canal est portée à 384 ul et le nombre de répétitions à 10.

6.1.3.2 Les profils de vitesse

Un exemple représentatif de profil de vitesses en fonction de la distance aux parois est présenté en *Figure 6.4* pour $L=40\sqrt{3}/2 ul$ et $\mathcal{F}_\beta = 0.0024 um/ul^2 ut^2$.

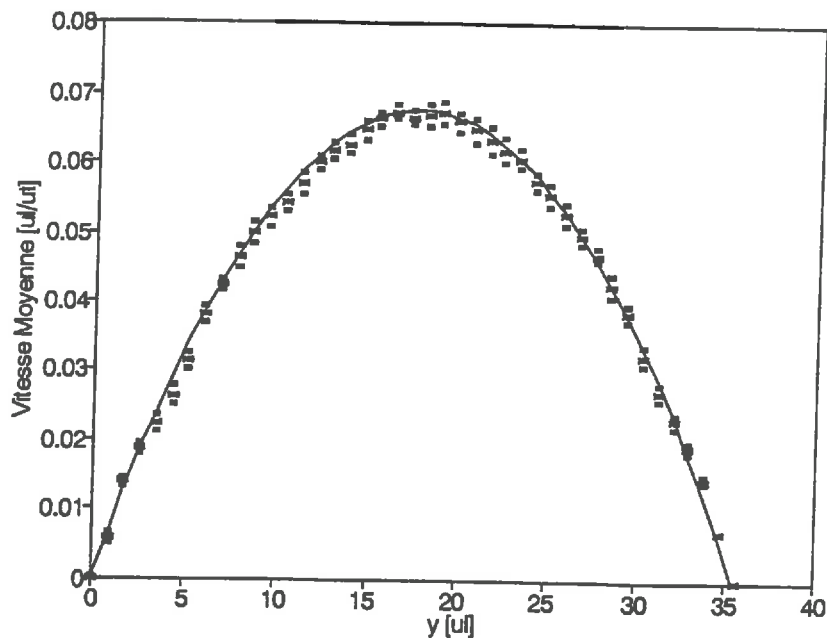


Figure 6.4: Profils de vitesses pour un écoulement gravitaire $\mathcal{F}_\beta = 0.0024 um/ul^2 ut^2$, $L=41\sqrt{3}/2 ul$. Les points sont les vitesses moyennes mesurées moyennées sur 10 répétitions.

La courbe en trait continu est le profil de vitesses calculé par la loi de Poiseuille pour $\nu = 1.2ul^2/ut$.

Les valeurs des vitesses sont les moyennes sur 10 répétitions. Elles sont présentées avec leurs écarts types et leurs coefficients de variation en annexe 6 B. D'autres profils obtenus pour différentes largeurs du canal sont aussi présentés en annexe 6 B. Sur la *Figure 6.4* on montre en trait continu les vitesses théoriques calculées par la loi de Poiseuille pour un fluide de viscosité $\nu = (1.2 \pm 0.2) \text{ ul}^2/\text{ut}$. On remarque que l'on commet un abus de langage en appelant vitesses théoriques ces dernières, car les vraies vitesses théoriques seraient celles calculées avec une valeur de viscosité tirée des équations macrodynamiques et non avec une valeur expérimentale. Pour ce modèle avec interactions on ne dispose pas d'un calcul de viscosité théorique du fait de la complexité dans la manipulation des équations. Dès lors on appellera théoriques, à la réserve ci-dessus exprimée près, les valeurs calculées en utilisant la viscosité estimée par la méthode de l'amortissement d'une onde sinusoidale dans le fluide pour les distinguer des valeurs obtenues lors des nos expériences numériques.

Les valeurs théoriques sont toujours à l'intérieur des intervalles d'erreur des valeurs expérimentales. De bons ajustements ont été trouvés pour toute la gamme des écoulements ayant des vitesses moyennes inférieures à 0.08 ul/ut . Pour des valeurs de vitesses supérieures à cette dernière, les points expérimentaux continuent à suivre une loi parabolique, mais les valeurs théoriques s'en écartent, étant toujours en dessus des valeurs expérimentales, cet écart étant d'autant plus grand que la vitesse moyenne est élevée.

Pour analyser ce phénomène, une série d'expériences a été réalisée avec comme objectif de comparer les valeurs de la vitesse moyenne expérimentale à la vitesse moyenne théorique. On a choisi trois largeurs différentes, $L = 61\sqrt{3}/2 \text{ ul}$, $45\sqrt{3}/2 \text{ ul}$ et $31\sqrt{3}/2 \text{ ul}$, et l'on a mesuré pour chacune la vitesse moyenne expérimentale $\langle u \rangle_{exp}$ en fonction de la force appliquée $\mathcal{F}_\beta$. Ces données sont présentées en annexe 6 C.

En *Figure 6.5* on présente les points expérimentaux pour $L = 45\sqrt{3}/2 \text{ ul}$, la ligne en trait continu représentant les valeurs théoriques, et celles en trait pointillé les enveloppes inférieure et supérieure des valeurs théoriques. Les courbes pour les deux autres largeurs de canal sont présentées en annexe 6 C.

Dans les trois cas, on observe qu'à partir de 0.08 ul/ut les valeurs expérimentales sont inférieures aux valeurs théoriques. En dessous de cette valeur les points expérimentaux sont à l'intérieur des barres d'erreur des valeurs calculées en utilisant la viscosité estimée par la méthode de l'amortissement d'une onde sinusoidale dans le fluide. On observe, cependant, un biais, les vitesses étant légèrement supérieures aux valeurs théoriques pour des petites forces appliquées, ce biais s'inversant au fur et à mesure que la force augmente.

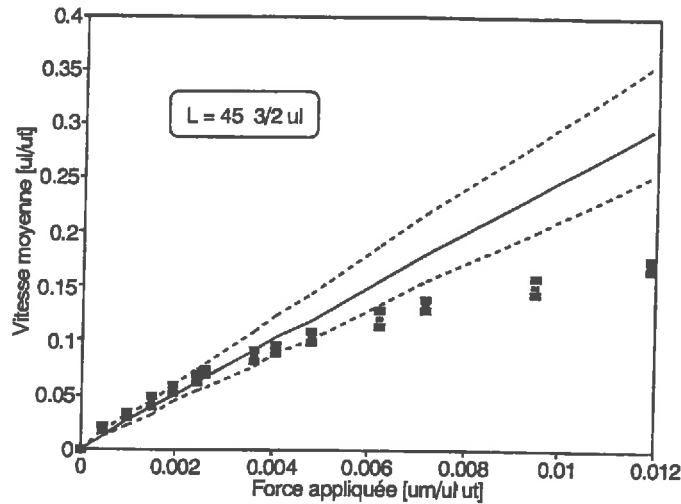


Figure 6.5: Vitesse moyenne en fonction de $\mathcal{F}_\beta$ pour un canal de largeur $L = 45\sqrt{3}/2 \text{ ul}$. Les points correspondent aux valeurs mesurées par simulation, le trait continu aux valeurs théoriques estimées par la loi de Poiseuille avec $\nu = 1.2 \text{ ul}^2/\text{ut}$ et les traits pointillés aux enveloppes des valeurs théoriques.

Aux débuts de l'écart les nombres de Reynolds correspondants étant respectivement égaux à 4.4, 3.2 et 2.2 pour $L = 61\sqrt{3}/2 \text{ ul}$, $45\sqrt{3}/2 \text{ ul}$, et $31\sqrt{3}/2 \text{ ul}$, ces valeurs sont trop petites pour justifier l'apparition d'un régime turbulent. La diminution de la vitesse moyenne ne peut donc s'expliquer que par une variation de la viscosité du fluide avec la vitesse. La viscosité du fluide étant plus grande les forces de frottement sont plus importantes et le fluide avance plus lentement pour la même force extérieure appliquée.

A partir de l'équation [6.8] on a calculé les valeurs de la viscosité du fluide en fonction de la vitesse moyenne de l'écoulement. Cette méthode a déjà été utilisée pour mesurer la viscosité d'autres gaz sur réseau (Mc Namara et Zanetti, 1986 [61]; Rothman, 1988 [79]). Les données sont présentées en annexe 6 D. La viscosité du fluide augmente avec la vitesse moyenne de l'écoulement comme il est montré en Figure 6.6.

On observe que pour l'intervalle allant de 0.02 à 0.08 ul/ut , les valeurs calculées sont à l'intérieur de l'intervalle de confiance de la valeur estimée par la méthode de l'amortissement d'une onde sinusoidale dans le fluide. En dessus les valeurs ne sont plus comparables. Pour des vitesses moyennes inférieures à 0.02 ul/ut les erreurs sont de l'ordre des valeurs moyennes. C'est pour cette raison qu'on ne fait pas d'estimations de viscosité dans cette région.

Avec les valeurs expérimentales on a ajusté par régression non linéaire une fonction $\nu = \nu(u)$ de la forme $\nu = \sum_{j=0}^{\infty} u^j$, avec $j \in \mathbb{Z}$. On a obtenu la relation suivante

$$\nu = (0.84 \pm 0.05) + (3.4 \pm 0.7) u + (18 \pm 3) u^2. \quad [6.13]$$

Cet ajustement est significatif à un niveau $\alpha = 0.001$. L'ajout de termes d'ordre supérieur en u n'améliore pas la corrélation.

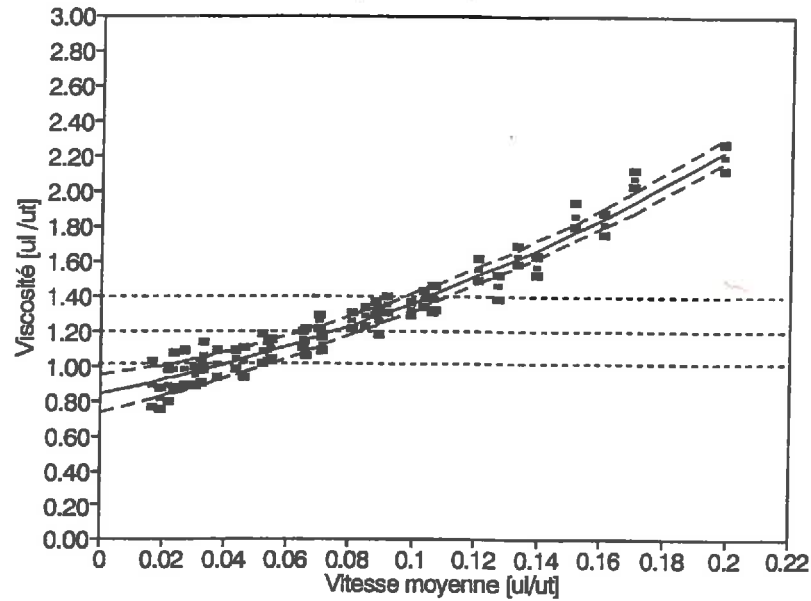


Figure 6.6: Viscosité de la phase dense du fluide en fonction de la vitesse moyenne de l'écoulement. Les traits pointillés horizontaux représentent la viscosité estimée par la méthode de l'amortissement d'une onde sinusoidal et ses enveloppes inférieure et supérieure. La courbe en trait coninu est l'ajustement aux point expérimentaux, et celles en tirets sont les enveloppes inférieure et supérieure de la courbe ajustée.

Si l'on utilise une valeur constante de ν égale à 1.2 lorsque on travaille dans la gamme de vitesses inférieures à 0.08 ul/ut on commet un erreur de l'ordre de 15%, valeur qui est environ le double de celles obtenues dans les estimations ponctuelles.

Cette augmentation de la viscosité du fluide avec la vitesse est un effet indésirable du modèle car limitant son utilisation à des cas d'écoulement où les vitesses moyennes par particule ne dépassent pas la valeur mentionnée. Ces résultats menent à la conclusion que l'on peut admettre que, dans cet intervalle de vitesses faibles, le modèle peut reproduire l'hydrodynamique d'un fluide réel avec un erreur de l'ordre de 15%.

L'origine de cette augmentation est à rechercher dans les bases physiques du modèle. D'une part, comme il a été discuté dans le chapitre 4, les réseaux étant discrets, l'invariance galiléenne face aux transformations d'un référentiel inertiel à un autre n'est pas respectée. Lorsque les vitesses augmentent cet effet devient de plus en plus important, l'apparition des forces « *relativistes* », (relatives au changement de référentiel) pouvant être à l'origine des augmentations des valeurs de la viscosité. D'autre part, un possible effet de « *crossover* » dimensionnel (*Frisch et al., 1986*) [83] pouvant entraîner des augmentations logarithmiques de la viscosité, peut aussi s'ajouter. Ces phénomènes sont communs à tous les gaz sur réseau. Cependant, pour ce modèle cette augmentation est très importante, indiquant qu'il y a une autre cause se superposant à ces dernières. L'augmentation des interactions de longue portée avec la vitesse, peut être cette cause additionnelle.

6.2 Expériences numériques d'écoulement vertical en milieu poreux saturé. Vérification de la loi de Darcy

6.2.1 Rappel de la loi de Darcy

Macroscopiquement l'écoulement de l'eau dans un milieu poreux saturé est décrit par la loi de Darcy (*Darcy, 1856* [26]). Cette loi s'exprime par

$$\vec{q} = -K \nabla H \quad , \quad [6.14]$$

où

$\vec{q}$ est le volume d'eau qui traverse la section transversale du milieu dans l'unité de temps et reçoit le nom de vitesse de Darcy,

K est la conductivité hydraulique. Cette quantité est un tenseur d'ordre deux, symétrique se réduisant à un scalaire pour des milieux poreux isotropes. Elle est une fonction du milieu et du fluide. On peut la décomposer en deux facteurs de la forme suivante $K = \kappa f$, κ appelé perméabilité intrinsèque ne dépendant que des caractéristiques du milieu et $f = g / \nu$ appelé fluidité ne dépendant que du fluide.

H est le potentiel total du fluide exprimé en unité d'énergie par unité de poids et reçoit le nom de charge hydraulique.

Cette loi est valable pour des conditions isothermes et en régime d'écoulement laminaire. En effet, la relation entre la vitesse de Darcy et le gradient de charge hydraulique n'est plus linéaire pour des écoulements à des vitesses élevées, quand les forces inertielles ne sont plus négligeables face aux forces visqueuses (*Hubbert, 1956 [51]*) et que l'écoulement n'est plus laminaire. D'autre part, quand les vitesses d'écoulement sont faibles il a été observé (*Swazendruber, 1962 [88]; Miller et Low, 1963 [63]*) que pour certains matériaux, notamment des sols argileux, les faibles vitesses d'écoulement n'étaient pas proportionnelles aux gradients de charge, l'eau au voisinage du solide se comportant comme un liquide de Bingham.¹

6.2.2 Matériel et méthodes des expériences numériques pour vérifier la loi de Darcy

6.2.2.1 Méthode de simulation des milieux poreux 2D

Pour engendrer par simulation des matrices poreuses ayant une organisation stéréologique ressemblant le plus possible à celle de sols réels, on a utilisé un artifice algorithmique mettant en oeuvre le modèle de gaz sur réseau.

¹ Pour les liquides de Birham ou liquides non newtoniens, la relation entre les contraintes tangentielles (τ) et le gradient des vitesses dans la direction normale ($\frac{\partial u}{\partial n}$), n'est pas décrite par la loi de Newton $\tau = \mu \frac{\partial u}{\partial n}$, μ étant la viscosité dynamique. Pour ces liquides il existe une contrainte tangentielle limite τ_0 qu'il faut vaincre avant que le liquide ne commence à couler.

En effet, la transition de phase qui a lieu pour certaines densités initiales, produit, quand on n'applique pas de forces extérieures, des structures aléatoires, bulles de la phase légère distribuées dans l'espace de la phase dense. La taille moyenne des bulles est centrée sur une valeur donnée à chaque pas de temps (*Appert et al., 1992*) [2]. L'observation visuelle de ces structures rappelle les structures observées dans des lames minces des sols réels, si l'on assimile les bulles de la phase légère aux grains solides et la phase dense à l'espace poral. En effet, du point de vue morphologique le sol peut être vu comme un milieu granulaire dans lequel, au niveau textural, les grains solides sont les particules élémentaires (sable, limon et argile). Ces unités solides sont caractérisées par leur forme et par leur distribution dans l'espace poral.

On détermine une taille pour le réseau et à l'état initial, on occupe tous les sites avec du gaz ayant une densité homogène. Le fluide se décompose en deux phases. Quand les bulles de la phase légère ont une taille convenable, l'évolution temporelle est arrêtée et toute la phase légère est transformée en solide. L'information des sites est gardée dans un tableau booléen contenant les valeurs 1 ou 0 selon que le site est solide ou non. Ce tableau est utilisé pour initialiser les simulations d'écoulement.

A la *Figure 6.7* on montre trois lames minces de sols, et à la *Figure 6.8* deux milieux poreux simulés par la méthode décrite ci-dessus. Ces derniers ont été choisis parce qu'ils ont une porosité très différente de valeurs moyenne (0.69 ± 0.08) et (0.48 ± 0.09), respectivement. La comparaison des images correspondant à ces deux types de milieux fait apparaître une certaine ressemblance morphologique. Lors des expériences numériques d'écoulement en régime permanent présentées dans ce chapitre, et en régime transitoire, présentées dans le chapitre suivant, ces deux matrices poreuses simulées sont respectivement appelées milieu 1 et 2.

Les courbes de porosité totale «microscopique» en fonction de la profondeur sont données en *Figure 6.8*. Ces valeurs sont calculées comme le nombre de sites vides par rapport au nombre de sites total par ligne. Pour qu'il y ait une correspondance avec la variable porosité macroscopique calculée habituellement dans un milieu poreux, il faut moyenner les valeurs de porosité «microscopique» sur des longueurs plus grandes que le diamètre moyen des pores. Ces valeurs et une analyse de la distribution spatiale de la porosité, ainsi que d'autres caractéristiques morphologiques de ces milieux sont présentées dans l'annexe 6 E.

Figure 6.7: Lames minces de sols: a) Mélange de 85% de sable et de 15% d'argile (Renault, 1988) [73], b) mélange de 60% de sable et de 40% d'argile (Renault, 1988) [73], c) sol de la SARTHE (Fies, 1984) [35]. En a) et b) les grains solides apparaissent en blanc et l'espace poral en noir. En c) les agrégats de taille moyenne 2 à 3 mm apparaissent en noir

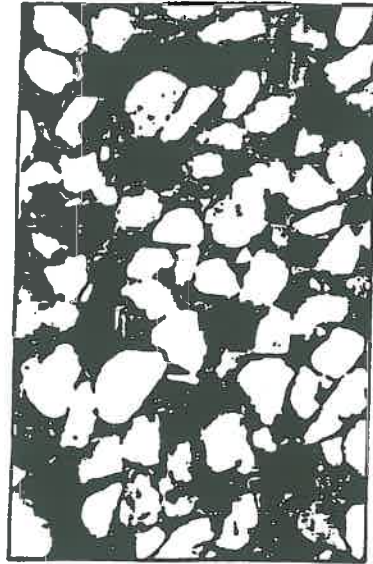
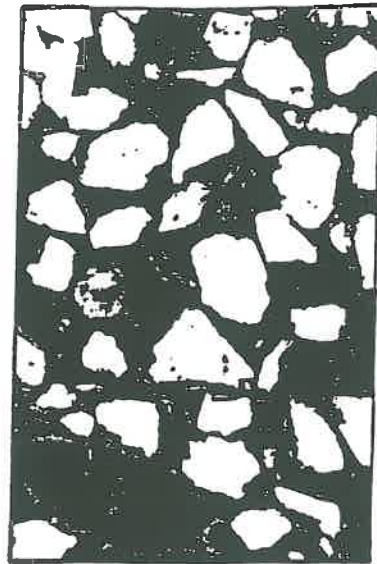
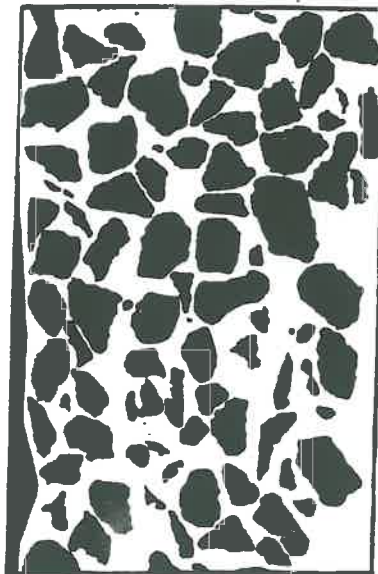
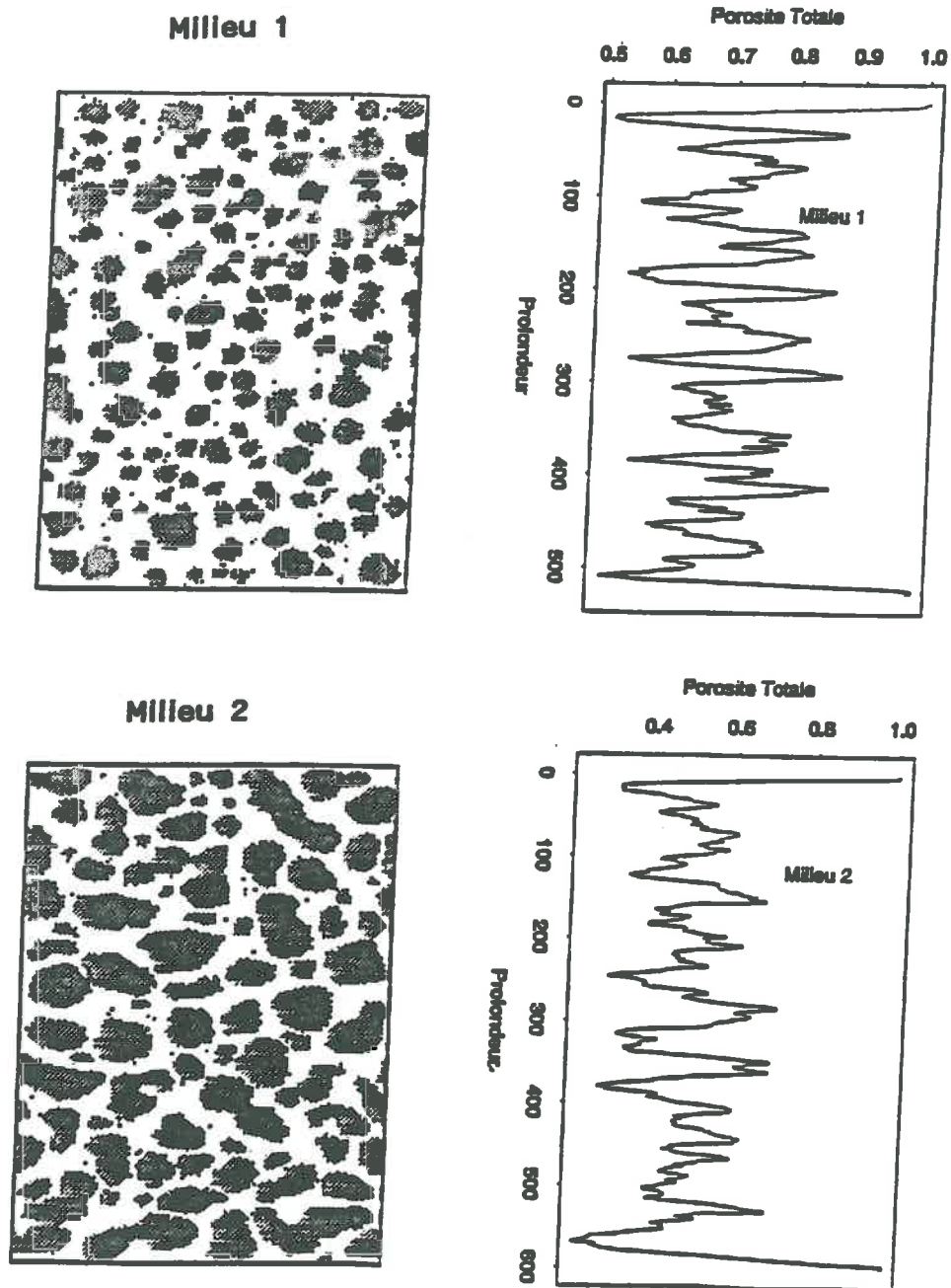
**a****b****c**

Figure 6.8: Milieux poreux simulés par gaz sur réseaux avec leurs profils de porosité totale «microscopique». La phase solide est un gris, l'espace poral en blanc.



6.2.2.2 Méthodes de caractérisation morphologique des milieux

Les milieux poreux 1 et 2 sont constitués d'une phase solide, les agrégats et d'une phase vide, les pores. La région $\mathcal{A}$ occupée par l'échantillon peut être divisée en deux sous-ensembles de points du plan, l'ensemble $X = \{(x, y) \in \mathcal{A} / (x, y) \text{ est un point solide}\}$ et son complémentaire $X^C = \{(x, y) \in \mathcal{A} / (x, y) \text{ est un point vide}\}$, avec $X \cup X^C = \mathcal{A}$.

Du point de vue morphologique les deux phases jouent un rôle complémentaire et symétrique (Serra, 1982) [84]. Par conséquent, pour effectuer une description quantitative de la structure spatiale de ces milieux biphasiques il suffit de caractériser soit les agrégats soit les pores.

Pour faire une description morphologique des milieux permettant de les caractériser et de les comparer on a analysé:

1. La distribution de taille des agrégats: distribution des diamètres de Feret.
2. La distribution des paramètres de forme: rayon moyen et circularité des agrégats.
3. La distribution spatiale des agrégats dans la région d'étude: test de distribution aléatoire des barycentres des agrégats.

Une description détaillée de ces méthodes est présentée en annexe 6 E.

6.2.2.3 Description des expériences numériques pour vérifier la loi de Darcy

Au début de chaque simulation (temps $t = 0$) on remplit complètement le milieu poreux avec du fluide de densité réduite 0.60 (4.2 particules par site non solide). Une lame d'eau de hauteur H_1 est placée en haut de la colonne poreuse comme il est montré en *Figure 6.9*.

On simule une force gravitaire constante $\mathcal{F}_\beta = 0.00096 \text{ um} / \text{ul}^2 \text{ut}^2$, qui oblige les particules à se diriger vers le bas². Le fluide sortant de la partie inférieure de la colonne est réintroduit en haut garantissant la constance de la hauteur H_1 .

²On remarque que le choix d'une valeur pour la force de gravité est arbitraire dans la gamme de valeurs produisant des gradients négligeables de densité (voir discussion en chapitre 5 et en *Di Pietro et al.(1992)* [32]. Dès lors on utilise une force plus petite que dans les expériences de Poiseuille pour s'assurer de ne pas dépasser la valeur limite de vitesse moyenne.

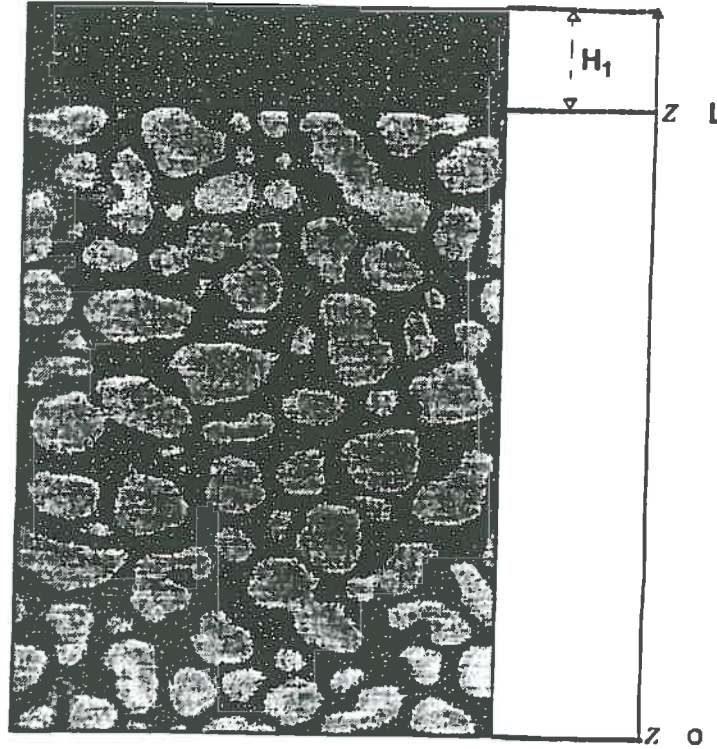


Figure 6.9: Image de la simulation par la méthode de gaz sur réseau d'un écoulement saturé en milieu poreux 2D. Le solide est présenté en gris et le fluide en noir.

On mesure à chaque pas de temps, la quantité de mouvement verticale totale moyenne de tous les sites non solides $P_i(x_{i,j}, t)$ où $x_{i,j}$ est un site non solide.

Des tests préliminaires ont montré que le régime permanent est atteint entre 500 et 800 pas de temps. En conséquence, on prend la moyenne temporelle de la quantité de mouvement entre le pas de temps 1000 et 5000. Cette quantité de mouvement moyenne par site est divisée par la densité pour obtenir la vitesse moyenne par particule $\langle u \rangle_{exp}$ [voir eq. 6.11]. La vitesse de Darcy (q) est obtenue en multipliant $\langle u \rangle_{exp}$ par la porosité totale du milieu (Φ_{Tot}), s'exprime par

$$q = \Phi_{Tot} \langle u \rangle_{exp} . \quad [6.15]$$

Cinq répétitions sont faites pour chaque hauteur de lame et pour chacun des deux milieux décrits dans la section précédente.

Les résultats de la caractérisation stéréologique des milieux poreux simulés sont présentés en annexe 6E. Les tests réalisés nous permettent d'affirmer que ces deux milieux sont morphologiquement très différents.

6.2.3 Résultats des expériences numériques pour vérifier la loi de Darcy

A la Figure 6.10 on présente les courbes de flux en fonction du gradient de charge hydraulique obtenues pour les milieux 1 et 2 respectivement. Les droites en traits continus correspondent aux ajustements par régression linéaire forcée, calculés à partir des points expérimentaux.

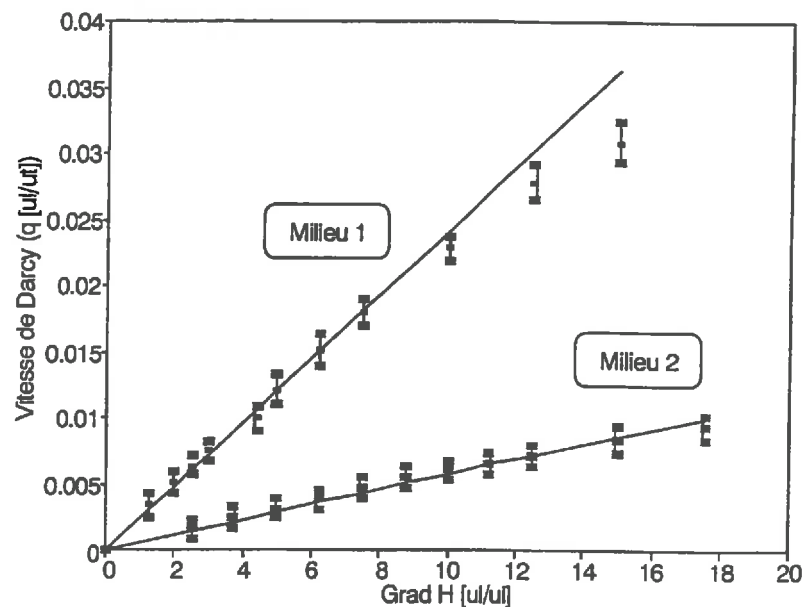


Figure 6.10: Vitesse de Darcy (q) en fonction du gradient de charge hydraulique obtenue lors des simulations des écoulements saturés dans les milieux 1 et 2

L'on obtient

$$\text{Milieu 1: } q = (0.00241 \pm 0.00003) \nabla H \quad r^2 = 0.9968$$

$$\text{Milieu 2: } q = (0.00057 \pm 0.00001) \nabla H \quad r^2 = 0.9852$$

Les ajustements linéaires trouvés sont significatifs à un niveau de 99%, indiquant que le fluide simulé obéit à la loi de Darcy. On remarque que les intervalles de vitesse moyenne par particule varient dans ces expériences de 0.003 à 0.02 ul/ut et de 0.005 à 0.04 ul/ut pour les milieux 1 et 2 respectivement, valeurs que ne dépassent pas la limite où la viscosité du fluide augmente fortement.

Pour le milieu 1 on observe une déviation pour des gradients de charge élevés, les vitesses de Darcy étant inférieures à celles prévues par la loi de Darcy. Cette déviation a été aussi observée dans des milieux poreux réels pour des nombres de Reynolds supérieurs à 1 (*Hillel, 1974*) [49]. C'est justement ce nombre de Reynolds pour lequel on observe le début de la déviation dans le milieu simulé. A l'origine de cet écart il a été supposé que dans les milieux poreux le régime turbulent commencerait à de très faibles nombres de Reynolds mais il n'y a pas de preuves expérimentales.

Les pentes des droites correspondent aux valeurs de la conductivité hydraulique saturée des milieux 1 et 2. Elles ont, respectivement, pour valeur $K_{sM1} = 0.00222 \text{ ul/ut}$ et $K_{sM2} = 0.00057 \text{ ul/ut}$. La conductivité hydraulique saturée K_s du milieu 1 est 3.9 fois plus élevée que celle du milieu 2. Les propriétés du milieu affectant les valeurs de la conductivité hydraulique sont la porosité totale, la distribution de taille des pores et la tortuosité. Le milieu 1 a une porosité totale plus élevée et une tortuosité inférieure à celle du milieu 2, et par conséquent, une conductivité hydraulique plus élevée.

Dans le cas du fluide simulé et pour les conditions de l'expérience, la fluidité est égale à $f = 0.0008(1/\text{ul ut})$. En conséquence, les perméabilités intrinsèques des milieux 1 et 2 sont, respectivement, $\kappa = 2.8 \text{ ul}^2$ et $\kappa = 0.7 \text{ ul}^2$.

6.3 Conclusions partielles des expériences d'écoulement en régime permanent

Les simulations des écoulements faites en régime permanent ont montré que la phase dense du gaz sur réseau a le comportement hydrodynamique d'un fluide réel dans le cas d'un écoulement gravitaire entre deux parois planes et d'un écoulement saturé en milieux poreux.

Dans le premier cas, on a obtenu des profils paraboliques des vitesses pour toutes les conditions d'écoulement simulées dans une gamme de nombres de Reynolds de valeur 0.3 à 8.7. Les valeurs moyennes des écoulements ont été trouvées inférieures à celles prédites par la loi de Poiseuille au delà de vitesses de 0.08 ul/ut. Ces écarts sont dus à l'augmentation de la viscosité du fluide simulé avec la vitesse de l'écoulement. Cette augmentation ne peut pas être négligée en dessus de la valeur de vitesse mentionnée. En dessous, la valeur de viscosité $\nu = 1.2 \pm 0.2$ peut être retenue. Les barres d'erreur impliquent que le modèle simule l'hydrodynamique avec 15% d'incertitude.

La méthode choisie pour simuler les milieux poreux 2D semble être bien adaptée car on obtient des structures spatiales qui ressemblent à celles des lames minces de milieux poreux, en particulier pour le cas des sols. Dans ces milieux on a vérifié la loi de Darcy pour des écoulements saturés sous gravité ce qui a permis de calculer la conductivité hydraulique saturée des milieux. Les résultats obtenus sont en accord avec les caractéristiques des milieux étudiés.

Chapitre 7

Expériences numériques d'écoulement en régime transitoire

Avec comme objectif général de continuer à étudier le comportement hydrodynamique du modèle de gaz sur réseau 2D avec des interactions à distance, on a simulé et analysé deux situations d'écoulement liquide en régime transitoire. Etant donné que le but final est de pouvoir utiliser le modèle pour étudier les mécanismes d'infiltration dans les MDP, en particulier dans les macropores, ces situations n'ont pas été choisies au hasard. En effet, on a étudié:

- l'infiltration dans des milieux poreux non saturés afin de comparer les résultats numériques avec la solution de Philip (*Philip, 1957* [68]) , de l'équation d'infiltration, et
- l'écoulement gravitaire non saturé entre des parois solides. Ce dernier a été comparé à l'écoulement réel de l'eau dans des expériences faites en laboratoire à cette fin.

7.1 Infiltration verticale dans un milieu poreux

7.1.1 La solution de Philip de l'équation d'infiltration

Le processus d'entrée d'un fluide à travers la surface d'un milieu poreux est appelé infiltration. En combinant l'équation de Darcy [eq. 6.14] avec l'équation de continuité [eq. 7.1] qui exprime la conservation de la masse

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = -\vec{\nabla} \cdot \vec{q}, \quad [7.1]$$

où θ est la teneur volumique en fluide, $\vec{q}$ la vitesse de Darcy et t le temps, on obtient l'équation [7.2] qui décrit la variation de la teneur en fluide en fonction du temps

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \vec{\nabla} \cdot (K(\theta) \vec{\nabla} H(\theta)), \quad [7.2]$$

où K est la conductivité hydraulique, et H le potentiel total du fluide, K et H étant des fonctions implicites de θ .

Si l'on suppose que le potentiel total du fluide ne dépend que de sa pression et de l'action de la force de gravité, H peut se décomposer en deux termes, $H = H_p + H_g$. Le premier terme est la contribution de la pression au potentiel total et le deuxième celle de la gravité. En prenant l'axe z parallèle à la direction de la force gravitaire, l'équation [7.2] peut s'écrire

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \vec{\nabla} \cdot (K(\theta) \vec{\nabla} H_p(\theta)) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K(\theta) \frac{\partial H_g}{\partial z} \right). \quad [7.3]$$

En exprimant les potentiels par unité de poids¹, et l'axe $z > 0$ de la surface vers le bas, l'équation [7.3] devient

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \vec{\nabla} \cdot (K(\theta) \vec{\nabla} H_p(\theta)) - \frac{\partial K(\theta)}{\partial z}. \quad [7.4]$$

En définissant la diffusivité D par

¹On remarquera que, exprimé par unité de poids, le potentiel a la dimension d'une longueur.

$$D = K \frac{\partial H_p}{\partial \theta}, \quad [7.5]$$

et en utilisant l'égalité suivante

$$\vec{\nabla} H_p(\theta) = \frac{\partial H_p(\theta)}{\partial \theta} \vec{\nabla} \theta, \quad [7.6]$$

l'équation [7.4] devient

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \vec{\nabla} \cdot (D \vec{\nabla} \theta) - \frac{\partial K(\theta)}{\partial z}, \quad [7.7]$$

équation qui décrit l'écoulement du fluide dans le milieu poreux non saturé.

Pour le cas où l'écoulement ne se produit que dans la direction de z , dans un milieu poreux semi-infini, et pour les conditions aux limites suivantes

$$\begin{cases} \theta = \theta_n & \text{pour } t = 0 \text{ et } z > 0 \\ \theta = \theta_o & \text{pour } z = 0 \text{ et } t > 0 \end{cases} \quad [7.8]$$

Philip (1957)[68] obtient la solution de l'équation [7.7]. Dans ces conditions cette équation décrit l'infiltration verticale du fluide à travers la surface d'un milieu poreux, présentant initialement dans toute sa profondeur z une teneur volumique en fluide θ_n constante, et dont la teneur en fluide θ_o reste constante à sa surface en fonction du temps. Pour obtenir la solution, Philip suppose une relation polynomiale entre la diffusivité D et la teneur en fluide θ . Cette solution, quand θ_o est la teneur en fluide de saturation, s'exprime par

$$z(\theta, t) = \sum_{n=1}^{\infty} f_n(\theta) t^{n/2}, \quad [7.9]$$

z étant la profondeur correspondant à des valeurs de teneur en fluide θ . Les coefficients $f_n(\theta)$ sont obtenus successivement à partir des fonctions $K(\theta)$ et $D(\theta)$.

A partir de cette solution, Philip calcule l'infiltration cumulée I en fonction du temps. Elle se définit comme le volume du fluide entrant dans le milieu par unité de surface. L'infiltration cumulée s'exprime par

$$I = \sum_{n=1}^{\infty} j_n(\theta) t^{n/2}. \quad [7.10]$$

A partir de l'infiltration cumulée on calcule le taux d'infiltration i par

$$i = \frac{dI}{dt}, \quad [7.11]$$

grandeur qui représente le volume de fluide rentrant dans le milieu par unité de surface et de temps.

Dans la majorité des cas, la somme des termes correspondants à $n \geq 3$ de la série [7.10] est de l'ordre de $O(\epsilon)$ avec $\epsilon \rightarrow 0$. En conséquence, et respectivement, l'infiltration cumulée I et le taux d'infiltration i s'expriment par

$$I = a_1 t^{\frac{1}{2}} + a_2 t + O(\epsilon), \quad [7.12]$$

$$i = \frac{\partial I}{\partial t} = \frac{1}{2} a_1 t^{-\frac{1}{2}} + a_2 + O(\epsilon). \quad [7.13]$$

Pour $t \rightarrow \infty$ les équations [7.12] et [7.13] peuvent s'écrire comme suit

$$I = s t^{\frac{1}{2}} + K_s t, \quad [7.14]$$

$$i = \frac{1}{2} s t^{-\frac{1}{2}} + K_s, \quad [7.15]$$

où s , qui reçoit le nom de sorptivité, dépend du potentiel de pression du fluide, et K_s est la conductivité saturée du milieu. La sorptivité n'est pas une caractéristique intrinsèque du milieu, car dépendante de l'état initial du milieu et des conditions aux limites. Ceux-ci étant définies, la sorptivité peut s'interpréter comme la capacité de sorption du milieu celle-ci diminuant au fur et à mesure que la teneur en fluide du milieu augmente.

Le taux d'infiltration décroît d'une façon monotone et sa valeur asymptotique $i(\infty)$ est celle de la conductivité saturée.

7.1.2 Matériels et méthodes des expériences numériques d'infiltration en milieu poreux

Sur les milieux poreux simulés 1 et 2 décrits dans le chapitre 6, on simule des infiltrations du liquide. A cette fin on apporte, à la surface du milieu une lame du liquide de hauteur $H_0 = 140 \text{ ul}$, l'espace poral étant initialement rempli de la phase vapeur. On laisse le fluide s'infiltrer sous l'action de la force qui simule la gravité, celle-ci étant fixée à une valeur $\mathcal{F}_g = 0.00096 \text{ um/ul}^2 \text{ ut}^2$ comme lors des expériences en régime permanent. Cinq répétitions sont faites pour chaque milieu.

On mesure à chaque pas de temps les profils de teneur en fluide en fonction de la profondeur. On calcule l'infiltration cumulée par

$$I(t) = \int_0^h \theta(z, t) dz = H(t) - H_0, \quad [7.16]$$

h étant la profondeur totale du milieu.

Les valeurs obtenues sont ensuite ajustées par une régression non linéaire (algorithme de Marquard) en fonction des puissances fractionnaires de t pour vérifier si elles correspondent à une solution du type de Phillip. A partir des valeurs expérimentales d'infiltration on calcule par différences finies centrées les taux d'infiltration en fonction du temps et on les compare avec les taux estimés par la dérivée de la courbe ajustée.

On analyse aussi les profils de teneur en eau et on calcule la variation de stock en fonction du temps.

7.1.3 Résultats et discussion des expériences numériques d'infiltration en milieu poreux

7.1.3.1 Dynamique générale de l'infiltration lors des expériences numériques

En *Figures 7.1 et 7.2* on montre des images des simulations d'infiltration dans les milieux 1 et 2 respectivement.

Dans les deux cas on a observé que le fluide s'infiltrait rapidement au début, et que la vitesse

Figure 7.1: Simulation d'infiltration du fluide sous gravité dans le milieu 1. Le liquide est représenté en noir, le solide en gris et la phase vapeur en blanc.

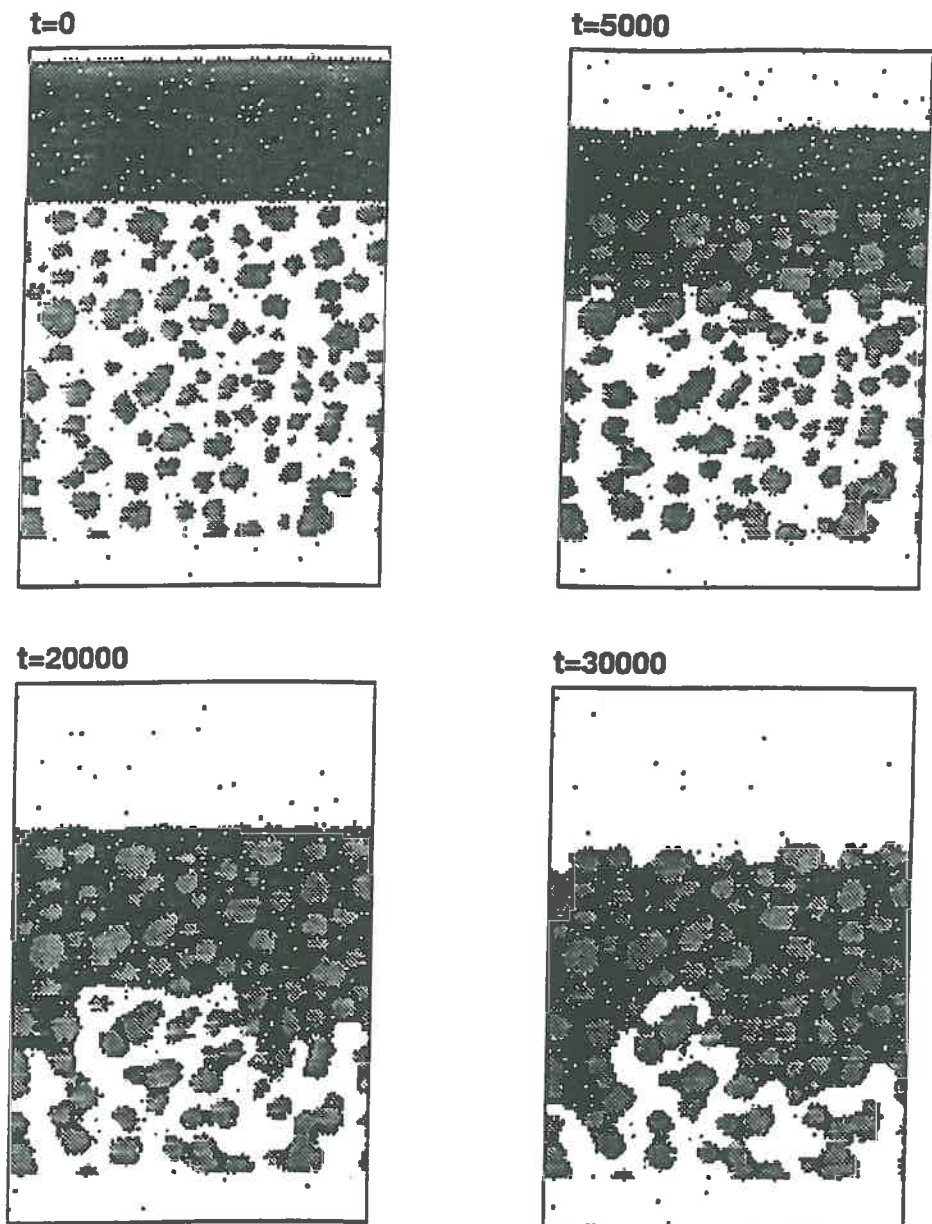
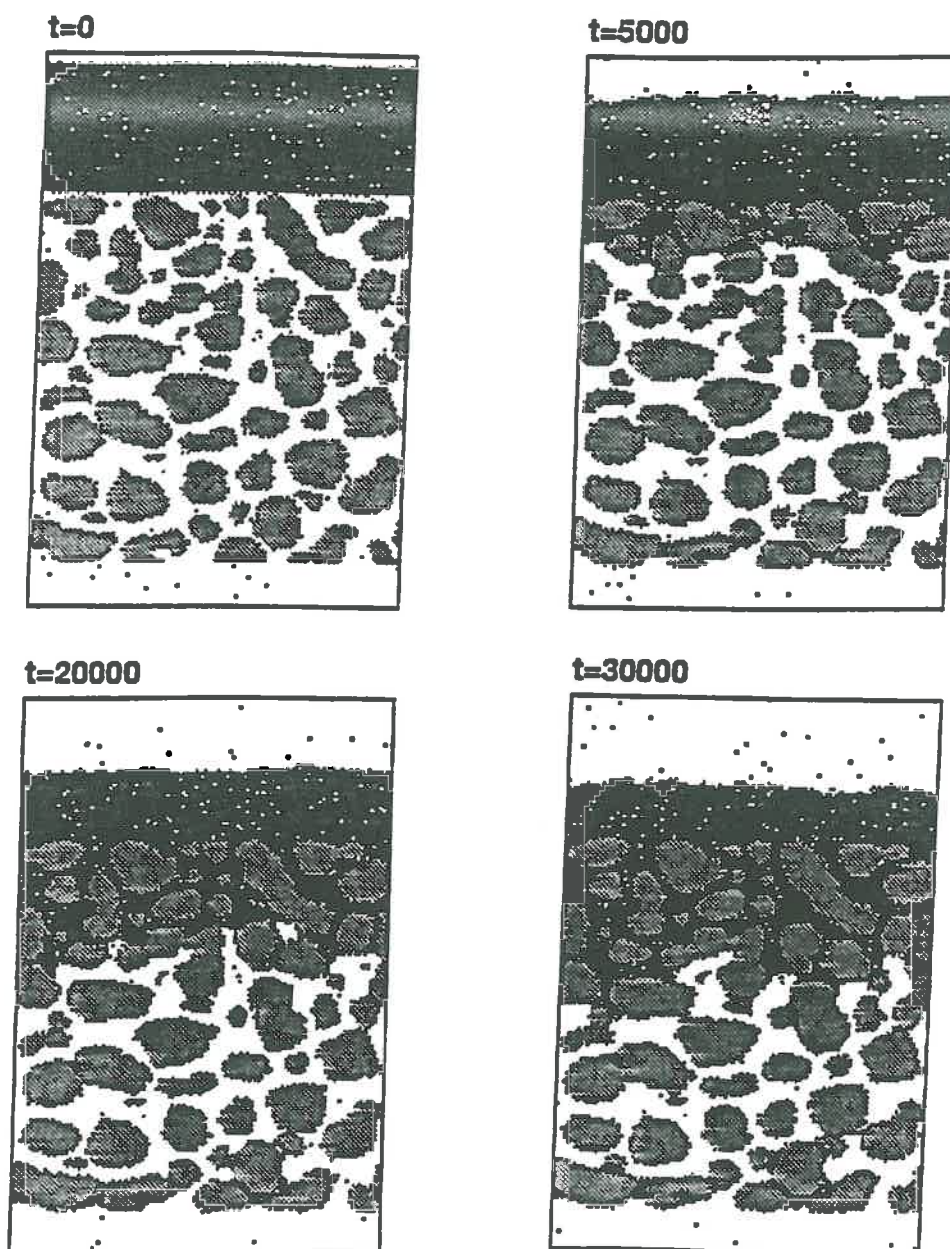


Figure 7.2: Simulation d'infiltration du fluide sous gravité dans le milieu 2. Le liquide est représenté en noir, le solide en gris et la phase vapeur en blanc.



d'infiltration diminue avec le temps. Dans le milieu 1, tout le fluide est rentré dans le milieu en 30000 *ut*, alors que dans le milieu 2, l'infiltration étant plus lente, la lame d'eau n'est absorbée totalement qu'en 50000 *ut*.

Le front d'humectation avance dans le milieu poreux de façon assez homogène, l'interface gaz-liquide présentant souvent une structure irrégulière due aux différences de vitesses de l'écoulement dans les pores de différente taille.

On a observé, de plus, la formation de ménisques notamment dans les petits pores et parfois à l'arrière de ces ménisques la formation de bulles de gaz totalement entourées par le fluide. Ces bulles peuvent persister longtemps avant de disparaître, alors remplacées par le liquide. C'est notamment le cas dans les plus petits pores.

Dès le début de l'expérience, la plupart des agrégats sont entourés d'une couche fine de film liquide due à la condensation d'une partie de la phase vapeur sur les parois solides.

On a observé que quand certains de ces agrégats sont très proches, le liquide avance alors, au front d'humectation, plus rapidement qu'ailleurs, produisant un phénomène qui ressemble à celui connu sous le nom de *digitation*².

Le piégeage de gaz, le phénomène de *digitation* et la dynamique selon laquelle le fluide s'infiltre correspondent aux phénomènes observés dans des milieux poreux réels, notamment dans les sols. Ces premières observations qualitatives sont confirmées par les résultats qu'on présente ensuite.

7.1.3.2 Analyse de l'infiltration cumulée et du taux d'infiltration

En *Figure 7.3* on présente les valeurs d'infiltration cumulée en fonction du temps pour les deux milieux et les courbes correspondantes aux ajustements non linéaires.

Ces ajustements ont donné respectivement

²Il a été observé expérimentalement que pendant l'infiltration d'un liquide dans un milieu poreux, le front d'humectation, initialement régulier peut parfois présenter des points d'instabilité. De ces points du front partent des lames d'eau descendant très rapidement. Ces lames reçoivent le nom de doigts, d'où l'appellation de *digitation* pour caractériser le phénomène, (voir notamment *Hillel et Baker, 1988*) [50].

$$\text{Milieu 1:} \quad I = (0.756 \pm 0.001) t^{1/2} + (0.0021 \pm 0.0002) t \quad [7.17]$$

$$\text{Milieu 2:} \quad I = (0.371 \pm 0.007) t^{1/2} + (0.00056 \pm 0.00004) t \quad [7.18]$$

On obtient dans les deux cas un bon accord avec une solution du type de Philip pour l'infiltration cumulée. Les coefficients du terme linéaire correspondent aux valeurs de conductivité hydraulique saturée obtenues par la loi de Darcy pour chaque milieu. Les équations [7.17] et [7.18] sont issues d'un ajustement des données expérimentales et non d'une vraie résolution de l'équation d'infiltration pour laquelle il aurait fallu connaître la fonction $D(\theta)$ pour chaque milieu. L'on peut cependant affirmer que ces équations correspondent à la solution de Philip de l'équation d'infiltration. En effet, les coefficients qui multiplient les termes linéaires en t correspondent bien à la conductivité saturée de chacun des milieux, comme cela est prédit par Philip, valeurs qui avaient été estimées indépendamment à partir de la loi de Darcy.

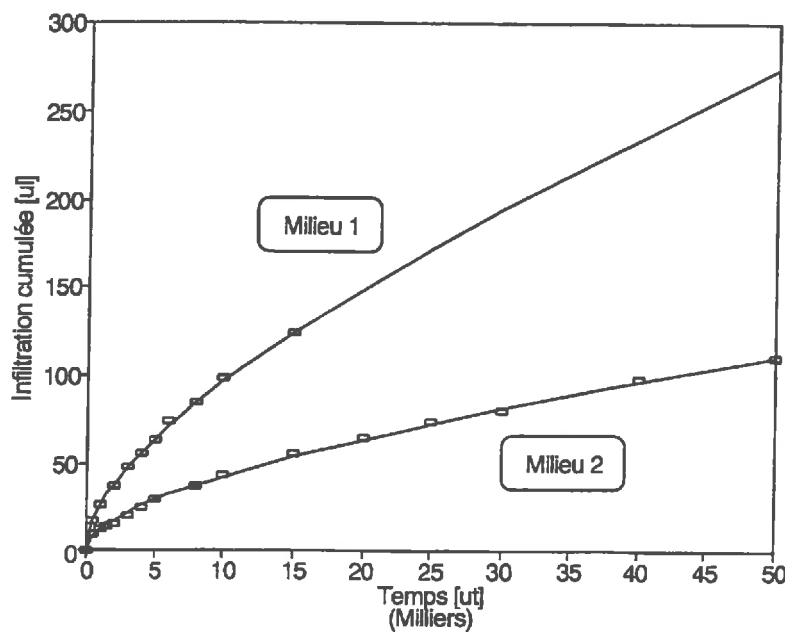


Figure 7.3: Infiltration cumulée en fonction du temps pour les milieux 1 et 2. Les points correspondent aux valeurs mesurées dans la simulation et la courbe en trait continu est l'ajustement en fonction des puissances fractionnaires du temps

En dérivant les équations [7.17] et [7.18] on obtient les taux d'infiltration en fonction du temps, qui s'expriment par

$$\text{Milieu 1: } i = 0.378 t^{-1/2} + 0.0021 \quad [7.19]$$

$$\text{Milieu 2: } i = 0.185 t^{-1/2} + 0.00056 \quad [7.20]$$

Ces courbes sont présentées en *Figure 7.4* pour les deux milieux. Les points représentent les valeurs de taux calculées à partir des infiltrations cumulées mesurées par différences finies centrées.

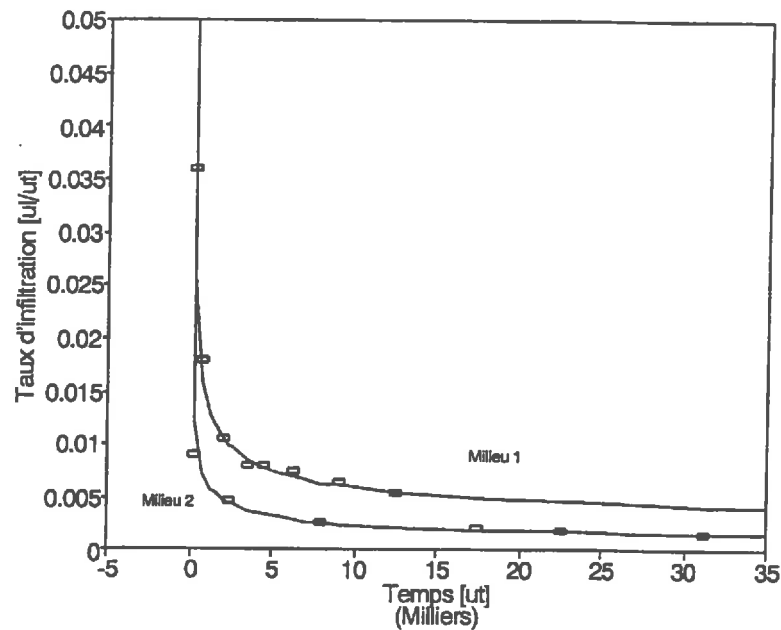


Figure 7.4: Taux d'infiltration en fonction du temps pour le milieu 2. Les points correspondent aux valeurs calculées par différences finies à partir de l'infiltration cumulée mesurée, et la courbe en trait continu est la dérivée de la courbe $I(t)$ ajustée.

7.1.3.3 Analyse des profils de teneur en fluide

L'évolution temporelle des profils de teneur en fluide, pour le milieu 1 est présentée en *Figure 7.5* et en annexe 7B pour le milieu 2.

L'allure générale des profils et leur dynamique temporelle sont typiques des infiltrations en milieux poreux réels. En effet, la forme générale et l'évolution de ces profils ont été décrites par plusieurs auteurs, cités notamment par *Childs, 1969* [25]; *Hillel, 1974* [49]. En *Figure 7.6* on présente un schéma montrant la dynamique des profils de teneur en fluide pendant une infiltration en milieu poreux réel.

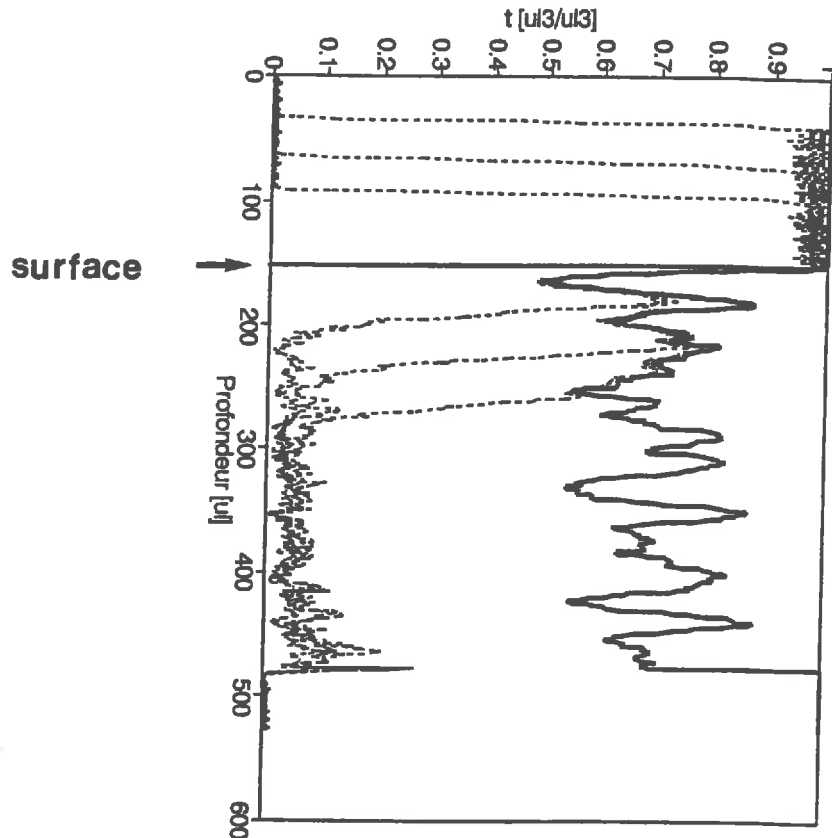


Figure 7.5: Profils de teneur en fluide en fonction du temps pour la simulation d'infiltration dans le milieu 1. La courbe en trait continu correspond au profil de porosité du milieu.

On observe qu'on peut différencier trois zones dans le profil. Immédiatement en dessous de la surface, qui reste saturée pendant l'infiltration, on trouve une couche presque saturée. Cette dernière, appelée *zone de transmission* (*Philip, 1957*)[68], augmente en épaisseur avec le temps. En dessous de celle-ci on distingue la *zone de mouillabilité*, où la teneur en fluide décroît en profondeur jusqu'à la couche limite, le *front d'humectation* qui sépare la région mouillée de la région non mouillée, (*Figure 7.7*). D'une façon analogue, sur les profils estimés pendant les simulations on peut distinguer ces trois régions.

Figure 7.6: Evolution générique des profils de teneur en fluide lors d'une infiltration en milieu poreux réel

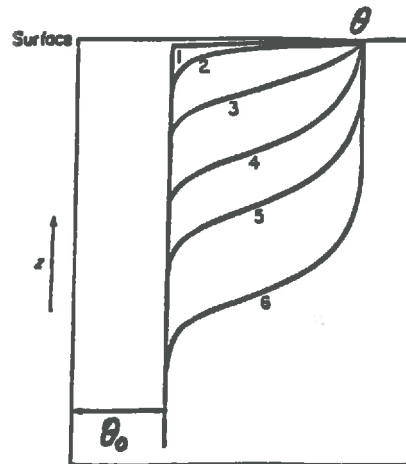
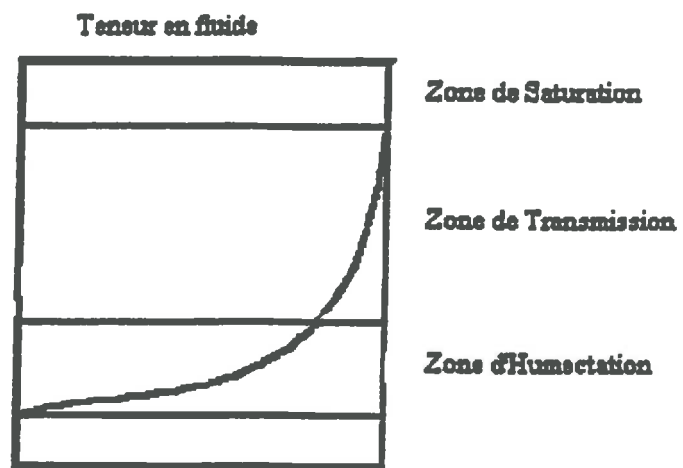


Figure 7.7: Différentiation de zones dans une infiltration en milieu poreux



A partir des valeurs de teneur en fluide on calcule le stock de fluide dans une couche de profondeur $(z_2 - z_1)$ en fonction du temps par

$$S(t) = \int_{z_1}^{z_2} \theta(z, t) dz \simeq \bar{\theta}(z_2 - z_1), \quad [7.21]$$

$\bar{\theta}$ étant la teneur en fluide moyenne de la couche d'épaisseur $(z_2 - z_1)$.

Le stockage est comparé à la capacité totale de stockage (CS) par couche qui est égale à la porosité moyenne de la couche multipliée par son épaisseur. Ainsi,

$$CS = \Phi(z_2 - z_1). \quad [7.22]$$

Les valeurs de stock et de teneur en fluide moyenne par couche de 50 *ul* de profondeur sont présentées en annexe 7A. Une figure représentative de l'évolution de stock par rapport à sa capacité de stockage pour le milieu 1 est montrée en *Figure 7.8* et en annexe 7B pour le milieu 2.

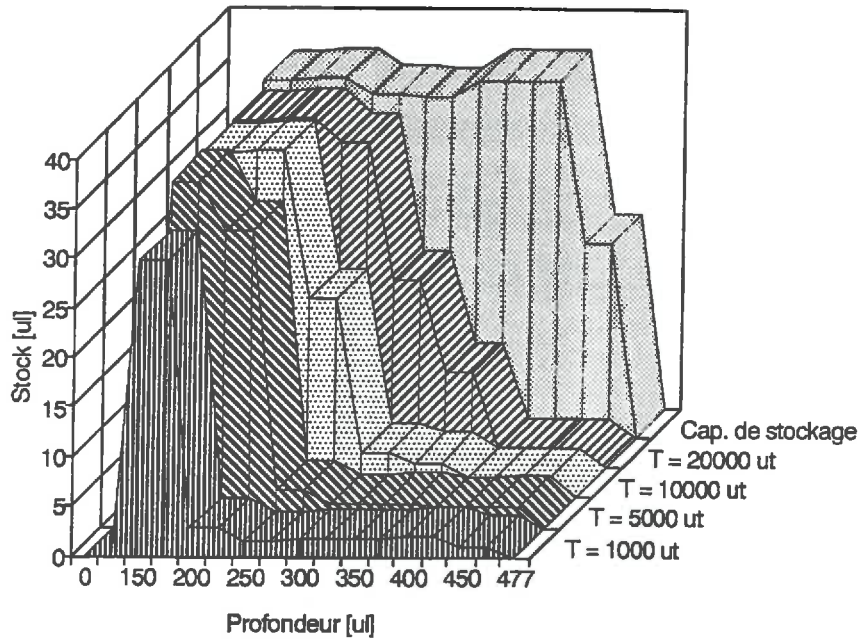


Figure 7.8: Variation du stock durant la simulation d'infiltration pour le milieu 1

Dans les simulations, la lame totale d'eau à infiltrer est de 140 *ul*. Les capacités totales de stockage du milieu 1 et 2 sont, respectivement, de 231.2 *ul* et de 195.8 *ul*. La couche 0-50 *ul* arrive à la saturation au bout d'un temps 2000 *ut* pour le milieu 1 et 5000 *ut* pour le milieu 2.

Ces analyses pourraient être approfondies pour quantifier toute la dynamique des profils. Les exemples présentés ci-dessus, bien que n'étant pas exhaustifs, montrent que le modèle est un outil très puissant qui permet de calculer sans difficultés l'évolution d'un grand nombre de variables liées à l'écoulement.

7.2 Ecoulement gravitaire non saturé entre des parois planes

7.2.1 Généralités

On analyse le comportement du fluide simulé lors d'infiltrations non saturantes et sous gravité entre des parois planes séparées par des distances variables. On s'est intéressé, en particulier, aux cas pour lesquels les distances entre parois sont suffisamment grandes pour que les effets capillaires soient négligeables. En effet, l'hypothèse généralement admise sur l'écoulement de l'eau dans les macropores, et notamment dans les fissures planes, est que cet écoulement est un écoulement gravitaire d'eau libre, non soumis à des forces capillaires.

Le cas étudié correspond à l'écoulement du fluide ne remplissant pas tout le volume entre les deux parois, celui-ci étant aussi occupé partiellement par de l'air. On supposera que cet air est au repos et on négligera toutes les interactions possibles entre l'air et le fluide.

Ce type d'écoulement a été très peu étudié. Les relations entre les mécanismes d'infiltration et le régime d'écoulement ne sont guère connues.

Il a été supposé, généralement, que le facteur déterminant ce type d'écoulement est, comme dans le cas saturé, la viscosité du fluide. En conséquence, et pour de faibles nombres de Reynolds, un film de fluide coulerait en régime laminaire contre les parois, la loi reliant le débit volumique à l'épaisseur de la couche étant la loi de Poiseuille. Pour des nombres de Reynolds plus élevés, l'écoulement devient turbulent et les équations de Navier-Stokes n'ont pas, dans ce cas, de solution analytique.

Quelques expériences, que l'on mentionne dans la section suivante, ont été réalisées pour

décrire cet écoulement. Pour compléter cette information expérimentale recueillie dans la bibliographie, et pour pouvoir la comparer avec des expériences numériques avec le modèle LG, on a réalisé des expériences en laboratoire. Celles-ci sont décrites dans la section 7.2.3.

7.2.2 Breve revue sur l'information expérimentale concernant l'infiltration non saturante sous gravité

Friedman et Miller (1941)[36] ont confirmé expérimentalement la loi de Poiseuille pour des nombres de Reynolds inférieures à 1500, valeur au-delà de laquelle l'écoulement devient turbulent. Dans ces expériences, l'épaisseur de la lame de fluide était déterminée par la mesure du volume de fluide sur les parois.

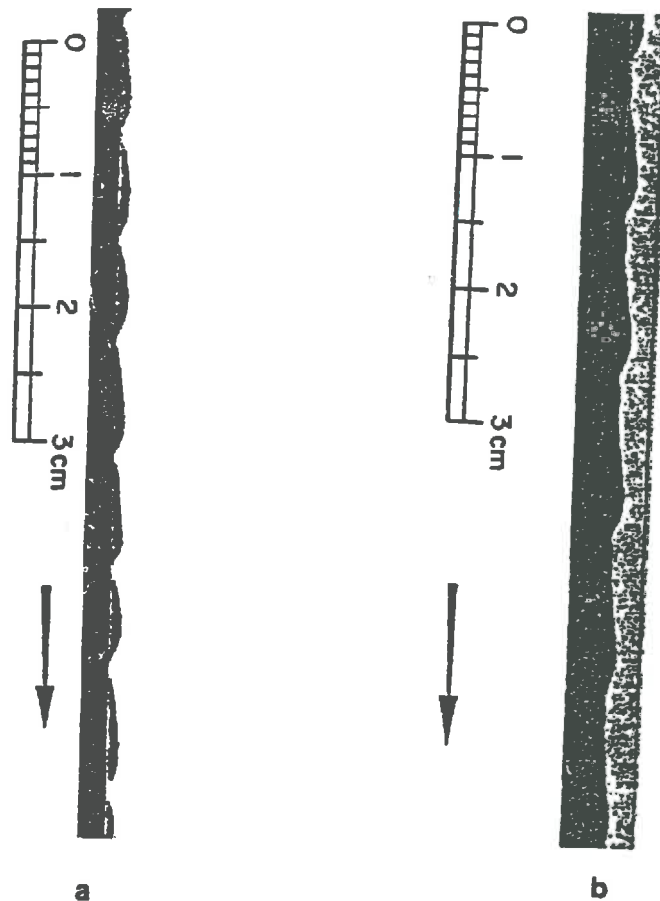
En utilisant des techniques optiques pour mesurer l'épaisseur de la lame, d'autres auteurs, cités par *Kapitza (1964)* [54], ont montré que la loi n'est obéie qu'en moyenne, car ils ont observé l'existence d'ondes de surface se propageant sur la surface libre du fluide. L'auteur cité développe une théorie pour décrire ce mouvement ondulatoire et réalise une série d'expériences pour l'étudier. Il démontre que la prise en compte des forces dues à la tension de surface dans les équations de mouvement conduit à l'obtention d'une équation d'onde pour le champ de vitesses, et que même à de faibles vitesses d'écoulement, ce mouvement ondulatoire est plus stable que le régime laminaire.

Les expériences ont été faites sur des tuyaux verticaux en verre en utilisant des techniques relativement sophistiquées pour s'assurer que l'entrée d'eau ou du fluide en étude soit uniforme. Il observe que le fluide développe toujours des ondes de surface. Celles-ci peuvent avoir soit un caractère régulier et périodique, soit être des ondes isolées dont la fréquence d'apparition est aléatoire. Il conclut que le type d'écoulement est fortement déterminé par des perturbations accidentelles à l'entrée des tuyaux. On reproduit en *Figure 7.9* des images de ces expériences.

Il décrit les ondes isolées de la façon suivante

'... a number of single waves are running on the tube wall, the fluid having an unperturbed character at an appreciable distance between the crests. These waves consist of a basic crest with a somewhat steeper front. In front of the dominant crest a number of waves are running. At considerable distances between the crests the flow is of laminar character.'

Figure 7.9: Ondes de surface observées dans l'écoulement gravitaire non saturante. a) ondes périodiques, b) ondes isolées. (d'après Kapitza, 1964) [54].



Germann (1987)[44], travaillant sur un système de tubes en verre connectés à un réservoir d'eau, a fait des observations concernant le régime d'écoulement, les tubes étant initialement remplis d'eau, en imposant soit des restrictions à l'écoulement à la sortie, soit l'application de forts débits d'entrée.

L'eau remplissant toute la section de la conduite s'écoulait très lentement en régime laminaire. Si une petite perturbation se produisait à l'interface air-eau dans la partie basse du tube, l'air entraînait dans le système. En fonction du type de la perturbation, l'eau continuait à s'écouler soit en régime laminaire en glissant sur les parois, soit en formant des tourbillons en régime turbulent ou quasi-turbulent. Il concluait que le bilan des forces d'inertie, d'adhésion, de gravité et de viscosité est très instable et que les régimes laminaire et turbulent

peuvent tous les deux se produire aux mêmes débits d'entrée. On remarque comme lui l'absence de littérature sur le sujet.

7.2.3 Expériences d'infiltration non saturante en laboratoire

7.2.3.1 Objectifs des expériences

On a réalisé deux séries d'expériences différentes d'infiltration non saturante sous gravité. La première a été réalisée dans des tuyaux cylindriques en verre, la deuxième entre parois planes en verre. Les deux ont eu pour but d'effectuer des observations qualitatives sur

1. le régime d'écoulement,
2. les mécanismes d'entrée d'eau,

en fonction de la distance entre parois et du débit appliqué.

7.2.3.2 Matériels et méthodes

a) Dispositif expérimental pour étudier l'écoulement dans des tuyaux cylindriques:

Un schéma du dispositif expérimental est donné en *Figure 7.10* et une photo est reproduite en annexe 7C. Il s'agit d'un simulateur de pluie à charge constante (a), placé au-dessus d'un dispositif (b) qui soutient des tubes cylindriques connectés à une surface plane. L'élément supérieur (a) est une boîte rectangulaire en Plexiglass de 110 cm de longueur, de 6 cm de largeur et de 10 cm de hauteur. Son fond est une plaque perforée, des aiguilles capillaires où goutteurs étant collés dans les trous. Il y a deux rangées de 55 goutteurs. La distance entre rangées et entre aiguilles est de 2 cm. Le simulateur de pluie est alimenté en eau par une pompe mécanique. Le niveau de l'eau dans le simulateur et par conséquent l'intensité de la pluie simulée est réglée par un trop plein latéral à hauteur variable.

Les tubes sont en verre, de 150 cm de longueur. Cylindriques, ils ont respectivement des diamètres intérieurs de 0.80, 0.50, 0.45, 0.32, 0.20, 0.13, 0.098 et 0.05 cm. Ils sont vissés à la surface inférieure d'une boîte, en Plexiglass, remplie de sable jusqu'à une hauteur de 5 cm, boîte dont les dimensions sont celles du simulateur de pluie. Les tubes, distants de 10 cm,

sont placés dans la ligne centrale de la boîte, leur extrémité supérieure étant située au ras de la surface du sable. Ils peuvent néanmoins être déplacés verticalement. L'eau tombant sur la surface du sable dans la boîte (b) et qui traverse les tubes est récupérée à leur base au moyen de récipients en plastique (c).

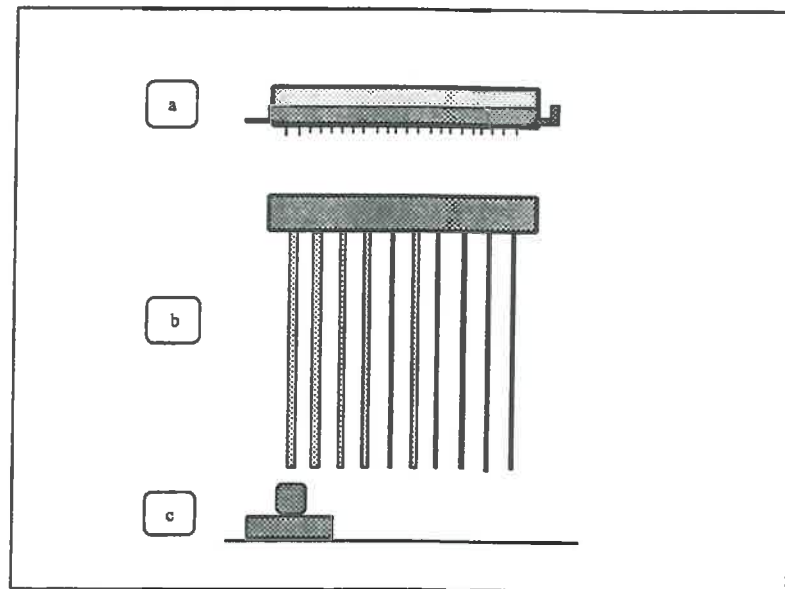


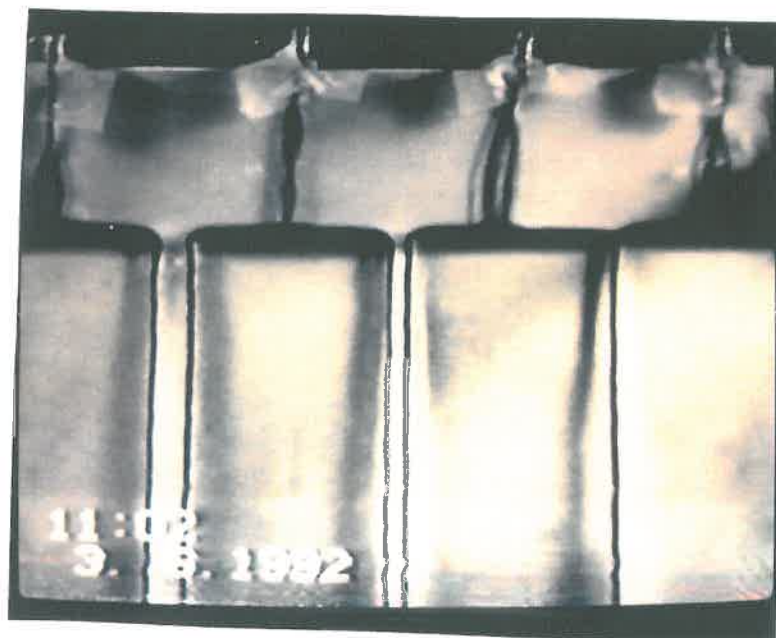
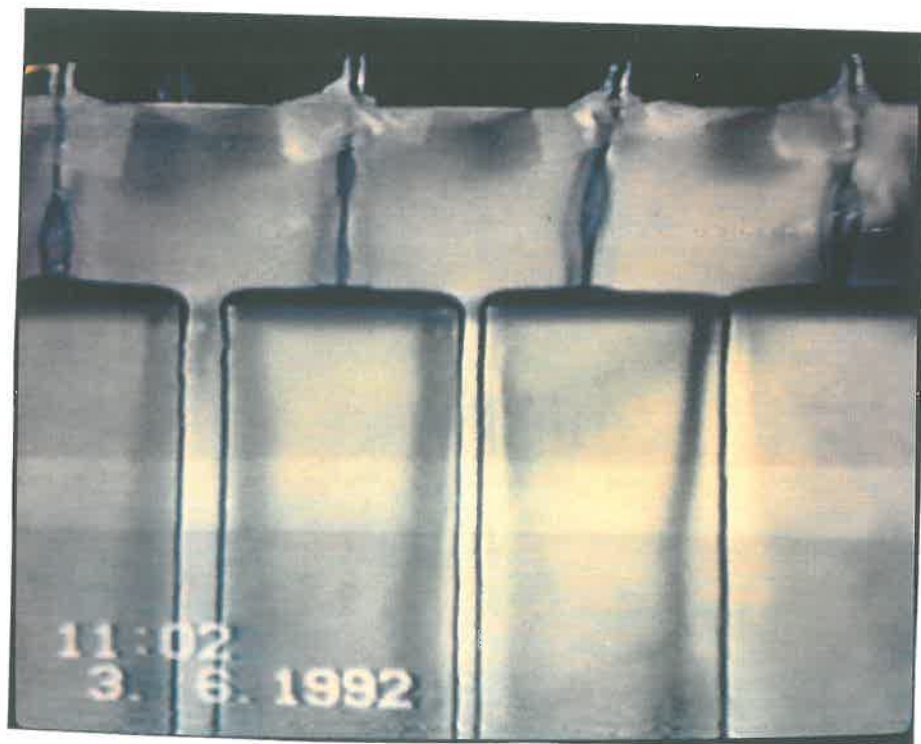
Figure 7.10: Dispositif expérimental pour observer le régime d'écoulement de l'eau lors d'infiltrations non saturantes dans des tuyaux cylindriques. a) Simulateur de pluie, b) tubes en verre, c) système de récupération d'eau

b) Dispositif expérimental pour étudier l'écoulement entre des parois planes

Le dispositif expérimental comporte deux plaques carrées en verre transparent, de dimensions 25×25 cm, entre lesquelles sont insérées 4 plaquettes, elles mêmes en verre de 5 cm de largeur, de 20 cm de longueur et de 0.5 cm d'épaisseur. Ces plaquettes délimitent entre elles des canaux de dimensions respectives égales à 0.8, 0.4 et 0.2 cm.

Le système est constitué de telle sorte qu'il ne puisse y avoir de circulation liquide entre les plaques et les plaquettes.

Un goutteur est disposé à l'aplomb du milieu de chaque plaquette (voir *photos 2 et 3*), de



Photos N° 2 et 3 : Dispositif expérimental pour étudier l'infiltration gravitaire entre parois planes séparées de distances variables. L'eau colorée (en noir) forme des ondes à sa surface libre.

sorte que l'eau pénètre dans les canaux après ruissellement à la surface supérieure des plaquettes. L'alimentation en eau colorée est pulsée aux goutteurs par une pompe péristaltique permettant de réguler le débit.

7.2.3.3 Observations qualitatives sur l'écoulement

a) Observations sur l'écoulement dans des tuyaux cylindriques

On a simulé des pluies d'intensités différentes allant de 2 à 6 cm³/s. La partie inférieure des tubes était ouverte et par conséquent à la pression atmosphérique. Avant chaque pluie les tubes étaient vidés complètement et nettoyés à l'alcool. La pluie était initialement complètement absorbée par le sable. Lorsque la capacité d'infiltration de ce dernier était dépassée, l'eau excédentaire rentrait dans les tubes. Selon les conditions aux limites un écoulement pouvait être observé, simultanément ou non, pour tous les diamètres sous toutes les intensités.

On décrira d'abord les tendances générales en ce qui concerne les écoulements observés, en sachant qu'il ne s'agit que de comportements prédominants, c'est à dire les plus souvent observés pour des conditions données. Le comportement général du système présente, en effet, une caractéristique essentielle, l'instabilité et ceci pour tous les diamètres sous toutes les intensités. La moindre perturbation dans le système conduisait à une modification du régime d'écoulement.

On peut, néanmoins, distinguer globalement deux types de comportement en fonction du diamètre des tubes: l'un pour les tubes ayant des diamètres supérieurs à 0.20 cm et l'autre pour les tubes plus petits.

Dans les tubes de diamètres supérieurs à 0.20 cm, l'entrée d'eau était un ruissellement. Une fine lame d'eau surmontant les limites des tubes, et parfois difficile à observer, rentrait dans les tuyaux par gravité. Puis, la plupart du temps, un tourbillon se formait sur la totalité de la paroi d'entrée des tubes. On n'a pas observé de lame d'eau sur la section d'entrée des tuyaux. Pour des intensités faibles, l'écoulement était caractérisé par l'avancée, sur la paroi du tube, d'une veine d'eau cylindrique et tourbillonnaire se propageant de façon hélicoïdale. Comme croissait l'intensité de la pluie, l'eau s'écoulait en glissant de plus en plus le long des parois. La surface libre verticale intérieure de l'eau circulant dans les tubes présentait des ondulations. Ces pulses et l'épaisseur de la lame d'eau augmentaient avec le débit d'entrée. On n'est, dans aucun cas, arrivé à un

régime saturé. Tous les tubes s'arrêtaient de conduire en même temps en l'absence d'eau excédentaire dans le sable. Ils se vidaient complètement. Dans certains cas, et pour des intensités intermédiaires on a observé la coexistence de deux types d'écoulement. Ce régime très instable se caractérisait par l'existence de pulses glissant sur les parois dans la partie supérieure du tube et des filets tourbillonnaires dans sa partie inférieure.

Dans les tubes de diamètres inférieurs à 0.20 cm, la pénétration initiale de l'eau n'apparaissait dans ces tubes, contrairement au cas précédent, qu'en présence d'une lame d'eau couvrant toute la section des tubes. L'écoulement a été rarement observé de type tourbillonnaire. Pour des intensités fortes le régime prédominant était laminaire, l'eau glissant sur les parois. La saturation du tube était fonction de l'importance de la lame d'eau et du diamètre du tube. Cet écoulement continuait après l'arrêt de la pluie, mais son régime se modifiait. La lame d'eau disparaissant, de l'air rentrait alors dans le système provoquant un écoulement alterné de volumes d'eau et d'air. Ces volumes d'eau présentaient un ménisque concave aux deux interfaces eau-air comme il est montré sur la *photo 4*.

L'écoulement durait d'autant plus longtemps que le diamètre du tube était petit. A l'arrêt de l'écoulement subsistait encore dans la lumière des tubes les alternances de volumes d'air et d'eau. Si les tubes n'étaient pas vidés avant une nouvelle pluie, ils ne conduisaient plus même en présence d'une lame d'eau couvrant leur section d'entrée. La différence de comportement mise en évidence dans ces tubes de petits diamètres peut être attribuée à l'effet non négligeable des forces capillaires.

b) Observations sur l'écoulement entre des parois planes

On a observé, en général, le même type de comportement que dans les tuyaux cylindriques, à l'exception des filets tourbillonnaires. Dans les tuyaux cylindriques la formation de ces filets était liée à l'irrégularité de l'apport d'eau et à la géométrie propre du système. Dans le dispositif de plaques on s'est assuré que l'apport d'eau soit le plus uniforme possible de façon que les vitesses du fluide à l'entrée soient parallèles au plan déterminé par la largeur et la longueur du canal pour s'approcher le plus possible d'un écoulement plane.

Le fluide coulait en glissant sur les parois, les mouvements ondulatoires irréguliers à sa surface libre ayant été observés pour toutes les intensités de l'apport (*Photos 2 et 3*). Dans ces expériences on n'a pas utilisé des canaux de petit diamètre et par conséquent on n'a pas observé les écoulements typiques des tuyaux de diamètres inférieurs à 0.20 cm.

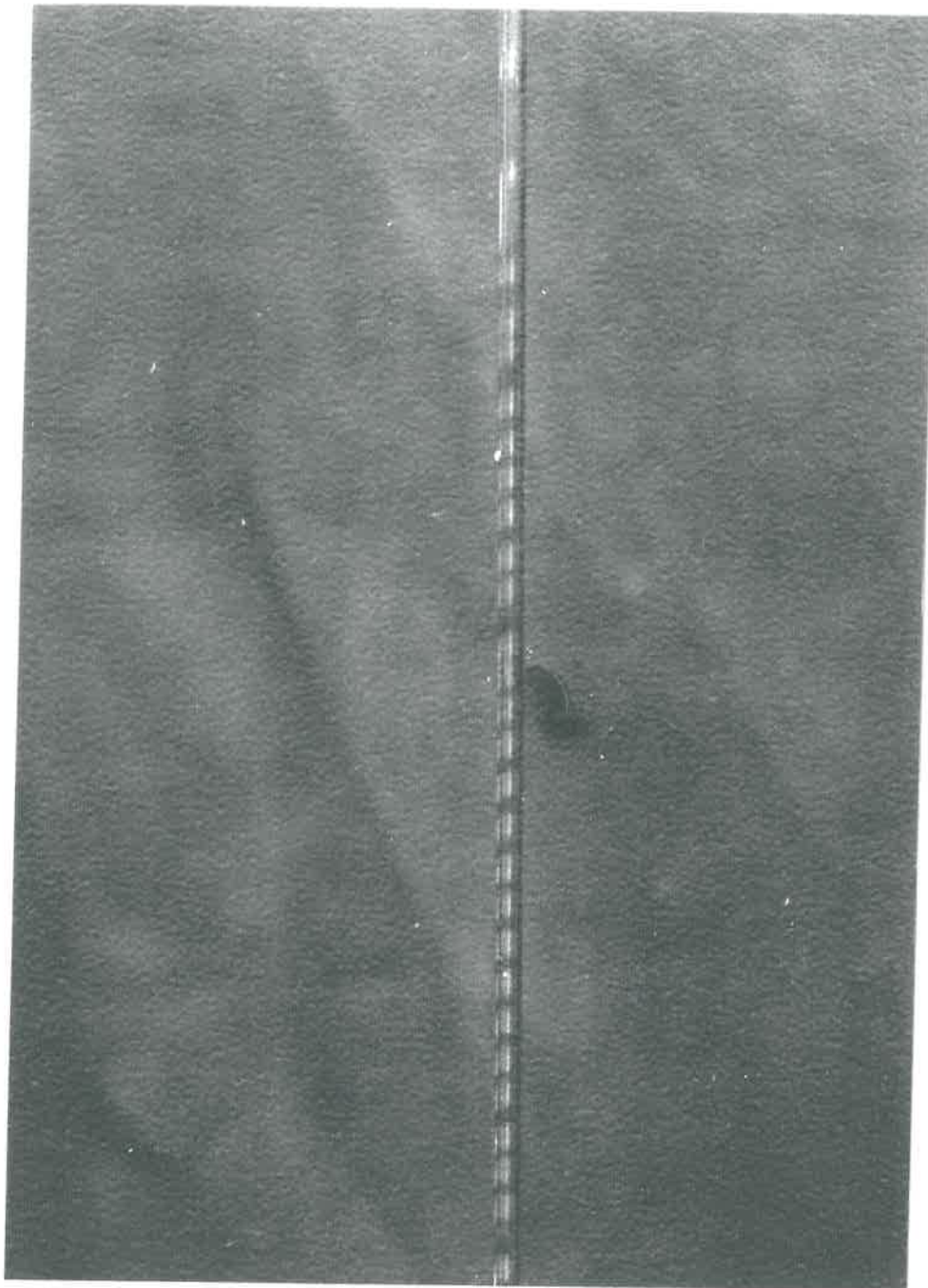


Photo N° 4 : *Écoulement alterné air-eau pendant l'infiltration gravitaire d'eau dans un tube cylindrique de 0.13 cm de diamètre.*

7.2.4 Expériences numériques d'infiltration non saturante entre des parois planes

7.2.4.1 Description des expériences numériques

Trois séries d'expériences numériques ont été réalisées pour étudier l'écoulement entre des parois planes sous gravité,

- en fonction du diamètre de canal pour le même apport d'eau,
- en fonction du volume de liquide apporté pour le même diamètre de canal,
- et dans des canaux de différents diamètres simultanément.

Dans le premier et deuxième cas on a utilisé des réseaux de taille $288 \times 192 \sqrt{3}/2$. Deux parois solides ont été simulées entre lesquelles on a placé un canal de diamètre $15 \sqrt{3}/2$, $40 \sqrt{3}/2$, $60 \sqrt{3}/2$, $80 \sqrt{3}/2$, $120 \sqrt{3}/2$, et $160 \sqrt{3}/2 \text{ ul}$ respectivement pour la première série d'expériences et de $20 \sqrt{3}/2 \text{ ul}$ pour la deuxième. Une lame d'eau été placée initialement sur les parois solides, celle-ci d'épaisseur 50 ul pour la premier série et allant de 10 jusqu'à 50 ul pour la deuxième. La force de gravité simulée dans la direction parallèle aux parois était fixée à la même valeur que pour les expériences d'infiltration en milieu poreux. Dans la troisième série d'expériences on a utilisé un réseau de $192 \times 384 \sqrt{3}/2 \text{ ul}$. Trois canaux parallèles ont été intercalés aux parois solides de diamètres $25 \sqrt{3}/2$, $45 \sqrt{3}/2$ et $65 \sqrt{3}/2 \text{ ul}$. Une lame d'eau a été placée sur toute la surface en haut des parois solides. Dans tous les cas l'espace non solide et non occupé par le fluide a été rempli avec la phase vapeur.

7.2.4.2 Résultats et discussion

Le liquide initialement placé à la surface, coulait par les canaux sous l'action de la gravité. Pour les canaux ayant des diamètres inférieurs à la hauteur de lame initiale appliquée, l'écoulement était saturé remplissant tout le diamètre du canal, un ménisque étant observé à l'interface air-eau comme il est montré en *Figure 7.11*. Ce comportement correspond à celui observé lors des expériences réelles. En effet, dans les tuyaux cylindriques, et dans les canaux planes, lorsque l'apport d'eau était élevé l'écoulement était saturé.

Pour les canaux de diamètres supérieurs à la hauteur initiale de lame, le liquide glissait

Figure 7.11: Images des expériences numériques d'infiltration dans des canaux planes: a) diamètre du canal = $15 \sqrt{3}/2$ ul b) diamètre du canal = $40 \sqrt{3}/2$ ul

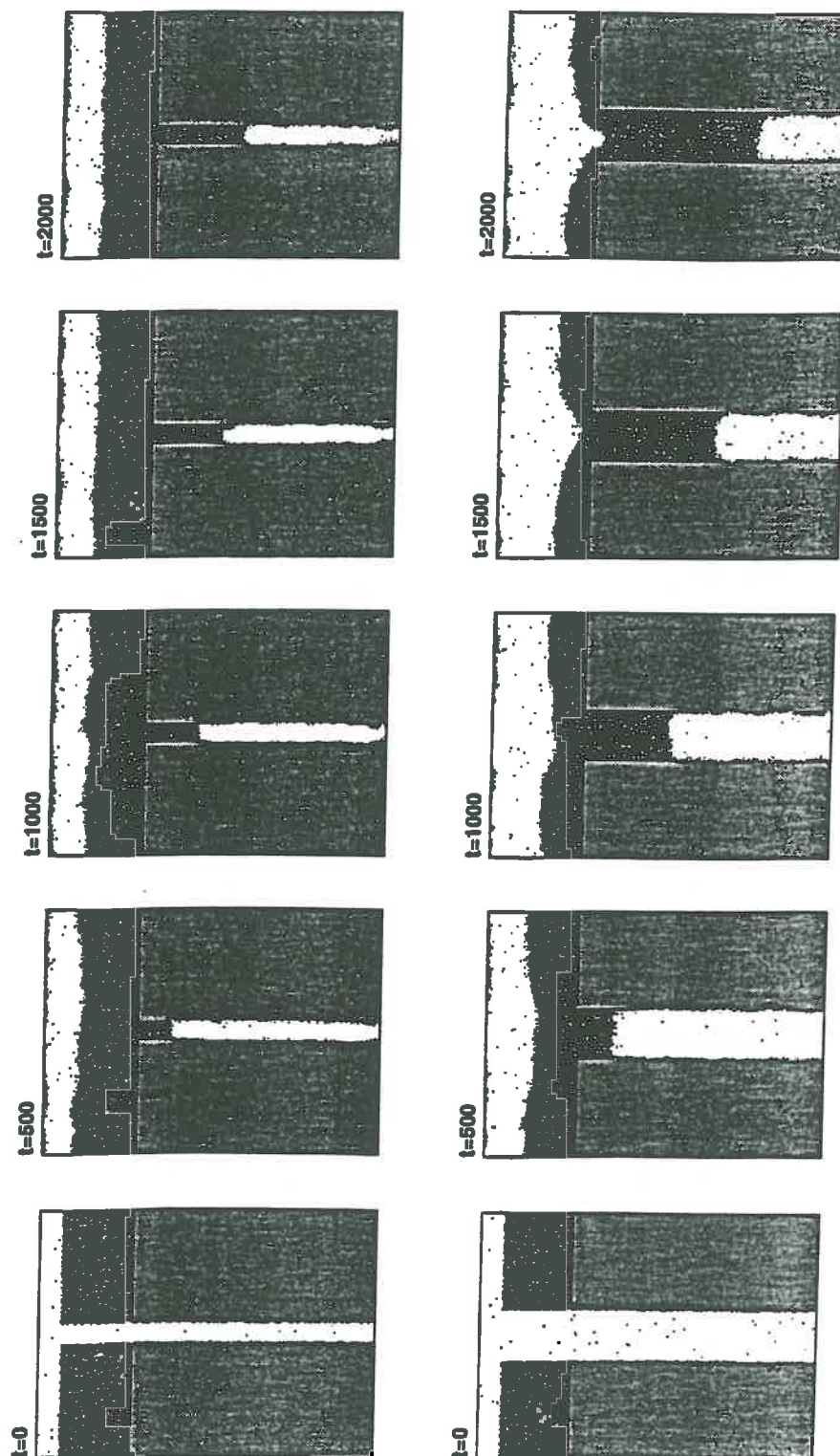
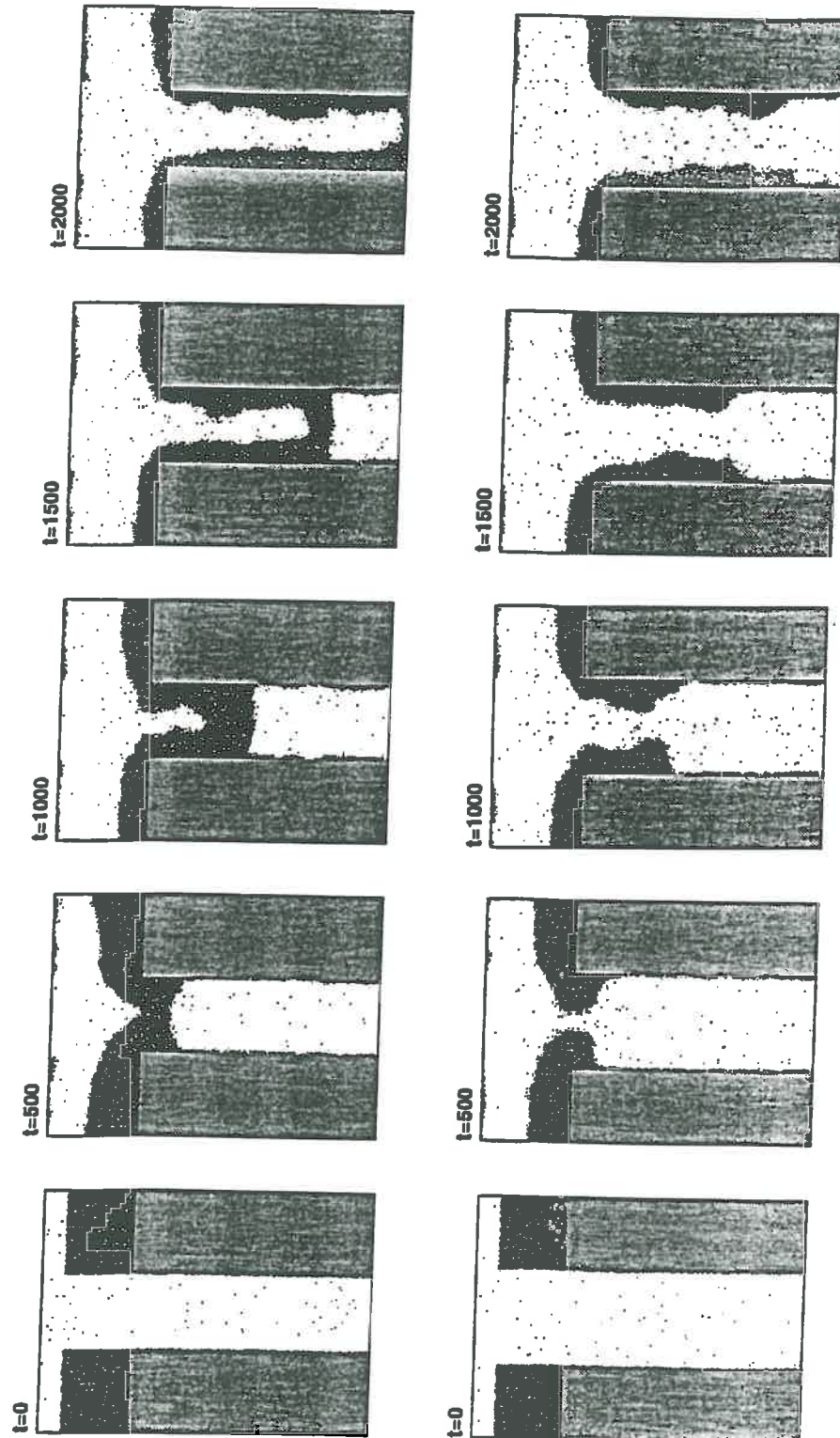


Figure 7.12: Images des expériences numériques d'infiltration dans des canaux plans: a) diamètre du canal = $60 \sqrt{3}/2$ ul b) diamètre du canal = $80 \sqrt{3}/2$ ul



par les parois. On a observé dans tous les cas le développement des ondes de surface comme il a été décrit par *Kapitza (1964)[54]* et comme nous l'avions observé lors des expériences en laboratoire. En *Figure 7.12* on montre l'avancement du liquide pour deux de ces canaux, d'autres images de ces expériences étant présentées en annexe 7. En général, un pulse est formé immédiatement à l'entrée des canaux, celui-ci s'ammortissant au fur et à mesure qu'il avance. En aval de ce pulse, des ondes de petites amplitudes sont observées sur la surface du fluide.

Une image d'infiltration simultanée dans des canaux de différents diamètres est montrée en *Figure 7.13*. On peut observer dans le canal de petit diamètre, l'écoulement saturé avec présence d'un ménisque, et dans les canaux de grand diamètre ,le glissement du liquide avec présence des ondes irrégulières.

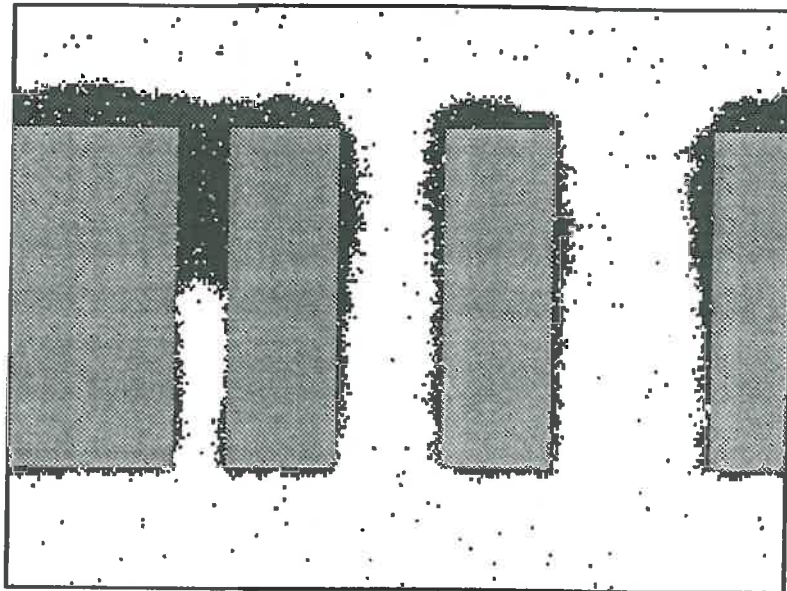
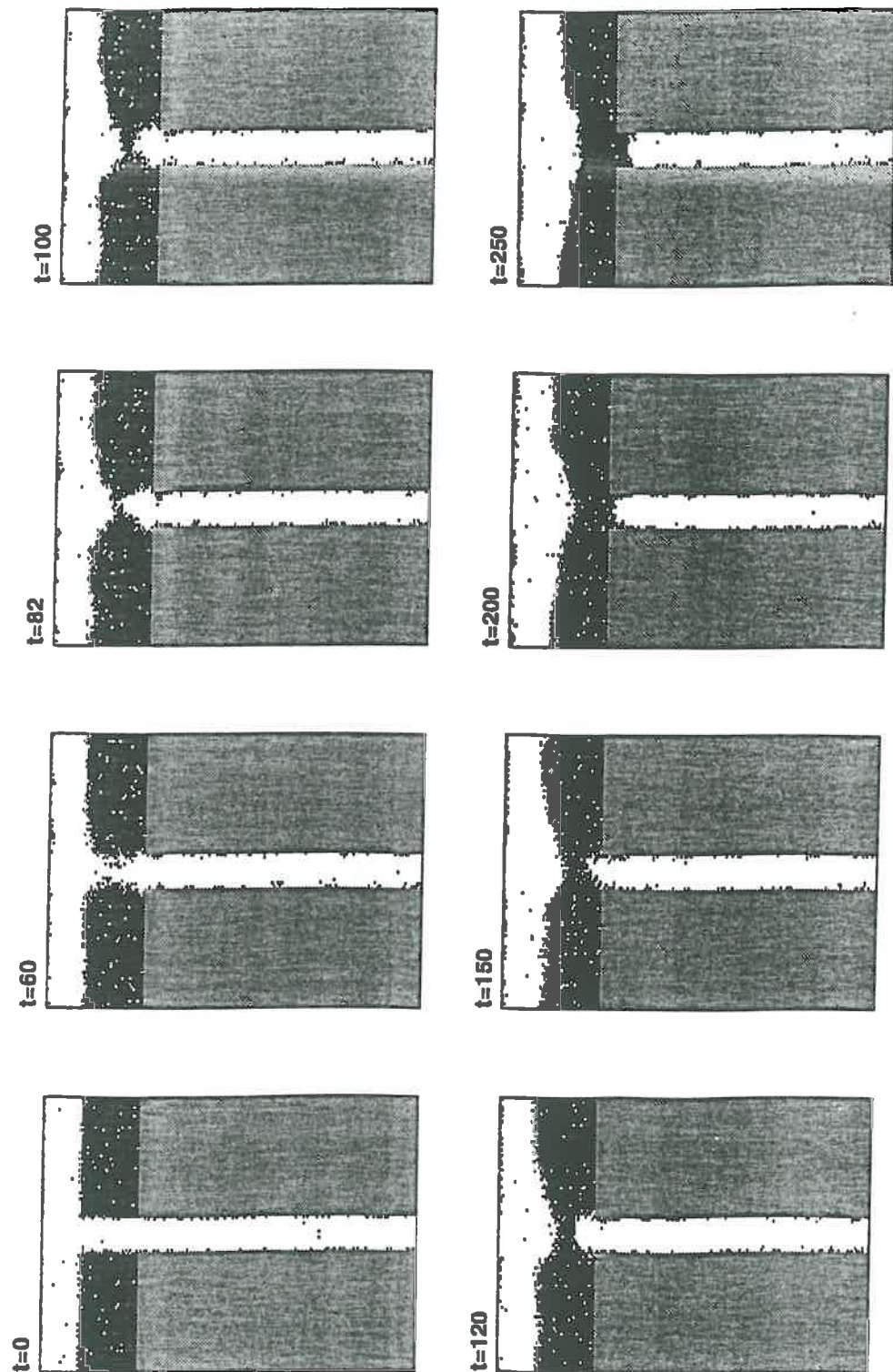


Figure 7.13: Ecoulement gravitaire simultané dans des canaux des différents diamètres

Lors des simulations avec des lames initiales de hauteurs différentes dans le canal de $20\sqrt{3}/2$ μ l de diamètre, on a observé que pour des lames de liquide supérieures à cette valeur

Figure 7.14: Mécanisme d'entrée du liquide dans un canal plan pour une lame initiale de hauteur supérieure au diamètre du canal



le liquide ne rentrait dans le canal qu'après la formation d'une lame continue en dessus de l'entrée du canal.

Les lames d'eau latérales se rapprochent, un ménisque se forme à l'entrée du canal et ensuite le liquide commence à descendre en remplissant toute la surface du canal. Ce comportement n'a été observé que pour des canaux de diamètres inférieurs à $35 \sqrt{3}/2 \text{ ul}$. Pour ces diamètres l'effet des forces capillaires ne pourrait pas être négligé. Ce comportement correspond, de plus, aux observations expérimentales dans les tuyaux réels des diamètres inférieurs à 0.2 cm où l'eau ne rentrait qu'après la formation d'une lame sur l'entrée des tuyaux. En *Figure 7.14* on montre ce processus. D'autres simulations sont présentées en annexe 7. Si la lame est inférieure au diamètre du canal on n'observe pas d'écoulement comme dans les tuyaux réels.

Contrairement aux cas des expériences réelles, dans les simulations il n'y a pas des micro-rugosité des parois, ni d'irrégularité dans l'apport d'eau à l'entrée, ni autres perturbations qui étaient à l'origine des instabilités observées dans le régime d'écoulement lors des expériences de laboratoire. C'est pour cette raison qu'on n'a pas observé d'alternance des régimes d'écoulement lors des simulations, celui-ci étant entièrement déterminé par la géométrie du canal et les caractéristiques de la lame initiale.

La comparaison avec les expériences réelles n'est que qualitative, car même dans le cas de l'expérience avec le dispositif des plaques il s'agit d'un écoulement 3D, et le modèle LG est 2D. Cependant, en règle générale, lors des simulations les écoulements correspondent à ceux observés réellement. On retrouve, en effet, une différence de comportement à partir d'un diamètre donné: dans les grands diamètres on observe clairement la formation d'ondes de surface, dans les petits l'écoulement saturé où l'absence d'écoulement selon la hauteur de la lame initiale.

7.3 Conclusions partielles

Dans ce chapitre on a résumé un ensemble d'expériences numériques d'écoulement en régime transitoire.

D'une part, on a réalisé des infiltrations numériques dans des milieux poreux non saturés. L'infiltration cumulée en fonction du temps a été ajustée à une fonction de puissances du temps qui a la forme de la solution de Philip de l'équation d'infiltration. Le terme

indépendant de cet ajustement correspond à la conductivité hydraulique saturée de chaque milieu comme attendu. La dynamique générale de l'infiltration correspond à celle observée dans des milieux réels. De plus la méthode apparaît très adaptée pour le calcul des variables liées à l'écoulement, comme, par exemple, les profils de teneur en fluide, les stocks, les pertes par drainage, etc. Il est possible d'envisager aussi le calcul du potentiel de pression du liquide dans le milieu ce qui permettrait de déterminer complètement la dynamique de l'infiltration et de la redistribution postérieure.

D'autre part, on a réalisé en parallèle des infiltrations numériques et des expériences en laboratoire dans des canaux et sous des apports d'eau variables. Ces expériences de laboratoire ont été réalisées pour compléter l'information limitée disponible dans la littérature sur ce type d'écoulement, en vue d'utiliser cette information en milieu fissuré. Elles ont permis, soit de confirmer, par exemple, l'existence d'un écoulement ondulatoire dans le cas où la théorie prévoyait généralement un écoulement laminaire, soit d'observer que ce type d'expériences présente une grande difficulté du fait de la non maîtrise des perturbations à l'origine d'instabilités apparaissant dans le régime d'écoulement. Cependant, on a pu montrer l'existence de deux régimes d'écoulement fonction du diamètre des canaux, l'influence des forces capillaires étant à l'origine de cette différence. Ces observations expérimentales ont été retrouvées lors de simulations faites avec le modèle LG, bien que celui-ci ne permette de reproduire que les effets 2D.

Les expériences décrites dans le chapitre 6 et dans celui-ci permettent de conclure que le fluide simulé peut être utilisé, moyennant un certain nombre de limitations qui ne semblent pas néanmoins très restrictives, pour étudier les écoulements dans des milieux à double porosité.

Chapitre 8

Etude numérique de l'influence d'une fissure plane sur l'infiltration gravitaire dans deux milieux poreux

8.1 Objectifs

Une série d'expériences numériques, à l'aide du modèle LG, a été réalisée pour étudier les modifications de la dynamique de l'infiltration dans un milieu poreux présentant une fissure plane, par rapport à la dynamique existante dans le même milieu poreux non fissuré, et cela pour des largeurs de la fissure plane et des hauteurs de la lame d'eau appliquée en surface différentes.

Pour se faire on compare les profils de teneurs en fluide en fonction de la profondeur dans la microporosité et dans la fissure, l'infiltration cumulée en fonction du temps, le stockage de liquide dans les différentes couches du milieu, les hydrogrammes de drainage et l'infiltration latérale dans la microporosité le long des parois de la fissure.

8.2 Description des expériences numériques

Les milieux poreux supports des simulations sont les milieux 1 (porosité totale = 0.69) et 2 (porosité totale = 0.48) , décrits au chapitre 6, déjà utilisés pour la vérification de la loi de Darcy et de la solution de Philip de l'équation d'infiltration. L'infiltration dans ces milieux est étudiée, en présence ou non de fissure, cette dernière lorsqu'elle existe occupant la position centrale dans le milieu (*Figure 8.1*) et présentant respectivement des largeurs de $30 \sqrt{3}/2$, $60 \sqrt{3}/2$ et $90 \sqrt{3}/2 \text{ ul}$.

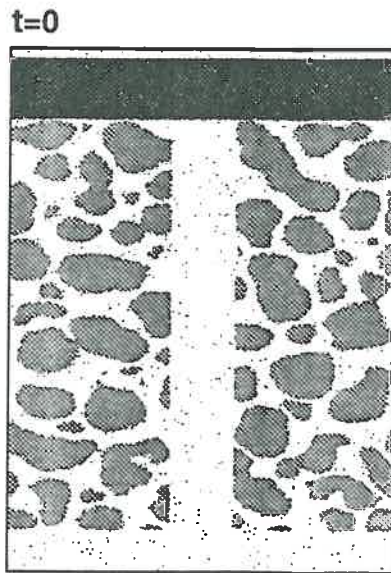


Figure 8.1: Image du milieu poreux avec une fissure plane et une lame de liquide à la surface

Les simulations sont conduites pour des lames de fluide de hauteur 70 et 140 *ul*, appliquées initialement à la surface du milieu. Ces valeurs de lame ont été choisies de façon telle que pour un des cas la hauteur soit beaucoup plus grande que le diamètre des fissures et pour l'autre cas qu'elle soit plus petite ou de l'ordre de leur diamètre. L'espace poral du milieu est initialement rempli de la phase vapeur. Les infiltrations sont effectuées sous l'action d'une force de gravité dont on a fixé la valeur à $F_\beta = 0.00096 \text{ um/ul}^2 \text{ut}^2$. Toutes les simulations ont été conduites pendant 50000 *ut*. On a réalisé pour chaque simulation cinq répétitions.

En *Tableau 8 a* on donne la liste et les caractéristiques de chaque simulation.

Milieu	H_o	Largeur de fissure [ul]	Φ_{Tot}	Φ_{mic}	Φ_{mac}	Exp. N^o
1	70	$30\sqrt{3}/2$	0.72	0.65	0.07	1
		$60\sqrt{3}/2$	0.74	0.59	0.16	2
		$90\sqrt{3}/2$	0.77	0.54	0.23	3
	140	$30\sqrt{3}/2$	0.73	0.65	0.07	4
		$60\sqrt{3}/2$	0.75	0.59	0.16	5
		$90\sqrt{3}/2$	0.78	0.54	0.23	6
2	70	$30\sqrt{3}/2$	0.53	0.45	0.08	7
		$60\sqrt{3}/2$	0.57	0.40	0.17	8
		$90\sqrt{3}/2$	0.61	0.36	0.25	9
	140	$30\sqrt{3}/2$	0.53	0.44	0.08	10
		$60\sqrt{3}/2$	0.56	0.40	0.17	11
		$90\sqrt{3}/2$	0.65	0.40	0.25	12

Tableau 8 a: Caractéristiques des milieux fissurés utilisés pour les simulations d'infiltration en milieu fissuré. H_o est la hauteur de lame initiale à la surface. Φ_{Tot} , Φ_{mic} et Φ_{mac} sont respectivement la porosité totale, la microporosité et la porosité de la fissure

Sont également données les valeurs de porosité totale Φ_T , de microporosité Φ_{mic} et de porosité de fissure Φ_{mac} caractérisant le milieu utilisé dans chaque simulation. A cette fin les différentes porosités sont calculées comme suit

$$\Phi_T = \frac{\text{Volume des vides total}}{\text{Volume total}} \quad [8.1]$$

$$\Phi_{mic} = \frac{\text{Volume des vides de la microporosité}}{\text{Volume total}} \quad [8.2]$$

$$\Phi_{mac} = \frac{\text{Volume de la fissure}}{\text{Volume total}} \quad [8.3]$$

Les profils de porosité Φ_{tot} , Φ_{mic} et Φ_{mac} , moyennées par couche de longueur 50 ul sont donnés en annexe 8 pour chaque simulation.

8.2.1 Méthode d'obtention des variables liées à l'écoulement

Pour chaque simulation d'infiltration on calcule à chaque pas de temps la *teneur en fluide en fonction de la profondeur* $\theta(z_i, t_i)$, en faisant la distinction entre la teneur en fluide dans la microporosité $\theta_{mic}(z_i, t_i)$ et dans la fissure $\theta_{mac}(z_i, t_i)$. Le milieu est divisé en couches de 50 *ul* selon la profondeur. Pour chaque couche on calcule la valeur moyenne des teneurs en fluide moyennée sur 100 pas de temps. Ainsi, la teneur en fluide moyenne $\bar{\theta}$, de la microporosité ou de la fissure, est dans chaque couche égale à

$$\bar{\theta} = \frac{1}{100} \sum_{j=t_1}^{j=t_1+100} \frac{1}{50} \sum_{i=z_1}^{i=z_1+50} \theta(z_i, t_j) \quad [8.4]$$

La somme des teneurs en liquide de la microporosité et de la fissure donne la teneur en liquide totale:

$$\theta_{tot} = \theta_{mic} + \theta_{mac} \quad [8.5]$$

Les *stocks en fluide* sont calculés en fonction du temps par couche de profondeur 50 *ul*, respectivement pour la microporosité et pour la fissure. Les stocks sont approximatés par la teneur en fluide moyenne de la couche multipliée par l'épaisseur de celle-ci.

On calcule les *infiltrations cumulées* respectives par la même méthode que dans les milieux sans fissure (voir chapitre 7).

Les *hydrogrammes du flux* $q(t)$ en fonction du temps sont établis. Pour se faire on choisit un plan témoin de drainage à la profondeur $z_o = 100$ *ul* et on calcule le volume total du liquide traversant la surface totale de ce plan en l'unité du temps (flux).

8.3 Résultats et discussion

8.3.1 Observations qualitatives sur l'écoulement

Des images montrant une séquence d'infiltration dans chacun des milieux sont présentées en annexe 8 A. En *Figures 8.2* et *8.3* on montre comparativement une image d'infiltration

au même pas de temps pour chaque traitement.

Dans tous les cas, l'existence de la fissure a modifié *la dynamique de l'infiltration*. En effet, le front d'humectation qui dans le milieu sans fissure avance d'une façon homogène, s'infiltrer beaucoup plus rapidement dans la fissure que dans la microporosité. Tout autre variable étant par ailleurs égale, l'avancement du liquide dans la fissure est plus rapide sous la lame de liquide initiale la plus grande. De même, dans les deux milieux, l'avancement est d'autant plus rapide que le diamètre de la fissure est grand.

Le *type d'écoulement* dans la fissure est fonction du rapport entre la hauteur initiale de la lame et le diamètre de la fissure. Lorsque le diamètre de la fissure est plus grand que la hauteur initiale de la lame appliquée, on ne note jamais d'écoulement saturé. Le liquide glisse le long des parois de la fissure, de la phase vapeur occupant sa partie centrale. Des ondes se développent à la surface libre du liquide.

Lorsque la hauteur de la lame est supérieure au diamètre de la fissure, l'écoulement du liquide peut être décrit en trois phases. Une première phase correspondant à un écoulement saturé et très rapide, la fissure étant complètement remplie du liquide en arrière d'un front d'humectation. Une deuxième phase dans laquelle, en amont, le liquide glisse sur les parois, et la phase vapeur occupe sa partie centrale, la partie aval étant encore en écoulement saturé. Une troisième phase où n'existe plus qu'un glissement du liquide sur les parois, analogue à celui mis en évidence lorsque la hauteur initiale de lame est inférieure au diamètre de la fissure.

Dans les deux types d'écoulement, la vitesse d'avancement du front diminue avec le temps, l'infiltration latérale de la fissure vers la microporosité se développant. Dans la *microporosité*, et à une certaine distance de la fissure, le liquide s'infiltrer comme dans le milieu sans fissure, l'humectation du milieu ne résultant ici que de l'infiltration verticale.

Comme cela a été indiqué précédemment, il existe également dans la microporosité au voisinage des parois mouillées de la fissure, une *infiltration latérale*. Cette infiltration latérale n'est pas instantanée. Elle apparaît toujours avec un certain temps de retard par rapport au temps de passage du front d'humectation de la fissure. Ce décalage entre le temps de passage de ce front d'humectation en un point donné des parois de la fissure et l'apparition en ce point de l'infiltration latérale, est fonction croissante de la vitesse de l'écoulement dans la fissure, donc de son diamètre pour une lame donnée.

Figure 8.2: Images des simulations d'infiltration au pas de temps 2000 ut respectivement pour le milieu 1 sans fissure et avec une fissure de diamètre $30 \sqrt{3}/2$, $60 \sqrt{3}/2$ et $90 \sqrt{3}/2$ ul pour $H_0=70$ ul (à gauche) et $H_0=140$ ul (à droite).

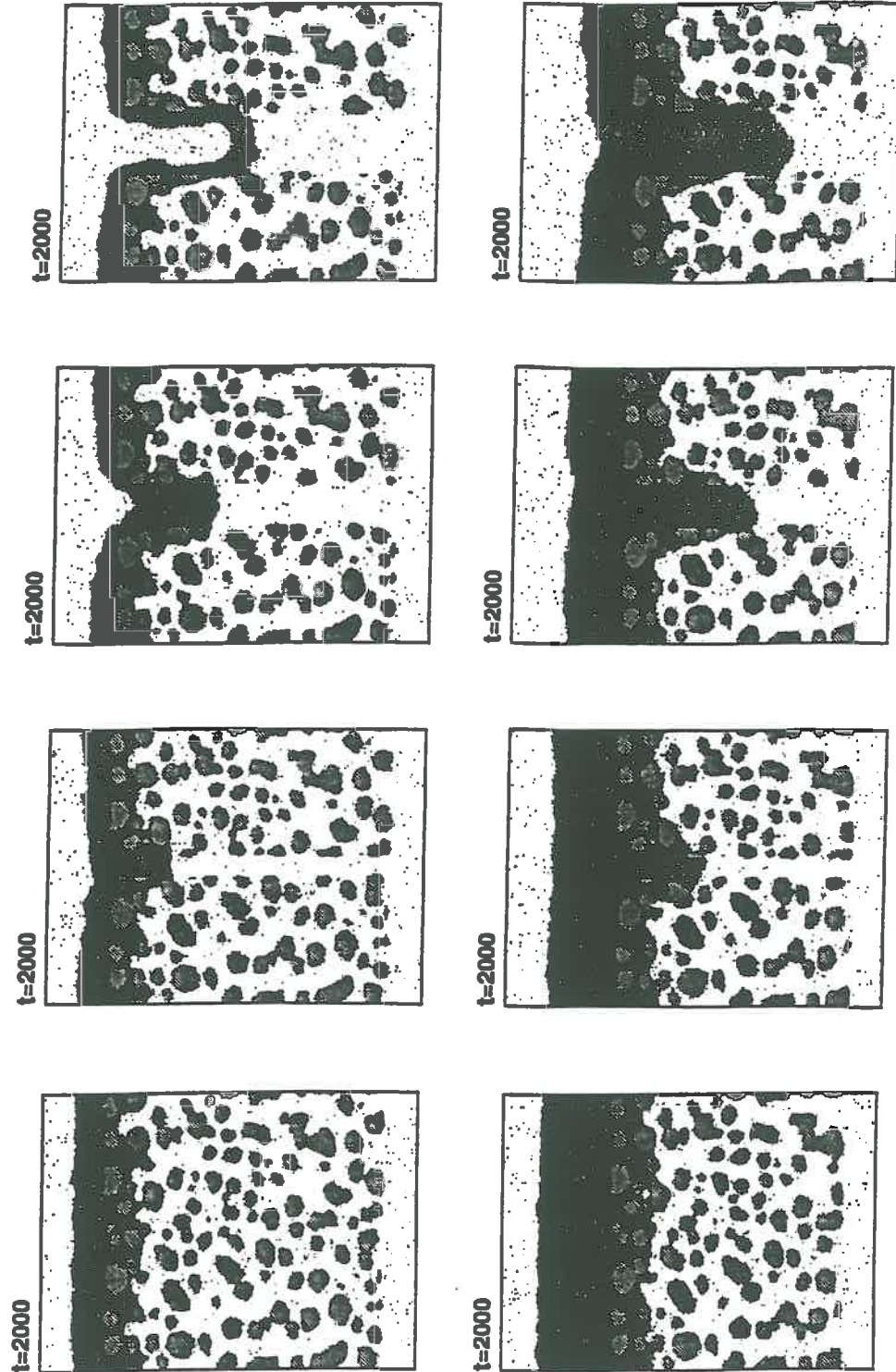
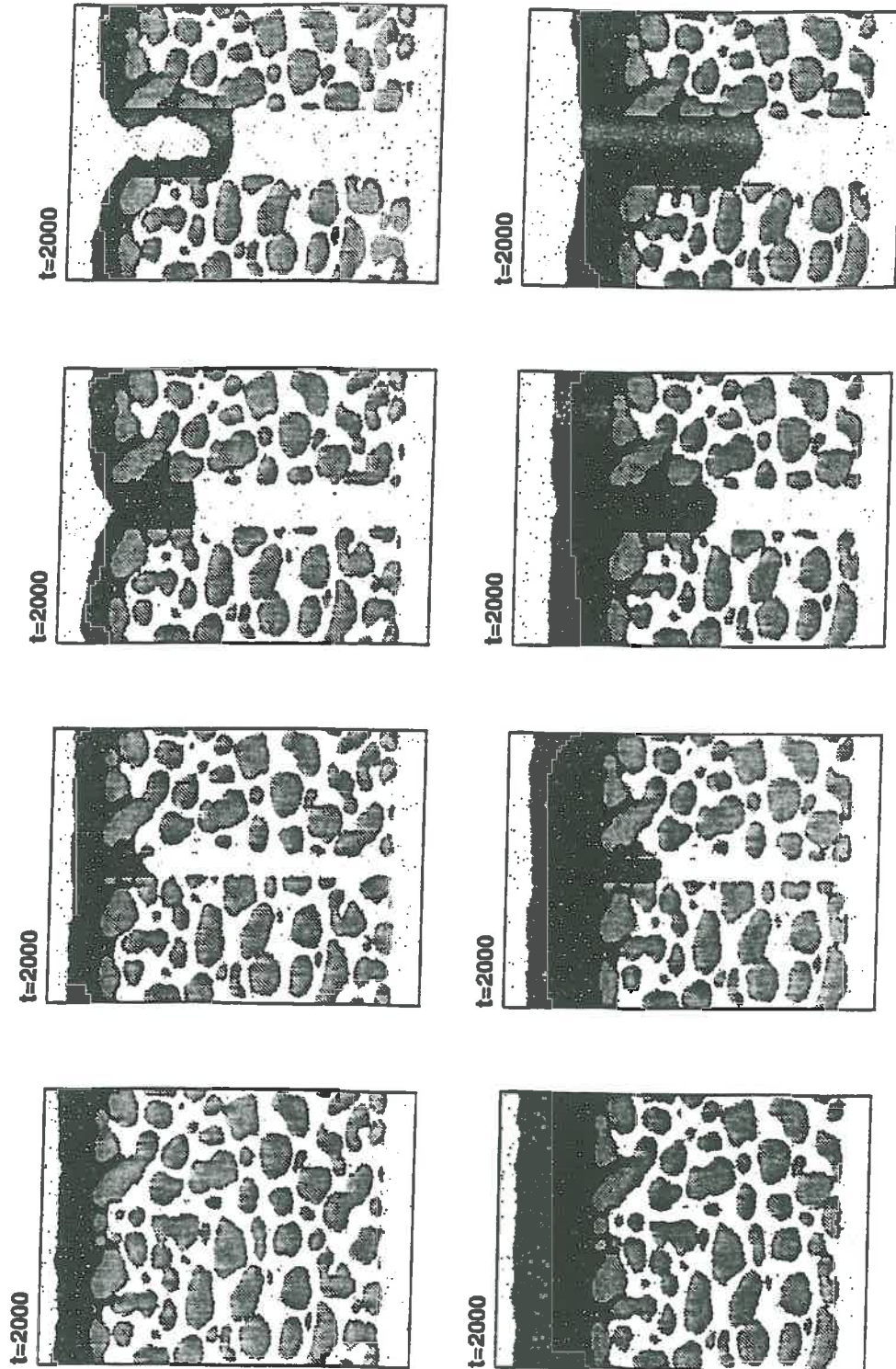


Figure 8.3: Images des simulations d'infiltration au pas de temps 2000 ut respectivement pour le milieu 2 sans fissure et avec une fissure de diamètre $30 \sqrt{3}/2$, $60 \sqrt{3}/2$ et $90 \sqrt{3}/2$ ul pour $H_0=70$ ul (à gauche) et $H_0=140$ ul (à droite).



Le liquide s'infiltré latéralement sur une épaisseur d'autant plus grande que le temps de contact du liquide sur la paroi de la fissure est grand. Ceci produit un *front d'humectation incurvé dans la microporosité*, comme montré en *Figure 8.4 a*. Ce front se modifie avec le temps. Quand la fissure est vide le liquide se redistribue, le front devenant comme montré en *Figure 8.4 b*.

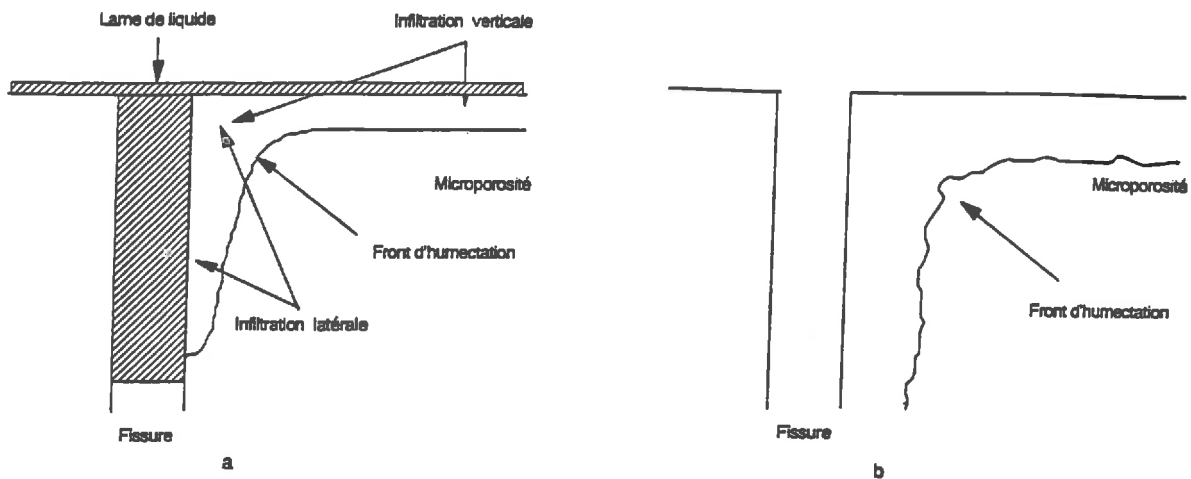


Figure 8.4: Schématisation de l'avancement du front d'humectation dans un milieu poreux avec une fissure a) pendant que la fissure conduit du liquide b) après vidange de la fissure et un temps de redistribution

8.3.2 Analyse comparative de l'infiltration cumulée

En *Figure 8.5 (A, B, C et D)* on présente les courbes d'infiltration cumulée en fonction du temps pour les deux milieux avec et sans fissure, les trois diamètres de fissure étant considérés, et pour les deux lames initiales de 70 et 140 μl .

On observe que quand la lame initiale est petite (*Figs. 8.5 A et C*), les volumes de liquide conduits par les deux plus grandes fissures ne varient que peu. En effet, la plupart du temps, cet écoulement étant non saturé, le volume du liquide transporté par la fissure dépend de la lame appliquée et non de la largeur de la fissure. Inversement, quand la lame de liquide

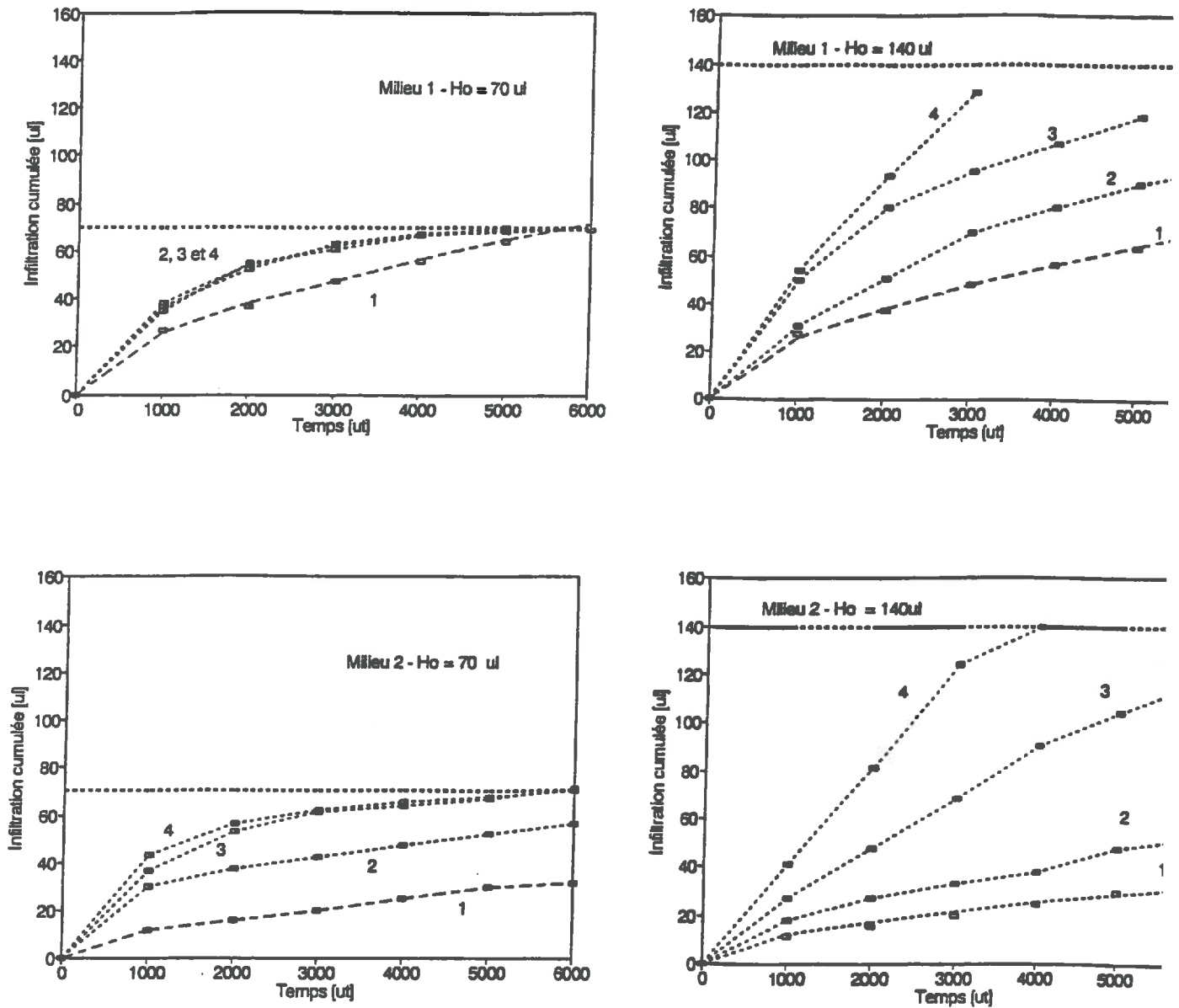
n'est pas limitante (*Figs. 8.5 B et D*), les grandes fissures, en se saturant, conduisent des volumes de liquide d'autant plus importants que leur diamètre est grand. Aucune des deux lames appliquées n'étant limitantes pour la petite fissure, sa contribution à l'infiltration est similaire dans les deux cas.

L'effet des différentes conductivités hydrauliques de la microporosité est marqué sous la petite lame. Dans le milieu 1, où la conductivité hydraulique saturée de la microporosité est plus élevée que dans le milieu 2, la contribution de l'infiltration cumulée due à la fissure est moins importante que dans le milieu 2 (*Figs. 8.5 A et C*). Ainsi, par exemple, les rapports de l'infiltration cumulée en milieu fissuré à l'infiltration en milieu non fissuré sont respectivement égaux à 1.8, 2.6 et 3.7 en présence des fissures de $30 \sqrt{3}/2$, $60 \sqrt{3}/2$ et $90\sqrt{3}/2$ μl pour le milieu 2, ces rapports étant égaux à 1.7 dans les trois cas pour le milieu 1. Cet effet du milieu n'est pas observé quand la lame initiale n'est pas limitante (*Figs. 8.5 C et D*).

Cette analyse quantitative est en accord avec l'analyse qualitative et confirme les conclusions suivantes:

- Quand les caractéristiques hydriques de la microporosité sont les mêmes, l'infiltration cumulée est sous la dépendance des deux facteurs que sont la hauteur de lame appliquée et le diamètre de la fissure et de leur rapport. Deux régimes différents peuvent être établis:
 1. Lame d'eau limitante par rapport au diamètre de la fissure: l'infiltration cumulée est commandée par la lame
 2. Lame d'eau non limitante par rapport au diamètre de la fissure: c'est le diamètre de la fissure qui contrôle l'infiltration.
- L'effet du milieu se traduit comme, dans le milieu sans fissure, par une conduction globale plus rapide pour le milieu qui présente une conductivité hydraulique plus élevée. Quand la lame est limitante, une microporosité plus conductrice renforce l'effet de la lame contrôlant l'effet de la fissure.

Figure 8.5: Infiltration cumulée en fonction du temps. 1: Milieu sans fissure, 2, 3 et 4: Milieux avec une fissure de $30\sqrt{3}/2$, $60\sqrt{3}/2$ et $90\sqrt{3}/2$ ul, respectivement



8.3.3 Analyse des hydrogrammes de drainage et leur interprétation à l'aide des profils de teneur en eau dans les fissures

En *Figure 8.6* on présente les hydrogrammes de drainage correspondant à l'ensemble de simulations faites. Le plan de drainage est fixé à la cote $z = 100 \text{ ul}$.

Etant donné qu'à cette profondeur et pour les pas de temps considérés, les hydrogrammes de drainage correspondant aux milieux sans fissure sont, dans tous les cas, identiquement nuls, le drainage est du exclusivement au liquide conduit par la fissure.

Dans les quatre cas, la croissance initiale des flux est d'autant plus importante que le diamètre de la fissure est grand et que la lame est importante. De même, cette phase de croissance est d'autant plus longue que le diamètre de la fissure est petit et que la lame est grande.

Quand la lame initiale appliquée est grande, la phase de tarissement se caractérise par une lente chute du débit. Sous petite lame, et notamment pour la grand fissure, la chute initiale du débit est très marquée et elle est suivie d'une phase de drainage lent. En présence de la petite lame la forme des hydrogrammes indique que la plus grande fissure transmet un pulse de liquide de grande amplitude pour par la suite se vider rapidement. Pour la fissure de taille intermédiaire les flux initialement moins importants sont plus étalés dans le temps. Les phases de tarissement présentent des allures similaires.

Pour la plus petite fissure dont le diamètre est de l'ordre du diamètre moyen des pores dans le milieu 1 et légèrement supérieure au diamètre moyen des pores du milieu 2, on constate que, si son comportement est moins marqué que dans le cas des deux autres diamètres de fissure, il conduit néanmoins plus rapidement que la microporosité. Il apparaît donc que la continuité verticale du pore joue un rôle primordial.

La forme des hydrogrammes est déterminée par le diamètre de la fissure et par la lame d'eau appliquée à la surface.

La forme des hydrogrammes de drainage peut être interprétée par l'évolution du degré de saturation de la fissure drainant à la même cote. Les profils du degré de saturation de la fissure en fonction de la profondeur pour chaque simulation, sont présentés en annexe 8 B. A titre d'exemple, on présente en *Figure 8.7*, pour le milieu 1 et $H_o = 70 \text{ ul}$, l'hydrogramme

Figure 8.6: Hydrogrammes de drainage à la cote $z = 100$ ul pour des diamètres de fissure de $30\sqrt{3}/2$, $60\sqrt{3}/2$ et $90\sqrt{3}/2$ ul (courbes 1, 2 et 3 respectivement), pour les deux milieux et les deux lames initiales.

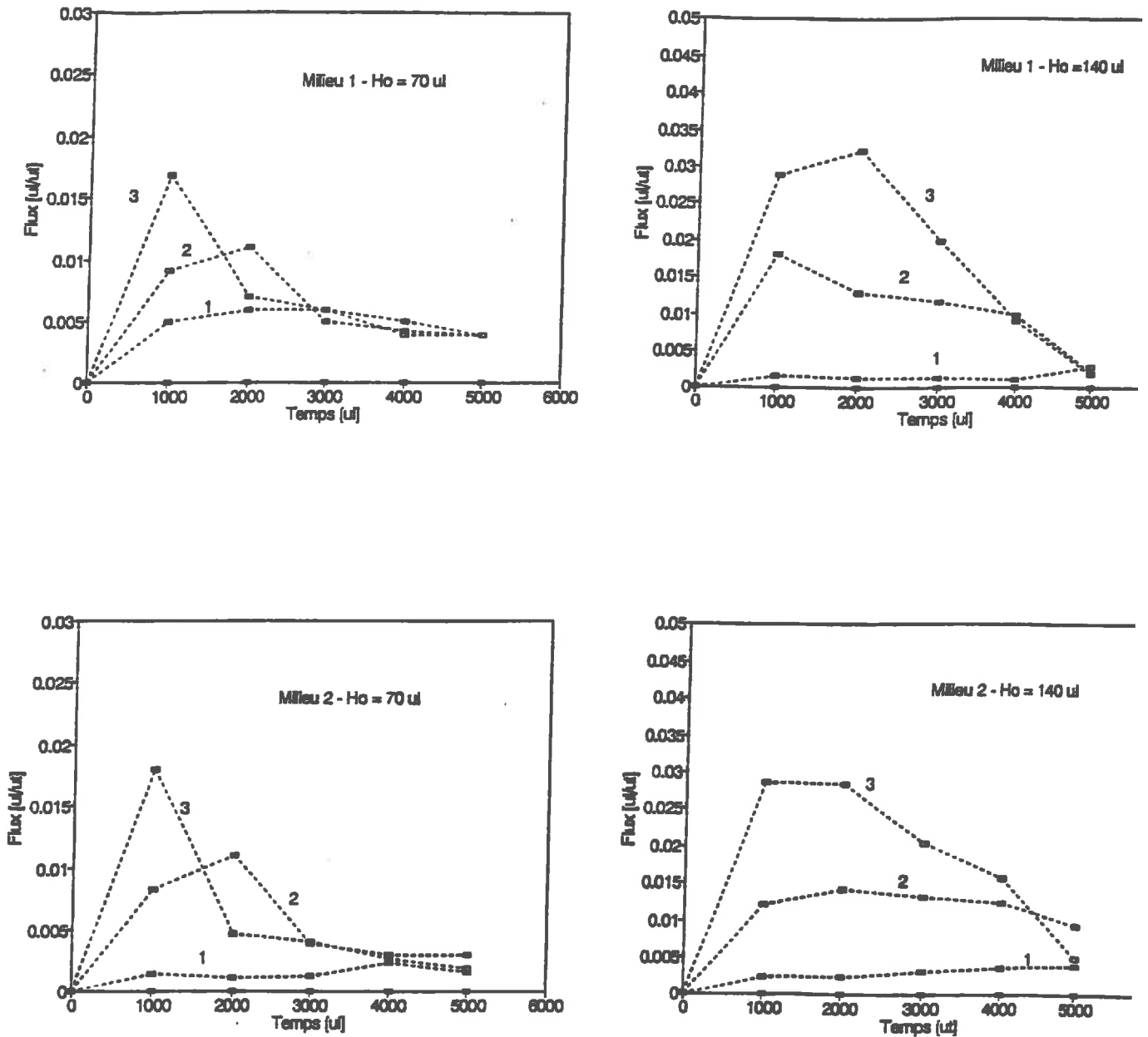
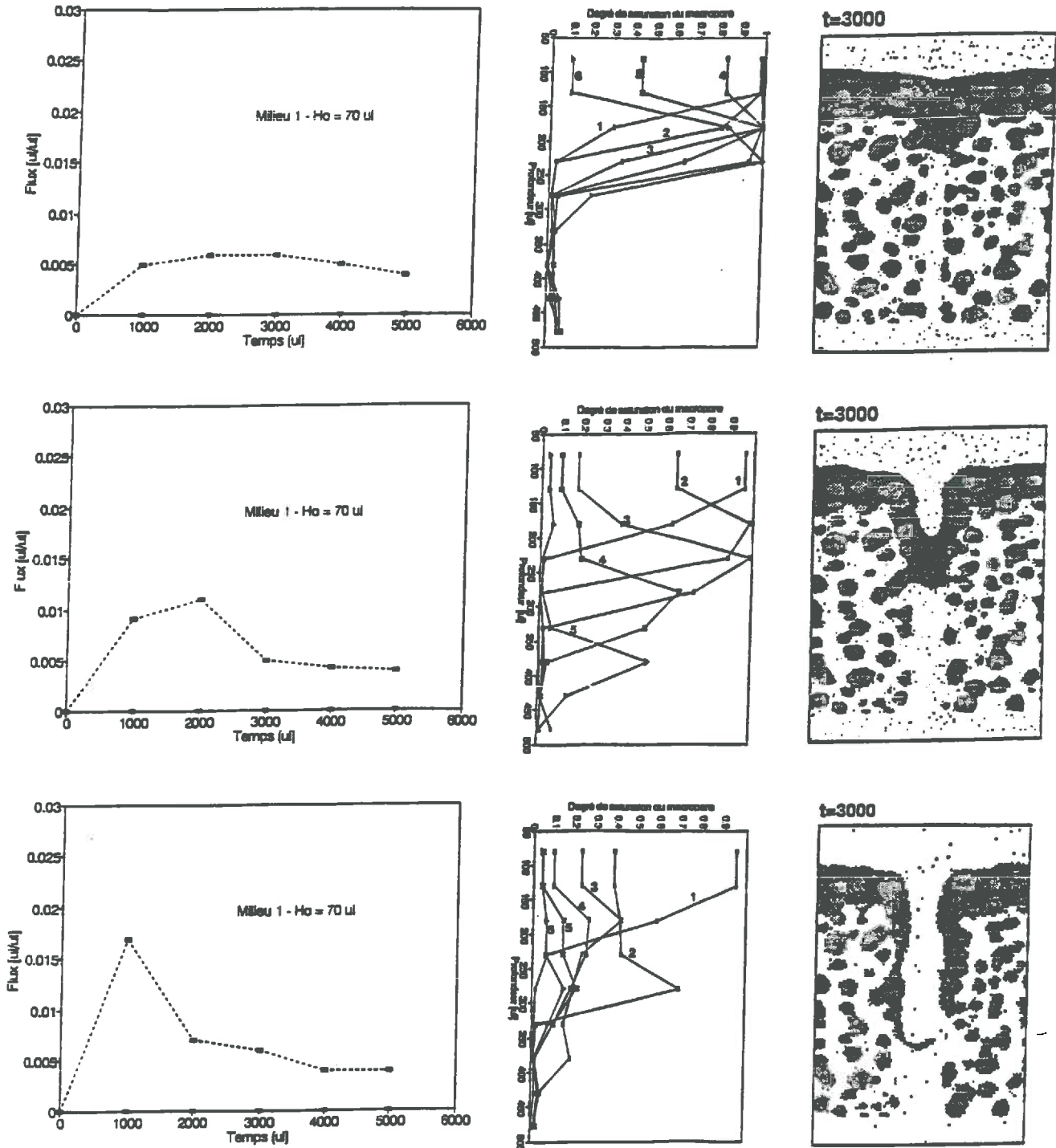


Figure 8.7: Hydrogrammes de drainage à la cote $z = 100$ ul. Degré de saturation de la fissure en fonction de la profondeur aux pas de temps 1000, 2000, 3000, 4000, 5000 et 6000 ut (courbes 1, 2, 3, 4, 5, et 6, respectivement) pour une lame initiale de 70 ul dans le milieu 1 avec une fissure de $30\sqrt{3}/2$, $60\sqrt{3}/2$ et $90\sqrt{3}/2$ ul (figures A, B et C, respectivement). Images correspondant de l'infiltration au pas de temps 3000 ut.



de drainage à la cote $z = 100\text{ ul}$, le degré de saturation du macropore et une image de l'écoulement au pas de temps 3000 ut pour chaque taille de fissure. Si l'on se place à la cote $z = 100\text{ ul}$ pour chaque fissure on peut analyser l'évolution temporelle de la saturation du macropore et les vitesses de vidange. Par exemple, en *Figure 8.7* on peut noter que les deux fissures de $90\sqrt{3}/2$ et $60\sqrt{3}/2\text{ ul}$, qui au pas de temps 1000 ut sont proches de la saturation, se trouvent respectivement au pas de temps 2000 ut à un degré de saturation de 40 et de 60%. En conséquence, la fissure la plus grande draine beaucoup plus rapidement que l'autre. Ceci explique la chute rapide de l'hydrogramme de la grande fissure par rapport à une descente plus lente dans le cas de la deuxième fissure.

Une quantification, dans le temps, de la conduction des fissures en fonction du diamètre et de la hauteur de la lame, que l'on pourrait relier à la forme des hydrogrammes obtenus à différentes cotes, s'avère à la fois possible et très intéressant. Si l'on peut obtenir une relation entre la géométrie, la distribution d'un ensemble de fissures dans le milieu, la lame appliquée et la forme des hydrogrammes à une profondeur donnée, cette étude pourrait contribuer à la prédiction des pertes par drainage dans des milieux fissurés réels. Ce travail est un des projections possibles qui ressort de cette première étude.

8.3.4 Analyse des profils de teneur en fluide et des stocks du liquide dans la microporosité

Les profils de teneur en fluide moyenne par couche de 50 ul de longueur de la microporosité et de la fissure pour les 12 expériences numériques sont présentés en annexe 8 A, ainsi que les stocks de fluide correspondants.

Dans tous les cas, le degré de saturation de la microporosité dans les premières couches du milieu est sensiblement inférieure à celui du milieu sans fissure au même pas de temps. En *Figure 8.8* on présente à titre d'exemple, un profil du degré de saturation de la microporosité du milieu 2 avec une fissure de diamètre $60\sqrt{3}/2\text{ ul}$ et du même milieu sans fissure au pas de temps 4000 ul . On observe que lorsque la couche supérieure de profondeur environ 220 ul est presque saturée dans le milieu sans fissure, ce degré de saturation n'atteint que 35% en présence de la fissure.

D'autre part, l'existence d'une infiltration latérale est évidente si l'on regarde la partie basse des profils, ces couches profondes ayant, dans ce cas entre 15 et 20% de la saturation pour le milieu fissuré.

En analysant l'évolution des stocks en fluide de la microporosité par couche par rapport à leur capacité de stockage, et en les comparant aux stocks mesurés dans le milieu sans fissure on confirme que, dans tous les cas, la saturation des couches de surface est atteinte beaucoup plus tard que dans le milieu sans fissure. Ce temps est plus long quand le diamètre de la fissure est grand.

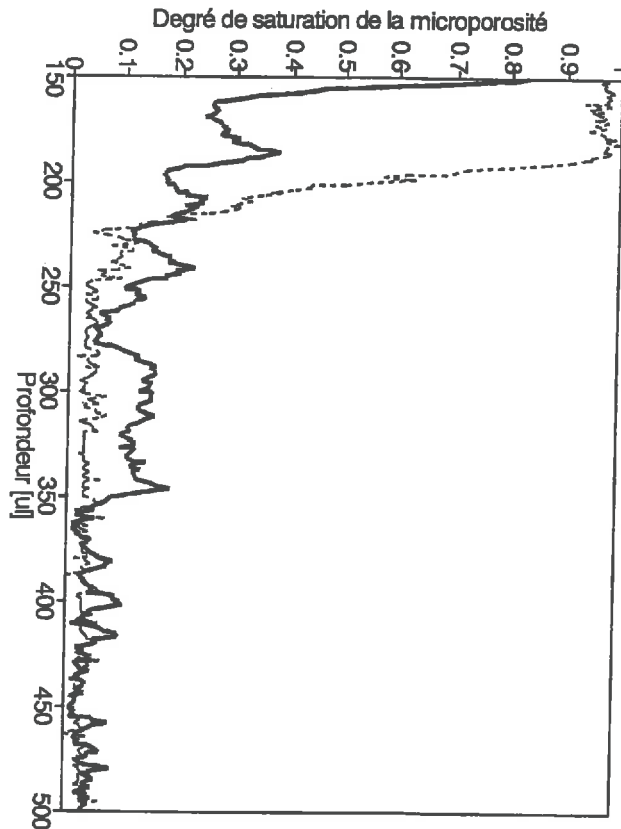


Figure 8.8: Degré de saturation en fluide de la microporosité en fonction de la profondeur pour le milieu 2 sans fissure (en trait pointillé), et pour le même milieu avec une fissure de diamètre $60\sqrt{3}/2$ ul (en trait continu), au pas de temps 4000 ut.

8.4 Conclusions partielles

Les simulations d'infiltration en milieu poreux fissuré réalisées avec le modèle LG ont permis de visualiser l'écoulement bimodal dû à la présence de la fissure dans le milieu. En effet, on a observé le drainage rapide dans les fissures et l'avancement lent du front d'humectation dans la microporosité.

Les effets de la présence de la fissure sur l'écoulement peuvent se résumer comme suit:

- La présence de la fissure altère l'évolution du front d'humectation, cette altération pouvant être décrite en deux temps:
 1. *Phase de conduction de la fissure:* Période pendant laquelle la fissure conduit. Le front avance très rapidement dans la fissure, cette vitesse diminuant avec le temps. Loin de la fissure, le front évolue comme dans le milieu sans fissure, mais la saturation de la microporosité est atteinte beaucoup plus tard. La durée de cette phase dépend du rapport lame appliquée-diamètre de la fissure. Au voisinage des parois mouillées de la fissure se développe de l'infiltration latérale vers la microporosité, ce phénomène devenant plus important avec le temps.
 2. *Phase de non conduction de la fissure:* La fissure est vide. Le front continue à évoluer dans la microporosité, du liquide se redistribuant toute au long des parois de la fissure.
- Le rapport de la hauteur de lame appliquée au diamètre de la fissure détermine la dynamique de l'infiltration, les caractéristiques hydriques de la microporosité n'étant déterminantes que sous des petites lames appliquées. Deux régimes d'écoulement peuvent donc être différenciés: l'un où la lame combinée aux caractéristiques hydriques de la microporosité contrôle la conduction dans les fissures, et l'autre où c'est le diamètre de la fissure qui est déterminant.

Ces résultats confirment un certain nombre d'hypothèses formulées par différents auteurs, au cours de ces dernières années, à la suite d'études indirectes sur des milieux fissurés réels, études par exemple de courbes d'élution des solutés ou de traçage, celles-ci étant cités dans le chapitre 2 de la présente thèse ou dans (Di Pietro, 1990)[29].

La contribution de l'étude présente est que

- d'une part, on peut, pour la première fois, visualiser l'ensemble de l'écoulement en MDP et quantifier sans difficulté ses diverses composantes,
- d'autre part, la facilité de générer des géométries différentes permet de quantifier la relation géométrie du milieu et sa réponse en drainage rapide. Cela devrait permettre l'établissement de lois simplifiées utilisables pour la prédiction du phénomène dans les milieux réels.

Chapitre 9

Conclusions et Perspectives

Les résultats obtenus et présentés dans cette thèse ont concerné l'étude de l'écoulement rapide de l'eau dans les sols non homogènes vis-à-vis des transferts liquides. On s'est essentiellement intéressé à la circulation de l'eau dans la macroporosité.

On a utilisé une approche théorique reposant sur des simulations numériques faites à l'aide du modèle liquide-gaz 2D avec des interactions à distance, qui est un modèle de gaz sur réseau.

La contribution de cette étude à l'avancement de la connaissance peut être évaluée dans deux domaines différents. Le premier est relatif à la physique de l'écoulement rapide en milieux poreux, le second concerne l'approche par les modèles de gaz sur réseau. Dans ce dernier domaine notre apport revêt deux aspects. L'un est l'étude des propriétés du modèle lui-même, l'autre est l'application de la méthode de gaz sur réseau comme outil d'étude des transferts en science du sol.

Concernant la *physique de l'écoulement rapide des liquides dans les milieux à double porosité*, un certain nombre d'observations et de résultats peuvent être rapportées.

On a déterminé que le rapport entre la lame d'eau appliquée à la surface du milieu et le diamètre du macropore contrôle le type d'écoulement dans la fissure, les modifications du front d'humectation lors de l'infiltration, l'infiltration cumulée dans le milieu et le drainage en profondeur. L'influence, sur ce phénomène, des caractéristiques de la microporosité, très différentes dans les deux milieux, semble limitée, les fissures conduisant tant que du liquide est disponible à la surface.

Concernant le volume du liquide transporté par les fissures deux régimes ont été différenciés: sous lame liquide non limitante, ce volume est contrôlé par la fissure et notamment par son diamètre; sous faible lame, le volume est contrôlé par la quantité de liquide disponible.

De même, lors de l'infiltration, deux périodes peuvent être différenciées: l'une lorsque la fissure est active et conduit, qui correspond à la phase de drainage et est à l'origine d'une infiltration latérale, l'autre lorsque la fissure est vide et qui correspond à la redistribution du liquide dans la microporosité.

On a mis en évidence que l'intensité de l'infiltration latérale vers la microporosité dépend de la vitesse d'avancement du front dans la fissure. On montre qu'il existe sur la paroi de la fissure un décalage entre la cote du front d'humectation de la fissure et celle de la limite inférieure de la surface où se développe l'infiltration latérale. Ce décalage est en fonction croissante de la vitesse d'écoulement dans la fissure. Ces observations sont à rapprocher de celles mises en évidence lors des expériences de traçage en sols réels, la vitesse relative de liquide dans la fissure pouvant être à l'origine du marquage ou non des parois des fissures.

Des limitations existent à la généralisation de ces résultats. En effet, si l'analogie des résultats obtenus lors des simulations à ceux obtenus dans un milieu réel similaire peut être garantie du fait du principe de similarité, l'analogie utilisée, un milieu et un écoulement bidimensionnel, et le faible nombre de cas étudiés limite néanmoins la généralisation des conclusions qui peuvent être avancées. On notera que cette étude se rapporte à des cas simples et particuliers, la diversité de forme, de quantité et de distribution de macropores n'ayant pas été prise en compte dans ces premières études, celles-ci ayant été conduites sur deux milieux de référence et une géométrie de fissure. Par ailleurs on a considéré le milieu comme rigide, les modifications de l'espace poral du fait de l'humectation n'étant pas prises en compte.

L'utilisation du modèle liquide-gaz a permis de confirmer certaines de ces propriétés. Il nous a permis, par exemple, une grande facilité de génération des géométries solides. L'avantage particulier de ce modèle est la possibilité de simuler deux phases fluides, une dense ayant des propriétés d'un liquide, l'autre légère, ayant les propriétés d'un gaz. Il est donc, particulièrement adapté à l'étude des écoulements en milieux poreux non saturé, bien qu'une attention particulière doive être portée au fait qu'il s'agit de deux phases d'une même espèce qui sont assimilées à deux phases réelles différentes, l'eau et l'air.

On a étudié le comportement hydrodynamique de la phase dense du fluide simulé dans différentes situations d'écoulement. Les résultats obtenus permettent d'affirmer que le modèle peut reproduire l'hydrodynamique d'un fluide réel, une limitation importante étant néanmoins à prendre en considération: le fluide simulé a une viscosité qui est une fonction croissante et non linéaire de la vitesse d'écoulement, cette relation n'existant pas pour les fluides réels. De fait, cette augmentation apparaît ne pas induire des déviations importantes sur l'écoulement du fluide par rapport à celui qui peut être prévu et testé en simulations à partir des lois de l'hydrodynamique, dans une intervalle de vitesses n'excédant pas une vitesse limite trouvée de 0.08 ul/ut . C'est ainsi qu'on a pu retrouver les profils paraboliques de vitesses prédits par la loi de Poiseuille, pour un écoulement saturé entre deux parois parallèles avec 15% d'incertitude, que l'on a pu vérifier la loi de Darcy pour une circulation de l'eau en milieu poreux saturé, et retrouver la solution de Philip à l'équation d'infiltration en milieu poreux non saturé. Qualitativement nos observations sur l'écoulement gravitaire entre deux parois planes, nous ont permis de retrouver le même type d'écoulement que celui que nous avons obtenu pour les mêmes conditions initiales en laboratoire avec des fluides réels ou que ceux obtenus par d'autres auteurs.

Concernant *la méthode de gaz sur réseau* comme outil d'étude des transferts en milieu poreux, on voudrait souligner que cette approche nous semble très puissante et particulièrement bien adaptée, notamment pour les domaines que nous avons ici abordés, domaines où d'autres méthodes, expérimentales ou théoriques, présentent d'importantes difficultés. Le fait d'utiliser un modèle bidimensionnel nous semble la limitation la plus importante. Cependant, depuis quelques mois, une version 3D de ce modèle est en train d'être mis au point à l'Ecole Normale Supérieure. Dans sa version actuelle il a déjà été observé la transition de phase en 3D.

Une *première orientation du travail* qui pourrait être développée, concernerait, d'une part, l'étude des propriétés hydrodynamiques de ce modèle 3D et, d'autre part, l'ajout à celui-ci d'une deuxième espèce. Il pourrait, dès lors, être utilisé pour modéliser les transferts couplés eau-soluté en milieu poreux.

Une *seconde orientation de recherche* possible concernerait l'application du modèle 3D à l'étude de l'écoulement rapide en milieux poreux bimodal dans l'optique initiée dans cette thèse. Notamment, l'étude des relations entre la forme et les caractéristiques des hydrogrammes de drainage obtenus dans des milieux où les caractéristiques de la microporosité et de la macroporosité sont très différentes, devrait pouvoir conduire à l'obtention de lois et de relations simplifiées permettant de prédire le drainage rapide dans les milieux réels. Il apparaît également possible de simuler les modifications de la géométrie solide du milieu poreux sous l'effet de sa variation de teneur en liquide. Ces relations étant obtenues, elles nécessiteront une validation sur le terrain pour différents milieux.

L'intérêt principal de ce travail, outre l'apport d'un ensemble de résultats ponctuels, réside dans le fait de montrer qu'un éventail important de possibilités de recherche dans le domaine de l'hydrodynamique des écoulements en milieux poreux et notamment l'écoulement rapide, peut être abordée dans l'avenir en utilisant avec une perspective réelle de succès, ce type d'approche. On est, cependant, conscient que notre contribution à l'effort général de recherche visant à la résolution des problèmes réels complexes liés notamment aux problèmes de pollution ou la protection de l'environnement, peut n'apparaître que comme ponctuelle. Les approches que nous développons sont cependant nécessaires à l'accroissement de la connaissance des phénomènes élémentaires visant à l'élaboration des modèles plus généraux intégrant la diversité de phénomènes constituant la problématique réelle. Le couplage de transferts d'eau et de solutés, par exemple, constituera un premier apport à cette intégration.

Bibliographie

- [1] APPERT C. Gaz sur réseau: Interactions à distance et transition de phase. Mémoire de DEA es Physique, Ecole Normale Supérieure - Paris, 1989.
- [2] APPERT C. AND ZALESKI S. . Dynamical liquid-gas phase transition. *Preprint*, 1992.
- [3] APPERT C. ZALESKI S. Lattice gas with liquid gas transition. *Phys. Rev. Lett.*, 64(1):1-4, 1990.
- [4] AUBERTIN G. Nature and extent of macropore in forest soils an their influence on subsurface water movement. *For. Serv.Res. Pap. NE(US)*, 192:33 p., 1971.
- [5] AURIAULT J.P. Mécanique des milieux hétérogènes. Document de formation Doctorale es Mécanique, INPG - UJF Grenoble, 1991.
- [6] BACHELARD S. *Quelques aspects historiques des notions de modèle et de justification des modèles*. In: Actes du Colloque *Elaboration et justification des modèles. Application en biologie*. Tome I. Présentés par P.Delattre et M.Thellier. Maloine, Paris, 1979.
- [7] BACHMAT Y. ET BEAR J. Macroscopic modelling of transport in porous media 1: The continuum approach. *Transport in Porous Media*, 1(3):357-413, 1986.
- [8] BAVEYE P. ET SPOSITO G. The operational significance of the continuum hypothesis in the theory of water movement through soils and aquifers. *Water Resources Research*, 20(5):521-530, 1984.
- [9] BEAR J. *Hydrodynamic Dispersion*. In: De Wiest R. ed. , *Flow in Porous Media*.

Academic Press, New York, 1969.

- [10] BEAR J. ET BACHMAT Y. *Introduction to modelling of transport phenomena in porous media*. Kluwer Academic Publishers, 1990.
- [11] BEVEN K. A distribution function model of channelling flow in soils based on kinematic wave theory. *Proceeding of the ISSS Symposium on Water and Solute movement in heavy clay soils*, pages 89–100, 1985.
- [12] BEVEN K. AND GERMANN P. . Macropores and water flow in soils. *Water Resources Research*, 18:1311–1325, 1982.
- [13] BEVEN K. ET CLARKE R. On the variation of infiltration into a homogeneous soil matrix containing a population of macropores. *Water resources Research*, 22(3):383–388, 1986.
- [14] BEVEN K. ET GERMANN P. . Water flow in soil macropores 2: A combined flow model. *J. of Soil Sci.*, 32:15–22, 1981.
- [15] BOUMA J. *Using soil morphology to develop measurements methods and simulation techniques for water movement in heavy clay soils*. In: Proceedings of the ISSS Symposium on Water and solute movement in heavy clay soils. ILRI Publication 37. Wageningen, 1984.
- [16] BOUMA J. Soil morphology and preferential flow along macropores. *Agricultural Water management*, 3:235–250, 1981.
- [17] BOUMA J. AND DEKKER L. . A case study on infiltration into dry clay soil I: Morphological observations. *Geoderma*, 20:27–40, 1978.
- [18] BOUMA J. ET ANDERSON J. Water and chloride movement through soil column simulating pedal soils. *Soil Sci. Soc. Am. J.*, 41:766–770, 1977.
- [19] BOUMA J. JONGERIUS A. BOERSMA O. JAGGER A. ET SCHONDERBERG D. The function of different types of macropore during saturated flow through four swelling soil horizons. *Soil Sci. Soc. Am. J.*, 41:945–950, 1977.
- [20] BREWER R. *Fabric and mineral analysis of soils*. John Wiley and Sons, 1964.
- [21] BROADWELL J. Study of rarefied shear flow by the discrete velocity method. *Journal of Fluid Mechanics*, 19(8):1243, 1964.
- [22] BUCKINGHAM E. On physically similar systems, illustration of the use of dimensional equations. *Phys. Rev. Ser. II*, 4:345–376, 1914.

- [23] BURGESS C. ZALESKI S. Buoyant mixtures of cellular automaton gases. *Complex Systems*, 1:31-50, 1987.
- [24] CHEN Z. ET YOU J. . The behavior of naturally fractured reservoirs including fluid flow in matrix blocks. *Transport in Porous Media*, 2(2):145-164, 1987.
- [25] CHILDS E. . An introduction to the physical basis of soil water phenomena. *John Wiley and Sons, London*, 1969.
- [26] DARCY H. *Les fontaines publiques de la ville de Dijon*. Dalmont, 1856.
- [27] D'HUMIÈRES D. ET LALLEMAND P. Lattice gas models for 3d hydrodynamics. *Europhys. Letters*, 2(4):291-297, 1986.
- [28] D'HUMIERES D. ET LALLEMAND P. Numerical simulation of hydrodynamics with lattice gas automata in two dimensions. *Complex Systems*, 1:599-632, 1987.
- [29] DI PIETRO L. . Transfert d'eau en milieu structuré: Analyse bibliographique, expérimentation et essai de caractérisation des écoulements. *Mémoire de DEA es Hydrologie, USTL Montpellier*, 1990.
- [30] DI PIETRO L. AND LAFOLIE F. Water flow characterization and test of a kinematic wave model for macropore flow in a highly contrasted and irregular double porosity medium. *J. of Soil Sci.*, 42(4):551-563, 1991.
- [31] DI PIETRO L. ET SUERO E. Calibración a campo de una sonda de neutrones para medición de humedad en un argiudol del sudeste bonaerense. *Ciencia del Suelo*, 1(1):93-94, 1983.
- [32] DI PIETRO L. MELAYAH A. ET ZALESKI S. Modelling water flow in unsaturated porous media by interacting lattice gas - cellular automata II: Infiltration. *Preprint - Water Resources Research*, 1993.
- [33] DYKHUIZEN R.C. A new coupling term for dual porosity models. *Water Resources Research*, 26(2):351-356, 1990.
- [34] EHLERS W. Observations on earthworm channels and infiltration on untilled loess soil. *Soil Sci.*, 119(3):242-249, 1975.
- [35] FIES J.C. Analyse de la répartition du volume des pores dans les assemblages argile-squelletes: Comparaison entre un modèle d'espace poral textural et les données fournies par la porosimétrie au mercure. *Agronomie*, 4:891-899, 1984.

- [36] FRIEDMAN S. ET MILLER C. *Ind. Eng. Chem.*, page 885, 1941.
- [37] FRISCH U. *A new strategy for hydrodynamics: Lattice gases. In: Proceedings II European Turbulence Conference.* Springer Verlag, Berlin, 1988.
- [38] FRISCH U. D'HUMIÈRES D. HASSLACHER B. LALLEMAND P. POMEAU Y. ET RIVET J. Lattice gas hydrodynamics in two and three dimensions. *Complex Systems*, 1:649-707, 1987.
- [39] FRISCH U. ET RIVET J. *C. R. Acad. Sci. Paris Serie II*, 303:1065, 1986.
- [40] FRISCH U. HASSLACHER B. AND POMEAU Y. Lattice gas automata for the Navier-stokes equation. *Phys. Rev. Letters*, 56:1505, 1986.
- [41] GATIGNOL R. Contribution à la théorie cinétique des gaz à repartition discrète des vitesses. *Lecture Notes in Physics*, 36:1-219, 1975.
- [42] GERMANN P. . Kinematic wave approximation to infiltration and drainage into and from soil macropores. *Transactions of the ASAE*, 28:745-749, 1985.
- [43] GERMANN P. Rapid drainage response to precipitation. *Hydrological Processes*, 1:3-13, 1986.
- [44] GERMANN P. The three modes of water flow through a vertical pipe. *Soil Sci.*, 144(2):153-154, 1987.
- [45] GERMANN P. ET BEVEN K. Kinematic wave approximation to infiltration into soils with sorbing macropores. *Water Resources Research*, 21(7):990-996, 1985.
- [46] GERMANN P. ET LEVY B. Groundwater response to precipitation. *EOS*, page 91, 1986.
- [47] GUENNELON R. *Transferts d'eau et de solutés en milieux fissurés. In: INRA eds. Les phénomènes de transfert dans les milieux poreux déformables.* 1987.
- [48] HARDY J. DE PAZZIS O. ET POMEAU Y. Molecular dynamics of a classical lattice gas: transport properties and time correlation functions. *Phys. Rev. A*, 13:1949-1961, 1976.
- [49] HILLEL D. Soil and water: Physical principles and processes. *Academic Press, New York*, 1974.
- [50] HILLEL D. ET BAKER R. A descriptive theory of fingering during infiltration into layered soils. *Soil Sci.*, 146(1):51-56, 1988.

- [51] HUBBERT M. Darcy's law and the field equations of flow of underground fluids. *Amer. Inst. Mining Met. Petrol. Eng. Trans.*, 207:222-239, 1956.
- [52] JARVIS N. ET LEEDS-HARRISON P. Modelling water movement in drained clay soils 1: Description of the model, sample output and sensivity analysis. *J. of Soil Sci.*, 38:487-498, 1987.
- [53] JURY W. ELABD H. ET RESKETS M. Field study of napropamide movement through unsaturated soil. *Water Resources Research*, 22:749-755, 1986.
- [54] KAPITZA P. *Wave flow of thin layers of a viscous fluid. In: Collected Papers of P. L. Kapitza - Vol II.* Pergamon Press, London, 1988.
- [55] LANDAU L. ET LIFSCHITZ E. *Mécanique des fluides.* MIR, 1971.
- [56] LANDAU L. ET LIFSCHITZ E. *Statistical Physics.* Pergamon Press, 1978.
- [57] LAWES J. GILBERT J. ET WARINGTON R. *On the amounts and composition of the rain and drainage waters collected at Rothamsted.* William Cloves ans Sons, 1882.
- [58] LE GUDAYER H. ET MOULIN T. Théorie des automates et applications en biologie. Rapport de la A.M.T.B. 11, Ecole d'Automne de Biologie Theorique, 1983.
- [59] LIFCHITZ E. ET PITAEVSKI L. *Course of theoretical physics: Statistical Mechanics.* Pergamon Press, 1980.
- [60] LIGHTHILL M. WHITMAN F. ET WHITMAN G. On the kinematic waves 1: Flood movement in long rivers. *Proc. Royal Soc. London - Serie A*, pages 281-316, 1955.
- [61] MC NAMARA G. ET ZANETTI G. Direct measure of viscosity in a lattice gas model: Cellular automata 86. Tech. rep. tm 317, MIT Lab for Computer Science, 1986.
- [62] MELAYAH A. Etude numérique de l'évaporation dans les milieux poreux par la méthode des gaz sur réseau. Mémoire de DEA es hydrologie, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 1990.
- [63] MILLER R. LOW P. Threshold gradient for water flow in clay systems. *Soil Sci. Soc. Am. Proc.*, 27:605-609, 1963.
- [64] MILLY P. Advances in modelling of water transport in the unsaturated zone. *Transport in Porous Media*, 3:491-514, 1988.

- [65] NIELSEN D. JACKSON R. CARY E. ET EVANS D. *Soil water*. American Society of Agronomy - SSSA, 1972.
- [66] NIELSEN D. VAN GENUCHTEN M. AND BIGGAR J. Water flow and solute transport processes in the unsaturated zone. *Water Resources Research*, 22(9):89-108, 1986.
- [67] PERELOMOVA N. ET TAGUIEVA M. *Problemas de cristalofísica*. Editorial MIR, 1975.
- [68] PHILIP J. The theory of infiltration 1: The infiltration equation and its solution. *Soil Sci.*, 83:345-357, 1957.
- [69] POT V. Utilisation des gaz sur réseau dans l'étude de l'évaporation en milieux poreux. Mémoire de DEA es Hydrologie, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 1991.
- [70] POT V. APPERT C. MELAYAH A. ROTHMAN D. ET ZALESKI S. Modelling water flow in unsaturated porous media by interacting lattice gases - cellular automata I: Evaporation. *Preprint.*, 1993.
- [71] QUINTARD M. ET WHITAKER S. Two phase flow in heterogeneous porous media: The method of large scale averaging. *Transport in Porous Media*, 3(4):16-18, 1988.
- [72] QUISENBERRY V. ET PHILLIPS R. Displacement of soil water by simulated rainfall. *Soil Sci. Soc. Am. J.*, 42:675-679, 1978.
- [73] RENAULT P. Etude et modélisation du coefficient de diffusion en phase gazeuse en fonction de la morphologie de l'espace poral textural des sols cultivés. Thèse es. Mécanique Fondamentale et Appliquée, Institut National Polytechnique de Toulouse, 1988.
- [74] REYNOLDS E. The percolation of rainwater through soil demonstrated by fluorescent dyes. *J. of Soil Sci.*, 17(1):127-132, 1966.
- [75] RICHARDS L. Capillary conduction of liquids through porous medium. *Physics*, 1:318-333, 1931.
- [76] RIVET J. Simulation d'écoulements tridimensionnels par la méthode des gaz sur réseau. *C. R. Acad. Sci. Paris Serie II*, 305:751-756, 1987.
- [77] RIVET J. Hydrodynamique par la méthode des gaz sur réseaux. Thèse es sciences Physiques, Université de Nice, 1988.
- [78] ROTHMAN D. *Lattice gas automata for immiscible two phase flow*. In: R. Monaco ed.

Discrete Kinetic Theory, Lattice Gas Dynamics and Foundations of Hydrodynamics. World Scientific, Singapore (1989).

- [79] ROTHMAN D. Cellular automaton fluids: A model for flow in porous media. *Geophysics*, 53(4):509-518, 1988.
- [80] ROTHMAN D. ET KELLER J. *Journal Stat. Phys.*, 52:1119, 1988.
- [81] ROTHMAN D. ET ZALESKI S. Spinodal decomposition in a lattice gas automaton. *J. Phys. France*, 50:2161-2174, 1989.
- [82] SAEZ A.E. OTERO C.J. ET RUSINEK . The effective homogeneous behaviour of heterogeneous porous media. *Transport in porous media*, 4:213-238, 1989.
- [83] SCHUMACHER W. Der Physic des Bodems. *J. of Hydrology*, 79:115-122, 1864.
- [84] SERRA J. *Image analysis and mathematical morphology*. Academic Press, 1982.
- [85] SMETTEM K. ET COLLIS-GEORGE N. . The influence of cylindrical macropores on steady state infiltration in a soil under pasture. *J. of Hydrology*, 79:107-144, 1985.
- [86] SMITH M. THOMAS G. WHITE R. ET RITONGA D. Transport of escherichia coli through intact and disturbed columns of soils. *J. Environ. Qual.*, 14:87-91, 1985.
- [87] STENGEL P. Utilisation de l'analyse des systèmes de porosité pour la caractérisation de l'état physique du sol in situ. *Ann. Agron.*, 30(1):27-51, 1979.
- [88] SWARTZENDRUBER D. Non darcy behavior in liquid saturated porous media. *J. Geophys. Res.*, 67:5205-5213, 1962.
- [89] THOMAS G. AND PHILLIPS R. Water movement in macropores. *Journal of Environmental Quality*, 8:149-152, 1979.
- [90] THOMAS G. PHILLIPS E. ET QUISENBERRY V. Characterization of water displacement in soils using simple chromatographic theory. *J. Soil Sci.*, 29:32-37, 1978.
- [91] THOM R. *Modélisation et scientificité*. In: Actes du Colloque *Elaboration et justification des modèles. Application en biologie*. Tome I. Présentés par P.Delattre et M.Thellier. Maloine, Paris, 1979.
- [92] TILLOTSON P. ET NIELSEN D. Scale factors in soil science. *Soil Sci. Soc. of Am. J.*, 48(5):953-959, 1984.
- [93] TOPP G. ET DAVIS J. . Detecting infiltration of water through soil cracks by time domain reflectometry. *Geoderma*, 26:13-23, 1981.

- [94] VAN DER TAK AND GRISMER M. . Irrigation, drainage and soil salinity in cracking soils. *Transactions of the ASAE*, 30(3):740-770, 1987.
- [95] VAN GENUCHTEN M. ET JURY W. Progress in unsaturated flow and transport modeling. *Reviews of Geophysics*, 25(2):135-140, 1987.
- [96] VON NEUMANN J. *Theory of Self-Reproducing Automata*. Edited by A.W.Burks, University of Illinois Press, Urbana, 1966.
- [97] WANG J. ET NARASHIMAN T. Hydrologic mechanisms governing fluid flow in a partially saturated, fractured porous media. *Water Resources Research*, 21(12):1861-1874, 1985.
- [98] WATSON K. ET LUXMOORE R. Estimating macroporosity in a forest watershed by use of tension infiltrometers. *Soil Sci. Soc. Am. J.*, 50:578-582, 1986.
- [99] WOLFRAM S. Cellular automata as models of complexity. *Nature*, 311:419-424, 1984.
- [100] WOLFRAM S. Cellular automaton fluids 1: Basic theory. *Journal of Statistical Physics*, 45(3/4):471-526, 1986.

ANNEXES

- Annexes au Chapitres 4 et 5 - A

Commentaires sur la mise en oeuvre informatique des modèles de gaz sur réseau

Le développement assez rapide de la recherche sur des modèles de gaz sur réseau est dû en grande partie aux facilités de mise en oeuvre informatique. En effet, on peut atteindre des résolutions très élevées et une grande efficacité dans l'utilisation de la mémoire. L'algorithme étant totalement parallèle est d'exploitation très facile (*Doolen, 1988*)[3]. Ces modèles peuvent être implantés dans

1. des machines parallèles (du type CRAY, CRAY II, CRAY X/MP, etc.),
2. des machines ordinaires allant jusqu'aux microordinateurs,
3. des machines spécialement conçues.

L'information de la configurations de 9 sites d'un réseau 2D peut être stockée dans un mot-machine de 64 bits d'une station CRAY. Sur un CRAY X/MP comme celui de Los Alamos National Laboratory aux Etats Unis, l'information de 5×10^9 sites peut être traitée avec une vitesse de mise à jour de 3×10^8 sites par seconde pour un réseau 2D constitué de $800\,000 \times 50\,000$ sites.

Les performances sur d'autres machines sont variables selon le type de réseau (2D ou 3D), la façon de coder l'information et les caractéristiques de la machine.

Les machines spécialement construites associent chaque microprocesseur élémentaire à un site du réseau. En France, à l'Ecole Normale Supérieure de Paris, *Cloquer et D'Humières (1987)* [2] ont construit des prototypes, la série RAP (Réseau d'automates programmables). Le RAP1 comporte 256×256 sites de 16 bites, les collisions étant faites au moyen de tableaux de « look-up »¹ de 169×2^{16} bits opérant séquentiellement sur les sites. Le RAP2 peut travailler avec quelques milliers de sites dans les deux directions. Le RAP3, en étude, est conçu pour travailler en 3D. Aux Etats Unis, dans le Massachusetts Institut of Technology, une machine spécifique pour travailler avec $512 \times 512 \times 512$ est en train d'être construite.

Sur les ordinateurs non spécifiques, le stockage de l'information peut se faire selon une des deux méthodes suivantes:

¹Tableau qui fait correspondre chaque configuration avant la collision à une autre après la collision

1. L'information est stockée dans des mots-machine selon les directions du réseau. Cette méthode est bien adaptée à l'utilisation des règles de collision avec des commandes logiques.
2. L'information est stockée dans des mots-machine selon les sites du réseau. Cette méthode s'adapte mieux à l'utilisation des tableaux de « *look-up* » pour des règles de collision, mais elle est moins efficace en utilisation de mémoire.

La recherche sur l'optimisation informatique de ces modèles est en plein développement. Plusieurs disciplines scientifiques sont particulièrement attentives à ces développements, notamment

- la dynamique moléculaire car elle considère la méthode des gaz sur réseau comme une stratégie utilisant un minimum de bits pour résoudre les équations de mouvement de Newton pour des systèmes avec beaucoup de particules,
- la mécanique statistique qui est face à un outil puissant pour approfondir les études sur la relation micro-macro-dynamique,
- l'informatique, pour laquelle la méthode représente une amélioration des performances et des vitesses des « *hardwares* » parallèles.

Le codage du modèle

Le programme du modèle est écrit en langage C. Le stockage de l'information est fait suivant la deuxième méthode mentionnée dans la section 4.8 du chapitre 4. La configuration d'un site est codée par un mot-machine de 8 bits. Chacune des six directions est identifiée par une étiquette (A, B, C, D, E et F) comme il est montré en *Figure 1*. Les étiquettes G et S correspondent respectivement à la présence d'une particule au repos et au solide.

Chaque adresse du mot-machine est destinée à garder l'information concernant une direction, une particule au repos ou le solide. Ainsi, par exemple, l'adresse la plus à gauche du mot-machine vaudra 1 si la direction F est occupée par une particule et 0 dans le cas contraire; l'adresse la plus à droite sera 1 si le site est solide et 0 dans le cas contraire.

L'association de chaque étiquette à une adresse est réalisée au moyen de macros définies par le préprocesseur C.

L'information du réseau entier est gardée dans un tableau unidimensionnel, chaque élément du tableau étant la configuration d'un site c'est à dire un mot-machine de 8 bits.

L'étape de propagation s'effectue directement sur ce tableau, huit opérations logiques réorganisant les bits étant appliquées sur chaque mot-machine à chaque pas de temps.

La configuration initiale des particules se fait au hasard en ne tenant compte que de la densité choisie.

L'étape de collision est définie par un tableau faisant correspondre à chaque configuration de départ une configuration de sortie. Toutes les combinaisons possibles vérifiant les lois de conservation sont répertoriées. Quand deux configurations de sortie sont possibles on les stocke dans deux tableaux différents.

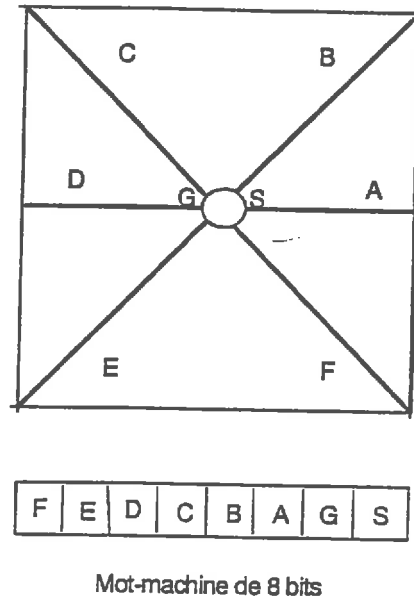


Figure 1: Configuration informatique d'un site

Dans ce cas, le programme principal appellera une de deux configurations de sortie possibles selon les options décrites dans la section 7.1, options que l'on peut choisir au préalable, soit déterministe, soit pseudo-aléatoire ou aléatoire.

Les interactions à distance sont décrites par un tableau faisant correspondre la configuration initiale d'une paire de sites, codée sur un mot-machine de 16 bits, à une configuration de sortie.

Sur une station informatique Sparc Sun 2, le modèle ainsi codé, peut contenir l'information simultanée d'environ 800×800 sites, et la vitesse de traitement de l'information est de l'ordre de 10000 sites par seconde.

Annexes au Chapitres 4 et 5 - B

Quelques propriétés du modèle LG à interactions maximales.

(Données prises dans Appert et Zaleski (1992)[1])

Modèle	r	σ	ν_L
A	3	0.25 ± 0.03	1.2 ± 0.2
A	5	1.53 ± 0.03	3.1 ± 0.1
A	7	1.92 ± 0.03	5.1 ± 0.1
B	3	0.32 ± 0.03	1.17 ± 0.04
C	3	0.02 ± 0.03	1.7 ± 0.2

Notation:

r: distance d'interaction

σ : coefficient de tension de surface

ν_L : viscosité cinématique du liquide calculée par l'amortissement d'une onde sinusoidale

References

- [1] APPERT C. AND ZALESKI S. . Dynamical liquid-gas phase transition. *Preprint*, 1992.
- [2] CLOQUER A. ET D'HUMIERES D. *Complex Systems*, 1:584, 1987.
- [3] DOOLEN G. What can we hope for from cellular automata? Workshop, 1988.

Annexe au Chapitre 6 : A

Expériences numériques pour établir la durée des régimes transitoires pour l'écoulement entre des parois planes

Taille du réseau utilisé : $192 \times 96\sqrt{3}/2$

Force de gravité par unité de volume $\mathcal{F}_\beta = 0.0024 \text{ um}/u^2 u t^2$

Notation:

$\langle u(t) \rangle$: Vitesse moyenne par particule à chaque pas de temps, calculée sur l'ensemble N_s de sites et sur 5 répétitions.

$\langle u \rangle$: vitesse moyenne par particule en régime permanent calculée par

$$\langle u \rangle = \frac{1}{4000} \sum_{t=1000}^{t=5000} \langle u(t) \rangle$$

N_s : nombre total de sites occupés par le liquide

L : largeur du canal utilisée

Paramètres des expériences:

Exp. N°	$L[\text{ul}]$	N_s	$\langle u \rangle \pm STD_{\langle u \rangle}$	EV [%]
1	$21\sqrt{3}/2$	3620	0.020 ± 0.004	23.0
2	$31\sqrt{3}/2$	5430	0.038 ± 0.004	11.2
3	$41\sqrt{3}/2$	7240	0.061 ± 0.002	4.0
4	$51\sqrt{3}/2$	9050	0.083 ± 0.003	3.5
5	$61\sqrt{3}/2$	10860	0.107 ± 0.003	2.8
6	$81\sqrt{3}/2$	14480	0.150 ± 0.002	1.5

Annexe au Chapitre 6 : A - Expérience 1

	$\sigma(\lambda)$	STD	$\sigma(\lambda)$	STD	$\sigma(\lambda)$	STD	$\sigma(\lambda)$	STD	$\sigma(\lambda)$	STD
10	0.010	0.003	510	0.024	0.005	1010	0.026	0.006	1510	0.016
20	0.012	0.003	520	0.024	0.005	1020	0.030	0.007	1520	0.0151
30	0.013	0.003	530	0.020	0.004	1030	0.030	0.007	1530	0.0179
40	0.019	0.005	540	0.022	0.004	1040	0.024	0.006	1540	0.0176
50	0.018	0.005	550	0.018	0.004	1050	0.026	0.006	1550	0.0246
60	0.023	0.006	560	0.027	0.006	1060	0.026	0.006	1560	0.0228
70	0.020	0.005	570	0.027	0.006	1070	0.021	0.005	1570	0.0289
80	0.024	0.006	580	0.023	0.005	1080	0.016	0.004	1580	0.0227
90	0.025	0.006	590	0.023	0.005	1090	0.018	0.004	1590	0.0175
100	0.021	0.005	600	0.022	0.005	1100	0.018	0.004	1600	0.0142
110	0.023	0.006	610	0.022	0.005	1110	0.019	0.005	1610	0.0193
120	0.022	0.006	620	0.021	0.005	1120	0.016	0.005	1620	0.0219
130	0.028	0.007	630	0.020	0.004	1130	0.019	0.005	1630	0.0169
140	0.027	0.007	640	0.020	0.004	1140	0.023	0.005	1640	0.0114
150	0.025	0.006	650	0.022	0.005	1150	0.026	0.006	1650	0.0138
160	0.020	0.005	660	0.018	0.004	1160	0.019	0.005	1660	0.0110
170	0.023	0.006	670	0.024	0.005	1170	0.019	0.005	1670	0.0209
180	0.018	0.004	680	0.013	0.003	1180	0.018	0.004	1680	0.0213
190	0.019	0.004	690	0.017	0.004	1190	0.017	0.004	1690	0.0217
200	0.018	0.004	700	0.020	0.004	1200	0.017	0.004	1700	0.0139
210	0.023	0.006	710	0.022	0.005	1210	0.018	0.005	1710	0.0187
220	0.018	0.005	720	0.021	0.005	1220	0.021	0.005	1720	0.0163
230	0.018	0.004	730	0.024	0.005	1230	0.014	0.003	1730	0.0166
240	0.019	0.005	740	0.024	0.005	1240	0.010	0.002	1740	0.0169
250	0.022	0.005	750	0.030	0.007	1250	0.014	0.003	1750	0.0156
260	0.020	0.005	760	0.032	0.007	1260	0.016	0.004	1760	0.0158
270	0.016	0.004	770	0.024	0.005	1270	0.017	0.004	1770	0.0156
280	0.018	0.004	780	0.025	0.005	1280	0.014	0.003	1780	0.0166
290	0.019	0.005	790	0.021	0.005	1290	0.012	0.003	1790	0.0203
300	0.023	0.006	800	0.021	0.005	1300	0.014	0.003	1800	0.0251
310	0.022	0.006	810	0.023	0.005	1310	0.010	0.002	1810	0.0219
320	0.019	0.005	820	0.025	0.005	1320	0.007	0.002	1820	0.0175
330	0.018	0.005	830	0.023	0.005	1330	0.019	0.004	1830	0.0185
340	0.020	0.005	840	0.018	0.004	1340	0.019	0.004	1840	0.0234
350	0.024	0.006	850	0.023	0.005	1350	0.018	0.004	1850	0.0140
360	0.021	0.005	860	0.021	0.005	1360	0.019	0.005	1860	0.0118
370	0.017	0.004	870	0.021	0.005	1370	0.023	0.006	1870	0.0149
380	0.022	0.005	880	0.022	0.005	1380	0.021	0.005	1880	0.0135
390	0.023	0.006	890	0.020	0.004	1390	0.022	0.005	1890	0.0157
400	0.018	0.005	900	0.020	0.004	1400	0.020	0.005	1900	0.0167
410	0.020	0.005	910	0.013	0.003	1410	0.022	0.005	1910	0.0177
420	0.018	0.004	920	0.013	0.003	1420	0.022	0.005	1920	0.0226
430	0.026	0.006	930	0.015	0.003	1430	0.028	0.007	1930	0.0177
440	0.026	0.006	940	0.018	0.004	1440	0.027	0.007	1940	0.0183
450	0.028	0.007	950	0.015	0.003	1450	0.024	0.006	1950	0.0164
460	0.028	0.007	960	0.016	0.004	1460	0.017	0.004	1960	0.0169
470	0.019	0.005	970	0.021	0.005	1470	0.019	0.005	1970	0.0197
480	0.019	0.005	980	0.020	0.004	1480	0.019	0.005	1980	0.0190
490	0.015	0.004	990	0.025	0.006	1490	0.019	0.005	1990	0.0183
500	0.018	0.004	1000	0.025	0.005	1500	0.020	0.005	2000	0.0176

[illegible]

[illegible]

Annexe au Chapitre 6 : A - Expérience 2 (suite)

[illegible]

Annexe au Chapitre 6 : A - Expérience 3 (suite)

[illegible]

[illegible]

[illegible]

Annexe au Chapitre 6 : A - Expérience 5 (suite)

[illegible]

[illegible]

Annexe au Chapitre 6 : B

Expériences numériques pour obtenir les profils de vitesses en fonction de la distance aux parois pour des écoulements gravitaires entre deux parois planes.

Taille du réseau utilisé : $192 \times 96\sqrt{3}/2$

Force de gravité par unité de volume $\mathcal{F}_g = 0.0024 \text{ ul}/\text{ul}^2 \text{ ut}^2$

Expérience 1: Vitesses moyennes par particule $u(j)$ en fonction de la distance aux parois pour 10 répétitions. Largeur du canal $L = 41\sqrt{3}/2 \text{ ul}$.

$$u(j) = \frac{1}{192} \frac{\sum_{t=1000}^{t=4000} \sum_{i=1}^{192} P_i(x_{i,j}, t)}{2\rho}$$

$P_i(x_{i,j}, t)$ est la composante i de la quantité de mouvement du site $x_{i,j}$ au pas de temps t .

$\langle u(j) \rangle$: vitesse moyenne sur dix répétitions en fonction de la distance,

$$\frac{1}{10} \sum u(j)$$

STD: écart type de $\langle u(j) \rangle$

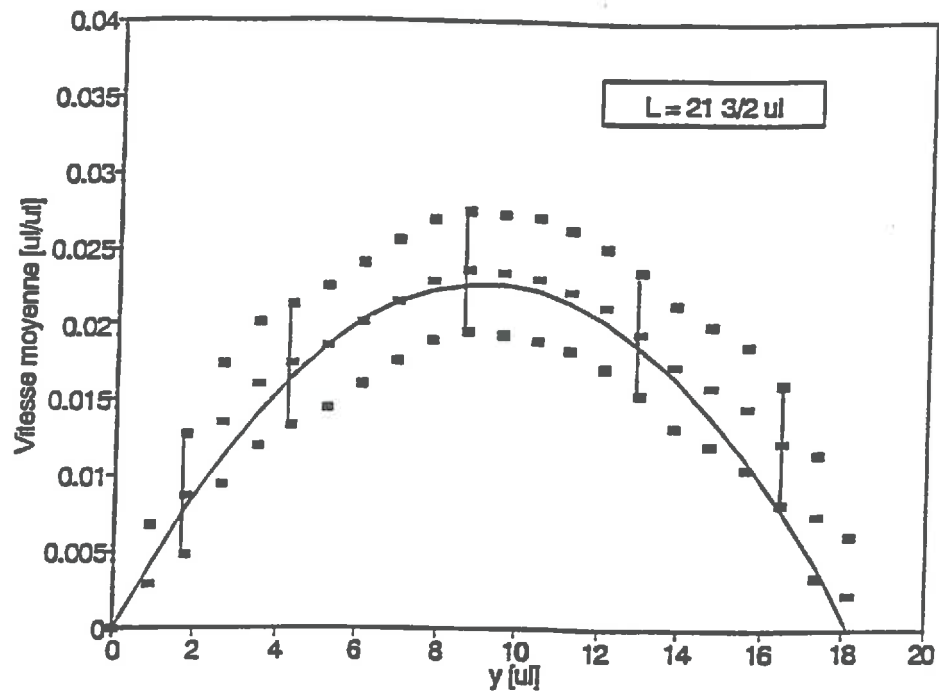
DV: coefficient de variation égal à $\text{STD} / \langle u(j) \rangle$

Expériences 2 à 6: Vitesses moyennes par particule $\langle u(j) \rangle$ en fonction de la distance aux parois pour différents largeurs de canal, moyennes sur 5 répétitions et les figures correspondantes.

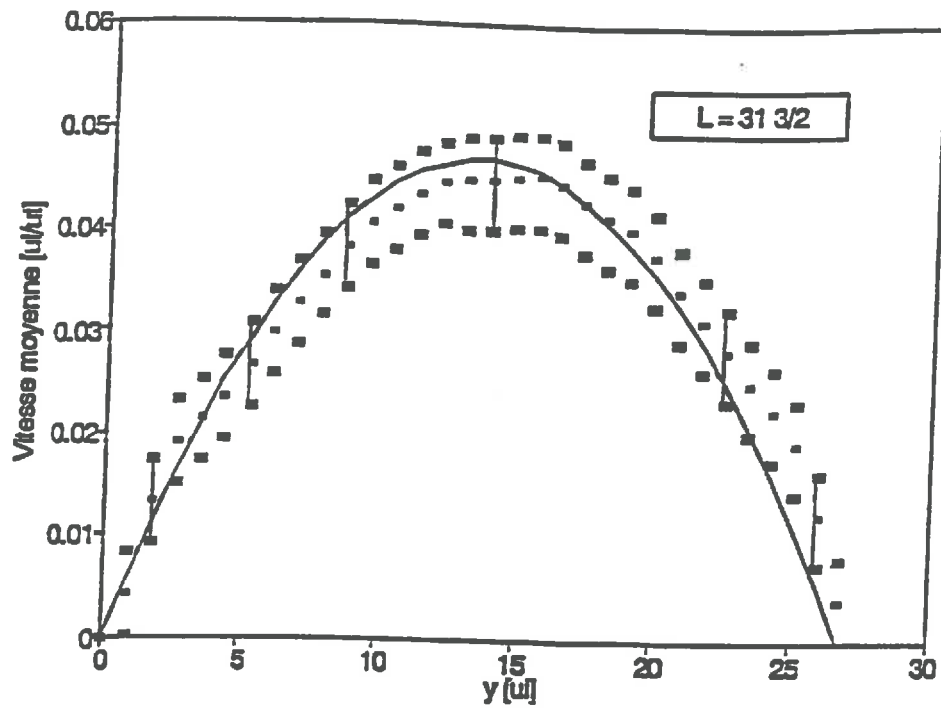
Sur les Figures, les courbes en trait continu représentent les profils théoriques calculés par la loi de Poiseuille pour un fluide de viscosité $\nu = 1.2 \text{ ul}^2/\text{ut}$. Les points correspondents aux valeurs trouvées lors des expériences numériques, avec leurs enveloppes supérieure et inférieure.

I. Int.	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	Std.	Cv.
0.00	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.00
0.87	0.0084	0.0094	0.0086	0.0089	0.0091	0.0094	0.0091	0.0094	0.0094	0.0092	0.0090	0.004
1.73	0.0179	0.0193	0.0196	0.0186	0.0185	0.0198	0.0091	0.0094	0.0094	0.0092	0.0090	0.007
2.60	0.0240	0.0247	0.0250	0.0239	0.0243	0.0248	0.0192	0.0194	0.0194	0.0190	0.0189	0.007
3.46	0.0271	0.0277	0.0271	0.0267	0.0261	0.0268	0.0248	0.0249	0.0238	0.0251	0.0245	0.005
4.33	0.0310	0.0329	0.0308	0.0300	0.0294	0.0268	0.0265	0.0266	0.0259	0.0283	0.0269	0.005
5.20	0.0352	0.0345	0.0352	0.0348	0.0333	0.0327	0.0306	0.0318	0.0288	0.0311	0.0306	0.007
6.06	0.0393	0.0393	0.0411	0.0397	0.0377	0.0379	0.0359	0.0345	0.0324	0.0357	0.0349	0.011
6.93	0.0435	0.0460	0.0407	0.0435	0.0433	0.0416	0.0393	0.0389	0.0378	0.0395	0.0395	0.014
7.79	0.0480	0.0487	0.0451	0.0450	0.0433	0.0451	0.0421	0.0437	0.0436	0.0440	0.0442	0.012
8.66	0.0511	0.0516	0.0496	0.0480	0.0470	0.0502	0.0479	0.0480	0.0479	0.0480	0.0483	0.011
9.53	0.0535	0.0551	0.0543	0.0515	0.0499	0.0544	0.0514	0.0511	0.0503	0.0514	0.0517	0.014
10.39	0.0554	0.0574	0.0596	0.0580	0.0558	0.0573	0.0559	0.0552	0.0530	0.0546	0.0546	0.014
11.26	0.0586	0.0597	0.0618	0.0601	0.0584	0.0617	0.0591	0.0580	0.0555	0.0575	0.0572	0.014
12.12	0.0598	0.0629	0.0644	0.0632	0.0611	0.0634	0.0613	0.0616	0.0598	0.0628	0.0615	0.015
12.99	0.0630	0.0669	0.0685	0.0668	0.0650	0.0699	0.0676	0.0661	0.0621	0.0640	0.0634	0.010
13.86	0.0648	0.0689	0.0703	0.0683	0.0660	0.0711	0.0685	0.0671	0.0640	0.0656	0.0656	0.011
14.72	0.0668	0.0704	0.0719	0.0699	0.0673	0.0734	0.0703	0.0688	0.0653	0.0673	0.0673	0.014
15.59	0.0687	0.0724	0.0738	0.0714	0.0688	0.0754	0.0724	0.0703	0.0668	0.0683	0.0683	0.014
16.45	0.0711	0.0750	0.0764	0.0738	0.0709	0.0784	0.0750	0.0724	0.0683	0.0703	0.0703	0.014
17.32	0.0738	0.0784	0.0798	0.0764	0.0738	0.0814	0.0784	0.0750	0.0709	0.0724	0.0724	0.014
18.19	0.0764	0.0814	0.0828	0.0798	0.0764	0.0840	0.0814	0.0784	0.0738	0.0750	0.0750	0.014
19.05	0.0798	0.0840	0.0854	0.0828	0.0798	0.0874	0.0840	0.0814	0.0764	0.0784	0.0784	0.014
19.92	0.0828	0.0874	0.0888	0.0854	0.0828	0.0904	0.0874	0.0840	0.0798	0.0814	0.0814	0.014
20.78	0.0854	0.0904	0.0918	0.0888	0.0854	0.0934	0.0904	0.0874	0.0828	0.0840	0.0840	0.014
21.65	0.0888	0.0934	0.0948	0.0918	0.0888	0.0964	0.0934	0.0904	0.0854	0.0874	0.0874	0.014
22.52	0.0918	0.0964	0.0978	0.0948	0.0918	0.0994	0.0964	0.0934	0.0888	0.0904	0.0904	0.014
23.38	0.0948	0.0994	0.0998	0.0964	0.0934	0.1000	0.0964	0.0934	0.0888	0.0904	0.0904	0.014
24.25	0.0969	0.1000	0.1000	0.0964	0.0934	0.1000	0.0964	0.0934	0.0888	0.0904	0.0904	0.014
25.11	0.0989	0.1000	0.1000	0.0964	0.0934	0.1000	0.0964	0.0934	0.0888	0.0904	0.0904	0.014
25.98	0.0989	0.1000	0.1000	0.0964	0.0934	0.1000	0.0964	0.0934	0.0888	0.0904	0.0904	0.014
26.85	0.0989	0.1000	0.1000	0.0964	0.0934	0.1000	0.0964	0.0934	0.0888	0.0904	0.0904	0.014
27.71	0.0989	0.1000	0.1000	0.0964	0.0934	0.1000	0.0964	0.0934	0.0888	0.0904	0.0904	0.014
28.58	0.0989	0.1000	0.1000	0.0964	0.0934	0.1000	0.0964	0.0934	0.0888	0.0904	0.0904	0.014
29.44	0.0989	0.1000	0.1000	0.0964	0.0934	0.1000	0.0964	0.0934	0.0888	0.0904	0.0904	0.014
30.31	0.0989	0.1000	0.1000	0.0964	0.0934	0.1000	0.0964	0.0934	0.0888	0.0904	0.0904	0.014
31.18	0.0989	0.1000	0.1000	0.0964	0.0934	0.1000	0.0964	0.0934	0.0888	0.0904	0.0904	0.014
32.04	0.0989	0.1000	0.1000	0.0964	0.0934	0.1000	0.0964	0.0934	0.0888	0.0904	0.0904	0.014
32.91	0.0989	0.1000	0.1000	0.0964	0.0934	0.1000	0.0964	0.0934	0.0888	0.0904	0.0904	0.014
33.77	0.0989	0.1000	0.1000	0.0964	0.0934	0.1000	0.0964	0.0934	0.0888	0.0904	0.0904	0.014
34.64	0.0989	0.1000	0.1000	0.0964	0.0934	0.1000	0.0964	0.0934	0.0888	0.0904	0.0904	0.014
35.506	0.0989	0.1000	0.1000	0.0964	0.0934	0.1000	0.0964	0.0934	0.0888	0.0904	0.0904	0.014

Annexe au Chapitre 6 : B - Expérience 2

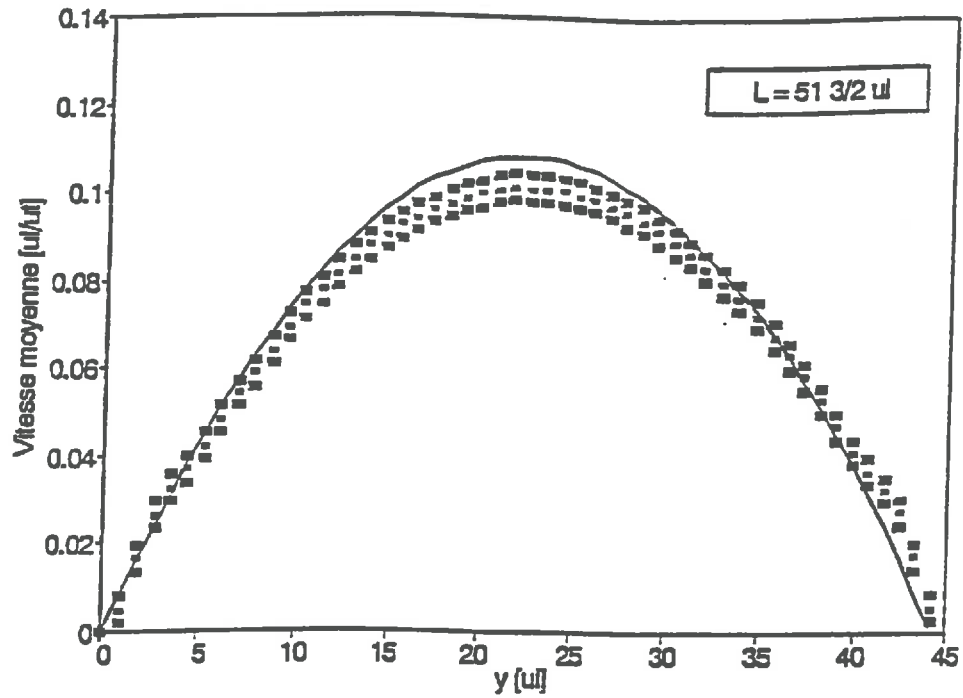


L[ul]	$\langle u(L) \rangle$	STD
0.0	0.000	0.000
0.9	0.003	0.001
1.7	0.009	0.005
2.6	0.013	0.003
3.5	0.016	0.004
4.3	0.017	0.004
5.2	0.019	0.005
6.1	0.020	0.005
6.9	0.022	0.003
7.8	0.023	0.005
8.7	0.024	0.005
9.5	0.023	0.002
10.4	0.023	0.005
11.3	0.022	0.005
12.1	0.021	0.003
13.0	0.020	0.004
13.9	0.017	0.004
14.7	0.016	0.004
15.6	0.015	0.003
16.5	0.012	0.005
17.3	0.008	0.002
18.2	0.002	0.001

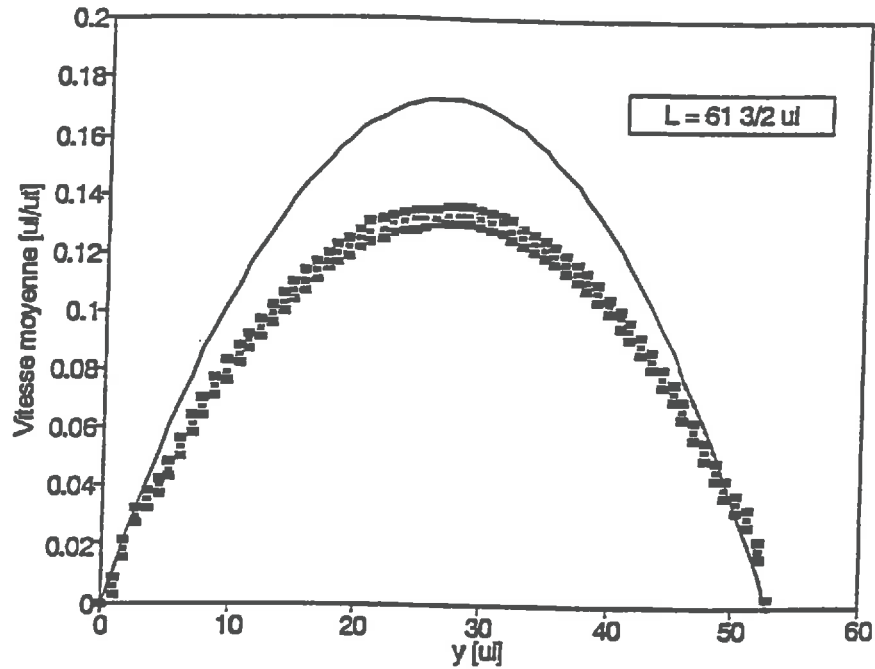


$L [u]$	$\langle u(L) \rangle$	STD
0.0	0.000	0.000
0.9	0.004	0.002
1.7	0.013	0.001
2.6	0.019	0.003
3.5	0.021	0.002
4.3	0.024	0.002
5.2	0.027	0.002
6.1	0.030	0.003
6.9	0.033	0.003
7.8	0.035	0.004
8.7	0.038	0.003
9.5	0.040	0.004
10.4	0.042	0.004
11.3	0.043	0.004
12.1	0.045	0.004
13.0	0.045	0.004
13.9	0.045	0.004
14.7	0.045	0.003
15.6	0.045	0.004
16.5	0.045	0.004
17.3	0.043	0.004
18.2	0.042	0.004
19.1	0.040	0.004
19.9	0.038	0.003
20.8	0.034	0.003
21.7	0.031	0.004
22.5	0.028	0.003
23.4	0.025	0.002
24.2	0.023	0.002
25.1	0.019	0.002
26.0	0.013	0.003
26.8	0.004	0.000

Annexe au Chapitre 6 : B - Expérience 4

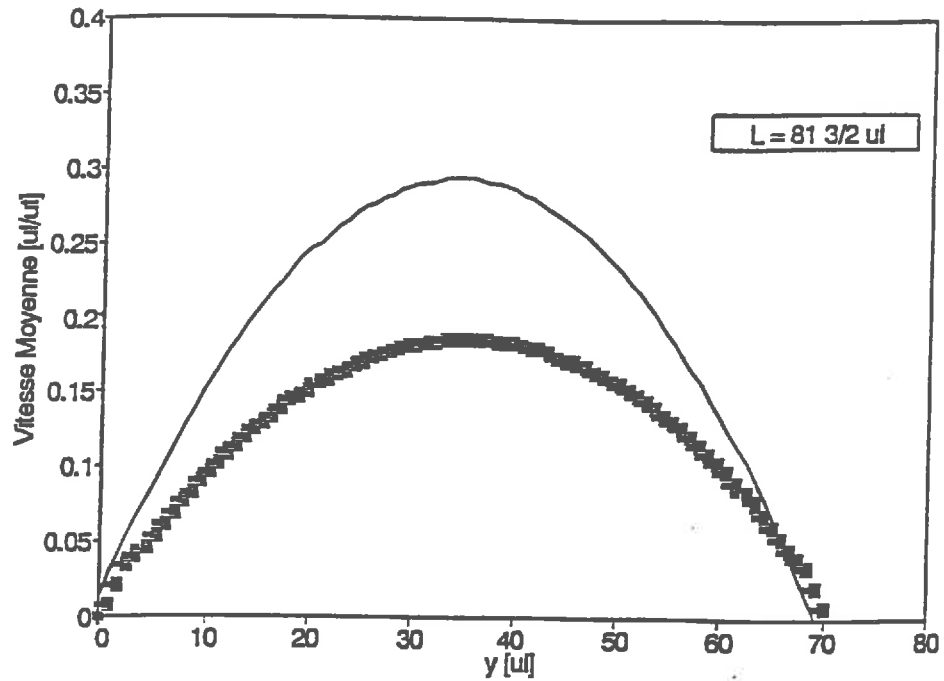


L [ul]	$\langle u(L) \rangle$	STD	L [ul]	$\langle u(L) \rangle$	STD
0.0	0.000	0.000	22.5	0.101	0.004
0.9	0.005	0.001	23.4	0.101	0.004
1.7	0.017	0.002	24.2	0.101	0.003
2.6	0.027	0.001	25.1	0.100	0.004
3.5	0.033	0.001	26.0	0.099	0.004
4.3	0.037	0.002	26.8	0.097	0.004
5.2	0.042	0.002	27.7	0.096	0.004
6.1	0.048	0.002	28.6	0.094	0.004
6.9	0.054	0.002	29.4	0.092	0.004
7.8	0.059	0.002	30.3	0.089	0.004
8.7	0.064	0.003	31.2	0.087	0.004
9.5	0.069	0.003	32.0	0.083	0.003
10.4	0.074	0.003	32.9	0.080	0.003
11.3	0.078	0.003	33.8	0.077	0.003
12.1	0.081	0.003	34.6	0.073	0.003
13.0	0.085	0.003	35.5	0.068	0.003
13.9	0.088	0.004	36.4	0.063	0.003
14.7	0.090	0.003	37.2	0.059	0.002
15.6	0.092	0.004	38.1	0.053	0.002
16.5	0.094	0.004	39.0	0.047	0.002
17.3	0.096	0.004	39.8	0.041	0.002
18.2	0.098	0.004	40.7	0.037	0.002
19.1	0.099	0.003	41.6	0.032	0.001
19.9	0.100	0.004	42.4	0.027	0.001
20.8	0.101	0.004	43.3	0.017	0.001
21.7	0.102	0.004	44.2	0.006	0.003



$L[\text{ul}]$	$\langle u(L) \rangle$	STD	$L[\text{ul}]$	$\langle u(L) \rangle$	STD
0.0	0.000	0.000	26.8	0.133	0.004
0.9	0.006	0.002	27.7	0.133	0.004
1.7	0.019	0.001	28.6	0.132	0.003
2.6	0.030	0.003	29.4	0.131	0.004
3.5	0.036	0.001	30.3	0.131	0.004
4.3	0.040	0.001	31.2	0.130	0.004
5.2	0.046	0.002	32.0	0.128	0.004
6.1	0.053	0.003	32.9	0.126	0.004
6.9	0.061	0.002	33.8	0.124	0.003
7.8	0.067	0.002	34.6	0.122	0.004
8.7	0.074	0.004	35.5	0.119	0.004
9.5	0.080	0.003	36.4	0.116	0.002
10.4	0.085	0.004	37.2	0.114	0.004
11.3	0.090	0.003	38.1	0.111	0.004
12.1	0.094	0.004	39.0	0.107	0.003
13.0	0.099	0.003	39.8	0.102	0.003
13.9	0.103	0.003	40.7	0.098	0.003
14.7	0.107	0.003	41.6	0.094	0.003
15.6	0.110	0.004	42.4	0.089	0.003
16.5	0.114	0.004	43.3	0.084	0.003
17.3	0.117	0.001	44.2	0.079	0.003
18.2	0.120	0.004	45.0	0.073	0.002
19.1	0.122	0.004	45.9	0.067	0.005
19.9	0.125	0.003	46.8	0.060	0.002
20.8	0.127	0.004	47.6	0.053	0.005
21.7	0.128	0.004	48.5	0.047	0.002
22.5	0.129	0.004	49.4	0.041	0.001
23.4	0.131	0.004	50.2	0.036	0.003
24.2	0.131	0.002	51.1	0.030	0.001
25.1	0.132	0.004	52.0	0.020	0.003
26.0	0.132	0.004	52.8	0.000	0.000

Annexe au Chapitre 6 : B - Expérience 6



$L [\text{ul}]$	$\langle u(L) \rangle$	STD	$L [\text{ul}]$	$\langle u(L) \rangle$	STD
0.0	0.000	0.000	35.5	0.186	0.002
0.9	0.007	0.002	36.4	0.186	0.003
1.7	0.022	0.003	37.2	0.185	0.003
2.6	0.034	0.001	38.1	0.184	0.002
3.5	0.041	0.001	39.0	0.184	0.003
4.3	0.047	0.002	39.8	0.183	0.003
5.2	0.053	0.001	40.7	0.181	0.003
6.1	0.061	0.002	41.6	0.180	0.003
6.9	0.069	0.001	42.4	0.179	0.001
7.8	0.077	0.001	43.3	0.177	0.003
8.7	0.084	0.001	44.2	0.174	0.003
9.5	0.090	0.001	45.0	0.172	0.002
10.4	0.097	0.002	45.9	0.171	0.003
11.3	0.103	0.003	46.8	0.168	0.003
12.1	0.109	0.002	47.6	0.165	0.003
13.0	0.115	0.002	48.5	0.162	0.003
13.9	0.120	0.002	49.4	0.159	0.003
14.7	0.126	0.002	50.2	0.156	0.003
15.6	0.130	0.002	51.1	0.152	0.002
16.5	0.134	0.002	52.0	0.149	0.002
17.3	0.139	0.002	52.8	0.145	0.002
18.2	0.144	0.001	53.7	0.141	0.002
19.1	0.148	0.002	54.6	0.136	0.002
19.9	0.151	0.002	55.4	0.132	0.002
20.8	0.156	0.001	56.3	0.127	0.002
21.7	0.159	0.003	57.2	0.121	0.002
22.5	0.162	0.003	58.0	0.116	0.002
23.4	0.165	0.002	58.9	0.110	0.002
24.2	0.168	0.003	59.8	0.104	0.002
25.1	0.171	0.003	60.6	0.098	0.002
26.0	0.173	0.003	61.5	0.091	0.001
26.8	0.175	0.003	62.4	0.085	0.001
27.7	0.177	0.003	63.2	0.078	0.003
28.6	0.179	0.003	64.1	0.070	0.003
29.4	0.181	0.003	65.0	0.061	0.001
30.3	0.182	0.003	65.8	0.053	0.001
31.2	0.183	0.003	66.7	0.046	0.001
32.0	0.184	0.002	67.5	0.040	0.002
32.9	0.185	0.003	68.4	0.034	0.001
33.8	0.185	0.003	69.3	0.022	0.003
34.6	0.185	0.003	70.1	0.007	0.003

Annexe au Chapitre 6 : C

Vitesses moyennes pour des écoulements entre deux parois planes en fonction de la force appliquée

Notation:

d : Densité réduite moyenne du fluide (nombre de particules par site divisé par 7),

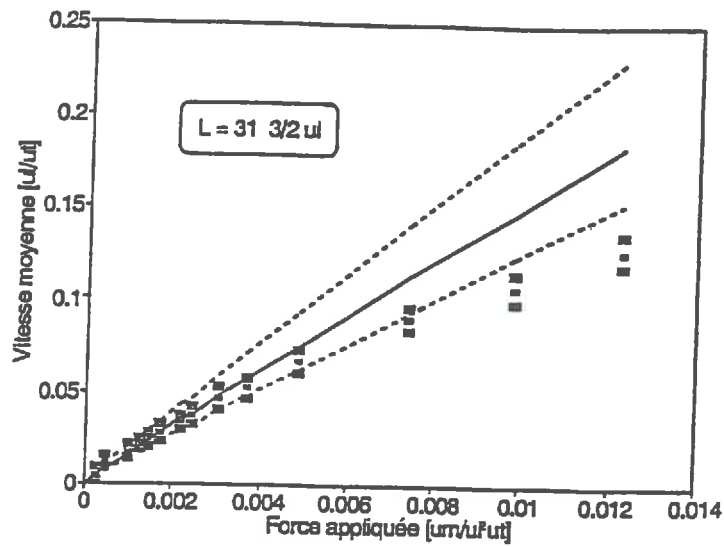
$\mathcal{F}_\beta$: force de gravité par unité de volume [$\mu\text{m}/\mu\text{l}^2 \text{ ut}$],

$\langle u \rangle$: Vitesse moyenne de l'écoulement en régime permanent, moyenne sur 4000 pas de temps et sur 5 répétitions.

Expérience 1: Largeur du canal $L = 31\sqrt{3}/2 \text{ ul}$

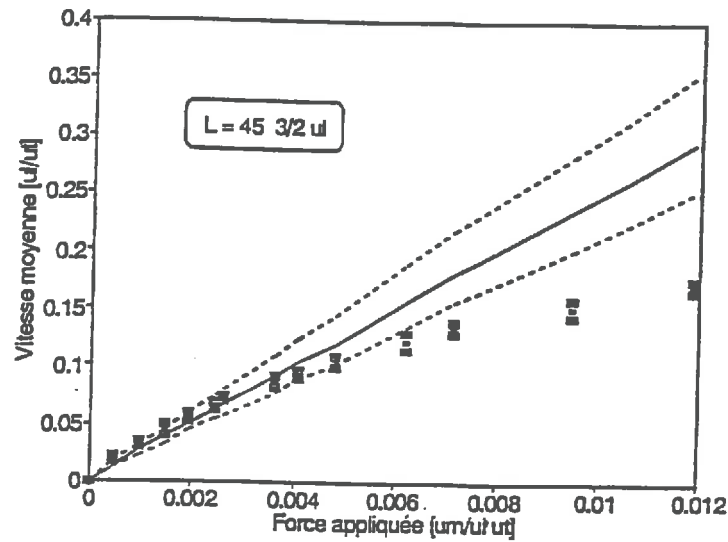
Expérience 2: Largeur du canal $L = 45\sqrt{3}/2 \text{ ul}$

Expérience 3: Largeur du canal $L = 61\sqrt{3}/2 \text{ ul}$



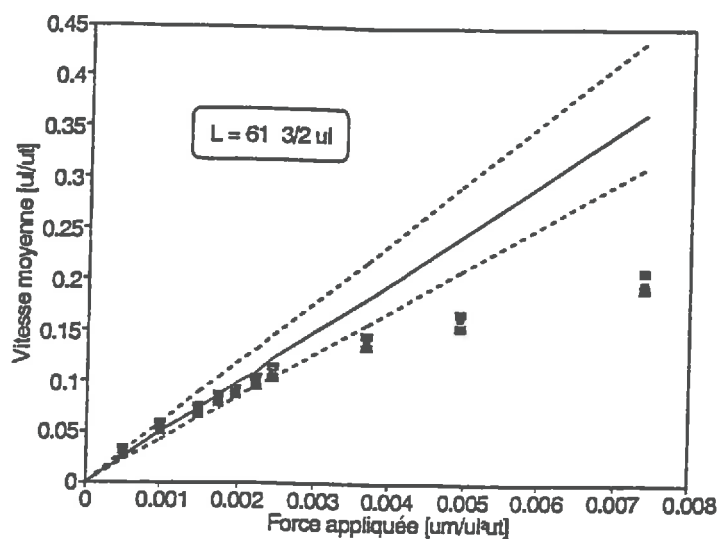
n	d	σ	F _B	<u>
1	0.540 ± 0.015	0.001	0.000248 ± 0.0000012	0.005 ± 0.004
2	0.541 ± 0.014	0.002	0.000497 ± 0.0000023	0.013 ± 0.003
3	0.549 ± 0.013	0.004	0.000990 ± 0.0000051	0.017 ± 0.004
4	0.551 ± 0.014	0.005	0.001237 ± 0.0000071	0.022 ± 0.004
5	0.550 ± 0.012	0.006	0.001485 ± 0.0000072	0.024 ± 0.004
6	0.549 ± 0.014	0.007	0.001733 ± 0.0000098	0.027 ± 0.005
7	0.548 ± 0.011	0.009	0.002229 ± 0.0000095	0.033 ± 0.004
8	0.561 ± 0.014	0.010	0.002463 ± 0.0000171	0.037 ± 0.005
9	0.580 ± 0.013	0.013	0.003080 ± 0.0000195	0.046 ± 0.006
10	0.559 ± 0.014	0.015	0.003698 ± 0.0000248	0.052 ± 0.006
11	0.583 ± 0.014	0.020	0.004921 ± 0.0000353	0.066 ± 0.007
12	0.583 ± 0.012	0.030	0.007381 ± 0.0000454	0.089 ± 0.007
13	0.568 ± 0.012	0.040	0.009815 ± 0.0000853	0.107 ± 0.008
14	0.569 ± 0.012	0.050	0.012262 ± 0.0000828	0.127 ± 0.008

Annexe au Chapitre 6 : C - Expérience 2



n	d	B	F _B	<u>
1	0.573 ± 0.007	0.002	0.000489 ± 0.000002	0.019 ± 0.003
2	0.574 ± 0.009	0.004	0.000978 ± 0.000005	0.032 ± 0.003
3	0.581 ± 0.009	0.006	0.001460 ± 0.000008	0.044 ± 0.004
4	0.584 ± 0.007	0.008	0.001943 ± 0.000010	0.055 ± 0.004
5	0.589 ± 0.007	0.010	0.002422 ± 0.000012	0.065 ± 0.003
6	0.600 ± 0.007	0.011	0.002840 ± 0.000015	0.071 ± 0.003
7	0.599 ± 0.007	0.015	0.003804 ± 0.000021	0.085 ± 0.005
8	0.597 ± 0.007	0.017	0.004090 ± 0.000023	0.092 ± 0.004
9	0.604 ± 0.008	0.020	0.004782 ± 0.000033	0.104 ± 0.005
10	0.601 ± 0.009	0.026	0.006233 ± 0.000047	0.121 ± 0.007
11	0.601 ± 0.007	0.030	0.007191 ± 0.000043	0.133 ± 0.005
12	0.611 ± 0.009	0.040	0.009503 ± 0.000080	0.151 ± 0.007
13	0.610 ± 0.006	0.050	0.011895 ± 0.000063	0.170 ± 0.005

Annexe au Chapitre 6: C - Expérience 3



n	d	B	F _B	<u>
1	0.562 ± 0.009	0.002	0.000492 ± 0.000002	0.031 ± 0.003
2	0.564 ± 0.008	0.004	0.000984 ± 0.000004	0.054 ± 0.004
3	0.559 ± 0.008	0.006	0.001479 ± 0.000006	0.070 ± 0.003
4	0.563 ± 0.009	0.007	0.001722 ± 0.000008	0.081 ± 0.005
5	0.561 ± 0.007	0.008	0.001970 ± 0.000007	0.089 ± 0.004
6	0.562 ± 0.008	0.009	0.002215 ± 0.000009	0.099 ± 0.004
7	0.561 ± 0.008	0.010	0.002463 ± 0.000010	0.107 ± 0.005
8	0.562 ± 0.009	0.015	0.003692 ± 0.000017	0.139 ± 0.006
9	0.562 ± 0.009	0.020	0.004923 ± 0.000022	0.160 ± 0.007
10	0.561 ± 0.009	0.030	0.007388 ± 0.000033	0.199 ± 0.008

Annexe au Chapitre 6 :I

Viscosité du fluide simulé en fonction de la vitesse moyenne de l'écoulement, calculée à partir de la loi de Poiseuille

$L=31\sqrt{3}/2 \text{ m}$			
$\langle u \rangle$		V	
0.005	± 0.004	0.76	± 0.30
0.013	± 0.003	0.83	± 0.08
0.017	± 0.004	0.89	± 0.13
0.022	± 0.004	0.88	± 0.09
0.024	± 0.004	0.97	± 0.10
0.027	± 0.005	0.98	± 0.10
0.033	± 0.004	1.05	± 0.08
0.037	± 0.005	1.01	± 0.08
0.046	± 0.006	1.02	± 0.09
0.052	± 0.006	1.09	± 0.08
0.066	± 0.007	1.13	± 0.08
0.089	± 0.007	1.25	± 0.07
0.107	± 0.008	1.38	± 0.07
0.127	± 0.008	1.45	± 0.07
$L=45\sqrt{3}/2 \text{ m}$			
$\langle u \rangle$		V	
0.019	± 0.003	0.81	± 0.06
0.032	± 0.003	0.96	± 0.06
0.044	± 0.004	1.03	± 0.06
0.055	± 0.004	1.09	± 0.05
0.065	± 0.003	1.15	± 0.04
0.071	± 0.003	1.12	± 0.04
0.085	± 0.005	1.28	± 0.05
0.092	± 0.004	1.35	± 0.04
0.104	± 0.005	1.38	± 0.05
0.121	± 0.007	1.55	± 0.07
0.133	± 0.005	1.63	± 0.05
0.151	± 0.007	1.86	± 0.07
0.170	± 0.005	2.08	± 0.05
$L=61\sqrt{3}/2 \text{ m}$			
$\langle u \rangle$		V	
0.031	± 0.003	0.94	± 0.06
0.054	± 0.004	1.08	± 0.05
0.070	± 0.003	1.25	± 0.04
0.081	± 0.005	1.26	± 0.05
0.089	± 0.004	1.32	± 0.04
0.099	± 0.004	1.32	± 0.04
0.107	± 0.005	1.38	± 0.05
0.139	± 0.006	1.57	± 0.05
0.160	± 0.007	1.81	± 0.06
0.199	± 0.008	2.20	± 0.07

I Caractérisation stéréologique des milieux poreux simulés par la méthode des gaz sur réseau : Méthodes

1. Méthode d'analyse de la distribution de taille des agrégats

La forme des agrégats n'est pas uniforme, et, d'autre part, pour tout point n'appartenant pas à la frontière de l'agrégat, il existe un nombre infini de diamètres que le contiennent. Par conséquent, il faut choisir des diamètres qui soient susceptibles d'être comparés. Pour faire l'analyse on a mesuré pour chacun des agrégats les 3 *diamètres de Feret* au moyen d'un analyseur d'images. Ces diamètres sont définis comme suit:

- *Grand diamètre de Feret*: il représente la longueur de l'objet. Il est la plus grande projection de l'objet sur une droite dont α est l'angle d'inclinaison qui peut varier de 0 à 179 degrés. (Figure 1)

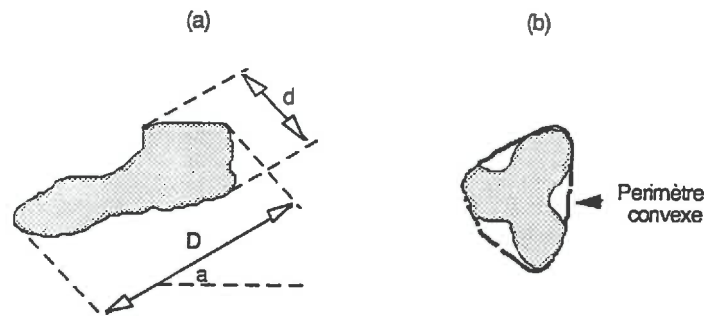


Figure 1: a) Diamètres de Feret d'un agrégat. D: grand diamètre de Feret, d: petit diamètre de Feret; b) Périmètre convexe d'un agrégat.

- *Petit diamètre de Feret*: il est la projection orthogonale au plus grand diamètre. Il représente la largeur de l'objet.

- *Diamètre moyen de Feret* : il est le périmètre convexe divisé par π , le périmètre convexe étant la mesure du contour convexe associé.

Pour chacun des diamètres on a construit les histogrammes représentant le nombre d'agrégats par classe de taille.

2. Méthode d'analyse de la distribution des paramètres de forme

Pour caractériser la forme des agrégats on a choisi parmi les paramètres de forme possibles le rayon moyen et la circularité. Le *rayon moyen* RM est le rayon du cercle de même surface que l'agrégat considéré. Son expression est

$$RM = \frac{2(SS)}{(PN)} \quad , \quad [6.1]$$

où PN est le périmètre normal et SS la surface. La circularité C est le rapport du périmètre au carré sur le produit de la surface totale par 4π . Elle s'exprime par

$$C = \frac{(PN)^2}{4\pi(SS)} \quad [6.2]$$

Pour un agrégat circulaire, C vaut 1. Les écarts par rapport à l'unité donne une mesure des déviations par rapport à la forme circulaire. On calcule pour chaque milieu les histogrammes de distribution du rayon moyen et la fonction de répartition du paramètre C

$$F_C(x) = Prob(C \leq x). \quad [6.3]$$

3. Méthode d'analyse de la distribution spatiale des agrégats

Les distributions de taille des agrégats et celles des paramètres de forme ne permettent pas de caractériser la distribution spatiale de ces agrégats dans la région d'étude. Si l'on considère, par exemple, un nombre $N(A)$ de points distribués dans une région plane A de l'espace, on peut en général classer cette distribution spatiale en trois groupes: aléatoire, agrégé et régulier (*Diggle, 1983* [1]). Des exemples de ces distributions sont montrés en *Figure 2*.

Dans le cas des milieux que l'on étudie, il ne s'agit pas des points isolés mais des agrégats. D'un point de vue mathématique chaque agrégat peut être pensé comme un ensemble de points compact fermé de R^2 , et statistiquement comme un événement d'un processus spatial dans la région donnée. L'on peut choisir un point, par exemple, le barycentre géométrique de chaque agrégat et étudier la distribution des barycentres dans la région. Même si en choisissant un point fixe l'on introduit une certaine régularité, l'analyse de cette distribution donne une idée de la distribution spatiale des agrégats.

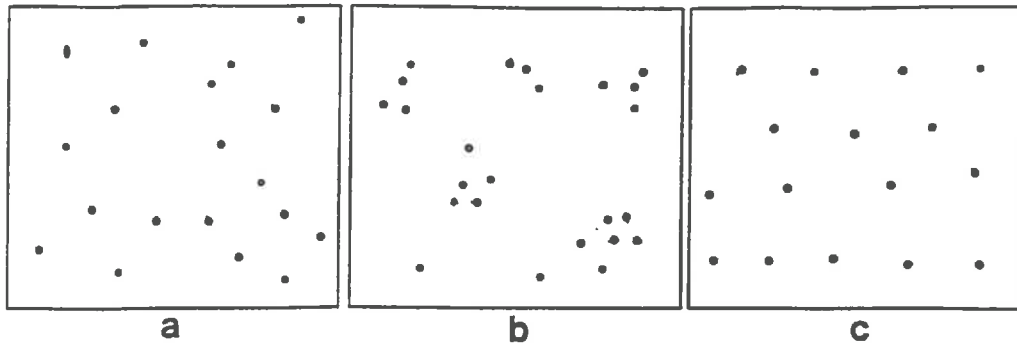


Figure 2: Exemples de distributions spatiales de points dans une région plane a) aléatoire b) agrégée c) régulière.

Les événements dans une région ont une distribution complètement aléatoire (DCA) si l'hypothèse suivante n'est pas rejetée:

Hypothèse de DCA

1. Le nombre d'événements dans une région plane A suit une distribution de Poisson de moyenne $\lambda|A|$
2. étant donné n événements X_i dans une région A , les X_i sont un échantillon indépendant aléatoire de la distribution uniforme sur A .

L'hypothèse de DCA implique que:

- L'intensité des événements ne varie pas sur le plan
- il n'y a pas d'interactions entre les événements

L'hypothèse DCA est une hypothèse qui différencie les distributions spatiales aléatoires des distributions agrégées et des distributions régulières.

Il existe plusieurs tests qui permettent de vérifier ou de rejeter l'hypothèse de DCA. Pour les milieux qu'on étudie on a choisi de mesurer les positions des barycentres des agrégats et de faire le test appelé de distance au plus proche voisin que l'on décrit ensuite.

Test de distance au plus proche voisin:

Soient n événements dans une région A , y_i la distance entre le i ème événement à l'événement le plus proche dans A . Les y_i sont les distances aux plus proches voisins. On définit

$$\hat{G}_1(y) = \text{Prob}(y_i \leq y), \quad [6.4]$$

$\hat{G}_1$ est la fonction de distribution empirique et elle représente la proportion observée des plus proches distances y_i qui sont au plus y .

Si $G(y)$ est la distribution théorique des plus proches distances d'un ensemble de points uniformément distribués et indépendants (sous DCA) la fonction

$$u = \int |\hat{G}_1(y) - G(y)|^2 dy, \quad [6.5]$$

est une mesure de l'écart entre ces distributions.

Dans la pratique, la fonction $G(y)$ théorique est remplacée par la moyenne $\overline{G_i(y)}$, $i = 1 \dots (s-1)$ des $(s-1)$ fonctions de distributions empiriques $\hat{G}_i(y)$ calculées à partir de $s-1$ simulations indépendantes de n événements uniformément distribués dans la région A .

$$\overline{G_i(y)} = (s-1)^{-1} \sum_{i \neq j} \hat{G}_i(y). \quad [6.6]$$

Si l'on représente un graphique avec $\hat{G}_1$ comme ordonnée et $\overline{G_i(y)}$ comme abscisse, les écarts à la droite représenteront l'écart de la distribution empirique à la distribution totalement aléatoire.

L'on définit aussi les fonctions $G_{max}(y) = \max\{\hat{G}_i(y)\}$, $i = 2 \dots, s$, enveloppe maximale des simulations, et $G_{min}(y) = \min\{\hat{G}_i(y)\}$, $i = 2 \dots, s$, enveloppe minimale des simulations. Ces fonctions servent à interpréter le graphique de $\hat{G}_1(y)$ en fonction de $\overline{G_i(y)}$.

II Résultats et discussion de la caractérisation stéréologique des milieux poreux simulés

II.1 La porosité totale des milieux simulés

En *Figure 3* on présente les valeurs de porosité totale macroscopique en fonction de la profondeur, respectivement pour les milieux 1 et 2. Ces valeurs sont les moyennes sur 40 lignes.

La distribution spatiale de la porosité totale est homogène, les milieux ne présentant pas de zones de compactation. Le milieu 1 est globalement 46% plus poreux que le milieu 2. On s'attend à ce que cette différence de porosité produise, comme dans les milieux réels, des différences importantes dans le comportement hydrique.

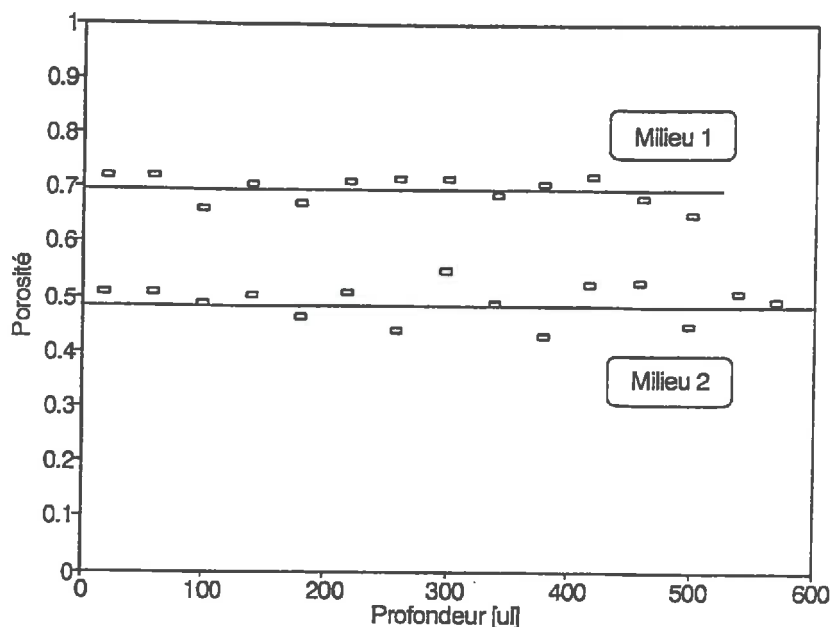


Figure 3: Porosité macroscopique en fonction de la profondeur pour les milieux 1 et 2. Les lignes représentent les valeurs moyennes.

II.2 Distribution de taille des agrégats

On présente en annexe 6 F les valeurs mesurées des 3 diamètres pour les agrégats des milieux 1 et 2 respectivement. Les valeurs moyennes et les écarts types sont donnés en Tableau a et les histogrammes correspondants en Figures 4 et 5.

Les tests de comparaison des variances et des moyennes pour les milieux 1 et 2 et pour les trois diamètres montrent qu'ils sont statistiquement différents ($p \leq 0.005$), indiquant que ces paramètres sont des populations différentes. L'analyse des coefficients de variation de ces paramètres (Tableau a), montre que le degré de variation des distributions des diamètres est plus grand pour le milieu 2 que pour le milieu 1.

Si l'on compare la forme de ces distributions pour les deux milieux, on observe qu'elles sont très différentes. Dans le cas du rayon moyen, et pour le milieu 1 la distribution est centrée sur des agrégats de rayon égal à 9, alors que pour le milieu 2 les rayons sont distribués de façon homogène entre 10 et 70.

D'autre part, le plus grand, le plus petit et le moyen diamètres des agrégats du milieu 2 sont, en moyenne, respectivement 1.69, 1.56 et 1.9 fois plus grands que ceux du milieu 1. Les rapports entre les moyennes de DD et de DL donnent respectivement 1.42 et 1.54 pour les agrégats des milieux 1 et 2, impliquant que dans le milieu 2 les agrégats sont plus aplatis que dans le milieu 1.

Milieu 1	Moyenne	Variance	Ecart Type	CV
DD	28.08	251.84	15.98	56.90
DL	19.73	122.99	11.09	56.20
DM	23.63	172.98	13.15	55.60
SS	466.80	208817	456.96	97.89
RM	9.35	18.76	4.33	46.31
PN	81.09	2487.26	49.87	61.49
Milieu 2	Moyenne	Variance	Ecart Type	CV
DD	47.61	895.01	29.92	62.84
DL	30.88	382.72	19.56	63.34
DM	45.02	2916.78	54.00	119.94
SS	1280.66	1578860	1256.52	98.11
RM	14.09	60.67	7.79	55.28
PN	138.40	9120.38	95.50	69.00

Tableau a: Moyennes , variances, écarts types, et coefficients de variation (CV) des grand (DD), moyen (DM) et petit (DL) diamètres de Feret, surface (SS) , rayon moyen (RM) et périmètre normal (PN) des agrégats pour les milieux 1 et 2 ($n = 97$ et 71 respectivement).

Figure 4: Histogrammes de distribution des fréquences de quelques paramètres morphologiques des agrégats du milieu simulé 1

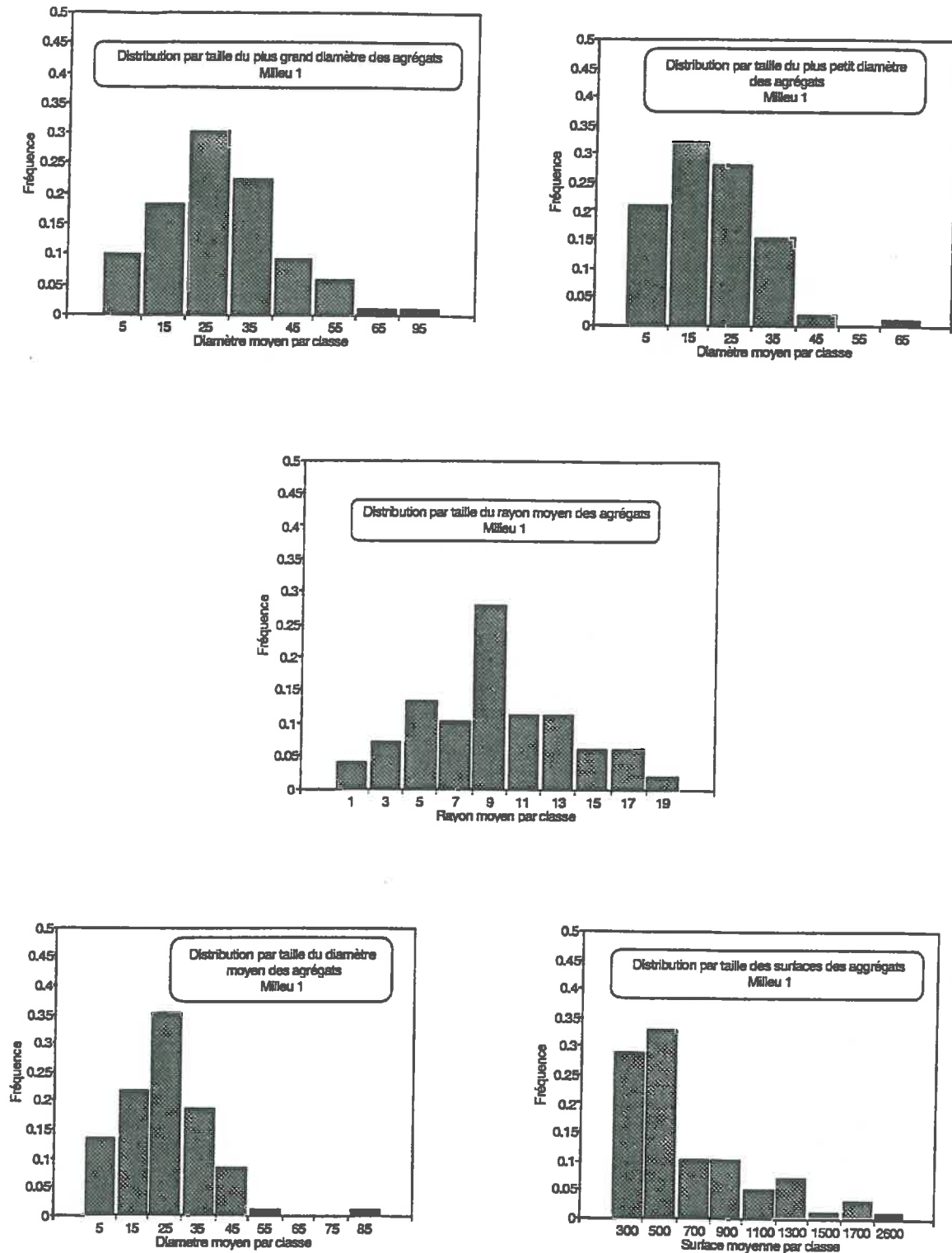
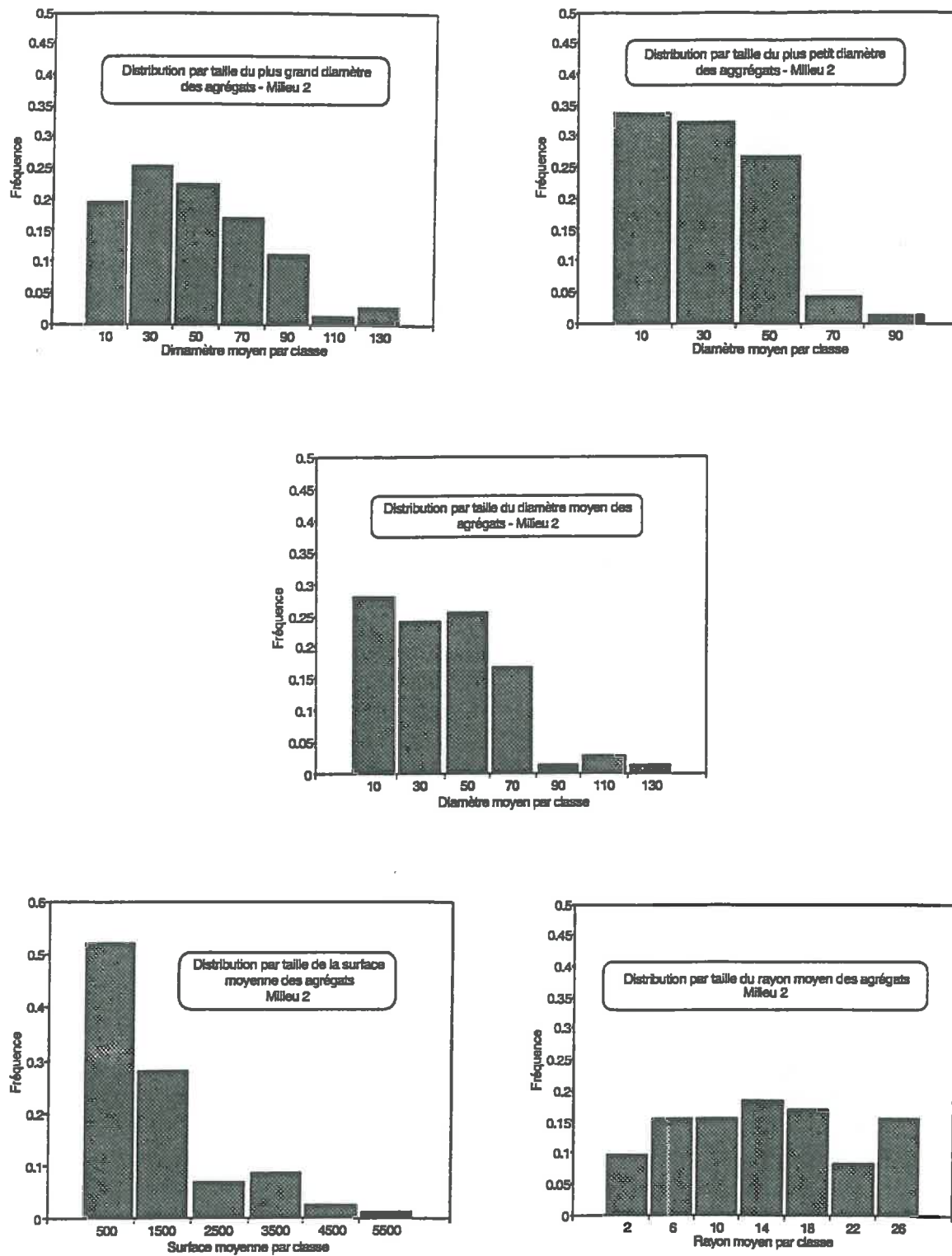


Figure 5: Histogrammes de distribution des fréquences de quelques paramètres morphologiques des agrégats du milieu simulé 2



II.3 Distribution des paramètres de forme

On présente les valeurs de RM et de C en annexe 6 F, les moyennes, les variances et les écarts type correspondants pour l'ensemble des agrégats de chaque milieu, au Tableau a ; les histogrammes de fréquence de RM aux Figures 4 et 5, et les fonctions de répartition du paramètre C à la Figure 6.

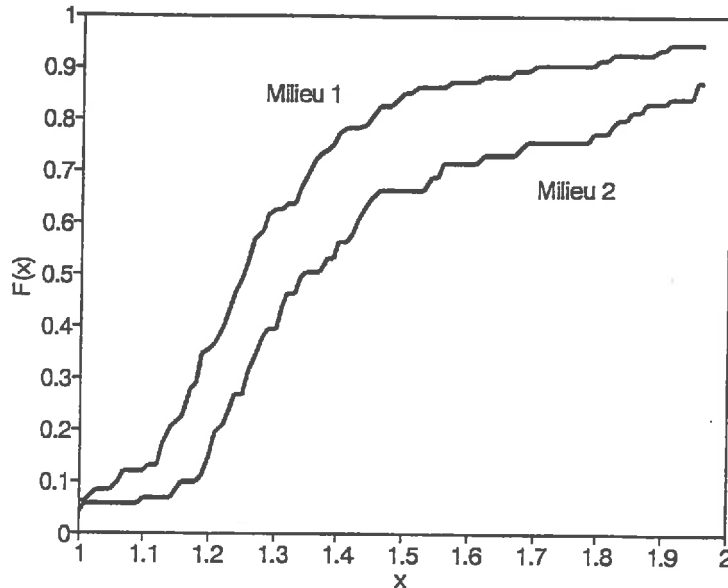


Figure 6: Fonction de répartition $F(x)$ de la circularité C des agrégats des milieux 1 et 2.

Les RM sont, selon les tests de comparaison des variances et des moyennes, statistiquement différents ($p \leq 0.005$). Pour le milieu 1, les rayons des cercles équivalents sont centrés sur leur valeur moyenne, pour le milieu 2, la distribution est très aplatie.

En ce qui concerne la circularité, une analyse de la Figure 4 fait apparaître que les agrégats du milieu 2 ont une probabilité plus grande de s'éloigner de la forme circulaire que ceux du milieu 1.

II.4 Distribution spatiale des agrégats

On a calculé les fonctions de distributions empiriques $\hat{G}_1(y)$ des distances des barycentres des agrégats à leurs plus proches voisins, et les fonctions $\overline{G}_i(y)$, ainsi que les enveloppes maximales et minimales, pour les deux milieux.

Ces dernières ont été obtenues à partir de 99 simulations indépendantes de distributions complètement aléatoires avec respectivement 97 et 71 points pour les milieux 1 et 2. Ces données et les courbes correspondantes sont présentées en annexe 6 F. En *Figures 7 et 8* on présente les fonctions de distribution empiriques en fonction des distributions complètement aléatoires.

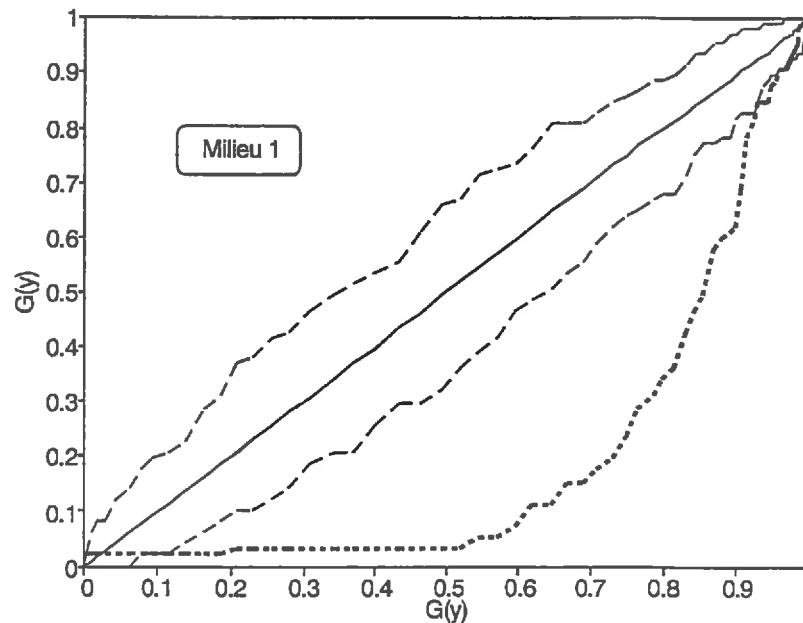


Figure 7: Distribution empirique des distances des barycentres aux plus proches voisins en fonction de la distribution complètement aléatoire pour le milieu 1

Dans les deux cas, la distribution empirique des barycentres s'écarte de la droite et est à l'extérieur des enveloppes supérieure et inférieure. Le faible nombre de petites distances aux plus proches voisins est typique des structures régulières (*Diggle, 1983* [1]).

La régularité trouvée est due, d'une part au fait d'avoir choisi le barycentre de chaque agrégat pour faire le test, et d'autre part à la façon dont les agrégats ont été générés. Dans la transition de phase d'un milieu homogène les fluctuations forment des petites quantités de la nouvelle phase. Seuls les ensembles dont la taille est supérieure à une valeur critique sont stables (*Lifschitz et Pitaevski, 1981* [2]) ; par conséquent les petites bulles se dissolvent et les grandes tendent à croître.

Dans ce processus deux bulles qui se recouvrent forment une plus grande. Dans un milieu poreux comme le sol, les agrégats ne peuvent pas se recouvrir. Tout se passe comme s'il y avait une force de répulsion les obligeant à se séparer. Cette contrainte impose à la structure spatiale une certaine régularité qui est celle observée.

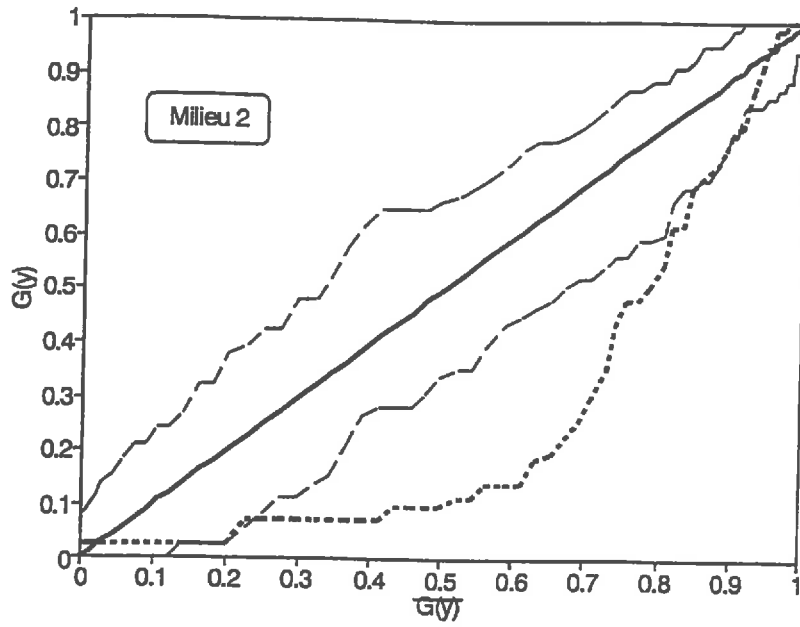


Figure 8: Distribution empirique des distances des barycentres aux plus proches voisins en fonction de la distribution complètement aléatoire pour le milieu 2

- [1] DIGGLE P. *Statistical analysis of spatial point patterns*. Academic Press, 1983.
- [2] LIFCHITZ E. ET PITAEVSKI L. *Course of theoretical physics (Vol 10) : Physical Kinetics*. Pergamon Press, 1981.

Annexe au Chapitre 6 :F

Caractérisation stéréologique des milieux poreux simulés par la méthode des gaz sur réseau

Tableau a: Paramètres morphologiques des agrégats du MILIEU 1. **DD:** grand diamètre de Feret, **DM:** Diamètre moyen de Feret, **DL:** Petit diamètre de Feret, **SS:** Surface, **PN:** Perimètre normal, **RM:** Rayon moyen, **C:** circularité.

Tableau b: Paramètres morphologiques des agrégats du MILIEU 2. **DD:** grand diamètre de Feret, **DM:** Diamètre moyen de Feret, **DL:** Petit diamètre de Feret, **SS:** Surface, **PN:** Perimètre normal, **RM:** Rayon moyen, **C:** circularité.

Tableau c: $G_1(y)$: Fonction de distribution empirique des distances au plus proches voisins pour les barycentres des agrégats. $\overline{G}(y)$: fonction de distribution moyenne sous DCA, simulée avec 99 séries aléatoires, et ses enveloppes maximale $G(y)_{max}$ et minimale $G(y)_{min}$ pour le MILIEU 1.

Tableau c: $G_1(y)$: Fonction de distribution empirique des distances au plus proches voisins pour les barycentres des agrégats. $\overline{G}(y)$: fonction de distribution moyenne sous DCA, simulée avec 99 séries aléatoires, et ses enveloppes maximale $G(y)_{max}$ et minimale $G(y)_{min}$ pour le MILIEU 2.

Annexe au Chapitre 6 : F - Tableau a

n	DD	DM	DL	SS	PN	RM	C
1	23.30	17.98	20.40	298.00	68.77	8.67	1.264
2	12.37	9.02	10.70	85.00	35.56	4.78	1.184
3	12.04	5.77	9.25	51.00	30.49	3.35	1.451
4	35.22	25.16	29.44	606.00	99.01	12.24	1.288
5	26.63	25.23	24.77	461.00	82.04	11.24	1.162
6	31.38	24.84	27.88	573.00	92.43	12.40	1.187
7	58.81	44.89	50.33	1521.00	168.75	17.02	1.491
8	108.40	68.92	85.95	3138.00	363.60	17.26	3.354
9	15.22	6.94	11.64	83.00	38.14	4.35	1.395
10	43.18	31.41	37.98	1039.00	127.15	16.34	1.239
11	37.46	30.86	32.95	755.00	113.40	13.32	1.356
12	53.81	32.03	43.12	1066.00	150.47	14.17	1.691
13	27.16	11.04	19.82	222.00	67.11	6.62	1.615
14	22.18	21.18	21.00	337.00	69.01	9.77	1.125
15	25.71	34.92	22.03	356.00	72.28	9.85	1.168
16	23.77	7.53	21.66	357.00	73.84	9.67	1.216
17	37.46	20.31	33.61	842.00	115.15	14.62	1.254
18	23.83	22.46	21.47	340.00	71.11	9.56	1.184
19	32.54	16.97	27.01	532.00	90.33	11.78	1.221
20	20.59	3.63	18.72	273.00	63.11	8.65	1.162
21	6.70	18.52	5.21	24.00	17.07	2.81	0.967
22	30.23	14.77	23.90	396.00	79.35	9.98	1.266
23	31.56	25.37	24.16	374.00	79.60	9.40	1.349
24	39.20	8.80	32.55	750.00	109.98	13.64	1.284
25	11.70	22.94	10.20	80.00	33.56	4.77	1.121
26	36.21	18.30	30.17	611.00	103.60	11.80	1.399
27	25.71	34.92	22.03	356.00	72.28	9.85	1.168
28	43.94	23.39	38.99	1131.00	132.81	17.03	1.242
29	36.15	4.34	30.03	317.00	104.33	11.83	2.734
30	8.06	13.96	6.41	34.00	21.31	3.19	1.063
31	22.01	9.90	17.90	230.00	60.04	7.66	1.248
32	18.38	20.21	14.43	153.00	47.80	6.40	1.189
33	22.80	32.78	20.81	329.00	72.18	9.12	1.261
34	49.99	1.41	41.72	1129.00	145.05	15.57	1.484
35	2.83	17.46	2.17	6.00	6.83	1.76	0.619
36	25.96	22.11	21.39	316.00	73.35	8.62	1.356
37	41.04	8.20	32.49	589.00	115.88	10.17	1.815
38	9.48	29.68	8.79	65.00	28.97	4.49	1.028
39	35.21	20.29	31.34	735.00	106.57	13.79	1.230
40	23.77	7.53	21.66	357.00	73.84	9.67	1.216
41	13.60	22.44	10.61	83.00	34.97	4.75	1.173
42	32.99	18.03	27.40	443.00	89.94	9.85	1.454
43	28.83	26.40	23.41	366.00	77.11	9.49	1.293
44	35.50	16.54	30.94	679.00	107.15	12.67	1.346
45	20.81	33.60	18.73	265.00	61.35	8.64	1.131
46	53.06	7.73	43.20	1018.00	151.44	13.44	1.794
47	15.22	29.12	11.94	94.00	41.21	4.56	1.438
48	51.22	10.15	42.06	789.00	158.85	9.93	2.546
49	17.48	20.53	13.83	139.00	46.04	6.04	1.214
50	22.83	11.63	21.24	352.00	71.35	9.87	1.151

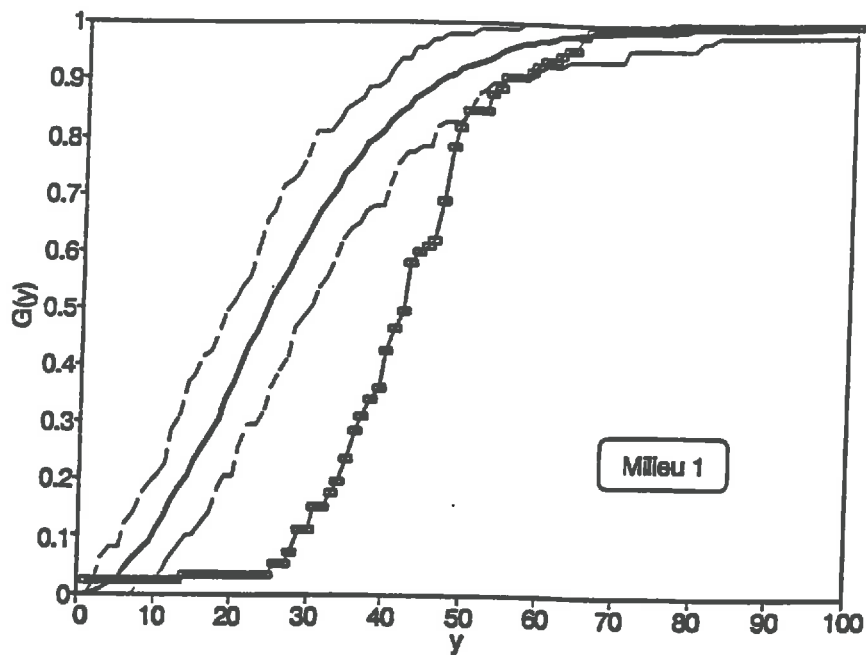
Annexe au Chapitre 6: F - Tableau a (suite)

n	DD	DM	DL	SS	PN	RM	C
51	13.03	19.99	11.80	112.00	38.73	5.78	1.066
52	22.78	27.10	20.43	310.00	66.38	9.34	1.132
53	38.91	18.49	32.41	769.00	109.98	13.98	1.252
54	27.19	18.55	22.88	382.00	77.35	9.88	1.247
55	28.29	11.83	23.18	372.00	79.11	9.40	1.339
56	19.71	20.16	16.07	172.00	54.04	6.37	1.352
57	22.12	32.66	20.42	315.00	70.53	8.93	1.257
58	48.00	21.44	39.30	1096.00	132.71	16.52	1.279
59	31.36	19.63	26.43	509.00	88.43	11.51	1.223
60	25.48	19.17	22.05	362.00	72.87	9.94	1.168
61	27.45	8.55	24.31	414.00	82.77	10.00	1.318
62	29.15	16.48	20.88	191.00	67.56	5.65	1.903
63	18.36	21.10	17.13	237.00	56.04	8.46	1.055
64	26.24	32.48	22.86	380.00	73.94	10.01	1.208
65	60.40	19.22	48.11	1464.00	162.75	17.99	1.440
66	25.28	20.62	21.57	307.00	73.11	8.40	1.386
67	26.29	11.88	23.56	433.00	78.53	11.03	1.134
68	14.99	33.01	13.32	141.00	43.21	6.53	1.054
69	37.46	20.30	34.17	848.00	119.30	14.22	1.336
70	30.38	18.66	25.35	459.00	87.84	10.45	1.338
71	30.15	6.43	23.86	349.00	82.91	8.42	1.568
72	10.19	31.34	8.24	49.00	26.73	3.67	1.161
73	59.91	26.86	45.80	1150.00	155.15	14.82	1.667
74	33.50	10.59	29.78	665.00	101.50	13.10	1.233
75	16.14	4.24	13.34	126.00	44.04	5.72	1.226
76	5.66	10.56	4.72	23.00	14.83	3.10	0.761
77	14.75	38.74	12.13	111.00	39.31	5.65	1.108
78	54.89	6.95	42.56	1493.00	155.09	19.25	1.283
79	11.18	15.03	9.27	57.00	32.97	3.46	1.518
80	20.24	35.04	17.13	226.00	56.63	7.98	1.130
81	40.11	6.64	35.56	836.00	125.05	13.37	1.489
82	8.60	30.41	7.76	52.00	24.73	4.21	0.936
83	39.89	8.63	34.86	835.00	121.40	13.76	1.405
84	13.92	18.00	11.55	100.00	37.56	5.33	1.123
85	22.83	3.82	20.25	312.00	68.53	9.11	1.198
86	7.06	34.00	5.44	21.00	17.66	2.38	1.182
87	34.84	27.89	33.71	857.00	113.15	15.15	1.189
88	44.67	12.76	37.12	723.00	140.12	10.32	2.162
89	23.51	17.45	18.73	231.00	62.87	7.35	1.362
90	28.16	20.73	22.93	348.00	77.60	8.97	1.378
91	41.08	45.37	31.22	393.00	114.91	6.84	2.675
92	46.85	16.81	43.90	1347.00	143.35	18.79	1.215
93	27.90	26.11	26.27	357.00	75.60	9.44	1.275
94	29.05	16.00	24.94	516.00	86.28	11.96	1.149
95	32.00	10.40	12.52	288.00	82.53	6.98	1.883
96	15.81	4.26	2.55	103.00	40.49	5.09	1.267
97	5.26	12.20	3.60	18.00	16.10	2.15	1.190

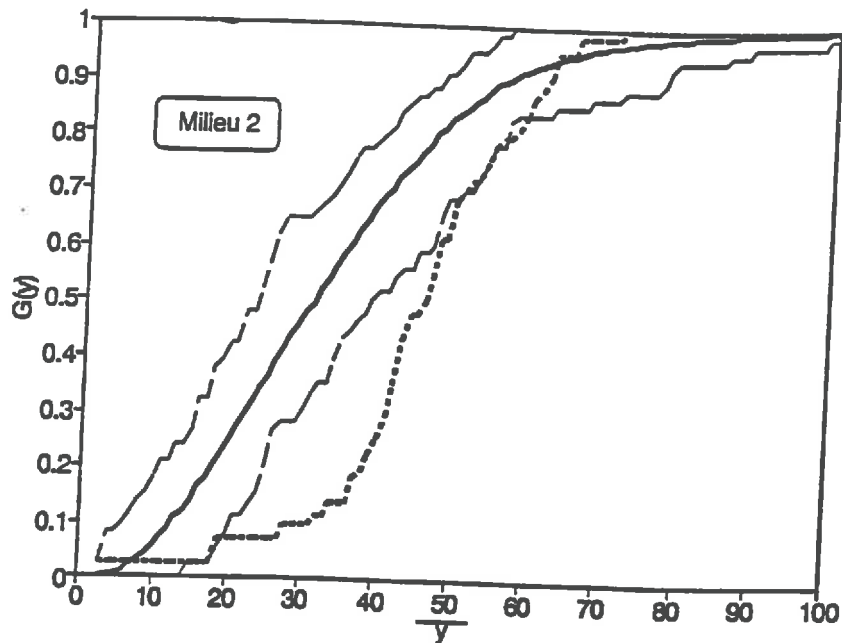
Annexe au Chapitre 6 : F - Tableau b

n	DD	DM	DL	SS	PN	RM	C
1	67.91	48.31	25.17	1162.00	162.95	14.26	1.819
2	50.26	41.89	32.93	1149.00	137.35	16.73	1.307
3	26.00	18.08	6.00	127.00	62.38	4.07	2.439
4	41.00	30.62	15.00	523.00	100.28	10.43	1.530
5	33.22	24.70	11.43	292.00	82.38	7.09	1.850
6	83.58	68.31	52.61	2931.00	231.82	25.29	1.459
7	73.37	66.51	68.93	3022.00	229.88	26.34	1.392
8	34.22	29.67	26.34	636.00	100.33	12.68	1.260
9	57.31	46.87	34.06	1455.00	162.02	17.96	1.436
10	74.90	56.66	35.27	1653.00	210.65	15.69	2.136
11	38.61	34.32	30.10	800.00	113.11	14.15	1.273
12	5.38	4.72	4.19	21.00	15.66	2.68	0.929
13	39.42	33.88	26.94	753.00	113.98	13.21	1.373
14	85.66	64.03	43.07	1878.00	244.45	15.37	2.532
15	16.98	14.58	12.75	164.00	47.46	6.91	1.093
16	41.58	34.44	27.74	806.00	115.01	14.02	1.306
17	67.55	63.74	64.22	3037.00	226.11	26.86	1.340
18	54.39	48.63	44.15	1760.00	165.34	21.29	1.236
19	75.52	57.96	36.03	1814.00	206.41	17.58	1.869
20	57.31	46.87	34.06	1455.00	162.02	17.96	1.436
21	73.51	55.43	29.18	1457.00	175.40	16.61	1.681
22	25.48	23.12	20.79	404.00	82.67	9.77	1.346
23	30.80	24.08	16.54	359.00	86.91	8.26	1.675
24	91.73	76.40	53.11	3654.00	267.14	27.36	1.554
25	26.56	21.86	16.91	343.00	73.01	9.40	1.237
26	118.78	90.74	52.32	4147.00	334.29	24.81	2.145
27	66.49	60.21	55.98	2666.00	205.58	25.94	1.262
28	57.90	50.92	46.85	1676.00	169.98	19.72	1.372
29	49.80	41.58	33.18	1234.00	139.98	17.63	1.264
30	48.68	45.37	44.24	1552.00	156.61	19.82	1.258
31	44.38	40.37	39.78	1207.00	135.40	17.83	1.209
32	23.06	19.95	17.13	297.00	67.35	8.82	1.216
33	24.17	20.36	14.50	295.00	69.94	8.44	1.320
34	23.52	19.90	15.01	292.00	66.28	8.81	1.197
35	73.51	55.43	29.18	1457.00	175.40	16.61	1.681
36	120.17	104.86	85.32	4568.00	478.86	19.08	3.995
37	60.63	45.03	23.45	1015.00	158.95	12.77	1.981
38	35.81	31.64	28.69	756.00	106.67	14.17	1.198
39	90.53	75.28	59.65	3647.00	265.28	27.50	1.536
40	55.15	50.96	49.49	1948.00	172.95	22.53	1.222
41	55.86	50.18	44.54	1793.00	170.12	21.08	1.285
42	25.30	19.77	12.39	237.00	64.38	7.36	1.392
43	31.77	29.30	27.00	663.00	97.50	13.60	1.141
44	45.69	42.17	41.05	1333.00	142.12	17.76	1.206
45	86.52	71.42	58.11	2750.00	315.91	17.41	2.888
46	11.65	8.70	4.83	53.00	28.14	3.77	1.189
47	7.00	4.46	0.00	8.00	14.00	1.14	1.950
48	15.81	13.34	10.98	134.00	45.11	5.94	1.209
49	7.00	4.46	0.00	8.00	14.00	1.14	1.950
50	137.96	107.25	67.91	5702.00	425.16	26.82	2.523
51	62.45	59.36	58.11	2629.00	201.09	26.15	1.224
52	93.00	73.47	48.00	3419.00	248.99	27.46	1.443
53	10.44	7.58	4.05	36.00	25.31	2.84	1.416
54	72.50	60.07	43.26	2323.00	204.27	22.74	1.430
55	19.71	17.43	16.61	235.00	58.28	8.06	1.150
56	18.24	14.97	12.16	160.00	50.28	6.36	1.258
57	24.00	16.81	6.00	128.00	54.14	4.73	1.823
58	96.43	77.71	50.74	3105.00	263.86	25.53	1.785
59	43.01	35.25	27.77	833.00	118.33	14.08	1.338
60	80.02	62.67	51.03	1726.00	218.12	15.83	2.194
61	19.22	14.40	9.03	135.00	47.21	5.72	1.314
62	60.18	51.41	39.23	1873.00	173.20	21.63	1.275
63	60.16	49.92	36.77	1509.00	171.78	17.57	1.556
64	51.50	39.14	24.77	732.00	132.33	11.06	1.904
65	20.80	17.74	14.99	223.00	60.53	7.37	1.308
66	10.81	9.23	8.03	72.00	30.14	4.78	1.004
67	54.67	448.11	42.78	1625.00	161.05	20.18	1.270
68	28.01	24.78	20.15	463.00	83.25	11.12	1.191
69	42.00	35.96	27.00	826.00	122.22	13.52	1.439
70	37.55	30.83	27.21	598.00	103.46	11.56	1.425
71	17.11	12.37	5.60	84.00	41.31	4.07	1.617

Annexe au Chapitre 6 : F - Tableau c



n	$G(y)$	$G(y)_{\max}$	$G(y)_{\min}$	$G(y)$	n	$G(y)$	$G(y)_{\max}$	$G(y)_{\min}$	$G(y)$
1	0.0000	0.0000	0.0000	0.0206	51	0.9338	0.9897	0.8763	0.7835
2	0.0033	0.0206	0.0000	0.0206	52	0.9386	0.9897	0.8866	0.8144
3	0.0111	0.0619	0.0000	0.0206	53	0.9437	0.9897	0.8969	0.8454
4	0.0156	0.0825	0.0000	0.0206	54	0.9500	0.9897	0.8969	0.8454
5	0.0277	0.0825	0.0000	0.0206	55	0.9556	0.9897	0.9072	0.8454
6	0.0425	0.1237	0.0000	0.0206	56	0.9595	0.9897	0.9072	0.8763
7	0.0612	0.1443	0.0000	0.0206	57	0.9629	1.0000	0.9072	0.8866
8	0.0777	0.1753	0.0206	0.0206	58	0.9656	1.0000	0.9072	0.9072
9	0.0926	0.1959	0.0206	0.0206	59	0.9691	1.0000	0.9175	0.9072
10	0.1138	0.2062	0.0206	0.0206	60	0.9722	1.0000	0.9278	0.9072
11	0.1358	0.2268	0.0412	0.0206	61	0.9750	1.0000	0.9278	0.9175
12	0.1643	0.2887	0.0619	0.0206	62	0.9782	1.0000	0.9278	0.9278
13	0.1863	0.3093	0.0825	0.0206	63	0.9802	1.0000	0.9381	0.9381
14	0.2092	0.3711	0.1031	0.0309	64	0.9819	1.0000	0.9381	0.9381
15	0.2308	0.3814	0.1031	0.0309	65	0.9831	1.0000	0.9381	0.9485
16	0.2535	0.4124	0.1237	0.0309	66	0.9848	1.0000	0.9381	0.9588
17	0.2810	0.4227	0.1443	0.0309	67	0.9858	1.0000	0.9381	0.9588
18	0.3078	0.4639	0.1856	0.0309	68	0.9867	1.0000	0.9381	0.9794
19	0.3425	0.4948	0.2062	0.0309	69	0.9875	1.0000	0.9381	0.9897
20	0.3683	0.5135	0.2062	0.0309	70	0.9883	1.0000	0.9381	0.9897
21	0.3978	0.5361	0.2577	0.0309	71	0.9886	1.0000	0.9588	0.9897
22	0.4330	0.5567	0.2990	0.0309	72	0.9903	1.0000	0.9588	0.9897
23	0.4619	0.6082	0.2990	0.0309	73	0.9913	1.0000	0.9588	0.9897
24	0.4922	0.6398	0.3196	0.0309	74	0.9920	1.0000	0.9588	0.9897
25	0.5187	0.6701	0.3608	0.0309	75	0.9922	1.0000	0.9588	0.9897
26	0.5441	0.7113	0.3918	0.0515	76	0.9926	1.0000	0.9588	0.9897
27	0.5699	0.7216	0.4124	0.0515	77	0.9928	1.0000	0.9588	0.9897
28	0.5947	0.7320	0.4639	0.0722	78	0.9931	1.0000	0.9588	0.9897
29	0.6190	0.7629	0.4845	0.1134	79	0.9934	1.0000	0.9588	0.9897
30	0.6458	0.8041	0.5052	0.1134	80	0.9945	1.0000	0.9588	0.9897
31	0.6680	0.8041	0.5361	0.1546	81	0.9948	1.0000	0.9691	1.0000
32	0.6887	0.8041	0.5567	0.1546	82	0.9950	1.0000	0.9794	1.0000
33	0.7104	0.8247	0.5876	0.1753	83	0.9952	1.0000	0.9794	1.0000
34	0.7301	0.8454	0.6186	0.1959	84	0.9956	1.0000	0.9794	1.0000
35	0.7486	0.8557	0.6392	0.2371	85	0.9959	1.0000	0.9794	1.0000
36	0.7664	0.8660	0.6495	0.2887	86	0.9966	1.0000	0.9794	1.0000
37	0.7861	0.8866	0.6701	0.3093	87	0.9966	1.0000	0.9794	1.0000
38	0.7997	0.8866	0.6804	0.3402	88	0.9966	1.0000	0.9794	1.0000
39	0.8140	0.8969	0.6804	0.3608	89	0.9969	1.0000	0.9794	1.0000
40	0.8286	0.9175	0.7113	0.4227	90	0.9971	1.0000	0.9794	1.0000
41	0.8412	0.9381	0.7526	0.4639	91	0.9976	1.0000	0.9794	1.0000
42	0.8523	0.9381	0.7732	0.4948	92	0.9977	1.0000	0.9794	1.0000
43	0.8661	0.9588	0.7732	0.5773	93	0.9978	1.0000	0.9794	1.0000
44	0.8768	0.9588	0.7835	0.5979	94	0.9979	1.0000	0.9794	1.0000
45	0.8879	0.9691	0.7835	0.6082	95	0.9980	1.0000	0.9794	1.0000
46	0.8966	0.9691	0.8144	0.6186	96	0.9985	1.0000	0.9794	1.0000
47	0.9045	0.9794	0.8247	0.6907	97	0.9986	1.0000	0.9794	1.0000
48	0.9121	0.9794	0.8247	0.7835	98	0.9986	1.0000	0.9794	1.0000
49	0.9203	0.9794	0.8247	0.8144	99	0.9987	1.0000	0.9794	1.0000
50	0.9276	0.9794	0.8454	0.8454	100	0.9987	1.0000	0.9794	1.0000



	G(y)	G(y)max	G(y)min	G(y)		G(y)	G(y)max	G(y)min	G(y)
1	0.0003	0.0282	0.0000	0.0282	51	0.8766	0.9577	0.7324	0.7324
2	0.0038	0.0845	0.0000	0.0282	52	0.8878	0.9718	0.7606	0.7606
3	0.0076	0.0845	0.0000	0.0282	53	0.8986	0.9859	0.7887	0.7887
4	0.0134	0.0986	0.0000	0.0282	54	0.9051	0.9859	0.7887	0.8028
5	0.0210	0.1127	0.0000	0.0282	55	0.9112	1.0000	0.8310	0.8028
6	0.0311	0.1408	0.0000	0.0282	56	0.9180	1.0000	0.8451	0.8169
7	0.0428	0.1549	0.0000	0.0282	57	0.9221	1.0000	0.8451	0.8451
8	0.0593	0.1831	0.0000	0.0282	58	0.9275	1.0000	0.8451	0.8732
9	0.0737	0.2113	0.0000	0.0282	59	0.9332	1.0000	0.8451	0.8873
10	0.0889	0.2113	0.0000	0.0282	60	0.9387	1.0000	0.8451	0.9155
11	0.1067	0.2394	0.0000	0.0282	61	0.9448	1.0000	0.8592	0.9577
12	0.1209	0.2394	0.0000	0.0282	62	0.9492	1.0000	0.8592	0.9577
13	0.1413	0.2676	0.0282	0.0282	63	0.9525	1.0000	0.8592	0.9577
14	0.1621	0.3239	0.0282	0.0282	64	0.9566	1.0000	0.8592	0.9859
15	0.1810	0.3239	0.0282	0.0282	65	0.9594	1.0000	0.8592	0.9859
16	0.2031	0.3803	0.0282	0.0282	66	0.9623	1.0000	0.8732	0.9859
17	0.2264	0.3944	0.0563	0.0704	67	0.9663	1.0000	0.8732	0.9859
18	0.2496	0.4225	0.0845	0.0704	68	0.9686	1.0000	0.8732	0.9859
19	0.2741	0.4225	0.1127	0.0704	69	0.9714	1.0000	0.8732	0.9859
20	0.2972	0.4789	0.1127	0.0704	70	0.9739	1.0000	0.8873	1.0000
21	0.3225	0.4789	0.1408	0.0704	71	0.9761	1.0000	0.8873	1.0000
22	0.3429	0.5211	0.1549	0.0704	72	0.9777	1.0000	0.8873	1.0000
23	0.3656	0.5775	0.2113	0.0704	73	0.9800	1.0000	0.8873	1.0000
24	0.3881	0.6197	0.2676	0.0704	74	0.9811	1.0000	0.8873	1.0000
25	0.4130	0.6479	0.2817	0.0704	75	0.9827	1.0000	0.9014	1.0000
26	0.4352	0.6479	0.2817	0.0986	76	0.9846	1.0000	0.9296	1.0000
27	0.4560	0.6479	0.2817	0.0986	77	0.9859	1.0000	0.9437	1.0000
28	0.4776	0.6479	0.3099	0.0986	78	0.9869	1.0000	0.9437	1.0000
29	0.4955	0.6620	0.3380	0.0986	79	0.9884	1.0000	0.9437	1.0000
30	0.5204	0.6761	0.3521	0.1127	80	0.9896	1.0000	0.9437	1.0000
31	0.5431	0.6901	0.3521	0.1127	81	0.9906	1.0000	0.9437	1.0000
32	0.5621	0.7042	0.3944	0.1408	82	0.9916	1.0000	0.9437	1.0000
33	0.5883	0.7324	0.4366	0.1408	83	0.9925	1.0000	0.9437	1.0000
34	0.6089	0.7606	0.4507	0.1408	84	0.9930	1.0000	0.9577	1.0000
35	0.6313	0.7746	0.4648	0.1831	85	0.9934	1.0000	0.9577	1.0000
36	0.6499	0.7746	0.4789	0.1972	86	0.9935	1.0000	0.9577	1.0000
37	0.6702	0.7887	0.5070	0.2254	87	0.9944	1.0000	0.9718	1.0000
38	0.6904	0.8028	0.5211	0.2535	88	0.9946	1.0000	0.9718	1.0000
39	0.7066	0.8169	0.5211	0.2558	89	0.9955	1.0000	0.9718	1.0000
40	0.7271	0.8451	0.5493	0.3521	90	0.9965	1.0000	0.9718	1.0000
41	0.7408	0.8592	0.5634	0.4366	91	0.9969	1.0000	0.9718	1.0000
42	0.7570	0.8732	0.5634	0.4789	92	0.9971	1.0000	0.9718	1.0000
43	0.7704	0.8732	0.5915	0.4789	93	0.9975	1.0000	0.9718	1.0000
44	0.7862	0.8873	0.5915	0.5070	94	0.9978	1.0000	0.9718	1.0000
45	0.8040	0.8873	0.6056	0.5493	95	0.9979	1.0000	0.9718	1.0000
46	0.8184	0.9155	0.6620	0.6197	96	0.9981	1.0000	0.9718	1.0000
47	0.8319	0.9155	0.6901	0.6197	97	0.9987	1.0000	0.9859	1.0000
48	0.8452	0.9296	0.6901	0.6901	98	0.9990	1.0000	0.9859	1.0000
49	0.8548	0.9577	0.7042	0.7042	99	0.9990	1.0000	0.9859	1.0000
50	0.8659	0.9577	0.7042	0.7183	100	0.9991	1.0000	0.9859	1.0000

Annexe au Chapitre 7 : A

Expériences numériques d'infiltration en milieu poreux : Profils de teneur en fluide et de stock de fluide

Force de gravité par unité de volume $\mathcal{F}_\beta = 0.00096 \text{ um/ul}^2 \text{ ut}^2$

Notation:

$\overline{\theta(\bar{z})}$: Teneur en fluide moyenne de la couche d'épaisseur $(z_2 - z_1)$, où $\bar{z} = \frac{(z_2 - z_1)}{2}$.

$S(\bar{z}) = \overline{\theta(\bar{z})}(z_2 - z_1)$: stock moyen de la couche d'épaisseur $(z_2 - z_1)$.

$CS(\bar{z}) = \Phi(z_2 - z_1)$: capacité moyenne de stockage de la couche d'épaisseur $(z_2 - z_1)$.

Expérience 1: Infiltration sur le milieu 1

Expérience 2: Infiltration sur le milieu 2

Annexe au Chapitre 7 : A - Expérience 1

n	Prof[ul]	Teneur en						Fluide Moyenne				Porosité Moyenne
		1000 ut	2000 ut	3000 ut	4000 ut	5000 ut	6000 ut	8000 ut	10000 ut	15000 ut	20000 ut	
1	150-199	0.60	0.69	0.69	0.69	0.69	0.69	0.69	0.69	0.69	0.69	0.71
2	200-249	0.06	0.19	0.34	0.47	0.59	0.67	0.70	0.70	0.70	0.70	0.72
3	250-299	0.03	0.04	0.05	0.06	0.07	0.11	0.26	0.40	0.59	0.65	0.69
4	300-349	0.03	0.03	0.04	0.04	0.05	0.05	0.06	0.09	0.23	0.37	0.68
5	350-399	0.04	0.03	0.04	0.04	0.05	0.05	0.06	0.07	0.09	0.19	0.72
6	400-477	0.04	0.06	0.07	0.07	0.08	0.08	0.08	0.08	0.08	0.07	0.72
Stock[ul]												
1	150-199	29.8	34.5	34.6	34.7	34.7	34.7	34.7	34.6	34.6	34.7	35.7
2	200-249	2.8	9.3	17.2	23.3	29.7	33.4	34.9	34.9	34.9	35.1	36.0
3	250-299	1.6	1.9	2.4	2.9	3.7	5.7	12.9	19.9	29.3	32.5	34.3
4	300-349	1.7	1.6	1.8	2.1	2.3	2.6	3.1	4.3	11.6	18.7	34.0
5	350-399	1.8	1.7	2.1	2.2	2.4	2.6	3.0	3.4	4.6	9.6	35.9
6	400-477	3.4	4.5	5.3	5.6	6.1	6.5	6.2	6.2	6.2	5.4	55.3

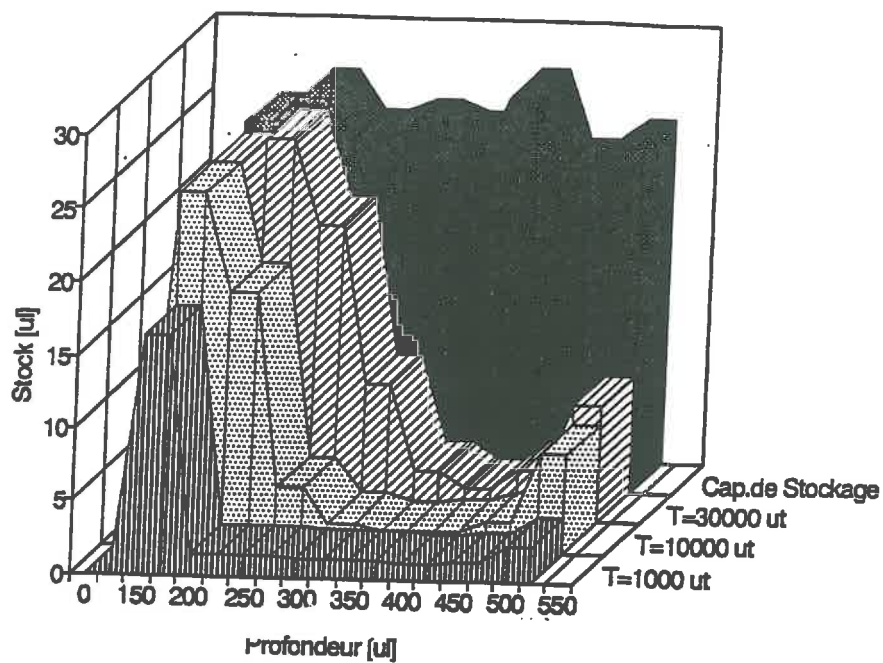
Annexe au Chapitre 7 : A - Expérience 2

n	Prof	Teneur en Fluide														Porosité Moyenne
		1000 ut	2000 ut	3000 ut	4000 ut	5000 ut	6000 ut	8000 ut	10000 ut	15000 ut	20000 ut	25000 ut	30000 ut	40000 ut	50000 ut	
1	150-199	0.33	0.39	0.43	0.46	0.48	0.48	0.48	0.48	0.48	0.48	0.48	0.48	0.48	0.48	0.48
2	200-249	0.03	0.05	0.08	0.10	0.14	0.19	0.28	0.35	0.46	0.51	0.51	0.51	0.51	0.51	0.51
3	250-299	0.03	0.03	0.03	0.04	0.04	0.05	0.06	0.08	0.15	0.25	0.34	0.40	0.45	0.46	0.48
4	300-349	0.03	0.03	0.03	0.03	0.03	0.03	0.03	0.03	0.05	0.07	0.12	0.18	0.33	0.39	0.49
5	350-399	0.02	0.02	0.02	0.02	0.02	0.02	0.02	0.02	0.03	0.04	0.05	0.06	0.11	0.24	0.47
6	400-449	0.02	0.02	0.02	0.02	0.02	0.02	0.02	0.03	0.03	0.03	0.04	0.04	0.05	0.07	0.54
7	450-499	0.03	0.03	0.03	0.03	0.03	0.04	0.04	0.04	0.05	0.06	0.06	0.07	0.08	0.10	0.44
8	500-549	0.05	0.07	0.08	0.09	0.10	0.11	0.13	0.13	0.15	0.15	0.16	0.16	0.18	0.18	0.47

n	Prof	Stock														CS
		16.3	19.3	21.6	23.1	24.0	24.0	24.1	24.1	24.0	24.0	25.3	25.7	24.1	24.1	
1	150-199	16.3	19.3	21.6	23.1	24.0	24.0	24.1	24.1	24.0	24.0	25.3	25.7	24.1	24.1	23.9
2	200-249	1.4	2.6	3.8	5.0	6.8	9.3	13.8	17.3	22.8	25.3	25.7	25.7	25.7	25.7	26.5
3	250-299	1.4	1.5	1.6	1.8	2.1	2.4	2.9	4.0	7.7	12.5	17.0	19.9	22.3	23.1	23.8
4	300-349	1.3	1.3	1.3	1.4	1.5	1.5	1.6	1.7	2.5	3.4	5.8	9.1	16.6	19.6	24.5
5	350-399	1.2	1.1	1.2	1.1	1.1	1.1	1.1	1.2	1.5	1.9	2.5	3.2	5.3	12.0	23.7
6	400-449	1.1	1.1	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.3	1.4	1.7	1.8	2.1	2.6	3.3	26.9
7	450-499	1.3	1.4	1.6	1.6	1.7	1.8	1.9	2.0	2.4	2.9	2.9	3.4	4.1	5.0	22.1
8	500-549	2.4	3.4	3.9	4.5	5.0	5.6	6.3	6.7	7.4	7.5	8.0	8.0	9.0	9.2	23.6

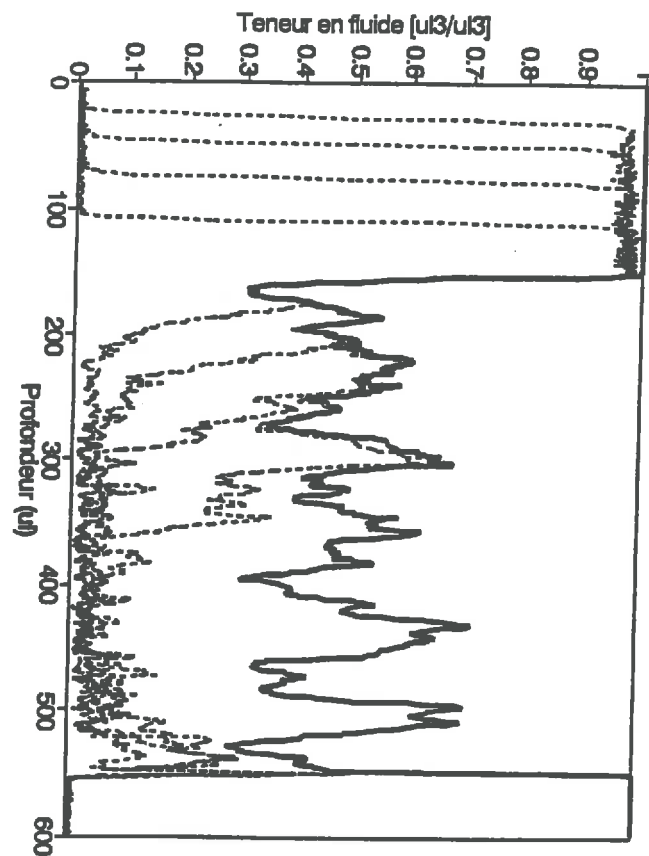
Annexe au Chapitre 7 : B

Expériences numériques d'infiltration sur le milieu 2 : Stock de fluide par couche en fonction de la profondeur et du temps



Annexe au Chapitre 7 : B

Expériences numériques d'infiltration sur le milieu 2 : Profils de teneur en fluide en fonction de la profondeur



Annexe au Chapitre 7 : C

Photos des dispositifs expérimentaux

Photo 1: Dispositif expérimental pour étudier l'écoulement dans des tuyaux cylindriques

Photo 2: Dispositif à plaques pour étudier l'écoulement entre des parois planes

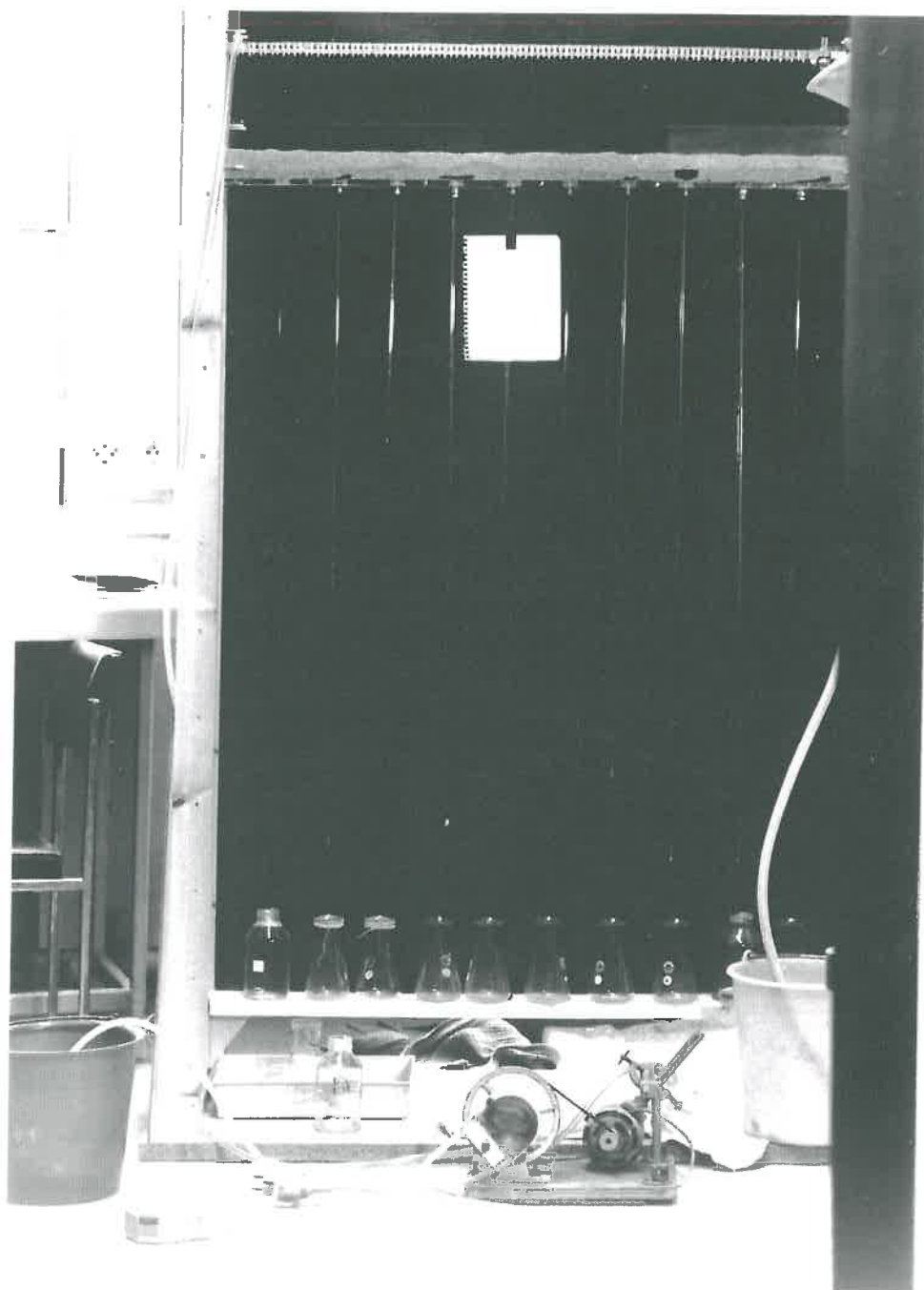
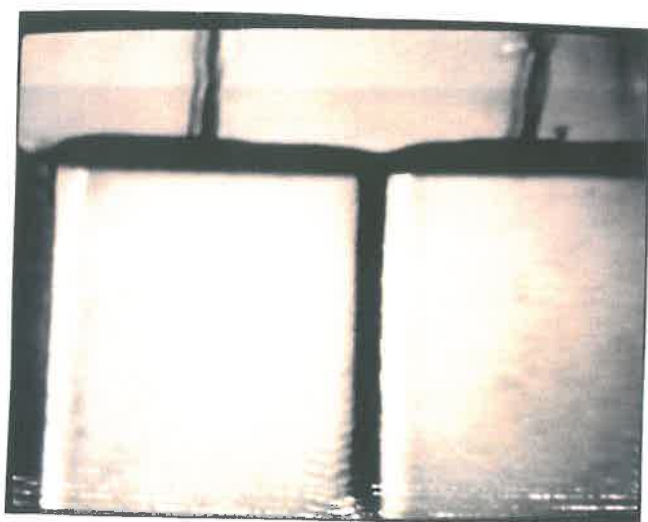
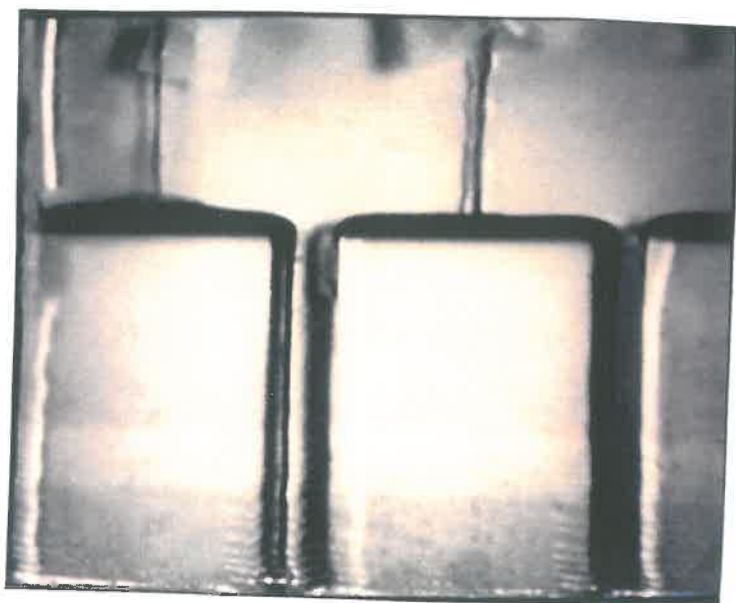


Photo N°1 : Dispositif expérimental pour étudier l'infiltration de l'eau dans des tubes cylindriques.



Photos N° 5 et 6: *Infiltration gravitaire entre des parois planes.*

Annexe au Chapitre 7 : D

Images des simulations d'infiltration non saturante entre des parois planes

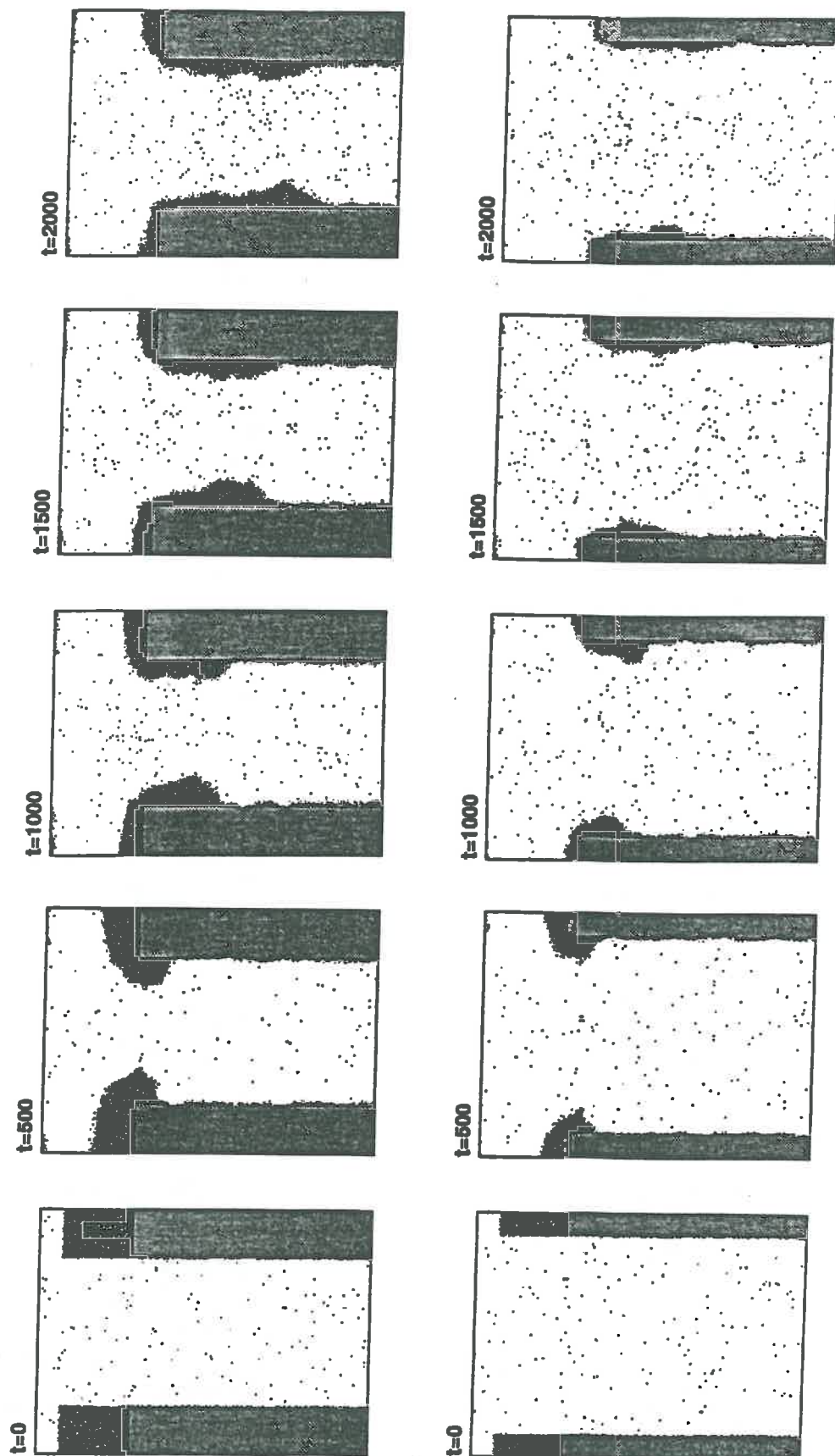
Figures 1 et 2: Diamètre de canal = $120 \sqrt{3}/2 \text{ ul}$ et $160 \sqrt{3}/2 \text{ ul}$, respectivement. Hauteur de lame initiale = 50 ul

Figure 3: Diamètre de canal = $20 \sqrt{3}/2 \text{ ul}$. Hauteur de lame initiale = 50 ul

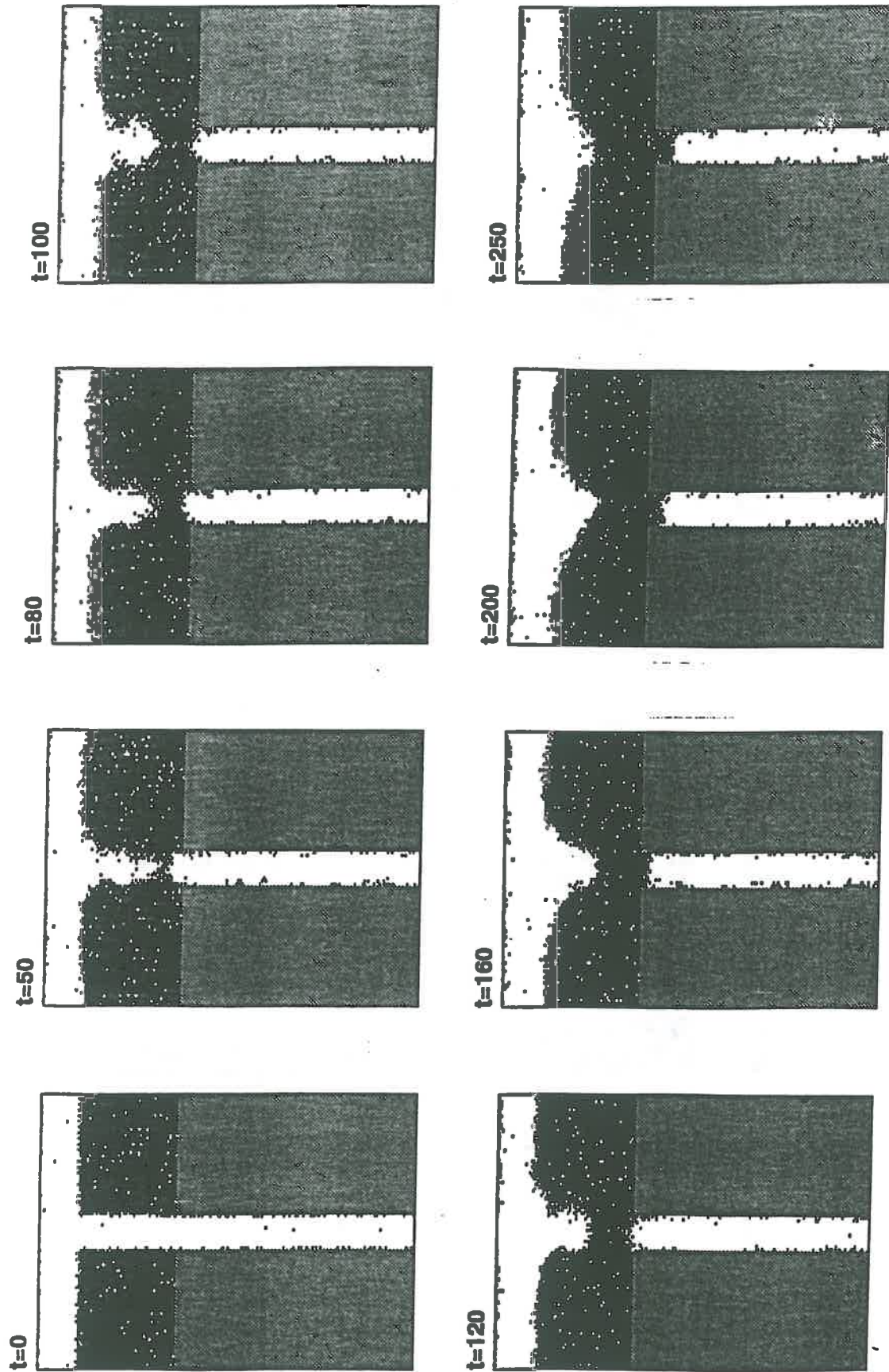
Figure 4: Diamètre de canal = $20 \sqrt{3}/2 \text{ ul}$. Hauteur de lame initiale = 20 ul

Figure 5: Diamètre de canal = $20 \sqrt{3}/2 \text{ ul}$. Hauteur de lame initiale = 14 ul

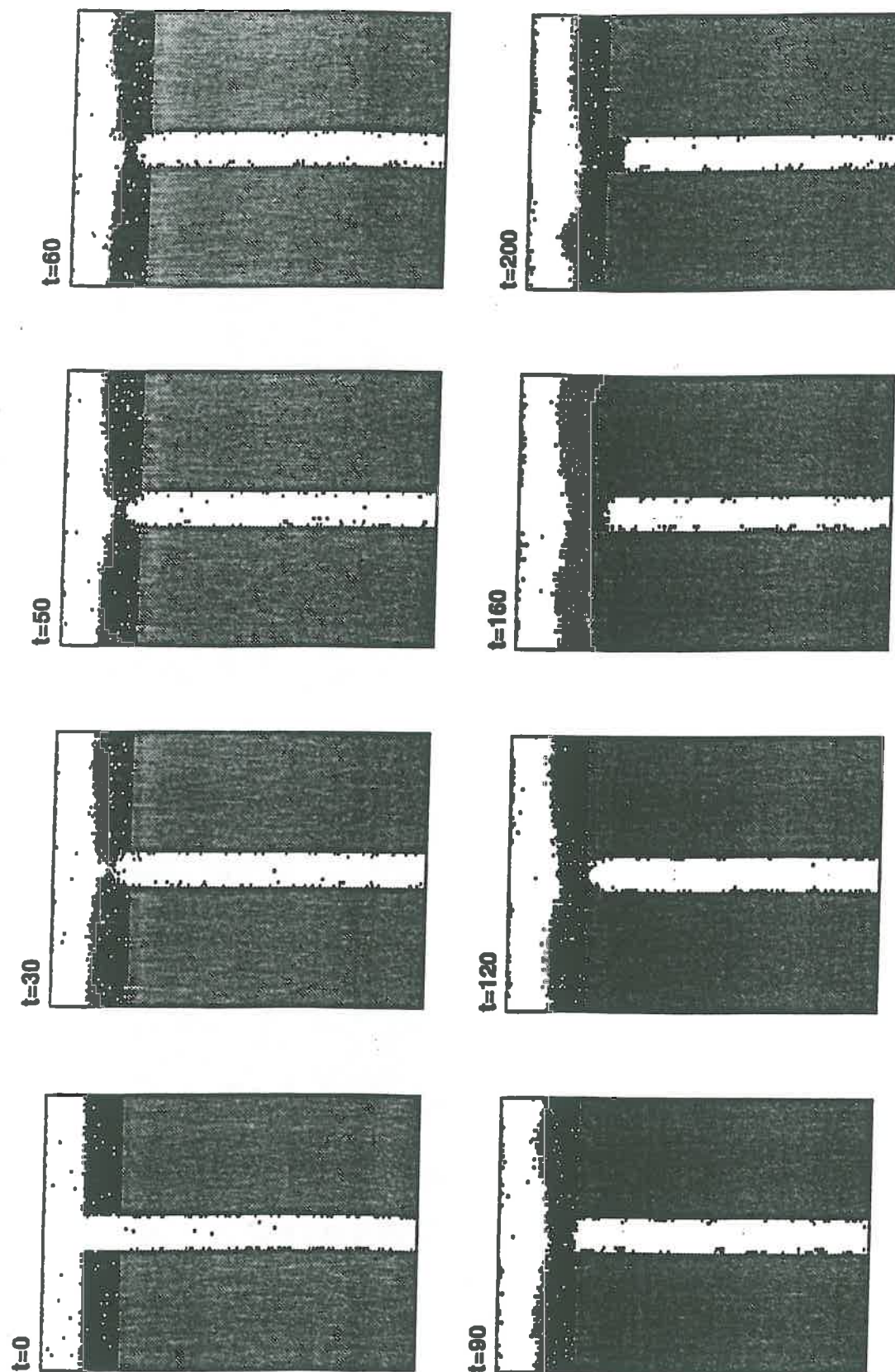
Annexe au Chapitre 7 : D - Figures 1 et 2



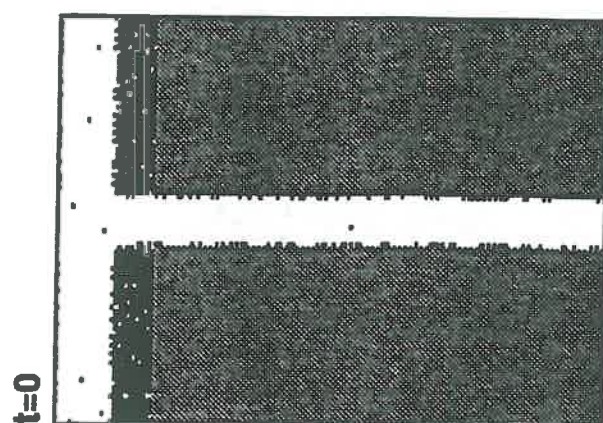
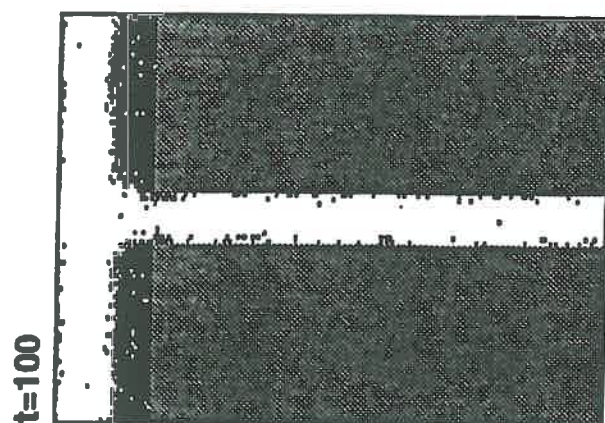
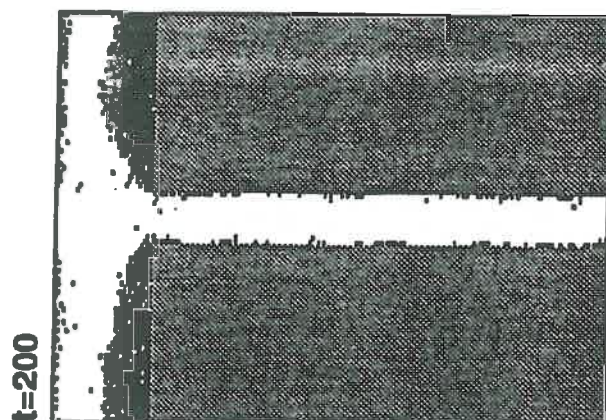
Annexe au Chapitre 7 : D - Figure 3



Annexe au Chapitre 7 : D - Figure 4



Annexe au Chapitre 7 : D - Figure 5



Annexe au Chapitre 8 : A

Expériences numériques d'infiltration en milieu poreux avec une fissure plane - Images et tableaux des données

Expérience 1: Milieu 1 - Lamé initiale $H_o = 70 \text{ ul}$ - Fissure $L = 30\sqrt{3}/2 \text{ ul}$

Expérience 2: Milieu 1 - Lamé initiale $H_o = 70 \text{ ul}$ - Fissure $L = 60\sqrt{3}/2 \text{ ul}$

Expérience 3: Milieu 1 - Lamé initiale $H_o = 70 \text{ ul}$ - Fissure $L = 90\sqrt{3}/2 \text{ ul}$

Expérience 4: Milieu 1 - Lamé initiale $H_o = 140 \text{ ul}$ - Fissure $L = 30\sqrt{3}/2 \text{ ul}$

Expérience 5: Milieu 1 - Lamé initiale $H_o = 140 \text{ ul}$ - Fissure $L = 60\sqrt{3}/2 \text{ ul}$

Expérience 6: Milieu 1 - Lamé initiale $H_o = 140 \text{ ul}$ - Fissure $L = 90\sqrt{3}/2 \text{ ul}$

Expérience 7: Milieu 2 - Lamé initiale $H_o = 70 \text{ ul}$ - Fissure $L = 30\sqrt{3}/2 \text{ ul}$

Expérience 8: Milieu 2 - Lamé initiale $H_o = 70 \text{ ul}$ - Fissure $L = 60\sqrt{3}/2 \text{ ul}$

Expérience 9: Milieu 2 - Lamé initiale $H_o = 70 \text{ ul}$ - Fissure $L = 90\sqrt{3}/2 \text{ ul}$

Expérience 10: Milieu 2 - Lamé initiale $H_o = 140 \text{ ul}$ - Fissure $L = 30\sqrt{3}/2 \text{ ul}$

Expérience 11: Milieu 2 - Lamé initiale $H_o = 140 \text{ ul}$ - Fissure $L = 60\sqrt{3}/2 \text{ ul}$

Expérience 12: Milieu 2 - Lamé initiale $H_o = 140 \text{ ul}$ - Fissure $L = 90\sqrt{3}/2 \text{ ul}$

Notation

$\theta_{mic i}$: Teneur en eau moyenne par couche de la microporosité au pas de temps i où $i = 1, \dots, 6$ correspondent respectivement au temps $t = 1000, 2000, 3000, 4000, 5000$, et 6000 ut .

$\theta_{mac i}$: Teneur en eau moyenne par couche de la fissure au pas de temps i où $i = 1, \dots, 6$ correspondent respectivement au temps $t = 1000, 2000, 3000, 4000, 5000$, et 6000 ut .

$S_{mac i}$ et $S_{mic i}$: stocks du liquide par couche respectivement de la fissure et de la microporosité au pas de temps i .

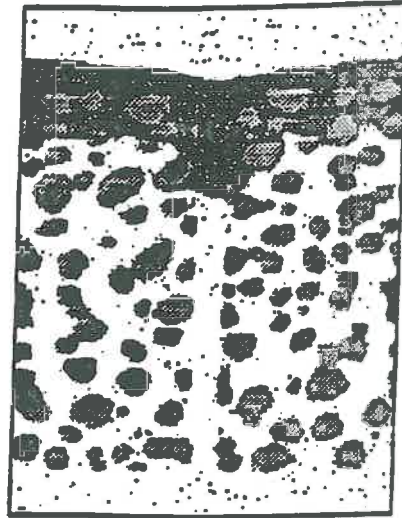
$s_{mac i}$: degré de saturation de la fissure au pas de temps i .

Annexe au Chapitre 8 : A - Expérience 1

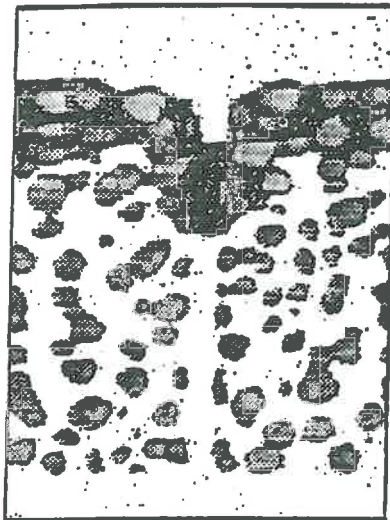
t=0



t=3000



t=6000



t=10000



Prof[ul]	θ_{mic1}	θ_{mic2}	θ_{mic3}	θ_{mic4}	θ_{mic5}	θ_{mic6}
80-129	0.550	0.649	0.715	0.693	0.625	0.552
130-179	0.076	0.208	0.289	0.369	0.439	0.488
180-229	0.034	0.041	0.091	0.149	0.201	0.236
230-279	0.033	0.036	0.041	0.045	0.053	0.074
280-329	0.029	0.030	0.033	0.037	0.039	0.045
330-379	0.028	0.028	0.032	0.037	0.039	0.041
380-429	0.032	0.036	0.040	0.043	0.047	0.050
430-477	0.053	0.071	0.083	0.087	0.093	0.096

Annexe au Chapitre 8 : A - Expérience 1(suite)

Prof[ul]	θ_{mac1}	θ_{mac2}	θ_{mac3}	θ_{mac4}	θ_{mac5}	θ_{mac6}
80-129	0.077	0.077	0.077	0.064	0.034	0.007
130-179	0.024	0.063	0.078	0.078	0.078	0.065
180-229	0.002	0.002	0.027	0.050	0.073	0.078
230-279	0.001	0.001	0.001	0.002	0.003	0.016
280-329	0.002	0.002	0.002	0.003	0.003	0.003
330-379	0.000	0.003	0.000	0.000	0.003	0.000
380-429	0.003	0.003	0.003	0.004	0.001	0.005
430-477	0.004	0.004	0.005	0.004	0.006	0.005

Prof[ul]	Smic1 [ul]	Smic2 [ul]	Smic3 [ul]	Smic4 [ul]	Smic5 [ul]	Smic6 [ul]	CSmic [ul]
80-129	27.5	32.5	35.8	34.7	31.3	27.6	37.5
130-179	3.8	10.4	14.5	18.5	22.0	24.4	33.0
180-229	1.7	2.1	4.6	7.5	10.1	11.8	33.0
230-279	1.7	1.8	2.1	2.3	2.7	3.7	32.0
280-329	1.5	1.5	1.7	1.9	2.0	2.3	33.5
330-379	1.4	1.4	1.6	1.9	2.0	2.1	35.5
380-429	1.6	1.8	2.0	2.2	2.4	2.5	36.0
430-477	2.5	3.3	3.9	4.1	4.4	4.5	33.8

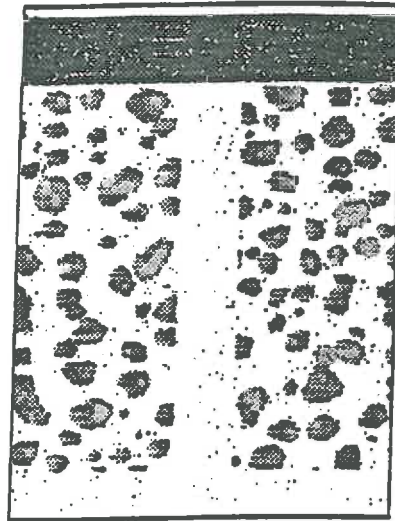
Prof[ul]	Smac1 [ul]	Smac2 [ul]	Smac3 [ul]	Smac4 [ul]	Smac5 [ul]	Smac6 [ul]	CSmac [ul]
80-129	3.8	3.9	3.9	3.2	1.7	0.4	4.0
130-179	1.2	3.2	3.9	3.9	3.9	3.3	4.0
180-229	0.1	0.1	1.3	2.5	3.7	3.9	4.0
230-279	0.1	0.0	0.0	0.1	0.2	0.8	4.0
280-329	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	4.0
330-379	0.0	0.1	0.0	0.0	0.1	0.0	4.0
380-429	0.1	0.2	0.2	0.2	0.1	0.2	4.0
430-477	0.2	0.2	0.3	0.2	0.3	0.2	3.8

Prof[ul]	smac1	smac2	smac3	smac4	smac5	smac6
80-129	0.980	0.986	0.988	0.821	0.429	0.094
130-179	0.302	0.807	0.996	1.000	0.995	0.837
180-229	0.029	0.030	0.345	0.640	0.938	0.999
230-279	0.015	0.011	0.012	0.023	0.043	0.202
280-329	0.021	0.021	0.025	0.037	0.033	0.036
330-379	0.001	0.033	0.005	0.005	0.033	0.005
380-429	0.032	0.043	0.044	0.047	0.015	0.061
430-477	0.054	0.057	0.069	0.055	0.074	0.067

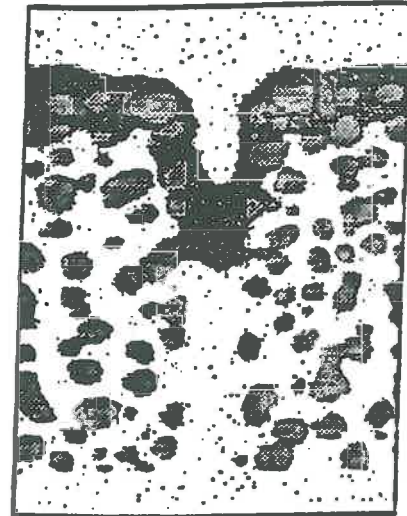
Φ_{lex1}	Φ_{mic}	Φ_{tot}	Φ_{mac}
0.73	0.67	0.75	0.08
0.72	0.66	0.74	0.08
0.69	0.66	0.74	0.08
0.64	0.64	0.71	0.08
0.62	0.67	0.70	0.08
0.65	0.71	0.73	0.08
0.66	0.72	0.74	0.08
0.67	0.72	0.74	0.08

Annexe au Chapitre 8 : A - Expérience 2

t=0



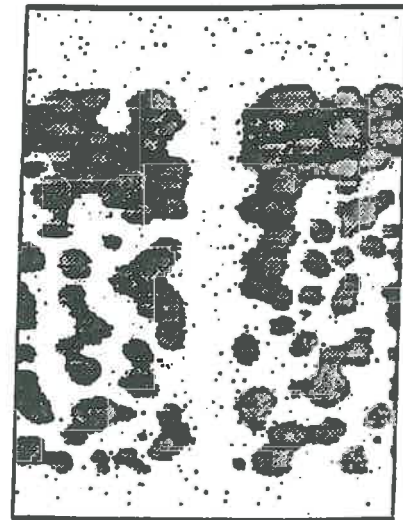
t=3000



t=6000



t=10000



Pro[μ l]	θ_{mic1}	θ_{mic2}	θ_{mic3}	θ_{mic4}	θ_{mic5}	θ_{mic6}
80-129	0.396	0.502	0.543	0.548	0.523	0.493
130-179	0.058	0.119	0.183	0.254	0.323	0.362
180-229	0.031	0.051	0.087	0.119	0.133	0.147
230-279	0.032	0.037	0.063	0.102	0.122	0.125
280-329	0.025	0.028	0.035	0.058	0.084	0.094
330-379	0.029	0.035	0.041	0.047	0.054	0.072
380-429	0.030	0.034	0.040	0.046	0.053	0.064
430-477	0.044	0.057	0.066	0.080	0.090	0.097

Annexe au Chapitre 8 : A - Expérience 2(suite)

Prof[ul]	θ_{mac1}	θ_{mac2}	θ_{mac3}	θ_{mac4}	θ_{mac5}	θ_{mac6}
80-129	0.150	0.100	0.027	0.015	0.015	0.005
130-179	0.098	0.154	0.060	0.027	0.027	0.009
180-229	0.004	0.138	0.155	0.030	0.030	0.001
230-279	0.000	0.001	0.114	0.104	0.104	0.002
280-329	0.000	0.003	0.004	0.079	0.079	0.009
330-379	0.000	0.004	0.004	0.007	0.007	0.082
380-429	0.002	0.002	0.003	0.003	0.003	0.022
430-477	0.011	0.001	0.002	0.002	0.002	0.002

Prof[ul]	Smic1 [ul]	Smic2 [ul]	Smic3 [ul]	Smic4 [ul]	Smic5 [ul]	Smic6 [ul]	CSmic [ul]
80-129	19.8	25.1	27.2	27.4	26.2	24.7	29.4
130-179	2.9	6.0	9.2	12.7	16.2	18.1	29.7
180-229	1.6	2.6	4.4	6.0	6.7	7.4	29.0
230-279	1.6	1.9	3.2	5.1	6.1	6.3	28.5
280-329	1.3	1.4	1.8	2.9	4.2	4.7	30.5
330-379	1.5	1.8	2.1	2.4	2.7	3.6	30.9
380-429	1.5	1.7	2.0	2.3	2.7	3.2	27.8
430-477	2.1	2.7	3.1	3.8	4.2	4.6	29.1

Prof[ul]	Smac1 [ul]	Smac2 [ul]	Smac3 [ul]	Smac4 [ul]	Smac5 [ul]	Smac6 [ul]	CSmac [ul]
80-129	7.5	5.0	1.3	0.7	0.7	0.3	8.0
130-179	4.9	7.7	3.0	1.4	1.4	0.4	8.0
180-229	0.2	6.9	7.7	1.5	1.5	0.1	8.0
230-279	0.0	0.0	5.7	5.2	5.2	0.1	8.0
280-329	0.0	0.2	0.2	4.0	4.0	0.4	8.0
330-379	0.0	0.2	0.2	0.3	0.3	4.1	8.0
380-429	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	1.1	8.0
430-477	0.5	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	7.5

Prof[ul]	smac1	smac2	smac3	smac4	smac5	smac6
80-129	0.957	0.638	0.172	0.094	0.093	0.035
130-179	0.625	0.984	0.383	0.175	0.175	0.057
180-229	0.023	0.886	0.989	0.192	0.192	0.008
230-279	0.003	0.005	0.732	0.663	0.663	0.013
280-329	0.001	0.020	0.023	0.506	0.506	0.057
330-379	0.002	0.023	0.028	0.043	0.043	0.524
380-429	0.010	0.014	0.016	0.018	0.018	0.141
430-477	0.070	0.008	0.012	0.011	0.011	0.011

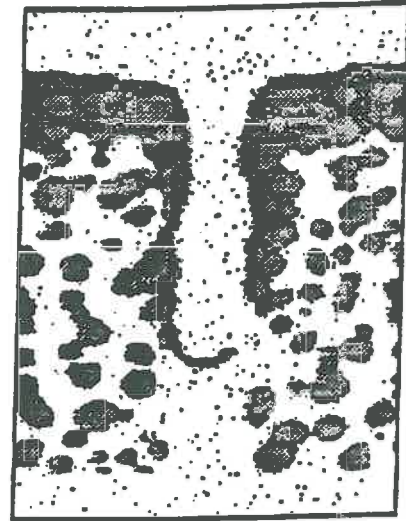
Φ_{text}	Φ_{mic}	Φ_{tot}	Φ_{mac}
0.70	0.59	0.74	0.16
0.71	0.59	0.75	0.16
0.69	0.58	0.74	0.16
0.68	0.57	0.73	0.16
0.73	0.61	0.77	0.16
0.73	0.62	0.77	0.16
0.66	0.56	0.71	0.16
0.74	0.62	0.78	0.16

Annexe au Chapitre 8 : A - Expérience 3

t=0



t=3000



t=6000



t=10000



Prof[ul]	θ_{mic1}	θ_{mic2}	θ_{mic3}	θ_{mic4}	θ_{mic5}	θ_{mic6}
80-129	0.362	0.448	0.514	0.503	0.495	0.454
130-179	0.047	0.112	0.178	0.259	0.319	0.376
180-229	0.027	0.067	0.114	0.139	0.159	0.1814
230-279	0.029	0.045	0.069	0.076	0.091	0.1035
280-329	0.026	0.032	0.09	0.11	0.116	0.126
330-379	0.027	0.036	0.04	0.063	0.07	0.077
380-429	0.026	0.033	0.038	0.054	0.053	0.055
430-477	0.041	0.056	0.07	0.082	0.09	0.096

Annexe au Chapitre 8 : A - Expérience 3(suite)

Prof[ul]	θ_{mac1}	θ_{mac2}	θ_{mac3}	θ_{mac4}	θ_{mac5}	θ_{mac6}
80-129	0.223	0.089	0.053	0.022	0.010	0.009
130-179	0.137	0.097	0.098	0.062	0.033	0.015
180-229	0.016	0.099	0.053	0.059	0.034	0.014
230-279	0.004	0.162	0.045	0.043	0.048	0.035
280-329	0.003	0.005	0.035	0.024	0.024	0.018
330-379	0.003	0.002	0.043	0.004	0.003	0.003
380-429	0.004	0.007	0.008	0.010	0.008	0.009
430-477	0.002	0.003	0.004	0.004	0.004	0.004

Prof[ul]	Smic1 [ul]	Smic2 [ul]	Smic3 [ul]	Smic4 [ul]	Smic5 [ul]	Smic6 [ul]	CSmic [ul]
80-129	18.1	22.4	25.7	25.2	24.8	22.7	26.6
130-179	2.4	5.6	8.9	13.0	16.0	18.8	27.6
180-229	1.4	3.4	5.7	7.0	8.0	9.1	26.8
230-279	1.5	2.3	3.5	3.8	4.6	5.2	25.5
280-329	1.3	1.6	4.5	5.5	5.8	6.3	28.2
330-379	1.4	1.8	2.0	3.2	3.5	3.9	28.6
380-429	1.3	1.7	1.9	2.7	2.7	2.8	25.4
430-477	1.9	2.6	3.3	3.9	4.2	4.5	24.9

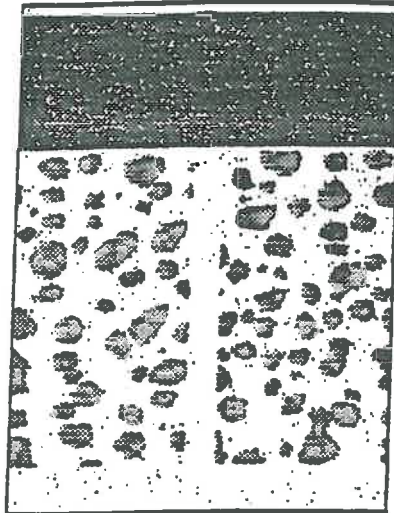
Prof[ul]	Smac1 [ul]	Smac2 [ul]	Smac3 [ul]	Smac4 [ul]	Smac5 [ul]	Smac6 [ul]	CSmac [ul]
80-129	11.2	4.5	2.7	1.1	0.5	0.5	11.5
130-179	6.8	4.8	4.9	3.1	1.7	0.8	11.5
180-229	0.8	4.9	2.7	3.0	1.7	0.7	11.5
230-279	0.2	8.1	2.2	2.1	2.4	1.7	11.5
280-329	0.1	0.3	1.8	1.2	1.2	0.9	11.5
330-379	0.1	0.1	2.1	0.2	0.1	0.1	11.5
380-429	0.2	0.4	0.4	0.5	0.4	0.4	11.5
430-477	0.1	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2	10.8

Prof[ul]	smac1	smac2	smac3	smac4	smac5	smac6
80-129	0.952	0.380	0.227	0.094	0.043	0.040
130-179	0.584	0.413	0.419	0.266	0.142	0.064
180-229	0.070	0.421	0.228	0.252	0.143	0.061
230-279	0.018	0.691	0.192	0.183	0.207	0.149
280-329	0.012	0.022	0.150	0.101	0.102	0.078
330-379	0.011	0.009	0.183	0.015	0.012	0.013
380-429	0.017	0.030	0.034	0.042	0.036	0.037
430-477	0.007	0.015	0.018	0.017	0.019	0.015

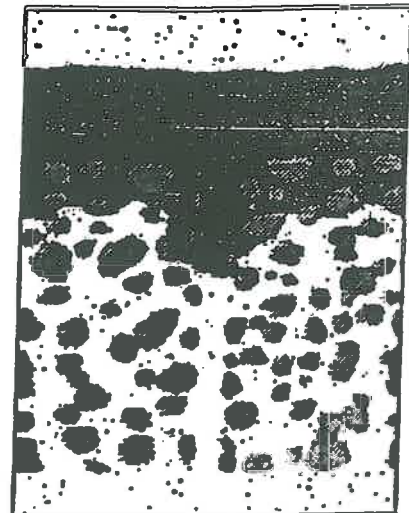
Φ_{text}	Φ_{mic}	Φ_{tot}	Φ_{mac}
0.70	0.53	0.77	0.23
0.72	0.55	0.79	0.23
0.70	0.54	0.77	0.23
0.67	0.51	0.74	0.23
0.74	0.56	0.80	0.23
0.75	0.57	0.81	0.23
0.67	0.51	0.74	0.23
0.69	0.53	0.76	0.23

Annexe au Chapitre 8 : A - Expérience 4

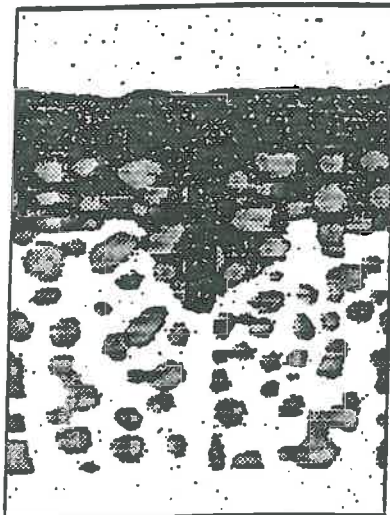
t=0



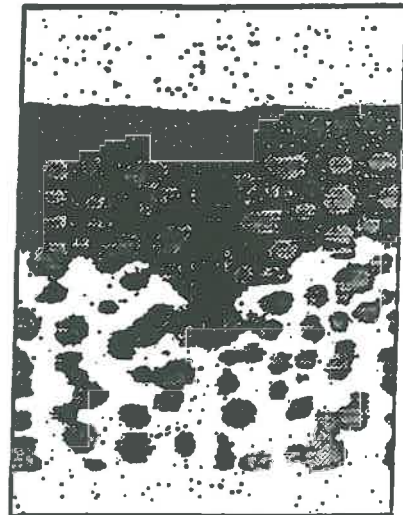
t=2000



t=4000



t=6000



Prof[ul]	θ_{mic1}	θ_{mic2}	θ_{mic3}	θ_{mic4}	θ_{mic5}	θ_{mic6}
150-199	0.542	0.639	0.642	0.642	0.639	0.639
200-249	0.009	0.025	0.378	0.499	0.589	0.630
250-299	0.003	0.006	0.114	0.153	0.189	0.232
300-349	0.003	0.003	0.040	0.053	0.069	0.104
350-399	0.003	0.003	0.041	0.044	0.052	0.058
400-477	0.004	0.004	0.052	0.060	0.065	0.069

Annexe au Chapitre 8 : A - Expérience 4(suite)

Prof[ul]	θ_{mac1}	θ_{mac2}	θ_{mac3}	θ_{mac4}	θ_{mac5}	θ_{mac6}
150-199	0.077	0.078	0.077	0.078	0.077	0.077
200-249	0.046	0.078	0.078	0.078	0.078	0.078
250-299	0.002	0.039	0.005	0.033	0.067	0.078
300-349	0.003	0.004	0.004	0.004	0.004	0.012
350-399	0.000	0.000	0.000	0.001	0.001	0.001
400-477	0.002	0.003	0.004	0.004	0.003	0.004

Prof[ul]	Smic1 [ul]	Smic2 [ul]	Smic3 [ul]	Smic4 [ul]	Smic5 [ul]	Smic6 [ul]	CS[ul]
150-199	27.1	32.0	32.1	32.1	32.0	32.0	32.9
200-249	0.5	1.3	18.9	25.0	29.5	31.5	33.0
250-299	0.2	0.3	5.7	7.7	9.5	11.6	31.8
300-349	0.2	0.2	2.0	2.7	3.5	5.2	31.0
350-399	0.2	0.2	2.1	2.2	2.6	2.9	32.7
400-477	0.3	0.3	4.0	4.6	5.0	5.3	50.8

Prof[ul]	Smac1 [ul]	Smac2 [ul]	Smac3 [ul]	Smac4 [ul]	Smac5 [ul]	Smac6 [ul]	CSmac [ul]
150-199	3.9	3.9	3.9	3.9	3.9	3.8	4.0
200-249	2.3	3.9	3.9	3.9	3.9	3.9	4.0
250-299	0.1	2.0	0.3	1.6	3.3	3.9	4.0
300-349	0.1	0.2	0.2	0.2	0.2	0.6	4.0
350-399	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.1	4.0
400-477	0.2	0.2	0.3	0.3	0.2	0.3	6.2

Prof[ul]	smac1	smac2	smac3	smac4	smac5	smac6
150-199	0.986	0.997	0.986	0.994	0.986	0.982
200-249	0.589	1.000	0.999	1.000	0.999	1.000
250-299	0.027	0.503	0.069	0.416	0.857	1.000
300-349	0.033	0.045	0.049	0.055	0.051	0.154
350-399	0.005	0.004	0.005	0.007	0.012	0.013
400-477	0.025	0.033	0.047	0.049	0.040	0.051

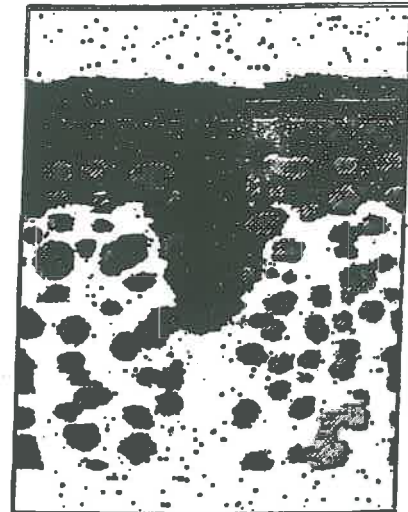
ϕ_{text}	ϕ_{mic}	ϕ_{tot}	ϕ_{mac}
0.72	0.66	0.74	0.08
0.72	0.66	0.74	0.08
0.69	0.64	0.71	0.08
0.67	0.62	0.70	0.08
0.71	0.65	0.73	0.08
0.72	0.66	0.74	0.08

Annexe au Chapitre 8 : A - Expérience 5

t=0



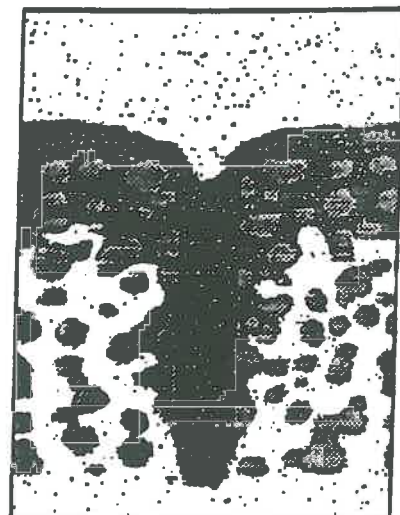
t=2000



t=4000



t=5000



Prof[ul]	θ_{mic1}	θ_{mic2}	θ_{mic3}	θ_{mic4}	θ_{mic5}	θ_{mic6}
150-199	0.476	0.572	0.571	0.571	0.571	0.569
200-249	0.066	0.182	0.301	0.388	0.47	0.525
250-299	0.029	0.073	0.109	0.125	0.152	0.162
300-349	0.034	0.052	0.093	0.109	0.123	0.133
350-399	0.029	0.041	0.067	0.086	0.112	0.131
400-477	0.038	0.059	0.057	0.074	0.088	0.094

Annexe au Chapitre 8 : A - Expérience 5(suite)

Prof[ul]	θ_{mac1}	θ_{mac2}	θ_{mac3}	θ_{mac4}	θ_{mac5}	θ_{mac6}
150-199	0.150	0.154	0.151	0.151	0.110	0.055
200-249	0.151	0.154	0.154	0.154	0.154	0.086
250-299	0.001	0.154	0.154	0.154	0.154	0.154
300-349	0.002	0.095	0.116	0.153	0.154	0.153
350-399	0.003	0.005	0.005	0.120	0.153	0.153
400-477	0.000	0.004	0.001	0.002	0.051	0.048

Prof[ul]	Smic1 [ul]	Smic2 [ul]	Smic3 [ul]	Smic4 [ul]	Smic5 [ul]	Smic6 [ul]	CSmic [ul]
150-199	23.8	28.6	28.6	28.6	28.6	28.4	29.4
200-249	3.3	9.1	15.1	19.4	23.5	26.3	29.7
250-299	1.5	3.7	5.5	6.3	7.6	8.1	29.0
300-349	1.7	2.6	4.7	5.5	6.2	6.7	28.6
350-399	1.5	2.1	3.4	4.3	5.6	6.6	30.5
400-477	2.9	4.5	4.4	5.7	6.8	7.2	47.0

Prof[ul]	Smac1 [ul]	Smac2 [ul]	Smac3 [ul]	Smac4 [ul]	Smac5 [ul]	Smac6 [ul]	CSmac [ul]
150-199	7.5	7.7	7.5	7.6	5.5	2.8	8.0
200-249	7.6	7.7	7.7	7.7	7.7	4.3	8.0
250-299	0.0	7.7	7.7	7.7	7.7	7.7	8.0
300-349	0.1	4.8	5.8	7.6	7.7	7.6	8.0
350-399	0.2	0.2	0.3	6.0	7.7	7.6	8.0
400-477	0.0	0.3	0.1	0.1	4.0	3.7	12.3

Prof[ul]	smac1	smac2	smac3	smac4	smac5	smac6
150-199	0.962	0.985	0.965	0.967	0.705	0.354
200-249	0.968	0.987	0.985	0.985	0.983	0.548
250-299	0.004	0.986	0.984	0.985	0.983	0.985
300-349	0.002	0.609	0.742	0.978	0.985	0.978
350-399	0.003	0.03	0.033	0.769	0.982	0.978
400-477	0.001	0.023	0.001	0.01	0.329	0.308

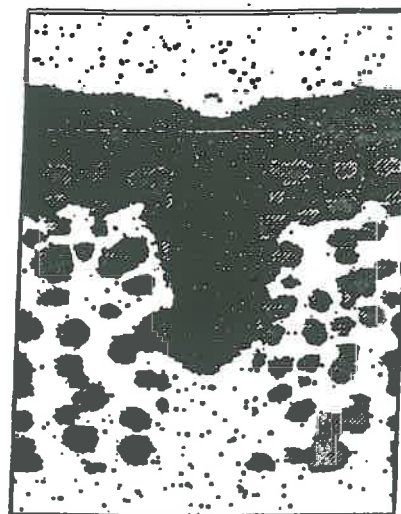
Φ_{ext}	Φ_{mic}	Φ_{tol}	Φ_{mac}
0.70	0.59	0.74	0.16
0.71	0.59	0.75	0.16
0.69	0.58	0.74	0.16
0.68	0.57	0.73	0.16
0.73	0.61	0.77	0.16
0.73	0.61	0.77	0.16

Annexe au Chapitre 8 : A - Expérience 6

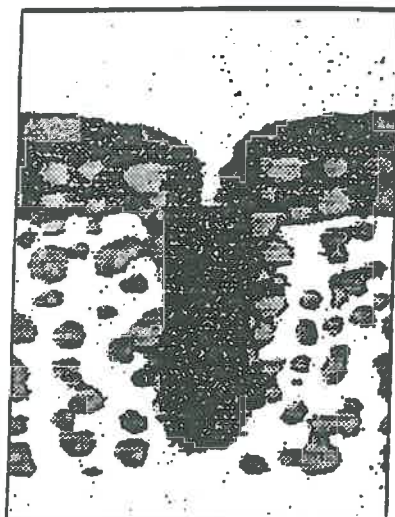
t=0



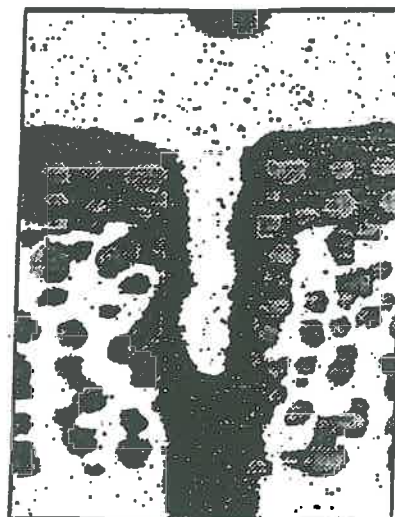
t=2000



t=3000



t=4000



Profil[ul]	θ_{mic1}	θ_{mic2}	θ_{mic3}	θ_{mic4}	θ_{mic5}	θ_{mic6}
150-199	0.414	0.513	0.517	0.514	0.516	0.515
200-249	0.063	0.162	0.259	0.359	0.442	0.506
250-299	0.029	0.074	0.113	0.136	0.176	0.2
300-349	0.032	0.057	0.068	0.086	0.106	0.123
350-399	0.027	0.039	0.104	0.123	0.141	0.1562
400-477	0.023	0.03	0.043	0.064	0.093	0.11

Annexe au Chapitre 8 : A - Expérience 6(suite)

Prof[ul]	θ_{mac1}	θ_{mac2}	θ_{mac3}	θ_{mac4}	θ_{mac5}	θ_{mac6}
150-199	0.223	0.224	0.176	0.083	0.120	0.079
200-249	0.222	0.228	0.225	0.119	0.108	0.131
250-299	0.026	0.223	0.228	0.115	0.092	0.181
300-349	0.005	0.224	0.227	0.104	0.102	0.227
350-399	0.003	0.073	0.227	0.181	0.073	0.090
400-477	0.002	0.002	0.229	0.219	0.048	0.034

Prof[ul]	Smic1 [ul]	Smic2 [ul]	Smic3 [ul]	Smic4 [ul]	Smic5 [ul]	Smic6 [ul]	CSmic [ul]
150-199	20.7	25.7	25.9	25.7	25.8	25.8	26.6
200-249	3.2	8.1	13.0	18.0	22.1	25.3	27.6
250-299	1.5	3.7	5.7	6.8	8.8	10.0	26.8
300-349	1.6	2.9	3.4	4.3	5.3	6.2	25.5
350-399	1.4	2.0	5.2	6.2	7.0	7.8	28.2
400-477	1.8	2.3	3.3	4.9	7.2	8.5	27.9

Prof[ul]	Smac1 [ul]	Smac2 [ul]	Smac3 [ul]	Smac4 [ul]	Smac5 [ul]	Smac6 [ul]	CSmac [ul]
150-199	11.2	11.2	8.8	4.1	6.0	4.0	12.0
200-249	11.1	11.4	11.3	6.0	5.4	6.6	12.0
250-299	1.3	11.2	11.4	5.8	4.6	9.0	12.0
300-349	0.3	11.2	11.3	5.2	5.1	11.4	12.0
350-399	0.1	3.6	11.3	9.0	3.7	4.5	12.0
400-477	0.2	0.2	17.6	16.9	3.7	2.7	18.5

Prof[ul]	smac1	smac2	smac3	smac4	smac5	smac6
150-199	0.952	0.954	0.751	0.352	0.513	0.339
200-249	0.947	0.974	0.961	0.508	0.462	0.559
250-299	0.112	0.953	0.971	0.492	0.392	0.771
300-349	0.022	0.955	0.967	0.444	0.437	0.969
350-399	0.012	0.311	0.967	0.771	0.313	0.384
400-477	0.009	0.01	0.975	0.934	0.203	0.147

Φ_{text}	Φ_{mic}	Φ_{tot}	Φ_{mac}
0.70	0.53	0.77	0.23
0.72	0.55	0.79	0.23
0.70	0.54	0.77	0.23
0.67	0.51	0.74	0.23
0.74	0.56	0.80	0.23
0.73	0.56	0.79	0.23

Annexe au Chapitre 8 : A - Expérience 7

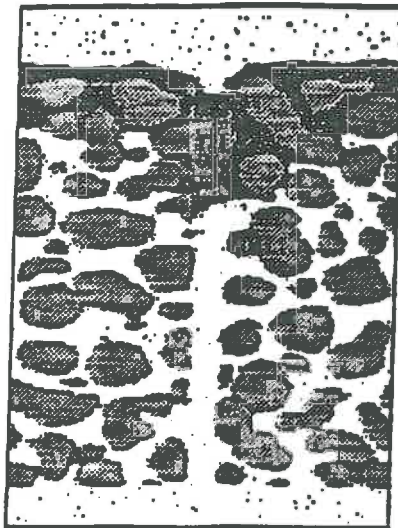
t=0



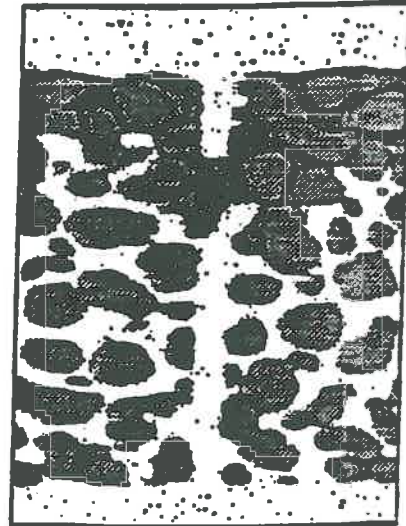
t=5000



t=10000



t=15000



Prof[ul]	θ_{mic1}	θ_{mic2}	θ_{mic3}	θ_{mic4}	θ_{mic5}	θ_{mic6}
80-129	0.297	0.332	0.356	0.379	0.398	0.407
130-179	0.023	0.045	0.082	0.119	0.147	0.184
180-229	0.025	0.029	0.032	0.039	0.047	0.058
230-279	0.024	0.026	0.030	0.030	0.033	0.038
280-329	0.021	0.021	0.023	0.025	0.026	0.027
330-379	0.020	0.019	0.021	0.023	0.024	0.024
380-429	0.023	0.025	0.025	0.026	0.027	0.027
430-479	0.025	0.027	0.029	0.033	0.036	0.037
480-549	0.041	0.050	0.058	0.064	0.072	0.077

Annexe au Chapitre 8 : A - Expérience 7(suite)

Prof[ul]	θ_{mac1}	θ_{mac2}	θ_{mac3}	θ_{mac4}	θ_{mac5}	θ_{mac6}
80-129	0.073	0.082	0.082	0.082	0.082	0.082
130-179	0.005	0.041	0.070	0.081	0.081	0.083
180-229	0.001	0.001	0.002	0.002	0.021	0.029
230-279	0.002	0.001	0.002	0.002	0.002	0.002
280-329	0.002	0.003	0.003	0.003	0.004	0.004
330-379	0.000	0.005	0.001	0.001	0.001	0.001
380-429	0.002	0.002	0.002	0.002	0.002	0.002
430-479	0.002	0.003	0.002	0.002	0.002	0.002
480-549	0.004	0.005	0.006	0.006	0.004	0.004

Prof[ul]	Smic1 [ul]	Smic2 [ul]	Smic3 [ul]	Smic4 [ul]	Smic5 [ul]	Smic6 [ul]	CSmic [ul]
80-129	14.9	16.6	17.8	19.0	19.9	20.4	22.0
130-179	1.2	2.3	4.1	6.0	7.4	9.2	23.6
180-229	1.3	1.5	1.6	2.0	2.4	2.9	23.1
230-279	1.2	1.3	1.5	1.5	1.7	1.9	22.6
280-329	1.1	1.1	1.2	1.3	1.3	1.4	21.6
330-379	1.0	1.0	1.1	1.2	1.2	1.2	24.3
380-429	1.2	1.3	1.3	1.3	1.4	1.4	20.0
430-479	1.3	1.4	1.5	1.7	1.8	1.9	21.3
480-549	2.9	3.5	4.1	4.5	5.0	5.4	33.2

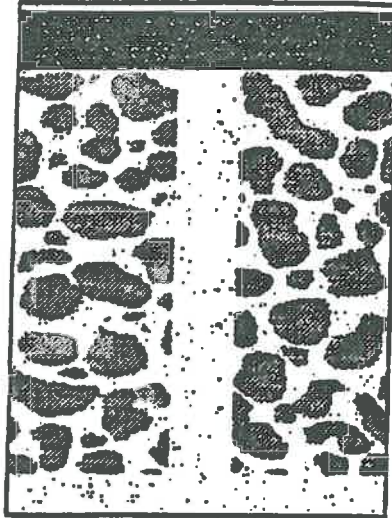
Prof[ul]	Smac1 [ul]	Smac2 [ul]	Smac3 [ul]	Smac4 [ul]	Smac5 [ul]	Smac6 [ul]	CSmac [ul]
80-129	3.6	4.1	4.1	4.1	4.1	4.1	4.2
130-179	0.2	2.0	3.5	4.0	4.0	4.2	4.2
180-229	0.1	0.1	0.1	0.1	1.1	1.4	4.2
230-279	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	4.2
280-329	0.1	0.1	0.2	0.1	0.2	0.2	4.2
330-379	0.0	0.2	0.0	0.1	0.0	0.1	4.2
380-429	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	4.2
430-479	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	4.2
480-549	0.3	0.4	0.4	0.4	0.3	0.3	5.6

Prof[ul]	smac1	smac2	smac3	smac4	smac5	smac6
80-129	0.871	0.979	0.986	0.987	0.986	0.981
130-179	0.056	0.486	0.838	0.971	0.969	1.000
180-229	0.016	0.017	0.026	0.028	0.257	0.343
230-279	0.018	0.016	0.024	0.022	0.027	0.026
280-329	0.022	0.033	0.040	0.033	0.042	0.047
330-379	0.005	0.055	0.008	0.012	0.007	0.013
380-429	0.021	0.028	0.025	0.019	0.029	0.029
430-479	0.025	0.031	0.029	0.025	0.020	0.018
480-549	0.043	0.065	0.066	0.067	0.049	0.051

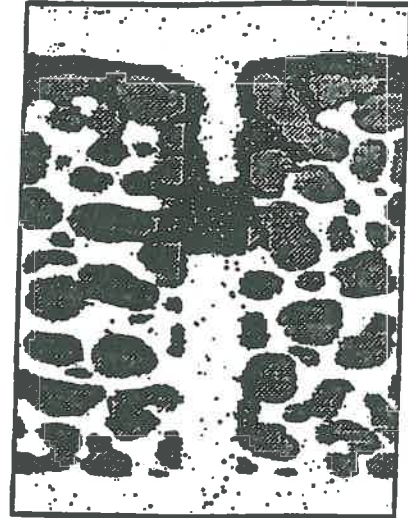
Φ_{text}	Φ_{mic}	Φ_{tot}	Φ_{mac}
0.48	0.44	0.52	0.08
0.52	0.47	0.56	0.08
0.50	0.46	0.55	0.08
0.49	0.45	0.54	0.08
0.47	0.43	0.52	0.08
0.53	0.49	0.57	0.08
0.44	0.40	0.48	0.08
0.46	0.43	0.51	0.08
0.52	0.47	0.56	0.08

Annexe au Chapitre 8 : A - Expérience 8

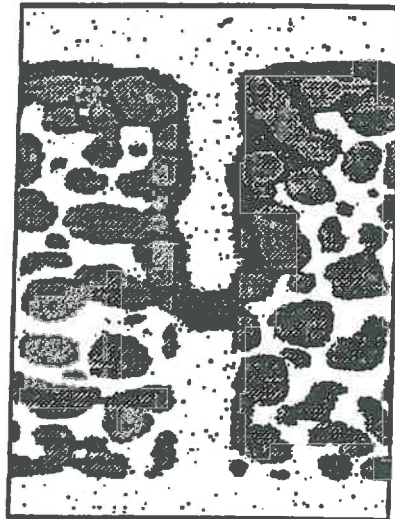
t=0



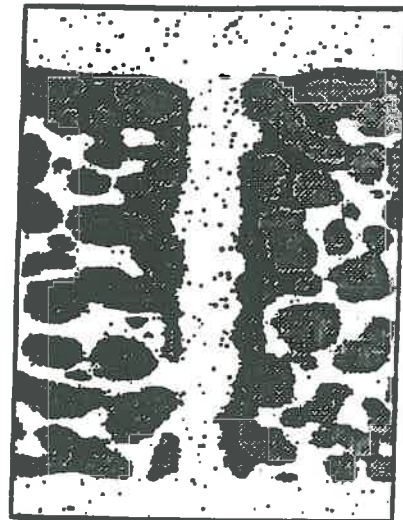
t=4000



t=6000



t=10000



Prof[ul]	θ_{mic1}	θ_{mic2}	θ_{mic3}	θ_{mic4}	θ_{mic5}	θ_{mic6}
80-129	0.246	0.272	0.286	0.305	0.317	0.332
130-179	0.043	0.114	0.142	0.152	0.160	0.173
180-229	0.024	0.026	0.059	0.075	0.099	0.111
230-279	0.025	0.031	0.043	0.011	0.124	0.131
280-329	0.022	0.022	0.024	0.033	0.046	0.087
330-379	0.021	0.022	0.025	0.027	0.030	0.058
380-429	0.019	0.020	0.024	0.025	0.028	0.030
430-479	0.026	0.031	0.037	0.040	0.044	0.050
480-549	0.036	0.046	0.056	0.060	0.067	0.075

Annexe au Chapitre 8 : A - Expérience 8(suite)

Prof[ul]	θ_{mac1}	θ_{mac2}	θ_{mac3}	θ_{mac4}	θ_{mac5}	θ_{mac6}
80-129	0.159	0.157	0.076	0.063	0.046	0.030
130-179	0.087	0.164	0.159	0.067	0.053	0.035
180-229	0.001	0.113	0.164	0.118	0.054	0.064
230-279	0.001	0.002	0.093	0.164	0.074	0.027
280-329	0.004	0.008	0.009	0.052	0.162	0.041
330-379	0.002	0.003	0.005	0.005	0.043	0.145
380-429	0.004	0.005	0.007	0.007	0.010	0.015
430-479	0.000	0.004	0.005	0.007	0.007	0.008
480-549	0.000	0.009	0.009	0.011	0.011	0.012

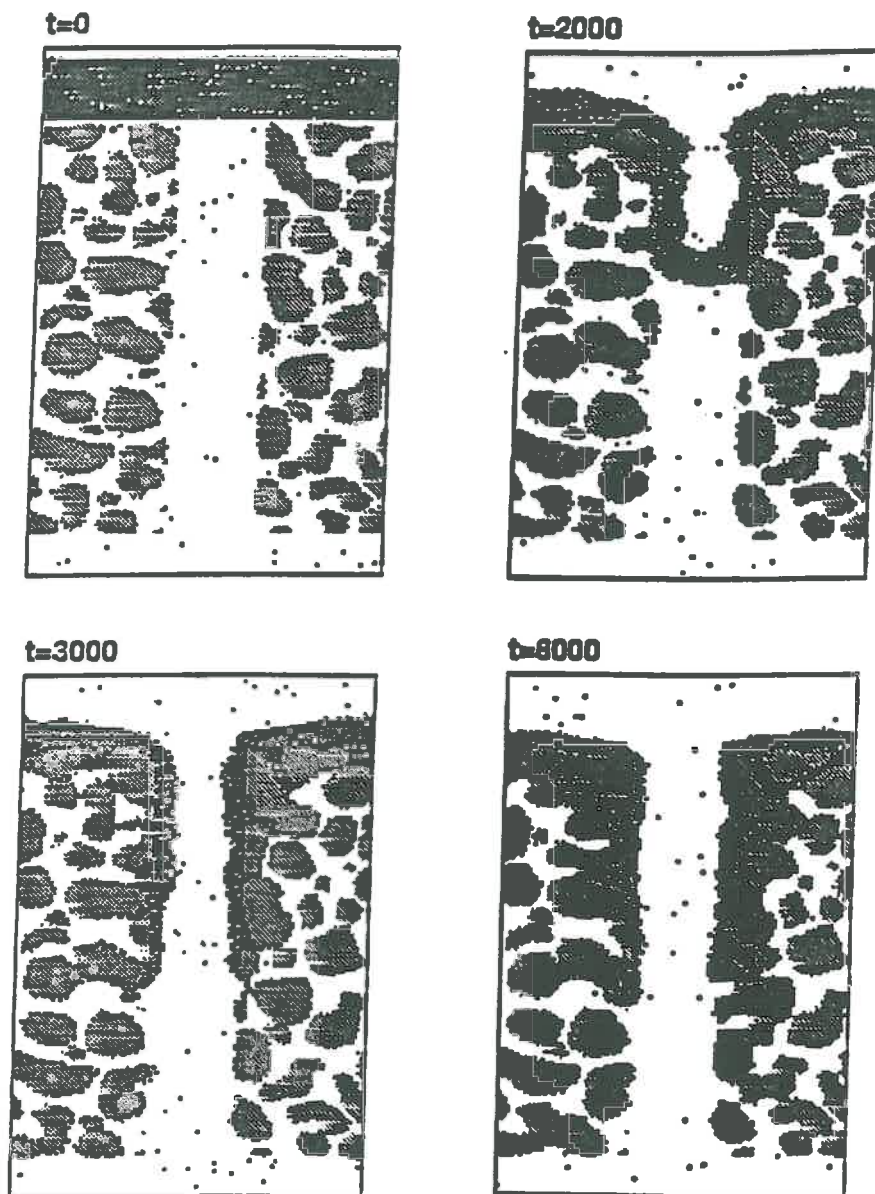
Prof[ul]	Smic1 [ul]	Smic2 [ul]	Smic3 [ul]	Smic4 [ul]	Smic5 [ul]	Smic6 [ul]	CSmic [ul]
80-129	12.3	13.6	14.3	15.3	15.9	16.6	21.3
130-179	2.2	5.7	7.1	7.6	8.0	8.7	20.0
180-229	1.2	1.3	3.0	3.8	5.0	5.6	19.5
230-279	1.3	1.6	2.2	0.6	6.2	6.6	20.0
280-329	1.1	1.1	1.2	1.7	2.3	4.4	21.8
330-379	1.1	1.1	1.3	1.4	1.5	2.9	18.6
380-429	1.0	1.0	1.2	1.3	1.4	1.5	19.3
430-479	1.3	1.6	1.9	2.0	2.2	2.5	21.8
480-549	2.5	3.2	3.9	4.2	4.7	5.3	30.8

Prof[ul]	Smac1 [ul]	Smac2 [ul]	Smac3 [ul]	Smac4 [ul]	Smac5 [ul]	Smac6 [ul]	CSmac [ul]
80-129	8.0	7.9	3.8	3.2	2.3	1.5	8.0
130-179	4.3	8.2	7.9	3.4	2.7	1.7	8.0
180-229	0.0	5.6	8.2	5.9	2.7	3.2	8.0
230-279	0.0	0.1	4.7	8.2	3.7	1.3	8.0
280-329	0.2	0.4	0.4	2.6	8.1	2.1	8.0
330-379	0.1	0.2	0.2	0.3	2.1	7.2	8.0
380-429	0.2	0.3	0.3	0.4	0.5	0.7	8.0
430-479	0.0	0.2	0.3	0.3	0.3	0.4	8.0
480-549	0.0	0.7	0.6	0.8	0.8	0.9	11.2

Prof[ul]	s1	s2	s3	s4	s5	s6
80-129	0.956	0.944	0.458	0.380	0.277	0.178
130-179	0.520	0.981	0.951	0.402	0.319	0.207
180-229	0.003	0.675	0.983	0.710	0.326	0.386
230-279	0.005	0.014	0.558	0.982	0.443	0.161
280-329	0.026	0.047	0.051	0.309	0.972	0.248
330-379	0.012	0.020	0.028	0.031	0.256	0.869
380-429	0.022	0.030	0.041	0.043	0.057	0.087
430-479	0.001	0.024	0.031	0.039	0.040	0.045
480-549	0.001	0.056	0.053	0.067	0.065	0.073

Φ_{text}	Φ_{mic}	Φ_{tot}	Φ_{mac}
0.45	0.38	0.54	0.16
0.51	0.43	0.59	0.16
0.48	0.40	0.57	0.16
0.47	0.39	0.56	0.16
0.48	0.40	0.57	0.16
0.52	0.44	0.60	0.16
0.45	0.37	0.54	0.16
0.46	0.39	0.55	0.16
0.52	0.44	0.60	0.16

Annexe au Chapitre 8 : A - Expérience 9



ProI[ul]	θ_{mic1}	θ_{mic2}	θ_{mic3}	θ_{mic4}	θ_{mic5}	θ_{mic6}
80-129	0.216	0.239	0.254	0.269	0.286	0.299
130-179	0.033	0.084	0.107	0.137	0.157	0.170
180-229	0.025	0.038	0.059	0.084	0.100	0.122
230-279	0.022	0.032	0.064	0.081	0.089	0.092
280-329	0.021	0.023	0.049	0.063	0.074	0.080
330-379	0.021	0.024	0.055	0.065	0.063	0.076
380-429	0.021	0.026	0.029	0.037	0.048	0.054
430-479	0.022	0.028	0.034	0.039	0.044	0.048
480-549	0.035	0.049	0.056	0.064	0.069	0.078

Annexe au Chapitre 8 : A - Expérience 9(suite)

Prof[ul]	θ_{mac1}	θ_{mac2}	θ_{mac3}	θ_{mac4}	θ_{mac5}	θ_{mac6}
80-129	0.236	0.121	0.103	0.068	0.041	0.035
130-179	0.158	0.100	0.108	0.083	0.064	0.035
180-229	0.008	0.156	0.099	0.091	0.082	0.061
230-279	0.004	0.145	0.088	0.079	0.070	0.067
280-329	0.006	0.009	0.062	0.074	0.077	0.067
330-379	0.003	0.004	0.022	0.018	0.028	0.034
380-429	0.003	0.006	0.008	0.010	0.010	0.008
430-479	0.005	0.008	0.011	0.009	0.011	0.010
480-549	0.003	0.004	0.006	0.005	0.006	0.006

Prof[ul]	Smic1 [ul]	Smic2 [ul]	Smic3 [ul]	Smic4 [ul]	Smic5 [ul]	Smic6 [ul]	CSmic [ul]
80-129	10.8	12.0	12.7	13.5	14.3	15.0	17.4
130-179	1.7	4.2	5.4	6.9	7.9	8.5	18.7
180-229	1.3	1.9	3.0	4.2	5.0	6.1	18.7
230-279	1.1	1.6	3.2	4.1	4.5	4.6	16.0
280-329	1.1	1.2	2.5	3.2	3.7	4.0	18.6
330-379	1.1	1.2	2.8	3.3	3.2	3.8	19.4
380-429	1.1	1.3	1.5	1.9	2.4	2.7	16.3
430-479	1.1	1.4	1.7	2.0	2.2	2.4	17.7
480-549	2.5	3.4	3.9	4.5	4.8	5.5	28.0

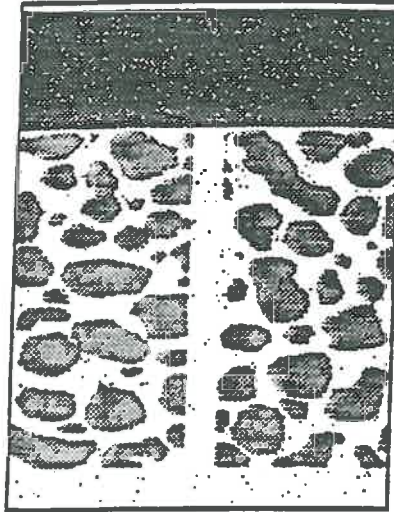
Prof[ul]	Smac1 [ul]	Smac2 [ul]	Smac3 [ul]	Smac4 [ul]	Smac5 [ul]	Smac6 [ul]	CSmac [ul]
80-129	11.8	6.1	5.1	3.4	2.0	1.8	12.5
130-179	7.9	5.0	5.4	4.2	3.2	1.7	12.5
180-229	0.4	7.8	5.0	4.5	4.1	3.1	12.5
230-279	0.2	7.3	4.4	4.0	3.5	3.4	12.5
280-329	0.3	0.5	3.1	3.7	3.9	3.3	12.5
330-379	0.2	0.2	1.1	0.9	1.4	1.7	12.5
380-429	0.2	0.3	0.4	0.5	0.5	0.4	12.5
430-479	0.2	0.4	0.6	0.5	0.5	0.5	12.5
480-549	0.2	0.3	0.4	0.4	0.4	0.4	17.5

Prof[ul]	s1	s2	s3	s4	s5	s6
80-129	0.943	0.485	0.41	0.271	0.163	0.141
130-179	0.631	0.401	0.433	0.333	0.255	0.139
180-229	0.033	0.622	0.397	0.363	0.327	0.245
230-279	0.014	0.581	0.351	0.317	0.279	0.268
280-329	0.025	0.037	0.246	0.297	0.309	0.266
330-379	0.013	0.016	0.086	0.071	0.111	0.135
380-429	0.013	0.023	0.031	0.039	0.038	0.031
430-479	0.019	0.031	0.044	0.037	0.043	0.041
480-549	0.012	0.015	0.022	0.021	0.025	0.024

Φ_{tex1}	Φ_{mic}	Φ_{tot}	Φ_{mac}
0.46	0.35	0.60	0.25
0.50	0.37	0.62	0.25
0.50	0.37	0.62	0.25
0.43	0.32	0.57	0.25
0.50	0.37	0.62	0.25
0.52	0.39	0.64	0.25
0.44	0.33	0.58	0.25
0.47	0.35	0.60	0.25
0.53	0.40	0.65	0.25

 Annexe au Chapitre 8 : A - Expérience 10

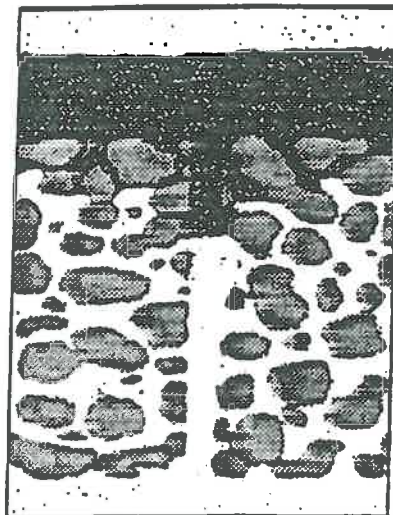
t=0



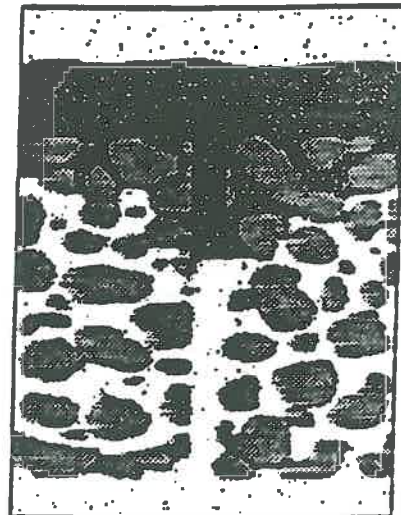
t=2000



t=4000



t=6000



Prof[ul]	θ mic1	θ mic2	θ mic3	θ mic4	θ mic5	θ mic6
150-199	0.319	0.368	0.399	0.415	0.423	0.427
200-249	0.031	0.081	0.136	0.186	0.236	0.276
250-299	0.026	0.031	0.043	0.063	0.088	0.117
300-349	0.023	0.028	0.029	0.034	0.037	0.045
350-399	0.021	0.023	0.026	0.025	0.029	0.034
400-449	0.023	0.025	0.027	0.029	0.029	0.030
450-499	0.023	0.027	0.025	0.025	0.031	0.034
500-549	0.042	0.066	0.079	0.092	0.102	0.114

Annexe au Chapitre 8 : A - Expérience 10(suite)

Prof[ul]	θ_{mac1}	θ_{mac2}	θ_{mac3}	θ_{mac4}	θ_{mac5}	θ_{mac6}
150-199	0.082	0.082	0.082	0.082	0.082	0.082
200-249	0.026	0.079	0.083	0.083	0.083	0.083
250-299	0.001	0.002	0.021	0.037	0.057	0.079
300-349	0.001	0.002	0.002	0.003	0.003	0.004
350-399	0.002	0.002	0.003	0.004	0.006	0.005
400-449	0.001	0.002	0.001	0.002	0.002	0.002
450-499	0.003	0.004	0.004	0.005	0.006	0.007
500-549	0.004	0.005	0.006	0.008	0.008	0.008

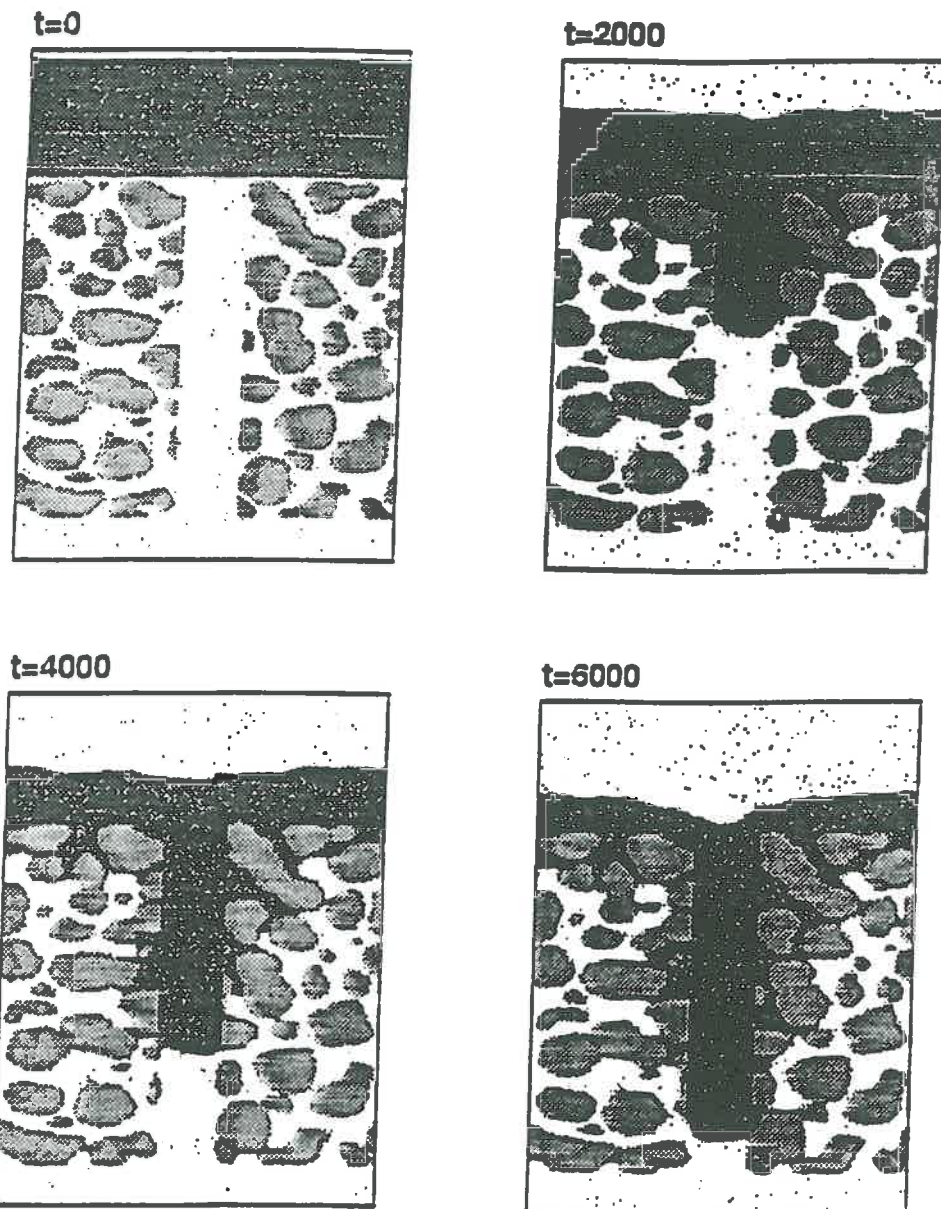
Prof[ul]	Smic1 [ul]	Smic2 [ul]	Smic3 [ul]	Smic4 [ul]	Smic5 [ul]	Smic6 [ul]	CSmic [ul]
150-199	15.9	18.4	20.0	20.8	21.1	21.4	21.1
200-249	1.5	4.0	6.8	9.3	11.8	13.8	23.6
250-299	1.3	1.6	2.2	3.2	4.4	5.8	23.1
300-349	1.1	1.4	1.5	1.7	1.8	2.2	22.6
350-399	1.1	1.1	1.3	1.3	1.4	1.7	21.6
400-449	1.1	1.2	1.3	1.5	1.5	1.5	24.3
450-499	1.1	1.4	1.2	1.3	1.6	1.7	20.0
500-549	2.1	3.3	3.9	4.6	5.1	5.7	21.3

Prof[ul]	Smac1 [ul]	Smac2 [ul]	Smac3 [ul]	Smac4 [ul]	Smac5 [ul]	Smac6 [ul]	CSmac [ul]
150-199	4.1	4.1	4.1	4.1	4.1	4.1	4.2
200-249	1.3	4.0	4.2	4.2	4.2	4.2	4.2
250-299	0.1	0.1	1.0	1.9	2.8	3.9	4.2
300-349	0.0	0.1	0.1	0.1	0.1	0.2	4.2
350-399	0.1	0.1	0.2	0.2	0.3	0.2	4.2
400-449	0.0	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	4.2
450-499	0.1	0.2	0.2	0.2	0.3	0.4	4.2
500-549	0.2	0.2	0.3	0.4	0.4	0.4	4.2

Prof[ul]	smac1	smac2	smac3	smac4	smac5	smac6
150-199	0.982	0.985	0.987	0.986	0.979	0.981
200-249	0.308	0.951	1.000	1.000	1.000	0.998
250-299	0.015	0.026	0.246	0.448	0.680	0.947
300-349	0.007	0.021	0.027	0.033	0.034	0.045
350-399	0.023	0.027	0.037	0.048	0.069	0.054
400-449	0.009	0.021	0.017	0.020	0.023	0.025
450-499	0.032	0.051	0.048	0.055	0.075	0.089
500-549	0.043	0.056	0.070	0.099	0.100	0.094

Φ_{text}	Φ_{mic}	Φ_{tot}	Φ_{mac}
0.46	0.42	0.51	0.08
0.52	0.47	0.56	0.08
0.51	0.46	0.55	0.08
0.49	0.45	0.54	0.08
0.47	0.43	0.52	0.08
0.53	0.49	0.57	0.08
0.44	0.40	0.48	0.08
0.47	0.43	0.51	0.08

Annexe au Chapitre 8 : A - Expérience 11



Prof[ul]	θ_{mic1}	θ_{mic2}	θ_{mic3}	θ_{mic4}	θ_{mic5}	θ_{mic6}
150-199	0.261	0.305	0.333	0.345	0.352	0.361
200-249	0.067	0.134	0.157	0.175	0.190	0.205
250-299	0.251	0.047	0.077	0.102	0.116	0.130
300-349	0.025	0.034	0.089	0.127	0.138	0.150
350-399	0.024	0.025	0.029	0.044	0.087	0.099
400-449	0.022	0.023	0.031	0.042	0.073	0.084
450-499	0.025	0.027	0.030	0.036	0.041	0.057
500-549	0.049	0.068	0.077	0.072	0.082	0.064

Annexe au Chapitre 8 : A - Expérience 11(suite)

Prof[ul]	θ_{mac1}	θ_{mac2}	θ_{mac3}	θ_{mac4}	θ_{mac5}	θ_{mac6}
150-199	0.161	0.160	0.162	0.162	0.161	0.159
200-249	0.139	0.164	0.163	0.165	0.164	0.164
250-299	0.005	0.164	0.165	0.165	0.163	0.164
300-349	0.002	0.056	0.165	0.165	0.164	0.164
350-399	0.006	0.008	0.078	0.165	0.165	0.164
400-449	0.003	0.004	0.007	0.079	0.164	0.163
450-499	0.005	0.007	0.000	0.010	0.058	0.162
500-549	0.004	0.004	0.000	0.006	0.008	0.047

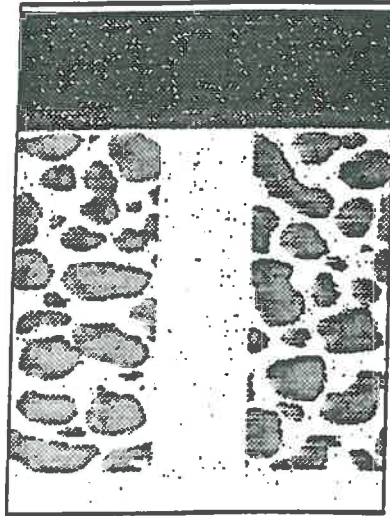
Prof[ul]	Smic1 [ul]	Smic2 [ul]	Smic3 [ul]	Smic4 [ul]	Smic5 [ul]	Smic6 [ul]	CSmic [ul]
150-199	13.0	15.3	16.6	17.2	17.6	18.0	18.0
200-249	3.3	6.7	7.9	8.7	9.5	10.2	21.3
250-299	12.6	2.4	3.9	5.1	5.8	6.5	20.0
300-349	1.2	1.7	4.5	6.4	6.9	7.5	19.5
350-399	1.2	1.2	1.4	2.2	4.4	4.9	20.0
400-449	1.1	1.1	1.5	2.1	3.6	4.2	21.8
450-499	1.3	1.4	1.5	1.8	2.0	2.8	18.6
500-549	2.4	3.4	3.9	3.6	4.1	3.2	19.3

Prof[ul]	Smac1 [ul]	Smac2 [ul]	Smac3 [ul]	Smac4 [ul]	Smac5 [ul]	Smac6 [ul]	CSmac [ul]
150-199	8.1	8.0	8.1	8.1	8.1	7.9	8.5
200-249	6.9	8.2	8.2	8.2	8.2	8.2	8.5
250-299	0.3	8.2	8.2	8.2	8.1	8.2	8.5
300-349	0.1	2.8	8.2	8.3	8.2	8.2	8.5
350-399	0.3	0.4	3.9	8.3	8.3	8.2	8.5
400-449	0.2	0.2	0.4	4.0	8.2	8.1	8.5
450-499	0.2	0.3	0.0	0.5	2.9	8.1	8.5
500-549	0.2	0.2	0.0	0.3	0.4	2.4	8.5

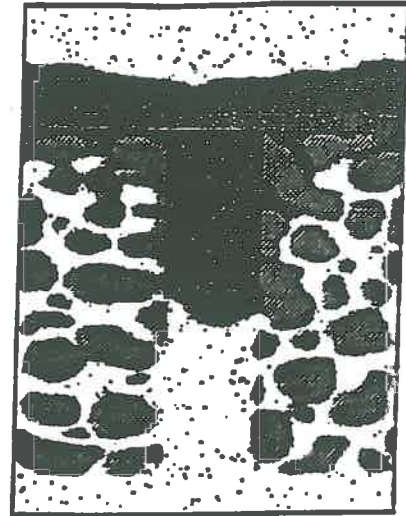
Prof[ul]	smac1	smac2	smac3	smac4	smac5	smac6	Φ_{text}	Φ_{mic}	Φ_{tot}	Φ_{mac}
150-199	0.968	0.960	0.970	0.971	0.967	0.954	0.43	0.36	0.53	0.17
200-249	0.833	0.983	0.980	0.987	0.983	0.982	0.51	0.43	0.59	0.17
250-299	0.032	0.981	0.989	0.989	0.978	0.983	0.48	0.40	0.57	0.17
300-349	0.013	0.336	0.989	0.992	0.985	0.985	0.47	0.39	0.56	0.17
350-399	0.033	0.050	0.470	0.992	0.991	0.982	0.48	0.40	0.57	0.17
400-449	0.020	0.026	0.044	0.474	0.984	0.977	0.52	0.44	0.60	0.17
450-499	0.029	0.039	0.000	0.059	0.345	0.970	0.45	0.37	0.54	0.17
500-549	0.021	0.024	0.000	0.037	0.048	0.284	0.46	0.39	0.55	0.17

Annexe au Chapitre 8 : A - Expérience 12

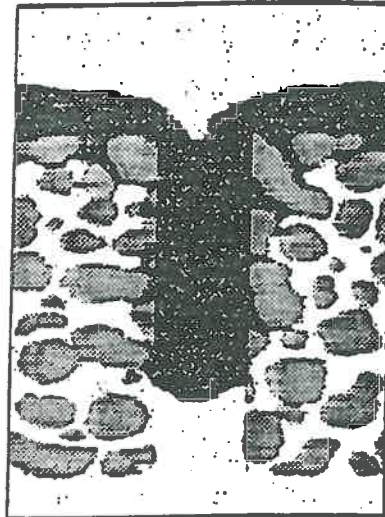
t=0



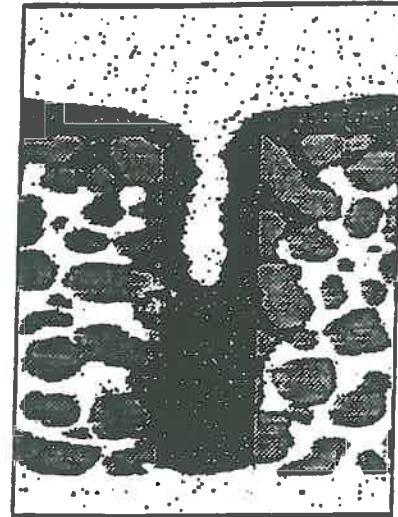
t=2000



t=3000



t=4000



Prol[ul]	θ_{mic1}	θ_{mic2}	θ_{mic3}	θ_{mic4}	θ_{mic5}	θ_{mic6}
150-199	0.231	0.264	0.289	0.312	0.324	0.332
200-249	0.047	0.103	0.120	0.143	0.164	0.205
250-299	0.025	0.046	0.061	0.088	0.111	0.129
300-349	0.023	0.038	0.064	0.075	0.081	0.086
350-399	0.021	0.027	0.055	0.070	0.076	0.081
400-449	0.021	0.023	0.051	0.077	0.109	0.133
450-499	0.017	0.023	0.040	0.076	0.096	0.117
500-549	0.034	0.034	0.045	0.070	0.100	0.125

Annexe au Chapitre 8 : A - Expérience 12(suite)

Prof[ul]	θ_{mac1}	θ_{mac2}	θ_{mac3}	θ_{mac4}	θ_{mac5}
150-199	0.239	0.240	0.231	0.160	0.085
200-249	0.238	0.244	0.244	0.159	0.132
250-299	0.047	0.244	0.243	0.142	0.140
300-349	0.003	0.239	0.244	0.196	0.147
350-399	0.008	0.091	0.244	0.243	0.124
400-449	0.003	0.004	0.243	0.243	0.104
450-499	0.005	0.008	0.053	0.244	0.134
500-549	0.008	0.010	0.011	0.234	0.231

Prof[ul]	Smic1 [ul]	Smic2 [ul]	Smic3 [ul]	Smic4 [ul]	Smic5 [ul]	Smic6 [ul]	CSmic [ul]
150-199	11.6	13.2	14.4	15.6	16.2	16.6	18.8
200-249	2.4	5.1	6.0	7.1	8.2	10.2	21.3
250-299	1.2	2.3	3.0	4.4	5.5	6.4	20.0
300-349	1.1	1.9	3.2	3.7	4.1	4.3	19.5
350-399	1.1	1.4	2.7	3.5	3.8	4.0	20.0
400-449	1.1	1.1	2.5	3.8	5.4	6.6	21.8
450-499	0.9	1.2	2.0	3.8	4.8	5.8	18.6
500-549	1.7	1.7	2.3	3.5	5.0	6.2	19.3

Prof[ul]	Smac1 [ul]	Smac2 [ul]	Smac3 [ul]	Smac4 [ul]	Smac5 [ul]	CSmac [ul]
150-199	12.0	12.0	11.6	8.0	4.2	12.5
200-249	11.9	12.2	12.2	8.0	6.6	12.5
250-299	2.4	12.2	12.2	7.1	7.0	12.5
300-349	0.2	12.0	12.2	9.8	7.3	12.5
350-399	0.4	4.5	12.2	12.2	6.2	12.5
400-449	0.2	0.2	12.2	12.2	5.2	12.5
450-499	0.3	0.4	2.6	12.2	6.7	12.5
500-549	0.4	0.5	0.5	11.7	11.5	12.5

Prof[ul]	smac1	smac2	smac3	smac4	smac5
150-199	0.956	0.959	0.924	0.639	0.340
200-249	0.954	0.975	0.975	0.637	0.529
250-299	0.190	0.974	0.973	0.568	0.558
300-349	0.013	0.957	0.977	0.783	0.587
350-399	0.032	0.364	0.975	0.974	0.495
400-449	0.014	0.017	0.973	0.973	0.416
450-499	0.021	0.032	0.211	0.977	0.536
500-549	0.033	0.040	0.042	0.938	0.924

Φ_{text}	Φ_{mic}	Φ_{tot}	Φ_{mac}
0.50	0.38	0.63	0.25
0.57	0.43	0.68	0.25
0.53	0.40	0.65	0.25
0.52	0.39	0.64	0.25
0.53	0.40	0.65	0.25
0.58	0.44	0.69	0.25
0.50	0.37	0.62	0.25
0.51	0.39	0.64	0.25

Annexe au Chapitre 8 : B

Profils du degré de saturation en liquide de la fissure en fonction du temps et de la profondeur

Série 1: Milieu 2 - Lame initiale $H_o = 70 \text{ ul}$

Figure A: Fissure $L = 30\sqrt{3}/2 \text{ ul}$

Figure B: Fissure $L = 60\sqrt{3}/2 \text{ ul}$

Figure C: Fissure $L = 90\sqrt{3}/2 \text{ ul}$

Série 2: Milieu 1 - Lame initiale $H_o = 140 \text{ ul}$

Figure A: Fissure $L = 30\sqrt{3}/2 \text{ ul}$

Figure B: Fissure $L = 60\sqrt{3}/2 \text{ ul}$

Figure C: Fissure $L = 90\sqrt{3}/2 \text{ ul}$

Série 3: Milieu 2 - Lame initiale $H_o = 140 \text{ ul}$

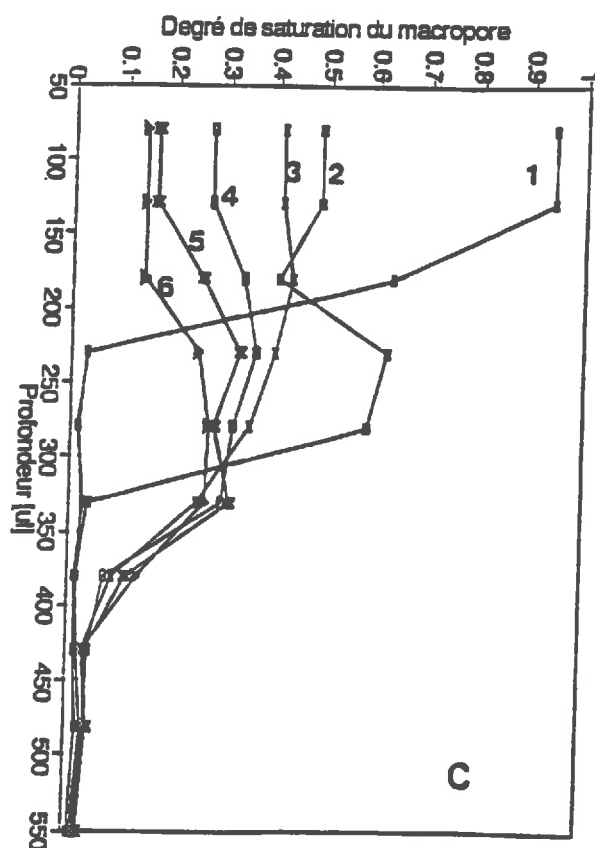
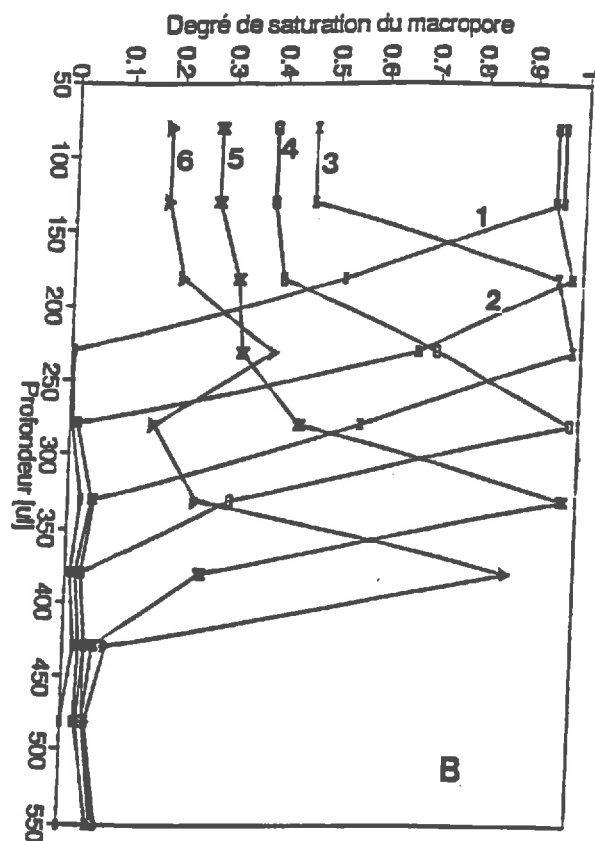
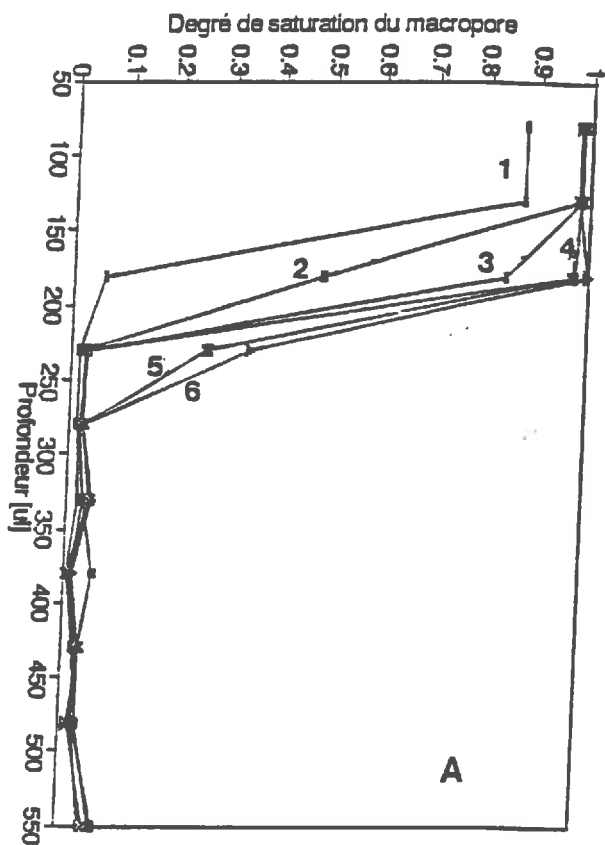
Figure A: Fissure $L = 30\sqrt{3}/2 \text{ ul}$

Figure B: Fissure $L = 60\sqrt{3}/2 \text{ ul}$

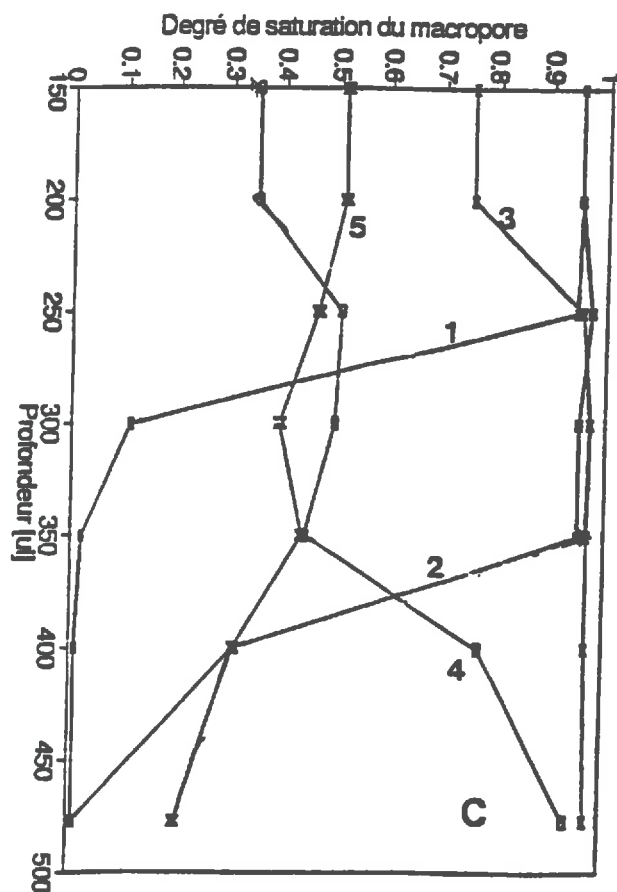
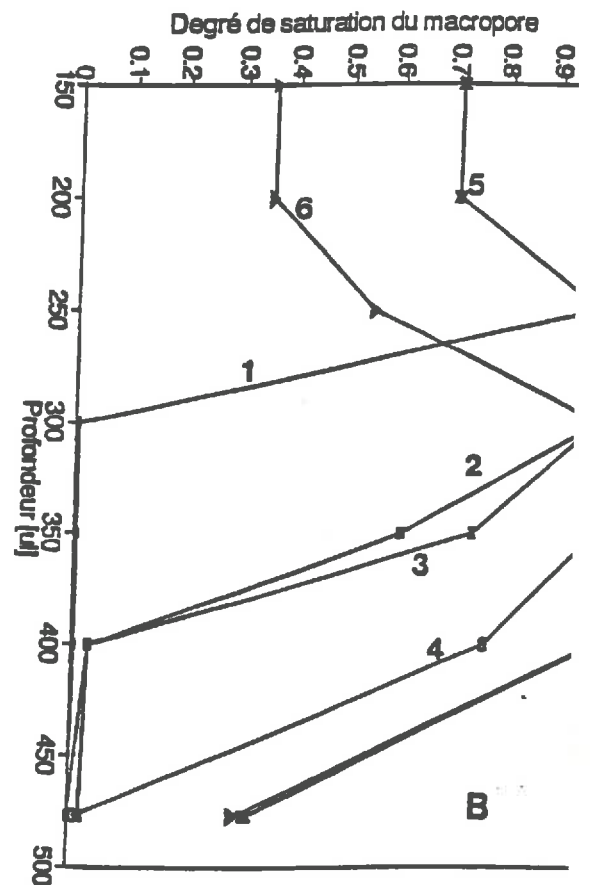
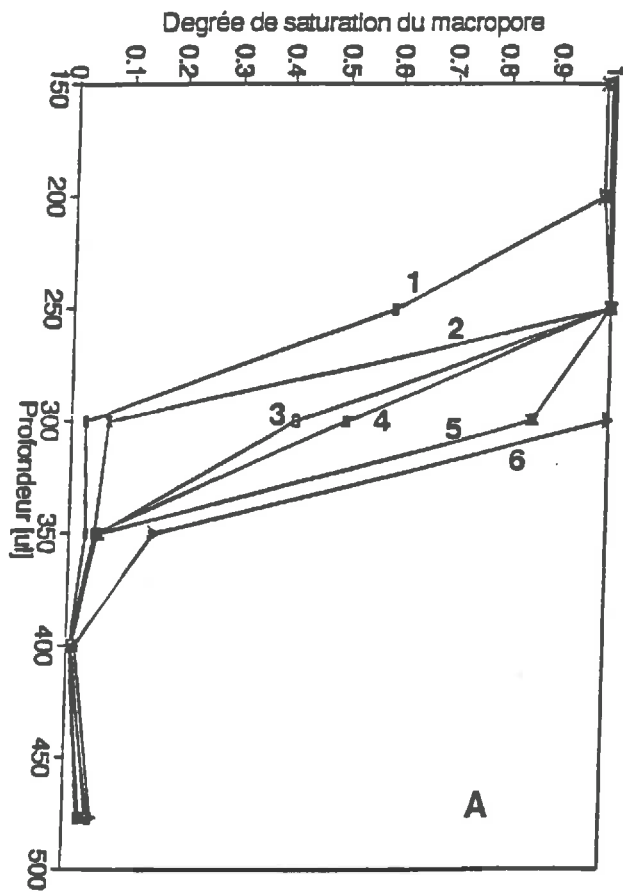
Figure C: Fissure $L = 90\sqrt{3}/2 \text{ ul}$

Notation: Les chiffres 1,2,3,4,5 et 6 correspondent aux profils au pas de temps 1000, 2000, 3000, 4000, 5000 et 6000 *ut*, respectivement.

Annexe au Chapitre 8 : B - Série 1



Annexe au Chapitre 8 : B - Série 2



Annexe au Chapitre 8 : B- Série 3

