

the 20 000 590

50376
1999
303

UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE (LILLE-I)
LABORATOIRE DE MECANIQUE DE LILLE / URA CNRS 1441
ECOLE CENTRALE DE LILLE

(Numéro d'ordre : 2620)

THESE

pour obtenir le grade de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITE LILLE-I

Discipline : Génie Civil



présentée et soutenue publiquement

par

Esam DANA

le 3 décembre 1999

TITRE :

CONTRIBUTION A LA CARACTERISATION DES ECOULEMENTS BIPHASIQUES DANS
LES MATERIAUX POREUX. ETUDE EXPERIMENTALE SUR TROIS GRES

Directeur de thèse :

Pr. Frédéric SKOCZYLAS

JURY

M. Jean-Pierre Henry	Professeur, Ecole des Mines d'Alès	Président
M. Olivier Coussy	Directeur de recherche, LCPC	Rapporteur
M. Jean-Marie Fleureau	Professeur, Ecole Centrale de Paris	Rapporteur
M. Atef Onaisi	Ingénieur de recherche, TotalFina	Examineur
M. Jian-Fu Shao	Professeur, EUDIL-USTL	Examineur
M. Frédéric Skoczylas	Professeur, Ecole Centrale de Lille	Examineur

Résumé

Le présent travail comporte une étude expérimentale des écoulements biphasiques (liquide et gaz) dans trois roches de type grès. La prise en compte des paramètres pouvant influencer sur les écoulements biphasiques rend très difficile l'intégration des équations de mouvement nécessaires à leur description. Le problème est souvent traité en faisant appel à l'approche macroscopique basée sur la notion de perméabilités relatives. Celles-ci dépendraient, mises à part les caractéristiques du réseau poreux, de nombreux paramètres tels que : le rapport de viscosité, la mouillabilité, l'histoire de saturation, les mécanismes d'écoulement, etc.

Nous avons étudié le comportement des perméabilités relatives sous l'influence du rapport de viscosité, de la mobilité de la phase mouillante, de l'histoire de saturation, et de la distribution de la taille des pores et exposé l'étude menée en quatre chapitres : (i) le premier comporte une synthèse bibliographique concernant les principaux phénomènes physiques apparaissant dans ce type d'écoulements et l'influence des caractéristiques propres des systèmes étudiés sur ces écoulements ; (ii) le deuxième est réservé à l'identification de l'espace poreux et à la détermination des courbes de pression capillaire de trois grès ; (iii) après une brève synthèse bibliographique des méthodes de mesure, nous présentons dans le troisième chapitre les deux techniques retenues pour la détermination des perméabilités relatives. Les résultats de l'étude réalisée, issus des deux techniques, sont subséquentement comparés et analysés en parallèle avec les informations disponibles caractérisant leur structure poreuse ; (iv) le quatrième chapitre, est consacré à l'étude du modèle Katz-Thompson destiné à la prédiction de la perméabilité intrinsèque et à l'examen de la validité de trois modèles du type statistique de la perméabilité relative.

Mots clefs : milieux poreux, écoulements biphasiques, perméabilités relatives, courbes de pression capillaire, distribution de la taille des pores, technique d'impulsion de pression, méthode de déplacement dynamique (la méthode Penn. State), modèles statistiques.

Abstract

This work comprises an experimental study of two-phase flow (liquid and gas) in three different sandstones. Attempting a theoretical solution of the problem of two-phase flow would require a great deal of information, which is not always available. In practice, the problem is circumvented by using the macroscopic equations based on the relative permeabilities concept. These are not determined by the pore structure alone but depend also on other parameters characterizing the system: solid matrix/fluid1/fluid2.

A study is made of the possible role of viscosity ratio, wetting phase mobility, history of saturation, and pore size distribution on relative permeabilities. The present dissertation is subdivided into four chapters: (i) in the first chapter, a review of the literature concerning physical phenomena taking place during two-phase flow and the influence of involved parameters is given; (ii) the second one deals with pore structure identification and capillary pressure curves determination for the three sandstones of interest; (iii) after giving a brief review of experimental methods aimed at measuring relative permeabilities, the utilized techniques are presented. The obtained results, by the two methods, are then compared and interpreted in parallel with the available pore structure characteristics; (iv) the validity of the Katz-Thompson permeability model and that of three statistical models of the relative permeabilities are investigated in the fourth chapter.

Key words: porous media, two-phase flow, relative permeabilities, capillary pressure curves, pore size distribution, pulse-decay test, dynamic displacement method (Penn. State method), statistical models.

J'aimerais adresser mes sincères remerciements à Monsieur Frédéric Skoczylas pour son ouverture d'esprit, ses remarques constamment fructueuses, et pour la régulière confiance qu'il m'a accordée durant ces trois années. Ses qualités humaines et scientifiques sont à l'origine de persévérants encouragements qui m'ont permis la réalisation du présent travail dans les meilleures conditions. Merci "Sko".

Monsieur Jean-Pierre Henry a l'amabilité de présider le jury de thèse. Je lui sais gré d'avoir accepté d'animer le débat et de ses remarques toujours constructives.

Messieurs Olivier Coussy et Jean-Marie Fleureau m'ont fait le grand honneur de s'intéresser à ce travail et d'accepter la minutieuse tâche de rapporteur. Je les en remercie sincèrement.

Ma gratitude va à Messieurs Atef Onaisi et Jian-Fu Shao pour l'intérêt qu'ils ont alloué à mon travail en acceptant d'en être examinateurs.

Je remercie également Monsieur Isam Shahrour de m'avoir toujours soutenu et encouragé dès mon initiation à la recherche durant le D.E.A.

A ce même titre, je ne manquerais de remercier (Monsieur) Marc Quiertant de la main forte qu'il m'a prêtée aux moments les plus difficiles lors de mon stage de D.E.A.

C'est avec plaisir que j'adresse mes remerciements à l'ensemble des services tant du laboratoire associé (L.M.L) que de l'Ecole Centrale de Lille pour le soutien moral et matériel qu'ils m'ont apporté pendant toute la durée de ce travail. Je remercie tout particulièrement M. Thierry Dubois pour toute l'aide et les conseils techniques qu'il m'a réservés le long de ces trois années.

Je ne saurais terminer sans remercier tous mes amis et collègues des soutiens et encouragement qu'ils m'ont apportés lors de la réalisation de ce travail. Mes meilleurs souhaits à tous.

SOMMAIRE

INTRODUCTION GENERALE	6
CHAPITRE PREMIER : ASPECTS PHYSIQUES DES ECOULEMENTS BIPHASIQUES EN MILIEUX POREUX	
Résumé	8
Introduction	9
I.1) Description des milieux poreux	10
<i>I.1.1) Paramètres de l'espace poreux</i>	10
I.2) Ecoulements monophasiques	11
<i>I.2.1) La loi de Darcy (Concept de perméabilité)</i>	11
<i>I.2.2) Validité de la loi de Darcy</i>	12
I.3) Ecoulements biphasiques des fluides non miscibles	13
<i>I.3.1) Rappels de quelques notions</i>	13
I.3.1.1) Tension superficielle et mouillabilité	13
I.3.1.2) Pression capillaire	14
I.3.1.3) Drainage et imbibition	16
I.3.1.4) Courbe de pression capillaire p_c-S_m	16
<i>I.3.2) Ecoulements en régime stationnaire</i>	17
I.3.2.1) Configurations principales de l'écoulement	17
I.4) Déplacement dans les milieux poreux	19
<i>I.4.1) Forces agissant sur les particules fluides</i>	19
<i>I.4.2) Stabilité de l'interface</i>	19
<i>I.4.3) Mécanisme de déplacement et histoire de saturation</i>	20
I.5) Description mathématique des écoulements biphasiques	24
<i>I.5.1) Equations fondamentales à l'échelle des pores</i>	24
<i>I.5.2) Equations macroscopiques : Perméabilités relatives</i>	25
I.6) Problèmes des perméabilités relatives	26
<i>I.6.1) Influence de l'angle de contact</i>	27
<i>I.6.2) Hystérésis de la perméabilité relative</i>	28
<i>I.6.3) Influence du rapport de viscosité</i>	29
<i>I.6.4) Influence de la tension interfaciale et du débit total ($q_{nm}+q_m$)</i>	30
<i>I.6.5) Forme couplée de la loi de Darcy</i>	30
Conclusions	31
Références bibliographiques	33

CHAPITRE DEUXIEME : CARACTERISATION EXPERIMENTALE DE L'ESPACE POREUX ET DETERMINATION DES COURBES DE PRESSION CAPILLAIRE DANS LES ROCHES.

Résumé	35
Introduction	36
II.1) Mesure de la surface spécifique	37
<i>II.1.1) Adsorption des gaz sur les surfaces solides</i>	37
<i>II.1.2) Condensation capillaire</i>	39
II.2) Distribution de la taille des pores	40
<i>II.2.1) Méthode de condensation capillaire</i>	41
<i>II.2.2) Porosimétrie au mercure</i>	42
II.3) Détermination des courbes de pression capillaire	44
<i>II.3.1) Méthodes de déplacement</i>	44
II.4) Expérience par la méthode à diaphragme poreux	46
II.5) Résultats expérimentaux	48
<i>II.5.1) Essais adsorption–désorption</i>	48
<i>II.5.2) Courbes d'intrusion de mercure</i>	49
<i>II.5.3) Courbes de pression capillaire</i>	51
II.6) Analyse des données expérimentales	53
Conclusions	55
Références bibliographiques	57

CHAPITRE TROISIEME : MESURE EN LABORATOIRE DES PERMEABILITES RELATIVES.

Résumé	58
Introduction	59
III.1) Détermination expérimentale des perméabilités relatives	60
<i>III.1.1) Mesure en régime d'écoulement permanent (stationnaire)</i>	60
<i>III.1.2) Mesure en régime d'écoulement transitoire</i>	63
<i>III.1.3) Technique d'impulsion de pression (pulse–decay test)</i>	64
Première partie : Mesure de la perméabilité relative au gaz par la technique d'impulsion de pression.	
III.2) Technique d'impulsion de pression	67
<i>III.2.1) Dispositif expérimental et principes généraux</i>	67
<i>III.2.2) Hypothèses et dépouillement de l'essai</i>	69
III.2.2.1) Solution analytique simplifiée	70
III.2.2.2) Solution numérique	71
<i>III.2.3) Comparaison des solutions simplifiée et numérique</i>	72
III.3) Résultats expérimentaux	73

Deuxième partie : Mesure des perméabilités relatives lors d'un écoulement biphasique en régime permanent.

III.4) Mesure en régime permanent des perméabilités relatives	76
<i>III.4.1) Dispositif expérimental : mise au point</i>	76
<i>III.4.2) Déroutement des essais et principes généraux</i>	78
<i>III.4.3) Hypothèses et dépouillement de l'essai</i>	79
<i>III.4.4) Reproductibilité des essais</i>	80
III.5) Résultats expérimentaux	81
<i>III.5.1) Phénomène d'hystérésis des perméabilités relatives</i>	82
<i>III.5.2) Confrontation méthode "transitoire-permanent"</i>	83
III.6) Interprétation des résultats expérimentaux	85
<i>III.6.1) Perméabilité relative à la phase mouillante</i>	85
<i>III.6.2) Perméabilité relative à la phase non mouillante</i>	87
<i>III.6.3) Perméabilités relatives et histoires de saturation</i>	91
Conclusions	92
Références bibliographiques	94

CHAPITRE QUATRIEME : EXAMEN DE QUELQUES MODELES STATISTIQUES DE PERMEABILITE RELATIVE.

Résumé	96
Introduction	97
IV.1) La théorie de Katz-Thompson	98
<i>IV.1.1) Application de la théorie de Katz-Thompson</i>	98
IV.2) Modèles statistiques de perméabilité relative	99
<i>IV.2.1) Modèle de Childs et Collis-Georges</i>	100
<i>IV.2.2) Modèle de Wyllie et Gardner/ Equations de Burdine</i>	103
<i>IV.2.3) Modèle de Mualem</i>	104
IV.3) Courbes de pression capillaire (p_c-S_e)	106
IV.4) Simulation numérique de la perméabilité relative	108
<i>IV.4.1) Corrélation empirique des courbes de pression capillaire</i>	108
<i>IV.4.2) Perméabilité relative "modèles contre mesures"</i>	109
<i>IV.4.3) Remarques sur les modèles considérés</i>	112
Conclusions	112
Références bibliographiques	114
CONCLUSIONS GENERALES	116
ANNEXES	118

INTRODUCTION GENERALE

Les écoulements concomitants de différentes phases fluides dans les milieux poreux sont observés dans un nombre considérable d'applications importantes et dans des domaines assez distincts tels que : le génie pétrolier, les sciences et techniques de l'environnement, les processus de séchage, etc. Les écoulements simultanés des phases fluides peuvent être classés selon le régime d'écoulement (i.e., transitoire ou permanent), selon le type des fluides (i.e., miscibles ou non miscibles), ou selon que ces fluides s'écoulent dans le même sens ou en sens opposés (écoulements à contre-courant) (réf. [1], [2], [5], ch. 1)¹.

Les écoulements à contre-courant peuvent avoir lieu quand un système saturé en phase non mouillante entre en contact avec une phase mouillante, celle-ci s'imbibe dans le milieu poreux entraînant le déplacement de la phase non mouillante dans le sens opposé. Généralement, l'écoulement simultané des fluides non miscibles est présent dans toutes les roches-réservoirs, tout particulièrement, lors des processus de production. L'injection alternative de l'eau ou du gaz afin de déplacer l'huile subsistant dans la roche-réservoir vers les puits d'exploitation en est un exemple (les deux fluides s'écoulent, dans ce cas, dans le même sens) (réf. [1], [2], [12], [25], ch. 1). Dans le présent travail, notre attention se porte sur ce type d'écoulements.

Les propriétés locales des milieux poreux naturels dépendent de la disposition et de la forme des espaces microscopiques enfermés dans leur sein. A l'échelle des pores (microscopique), les lois physiques gouvernant l'équilibre et les écoulements à phases multiples sont simples et bien connues (réf. [1], [8], ch. 1) ; il s'agit des équations de Navier-Stokes (fluides Newtoniens), des équations d'état des deux fluides avec les conditions aux limites traduisant la continuité des vitesses au niveau de l'interface fluide-fluide et le fait que les forces capillaires équilibrent les forces exercées par les deux fluides de part et d'autre de l'interface. Or, des difficultés particulières sont posées lors de l'observation des équilibres en milieux poreux. Ces équilibres sont caractérisés par la distribution des fluides dans l'espace. Celle-ci dépend de nombreux paramètres de nature différente tels que : la géométrie et la topologie de l'espace poreux (connexité, géométrie de l'interface), la composition chimique des roches et des fluides (via la tension superficielle et l'angle de contact, par exemple), le mouvement qui a précédé l'équilibre (histoire de saturation) (réf. [1], [5], [6], [8], ch. 1). L'impossibilité de tenir compte et de quantifier l'influence et la variation de tous ces paramètres dans le même domaine suggère une démarche macroscopique et c'est le modèle empirique basé sur une forme généralisée de la loi de Darcy qui est utilisé. Ce modèle repose essentiellement sur le concept de perméabilité relative. Suivant cette approche, l'écoulement biphasique est complètement décrit par les perméabilités relatives et la pression capillaire reliant les pressions dans les deux phases fluides (réf. [1], [8], ch. 1).

Partant du fait que les différentes forces agissant de part et d'autre de l'interface fluide-fluide (couplage fluide-fluide) pourraient jouer un rôle prépondérant dans ce type d'écoulements, la formulation de formes couplées de la loi de Darcy a été proposée par de nombreux auteurs selon des approches différentes (réf. [23], [24], [26], ch. 1). Celles-ci font apparaître, outre les deux coefficients de perméabilité relative généralisée, deux coefficients de couplage visqueux qui dépendent, tout comme la perméabilité relative, des caractéristiques du système considéré : matrice solide/fluide1/fluide2 (réf. [1], [25], ch. 1). En outre, les coefficients de couplage visqueux sont étroitement liés à la façon dont se réalise l'écoulement, une méthode appropriée permettant leur séparation semble être très difficile. Dans la majorité des méthodologies expérimentales proposées, la détermination de ces coefficients repose, essentiellement, sur une expérience de perméabilité relative

¹ Référence numéro [*] figurant dans le chapitre *

conformément à la loi de Darcy non couplée (réf. [25], [26], [27], ch. 1). C'est également en ce sens que l'étude des problèmes d'écoulement de phases non miscibles reste dominée par le concept des perméabilités relatives.

Les techniques de mesure des perméabilités relatives sont fort nombreuses car les divers chercheurs ont en général tenté d'améliorer une méthode ultérieurement utilisée. En parallèle avec la diversité de ces méthodes, la question concernant la validité et la fiabilité des résultats obtenus est souvent posée (réf. [1], ch. 3). D'un côté, les difficultés expérimentales, nuancées d'une méthode à autre, sont omniprésentes, et de l'autre côté, un grand nombre de paramètres peut influencer les mesures escomptées (réf. [6], [7], ch. 3).

Le présent travail porte principalement sur la caractérisation expérimentale des écoulements biphasiques (phase liquide et phase gazeuse) dans trois grès différents : deux grès des Vosges et un grès de Fontainebleau. C'est une étude qui est basée sur l'approche macroscopique, i.e., sur les courbes des perméabilités relatives et les courbes de pression capillaire. La mise au point de nouvelles techniques de mesure dans notre laboratoire et l'examen de l'influence de certains paramètres sur les écoulements en question tels que : la structure poreuse, viscosité du fluide mouillant, histoire de saturation, et mobilité de la phase mouillante, occupent une part centrale de ce travail. Nous y étudions également trois modèles du type statistique de la perméabilité relative ; ceux-ci sont fréquemment employés (réf. [6]–[10], ch. 4) et auraient l'avantage de produire des expressions analytiques simples de la perméabilité relative.

Nous présentons ci-après les quatre chapitres constituant ce mémoire :

Le premier chapitre constitue une introduction générale à l'étude des écoulements biphasiques, des fluides homogènes et non miscibles, dans les milieux poreux indéformables. Aussi, via une synthèse bibliographique, les principaux phénomènes physiques apparaissant dans ce type d'écoulements, et l'influence des caractéristiques propres aux systèmes étudiés sur ces écoulements, sont esquissés et argumentés.

Le deuxième chapitre est réservé à l'exposé des méthodes expérimentales permettant l'identification de l'espace poreux et la détermination des courbes de pression capillaire employées dans le présent travail. Par la suite, une étude expérimentale est effectuée sur trois grès ayant des caractéristiques suffisamment contrastées. Les résultats obtenus sont subséquentement présentés et analysés.

Après une brève synthèse bibliographique des méthodes destinées à la détermination expérimentale des perméabilités relatives, **le troisième chapitre** est scindé en deux parties. La première est consacrée à la présentation de la méthode d'impulsion de pression (pulse-decay) appropriée à la mesure de la perméabilité relative au gaz. La mise au point d'un dispositif expérimental, permettant la détermination des perméabilités relatives et leur dépendance à l'histoire de saturation, est exposée dans la deuxième partie. Les résultats de l'étude menée sur les trois grès, issus des deux techniques, sont, par la suite, comparés et analysés en parallèle avec les informations disponibles caractérisant leur structure poreuse.

Dans le quatrième chapitre, nous examinons, après l'étude du modèle Katz–Thompson destiné à la prédiction de la perméabilité intrinsèque d'un matériau donné, la validité de trois modèles du type statistique de la perméabilité relative. Ceux-ci sont basés sur les caractéristiques de l'espace poreux comme déduites des courbes de pression capillaire. Six relations empiriques ont été choisies afin de corrélérer pression capillaire et saturation. La confrontation "mesure–modèle" nous a permis la formulation de quelques remarques concernant ce type de modélisation.

CHAPITRE PREMIER

ASPECTS PHYSIQUES DES ECOULEMENTS BIPHASIQUES EN MILIEUX POREUX

Résumé

Ce premier chapitre constitue une introduction générale à l'étude des écoulements biphasiques, des fluides homogènes et non miscibles, dans les milieux poreux indéformables. Aussi, via une synthèse bibliographique, les principaux phénomènes physiques apparaissant dans ce type d'écoulements, et l'influence des caractéristiques propres aux systèmes étudiés sur ces écoulements, sont esquissés et argumentés.

CHAPITRE PREMIER

ASPECTS PHYSIQUES DES ECOULEMENTS BIPHASIQUES EN MILIEUX POREUX

Introduction

Les écoulements biphasiques en milieux poreux sont présents dans un nombre considérable d'applications importantes et dans des domaines assez distincts. En génie pétrolier, par exemple, l'écoulement concomitant de différentes phases fluides (eau, huile, et gaz) est d'un intérêt primordial, particulièrement dans les processus de production.

L'étude des écoulements biphasiques pose des difficultés particulières au niveau de l'observation des équilibres en milieux poreux. Ces équilibres sont caractérisés par la distribution des fluides dans l'espace. Celle-ci dépend de nombreux paramètres de nature différente tels que : la structure géométrique de l'espace poreux, la composition chimique des roches et des fluides, le mouvement qui a précédé l'équilibre, etc.

Le grand nombre de travaux réservés à l'étude du rôle de ces différents paramètres et à la manière dont ils agissent sur le comportement des fluides en écoulement simultané a largement contribué à améliorer notre compréhension de ce sujet. Ce chapitre sera donc consacré à l'exposé de quelques aspects physiques présentés par ce type d'écoulements. Il sera limité aux cas où les fluides s'écoulent dans le même sens dans un milieu poreux indéformable.

I.1) Description des milieux poreux

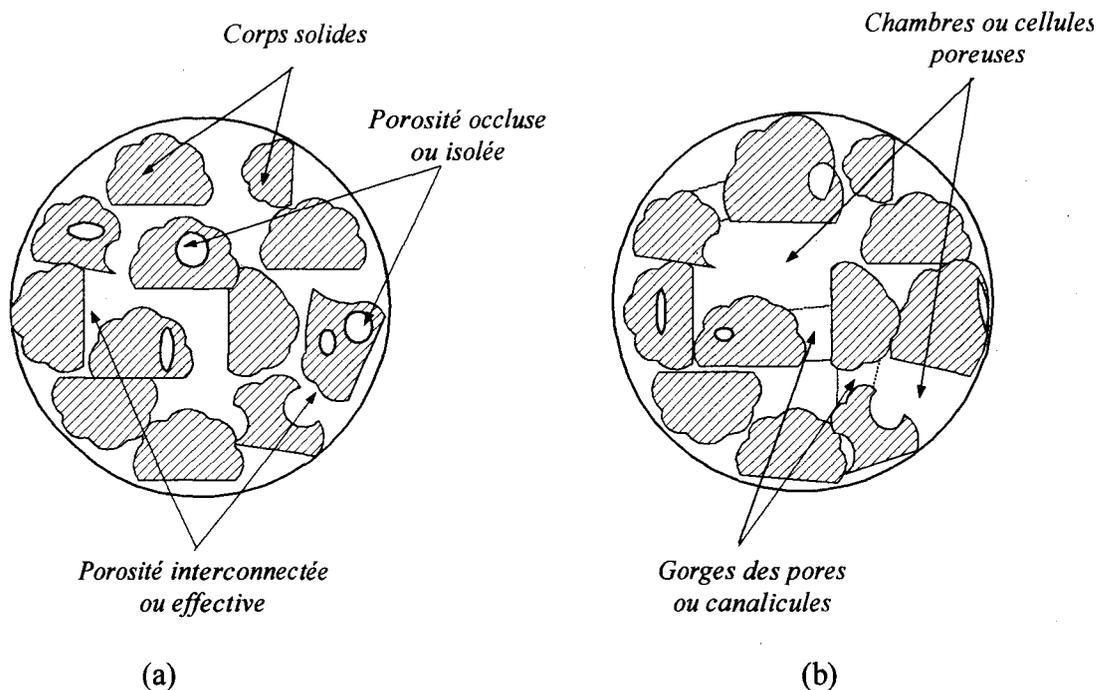


Figure (I.1) : Quelques aspects de l'espace poreux

Un milieu poreux est usuellement défini comme étant un milieu solide contenant des pores. Les pores sont des espaces vides pouvant être interconnectés ou séparés (figure I.1.a). Pour qu'une phase fluide puisse percoler dans un milieu poreux donné, au moins une partie de sa porosité doit être constituée de pores interconnectés. Ces pores, dont les formes et les dimensions sont d'une grande diversité, constituent les réseaux poreux (ou la structure poreuse) qui offrent un grand nombre de possibilités au cheminement d'un fluide. La structure poreuse est formée de deux portions principales : des cellules ou chambres poreuses (pore body) reliées par des étroites canalisations appelées les gorges des pores ou canalicules (pore throat). Cet aspect de l'espace poreux est illustré sur la figure (I.1.b). Des expériences appropriées ont conduit à la définition et à la détermination des paramètres de la structure poreuse. Les paramètres de la structure poreuse du milieu sont les propriétés complètement déterminées par elle, et ne dépendent d'aucune autre propriété (Dullien, [1]).

I.1.1) Paramètres de l'espace poreux

A l'échelle macroscopique, les paramètres de l'espace poreux les plus importants sont : la porosité, la perméabilité, la surface spécifique, le facteur de formation de résistivité, et la pression (capillaire) seuil de pénétration.

La porosité (η), est la fraction du volume total occupée par les pores ou les espaces vides. Suivant le type du matériau, elle peut varier de presque zéro jusqu'à une valeur proche de l'unité. Deux types de porosité sont à distinguer (figure I.1.a). La première est forgée des pores interconnectés et appelée porosité effective ou interconnectée, la seconde est isolée ou occluse. Seule la porosité effective contribue à l'écoulement à travers le milieu.

La perméabilité est le terme employé indicatif de la conductivité du milieu poreux par rapport à la filtration d'un fluide Newtonien.

La surface spécifique (S_v), est définie comme l'aire interne de tous les pores par unité de volume (ou de masse).

Le facteur de formation de résistivité, est défini par le rapport de la résistance électrique du milieu poreux saturé avec une solution ionique à la résistance de la même solution occupant un volume équivalent à celui de l'échantillon.

La pression capillaire seuil de pénétration, elle correspond à la formation d'un sous-réseau traversant l'échantillon par le fluide non-mouillant. Dans un essai de déplacement de phase liquide par un gaz, par exemple, c'est à cette pression que l'on va observer les premières apparitions du gaz en aval de l'échantillon. Généralement, elle est différente de la **pression d'entrée d'air**. Celle-ci correspond à la pénétration du plus grand pore existant sur la surface extérieure de l'échantillon.

A l'échelle microscopique (à l'échelle des pores), la caractérisation des pores à cette échelle est une tâche certainement délicate, leur géométrie étant très irrégulière. Nous allons, ici, définir brièvement quelques paramètres caractérisant à l'échelle microscopique la structure poreuse.

La connexité, est un paramètre topologique qui, mesure la multitude de connections dans une structure donnée. Elle est définie par le nombre de chemins constitués de boucles closes non redondantes par lesquels toutes les zones à l'intérieur du milieu peuvent être visitées. En lien avec la connexité, le **nombre moyen de coordination** est introduit. Dans un volume élémentaire représentatif, il exprime le nombre moyen de canalicules liés à une cellule poreuse donnée.

La taille du pore, est une longueur indicative de l'ouverture du pore. Généralement, une définition plus précise n'est possible que si l'on représente l'espace poreux par un modèle particulier.

Lorsqu'une taille caractéristique est associée au pore, la fréquence des pores ayant la même taille est décrite par une fonction de densité appelée **distribution de la taille des pores**.

I.2) Ecoulements monophasiques

I.2.1) La loi de Darcy (Concept de perméabilité)

De nombreux travaux ont été réservés à la généralisation de la loi de Darcy (pour une discussion plus détaillée, voir Bear, [2] ou Scheidegger, [3]). Pour un écoulement tridimensionnel dans un milieu isotrope et homogène, ils ont conduit à l'expression suivante :

$$\mathbf{v} = -\frac{k}{\mu}(\nabla p - \rho \mathbf{g}) \quad \text{[I.2.1]}$$

où \mathbf{v} est le vecteur de vitesse de filtration (ou de Darcy), \mathbf{g} est le vecteur d'accélération gravitationnelle, μ désigne la viscosité du fluide percolant et ρ sa masse volumique, et p la pression hydrostatique. k a la dimension d'une surface (L^2) et appelé perméabilité (ou perméabilité intrinsèque à la matrice solide). La perméabilité ne dépend que du solide poreux. Les milieux poreux, étant généralement anisotropes, un tenseur de perméabilité d'ordre 2 a été introduit :

$$\mathbf{v} = -\frac{\bar{\mathbf{k}}}{\mu} \cdot (\nabla p - \rho \mathbf{g}) \quad \text{[I.2.2]}$$

Beaucoup d'efforts ont été faits afin de prouver que le tenseur de perméabilité est symétrique (pour une discussion plus détaillée, voir Bear, [2] ou Dullien, [1]).

1.2.2) Validité de la loi de Darcy

La loi de Darcy propose une relation linéaire entre la vitesse de filtration et le gradient de charge hydraulique. L'expérience a montré que l'augmentation de la vitesse de filtration peut entraîner des déviations de la relation linéaire présentée. En effet, il existe un domaine de validité où cette linéarité est respectée.

Par analogie avec les écoulements dans les conduites, le nombre de Reynolds (Re) a été introduit et utilisé. Il est basé sur une longueur caractérisant la taille moyenne des pores (ou des grains dans les milieux non consolidés). Généralement, la loi de Darcy est valable pour un nombre de Reynolds dans le domaine 1–10 (Mei et Auriault, [4] ; Bear, [2]).

Pour un nombre de Reynolds grandissant, un écart par rapport à la relation linéaire est observé. Cependant, cet écart ne doit pas être identifié à la transition du régime laminaire au turbulent. Suivant le nombre de Reynolds, trois régimes d'écoulements peuvent être spécifiés (Bear, [2]) :

- (a) A faible vitesse de filtration, l'écoulement est laminaire et prédominé par les forces de viscosité. La limite supérieure de cette zone se situe entre $Re = 1$ et $Re = 10$.
- (b) L'augmentation de cette vitesse, du nombre de Reynolds donc, mène à l'observation d'une zone transitoire. Au seuil inférieur de cette zone, l'écoulement reste laminaire, mais ce sont les forces d'inertie qui le gouvernent. Le passage graduel vers la zone de turbulence se constate à la limite supérieure de cette zone atteinte à $Re \approx 100$. Ce régime est habituellement appelé régime d'écoulement laminaire non linéaire.
- (c) Augmenter d'avantage la vitesse de Darcy conduit à la zone de turbulence.

La loi de Darcy n'est valable que dans la première zone (a). Afin d'étendre l'usage de la loi de Darcy dans la zone de $Re < 1000$, la formule de Forcheheimer propose de corriger la loi de Darcy par un terme non linéaire en vitesse dépendant de la porosité du milieu. Plus récemment encore, Mei et Auriault [4] ont étudié les effets de faible inertie ($Re \ll 1$) sur les écoulements dans les milieux poreux et ont montré que la loi de Darcy doit être corrigée par un terme cubique en vitesse.

En outre, de multiples études ont postulé l'existence d'un gradient hydraulique minimum au-dessous duquel l'écoulement est très faible ou non présent (Bear, [2]). Ceci a été interprété comme la conséquence de la formation des contre-courants qui s'opposent à l'écoulement principal.

Un autre cas manifestant un intérêt particulier est celui relatif à l'écoulement des gaz. En mécanique des fluides, l'étude de l'écoulement des gaz a montré qu'un gaz circulant dans un capillaire de diamètre comparable au libre parcours moyen des molécules gazeuses aura une vitesse supérieure à celle donnée par l'équation de Poiseuille. Le même bilan est vrai pour l'écoulement des gaz à basse pression dans les milieux poreux ; l'écoulement se réalise à une vitesse supérieure à celle de l'écoulement darcien. Contrairement aux écoulements en régime laminaire, le darcien en fait partie, le contact entre les molécules de gaz et la paroi solide n'est pas parfait. Il en ressort que la vitesse des molécules à l'interface solide-fluide n'est pas nécessairement nulle (ici, la condition de non-glissement n'est pas vérifiée). Tandis que le libre parcours moyen des molécules d'un gaz donné est comparable à la taille des canalisations hôtes de l'écoulement, le mouvement moléculaire au niveau de l'interface engendrera un flux supplémentaire à l'écoulement darcien. Ce flux est d'autant plus important que le libre parcours moyen est une fraction

grandissante du diamètre de la conduite hôte (Dullien, [1]). Ce phénomène est usuellement appelé "glissement aux parois" ou "effet de Klinkenberg".

I.3) Écoulements biphasiques des fluides non miscibles

Les écoulements à phases multiples ont une particularité importante, la paroi solide est préférentiellement mouillée par l'une de ces phases fluides et sont couramment séparés en deux groupes (Dullien, [1], Bear, [2], Scheidegger, [3]) :

Déplacement miscible. Dans ce type d'écoulement, les deux fluides sont complètement solubles l'un dans l'autre. La tension superficielle entre les deux fluides est nulle, et on note l'absence de toute interface fluide–fluide. Ce type d'écoulements est généralement nommé la dispersion hydrodynamique.

Déplacement non miscible. Généralement, les deux phases fluides s'écoulent simultanément dans l'espace poreux. La tension superficielle a une valeur finie, et on distingue une interface fluide–fluide séparant les deux phases à l'intérieur de tous les pores. La présence de cette interface aura pour effet de rendre possible une différence de pression en tout point de cette interface (pression capillaire). Il est normal de croire que ces écoulements vont dépendre des paramètres tels que : la tension superficielle, la mouillabilité, la pression capillaire, etc. C'est à cette catégorie d'écoulements que nous nous intéressons, et nous allons commencer par une brève définition des paramètres pertinents.

I.3.1) Rappel de quelques notions

I.3.1.1) Tension superficielle et mouillabilité

Lorsque deux fluides, par exemple un liquide et un gaz, sont en présence, ils sont généralement séparés par une mince couche, dite superficielle. La **tension superficielle** est une force, en tout point de cette couche, agissant le long de la tangente à l'interface et dans la direction qui diminue l'aire de l'interface (Kaviany, [5]). Elle a les dimensions d'une force par unité de longueur. Il est préférable de parler de **tension interfaciale** plutôt que de tension superficielle, le premier terme ayant l'avantage de mieux suggérer l'existence d'une deuxième phase au contact du liquide (Houpeurt, [6]).

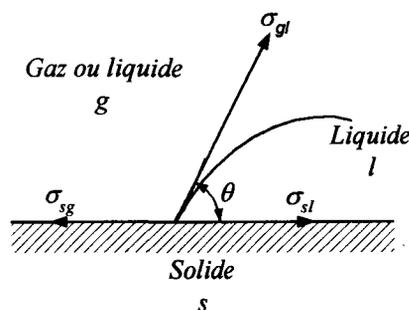


Figure (I.2) : Définition de l'angle de contact (d'après Bear, [2])

Considérons deux fluides non miscibles en contact avec une surface solide (figure I.2). L'équilibre mécanique impose (l'équation de Young) :

$$\sigma_{gl} \cos \theta = \sigma_{sg} - \sigma_{sl}; \quad \cos \theta = (\sigma_{sg} - \sigma_{sl}) / \sigma_{gl} \quad \text{[I.3.1]}$$

où σ_{ik} est la tension superficielle entre la substance i et k ($i, k = s$ solide, l liquide, et g gaz ou liquide), et θ dénote l'angle discerné par la tangente au ménisque et l'interface liquide-solide. Par convention, θ ($0^\circ < \theta < 180^\circ$) est mesuré dans le fluide le plus dense (Bear, [2]).

De l'équation (I.3.1), si nous avons $(\sigma_{sg} - \sigma_{sl}) / \sigma_{gl} > 1$, aucun état d'équilibre ne sera possible. Dans ce cas, le liquide va indéfiniment s'étaler sur la paroi solide. Ceci conduit au concept de **mouillabilité** d'un solide par un liquide donné. L'angle θ est appelé l'**angle de contact** ou de **raccordement**. Le produit $\sigma_{gl} \cos \theta$ est la **tension d'adhésion** qui va déterminer lequel des fluides mouillera préférentiellement la surface solide, i.e., s'y adhérer et étaler (Bear, [2]).

Pour $\theta < 90^\circ$, le fluide mouille la surface et est appelé **phase mouillante**. Pour une **phase non mouillante**, nous avons $\theta > 90^\circ$. Dans le cas d'une tension d'adhésion nulle, les deux phases auront la même propension pour s'étaler sur la surface solide. Dans un système similaire à celui présenté en figure I.2, il est possible que la surface solide soit mouillée, soit par le fluide l , soit par le fluide g , suivant la composition chimique des fluides et du solide. La mouillabilité dans ce sens est une notion exclusivement relative.

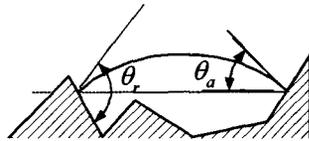


Figure (I.3) : Effet de la rugosité de surface sur l'angle de contact apparent θ_a . θ_r est l'angle mesuré sur une surface lisse et plane.

Les surfaces réelles des solides étant rugueuses, l'angle de contact variera conformément à la position de l'interface le long de la surface solide (figure I.3). En mesurant l'angle de contact, un autre problème se présente. L'angle de contact dépend de la direction (avance ou retrait) du déplacement de la ligne de contact des trois phases considérées, i.e., gaz, liquide, et solide. C'est le phénomène d'hystérésis de l'angle de contact, trois raisons à ce phénomène peuvent être différenciées. La première est la contamination du liquide ou de la surface solide. La deuxième est liée à la rugosité de surface. La dernière est relative à l'immobilité des films de vapeur adsorbés sur la surface solide (Dullien, [1]).

I.3.1.2) Pression capillaire

Lorsque deux fluides non miscibles sont en présence dans les interstices d'un milieu poreux, il existe une discontinuité de pression à travers l'interface qui les sépare. Son amplitude en un point dépend de la courbure en ce point. La différence de pression (p_c) est appelée pression capillaire :

$$p_c = p_{nm} - p_m \quad [\text{I.3.2}]$$

où p_{nm} est la pression dans le fluide non mouillant (nm), et p_m désigne la pression dans le fluide mouillant (m). L'interface locale à l'intérieur d'un pore est incurvée et possède deux rayons principaux de courbure r_1 et r_2 , étant dans deux plans orthogonaux. La loi de capillarité de Laplace, i.e., l'équilibre mécanique sur un élément de l'interface, nous détermine la pression capillaire :

$$p_c = \sigma_{12}(1/r_1 + 1/r_2) = 2\sigma_{12}/r \quad [\text{I.3.3}]$$

r désigne le rayon de courbure moyenne.

Dans les milieux poreux réels, la pression capillaire locale (i.e., dans chacun des pores), dépend de nombreux paramètres tels que : la tension superficielle, et le rayon de courbure moyenne (qui est de l'ordre de la taille du pore). Elle dépend également, de la géométrie des pores, de la nature des solides et des fluides (par exemple, via l'angle de contact). Mais elle dépend aussi du volume relatif aux phases fluides présentes dans le domaine considéré. La fraction de pores occupée par la phase α dans un volume élémentaire représentatif (VER) est donnée par la saturation (ou degré de saturation), i.e. :

$$S_\alpha = \frac{\text{Volume du fluide } \alpha \text{ dans un (VER)}}{\text{Volume poreux total dans un (VER)}}, \quad \sum_\alpha S_\alpha = 1 \quad [\text{I.3.4}]$$

Dans les milieux poreux naturels, la géométrie de l'espace poreux ne pouvant être décrite de façon analytique, la définition de la forme de l'interface fluide–fluide n'est possible qu'en adoptant un modèle hypothétique de l'espace poreux. Ainsi, des modèles de l'espace poreux ont été proposés afin de lier la pression capillaire aux caractéristiques du milieu et des fluides ou à la saturation de la phase mouillante S_m . Par exemple, pour un capillaire conique (figure I.4), le ménisque sera de forme sphérique, et la loi de Laplace s'écrit :

$$p_c = p_{nm} - p_m = (2\sigma/R)|\text{Cos}(\theta + \phi)| \quad [\text{I.3.5}]$$

($\theta + \phi$) étant l'angle effectif de contact.

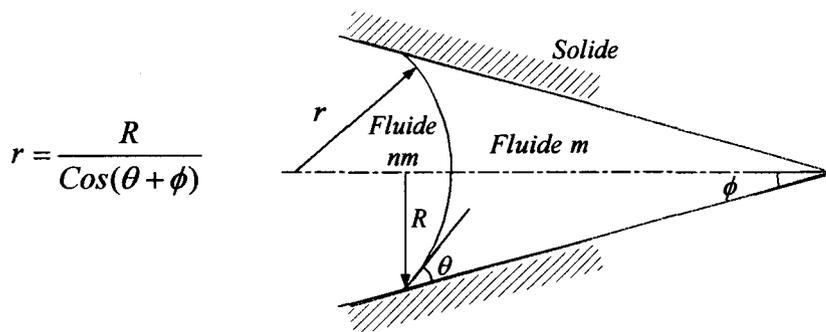


Figure (I.4) : Ménisque dans un capillaire conique (d'après Dullien, [1]).

De plus, si la courbure et son angle de contact sont connus, sa position s'en suit directement, la saturation sera, sans intermédiaire, liée à la pression capillaire. C'est ce raisonnement qui a conduit à définir une propriété fondamentale d'un poreux donné, i.e., les courbes de pression capillaire (Collins, [7], cité en Marle, [8]) :

$$p_c = p_c(S_m) \quad [I.3.5]$$

La pression capillaire, 'a priori', tout comme l'angle de contact, est sujette aux phénomènes d'hystérésis : les courbes de pression capillaire d'un milieu donné peuvent être différentes conformément à l'histoire de saturation, i.e., drainage ou imbibition.

I.3.1.3) Drainage et Imbibition

Considérons un pore de géométrie quelconque initialement saturé en phase mouillante à pression atmosphérique. Supposons que ce pore soit en contact avec une réserve d'une phase non mouillante à la même pression. La phase non mouillante ne va pénétrer dans le pore que lorsque sa pression est augmentée d'une certaine valeur (donnée par la loi de Laplace). Augmenter davantage la pression capillaire, entraînera le déplacement du ménisque vers les sections de rayon décroissant, réduisant ainsi la saturation S_m . Le processus du déplacement de la phase mouillante par la phase non mouillante est appelé drainage. De cet exemple, on montre que la phase non mouillante est identifiée à celle ayant la pression la plus élevée, située du côté convexe du ménisque. Le processus par lequel une phase mouillante sature un domaine initialement occupé par la phase non mouillante est appelé imbibition.

I.3.1.4) Courbe de pression capillaire p_c-S_m

La pression capillaire est une fonction croissante de la saturation en phase non mouillante, ou alternativement, une fonction décroissante de la saturation en phase mouillante. Dans un milieu poreux naturel, la détermination des courbes de pression capillaire n'est possible que par l'expérience (Auriault, [9]).

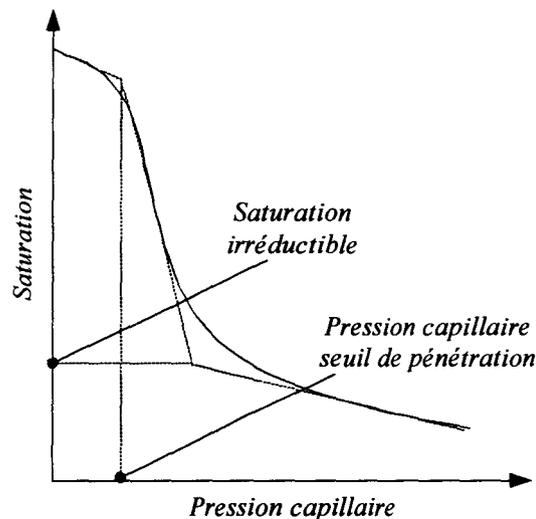


Figure (I.5) : Courbe de pression capillaire et détermination de la saturation irréductible et la pression capillaire seuil de pénétration.

Habituellement, la détermination de ces courbes se réalise sur des échantillons entièrement saturés en phase mouillante. Par la suite, la phase non mouillante est injectée par petits

paliers de pression capillaire (drainage). Au début du processus d'injection, la phase non mouillante ne pénètre que dans une zone près de la surface d'injection. A ce stade, la variation de saturation est très faible. Augmenter davantage la pression capillaire occasionne la formation de chemins interconnectés de la phase injectée traversant tout l'échantillon. La pression capillaire correspondant à la création de ces chemins est appelée la pression capillaire seuil de pénétration (p_c^s). Si l'on continue à augmenter la pression capillaire, la pente de la courbe p_c-S_m sera de plus en plus prononcée jusqu'à ce que la courbe redevienne verticale (figure I.5). Ce comportement a été interprété comme l'indication du piégeage de la phase mouillante qui ne peut plus être déplacée par l'augmentation de la pression capillaire. Le point correspondant à cette situation définit la saturation irréductible en phase mouillante (figure I.5).

Si l'on procède maintenant par diminution graduelle de la pression capillaire, la phase mouillante va recommencer à s'introduire dans l'échantillon. Les courbes alors obtenues seront différentes de celles obtenues en drainage du fait des phénomènes d'hystérésis capillaires. A l'origine de ces phénomènes sont, généralement, l'hystérésis de l'angle de contact et la morphologie des pores.

La considération d'un capillaire comportant une succession d'étranglements et d'élargissements, peut aisément clarifier le rôle joué par la structure poreuse, et les distributions phasiques différentes (et saturations donc) correspondant à une pression donnée (Dullien, [1] ; Marle, [8]).

I.3.2) Ecoulements en régime stationnaire

De manière générale, les écoulements des fluides non miscibles dans les milieux poreux peuvent être séparés en deux catégories (Dullien, [1], Kaviany, [5]) : (1) écoulements en régime stationnaire (permanent), où les propriétés en tout point du système sont indépendantes du temps ; et (2) écoulements en régime non-stationnaire (transitoire), i.e., les propriétés du milieu varient en fonction du temps. En régime permanent, la saturation reste inchangée au cours du temps, et a priori aucun fluide ne déplace aucun autre fluide. C'est en régime transitoire que le déplacement d'une phase aura lieu et la saturation continuera à évoluer au cours du temps.

I.3.2.1) Configurations principales de l'écoulement

Lorsque deux fluides non miscibles s'écoulent dans un milieu poreux, deux configurations principales de l'écoulement, à l'échelle microscopique, semblent prédominer (Dullien, [1], et Scheidegger, [3]). Suivant la première, les deux phases s'écoulent simultanément dans tous les capillaires, la phase mouillante enveloppe la phase non mouillante qui occupe la partie centrale de chaque capillaire. Quand la saturation de la phase non mouillante est élevée, la distribution des deux phases continues dans les micro-canaux de section irrégulière est dite régime d'écoulement funiculaire (funicular flow regime).

Selon la deuxième configuration, chaque phase s'écoule dans ses propres réseaux interconnectés. L'augmentation de la saturation de la phase non mouillante mène à l'accroissement du nombre de micro-canaux hôtes de la phase non mouillante et à une diminution du nombre de micro-canaux hôtes de la phase mouillante. Ceci définit l'écoulement en canaux séparés (Channel flow concept). Néanmoins, l'écoulement d'une fraction de la phase mouillante dans les canaux contenant la phase non mouillante a été observé, et ce via le mécanisme d'écoulement funiculaire.

Quelques configurations possibles d'écoulements biphasiques en régime permanent sont données par la figure (I.6). Chaque fluide peut s'écouler dans des canaux séparés, constituant ainsi deux sous-réseaux continus de l'espace poreux ; ou les deux fluides peuvent coexister dans les mêmes pores. Dans de tels cas, l'une des phases fluides peut être discontinue (Dullien, [1]).

En régime permanent, quand la direction de l'écoulement est la même pour les deux fluides (co-current flow), la pression est stationnaire en tout point du système, il en ressort également que la pression capillaire –la loi de Laplace– est stationnaire. De la sorte, la position stable du ménisque, en tout point du poreux, est déterminée par la différence de pression dans les deux fluides et par la géométrie des pores. La distribution des ménisques dans un milieu poreux (structure géométrique des deux phases), peut être décrite en terme de fractions de saturation : effective (ou mobile), dendritique, et isolée (Jerauld et Salter, [10]). La fraction effective est la fraction de saturation contenue dans les régions connectées, au moins par un cheminement, à l'amont et à l'aval de l'écoulement, c'est une fraction mobile. La fraction dendritique est constituée du fluide en contact avec la fraction mobile, mais qui ne participe pas à l'écoulement. Le fluide dans ces pores, peut être mobilisé via d'autres mécanismes, i.e., diffusion. Les fractions effective et dendritique constituent la fraction recouvrable. La fraction du fluide entièrement entourée par un autre fluide est la fraction isolée (généralement considérée comme non recouvrable).

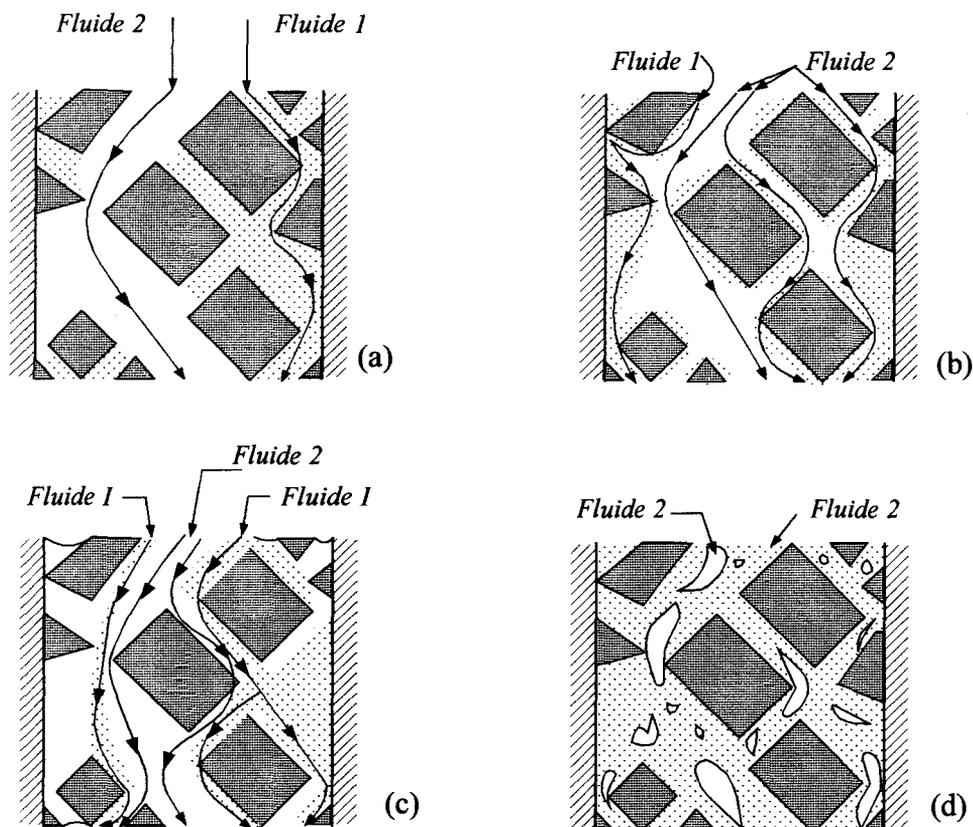


Figure (I.6) : Représentation plane d'écoulements biphasiques en régime permanent (d'après Dullien, [1]). (a) Ecoulement en canaux séparés, fluide 1 mouille uniformément la paroi solide. (b) Les deux fluides dans les mêmes conduites, fluide 1 mouille préférentiellement la surface solide. (c) Les deux fluides dans les mêmes conduites, chaque fluide mouille préférentiellement une fraction de la surface solide. (d) Les deux fluides dans les mêmes conduites, fluide 2 étant discontinu, le solide est préférentiellement mouillé par le fluide 1.

I.4) Déplacement dans les milieux poreux

Imaginons que, lors d'un écoulement biphasique en régime permanent, le débit (la pression) de la phase non mouillante soit augmenté, tout en maintenant inchangée la pression de la phase mouillante. Il en résulte un état transitoire où le ménisque séparant les deux phases sera déplacé vers de nouvelles positions d'équilibre (processus de drainage, où la phase mouillante est déplacée par la phase non mouillante). Durant le déplacement, il est fréquemment supposé que la pression capillaire –au sens de la loi de Laplace– en tout point microscopique du système reste valable malgré l'absence de l'équilibre capillaire (Dullien, [1], et Calvo et coll., [11]).

Par les différents effets de la morphologie des pores et des forces agissant sur l'interface fluide–fluide, la phase motrice (déplaçante) tend à entourer et à séparer des portions de la phase envahie, initialement présente dans l'espace poreux. Ces portions fractionnées sous forme globulaire, appelées bulles ou ganglions, sont par la suite animées ou non, selon les forces y agissant.

I.4.1) Forces agissant sur les particules fluides

Marle [8], a distingué 5 types différents de forces agissant sur une particule fluide : (1) les forces de pression, exercées par le fluide entourant, (2) les forces de viscosité, exercées par le fluide entourant et par le solide, (3) les forces de gravité, (4) les forces d'inertie, et (5) les forces de surface, agissant sur l'interface fluide–fluide et sur la ligne de son contact avec la surface solide. La prise en compte de l'importance relative de ces forces, peut nous mener à des conclusions intéressantes. Par exemple, les forces de pression et de viscosité sont proportionnelles au débit des fluides, mais, les forces capillaires et gravitationnelles en sont indépendantes ; de la sorte, elles sont relativement importantes pour les écoulements à faible débit.

L'importance relative des forces d'interface par rapport à celles de viscosité et de gravité va déterminer la mobilité (ou le piégeage) des ganglions occasionnés lors d'un processus de déplacement (Avraam et Payatakes, [12] ; Lenormand et coll., [13]).

I.4.2) Stabilité de l'interface

A l'échelle macroscopique, l'interface fluide–fluide est souvent considérée comme un front de forme régulière. Néanmoins, sous certaines conditions, des protubérances peuvent avoir lieu à l'intérieur du milieu poreux. Suivant l'avance du front, il est possible qu'un point donné de l'interface se situe dans une zone locale plus perméable que les zones adjacentes, ainsi la vitesse de filtration en ce point sera supérieure à la vitesse moyenne de l'interface, provoquant, la formation d'une petite saillie (figure I.7) (Scheidegger, [3]). Cette instabilité –appelée phénomène d'arborescence (fingering phenomenon)– advient toujours pour un rapport de mobilité $M = (k_1/\mu_1)/(k_2/\mu_2) > 1$, où les indices 1 et 2 désignent le fluide déplaçant et déplacé respectivement, k_1 et k_2 étant les perméabilités effectives du milieu sous ces conditions (Bear, [2]).

L'existence de ces protubérances dépend de trois conditions (Scheidegger, [3]) : (1) condition volumique : le volume de la saillie et du petit déplacement du front doit être égal au volume total injecté, (2) condition d'équilibre : le gradient de pression dans la protubérance doit être égal à celui dans le fluide voisin, dans le cas contraire la saillie aura tendance à se disperser dans l'autre fluide. Du fait que la mobilité des deux fluides est différente, la vitesse du fluide dans la saillie doit être différente de celle du fluide

environnant. (3) condition d'énergie : la formation de saillie doit consommer moins d'énergie que le déplacement stable de l'interface.

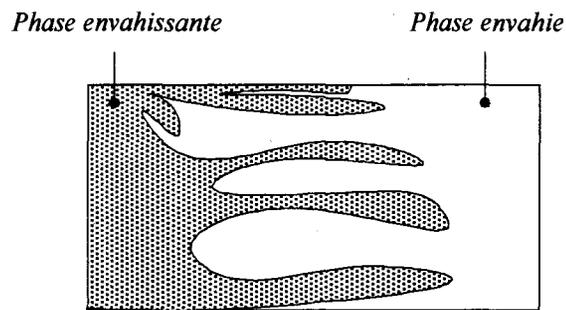


Figure (I.7) : Illustration du phénomène d'arborescence.

A l'aide d'un simulateur physique de l'espace poreux (un milieu poreux artificiel constitué d'un réseau de capillaires de géométrie connue et réalisé dans un matériau permettant la visualisation de l'écoulement ; micro-modèle), et suivant les forces responsables du déplacement, Lenormand et coll. [14] ont pu identifier trois dispositions principales de l'interface lors d'un processus du déplacement :

- (I) Déplacement stable : la force déterminante est due à la viscosité du fluide injecté ; les effets capillaires et la différence de pression dans le fluide déplacé sont négligeables. L'interface reste plane et ne présente que quelques aspérités, leur taille est de l'ordre de quelques pores. Le volume piégé (en arrière de l'interface) de la phase déplacée est du même ordre.
- (II) Arborescence visqueuse (viscous fingering) : la force principale est due à la viscosité du fluide déplacé ; les effets capillaires et la différence de pression dans le fluide injecté sont négligeables. Les ramifications se développent sans former des boucles fermées, et continuent à se déployer vers l'effluent de l'écoulement.
- (III) Arborescence capillaire (capillary fingering) : dans le cas où les forces de viscosité seraient négligeables dans les deux fluides ; la force dominante est due à la capillarité. Les ramifications se déploient dans toutes les directions formant des boucles fermées. Une fraction importante de la phase déplacée est piégée et est comparable à la taille du simulateur utilisé (taille d'ordre macroscopique).

I.4.3) Mécanisme de déplacement et histoire de saturation

Dans les écoulements biphasiques où les forces de capillarité sont dominantes, les fronts de saturation se déplacent via une séquence de sauts de l'interface. Ces sauts, considérés essentiellement comme une succession d'états d'équilibre, ont lieu dans de petits intervalles de temps comparés à ceux du mouvement des fluides à l'échelle macroscopique (Jerauld et Salter, [10]). De nombreux travaux ont été réservés à l'étude des règles (ou événements) gouvernant le passage d'une configuration d'équilibre vers une autre, et ce à l'aide des micro-modèles. Le type de ces événements dépend, outre de la morphologie des pores, de la direction de saturation, i.e., drainage ou saturation.

Lenormand et coll. [13], ont étudié le déplacement d'un ménisque dans des micro-modèles de géométrie simple : (1) une conduite de section rectangulaire, et (2) un réseau de capillaires constitué d'un ensemble de conduits semblables connectés.

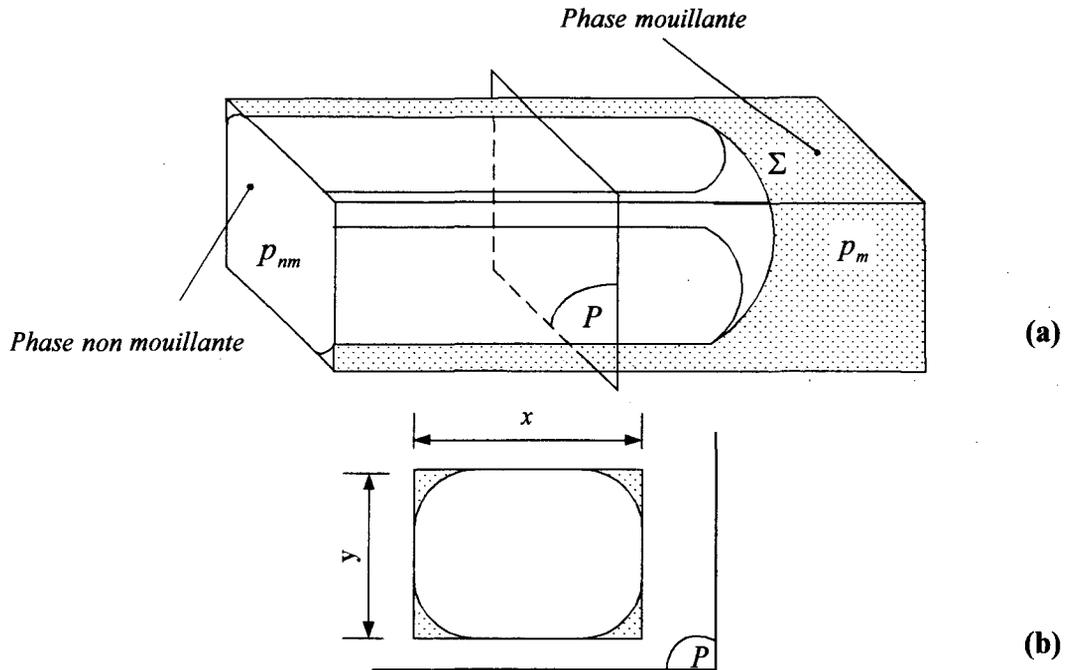


Figure (I.8) : Situation des deux fluides dans une section de conduite à la pression p_c^s , (a) perspective, et (b) une coupe suivant le plan P (d'après Lenormand et coll., [13]).

Dans une conduite de section rectangulaire, deux types de déplacement ont été observés :
 (1) Mouvement du « type piston » : la phase non mouillante pénètre dans une conduite remplie de phase mouillante si la pression capillaire est égale ou supérieure à la valeur de la pression capillaire seuil de pénétration (p_c^s) donnée par (mouillabilité parfaite, i.e., $\cos\theta = 1$) :

$$p_c^s = F(\varepsilon)2\sigma\left(\frac{1}{x} + \frac{1}{y}\right); \quad \varepsilon = \frac{x}{y} \quad \text{[I.4.1]}$$

où $F(\varepsilon) \approx 1$ (Lenormand et coll., [13])

A cette pression, l'interface est en équilibre à l'intérieur du capillaire, son mouvement étant réversible (en drainage ou imbibition). Ils ont observé la présence simultanée des deux phases dans la même section, la phase mouillante occupant les encoignures extrêmes de la section (figure I.8).

(2) Désagrégation de la phase non mouillante (Snap-off) : quand la pression capillaire est supérieure à la pression seuil, la phase non mouillante envahit tout le capillaire, néanmoins la phase mouillante est toujours observée le long des encoignures de la conduite. Si le front du ménisque (Σ) est à l'extérieur du conduit (figure I.9.a), l'interface se déplace de manière réversible le long des encoignures jusqu'à ce que sa configuration reste stable (figure I.9.b). Le fluide non-mouillant devrait être en contact avec la paroi solide, sinon un filament non stable de la phase non mouillante est créé. Lenormand et coll. [13], ont supposé que le snap-off apparaît quand la phase non mouillante perd tout contact avec la paroi solide (figure I.9). La valeur de pression capillaire de snap-off est donnée par :

$$\begin{cases} p_{sf} = 2\sigma/x; & (x > y) \\ p_{sf} = 2\sigma/y; & (y > x) \end{cases} \quad \text{[I.4.2]}$$

Du fait que $p_c^s > p_{sf}$, le snap-off en drainage ne surgit que lorsqu'il y a une réduction locale de la pression capillaire due à la topologie des pores. En imbibition, l'écoulement se réalise principalement via snap-off.

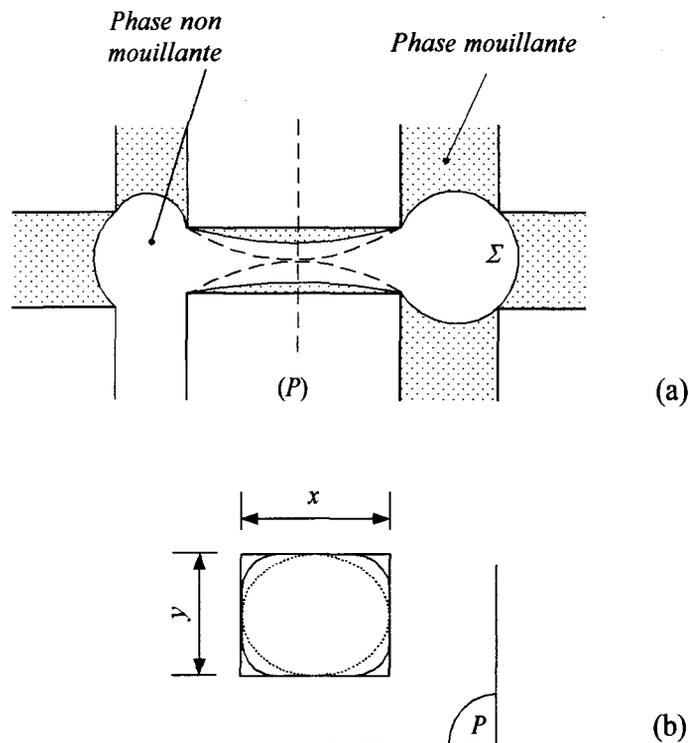


Figure (I.9) : Snap-off dans une conduite. (a) dans le plan du réseau, et (b) le pointillé montre la position critique (d'après Lenormand et coll., [13]).

Dans un réseau de conduites, le comportement suivant dans un nœud (intersection de deux conduites) a été observé :

En drainage, le fluide arrivant dans un nœud donné le pénètre rapidement sans être désagrégé, par la suite il s'introduit dans les conduites adjacentes dont la pression seuil est inférieure ou égale à la pression capillaire appliquée. Les expériences menées montrent qu'à la fin du drainage une fraction importante de la phase mouillante reste piégée dans le réseau poreux. Durant le drainage, la phase mouillante peut s'écouler de deux manières : (a) écoulement à travers toute la section des conduites quand il existe des chemins interconnectés développés vers l'effluent du simulateur, et (b) écoulement continu via les films de la phase mouillante subsistant le long de la paroi solide de l'intersection occupée par la deuxième phase.

En imbibition, deux mécanismes différents de déplacement par snap-off ont été observés par Lenormand et coll. [13], suivant le nombre et l'espacement des conduites hôtes de la phase non mouillante.

Imbibition II (figure I.10), si l'on diminue la pression capillaire (en augmentant p_m ou diminuant p_{nm}), l'instabilité advient quand le ménisque n'est plus en contact avec la paroi solide (position (A)). Dans la position suivante, la courbure diminue et la différence de

pression de part et d'autre du ménisque augmente, entraînant ainsi un déplacement rapide vers la position d'équilibre (position (F)).

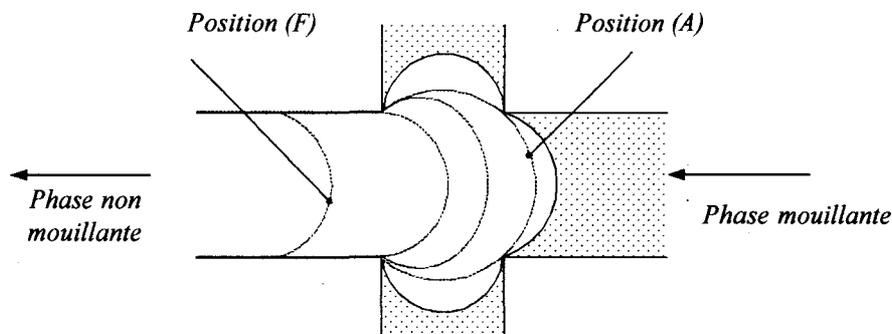


Figure (I.10) : comportement du ménisque durant l'imbibition du type I1 (d'après Lenormand et coll., [13]).

Imbibition I2 (figure I.11-a ou b), la phase non mouillante existe dans deux capillaires adjacents. Le ménisque se divise lorsqu'il arrive à la position (A) pour atteindre les nouvelles positions d'équilibre en (F). Dans les deux autres configurations (figure I.11.c-d), le ménisque est très stable, et le snap-off se réalise à l'intérieur de la conduite.

Au début de l'imbibition, le déplacement du type piston n'a été observé que dans un petit nombre de conduites dû à l'existence des structures fermées de la phase non mouillante faisant barrage à la phase mouillante. Ces structures sont par la suite désunies via snap-off et le nombre de conduites où le déplacement se fait par piston est augmenté. L'imbibition est stoppée lorsque la phase non mouillante devient complètement discontinue et donc piégée dans le réseau poreux.

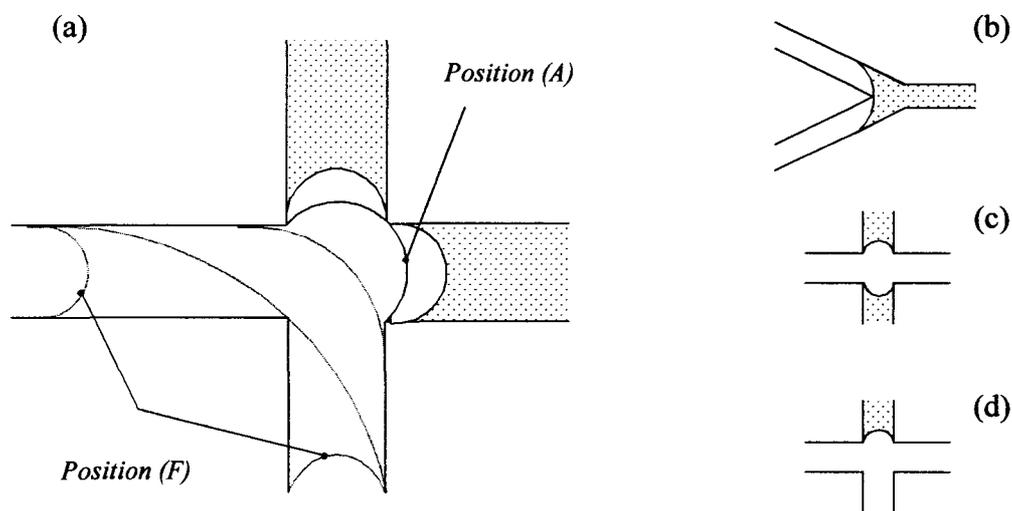


Figure (I.11) : Imbibition du type I2 (Lenormand et coll., [13]).

Un grand nombre de travaux a été réservé à l'étude des mécanismes de déplacement et du piégeage des phases fluides dans les milieux poreux, les conclusions principales sont les suivantes (Dullien, [1]) : les deux mécanismes principaux du piégeage sont, d'une part l'avance de type piston où le fluide contourne un certain nombre de pores hôtes de l'autre

phase fluide, la séparant de sa fraction effective. De l'autre, est l'écoulement de surface qui provoque le piégeage de la phase non mouillante en petites unités via le déplacement du type snap-off. De fait que l'écoulement de surface joue un rôle important dans le piégeage d'un fluide, la distribution des fluides sera donc liée à leurs viscosités et au taux d'injection (débit) (Lenormand et coll., [13])

La fraction piégée et la distribution de la taille des ganglions piégés dépendent fortement du coefficient de rétrécissement (i.e., le rapport de la taille du pore à la taille de gorge voisine) et de la manière dont les pores, de tailles différentes, sont distribués les uns par rapport aux autres (corrélation spatiale).

I.5) Description mathématique des écoulements biphasiques

I.5.1) Equations fondamentales à l'échelle des pores

Du point de vue théorique, le problème des écoulements biphasiques dans les milieux poreux pourrait être examiné à l'aide des équations de Navier-Stokes écrites à l'échelle des pores. Si l'on note \mathbf{u} le vecteur local de vitesse et \mathbf{g} le vecteur de gravité, elles s'écrivent (Dullien, [1]) :

$$\rho \frac{D\mathbf{u}}{Dt} = -\nabla P + \mu \nabla^2 \mathbf{u} + \rho \mathbf{g} \quad \text{[I.5.1]}$$

(D/Dt) est la dérivée particulière. Ces équations, à masse volumique (ρ) et viscosité (μ) constantes, peuvent être intégrées dans le domaine sous les conditions aux limites suivantes :

- (a) sur la surface solide, la vitesse est nulle,
- (b) sur l'interface fluide-fluide, les vitesses sont égales, et
- (c) la différence de force exercée par les fluides de part et d'autre de l'interface est équilibrée par les forces de capillarité.

Outre les équations d'état et l'équation de continuité, un grand nombre d'informations reste requis afin d'apporter une solution théorique au problème lié aux écoulements à phases multiples. La morphologie du pore, mise à part, les points suivants doivent être pris en compte (Dullien, [1]) :

- Les deux fluides peuvent s'introduire dans des canaux séparés (figure I.6.a) et une fraction de chaque fluide peut être piégée ; dans ce cas la connaissance de la distribution des deux phases fluides dans les différents micro-canaux de l'espace poreux est requise.
- L'écoulement des deux phases fluides peut avoir lieu à l'intérieur d'un seul pore (figure I.6.b-c) ; la fraction de section occupée par chaque fluide en tout point du système poreux doit être connue.
- Il est possible que la paire de fluides s'écoule simultanément dans le même pore, l'un étant continu, le deuxième dispersé figure (I.6.d) ; les propriétés de la dispersion sont requises et le problème est ramené à celui d'un écoulement monophasique.

Un autre aspect important (illustré par la figure I.6) doit être considéré, c'est celui où la paroi solide serait non uniformément mouillée ou mouillée par les deux phases présentes, cas où la connaissance de la distribution de l'angle de contact selon la surface solide doit également être connue. La configuration de l'écoulement doit être déterminée et prédite à partir des caractéristiques propres au système étudié : matrice solide/fluide 1/fluide 2.

Contrairement aux écoulements monophasiques, le comportement des phases fluides à l'échelle microscopique (des pores) n'est compris que partiellement malgré les nombreuses tentatives et certains résultats partiels (Bourgeat, [15]). L'impossibilité de résoudre ce problème à l'échelle du pore impose une démarche macroscopique et c'est le modèle empirique basé sur la généralisation de la loi de Darcy qui est utilisé. Ce modèle repose essentiellement sur le concept de perméabilité relative.

I.5.2) Equations macroscopiques : Perméabilités relatives

En pratique, les équations macroscopiques, i.e., une forme généralisée la loi de Darcy, sont usuellement utilisées pour décrire les écoulements biphasiques. Par analogie avec les écoulements à phase unique, la loi de Darcy généralisée est l'objet de multiples limitations : fluides Newtoniens, écoulements visqueux (nombre de Reynolds très faible), l'absence de changement physique ou chimique dû aux fluides, absence de glissement aux parois (Dullien, [1]). En régime permanent et pour un écoulement horizontal des fluides incompressibles dans un milieu poreux isotrope, elle s'écrit :

$$Q_i = \left(\frac{K_i A}{\mu_i} \right) \left(\frac{\Delta p_i}{L} \right); \quad (i = 1,2) \quad \text{[I.5.2]}$$

où Q_i est le débit volumique, Δp_i est la différence de pression, et μ_i est la viscosité du fluide i . A et L sont, respectivement, l'aire de section et la longueur du milieu considéré ; K_i est appelé la perméabilité effective ou la perméabilité du milieu poreux au fluide i . Il est évident que ces dernières vont dépendre de l'espace poreux et de la perméabilité intrinsèque du milieu (k).

Il est coutume d'introduire la perméabilité relative ($k_{ri} = K_i / k$) et de réécrire les équations (I.5.2) comme suit :

$$Q_i = \left(\frac{k k_{ri} A}{\mu_i} \right) \left(\frac{\Delta p_i}{L} \right); \quad (i = 1,2) \quad \text{[I.5.3]}$$

La perméabilité relative est déterminée par la structure des pores et par les paramètres caractérisant le système : matrice solide/ fluide1/ fluide 2.

La loi de Darcy a été également généralisée pour décrire les écoulements en régime non-stationnaire et en tout point du milieu (Marle, [8]) :

$$\mathbf{v}_i = \left(\frac{k k_{ri}}{\mu_i} \right) (\nabla p_i - \rho \mathbf{g}); \quad (i = 1,2) \quad \text{[I.5.4]}$$

où $\mathbf{v}_i = (\delta Q_i / \delta A) \mathbf{n}$, avec \mathbf{n} la normale unitaire à la surface δA . Cette écriture suggère que le matériau poreux puisse être divisé en un certain nombre de sous-domaines de

volume suffisamment petit de façon à ce que des valeurs constantes des paramètres caractéristiques du système soient valables dans chacun des sous-domaines et dans chaque fluide.

Les pressions p_i , quel que soit le point dans le milieu poreux, sont supposées être liées par la pression capillaire p_c . Ainsi, les gradients de pression dans les deux fluides sont liés par le gradient de pression capillaire :

$$\nabla p_2 - \nabla p_1 = \nabla p_c \quad \text{[I.5.5]}$$

Bien que ce système d'équations soit largement utilisé pour décrire les écoulements biphasiques dans les milieux poreux, la perméabilité relative pouvant dépendre d'autres paramètres que la saturation, son usage n'est pas toujours justifié (Dullien, [1]). A ce stade nous allons nous intéresser aux problèmes liés à cette approche (à la perméabilité relative).

I.6) Problèmes des perméabilités relatives

Il est évident que la valeur de la perméabilité relative dépendra des cheminements tortueux offerts à l'écoulement d'une phase donnée, elle dépendra donc de la distribution de cette phase à l'intérieur de l'espace poreux (Kaviany, [5]). Cette distribution, à son tour, dépend de la structure poreuse, la tension interfaciale, mouillabilité, forces de gravité, viscosité des fluides, et de la saturation.

Marle [8], a séparé les paramètres pouvant influencer sur la perméabilité relative dans les groupes non-dimensionnels suivants :

- (1) le rapport de viscosité, μ_1 / μ_2 ,
- (2) le rapport des forces de gravité aux forces capillaires ; i.e., le nombre d'Eotvos $(\rho_1 - \rho_2)gl^2 / \sigma$, l étant une longueur caractéristique de l'espace poreux.
- (3) le rapport des forces de viscosité aux forces capillaires ; i.e., le nombre capillaire $\mu_i V_i / \sigma$,
- (4) le nombre de Reynolds égal au rapport des forces d'inertie aux forces de viscosité ; $\rho_i V_i l / \mu_i$, et
- (5) l'angle de contact θ , et la saturation de la phase mouillante S_m .

Sous certaines conditions, la perméabilité relative peut dépendre de tous ou de quelques uns des groupes mentionnés ci-dessus. Dans un système fortement mouillé à l'eau, par exemple, les forces capillaires gouverneront l'écoulement biphasique si les deux phases s'écoulent dans le même sens, l'écoulement est suffisamment lent, les deux fluides sont de viscosités modérées, la tension interfaciale n'est pas très faible (i.e., le nombre capillaire est très petit), et si la saturation en eau n'est pas très basse. Dans de tel cas, la disposition dominante de l'écoulement est semblable à celle de la figure I.6.a avec :

- (a) la phase mouillante occupe préférentiellement les pores les plus petits, et la phase non mouillante occupe les plus volumineux ; et
- (b) les deux fluides sont séparés par des interfaces très stables et se comportent comme des cloisons rigides.

Lorsque cette disposition est prédominante, l'écoulement relatif à chacun des fluides peut être considéré comme hydrodynamiquement indépendant de l'autre fluide. Les équations

(I.5.3) sont valables, et la perméabilité relative est uniquement fonction de la saturation S_m (Dullien, [1]).

I.6.1) Influence de l'angle de contact

La mouillabilité est liée à un ensemble de deux fluides et un solide. Au laboratoire, il est possible de modifier la mouillabilité du système en agissant sur le milieu sans modifier la morphologie de ses pores, ou bien sur les fluides que l'on peut changer ou modifier (Houpeurt, [6]).

Les études de la distribution des phases fluides présentes dans un système à forte mouillabilité (Yadav et coll., [16] ; Chatzis et Dullien, [17] ; Lenormand et coll., [13]) ont montré que, généralement, la phase mouillante occupe préférentiellement les pores les plus fins et qu'elle est également présente près de la paroi solide des pores pénétrés par la phase non mouillante. En revanche, la phase non mouillante occupe préférentiellement les portions centrales des pores les plus grands. De ce fait, la perméabilité offerte à une phase donnée sera d'autant plus élevée que le solide est moins mouillable à cette phase. Cette constatation est cohérente si l'on se représente la phase mouillante en contact avec le solide de façon d'autant plus étendue que la mouillabilité est grande (Houpeurt, [6]).

Considérons un écoulement en régime permanent à nombre capillaire suffisamment petit. Tant que l'écoulement se réalise par réseaux séparés à une saturation stationnaire, les interfaces (stationnaires) fluide–fluide devraient, en principe, occuper les mêmes positions aussi longtemps que l'angle effectif de contact (figure I.4) est dans le domaine $0^\circ \leq (\theta + \phi) < 90^\circ$. Ceci s'explique du fait que le fluide, dans lequel θ est mesuré, reste le fluide mouillant. Pour $(\theta + \phi) = 90^\circ$, la situation est différente puisque l'interface devient plane, et les pores de tailles différentes pourraient être envahis par l'une ou l'autre phase fluide. La valeur de ϕ peut varier, le long d'un pore, entre une valeur maximum ϕ_{\max} et 0° . De cette façon, la logique voudrait que les perméabilités relatives restent inchangées tant que l'angle de contact est dans le domaine $0^\circ \leq \theta < (90^\circ - \phi_{\max})$ et qu'elles changent pour $(90^\circ - \phi_{\max}) \leq \theta \leq 90^\circ$ (Dullien, [1]).

McCaffery et Bennion [18] ont étudié l'influence de la mouillabilité sur la perméabilité relative d'un milieu poreux artificiel présentant une structure poreuse semblable à celle des grès. Les perméabilités relatives mesurées durant un cycle d'imbibition, le spécimen étant initialement à saturation irréductible en phase mouillante, sont restées les mêmes pour les valeurs suivantes de l'angle de contact : 20, 42, et 49 degrés. Pour un angle de contact, mesuré dans la phase déplaçante, de 73 degrés, ils ont observé un accroissement dans la perméabilité relative à la phase mouillante et une diminution de celle relative à la phase non mouillante. Les deux résultats précédents auraient suggéré une valeur unique de l'angle ϕ_{\max} égale à 41 degrés ; le fluide déplaçant se comporte comme un fluide mouillant, tant que $\theta \leq 49^\circ$, puisque les perméabilités relatives sont restées inchangées. Cependant, les données expérimentales analysées par Dullien [1], ont indiqué, pour le même solide, des valeurs non uniques de l'angle ϕ_{\max} . Les résultats de McCaffery et Bennion [18] affirment, néanmoins, que la perméabilité à une phase donnée augmente lorsque le solide est moins mouillé par cette phase.

La sensibilité de la perméabilité relative à l'égard de la variation de l'angle de contact est étroitement dépendante de l'histoire de saturation (hystérésis de la perméabilité relative).

1.6.2) Hystérésis de la perméabilité relative

La perméabilité relative dépend étroitement de la distribution des phases fluides dans l'espace poreux. Mais de nombreuses positions d'équilibre peuvent correspondre à une valeur donnée de la saturation, généralement la façon dont les phases fluides peuvent occuper une fraction de l'espace poreux n'est pas unique. Des distributions différentes d'une paire de fluides sont donc possibles selon l'histoire de saturation et la séquence de saturation ultérieure. Il en ressort que les perméabilités relatives seront une fonction de l'histoire de saturation. Deux facteurs principaux sont à l'origine de ce phénomène d'hystérésis : (1) l'hystérésis de l'angle de contact (Dullien, [1]), et (2) la morphologie de la structure poreuse (Jerauld et Salter, [10]).

Suite à ce phénomène, quatre fonctions de perméabilité relative sont à distinguer lors d'un écoulement simultané de deux fluides dans un milieu poreux :

- la phase, à la pression la plus faible, est déplacée (phase mouillante, en drainage)
- la phase, à la pression la plus haute, envahit l'autre phase (phase non mouillante, en drainage)
- la phase, à la pression la plus faible, envahit l'autre phase (phase mouillante, en imbibition)
- la phase, à la pression la plus haute, est déplacée (phase non mouillante, en imbibition)

Deux tendances principales de ces courbes ont été observées (Jerauld et Salter, [10]), conformément à la consolidation du matériau (IM : imbibition ; D : drainage) :

- milieux consolidés : $k_{mm}D \geq k_{mm}IM$; $k_{m}D \approx k_{m}IM$ (figure I.12.a)
- milieux non consolidés : $k_{mm}IM > k_{mm}D$; $k_{m}IM \approx k_{m}D$ (figure I.12.b)

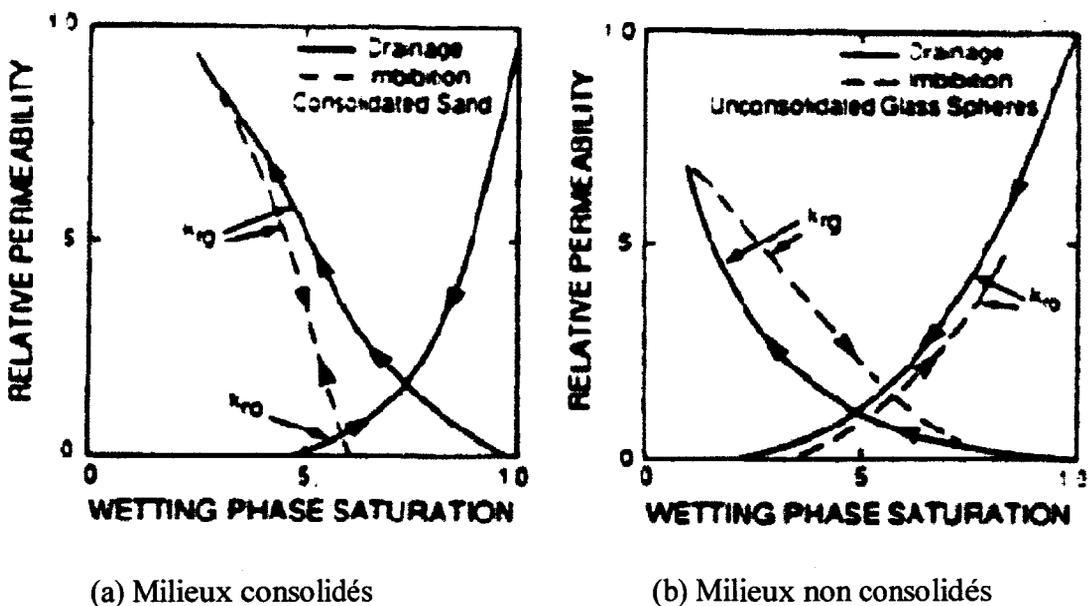


Figure (I.12) : Comportement des perméabilités relatives selon la consolidation (d'après Naar et coll., [19])

Ce comportement de la perméabilité relative est gouverné par les différents mécanismes de déplacement pouvant avoir lieu durant le cycle considéré. En imbibition dans les milieux consolidés, le déplacement de la phase non mouillante se réalise par snap-off, ce qui occasionne le piégeage d'une fraction importante de la phase envahie, et par la suite, une réduction significative de la perméabilité relative à la phase non mouillante par rapport au cycle de drainage. En d'autres termes, les fractions dendritique et isolée de la saturation en phase non mouillante sont sensiblement plus importantes en imbibition qu'en drainage. Quant à la phase mouillante, elle s'imbibe pratiquement dans les mêmes fractions de l'espace poreux n'entraînant que des variations négligeables dans sa perméabilité relative. La situation est légèrement différente dans les milieux non consolidés caractérisés par un coefficient de rétrécissement assez faible (la taille des chambres poreuses est presque égale à la taille des gorges voisines). Ceci aura pour effet d'atténuer l'importance du déplacement par snap-off lors d'un cycle d'imbibition, et par conséquent, la fraction dendritique reste négligeable ou non présente. Ainsi, l'écoulement de la phase non mouillante, durant l'imbibition, sera facilité par la présence initiale des chemins interconnectés de la phase non mouillante. Naturellement, la perméabilité relative à la phase non mouillante sera plus importante en imbibition comparée à celle de drainage. Concernant la phase mouillante, le bilan précédent reste valable, i.e., le même comportement que dans le cas des milieux consolidés (Jerauld et Salter, [10]).

1.6.3) Influence du rapport de viscosité

Un autre facteur pouvant influencer sur les perméabilités relatives est le rapport de viscosité des fluides présents dans l'espace poreux (μ_{nm} / μ_m). Suite à la différence de leurs viscosités, une résistance supplémentaire à l'écoulement de l'un de ces fluides est exercée par l'autre ; les expériences ont clairement indiqué que la somme des perméabilités relatives est inférieure à l'unité, i.e., $k_{nm} + k_m < k$. Un autre exemple semble confirmer le rôle que peut avoir le rapport de viscosité : il s'agit de l'effet dit de lubrification. Pour certaines roches réservoirs à faible saturation en eau (phase mouillante), la perméabilité effective à l'huile (phase non mouillante) a pu atteindre des valeurs supérieures à la perméabilité intrinsèque et ce pour un rapport de viscosité supérieur à l'unité (Odeh, [20]). La liaison entre la perméabilité relative et le rapport de viscosité a été longuement débattue et controversée dans la littérature (voir Dullien, [1] ; Houpeurt, [6]).

L'analyse de multiples données expérimentales par Dullien [1] suggère la conclusion suivante. Il semble que la sensibilité de la perméabilité relative vis-à-vis du rapport de viscosité est déterminée par l'importance de l'écoulement à travers les films adsorbés de la phase mouillante sur la paroi solide des interstices poreux. Sous certaines conditions (écoulement gouverné par les forces capillaires et dans la zone de basses saturations), l'écoulement de la phase mouillante via les *capillaires surfaciques* sera négligeable, et un rapport de viscosité supérieur à 1 n'aura pas d'effet sur les perméabilités relatives (Osoba et coll., [21]). Dans ce cas, on peut imaginer la phase mouillante comme faisant partie du solide poreux, i.e., solidifiée. En opposition, et ici on considère un cas plus fréquent, quand la phase mouillante s'écoulera dans des films épais entre la paroi solide et la phase non mouillante occupant les fractions centrales des pores, les deux phases seront en couplage visqueux, et le glissement de la phase non mouillante au niveau de l'interface peut avoir lieu. Ce couplage sera d'autant plus important que la taille du pore est petite (Odeh, [20]). Si, cependant, les perméabilités relatives sont calculées à partir des équations 1.5.3, la perméabilité relative à la phase non mouillante va augmenter avec un rapport de viscosité supérieur à 1, alors que la perméabilité relative à la phase mouillante (de viscosité

moindre) reste inchangée. Les résultats de Odeh [20] ont été confirmés par les expériences de Danis et Jacquin [22]. Néanmoins, suite à leurs expériences d'écoulement biphasique (phase huile et phase eau) dans un micro-modèle de l'espace poreux, Avraam et Payatakes [12] ont trouvé que les deux perméabilités sont significativement plus fortes quand le rapport de viscosité augmente. Ils ont expliqué ce fait comme une conséquence d'une épaisseur du film d'autant plus élevée que le rapport de viscosité est grand ($\gg 1$).

I.6.4) Influence de la tension interfaciale et du débit total ($q_m + q_{nm}$)

L'expérience a montré que durant le déplacement d'une phase huile par une phase eau, la diminution de la tension interfaciale, à l'aide d'adjuvant, conduit à l'augmentation de la proportion d'huile recouverte et à la diminution de la saturation en huile pour laquelle sa perméabilité relative est nulle. Ainsi, la tension interfaciale influe sur la perméabilité relative, sinon au moins dans la zone de saturation où la perméabilité relative est très faible (Marle, [8]).

Les perméabilités relatives restent indépendantes de la tension interfaciale aussi longtemps que les interfaces fluide–fluide sont stables, et les canaux hôtes des deux phases sont séparés et indépendants, i.e., quand le nombre capillaire est suffisamment petit, les deux viscosités sont faibles, et l'écoulement est visqueux à faibles débits (Dullien, [1]). Une diminution de la tension interfaciale entraînera l'interférence des deux réseaux, et la désunion de la phase non mouillante sous forme des gouttelettes circulant dans les mêmes pores que la phase mouillante (figure I.6.d). Sous ces conditions, l'écoulement des deux fluides est couplé et les équations I.5.3 ne sont plus valables. Si, toutefois, ces équations sont utilisées, les perméabilités relatives seront apparentes et le débit de la phase non mouillante, subsistant sous la forme des gouttelettes, sera d'autant plus petit que la viscosité de la phase mouillante (continue) est grande (Dullien, [1]).

L'augmentation du débit total aura des effets semblables à ceux de la diminution de la tension interfaciale (Dullien, [1]). Les résultats expérimentaux de Avraam et Payatakes [12] ont montré que les perméabilités relatives apparentes augmentent sensiblement avec le débit de la phase mouillante. Ils ont considéré que cette tendance constitue une évidence forte du couplage fluide–fluide.

I.6.5) Forme couplée de la loi de Darcy

L'écriture classique de la loi de Darcy généralisée (éq. I.5.3) suggère que les interfaces fluide–fluide et solide–fluide se comportent de la même manière, i.e., lors de l'examen de l'écoulement de la phase i , la deuxième phase est considérée comme un nouveau constituant du solide n'ayant pour effet que de réduire la porosité offerte à l'écoulement de la phase i . Dans certains cas, le couplage fluide–fluide devient important et doit être pris en compte de façon appropriée.

La formulation de formes couplées de la loi de Darcy a été proposée par de nombreux auteurs et selon des approches différentes (eg., Whitaker, [23] ; Auriault et Sanchez–Palencia, [24] ; Auriault, [9], etc.). Une forme équivalente de ces formulations peut s'écrire comme suit (Avraam et Payatakes, [25]) :

$$\mathbf{v}_1 = -\frac{k_{11}}{\mu_1} \nabla p_1 - \frac{k_{12}}{\mu_2} \nabla p_2; \quad k_{11} = k k_{r11}; \quad k_{12} = k k_{r12} \quad \text{[I.6.1.a]}$$

$$v_2 = -\frac{k_{21}}{\mu_1} \nabla p_1 - \frac{k_{22}}{\mu_2} \nabla p_2; \quad k_{22} = k k_{r22}; \quad k_{21} = k k_{r21} \quad \text{[I.6.1.b]}$$

où k_{r11} et k_{r22} désignent les coefficients de perméabilité relative généralisée des phases 1 et 2 respectivement, et k_{r12} et k_{r21} sont les coefficients de couplage visqueux.

Les termes diagonaux, incluant les perméabilités effectives, établissent la relation entre le débit et le gradient de pression dans la phase i qui devrait exister si la phase j était un solide. En remplaçant l'un des fluides par un solide à l'aide de techniques d'immobilisation de phases, Yadav et coll. [16], ont trouvé une bonne concordance entre ces termes et les perméabilités relatives au sens des équations I.5.3.

Les équations (I.6.1) montrent que le débit de la phase i peut être altéré, si l'autre fluide j est mobile, de façon proportionnelle au terme $(\nabla p_j / \mu_j)$. Le coefficient de cette proportionnalité k_{ij} devant être indépendant du gradient de pression et de la viscosité de la phase j . Il est logique que les coefficients de couplage visqueux dépendront des paramètres tels que : le type d'écoulement, la distribution géométrique des deux phases, le nombre capillaire, le rapport de viscosité, etc. (Avraam et Payatakes, [25] ; Dullien, [1]).

La séparation des coefficients de couplage de ceux de la perméabilité généralisée est une tâche très délicate. Des méthodes, aussi bien expérimentales (Kalaydjian, [26] ; Rose, [27]) que numériques (Avraam et Payatakes, [25], Ehrlich, [28]) ont été proposées afin d'étudier les effets de couplage. Les résultats disponibles ne vont pas toujours dans le même sens et ils restent étroitement dépendants de la méthode de détermination. Par exemple, les coefficients de couplage visqueux considérés symétriques dans certaines études (Kalaydjian, [26]) ont montré des écarts significatifs dans d'autres (Avraam et Payatakes, [25]).

Conclusions

Quand on examine les phénomènes importants qui se rapportent aux écoulements diphasiques, on ne peut manquer de se rendre compte de la complexité du problème posé par ces écoulements, et par le grand nombre de cas susceptibles d'être rencontrés. Alors que les considérations théoriques permettraient une prédiction qualitative de quelques-uns de ces effets, toute information quantitative devrait être obtenue à l'aide de l'expérience tant que c'est possible (Rose, [29]).

La prise en compte de l'influence des paramètres pertinents rend, du moins, très difficile l'intégration des équations de mouvement nécessaires à la description de l'écoulement. En effet, une spécification précise de ces paramètres n'est pas forcément accessible, citons entre autres, la distribution spatiale des deux fluides, les fractions piégées, etc.

Cette difficulté est souvent contournée en faisant appel à l'approche macroscopique, i.e., les perméabilités relatives. Or, comme nous venons de le voir, celles-ci pourraient être fonction de multiples caractéristiques du système :

$$k_{ri} = k_{ri}(S_i, \theta, \text{rapport de viscosité, nombre capillaire, histoire de saturation, espace poreux, ..})$$

La dépendance vis-à-vis de l'histoire de saturation peut être évaluée en déterminant les quatre courbes de perméabilité relative énumérées dans la section I.6.2. Si l'on détermine la perméabilité relative en fonction du degré de saturation, il ne faut pas perdre de vue que les autres paramètres propres à un système donné restent à préciser.

De l'autre côté, les observations expérimentales, et plus tard les considérations théoriques, ont permis la formulation d'une forme couplée de la loi de Darcy comportant deux coefficients de couplage visqueux. Tout comme les perméabilités relatives, ces coefficients ont révélé une dépendance des propriétés du système. Les coefficients de couplage visqueux sont étroitement liés à la façon dont se déroule l'écoulement, une méthode appropriée permettant leur séparation semble être très difficile. Or, dans la majorité des méthodes proposées, la détermination des coefficients de couplage *fait recours* à la détermination des perméabilités relatives au sens des équations I.5.3 (Avraam et Payatakes, [25] ; Kalaydjian, [26], Rose, [27]). Soulignons que dans la première des références précédentes, la méthodologie expérimentale ne repose que sur une expérience de perméabilité relative conformément à la loi de Darcy non couplée.

En même temps que les points discutés ci-dessus ne sous-estiment nullement les effets de couplage visqueux, ils affirment clairement l'importance que doit être accordée à la détermination des perméabilités relatives au sens de l'équation I.5.3, même pour l'étude du couplage visqueux.

En lien direct avec le comportement des fluides en écoulement simultané sont la structure géométrique de l'espace poreux et les courbes de pression capillaires. En réalité, ces propriétés du milieu poreux constituent la base de nombreuses modélisations de la perméabilité relative (voir le dernier chapitre du présent travail). Si le choix d'un modèle hypothétique de l'espace poreux permet d'en déduire les courbes de pression capillaire, les irrégularités du milieu poreux et sa grande diversité vont engendrer des écarts importants entre courbes prédites et mesurées. D'après Auriault [9], ces courbes sont à déterminer par l'expérience.

Références bibliographiques

- [1] Dullien F. A. L. (1992), Porous media, fluid transport and pore structure, 2nd edition, Academic press, San Diego.
- [2] Bear J. (1988), Dynamics of fluids in porous media, Dover Publications, Inc. New York.
- [3] Scheidegger A. E. (1972), The physics of flow through porous media, 3rd edition, University of Toronto press.
- [4] Mei C. C. and Auriault J.-L. (1991), The effect of weak inertia on flow through a porous medium, *J. Fluid Mech.*, vol. 222, 647–663.
- [5] Kaviany M. (1991), Principles of heat transfer in porous media, Springer-Verlag, New York.
- [6] Houpeurt A. (1974), Mécanique des fluides dans les milieux poreux : critique et recherche, éd. Technip, Paris.
- [7] Collins R. E. (1961), Flow of fluids through porous materials, Reinhold publishing corporation, New York.
- [8] Marle C. M (1981), Multiphase flow in porous media, éd. Technip, Paris.
- [9] Auriault J.-L. (1987), Nonsaturated deformable porous media: Quasistatics, *Transport in Porous Media*, vol. 2, 45–64
- [10] Jerauld G. R. and Salter S. J. (1990), The effect of pore-structure on hysteresis in relative permeability and capillary pressure : Pore level modeling, *Transport in Porous Media*, vol. 5, 103–151.
- [11] Calvo A., Paterson I., Chertcoff R., Rosen M., and Hulin J. P. (1990), In proceedings “Fundamentals of fluid transport in porous media”, May 14–18, Arles, France.
- [12] Avraam D. G. and Payatakes A. C. (1995), Flow regimes and relative permeabilities during steady-state two-phase flow in porous media, *J. Fluid Mech.*, vol. 293, 207–236.
- [13] Lenormand R., Zarcone, and Sarr A. (1983), Mechanisms of the displacement of one fluid by another in a network of capillary ducts, *J. Fluid Mech.*, vol. 135, 337–353.
- [14] Lenormand R. and Touboul E. (1988), Numerical models and experiments on immiscible displacements in porous media, *J. Fluid Mech.*, vol. 189, 165–187.
- [15] Bourgeat A. (1997), Two-phase flow in “Homogenization and porous media”, Ulrich Hornung (Editor), pp. 95–127, Springer-Verlag, New York.
- [16] Yadav G. D., Dullien F. A. L., Chatzis I., and McDonald I. F. (1987), Microscopic distribution of wetting and nonwetting phases in sandstones during immiscible displacement, *SPERE*, vol. 2, 137–147.
- [17] Chatzis I. and Dullien F. A. L. (1983), Dynamic immiscible displacement mechanisms in pore-doublets : Theory versus experiment, *J. Colloid Interface Sci.*, vol. 91, 199–223.
- [18] McCaffery F. G. and Bennion D. W. (1974), The effect of wettability on two-phase relative permeabilities, *J. Can. Pet.*, vol. 13, 42–53.
- [19] Naar J., Wygal R. J., and Henderson, J. H. (1962), Imbibition relative permeability in unconsolidated porous media, *SPEJ*, Vol. 2, 13–17.
- [20] Odeh A. S. (1959), Effect of viscosity ratio on relative permeability, *Pet. Trans. AIME*, vol. 216, 346–353.
- [21] Osoba J. S., Richardson J. G., Kerver J. K., Hafford J. A., and Blair P. M. (1951), Laboratory measurements of relative permeability, *Petrol Trans AIME*, vol. 192, 47–56.

- [22] Danis M. and Jacquin C. (1983), Influence du contraste de viscosités sur les perméabilités relatives lors du drainage : Expérimentation et modélisation, *Rév. Inst. Français Pétrole*, vol. 38, 723–733.
- [23] Whitaker S. (1986), Flow in porous media, II. The governing equations for immiscible two–phase flow, *Transport in Porous Media*, vol. 1, 105–125.
- [24] Auriault J.–L. et Sanchez–Palencia E. (1986), Remarque sur la loi de Darcy pour les écoulements biphasiques en milieux poreux, *Journal de Mécanique Théorique et appliquée*, numéro spécial, 141–156.
- [25] Avraam D. G. and Payatakes A. C. (1995), Generalized relative permeability coefficients during steady–state two–phase flow in porous media, and correlation with the flow mechanisms, *Transport in Porous Media*, vol. 20, 135–168.
- [26] Kalaydjian F. (1990), Origin and quantification of coupling between relative permeabilities for two–phase flows in porous media, *Transport in Porous Media*, vol. 5, 215–229.
- [27] Rose W. (1988), Measuring transport coefficients necessary for the description of coupled two–phase flow of immiscible fluids in porous media, *Transport in Porous Media*, vol. 3, 163–171.
- [28] Ehrlich E. (1993), Viscous coupling in two–phase flow in porous media and its effect on relative permeabilities, *Transport in Porous Media*, vol. 11, 201–218.
- [29] Rose W. (1987), Relative permeability, Chapter 28 in *Handbook of petroleum reservoir engineering*, Society of petroleum engineers, Dallas.

CHAPITRE DEUXIEME

CARACTERISATION EXPERIMENTALE DE L'ESPACE POREUX ET DETERMINATION DES COURBES DE PRESSION CAPILLAIRE DANS LES ROCHES

Résumé

Le deuxième chapitre est réservé à l'exposé des méthodes expérimentales permettant l'identification de l'espace poreux et la détermination des courbes de pression capillaire employées dans le présent travail. Par la suite, une étude expérimentale est effectuée sur trois grès ayant des caractéristiques suffisamment contrastées. Les résultats obtenus sont subséquemment présentés et analysés.

CHAPITRE DEUXIEME

CARACTERISATION EXPERIMENTALE DE L'ESPACE POREUX ET DETERMINATION DES COURBES DE PRESSION CAPILLAIRE DANS LES ROCHES

Introduction

Lorsque deux phases fluides sont en présence dans un milieu poreux, le comportement de l'interface fluide-fluide est essentiellement gouverné par les processus physiques ayant lieu à l'échelle des pores. Ainsi, de nombreuses études des systèmes à phases multiples ont porté un intérêt particulier sur la description de l'espace poreux (Celia et coll., [1]). La caractérisation des milieux poreux est souvent effectuée afin de comprendre, modéliser, et dans certains cas, définir le comportement des propriétés macroscopiques du milieu (Dullien, [2]). Souvent, les modèles basés sur des paramètres de calage sont beaucoup moins utiles à la compréhension des phénomènes physiques observés que ceux qui prennent en compte le relief de base de la morphologie des pores (Dullien, [2] ; Van Brakel, [3]). D'après Celia et coll. [1], la tâche la plus délicate dans la modélisation des réseaux poreux est celle de les identifier.

La gamme de tailles des pores dans les roches est généralement très grande et les propriétés géométriques des vides sont difficiles à déterminer. Les avantages d'une combinaison de différentes méthodes pour identifier la structure poreuse d'un matériau donné ont été discutés par Meng [4]. Il a notamment souligné la complémentarité entre les trois méthodes de base : analyse d'images, porosimétrie au mercure, et les techniques d'adsorption. Par ailleurs, la distribution de la taille des pores est contenue de façon complexe dans les courbes de pression capillaire. Si, d'un côté, les courbes de pression capillaire constituent une caractéristique fondamentale du milieu poreux, elles permettent, de l'autre côté, à l'aide des méthodes inverses d'identifier la structure poreuse (Celia et coll., [1] ; Dullien, [5] ; Tsakiroglou et Payatakes, [6]). La détermination expérimentale des courbes p_c-S_m est un travail délicat et peut demander de longues durées suivant la méthode envisagée. Cependant, la comparaison des courbes de pression capillaire issues de différents types d'essais permettrait des conclusions intéressantes (Van Brakel, [3]).

Nous avons réservé ce chapitre à l'exposé des méthodes expérimentales permettant l'identification de l'espace poreux et la détermination des courbes de pression capillaire qui sont utilisées dans le présent travail. Par la suite, les résultats issus des différents essais effectués sur nos trois grès sont présentés et commentés.

II.1) Mesure de la surface spécifique

La surface spécifique est définie comme étant l'aire des interstices et pores présents dans le milieu poreux par unité de masse (ou de volume). De nombreuses techniques ont été développées pour mesurer la surface spécifique ; toutes se rangent dans trois grands ensembles :

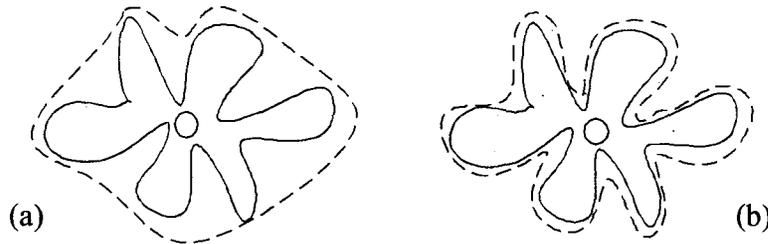


Figure (II.1) : La surface mesurée : (a) par les méthodes d'écoulement, et (b) par les méthodes d'adsorption (d'après Iledefonse, [9])

- (a) Méthodes optiques basées sur des photos micrographiques des sections polies de l'échantillon.
- (b) Méthodes basées sur l'écoulement des fluides. Elles reposent sur les lois de l'écoulement des fluides à travers le milieu poreux. Elles mesurent la surface de l'enveloppe des particules et ne tiennent pas compte de la surface du réseau poreux (figure II.1.a).
- (c) Les méthodes d'adsorption. Elles font appel au dépôt d'une couche d'adsorbat sur l'échantillon et de ce fait prennent en compte la surface totale du réseau poreux (figure II.1.b).

C'est cette dernière catégorie que l'on va employer dans le présent travail vus les avantages qu'elle présente par rapport aux autres méthodes (Dullien, [5] ; Scheidegger, [7]).

II.1.1) Adsorption des gaz sur les surfaces solides (Isothermes d'adsorption)

De manière générale, l'adsorption a lieu quand l'équilibre thermodynamique entre le gaz et la surface solide est absent. L'équilibre se réalise par l'accumulation des molécules de gaz "l'adsorbat" sur la paroi solide "l'adsorbant". L'adsorption cause la formation d'une couche adsorbée et se poursuit jusqu'à l'équilibre. L'expérience a montré que l'adsorption d'une quantité donnée de gaz peut entraîner l'équilibre et ce à une pression de gaz inférieure à la pression de gaz saturante (Dullien, [5]). La désorption définit le processus inverse, i.e., adsorption négative.

L'adsorption des gaz peut avoir lieu sur toutes les surfaces solides, à l'équilibre la quantité de gaz adsorbé dépend de la température, de la pression du gaz, et de la surface interne du solide (Duncan, [8]). Selon les forces responsables de l'interaction gaz-solide, deux types différents d'adsorption sont à distinguer :

- (1) La chimisorption, de type irréversible, est due à des forces de nature chimique entre adsorbat et adsorbant. Dues aux liaisons chimiques, ce type d'adsorption est généralement limité à la formation d'une monocouche de molécules d'adsorbat.

(2) La physisorption résulte des forces de type Van der Waals. L'adsorption physique est caractérisée par la formation d'une multicouche de molécules de gaz.

A l'équilibre, et ceci quel que soit le type d'adsorption, on appelle isotherme d'adsorption la relation qui donne la quantité de gaz adsorbé en fonction de la pression à température constante. En adsorption, trois phénomènes peuvent naître : adsorption en monocouche, adsorption multicouche, et condensation capillaire. Brunauer a réalisé une étude détaillée de l'adsorption et a montré que les isothermes d'adsorption peuvent être classées en 5 types (figure II.2) caractéristiques suivant l'interférence des phénomènes mentionnés ci-dessus (Duncan, [8] ; Ildefonse, [9]).

Le premier type présente une montée rapide du volume adsorbé jusqu'à une valeur limite. C'est une isotherme du type Langmuir, elle est caractéristique de l'adsorption en monocouche. Les isothermes du type II sont souvent rencontrées et correspondent à l'adsorption physique (multicouche). Le point B représente l'adsorption en monocouche. Quant au type III, les forces responsables de l'adsorption de la première couche sont faibles et l'adsorption de gaz est lente par rapport aux autres types, le type III est très rare (Duncan, [8]). Dans les deux derniers types (IV & V), l'adsorption est arrêtée à une pression de gaz (p) inférieure à la pression de gaz saturante (p_0). Ceci reflète le phénomène de condensation capillaire où les pores se remplissent par condensation de gaz sur la surface solide.

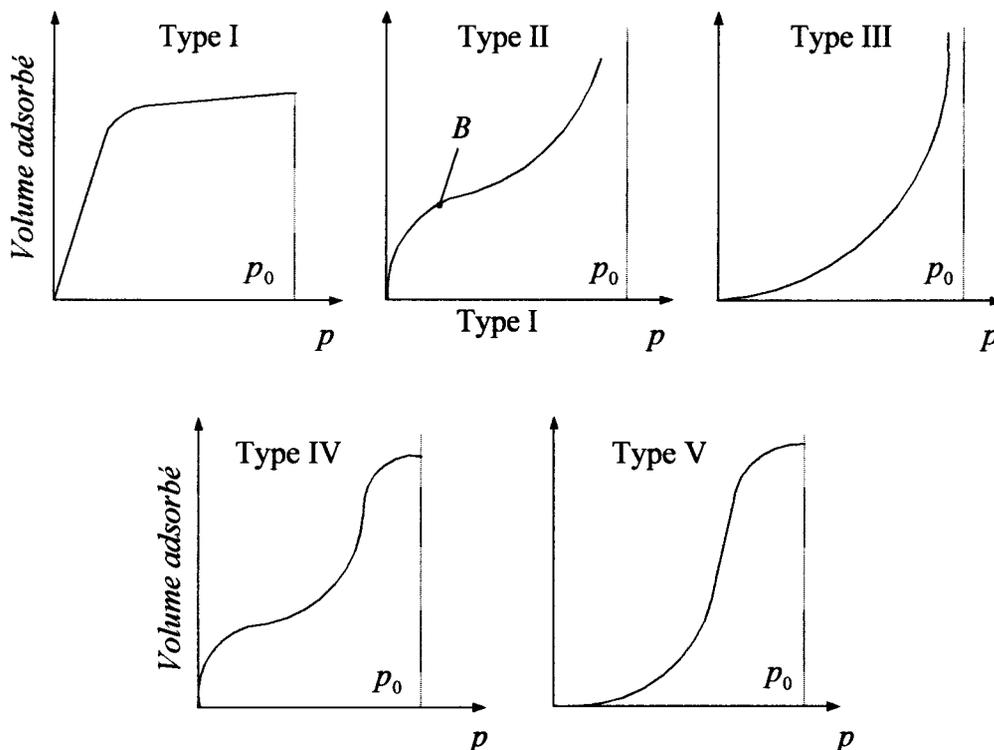


Figure II.2 : Les isothermes d'adsorption définies par Brunauer (d'après Duncan, [8])

Le modèle le plus simple pour traduire une isotherme est celui de Langmuir (Ildefonse, [9]). L'équation de Langmuir s'écrit de la façon suivante :

$$\frac{p}{V} = \frac{1}{bV_m} + \frac{p}{V_m} \quad \text{[II.1.1]}$$

avec V le volume adsorbé à la pression d'adsorption p , b est une constante. V_m est le volume adsorbé correspondant à la formation d'une couche monomoléculaire qui recouvre la totalité de la surface interne de l'adsorbant.

Le modèle de Langmuir suppose un nombre restreint de sites disponibles à l'adsorption des molécules gazeuses (Iledefonse, [9]). Or, en adsorption physique, chaque molécule peut servir de site d'adsorption pour une autre molécule. Brunauer, Emmett, et Teller ont étendu l'approche de Langmuir pour tenir compte de l'adsorption multicouche. Dans la théorie de B.E.T, le nombre de couches susceptibles de s'adsorber peut atteindre l'infini. Pour la mesure de la surface spécifique, nous exploitons la transformée B.E.T qui est valable pour l'adsorption d'une couche monomoléculaire sur les sites de l'adsorbant :

$$\frac{x}{V(1-x)} = \frac{1}{cV_m} + \frac{x(c-1)}{cV_m} \quad \text{[II.1.2]}$$

où $x = p/p_0$ est la pression relative, et c est une constante sans dimension. Les autres symboles ont le même sens que dans l'équation II.1.1.

Les équations de Langmuir et B.E.T ont été utilisées pour la détermination de la surface spécifique. Pour l'équation de B.E.T, par exemple, en portant le membre gauche de II.1.2 en fonction de la pression relative x , le volume V_m est obtenu à partir de la pente et l'ordonnée à l'origine de la meilleure droite trouvée. Si nous exprimons ce volume en conditions de température et pression normales par unité de masse, nous déduisons la surface spécifique :

$$S_s = \frac{NV_m}{22415} S_0 \quad \text{[II.1.3]}$$

où N désigne le nombre d'Avogadro et S_0 est l'encombrement superficiel de la molécule gazeuse (i.e., l'aire occupée par la molécule gazeuse).

De façon générale, la théorie B.E.T présente des écarts importants vis-à-vis de l'expérience pour des pressions relatives supérieures à 0,35 (Harkins, [10]). Les isothermes de types IV et V ne sont interprétées par le modèle B.E.T que dans le domaine des pressions relatives peu élevées. Ils correspondent à l'adsorption multicouche sur des surfaces poreuses présentant des phénomènes de condensation capillaire. A la fin de ces isothermes l'accroissement de pression n'est possible que de façon transitoire, car il est immédiatement compensé par une condensation en masse (Defay et Prigogine, [11]).

L'étude de ces phénomènes constitue alors un outil pour la caractérisation de la distribution de la taille (ou de la surface spécifique) des pores.

II.1.2) Condensation capillaire

La formule de Kelvin permet d'interpréter aisément le phénomène de la condensation d'une vapeur dans les pores d'un solide. Un capillaire de rayon r_k rempli d'un condensat est en équilibre avec sa pression de vapeur p lorsqu'il satisfait à la relation de Kelvin (Dullien, [5] ; Defay et Prigogine, [11]) :

$$r_k = \frac{-2\sigma V_{mol} \text{Cos}\theta}{RT \ln(p/p_0)} \quad \text{[II.1.4]}$$

avec p_0 pression de vapeur saturante à la température du système T . R est la constante molaire des gaz, V_{mol} est le volume molaire du condensat, σ est la tension superficielle, et θ est l'angle de contact.

Si au-dessus d'un corps poreux, on augmente progressivement la pression relative d'une vapeur jusqu'à la pression de vapeur saturante, il y a d'abord adsorption sur la surface solide comme précédemment décrit, puis condensation capillaire. La condensation capillaire advient dans les plus petits pores puis dans les pores de plus en plus grands. En désorption, ce sont d'abord les plus gros pores qui se vidangent de leur condensat. Les courbes de condensation capillaire présente une boucle d'hystérésis.

La mouillabilité des solides réels peut dépendre de circonstances différentes telles que l'existence d'une couche adsorbée d'un gaz inerte autre que la vapeur étudiée. Dans ce cas, l'angle de contact durant le remplissage des pores sera altéré. Si on fait l'expérience en sens inverse en abaissant progressivement la pression, l'angle de contact sera nul car le gaz inerte est déjà expulsé de la surface solide par l'invasion du liquide pendant le cycle d'adsorption. Cependant, la différence entre l'angle de contact pendant l'avance et pendant le retrait du liquide est observable plusieurs fois de suite sur la même surface d'un solide (Dullien, [5] ; Defay et Prigogine, [11]).

D'autres explications de la boucle d'hystérésis se présentent si l'on considère l'irrégularité des formes des pores. De nombreux exemples de la géométrie des pores sont discutés en Dullien [5] et en Defay et Prigogine [11]. Beaucoup plus récemment, la façon dont les pores sont connectés et distribués dans l'espace a fourni d'autres explications de ce phénomène d'hystérésis. En effet, ces travaux, conjointement avec la théorie de percolation, ont permis une estimation du degré de la connexité de l'espace poreux (Hailing et coll., [12] ; Seaton, [13]).

Dans la partie oblique de la courbe d'adsorption ou de désorption (figure II.2), on peut considérer que chaque point de la courbe donne la pression de vapeur qui est en équilibre avec les pores qui sont en voie d'évaporation. On peut ainsi calculer, par la formule de Kelvin, quel est le diamètre des pores en action pour chaque état de remplissage du solide poreux, c'est-à-dire pour chaque valeur du volume désorbé.

II.2) Distribution de la taille des pores

Les techniques les plus utilisées pour la détermination de la taille des pores sont habituellement groupées en trois ensembles :

- (a) Analyse d'images. Les représentations en 3-D des réseaux poreux de roches peuvent être obtenues par micrographie de sections polies sériées, mais il s'agit là d'études longues et coûteuses dont les résultats ne se prêtent pas à une modélisation simple (Ildefonse, [9]). Notre attention sera donc portée sur les méthodes suivantes.
- (b) Méthodes de condensation capillaire. Elles sont basées sur l'interprétation des isothermes d'adsorption-désorption et sur la formule de Kelvin.
- (c) Porosimétrie au mercure. Il s'agit d'observer le volume du mercure injecté dans un échantillon en fonction de pression imposée au mercure.

Dans les deux dernières classes mentionnées ci-dessus, l'interprétation des résultats expérimentaux n'est possible qu'à l'aide d'un modèle supposé de l'espace poreux. Le modèle que l'on va adopter dans ce travail est le modèle "faisceau de capillaires cylindriques". L'espace poreux sera donc représenté par des capillaires cylindriques de section uniforme ; ces capillaires sont distribués selon une fonction de densité et ne sont connectés que via les deux surfaces supérieure et inférieure de l'échantillon étudié.

II.2.1) Méthode de condensation capillaire

Lors d'une expérience d'adsorption, la prise en compte de la variation de l'épaisseur de la multicouche adsorbée et de la condensation capillaire a conduit à la formulation suivante (Dullien, [5] ; Barrett et coll., [14]) :

$$V_i - V = \int_{r_{pn}}^{\infty} (r_p - t)^2 L(r_p) dr_p \quad [\text{II.2.1}]$$

où V_i est le volume d'adsorbant à la pression de vapeur saturante (égal au volume total des pores), V est le volume adsorbé à la pression p . $L(r_p)dr_p$ est la longueur totale des pores ayant un rayon r_p entre r_p et $r_p + dr_p$. r_{pn} est le rayon du plus grand pore étant rempli d'adsorbant à la pression p et t désigne l'épaisseur de la couche développée à cette pression. L'équation II.2.1 (appelé équation de Wheeler) indique que le volume qui reste à adsorber est égal au volume des pores vides. Le rayon du pore est lié au rayon de Kelvin par :

$$r_p - t = r_k = \frac{-2\sigma V_{mol} \text{Cos}\theta}{RT \ln(p/p_0)} \quad [\text{II.2.2}]$$

Les variables ont le même sens que dans l'équation (II.1.4). Afin d'évaluer ces équations (II.2.1-2), la connaissance de l'épaisseur t en fonction de la pression relative p/p_0 est requise.

Le volume total d'adsorbant désorbé lors de la diminution de la pression de vapeur a été exprimé comme suit (Barrett et coll., [14]) :

$$\Delta V = \Delta V_c + \Delta V_{mi} \quad [\text{II.2.3}]$$

où ΔV_c correspond à la désorption capillaire et ΔV_{mi} à la désorption multicouche. Si le volume ΔV_{mi} est connu, le volume ΔV_c est donc obtenu. Ce volume représente le liquide capillaire désorbé quand la pression relative diminue de p_1/p_0 à p_2/p_0 . Le volume des pores vidangés durant ce décrétement de pression est donné par :

$$\Delta V_p = R_n \Delta V_c ; R_n = \frac{\bar{r}_p^2}{(\bar{r}_k + \Delta t)^2} \quad [\text{II.2.4}]$$

avec \bar{r}_p , \bar{r}_k le rayon moyen du pore et du condensat capillaire respectivement, et Δt est l'amincissement de la multicouche durant le pas de désorption.

A ce stade le problème se ramène à déterminer le changement de volume ΔV_{mi} de façon précise. Barrett et coll. [14] ont montré que ce volume peut être exprimé par $\Delta t \sum A_p$, où $\sum A_p$ est la somme de l'aire de surface de tous les pores vidangés durant les décrétements précédents. Ceci suppose que la surface, dont l'aire est $\sum A_p$, soit aplatie. Mais cette surface est composée de parois courbes des pores. A un décrétement donné, les pores étant représentés par des tubes cylindriques, l'aire A_p est alors :

$$A_p = 2\Delta V_p / r_p \quad [\text{II.2.5}]$$

Pour la prise en compte de la courbure de la surface, Barrett et coll. [14] ont supposé que les pores vidangés pendant un décrétement de pression ont un rayon moyen \bar{r}_p . Ceci a conduit à la définition d'un facteur de correction c de la forme :

$$c = (\bar{r}_p - t) / \bar{r}_p \quad \text{[II.2.6]}$$

où t est l'épaisseur moyenne de la couche adsorbée. Selon la gamme des tailles des pores, Barrett et coll. [14] ont associé des valeurs constantes au facteur c . leur équation finale au décrétement n s'écrit (méthode B.J.H) :

$$\Delta V_{pn} = R_n (\Delta V - c \Delta t \sum_{j=1}^{n-1} (A_p)_j) \quad \text{[II.2.7]}$$

Barrett et coll. [14] ont utilisé les valeurs de l'épaisseur t en fonction de la pression relative qui étaient disponibles dans la littérature. Des travaux ultérieurs ont permis d'utiliser des équations traduisant les courbes t -pression relative, avec l'azote comme adsorbat l'équation de Halsey en est un exemple (Dullien, [5]) :

$$t = 4,3 \cdot [5 / \ln(p_0 / p)]^{1/3} \quad \text{[II.2.8]}$$

A l'aide de cette expression, il est possible de déterminer, facilement, l'épaisseur de la couche adsorbée correspondant à chaque palier de désorption, et par conséquent, le volume ΔV_{mt} peut être exprimé comme $\sum \Delta t A_p$, et le facteur de correction pour la courbure de surface n'est plus utile. Ceci nous conduit à :

$$\Delta V_{pn} = R_n (\Delta V - \sum_{j=1}^{n-1} \Delta t_j (A_p)_j) \quad \text{[II.2.9]}$$

Dans la méthode d'adsorption le domaine d'étude des pores est réduit aux pores de rayons inférieurs à 100 nm. La méthode est particulièrement précise pour les pores de rayons inférieurs à 10 nm (Meng, [4]) et permet de comparer deux échantillons qui ne diffèrent que de quelques centièmes de nanomètre. Néanmoins, les équilibres sont lents à se réaliser ; l'isotherme peut demander 24h pour être décrite.

II.2.2) Porosimétrie au mercure

La porosimétrie au mercure est l'une des méthodes les plus utilisées pour la détermination de la distribution de la taille des pores. Il est composé de technique expérimentale et d'une méthode pour l'analyse des données expérimentales. La technique expérimentale consiste à injecter graduellement du mercure, par l'augmentation de la pression du mercure, dans un échantillon préalablement vidangé ou à vidanger l'échantillon par la diminution de la pression du mercure. La relation entre la saturation du mercure et sa pression pour un milieu poreux donné définit la courbe de pression capillaire. Les informations concernant la structure des pores sont incluses de façon très complexe dans les courbes de pression capillaire. Quel que soit le modèle utilisé pour déduire la distribution de la taille des pores à partir des courbes de pression capillaire, sa réponse reste étroitement dépendante des

postulats relatifs à la forme des pores et à la façon dont ils sont interconnectés (Tsakiroglou et Payatakes, [6]).

Le principe de la porosimétrie au mercure repose sur la loi de capillarité de Laplace. Si l'on plonge un tube capillaire dans un récipient contenant du mercure, au niveau du ménisque la pression dans le mercure est supérieure à la pression dans l'air. Pour faire pénétrer le mercure dans le capillaire, il est nécessaire d'appliquer une pression et cette pression doit être d'autant plus élevée que le rayon du capillaire est plus faible.

Dans le laboratoire, l'échantillon à tester est au préalable desséché et est évacué des gaz sous vide poussé (3×10^{-2} atm.). D'après la loi de Laplace, la pression capillaire (égale à la pression de mercure p) nécessaire pour faire pénétrer le mercure dans un pore assimilé à un tube cylindrique de rayon r est donnée par :

$$p_c = p = \frac{2\sigma \cos\theta}{r} \quad [\text{II.2.10}]$$

avec θ l'angle du raccordement du ménisque mercure/vapeur de mercure au capillaire ($\theta = 140^\circ$), et σ est la tension superficielle de mercure ($\sigma = 485$ mN/m). Le couple mercure–vapeur de mercure forme un couple de fluide non mouillant–fluide mouillant, l'injection du mercure correspond donc à un drainage, son retrait à une imbibition.

Entre la pression p et $p + \Delta p$, le volume injecté (déduction faite de la compressibilité du mercure) est égal à ΔV , ce qui correspond au volume poreux total des canaux, supposés cylindriques, de rayon moyen r_m tel que :

$$\begin{cases} r = \frac{2\sigma \cos\theta}{p}; r - \Delta r = \frac{2\sigma \cos\theta}{p + \Delta p} \\ r_m = r - \frac{\Delta r}{2} \end{cases} \quad [\text{II.2.11}]$$

Ainsi, une courbe de la distribution des pores en fonction de la fraction du volume poreux ($\Delta V/V_p$, où V_p est le volume total injecté, i.e., volume poreux total) est établie. Naturellement, d'autres informations telles que les courbes de pression capillaire et les courbes de porosité cumulée sont directement obtenues.

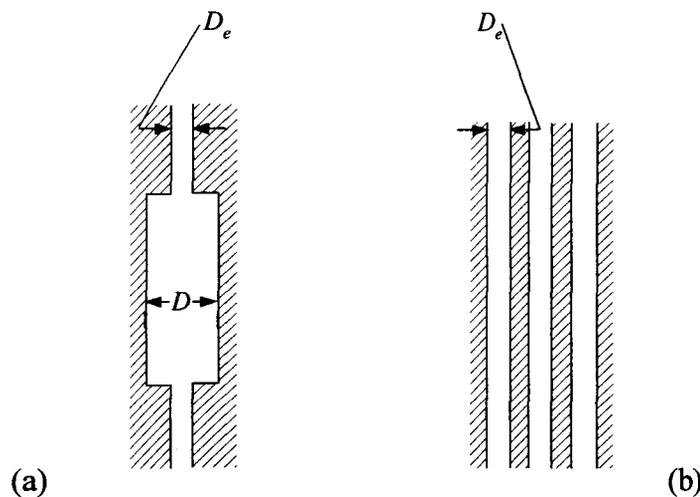


Figure (II.3) : Illustration des effets d'ombre : (a) configuration réelle ; (b) interprétation des résultats expérimentaux.

Soulignons que toutes les informations disponibles, les courbes de pression capillaire mises à part, seront entachées d'erreurs suite aux effets d'ombre où la taille réelle de certains pores sera assimilée à la taille des gorges voisines (figure II.3). Habituellement, le rayon moyen du pore déterminé par l'équation (II.2.11) est appelé le rayon d'entrée ou d'accès du pore (r_e).

II.3) Détermination des courbes de pression capillaire

Les méthodes de détermination des courbes de pression capillaire $p_c = p_c(S_m)$ peuvent être distinguées en deux groupes principaux (Dullien, [5] ; Bear, [15] ; Marle, [16]) :

- (1) Méthodes de déplacement (statiques). Le principe de ces méthodes repose sur l'établissement d'une succession d'états d'équilibre hydrostatique.
- (2) Méthodes dynamiques basées sur l'établissement d'une succession d'écoulements en régime permanent. Dans ce type de techniques, les appareillages nécessaires sont largement inspirés de la technique de Hassler pour la mesure de la perméabilité relative en régime permanent. On en reporte un bref exposé dans le chapitre suivant.

II.3.1) Méthodes de déplacement

Nous allons, à ce stade, présenter brièvement les techniques de déplacement les plus utilisées, notamment : la méthode à diaphragme poreux, la porosimétrie au mercure, et les tests en centrifugeuse.

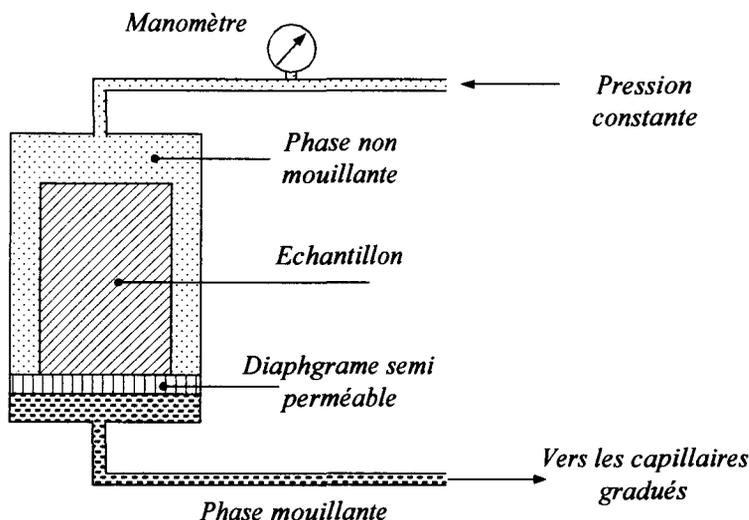


Figure (II.4) : méthode à diaphragme poreux (d'après Marle, [16]).

La méthode à diaphragme poreux (dite de Welge) : est basée sur le drainage d'un échantillon initialement saturé par la phase mouillante. Un schéma de principe est donné par la figure II.4. L'échantillon étudié reste en contact avec un diaphragme semi-perméable qui, à des pressions inférieures à la pression seuil de pénétration, n'est perméable qu'à la phase mouillante. La phase mouillante communique à travers le diaphragme avec l'atmosphère. La phase non mouillante enveloppant l'échantillon est

maintenue à une pression constante afin de pénétrer et d'expulser le fluide saturant vers des capillaires gradués. L'équilibre est accompli quand l'écoulement de la phase mouillante à travers le diaphragme n'est plus observé. A l'aide du volume total expulsé, la saturation de l'éprouvette correspondant à cette pression capillaire ($p_c = p_{nm} - p_{atm.}$) est déterminée. En augmentant la pression de la phase non mouillante par petits paliers, nous déterminons les états d'équilibre qui s'ensuivent. Le cycle décrit ci-dessus correspond à un drainage, des modifications légères nous permettront d'obtenir la relation $p_c = p_c(S_m)$ en imbibition. La difficulté majeure de ce type de mesure découle de longues durées nécessaires à l'établissement de l'équilibre (Marle, [16]), et du problème lié à la dissolution de gaz.

La porosimétrie au mercure : l'avantage majeur de cette méthode est lié aux gains de temps qu'elle procure durant la phase d'essais. L'emploi des membranes semi-perméables n'étant plus nécessaire, la pression p_{nm} n'est limitée que par la capacité de l'appareillage utilisé (Bear, [15]).

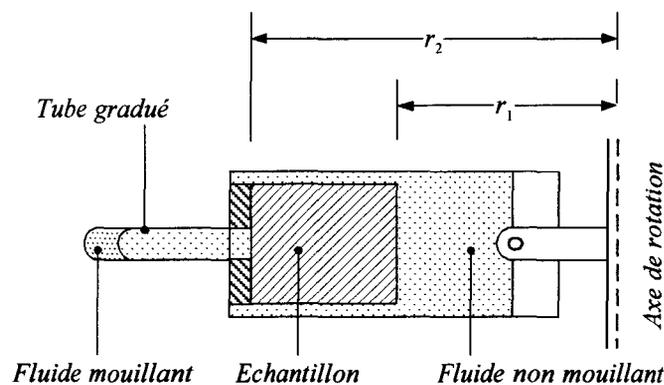


Figure (II.5) : Test en centrifugeuse (d'après Marle, [16])

Test en centrifugeuse : l'échantillon saturé à la phase mouillante est placé dans une cellule remplie de phase non mouillante et centrifugé (figure II.5). L'accélération de la centrifugeuse aura pour effet d'accroître les forces agissant sur les fluides dans l'échantillon. Le fluide saturant est expulsé du spécimen par le gradient des forces de gravité développé. Les forces de gravité s'opposant aux forces capillaires dans l'échantillon, causeront le drainage de celui-ci tant qu'elles sont supérieures aux forces capillaires. Le drainage est stoppé si l'équilibre de forces est accompli. Le volume expulsé, correspondant à une vitesse de rotation donnée, est mesuré à l'aide d'un tube gradué attaché à la cellule de la centrifugeuse. Quand la phase mouillante est plus dense que la phase non mouillante, la vitesse de rotation (ω) sera liée à la pression capillaire par (Skibinsky et Fredlund, [17] ; Bear, [15]) :

$$p_c(r_1) = (r_2^2 - r_1^2)(\rho_m - \rho_{nm})\omega^2/2 \quad \text{[II.3.1]}$$

où r_1 et r_2 désignent les rayons de rotation inférieur et supérieur respectivement, et ρ_m et ρ_{nm} sont les masses volumiques de la phase mouillante et non mouillante respectivement. La saturation à l'intérieur de l'échantillon n'est pas uniforme et la courbe de pression capillaire est déterminée des données expérimentales.

Dans notre laboratoire, nous avons retenu la méthode à diaphragme poreux vue la flexibilité qu'elle procure vis-à-vis des fluides pouvant être utilisés. Dans la section suivante, une présentation plus détaillée des expériences menées lors du présent travail est donnée.

II.4) Expérience par la méthode à diaphragme poreux

Les expériences de drainage effectuées dans ce travail ont été réalisées à l'aide du dispositif expérimental représenté par la figure II.6.

La cellule d'essais (de 60 MPa de capacité) est bien adaptée pour des échantillons cylindriques de 37 mm de diamètre et de hauteur pouvant aller au-delà de 70 mm. Afin d'écourter le temps de l'expérience, des éprouvettes de 32 mm de hauteur ont été utilisées.

L'échantillon (1) est posé sur un disque de céramique poreuse (2), i.e., le diaphragme semi-perméable, qui est en contact avec un diffuseur métallique (3). Ce dernier aura pour rôle de faciliter l'arrivée du fluide expulsé vers l'embase de drainage de la cellule. Ces trois composants sont enveloppés d'une couche mince d'adhésif à l'intérieur de l'étui d'étanchéité (4). Un ressort (6) a été posé entre l'embase d'injection (7) et l'échantillon afin d'améliorer les contacts entre les différents composants. L'alimentation en gaz d'injection (5) est assurée par le réservoir (11). La pression de gaz est contrôlée par la vanne (9) et directement mesurée à l'aide du manomètre (8). Afin de réduire les variations éventuelles de la pression dues à la pénétration de l'échantillon, un réservoir tampon (10) de volume beaucoup plus important que le volume poreux a été utilisé. Les capillaires gradués (12), l'un étant séparé et le deuxième étant en contact avec le fluide de l'échantillon, ont pour rôle de permettre la mesure du volume évaporé et expulsé respectivement. L'ensemble est placé dans une pièce conditionnée à 20 °C.

Les essais se réalisent en deux phases :

- (I) La première est réservée à la détermination du volume poreux. L'échantillon est placé pendant 48 heures dans une étuve à 105 °C afin de l'assécher. Par la suite, il est monté dans la cellule d'essai et est saturé par circulation forcée du fluide saturant. La saturation parfaite de l'échantillon est considérée comme achevée lorsqu'en aval de l'écoulement, l'absence de toute bulle d'air dans la tuyauterie conduisant aux capillaires est observée durant, au moins, 12 heures. L'échantillon est sorti de la cellule, puis la comparaison du poids sec et saturé de l'échantillon permet d'en déterminer le volume poreux et la porosité. Cette première phase peut durer, pour les matériaux testés, de 3 à 14 jours selon la perméabilité de l'ensemble "échantillon et plaque poreuse". Lors de la saturation, l'échantillon est exactement monté de la même façon que dans la phase suivante de l'expérience afin de respecter les mêmes conditions.
- (II) Dans la deuxième étape, le spécimen est de nouveau monté et saturé suivant le premier stade. Ceci constitue une démarche nécessaire afin de s'assurer de la continuité de la phase mouillante à travers l'échantillon et la plaque poreuse. Par la suite, le fluide saturant est drainé de l'échantillon par l'application d'une pression de gaz constante. Le volume expulsé du fluide correspondant à cette pression est déduit de la hauteur de la colonne d'eau lue dans les capillaires gradués. Le fluide saturant étant toujours en contact avec l'atmosphère via les capillaires, la pression capillaire est donc égale à la pression de gaz imposée. L'état d'équilibre entre pression capillaire et saturation est considéré comme atteint quand la hauteur dans les capillaires cesse de varier, le critère est d'observer une stabilisation pour une durée, au moins, de 18 heures. L'augmentation de la pression capillaire par petits

paliers permet la détermination de la saturation correspondante et la courbe de pression capillaire est obtenue. L'essai est arrêté lorsque les premières bulles de gaz sont observées en aval de l'échantillon. Dans le présent travail, la durée moyenne de cette phase de l'essai de drainage était de 2-3 mois.

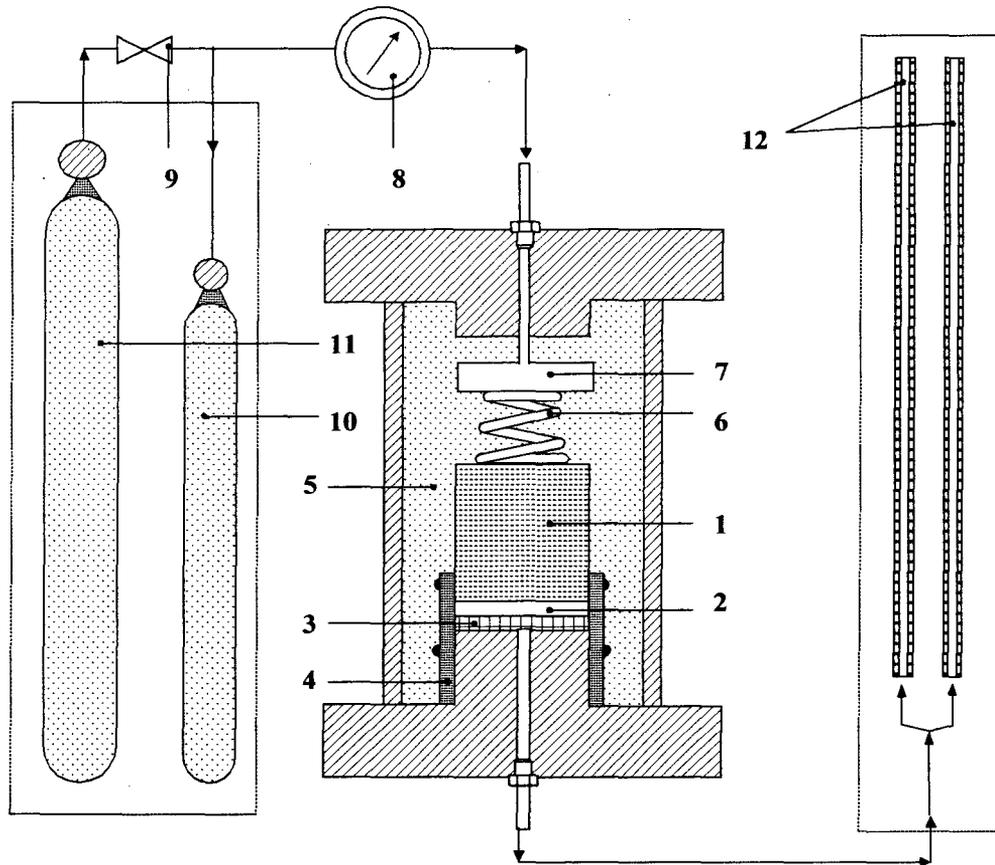


Figure (II.6) : Expérience de drainage : dispositif expérimental avec :

- | | |
|------------------------|--|
| (1) Echantillon testé | (7) Embase d'injection |
| (2) Plaque poreuse | (8) Manomètre |
| (3) Diffuseur | (9) Vanne de contrôle |
| (4) Etanchéité | (10) Réservoir tampon |
| (5) Gaz d'injection | (11) Réservoir d'alimentation générale |
| (6) Ressort de contact | (12) Capillaires gradués. |

Remarques

- Il est important de maintenir un bon contact entre l'échantillon testé, le disque de céramique, diffuseur, et cellule non seulement pour s'assurer de la continuité de la pression à travers l'ensemble, mais aussi afin de prévenir l'accumulation du liquide saturant au niveau des interfaces échantillon-diaphragme, diaphragme-diffuseur, et diffuseur-cellule. Les accumulations peuvent se traduire, lors de l'augmentation de la pression de gaz, par des volumes expulsés largement supérieurs au volume des pores.

- La limite inférieure de la saturation pouvant être approchée à la fin de l'essai de drainage ne correspondrait pas forcément à la saturation minimum en phase mouillante que l'on peut obtenir, l'apparition des bulles d'air en aval de l'éprouvette pouvant être la conséquence de la libération des gaz dissous dans le liquide saturant ou d'une fuite quelconque. Ce fut le cas dans nos essais où la pression capillaire imposée n'a jamais pu atteindre la pression seuil de pénétration propre aux disques de céramique utilisés.

II.5) Résultats expérimentaux

Deux grès des Vosges et un de Fontainebleau font l'objet de l'étude présentée le long de ce travail. Quelques caractéristiques principales des grès étudiés sont résumées dans le tableau T1.

	ρ_t (g/cm ³)	ρ_s (g/cm ³)	ϕ_t (%)	k (m ²)
Vosges-I	2,15	2,59	17	5×10^{-13}
Vosges-II	2,06	2,57	20	$2,0 \times 10^{-14}$
Fontainebleau	2,36	2,6	9,5	$2,0 \times 10^{-13}$

Tableau (T1) : caractéristiques principales des grès étudiés, avec ρ_t et ρ_s les masses volumiques totales et du squelette respectivement, ϕ_t est la porosité totale, et k est la perméabilité intrinsèque.

II.5.1) Essais adsorption-désorption

Les isothermes d'adsorption-désorption à l'azote ont été réalisées à l'aide d'un appareillage commercialisé (ASAP 2000 V1.04) à l'ESEM, Orléans (Ecole Supérieure de l'Energie et des Matériaux, Orléans). Seules les informations obtenues à l'aide des isothermes sont présentées ici, les isothermes et les propriétés techniques de l'azote se trouvent en annexe (AC.2).

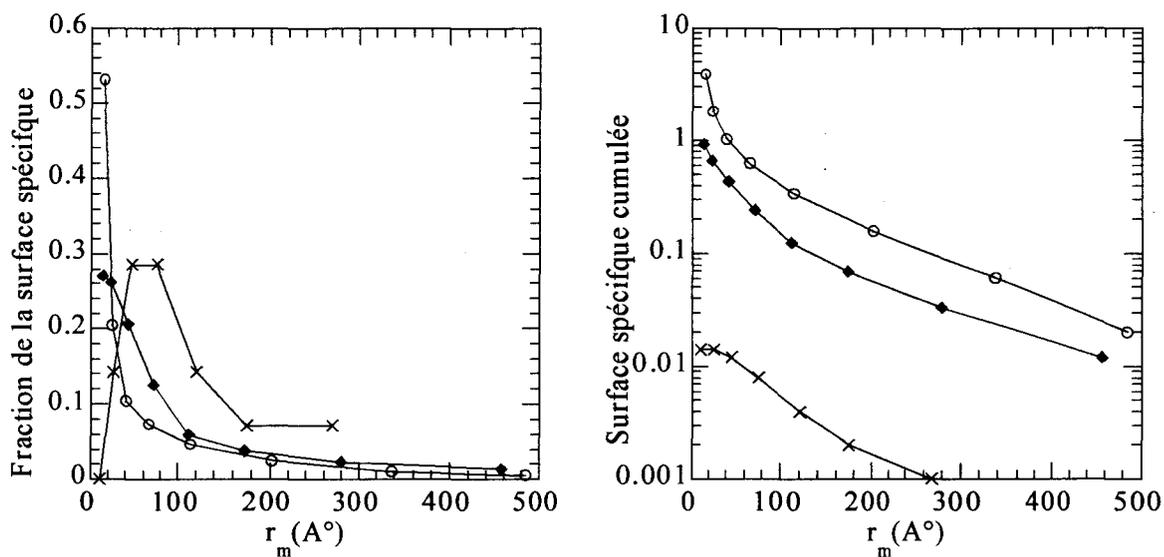
Les valeurs de la surface spécifique totale (S_s) obtenues suivant la transformée (B.E.T), l'équation de Langmuir, ou la méthode BJH pour chacun des grès sont présentées dans le tableau T2. Il y figure également le diamètre moyen des pores (d_m) déterminé par $4V_t/S_s$ où V_t désigne le volume total des pores déterminé lors de l'adsorption ou de la désorption selon le cas.

	B.E.T	Langmuir	(BJH) Adsorption		(BJH) Désorption	
	S_s (m ² /g)	S_s (m ² /g)	S_s (m ² /g)	d_m (Å)	S_s (m ² /g)	d_m (Å)
Vosges-I	0,64	0,95	0,875	112	0,92	107
Vosges-II	3,0	4,41	3,5	82	3,87	77
Fontainebleau	0,03	0,046	0,24	201	0,014	178

Tableau (T2) : Surface spécifique et diamètre moyen des pores.

Les courbes de la surface spécifique cumulée et de la fraction de cette surface en fonction du rayon moyen des pores sont présentées sur les figures II.7.a-b respectivement. Elles

sont basées sur l'isotherme de désorption où la mouillabilité est considérée comme parfaite. Elles ont été déterminées suivant la méthode B.J.H décrite dans la section II.2 et en utilisant l'équation II.2.9 au lieu de II.2.7 (sans le facteur de correction).



(a) Distribution de la taille des pores

(b) Surface spécifique cumulée

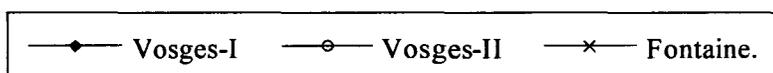


Figure (II.7) : Résultats issus des isothermes adsorption-désorption

II.5.2) Courbes d'intrusion de mercure

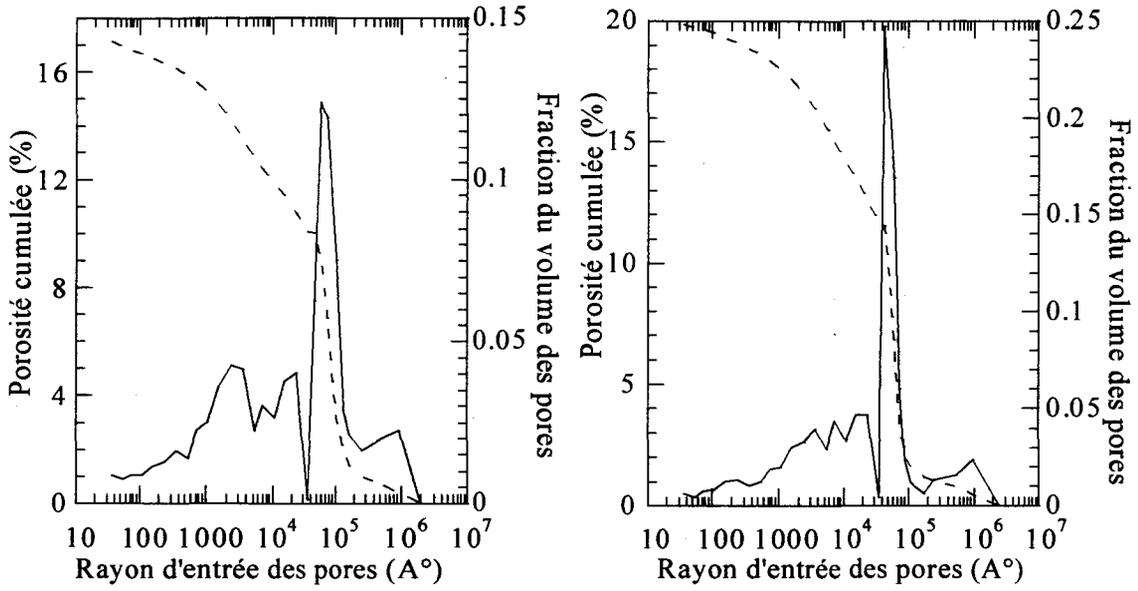
Les essais d'intrusion de mercure ont été effectués à l'aide d'un appareillage commercialisé (Poresizer 9320 V2.03) à l'École Supérieure de l'Énergie et des Matériaux, Orléans (E.S.E.M, Orléans). Afin de s'assurer de la répétition des résultats obtenus, chacun des grès étudiés a fait l'objet de deux expériences, l'analyse de données acquises est présentée ci-dessous. Une bonne concordance des deux essais a été obtenue.

Les caractéristiques des trois grès (valeurs moyennes) résultant des deux séries d'essais sont présentées dans le tableau T3.

	ρ_t (g/cm ³)	ρ_s (g/cm ³)	ϕ_t (%)	S_s (m ² /g)	d_m (μm)
Vosges-I	2,15	2,59	17,10	1,0	0,37
Vosges-II	2,06	2,57	19,89	1,4	0,28
Fontaine.	2,36	2,60	9,34	0,2	0,74

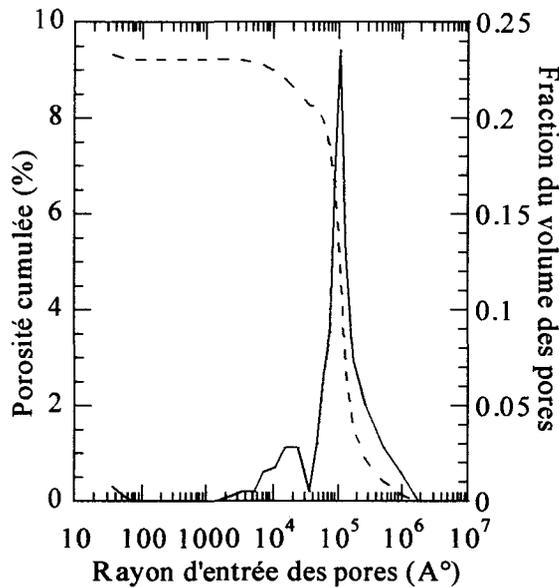
Tableau (T3) : Caractéristiques issues des essais au mercure

Les résultats obtenus sont donnés par la figure II.8 et comparés sur la figure II.9.



(a) Grès des Vosges-I

(b) Grès des Vosges-II



(c) Grès de fontainebleau

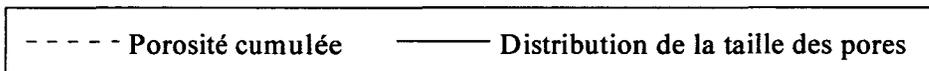


Figure (II.8) : Courbes d'intrusion de mercure

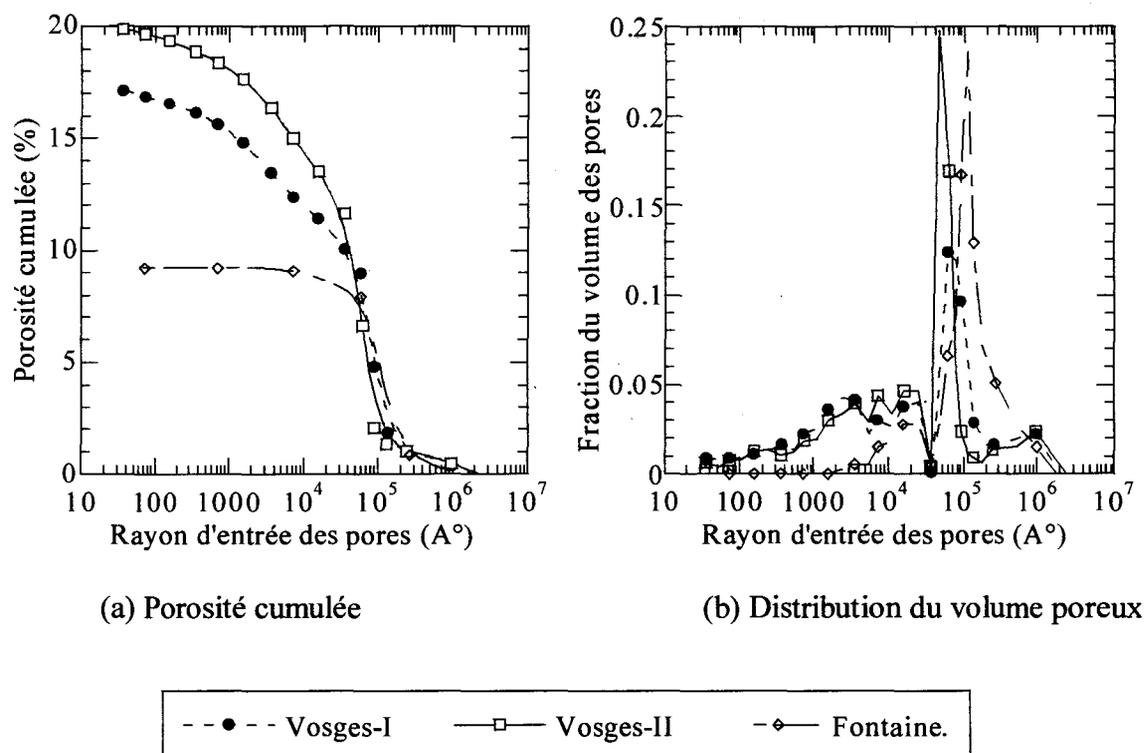


Figure (II.9) : Comparaison entre les trois grès

II.5.3) Courbes de pression capillaire

Ce paragraphe est réservé à la présentation des courbes de pression capillaire obtenue soit par la porosimétrie au mercure soit par l'expérience de drainage à diaphragme poreux. Précisons d'abord la nature des fluides utilisés et quelques détails techniques concernant les essais. Un liquide, de l'eau déminéralisée, a été employé comme fluide saturant avec de l'Argon U comme le gaz d'injection. Les caractéristiques physico-chimiques de ces fluides sont résumées dans le tableau T4.

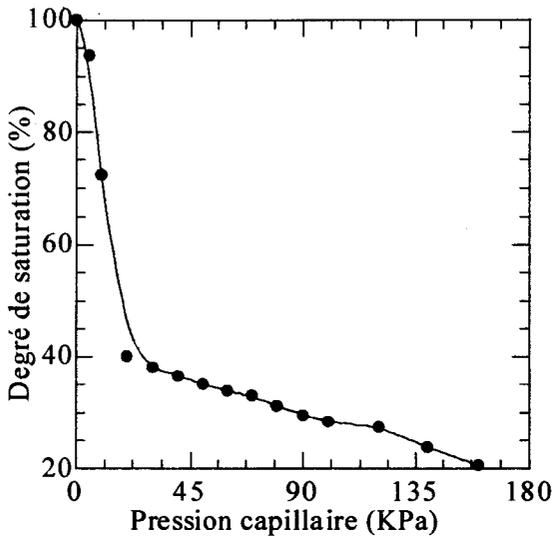
	Viscosité (cP)	Tension superficielle (mN/m)	Rapport de viscosité μ_g / μ_l
Argon U	0,0226	—	—
Eau déminéralisée	1,0	72,8	0,0226

Tableau (T4) : Caractéristiques des fluides utilisés à 20 °C.

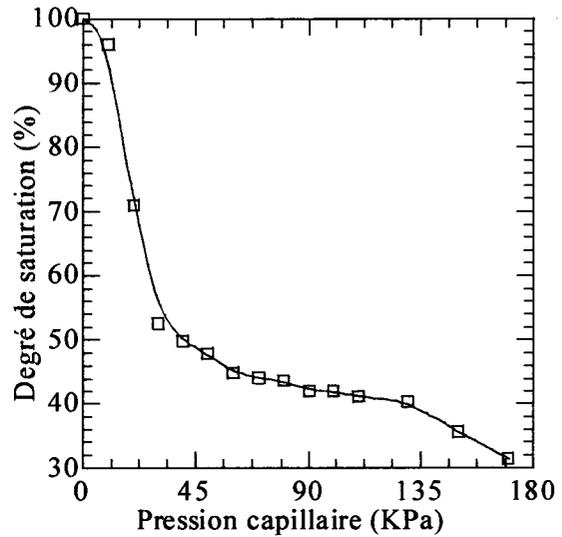
Les échantillons testés sont de forme cylindrique de 37 mm de diamètre et de 32 mm de hauteur. Ces dimensions ont été choisies afin d'écourter le temps de l'essai. La pression seuil de pénétration du disque de céramique semi-perméable est de 300 kPa.

Après la saturation de l'échantillon, le gaz est admis dans la cellule d'essai à pression constante et par petits paliers. Les deux premiers paliers de drainage sont effectués à une pression de gaz de 5 et 10 kPa, respectivement. Par la suite, le palier de pression est fixé à 10 kPa, jusqu'à ce que la saturation de l'échantillon devienne inférieure à 50 %, à partir de

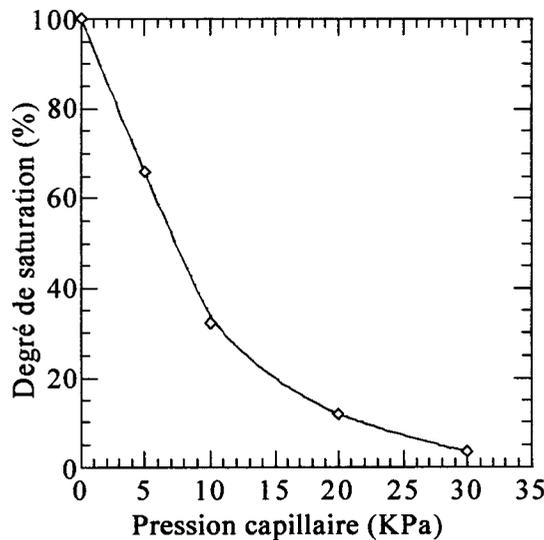
ce point le palier est fixé à 20 kPa, jusqu'à la fin de l'essai. A l'apparition des bulles de gaz dans la tuyauterie conduisant aux capillaires, l'échantillon est sorti de la cellule, sa saturation est vérifiée par pesée et comparée à celle déterminée par le volume total expulsé. Dans l'ensemble des essais menés, les deux saturations ne sont différenciées que de 2 à 3%. Cet écart est vraisemblablement dû aux volumes accumulés dans le montage utilisé. Les courbes de pression capillaire obtenues sont présentées dans la figure II.10 ci-dessous. La comparaison des résultats obtenus, soit par l'essai de drainage soit par l'injection du mercure, pour les trois grès est donnée dans la figure II.11.



(a) Grès des Vosges-I



(b) Grès des Vosges-II



(c) Grès de Fontainebleau

Figure (II.10) : Courbes de pression capillaire issues des essais de drainage

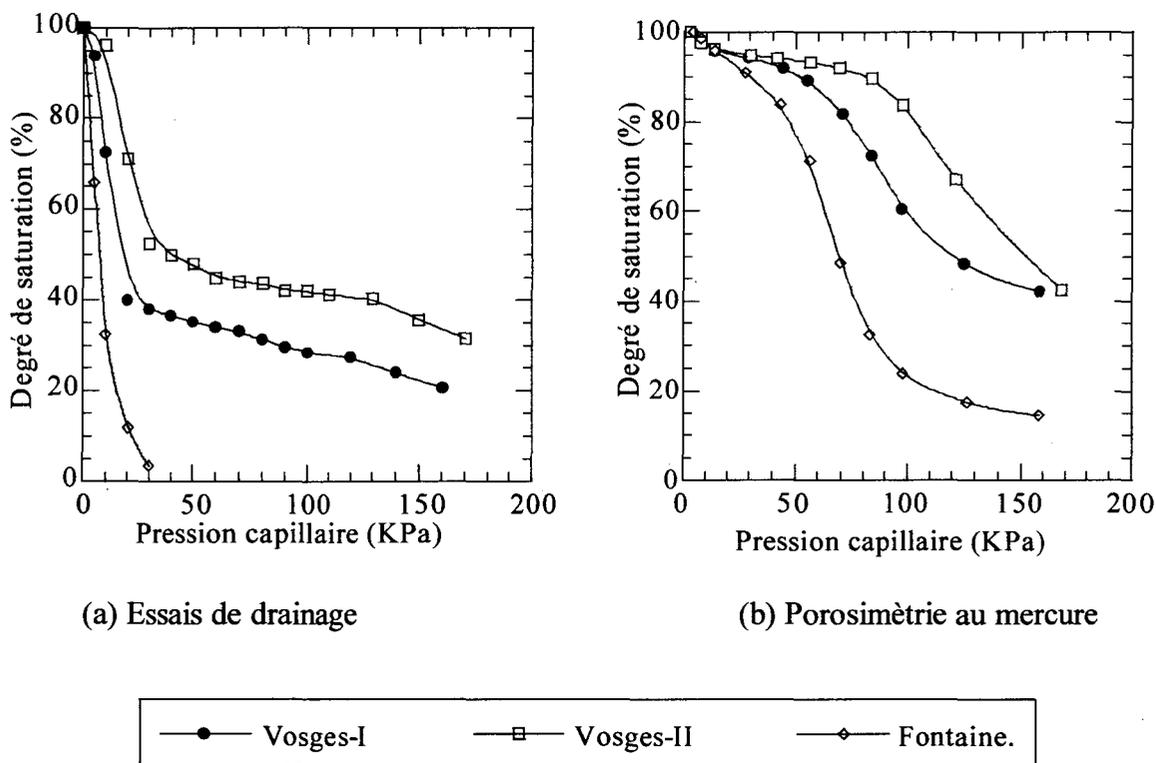


Figure (II.11) : Comparaison des courbes de pression capillaire.

Les courbes de pression capillaire déterminées par les expériences au mercure (figure II.11.b) ne sont présentées que dans la zone de basse pression. Cette présentation nous permet de souligner la conformité des tendances observées sur les courbes issues par les deux types d'essais (figure II.11.a-b) : porosimétrie au mercure et drainage.

II.6) Analyse des données expérimentales

Les distributions de la taille des pores obtenues par les deux méthodes (adsorption et porosimétrie) montrent l'existence de deux diamètres des pores critiques suivant la gamme de tailles considérée. Par diamètre critique, nous entendons une longueur caractéristique des pores au-delà de laquelle le remplissage des pores se réalise de plus en plus rapidement. Les valeurs de ces diamètres sont obtenues à partir des figures II.7.a et II.8 et sont données dans le tableau T5. Remarquons que, dans le domaine d'adsorption, le diamètre critique est bien présenté par le diamètre moyen donné dans le tableau T2.

	Diamètre critique (Å)	
	Adsorption	Porosimétrie
Vosges-I	107	1×10^5
Vosges-II	77	9×10^4
Fontainebleau	178	2×10^5

Tableau (T5) : Diamètres critiques suivant le domaine de tailles examiné

La logique voudrait que ces longueurs caractéristiques aient un rôle important lors d'un processus de transport donné dans le milieu poreux.

Le grès de Fontainebleau présente une porosité beaucoup plus homogène que celle des autres grès, les courbes d'intrusion de mercure (figure II.8-c et II.9) indiquent la faible participation des pores de rayon $r < 1$ (μm) à sa porosité totale. La porosité de ce grès est essentiellement concentrée au voisinage du pic de la courbe d'intrusion. La faible participation des pores de rayon $r < 1$ (μm) est clairement lisible sur la courbe de pression capillaire (figure II.10 et II.11) où la saturation à la fin de l'essai de drainage ou d'intrusion de mercure est réduite à une zone proche du zéro pour des valeurs relativement faibles de la pression capillaire.

L'adsorption de vapeur dans le grès de Fontainebleau est très faible révélant ainsi une surface spécifique très petite par rapport aux autres grès (figure II.7-b). Ceci vient confirmer l'absence des pores de petite taille observée sur les courbes de mercure. On peut déjà conclure vis-à-vis du diamètre critique dans le domaine d'adsorption ; le rôle des pores dans ce domaine sera négligeable vue leur faible participation à la porosité totale de l'échantillon. Les pores dans le domaine d'adsorption révèlent une porosité de l'ordre de 0,015%, soit 0,16% de la porosité totale comme déterminée par l'injection du mercure.

Pour les grès Vosges-I et Vosges-II, les pores dans le domaine d'adsorption révèlent, respectivement, une porosité de 0,53% et de 1,54%, soit 3% et 7,7% de la porosité totale comme déterminée par les essais au mercure. De la sorte, la surface spécifique du grès Vosges-II est 5 fois plus élevée que celle du Vosges-I. Nous pouvons donc nous attendre à ce que les pores dans le domaine d'adsorption du grès Vosges-II puissent jouer un rôle dans un processus de transport donné. Lors d'un écoulement gazeux à basse pression, par exemple, un flux supplémentaire lié au phénomène du glissement aux parois peut traduire une participation exagérée de ces pores à l'écoulement global.

La surface spécifique des pores, obtenue par le modèle de Langmuir ou par la transformée B.E.T, des trois grès testés montre une bonne concordance avec la surface spécifique obtenue par la méthode de condensation capillaire (domaine de la méthode BJH où surgit la condensation capillaire). Généralement, ceci constitue une indication de la commodité de la méthode utilisée pour la détermination de la distribution de la taille des pores et non pas du modèle de l'espace poreux adopté (Dullien, [5]).

Contrairement au grès de Fontainebleau, les courbes d'intrusion de mercure des deux grès des Vosges montrent que les petits pores constituent une fraction importante de leur porosité totale. A titre d'exemple, ici, nous appelons les pores petits quand ils ont un rayon d'accès inférieur ou égal à 0,1 (μm) soit $\approx 5\%$ du rayon au pic des distributions des volumes poreux. Ces pores constituent une porosité de 2,9 et 3,7% pour les grès Vosges-I et Vosges-II respectivement (figure II.8.a-b). La surface spécifique déterminée par les essais au mercure indique également que la présence des petits pores dans le grès Vosges-II ($S_s \approx 1,4$ m^2/g) est plus importante que dans le grès Vosges-I ($S_s \approx 1,0$ m^2/g). Les distributions des volumes poreux de ces deux grès se différencient principalement au voisinage du pic et peuvent être considérées comme confondues dans le domaine de petits pores (figure II.9.b). Ceci se traduit par des différences discernables dans leurs courbes de porosité cumulée (figure II.9.a). En effet, d'après les essais au mercure la différence en porosité des deux grès est associée à la différence en densité des pores situés au niveau du pic des courbes de la répartition des volumes poreux. Généralement, la surface totale de l'espace poreux (dans les domaines d'adsorption et de la porosimétrie au mercure) du grès Vosges-II est plus élevée que celle du grès Vosges-I. Nous pouvons donc nous attendre à ce que ce dernier exerce moins de résistance à l'écoulement que le premier.

Les courbes de pression capillaire déterminées par les essais de drainage ou de mercure montrent les mêmes tendances globales et ce pour les trois grès étudiés (figure II.11.a-b).

L'analyse des courbes de drainage à l'aide du modèle "faisceau de tubes capillaires" conduirait, a priori, aux mêmes conclusions obtenues des courbes d'intrusion de mercure. Nous le verrons dans le dernier chapitre du présent travail où les deux essais ont été exploités dans des modèles du type statistique de la perméabilité relative entraînant les mêmes résultats. En outre, dans les essais de drainage, la différence en saturation irréductible pour les deux grès des Vosges traduit l'effet de la présence des pores moins larges dans le grès Vosges-II par rapport au grès Vosges-I.

Une estimation des valeurs de la pression seuil de pénétration et de la saturation irréductible en phase mouillante (comme définies au premier chapitre, figure I.5, pp. 8) relative aux trois grès est donnée dans le tableau T6 :

	Essai de drainage		Porosimétrie au mercure	
	p_c^s (kPa)	S_{irr} (%)	p_c^s (kPa)	S_{irr} (%)
<i>Vosges-I</i>	7,5	30	83	15
<i>Vosges-II</i>	12,5	45	97	15
<i>Fontainebleau</i>	< 5	3,5	47	5

Tableau (T6) : Estimation basée sur les essais de drainage et de porosité au mercure

Dans les essais de drainage où la tension superficielle n'est pas très élevée, nous soulignons également que la porosité homogène du grès de Fontainebleau a produit une courbe convexe (figure II.10) contrairement à l'allure classique présentée par les autres grès.

Conclusions

Dans ce chapitre, les principes de deux méthodes de base (techniques de sorption et porosimétrie au mercure) pour l'identification de l'espace poreux ont été présentés. Les méthodes expérimentales pour la détermination des courbes de pression capillaire ont été brièvement présentées et commentées. Une discussion plus détaillée a été réservée à la technique utilisée lors du présent travail (méthode à diaphragme poreux).

Une étude expérimentale a été menée sur trois grès présentant des caractéristiques relativement distinctes. Conformément à l'analyse des données expérimentales exposée ci-dessus, les conclusions principales sont les suivantes.

Deux longueurs caractéristiques des pores sont à distinguer suivant le domaine de la taille des pores, i.e., le domaine d'adsorption et le domaine global couvert par la porosimétrie au mercure. Le grès de Fontainebleau est caractérisé par une porosité homogène concentrée au voisinage du pic de la distribution de la taille des pores et par l'absence des pores de petite taille (<1,0 μm). Il en est ressorti une faible saturation irréductible en phase mouillante qui s'avère proche de zéro. De la même façon, on s'attend à ce que le rôle du diamètre critique dans le domaine d'adsorption soit négligeable. Quand la tension superficielle n'est pas très élevée, une large porosité homogène comme celle de Fontainebleau occasionne une courbe de pression capillaire convexe contrairement à l'allure présentée par les deux autres grès.

Les essais au mercure pour les deux grès des Vosges ont révélé des distributions comparables de la taille des pores et des différences discernables dans leurs courbes de porosité cumulée. En revanche, les résultats issus des isothermes d'adsorption ont montré des différences significatives par rapport à leurs surfaces spécifiques. Il ressort de la comparaison des courbes de surfaces spécifiques que la fraction des pores dans le domaine

d'adsorption du grès Vosges-II est plus importante que celle du grès Vosges-I. Cependant, la différence en porosité, pour les deux grès des Vosges, est principalement due aux pores situés au voisinage du pic de la courbe d'intrusion de mercure, la contribution des pores dans le domaine d'adsorption à la porosité totale pouvant être négligeable. De façon générale, la porosité dans le grès Vosges-II est moins large que celle du grès Vosges-I, il s'est ensuivi une saturation irréductible plus élevée dans le cas du grès Vosges-II comparée aux autres grès étudiés.

Dans le domaine de basse pression capillaire (<300 kPa), les courbes de pression capillaire identifiées par les essais de drainage ou de mercure ont révélé les mêmes tendances globales. Toutefois, la détermination directe des courbes de pression capillaire n'est possible que par l'expérience et reste indispensable aux modélisateurs et physiciens confrontés aux problèmes de transfert dans les milieux poreux partiellement saturés.

D'autres informations concernant l'espace poreux telles que la connexité et la géométrie des pores sont très importantes et n'ont pas été étudiées ici. L'analyse d'image permettrait d'obtenir, outre la connexité, la distribution de la taille des pores et des gorges et la corrélation spatiale de ces derniers, ce qui constitue un paramètre primordial dans les phénomènes de transport dans les milieux poreux. C'est un outil très avantageux qui mérite un intérêt particulier.

Références bibliographiques

- [1] Celia M. A., Reeves P. C., and Ferrand L. A. (1995), Recent advances in pore scale models for multiphase flow in porous media, *Reviews of Geophysics, Supplement*, 1049–1057.
- [2] Dullien F. A. L. (1991), Characterization of porous media—Pore level, *Transport in Porous Media*, Vol. 6, 581–606.
- [3] Van Brakel J. (1975), Pore space models for transport phenomena in porous media: review and evaluation with special emphasis on capillary liquid transport, *Powder Technology*, Vol. 11, 205–236.
- [4] Meng B. (1994), Resolution dependent characterization of interconnected pore systems: development and suitability of a new method, *Materials and Structures*, Vol. 27, 63–70.
- [5] Dullien F. A. L. (1992), *Porous media, fluid transport and pore structure*, 2nd edition, Academic press, San Diego.
- [6] Tsakiroglou C. D. and Payatakes A. C. (1990), *Journal of Colloid and Interface Science*, Vol. 137, No. 2, 315–339.
- [7] Scheidegger A. E. (1972), *The physics of flow through porous media*, 3rd edition, University of Toronto press.
- [8] Duncan J. S. (1996), *Introduction to colloid and surface chemistry*, 4th edition, Butterworth–Heinemann Ltd., Oxford, Boston.
- [9] Iledefonse J. P. (1995), Cours “Méthodes d’études des microstructures”, Ecole Supérieure de l’Energie et des Matériaux”, Orléans.
- [10] Harkins W. D. (1954), *The physical chemistry of surface films*, 2nd edition, Reinhold Publication Corporation, New York.
- [11] Defay R. et Prigogine I. (1951), *Tension superficielle et adsorption*, Editions Desoyer, Liège.
- [12] Hailing L., Zhang L., and Seaton N. A. (1992), Determination of the connectivity of porous solids from nitrogen sorption measurements—II. Generalisation, *Chemical Engineering Science*, Vol. 47, No. 17/18, 4393–4404.
- [13] Seaton N. A. (1991), Determination of the connectivity of porous solids from nitrogen sorption measurements, *Chemical Engineering Science*, Vol. 46, 1895–1991.
- [14] Barrett E. P., Joyner L. G., and Halenda P. P. (1951), The determination of pore volume and area distributions in porous substances. I. Computations from nitrogen isotherms, *J. Am. Chem. Soc.*, Vol. 73, 373–380.
- [15] Bear J. (1988), *Dynamics of fluids in porous media*, Dover Publications, Inc. New York.
- [16] Marle C. M. (1981), *Multiphase flow in porous media*, éd. Technip, Paris.
- [17] Skibinsky D. N. and Fredlund D. G. (1996), A centrifuge method to obtain the soil–water characteristic curve, 49th Canadian Geotechnical Conference, St. John’s, Newfoundland, September 23–25.

CHAPITRE TROISIEME

MESURE EN LABORATOIRE DES PERMEABILITES RELATIVES

Résumé

Après une brève synthèse bibliographique des méthodes destinées à la détermination expérimentale des perméabilités relatives, le présent chapitre est scindé en deux parties. La première est consacrée à la présentation de la méthode d'impulsion de pression (pulse-decay) appropriée à la mesure de la perméabilité relative au gaz. La mise au point d'un dispositif expérimental, permettant la détermination des perméabilités relatives et leur dépendance à l'histoire de saturation, est exposée dans la deuxième partie. Les résultats de l'étude menée sur les trois grès, issus des deux techniques, sont, par la suite, comparés et analysés en parallèle avec les informations disponibles caractérisant leur structure poreuse.

CHAPITRE TROIS

MESURE EN LABORATOIRE DES PERMEABILITES RELATIVES

Introduction

Les techniques de mesure des perméabilités relatives décrites dans la littérature sont fort nombreuses et sont souvent classées suivant le régime d'écoulement envisagé. En parallèle avec la diversité de ces méthodes, la question concernant la validité et la fiabilité des résultats obtenus est souvent posée (Rose, [1]). D'un côté, les difficultés expérimentales, nuancées d'une méthode à autre, sont omniprésentes, et de l'autre côté, un grand nombre de paramètres peut influencer les mesures escomptées.

Après une synthèse bibliographique des méthodes destinées à la détermination expérimentale des perméabilités relatives, le présent chapitre est scindé en deux parties. La première sera consacrée à l'exposé de la méthode en régime d'écoulement transitoire retenue dans ce travail. Utilisant cette technique, les courbes de perméabilité relative au gaz pour nos trois grès ont été déterminées. Par la suite, l'influence de la viscosité du fluide saturant est étudiée ; pour ce faire les mêmes échantillons ont été soumis à deux séries d'essais avec deux fluides différents de saturation. La deuxième partie sera réservée à la présentation du dispositif expérimental mis au point pour la mesure des perméabilités relatives lors d'un écoulement biphasique en régime permanent. Les courbes de perméabilités relatives aux phases mouillante et non mouillante, en drainage et en imbibition, sont par la suite déterminées. Les résultats expérimentaux issus des deux techniques sont comparés et subséquentement, analysés et interprétés en parallèle avec les informations disponibles caractérisant l'espace poreux lieu d'écoulement.

La démarche ainsi entreprise nous permettrait : (1) la comparaison de deux techniques entièrement différentes, (2) l'étude de l'influence de la nature du fluide saturant sur la perméabilité au gaz, (3) l'examen du phénomène d'hystérésis des perméabilités relatives, et (4) de clarifier, qualitativement, le rôle que joue la structure poreuse sur les perméabilités relatives.

III.1) Détermination expérimentale des perméabilités relatives

Les techniques de mesures qui ont été employées ou proposées sont fort nombreuses et sont habituellement séparées en deux groupes principaux (Rose, [1], Marle [2], Houpeurt, [3], etc.) : (i) mesure en régime permanent d'injection, et (ii) mesure en régime non-stationnaire. Mais un troisième groupe peut venir s'y ajouter. Il s'agit des tests basés sur l'analyse du pulse-decay. Les principes généraux de ces différentes méthodes sont présentés ci-dessous.

III.1.1) Mesures en régime d'écoulement permanent (stationnaire)

Dans une expérience typique de mesure en régime permanent, les deux fluides sont simultanément injectés à des débits constants et connus (figure III.1). Le régime permanent est établi si le débit en amont est égal à celui en aval de l'échantillon et/ou si une différence de pression constante est observée à travers l'échantillon testé. L'établissement du régime permanent peut demander de 2 à 40 heures suivant la perméabilité de l'échantillon et la méthode utilisée (Dullien, [4] ; Bear, [5]).

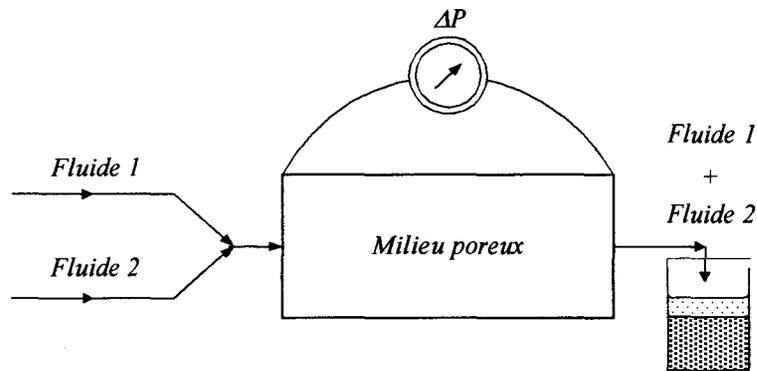


Figure (III.1) : Expérience idéalisée pour la détermination des perméabilités relatives en régime permanent (d'après Dullien, [4])

L'échantillon, initialement saturé, est placé dans la cellule d'essais et les deux fluides sont simultanément injectés. Si l'un d'entre eux est préférentiellement mouillant il va, en principe, s'écouler à travers l'échantillon sous un gradient de pression faible ; cependant la phase non mouillante ne commence à pénétrer dans l'éprouvette que lorsqu'une différence de pression $p_c = p_{nm} - p_m$ au moins aussi élevée que la pression seuil de pénétration se développe entre les deux fluides. Cette pression augmente avec l'accroissement du rapport de débits Q_{nm}/Q_m . Le maintien d'un rapport de débits constant entraînera l'établissement des débits stationnaires sur toute la longueur de l'échantillon. Les perméabilités relatives en fonction du degré de saturation sont déterminées par la loi de Darcy généralisée (ici en écoulement unidimensionnel) :

$$Q_i = \left(\frac{k k_{ri}(S_m) A}{\mu_i} \right) \frac{\partial p_i}{\partial x}; \quad (i = m, nm) \quad \text{[III.1.1]}$$

avec k la perméabilité intrinsèque du milieu, $k_{ri}(S_m)$ est la perméabilité relative à la phase i , Q_i est le débit sous l'action du gradient de pression ($\partial p_i / \partial x$), A et μ_i sont, respectivement, l'aire de section de l'échantillon et la viscosité de la phase i . La saturation en phase mouillante S_m peut être déterminée de façons différentes selon la nature des fluides et la méthode utilisée.

L'augmentation du rapport des débits entraînera la réduction de la saturation en phase mouillante. L'établissement de nouveau du régime stationnaire permet la détermination des perméabilités relatives correspondant à la saturation obtenue. Ce processus est répété plusieurs fois de suite pour obtenir les courbes de perméabilité relative $k_{ri}=k_{ri}(S_m)$ en drainage. Si, à partir de la saturation minimum approchée, on procède en sens inverse, i.e., par diminution du rapport des débits, les courbes d'imbibition peuvent être obtenues.

Il est généralement admis qu'en régime d'écoulement permanent à travers un milieu poreux homogène, la saturation S_m est uniforme partout dans le spécimen en dehors du voisinage de l'effluent de l'écoulement. En effet, à contiguïté de l'aval de l'échantillon la pression capillaire est nulle (interface plane) et ceci aura pour effet de rendre possible l'imbibition de la phase mouillante dans l'échantillon et d'augmenter, donc, la saturation (Dullien, [4]). Dans les expériences en laboratoire, les fluides percolant passent d'une région dans le milieu poreux où la pression capillaire a une valeur finie vers un récipient ouvert où la pression capillaire est nulle. L'échantillon rocheux tend, par l'effet des forces capillaires, à retenir le fluide mouillant créant ainsi une saturation plus élevée à proximité de l'aval de l'écoulement que dans le reste du spécimen testé. Ce phénomène est appelé les "effets de bord" ou "d'extrémité" (Richardson et coll., [6]).

L'atténuation des effets de bord permettra l'hypothèse de saturation uniforme et par la suite : (1) la perméabilité relative, à une saturation donnée, est constante tout le long de l'échantillon respectant de la sorte la loi de Darcy sous la forme III.1.1, et (2) la pression capillaire est uniforme également, il en ressort que les gradients de pression dans les deux fluides sont égaux. Ce point constitue la deuxième difficulté expérimentale majeure liée à la détermination du gradient de pression dans chacun des deux fluides. Moyennant l'hypothèse de saturation uniforme, on écrit alors :

$$\nabla p_c = 0; \nabla p_{nm} = \nabla p_m \quad \text{[III.1.2]}$$

Le problème se réduit ainsi à mesurer la différence de pression dans une phase donnée (souvent dans la phase non mouillante) et à admettre l'égalité des deux gradients.

De nombreuses approches ont été utilisées ou proposées afin de réduire les effets de bord, ces méthodes sont (Osoba et coll., [7]) : (1) effectuer toutes les mesures sur une section suffisamment éloignée de l'extrémité de l'échantillon, (2) l'usage de débits (ou de gradients de pression) suffisamment élevés, (3) en maintenant stagnant le fluide mouillant ou, (4) en contrôlant et imposant la même pression capillaire en amont et en aval de l'échantillon. Osoba et coll. [7] ont réalisé un travail expérimental sur un grès de Berea afin d'étudier les profils de saturation le long de leurs échantillons. Les principaux résultats obtenus montrent qu'un gradient de saturation peut s'étendre sur 15 % de la longueur totale de l'échantillon ; ce gradient a été réduit sur 3 % de la longueur quand le gradient de pression a été augmenté de 5 fois.

Les techniques de mesure de la perméabilité relative sont nombreuses et ont varié selon l'utilisation d'une des méthodes mentionnées ci-dessous pour la minimisation des effets de bord. Une brève présentation des techniques servant de base aux autres méthodes de mesure des perméabilités relatives est donnée ci-après.

La méthode de déplacement dynamique ou la méthode Penn. State (d'après Houpeurt, [3]). L'échantillon utilisé est composé de trois parties du même matériau, toutes les mesures

sont effectuées sur la partie centrale de l'échantillon. Les deux fluides sont injectés par deux pompes indépendantes dans la première partie de l'échantillon où ils sont sensés se mélanger. La partie centrale est en contact capillaire avec l'aval de la section mélangeuse et avec l'amont de la section de sortie lui faisant suite et dans laquelle doivent se localiser les effets de bord. L'échantillon est revêtu d'un enduit plastique usiné de façon à assurer l'étanchéité par simple serrage. Ce montage permet d'extraire rapidement la section centrale pour mesurer sa saturation moyenne. L'auteur insiste sur la nécessité d'établir un excellent contact capillaire entre les trois sections. Seule la différence de pression dans la phase sous la pression la plus importante est directement mesurée (i.e., dans la phase non mouillante). D'après Scheidegger [8], les résultats obtenus par cette méthode sont robustes malgré la complexité des dispositifs expérimentaux requis.

La méthode de liquide stationnaire (d'après Scheidegger, [8]), les effets de bord sont réduits en maintenant stationnaire le liquide saturant à l'intérieur de l'échantillon. En appliquant un gradient de pression suffisamment faible, seul l'écoulement de la phase non mouillante est permis. L'emploi de cette méthode ne permet que la détermination de la perméabilité relative à la phase non mouillante devant être gazeuse.

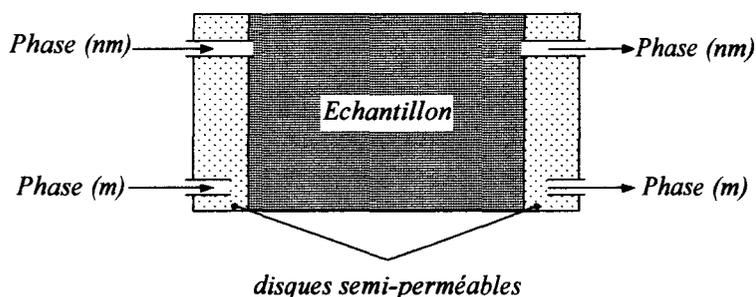


Figure (III.2) : Montage de l'échantillon suivant la technique de Hassler (d'après Rose, [1])

La technique de Hassler (d'après Scheidegger, [8]), cette technique consiste à contrôler la pression capillaire sur les deux extrémités de l'échantillon qui est placé entre deux disques perméables à la phase mouillante uniquement (figure III.2). L'usage des disques semi-perméables permet d'imposer, séparément, le même gradient de pression dans les deux fluides. Il s'ensuit une pression capillaire constante dans l'échantillon et la saturation est uniforme. La méthode de Hassler est très précise, mais beaucoup de difficultés opérationnelles se présentent lors de l'expérimentation et l'établissement du régime permanent est très lent. En parallèle avec les expériences de perméabilité relative, cette méthode permet également l'obtention des courbes de pression capillaire.

Les techniques de mesures en régime permanent sont fort nombreuses car les divers chercheurs ont en général tenté d'améliorer une technique antérieurement utilisée. Dans la technique de Hafford, par exemple, le disque semi-perméable en contact avec l'amont de l'échantillon de la méthode de Hassler est éliminé et les effets de bord sont minimisés par l'emploi des débits suffisamment élevés. En effet, Houpeurt [3] passe en revue ces méthodes en distinguant celles qui utilisent une ou plusieurs cloisons semi-perméables et qui sont dérivées de la technique de Hassler et celles qui n'en utilisent pas, suivant la ligne de recherche de la méthode dynamique de déplacement. Les travaux de Richardson et coll. [6] et de Osoba et coll. [7] ont indiqué que les techniques de mesure en régime permanent conduisent essentiellement aux mêmes courbes de perméabilité relative. Ils ont également

constaté qu'en l'absence des effets de bord, les perméabilités relatives restent indépendantes des débits des fluides injectés.

Dans la plupart des méthodes de mesure de la perméabilité relative, le degré de saturation correspondant au régime permanent établi est déterminé par pesée après démontage de l'échantillon. Si l'on mesure les perméabilités relatives de divers mélanges de gaz et de liquides avec ces mêmes montages, la question se pose alors de savoir si la détente du gaz contenu dans l'échantillon sous une certaine pression était susceptible d'expulser des quantités appréciables de fluide mouillant hors de l'échantillon lorsqu'on retire celui-ci du montage. Richardson et coll. [6], ont effectué des essais de détente sur des échantillons de grès de Berea saturés partiellement à l'huile sous 100 psi (7 bars) relatifs. Ils ont observé une perte maximum de 2,3 % pour un échantillon initialement saturé à 88 %. Quand l'échantillon était saturé sous 10 psi (0,7 bar) relatifs la perte maximum a été de 1 % pour 83 % de saturation en huile, les effets de la détente de gaz ont été très inférieurs dans les autres cas. D'autres travaux ont confirmé que les effets de détente de gaz peuvent être négligés (Houpeurt, [3]).

Nous pouvons remarquer que, les techniques récemment proposées ou utilisées pour la mesure en laboratoire de la perméabilité relative en régime d'écoulement permanent, sont toujours basées sur les mêmes concepts expérimentaux exposés ci-dessus. Citons, entre autres, les travaux de Abbas et coll. [9] et de Ramakrishnan et Cappiello [10] où la méthode de liquide stationnaire a été employée pour la détermination de la perméabilité relative à la phase non mouillante. Avraam et Payatakes [11] et Fleureau et Taibi [12] ont utilisé deux types de membranes semi-perméables, l'un à la phase mouillante et le deuxième à la phase non mouillante, pour mesurer séparément la différence de pression dans les deux fluides injectés. La perte de charge à travers les membranes a été négligée dans les deux travaux, toutefois Fleureau et Taibi [12] ont considéré que l'influence des membranes peut être diminuée par l'emploi des débits faibles. Malgré l'usage des membranes semi-perméables, il s'avère impossible d'imposer la même différence de pression dans les deux fluides (Avraam et Payatakes, [13]).

III.1.2) Mesures en régime d'écoulement transitoire

Nous avons vu que la détermination des perméabilités relatives est une tâche délicate et peut nécessiter de longues durées. Les chercheurs ont en conséquence préféré effectuer des expériences moins complexes telles que le déplacement d'un fluide par un autre et d'en déduire les perméabilités relatives (Marle, [2]). Dans une expérience de ce type, un fluide est injecté dans un échantillon initialement saturé à la deuxième phase et les perméabilités relatives sont déterminées à partir des fractions recouvrées des deux fluides. C'est en ce sens que les perméabilités relatives vont exactement reproduire les données expérimentales de production en huile –à partir desquelles elles ont été dérivées– (Dullien, [4]). Dans ce cadre, se situent deux types d'analyse : (i) analyse des essais de déplacement et, (ii) les tests en centrifugeuse.

Les essais de déplacement, le principe de ces essais est présenté par la figure III.1 si l'on imagine qu'en amont de l'échantillon un seul fluide est injecté pour déplacer le fluide saturant l'échantillon. Les seules mesures requises sont le débit d'injection et les débits produits en fonction du temps. Les effets de bord sont réduits en employant un débit d'injection assez élevé (Marle, [2]). Les données expérimentales sont usuellement analysées à l'aide du modèle de Buckley–Leverett qui ne tient pas compte des forces capillaires et gravitationnelles (Rose, [1] ; Dullien, [4] ; Bear, [5]). Les expériences de ce type sont sujettes à des limitations importantes : (1) les différences de pressions doivent être suffisamment élevées afin de réduire les effets de bord et, (2) généralement, nous

devons utiliser des huiles visqueuses afin d'obtenir les perméabilités relatives sur le domaine le plus étendu de saturation. Dans les cas contraires, quand les débits sont assez élevés, les courbes de perméabilité relative seraient limitées à un nombre réduit de points au voisinage de la saturation irréductible en phase mouillante et non mouillante suivant le cycle de saturation (Rose, [1] ; Dullien, [4]). Les méthodes en régime transitoire sont considérées comme indirectes car elles ne permettent d'évaluer la perméabilité qu'au travers certaines simplifications ou traitement numérique (Rose, [1]).

La technique de centrifugeuse, les tests en centrifugeuse sont réalisés de la même façon que pour obtenir les courbes de pression capillaires précédemment discutées (II.3.1) où les volumes expulsés en aval de l'échantillon peuvent être déterminés en fonction du temps. Les perméabilités relatives sont déterminées à l'aide d'un modèle mathématique donné. La technique de centrifugeuse présente les mérites suivants (Rose, [1]) : (1) Le phénomène d'arborescence visqueuse semble ne pas avoir lieu comme dans les essais de déplacement et, (2) Les tests peuvent être automatisés entièrement et sont plus rapides à effectuer que les essais en régime permanent. Cependant, les effets de bord sont toujours présents et doivent être pris en compte. Un autre inconvénient est que cette méthode ne fournit que la perméabilité à la phase envahissante (Rose, [1]). Une étude récente a montré que les fractions des deux fluides recouvrées en aval de l'échantillon peuvent être identifiées de différentes manières résultant ainsi en courbes non uniques de la perméabilité relative (Firoozabadi et Aziz, [14]).

III.1.3) Technique d'impulsion de pression (pulse-decay test)

La technique d'impulsion de pression repose sur l'analyse de la dissipation au cours du temps d'un gradient de pression d'injection appliqué à l'issue d'un régime préalablement établi. Une présentation schématique du principe du test est donnée dans la figure III.3.

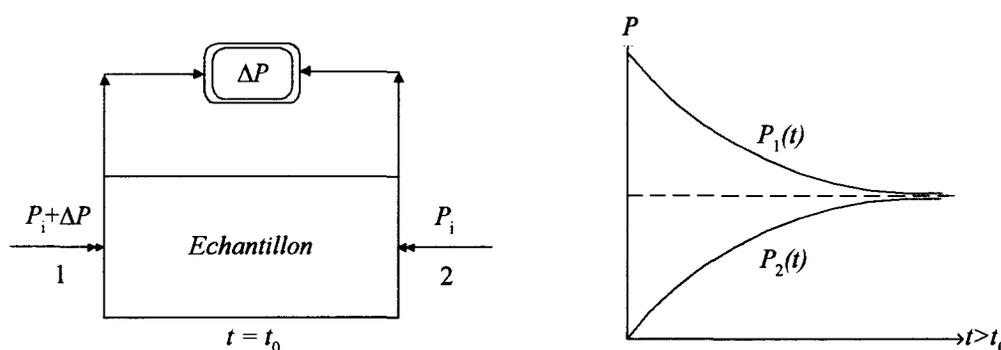


Figure (III.3) : Présentation schématique d'un test type.

Le principe général du déroulement de l'essai est de soumettre l'échantillon à un léger confinement et à une pression statique de gaz sur ses faces amont et aval puis à exercer une faible surpression sur une des faces et à enregistrer au cours du temps l'évolution de la différence de pression entre les deux faces. Lors du déroulement de l'essai, les seules mesures dont on disposera sont les évolutions de pression en amont et en aval de l'échantillon. Pour retrouver la perméabilité avec ces mesures on peut envisager un dépouillement numérique utilisant par exemple la méthode des éléments finis (Skoczylas et Henry, [15]) ou une méthode simplifiée, initialement décrite par Brace et coll. [16]. On détaillera ces deux méthodes dans la première partie de ce chapitre.

Etant donné que les méthodes de mesure de la perméabilité relative dépendent fortement de la perméabilité des milieux testés, plusieurs versions de cette méthode ont été développées à partir des perméamètres conventionnels afin de mesurer la perméabilité des matériaux peu perméables (Dullien, [4]). Les principes du test sont bien établis et la technique a été utilisée pour la première fois par Brace et coll. [16] pour mesurer la perméabilité des granites. Zoback et Byerlee [17] s'en sont servi pour étudier l'effet du confinement et de la dilatance sur la perméabilité d'un granite de Westerly (méthode simplifiée). Skoczylas et Henry [15] ont utilisé la même technique pour mesurer la perméabilité d'un bloc de granite durant des essais de chargement/déchargement dans un triaxial vrai de grande capacité (M.E.F). Plus récemment encore, Selvadurai et coll. [18] ont examiné l'application de cette méthode pour l'évaluation des caractéristiques de perméabilité d'un coulis de ciment à perméabilité relativement faible.

En réalisant des essais sur des échantillons de roche partiellement saturés, Walls [19] en avait étendu l'usage pour l'obtention des courbes de perméabilité relative. Pour éviter une expulsion importante du fluide de saturation, une surpression (ΔP) de faible amplitude par rapport à la pression statique d'injection (P_i sur la figure III.1.3) doit être utilisée. Suite aux faibles amplitudes de surpressions utilisées, le fluide saturant est stationnaire ce qui réduit les effets de bord. Une première contrainte de l'utilisation de cette méthode est la validité de la loi de Darcy ; l'amplitude de l'impulsion de pression doit être suffisamment petite devant la pression d'injection. Un rapport ($\Delta P/P_i$) de 5 % se situe dans la gamme de surpressions généralement admises (Walder et Nur, [20]). Les expériences entreprises par Walls [19] ont montré l'indépendance de la perméabilité relative vis-à-vis des surpressions dans le domaine 0,025–0,4 MPa.

Cette méthode est, néanmoins, considérée comme indirecte car la détermination de la perméabilité n'est possible qu'au travers certaines simplifications ou traitement numérique et/ou analytique. La littérature est unanime, son avantage majeur est lié au gain de temps qu'elle procure durant la phase d'essais.

PREMIERE PARTIE

Mesure de la perméabilité relative au gaz par la technique d'impulsion de pression

III.2) Technique d'impulsion de pression

III.2.1) Dispositif expérimental et principes généraux

Nous présentons ici la méthode expérimentale destinée à mesurer la perméabilité relative au gaz du matériau en fonction de son degré de saturation pour deux liquides saturants différents : l'eau et l'éthylène glycol. Ces deux liquides présentent des propriétés contrastées quant à leur viscosité et leur tension superficielle. Le gaz injecté est de l'Argon U d'une pureté supérieure à 99 % et qui sera assimilé à un gaz parfait dans la suite de l'étude. Le principe général du déroulement de l'essai est de soumettre l'échantillon cylindrique, dont la saturation a été contrôlée par étuvage et pesée précise, à un léger confinement et à une pression statique de gaz sur ses faces amont et aval. Par la suite, nous exerçons une faible surpression sur une des faces et enregistrons au cours du temps l'évolution de la différence de pression entre les deux faces. Ce test est assimilable à un pulse test (Skoczylas et Henry, [15]) de faible amplitude pour éviter la dessaturation au cours de l'injection, le montage expérimental utilisé est donné par la figure III.4.

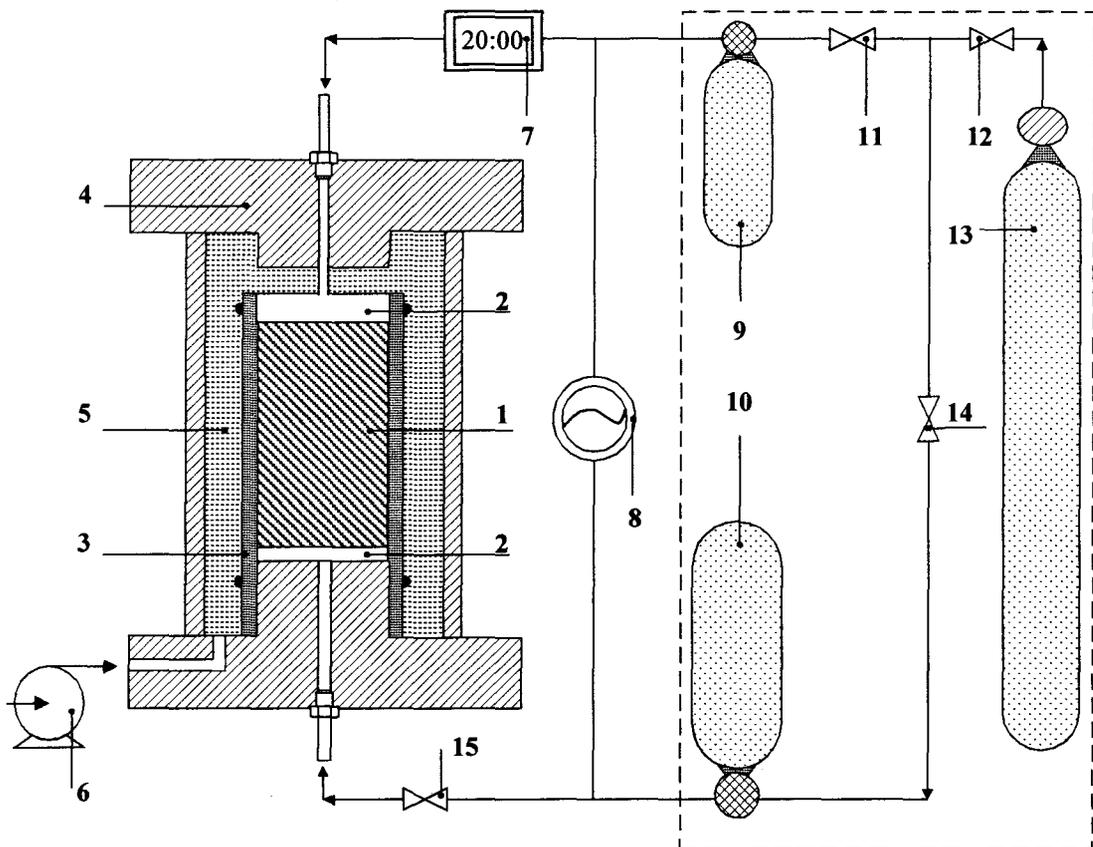


Figure (III.4) : Schématisation du banc d'essai avec :

- | | |
|--|---|
| (1) Echantillon | (7) Manomètre digital |
| (2) Dispositifs d'injection diffuseurs | (8) Transmetteur et indicateur de pression différentielle |
| (3) Enveloppe d'étanchéité | (9), (10) Deux réservoirs tampon |
| (4) Cellule d'essai | (11), (12), (14), (15) Vannes de contrôle |
| (5) Fluide de confinement | (13) Réservoir d'alimentation en gaz |
| (6) Pompe génératrice de confinement | |

Le montage comprend : une cellule de confinement (4) de 60 MPa de capacité maximale, une pompe Gilson munie d'un module manométrique (6) permettant d'exercer la pression de confinement, et un circuit d'injection de gaz. Ce dernier est composé de : un réservoir d'alimentation en Argon et un manomètre détenteur haute pression (13), deux réservoirs tampon (9 & 10) entre lesquels l'échantillon (1) est placé, un manomètre digital (7) permettant la mesure de la pression statique, un transmetteur et indicateur de pression différentielle (8) permettant d'exercer et de mesurer la différence de pression entre les deux faces de l'échantillon. Le transmetteur est lié à une table traçante pour l'enregistrement de l'évolution au cours du temps de la différence de pression. Le gaz est injecté sur les deux faces de l'échantillon à l'aide de deux dispositifs d'injection (2) avec des rainures interconnectées entraînant une répartition uniforme du gaz sur les faces de l'échantillon. L'étanchéité est assurée par un enduit (3) pressurisé. Le local dans lequel se déroule l'essai est maintenu à une température constante de 20 °C pour éviter l'influence des fluctuations de température sur le confinement, les viscosité et tension superficielle des fluides utilisés.

L'échantillon est placé dans la cellule et soumis à la pression de confinement, fixée à 3 MPa, on applique ensuite sur les deux faces de celui-ci la pression statique $P_i=2$ MPa, les deux réservoirs tampon sont à la même pression et sont reliés par l'ouverture des vannes (11, 14, & 15). Après un temps d'attente de 3 heures, nécessaire à l'équilibrage des pressions capillaires internes, les deux circuits d'injection sont isolés par la fermeture des vannes (11 & 15). Une légère surpression d'injection ΔP_1 est exercée dans le réservoir tampon (10) et la vanne (15) est ouverte pour laisser diffuser le gaz au travers de l'échantillon. On peut alors mesurer l'évolution $\Delta P(t)=P_2(t)-P_1(t)$ avec l'indicateur de pression différentielle. Pour éviter une expulsion trop importante du fluide saturant l'échantillon quand la saturation est élevée (entre 100 % et 80 %) nous avons choisi une surpression $\Delta P_1=0,02$ MPa. Le rapport $\Delta P_1/P_i$ ainsi imposé se situe dans la gamme de surpressions généralement admises (Walder et Nur, [20] ; Walls, [19]). L'échantillon est ensuite démonté et pesé précisément pour mesurer sa saturation après cette phase d'essai. Il est alors étuvé pour être ramené à une valeur plus faible de saturation et soumis de nouveau au processus précédent.

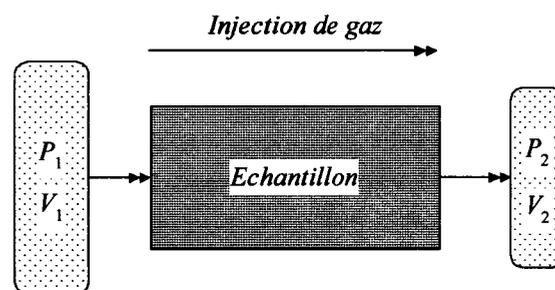


Figure (III.5) : Conditions de l'essai

La figure III.5 va nous permettre d'indiquer les conditions aux limites de l'essai. Les conditions initiales et aux limites de nos essais seront donc :

- Au temps $t < 0$, $P_1 = P_2 = P_i$
- Au temps $t = 0$, $P_1 = P_i + \Delta P_1$; $P_2 = P_i$
- Au temps $t > 0$, $P_1 = P_1(t)$; $P_2 = P_2(t)$
- Au temps t final, $P_1 = P_2 = P_f$

Si V_1 et V_2 sont les volumes des réservoirs tampon, on peut noter que sous l'hypothèse de conditions isothermes $P_f = P_i + \Delta P_1 \times V_1 / (V_1 + V_2)$, car le gaz est supposé parfait.

III.2.2) Hypothèses et dépouillement de l'essai

Nous supposons dans le cadre de cette étude que l'écoulement du fluide obéit à la loi de Darcy. L'écoulement est suffisamment lent pour être considéré comme laminaire et la pression statique suffisamment élevée pour pouvoir négliger l'effet Klinkenberg (Iffly, [21] ; Walls, [19]). Dans ce cas nous pouvons écrire, à un degré de saturation donné S_m que :

$$\mathbf{v} = -\frac{kk_{rg}(S_m)}{\mu} \mathbf{grad}P \quad \text{[III.2.1]}$$

La perméabilité est considérée comme une propriété isotrope dans cette écriture, k est la perméabilité intrinsèque du matériau, exprimée en m^2 . k_{rg} est la perméabilité relative au gaz fonction de S_m et qui varie de 0 à 1. Le produit $kk_{rg}(S_m)$ est la perméabilité effective $K(S_m)$. μ est la viscosité de l'argon. Avec la conservation de la masse et en négligeant les effets de couplage poromécanique sur la pression de fluide du fait de la grande compressibilité de celui-ci, nous obtenons l'équation de diffusivité :

$$\frac{K(S_m)}{\mu} \text{div}(P \mathbf{grad}P) = \phi(S_m) \frac{\partial P}{\partial t} \quad \text{[III.2.2.a]}$$

$\phi(S_m)$ est la fraction de porosité du matériau qui est laissée libre pour la circulation du gaz au degré de saturation. On peut donc écrire alternativement :

$$\frac{K(S_m)}{\mu} \text{div}(P \mathbf{grad}P) = \phi \times (1 - S_m) \frac{\partial P}{\partial t} \quad \text{[III.2.2.b]}$$

Pour obtenir l'équation III.2.2, nous avons fait l'hypothèse que le degré de saturation est homogène dans l'échantillon et que cette saturation ne varie pas au cours du temps (au cours de l'injection de gaz pendant le déroulement du pulse-test).

Deux équations supplémentaires viennent compléter l'équation III.2.2, ces équations sont des équations de continuité écrites à la sortie du réservoir tampon en amont de l'échantillon et à l'entrée du réservoir en aval de l'échantillon. Si nous notons d_1P et d_2P les quantités respectives $\partial P / \partial x(x=0, t)$ et $\partial P / \partial x(x=L, t)$ avec L la longueur de l'échantillon, ρ_1 et ρ_2 les masses volumiques du gaz aux pressions P_1 et P_2 , nous obtenons alors :

$$\frac{dm_1}{dt} = \rho_1 \frac{K(S_m)A}{\mu} d_1P \quad \text{[III.2.3]}$$

$$\frac{dm_2}{dt} = -\rho_2 \frac{K(S_m)A}{\mu} d_2P \quad \text{[III.2.4]}$$

A est la surface de l'échantillon soumise à l'écoulement.

La variation de masse fluide contenue dans chacun des réservoirs, en négligeant l'effet de la variation de volume de ceux-ci, peut s'écrire :

$$\begin{aligned} dm_1/dt &= V_1 d\rho_1/dt \\ dm_2/dt &= V_2 d\rho_2/dt \end{aligned} \quad \text{[III.2.5]}$$

En remarquant que $\rho(t)/P(t) = \rho_0/P_0$, puisque le gaz est parfait, nous obtenons alors les deux équations de continuités que nous pouvons ajouter à l'équation III.2.2 :

$$\frac{K(S_m)A}{\mu} P_1 d_1 P = V_1 \frac{dP_1}{dt} \quad \text{[III.2.6]}$$

$$\frac{K(S_m)A}{\mu} P_2 d_2 P = -V_2 \frac{dP_2}{dt} \quad \text{[III.2.7]}$$

Lors du déroulement de l'essai, les seules mesures dont on dispose sont les évolutions de pression dans les réservoirs. Pour retrouver la perméabilité $K(S_m)$ avec ces mesures on peut envisager un dépouillement numérique utilisant par exemple la méthode des éléments finis (Skoczylas et Henry, [15]) ou une méthode simplifiée, initialement décrite par Brace et coll. [16].

III.2.2.1) Solution analytique simplifiée

L'hypothèse de base est que ce régime transitoire (pulse-test) est une succession de régimes permanents. Avec cette hypothèse la pression dans l'échantillon s'écrit après intégration de l'équation III.2.2 où l'on a pris $\partial P/\partial t = 0$:

$$P(x) = \sqrt{P_1^2 \left(1 - \frac{x}{L}\right) + P_2^2 \left(\frac{x}{L}\right)} \quad \text{[III.2.8]}$$

En utilisant les équations III.2.6–8 nous obtenons alors :

$$\frac{d(P_1 - P_2)}{P_1 - P_2} = -c \frac{P_1 + P_2}{2} dt \quad \text{[III.2.9]}$$

avec $c = (K(S_m)A/\mu L)(1/V_1 + 1/V_2)$

L'amplitude du pulse étant très faible devant la pression statique initiale on peut à ce stade supposer que la moyenne $(P_1 + P_2)/2 \approx P_f$, la pression d'équilibre finale. L'expression suivante est obtenue :

$$\Delta P(t) = P_1(t) - P_2(t) = \Delta P_1(t=0) \exp(-cP_f t) \quad \text{[III.2.10]}$$

C'est ce résultat que nous utiliserons pour calculer la perméabilité effective en comparant cette chute de pression théorique et la mesure réelle et en choisissant le coefficient c qui donne la valeur théorique la plus proche de la valeur mesurée. Dans les conditions expérimentales que nous avons choisies nous pouvons noter que pour les grès testés, cette formulation simplifiée donne des résultats quasiment identiques à ceux obtenus par le dépouillement numérique utilisant la méthode des éléments finis, comme nous le verrons par la suite.

III.2.2.2) Solution numérique

Notre problème est un problème unidimensionnel et la seule variable géométrique est la distance x ayant la surface d'injection comme origine. L'équation à résoudre est l'équation III.2.2, avec les équations III.2.6–7 pour traduire les conditions de conservation de masse sur les deux surfaces de l'échantillon. La formulation intégrale de ce problème nous conduit à :

$$\alpha \int_V \delta(P) \frac{\partial P}{\partial t} dV = - \int_V \mathbf{grad}(\delta P) P \mathbf{grad}(P) dV \quad \text{[III.2.11]}$$

avec $\alpha = \phi(1 - S_m)\mu / K(S_m)$.

A ce stade, nous avons discrétisé notre domaine en des éléments unidimensionnels à trois nœuds, quant à la discrétisation temporelle la formule de différences finies décentrée à droite a été choisie (la méthode d'Euler implicite qui est inconditionnellement stable et convergente) :

$$\{\dot{P}_{t+\Delta t}\} \approx \frac{1}{\Delta t} (\{P_{t+\Delta t}\} - \{P_t\}) \quad \text{[III.2.12]}$$

Ceci nous conduit au système algébrique suivant :

$$[C]\{\dot{P}_{t+\Delta t}\} + [R(P_{t+\Delta t})]\{P_{t+\Delta t}\} = \{0\} \quad \text{[III.2.13]}$$

avec :

- $[C^e] = \alpha \int_0^l \{N\} \{N\} dx$; $[C] = \sum_{e=1}^{ne} [T^e] [C^e] [T^e]$
- $[R^e(P_{t+\Delta t})] = \int_0^l \{B\} \{N\} \{P_{t+\Delta t}\} \{B\} dx$; $[R(P_{t+\Delta t})] = \sum_{e=1}^{ne} [T^e] [R^e(P_{t+\Delta t})] [T^e]$
- $\{B\} = \left\{ \frac{\partial N}{\partial x} \right\}$, $\{N\}$ étant le vecteur des fonctions d'interpolation
- $[T^e]$ est la matrice de localisation élémentaire
- l est la longueur de l'élément, et ne désigne le nombre d'éléments.

C'est un problème non linéaire type dans lequel $[C]$ est constante et $[R]$ est fonction de $\{P\}$, il faut résoudre, pour chaque pas de temps, le système III.2.13. Nous avons utilisé pour cela la méthode de substitution. La correction $\{\Delta P^i\}$ de $\{P_{t+\Delta t}\}$ au cours d'une itération est obtenue en résolvant le système (Dhatt et Touzot, [22]) :

$$\begin{cases} [R_{nl}] \{\Delta P^i\} = \{U_{nl}\} \\ [R_{nl}] = [C] + \Delta t [R(P_{t+\Delta t}^{i-1})] \\ \{U_{nl}\} = -\Delta t [R(P_{t+\Delta t}^{i-1})] \{P_{t+\Delta t}^{i-1}\} + [C] (\{P_t\} - \{P_{t+\Delta t}^{i-1}\}) \end{cases} \quad \text{[III.2.14]}$$

Le processus d'itération est arrêté lorsque la condition $|\Delta P^i| / |P_{t+\Delta t}^{i-1}| \leq \varepsilon$ est satisfaite.

Un programme d'éléments finis a été réalisé pour résoudre le système III.2.13 avec les conditions initiales et de conservation de masse pertinentes (i.e., éq. III.2.6–7). Les exemples de validation de notre programme sont donnés dans l'annexe (AC.3). Les deux solutions, simplifiée et numérique, seront par la suite comparées.

III.2.3) Comparaison des solutions simplifiée et numérique

Nous présentons sur la figure III.6.a–c une comparaison entre les solutions simplifiée et numérique. Pour le calcul par la méthode des éléments finis, l'échantillon cylindrique, de 37 mm de diamètre et de 70 mm de longueur, a été découpé en 30 éléments de longueur égale. Dans la comparaison donnée ci-dessous, la pression statique de gaz était de 2 MPa et l'amplitude d'impulsion de 0,1 MPa soit un rapport $\Delta P_1/P_i$ de 5 %. La porosité de l'échantillon est de 20 %, les résultats présentés sont obtenus pour une saturation nulle.

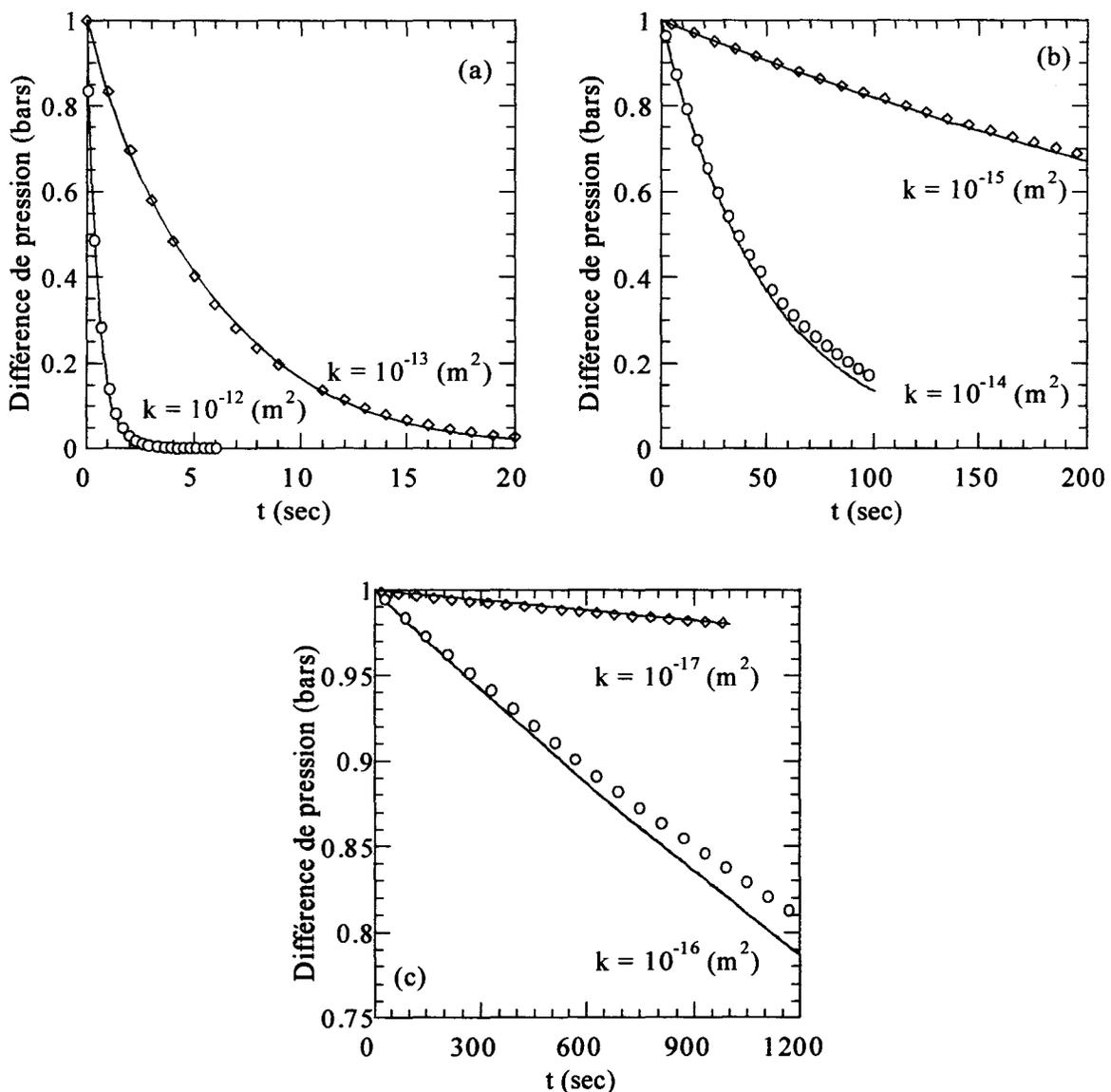


Figure (III.6) : Comparaison entre les solutions numérique et simplifiée où les symboles et les lignes solides représentent respectivement les solutions numérique et simplifiée.

Les résultats obtenus montrent que, pour une perméabilité de 10^{-12} à 10^{-17} m², l'emploi de la méthode simplifiée est justifiée et qu'elle est bien adaptée à un matériau de perméabilité élevée tel que le grès. C'est ce type de méthode que nous avons donc retenu.

III.3) Résultats expérimentaux

Les grès précédemment présentés dans le deuxième chapitre ont fait l'objet de l'étude expérimentale exposée ci-dessous. Les échantillons utilisés sont de forme cylindrique de 37 mm de diamètre et de 70 mm de longueur. Deux séries d'expériences ont été réalisées sur chacun des échantillons en utilisant deux liquides différents de saturation : l'eau et l'éthylène glycol. Ce dernier présente des propriétés proches de certaines huiles dans les roches réservoirs et qui sont très différentes de celle de l'eau. Les caractéristiques principales de ces deux liquides, ainsi que du gaz injecté, sont données dans le tableau T1.

	Viscosité (cP)	Tension Superficielle (mN/m)	Rapport de viscosité μ_g/μ_l
Argon	0.0226		
Eau	1.0	72.8	0.0226
Ethylène glycol	21.4	47.7	0.00106

Tableau (T1) : Caractéristiques des fluides utilisés à 20 °C.

Les figures III.7.a–b présentent les résultats expérimentaux obtenus pour les trois grès. Sur la figure III.7.a, c'est la variation de la perméabilité effective au gaz qui est indiquée en fonction du degré de saturation en eau, sur la figure III.7.b on présente la perméabilité relative.

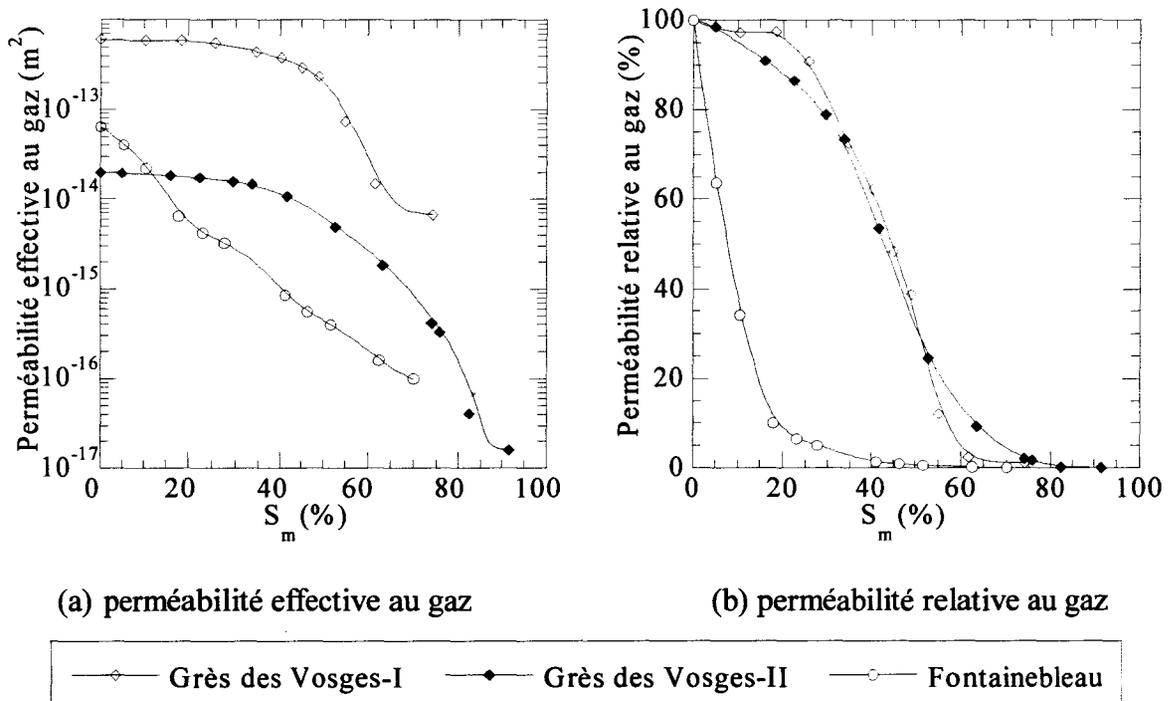
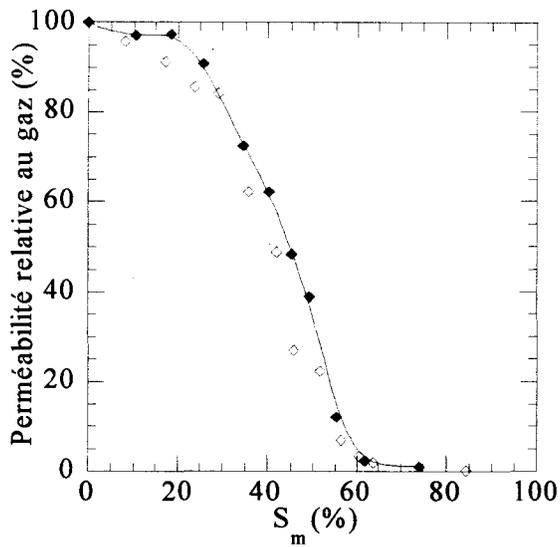
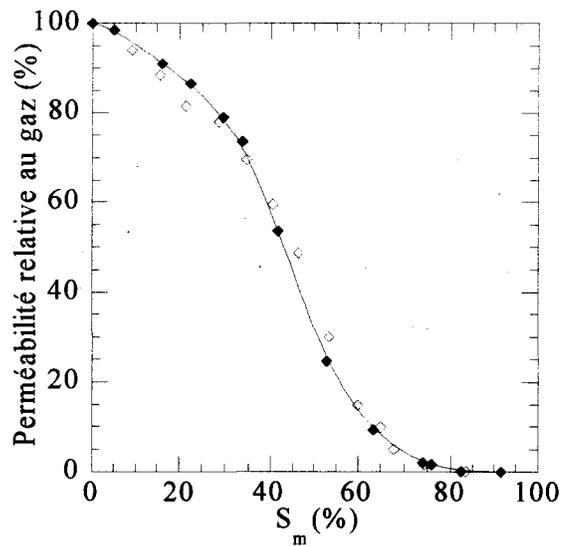


Figure (III.7) : Résultats expérimentaux avec de l'eau comme liquide saturant.

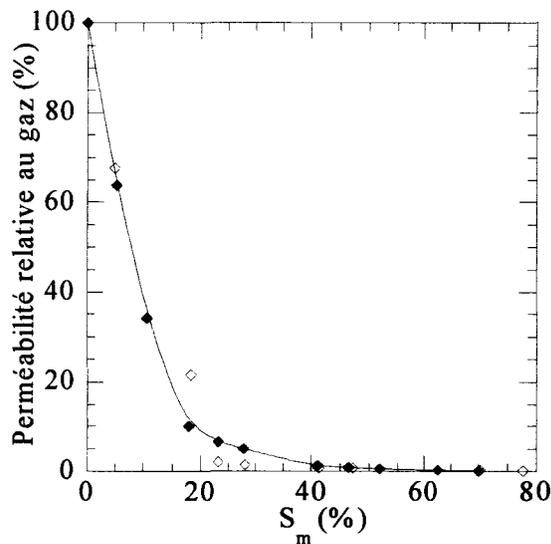
L'influence de la viscosité du fluide saturant est illustrée sur les figures III.8.a–c. Ces figures comparent la perméabilité relative au gaz obtenus à différents degré de saturation en eau ou en éthylène glycol.



(a) Grès des Vosges–I



(b) Grès des Vosges–II



(c) Grès de Fontainebleau



Figure (III.8) : Influence de la viscosité du fluide saturant l'échantillon sur la perméabilité relative au gaz

Nous reportons l'interprétation des résultats obtenus à la deuxième partie de ce chapitre où les différentes données expérimentales de la perméabilité relative au gaz obtenues par la technique d'impulsion de pression (pulse-test) seront interprétées et comparées à celles obtenues par la technique de mesure en régime permanent que nous allons développer.

DEUXIEME PARTIE

Mesure des perméabilités relatives lors d'un écoulement biphasique en régime permanent

III.4) Mesures en régime permanent des perméabilités relatives

III.4.1) Dispositif expérimental : mise au point

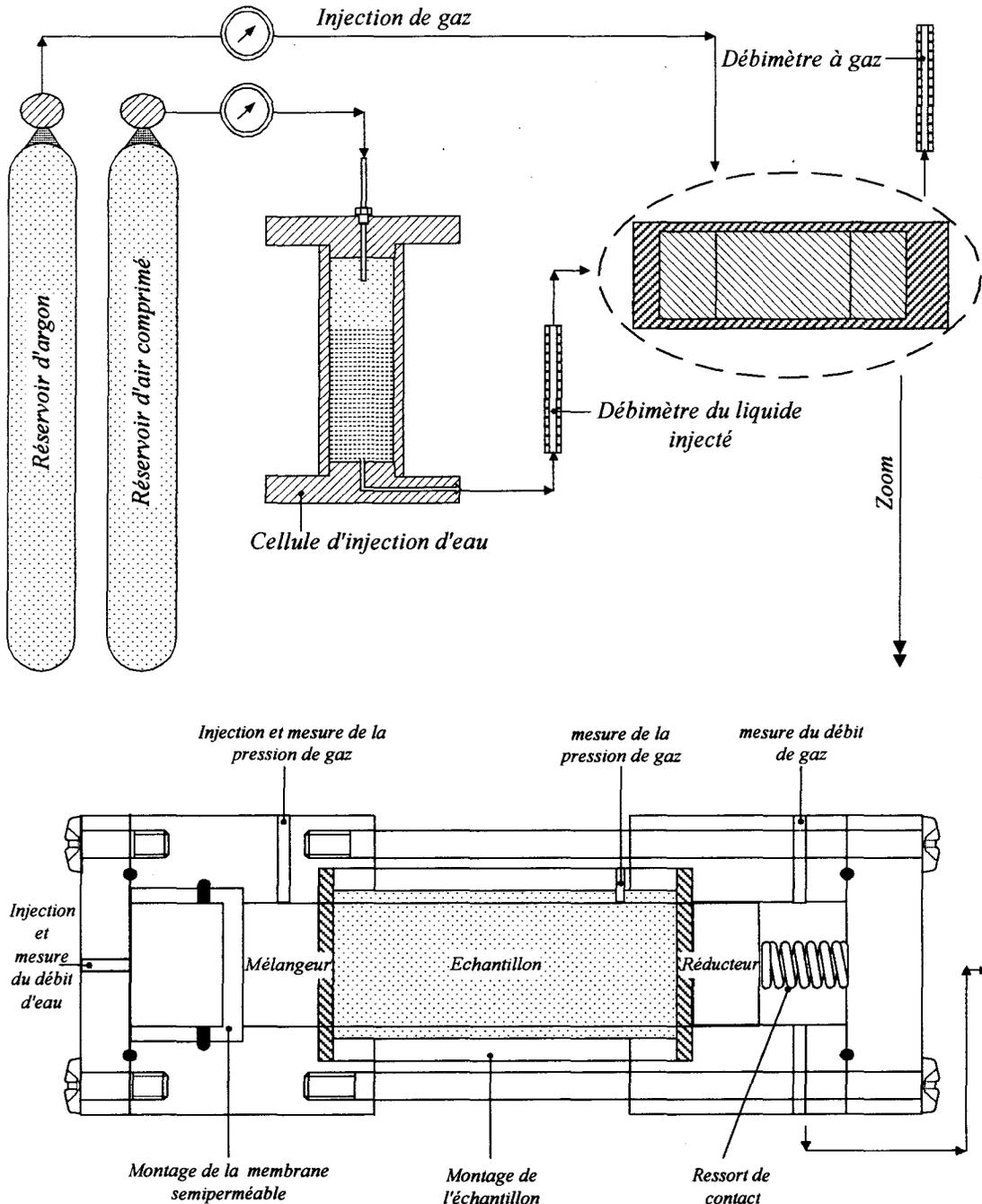


Figure (III.9) : Schématisation du banc d'essais

Nous présentons ici la méthode expérimentale destinée à mesurer, lors d'un écoulement biphasique en régime permanent, les perméabilités relatives, aux deux phases simultanément, du matériau en fonction de son degré de saturation. D'un côté, le dispositif expérimental conçu et mis au point s'inspire, relativement à la façon dont les effets de bord sont réduits, de la méthode de déplacement dynamique. De l'autre côté, des membranes

semi-perméables ont été utilisées en amont de l'écoulement pour séparer les deux fluides injectés ; en l'absence de ces membranes des difficultés particulières se sont manifestées lors de l'expérimentation, on le verra dans la suite. Une schématisation du banc d'essais est donnée sur la figure III.9.

Ce montage comprend un circuit d'injection de fluide non mouillant (gaz), un circuit d'injection de fluide mouillant (eau), et une cellule d'essais. Le circuit d'injection de gaz est composé d'un réservoir d'alimentation en argon et d'un manomètre détenteur faible pression permettant l'injection et la régulation de la pression de gaz injecté. Le débit du gaz en aval de l'échantillon est mesuré à l'aide d'un ensemble de débitmètres à flotteur couvrant une large gamme de débits. Nous avons préféré, afin d'assurer une injection continue de la phase mouillante, nous servir d'une cellule d'injection à l'usage des outils d'injection classiques (pompes, contrôleurs de pression, etc.). Dans le circuit d'injection de la phase mouillante, un réservoir d'alimentation en air comprimé et un manomètre détenteur faible pression ont été reliés à la cellule d'injection pour la génération et la régulation de la pression de la phase mouillante. Le débit d'injection est mesuré en amont de l'échantillon à l'aide d'un groupe de débitmètres à flotteur haute pression. Dans nos essais, les états d'équilibres (régimes permanents) seront donc déduits de la stabilisation des pressions de gaz en amont et en aval de l'échantillon et des débits d'injection de la phase mouillante et de gaz en aval de l'échantillon. De manière générale, l'observation d'une pression constante en amont de l'échantillon et d'un débit constant en aval constitue une indication de l'absence des effets de bord (Rose, [1]).

La cellule d'essais est conçue pour l'utilisation d'échantillons cylindriques de 37 mm de diamètre et de longueur quelconque. La partie centrale de l'échantillon, sur laquelle les mesures sont effectuées et qui par la suite sera appelée échantillon, est collée dans un tube métallique à l'aide d'une résine synthétique permettant ainsi un démontage facile et une étanchéité fiable. L'amont de l'échantillon est en contact avec une partie mélangeuse, du même matériau que l'échantillon, via laquelle les deux fluides sont injectés, mélangés, et uniformément répartis sur la face de l'échantillon. Afin de confiner les effets de bord loin de l'échantillon, la face aval de celui-ci est relié à un tronçon du même matériau également. Pour améliorer le contact entre ces trois parties, un ressort est interposé entre la cellule et la troisième partie. En amont de l'écoulement, la phase mouillante est injectée au travers une membrane semi-perméable à la phase mouillante (hydrophile), le gaz est directement injecté dans le mélangeur. En aval de l'écoulement, les deux fluides (ici, liquide et gaz) sont séparés par les forces de gravité. Le maintien d'un niveau stationnaire du liquide mouillant en aval de l'écoulement (figure III.9), nous a permis de nous assurer que le gaz se diffusait dans le circuit destiné à la mesure de son débit (vers le débitmètre) et non pas dans le circuit de récupération de liquide mouillant. Ceci est également vérifié par simple observation des fluides présents dans l'ensemble des tuyaux transparents relié à la cellule d'essais.

La mesure des pressions est réalisée à l'aide d'un ensemble de manomètres faible pression de 5 kPa de précision. Afin d'améliorer la résolution des courbes de perméabilités relatives pouvant être obtenues, nous avons été amenés à utiliser des manomètres d'étalonnage de 1 kPa de précision.

Lors de la phase d'expérimentation, la séparation des fluides injectés par l'emploi des membranes semi-perméables s'est avérée indispensable ; en l'absence de celles-ci le fluide non mouillant, étant à une pression plus élevée que celle de la phase mouillante, venait pénétrer le circuit d'injection du fluide mouillant. De ce fait, la continuité de la phase mouillante n'est plus assurée, l'écoulement devenait alors (de nature pulsatoire) intermittent, sur une durée d'attente s'élevant à 10 heures le régime permanent n'a jamais été établi. De même, des fluctuations très importantes ont été constamment observées sur les débitmètres utilisés. Ainsi, nous avons employé des membranes hydrophiles (ayant une

pression seuil de pénétration de 3 bars) pour empêcher la déconnexion de la phase mouillante, et les temps nécessaires à l'atteinte des états d'équilibre sont réduits à 1–2 heures selon la perméabilité du spécimen testé. L'usage de ces membranes a, cependant, exclu une mesure directe de la pression dans la phase mouillante.

Le local dans lequel se déroule l'essai est maintenu à une température constante de 20 °C pour éviter l'influence des fluctuations de température. Une photographie du dispositif expérimental conçu est donnée dans l'annexe AC.3.

III.4.2) Déroulement des essais et principes généraux

Les trois parties de l'échantillon sont saturées à la phase mouillante et sont placées dans la cellule d'essais comme illustré sur la figure III.9. Nous commençons l'expérience par l'injection de la phase mouillante, le débit et la différence de pression sont mesurés, pour déterminer la perméabilité intrinsèque de la roche testée. La deuxième étape consiste à injecter le gaz et à ajuster graduellement sa pression de façon à dessaturer légèrement l'échantillon. Afin d'éliminer des éventuelles influences du gradient de pression, les pressions dans les deux phases sont réglées de manière à obtenir un gradient de pression égal à celui de la phase initiale de l'essai. C'est là une tâche particulièrement difficile, nous avons accepté dans nos essais des valeurs présentant $\pm 10\%$ de différence. Par la suite, une attente de 1 à 2 heures est nécessaire pour l'observation du régime permanent (pressions et débits stationnaires). Quand l'équilibre est établi, les débits des deux phases ainsi que les pressions en amont et en aval de l'échantillon sont prélevés et enregistrés. L'échantillon est rapidement extrait de la cellule pour être pesé, nous déterminons, de la sorte, le degré de saturation correspondant à cet état d'équilibre. La figure III.10 montre les positions et les longueurs sur lesquelles les mesures sont réellement effectuées.

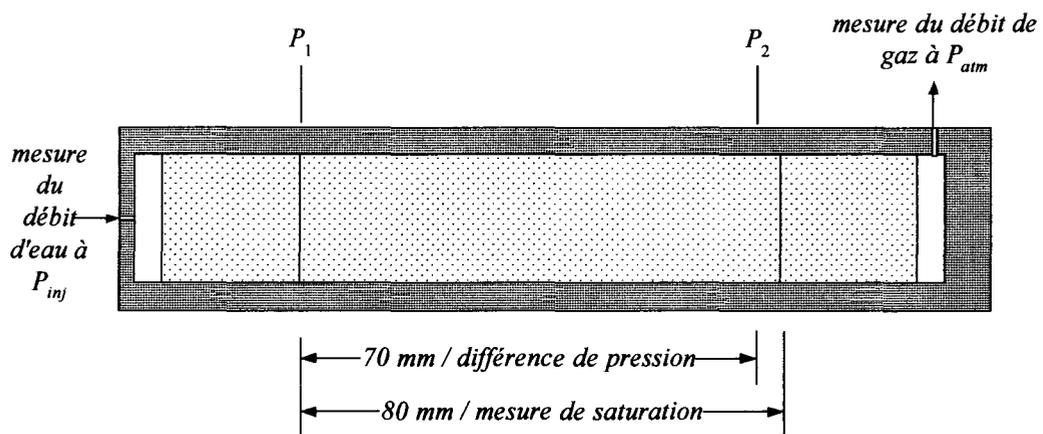


Figure (III.10) : Réalisation des mesures.

L'échantillon est de nouveau monté et la cellule d'essais est réassemblée. Les courbes de perméabilités relatives sont souvent considérées comme représentant une succession d'états d'équilibres, c'est pourquoi les deux phases doivent être injectées aux mêmes conditions que dans l'étape précédente avant de dessaturer davantage l'échantillon. Le cas échéant, nous espérons obtenir la même distribution géométrique des deux phases dans l'espace poreux, a priori, rien ne justifie une telle hypothèse (Rose, [23]). Le rapport d'injection q_{nm}/q_m est de nouveau augmenté par l'ajustage des pressions, les étapes

précédemment décrites sont répétées pour déterminer les perméabilités relatives correspondant au nouvel état d'équilibre. Le processus décrit ci-dessus est répété plusieurs fois de suite pour déterminer les courbes de perméabilités relatives en cycle de drainage (la phase mouillante est déplacée par la phase non mouillante). A partir de la saturation minimum pouvant être obtenue, nous procédons en sens inverse i.e, par diminution du rapport d'injection q_{nm}/q_m , pour déterminer les perméabilités relatives en imbibition.

III.4.3) Hypothèses et dépouillement de l'essai

Nous supposons dans le cadre de cette étude que l'écoulement du fluide obéit à la loi de Darcy généralisée (théorie de la perméabilité relative) qui, pour un milieu isotrope, s'écrit :

$$Q_i = -\frac{kk_{ri}(S_m)A}{\mu_i} \left(\frac{\partial P}{\partial x} \right)_i ; i = (m, nm) \quad \text{[III.4.1]}$$

où Q_i est le débit de la phase i (m^3/s), A est l'aire de la section offerte à l'écoulement (m^2), μ_i est la viscosité de la phase i (Pa.s), et $(\partial P/\partial x)_i$ est le gradient de pression dans la phase i (Pa/m). La perméabilité intrinsèque est k (m^2), et la perméabilité relative à la phase i est $k_{ri}(S_m)$ (allant de 0 à 1) correspondant à la saturation S_m .

Nous présumons qu'en régime permanent la saturation est uniforme, puisque les effets de bord sont confinés loin de la partie centrale de l'échantillon où les mesures sont effectuées. Il en découle une pression capillaire uniforme le long de l'échantillon d'où :

$$p_c(\text{amont}) = p_c(\text{aval}) \Leftrightarrow \Delta P_m = \Delta P_{nm} \quad \text{[III.4.2]}$$

Dans le cas d'un écoulement gazeux, et suite à la compressibilité des gaz, nous exprimons la loi de Darcy à l'aide de l'équation III.2.8 comme suit :

$$Q_{g,2} = \frac{kk_{rg}(S_m)A}{\mu_g} (P_m/P_2) (\Delta P/L) \quad \text{[III.4.3]}$$

avec $P_m = (P_1 + P_2)/2$, et $Q_{g,2} = (P_{atm}/P_2) \times Q_{mesuré}$, puisque le débit de gaz (supposé parfait) est mesuré, dans notre montage, à pression atmosphérique (voir figure III.10).

Si l'on admet que le profil de pression dans le gaz est donné par l'équation III.2.8, ceci suppose que la pression capillaire ne puisse être uniforme le long de l'échantillon étant donnée la linéarité du gradient de pression du liquide mouillant, ici, incompressible. Cependant, nos essais ont été réalisés avec des différences de pression assez faibles (0,8–1,2 bars) pour lesquelles la variation de pression de gaz est bien représentée par une variation linéaire (figure III.11).

Pour le liquide mouillant nous écrivons :

$$Q_m = \frac{kk_{rm}(S_m)A}{\mu_m} \frac{(P_1 - P_2)_m}{L} ; (P_1 - P_2)_m = (P_1 - P_2)_{nm} \quad \text{[III.4.4]}$$

Cette dernière équation constitue l'hypothèse principale justifiée du fait de l'absence des effets de bord.

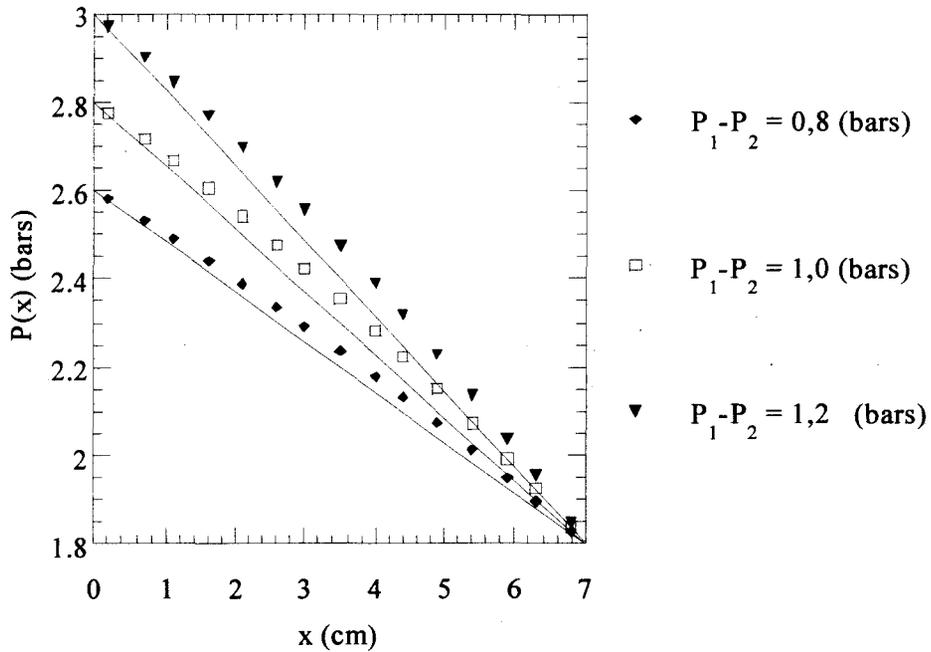
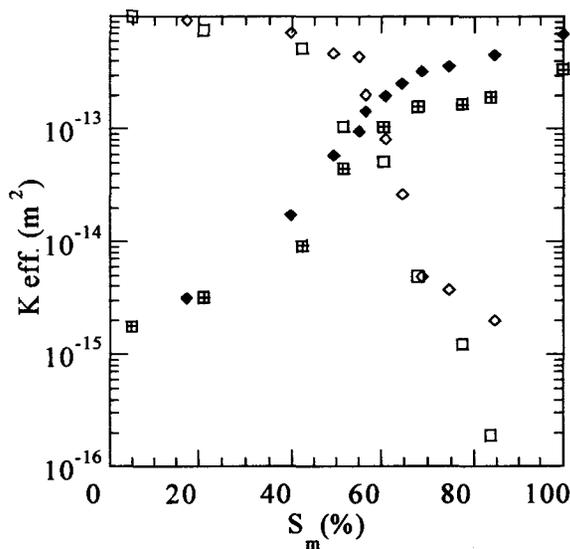


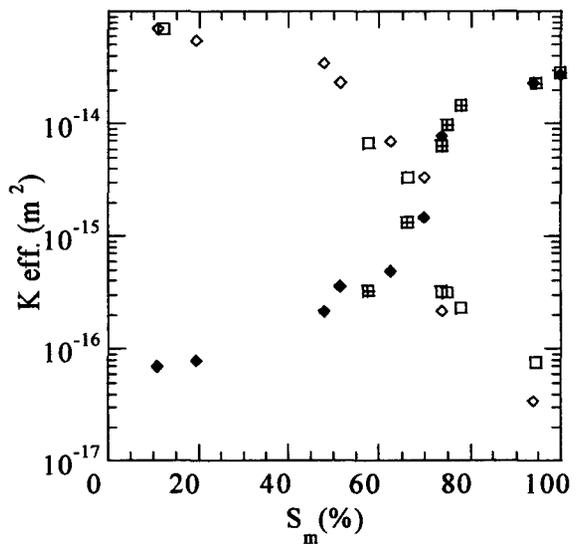
Figure (III.11) : Linéarité du profil des pressions de gaz de faible gradient. Les symboles et les lignes solides représentent respectivement l'équation III.2.8 et la variation linéaire.

III.4.4) *Reproductibilité des essais*

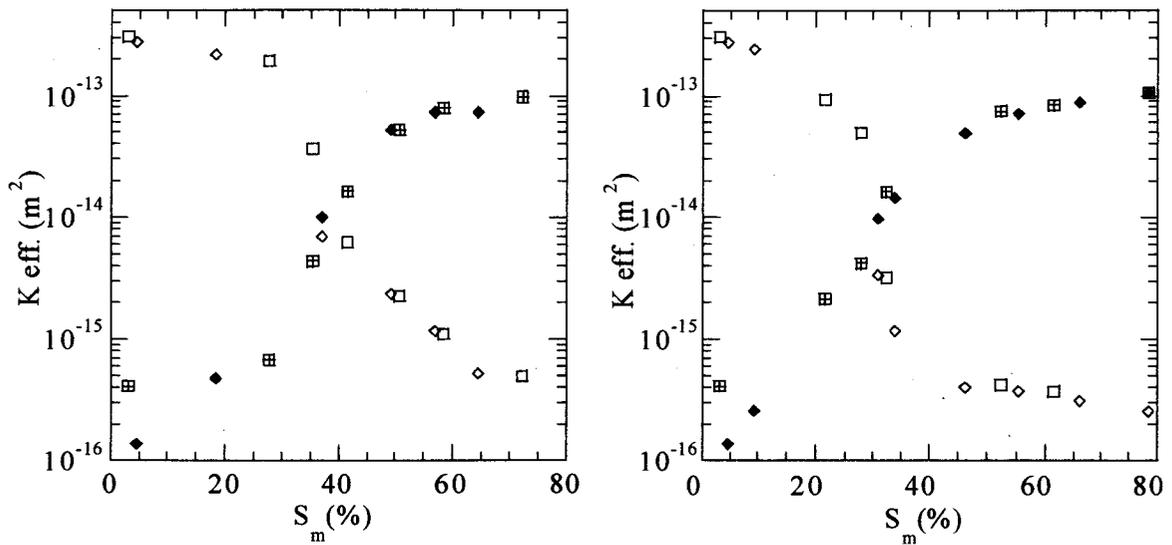
Lors de la réalisation des essais avec de l'eau déminéralisée comme phase mouillante, nous avons constaté un colmatage graduel des membranes hydrophiles utilisées dû au développement de bactéries et d'autres corps organiques au cours de l'écoulement. Ainsi, nous avons choisi d'effectuer les expériences avec de l'alcool éthylique comme fluide de saturation pour éviter l'influence des membranes sur les mesures envisagées. Ce liquide possède (à 20 °C) une viscosité dynamique de 1,2 cP et une tension superficielle de 22,3 mN/m, une viscosité qui est donc très proche de celle de l'eau.



(a) Grès des Vosges-I



(b) Grès des Vosges-II



(c) Grès de Fontainebleau (drainage)

(d) Grès de Fontainebleau (imbibition)

■	K_m , série 1	◆	K_m , série 2
□	K_g , série 1	◇	K_g , série 2

Figure (III.12) : Essais de reproductibilité

De multiples séries d'essais ont été effectuées sur nos trois grès afin de nous assurer de bonne reproductibilité des résultats expérimentaux. Nous en donnons sur la figure III.12 quelques exemples. Nous présentons les perméabilités effectives en fonction du degré de saturation obtenues en cycle de drainage (pour les trois grès, a–c) et en cycle d'imbibition (pour le grès de Fontainebleau, d). Par souci de clarté, la présentation ici est restreinte à deux séries d'essais pour chaque cycle.

Les courbes de perméabilité relative sont bien reproduites, cependant, des légers écarts entre les deux séries d'essais sont observés dans les courbes de perméabilité relative au gaz dans le domaine de saturation élevée ($S_m > 80\%$). Durant la phase d'expérimentation, nous avons observé que le débit d'écoulement de gaz, au début du drainage, manifestait plus de fluctuations que dans tous les autres cas. Ceci pourrait constituer une indication que le gaz ne s'écoule pas encore de manière tout à fait continue.

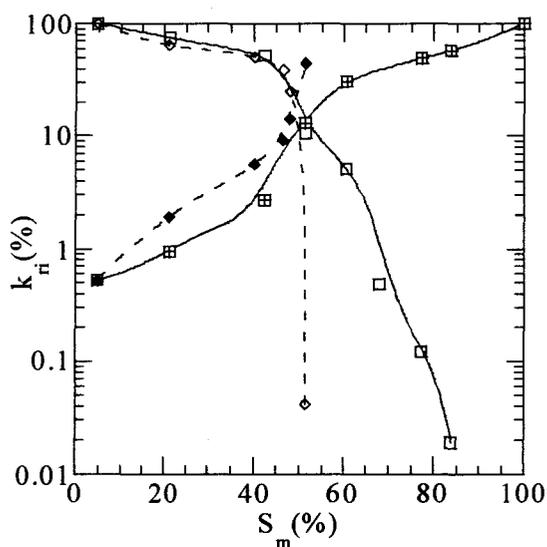
II.5) Résultats expérimentaux

Les essais ont été réalisés avec des échantillons cylindriques de 37 mm de diamètre et de 80 mm de longueur. La différence de pression est mesurée sur une longueur de 70 mm, alors que la saturation est déterminée sur la longueur entière (voir figure III.10). Les tronçons mélangeur et réducteur des effets de bord sont du même diamètre et de 20 mm de longueur. Les mesures de pression sont donc réalisées sur 70 % de la longueur totale de la partie centrale et du tronçon réducteur. Nous avons employé le même gaz que précédemment, i.e. de l'argon et de l'alcool éthylique de 99.7 % de pureté comme le liquide de saturation. C'est une phase mouillante puisque durant toute la phase d'essais sa

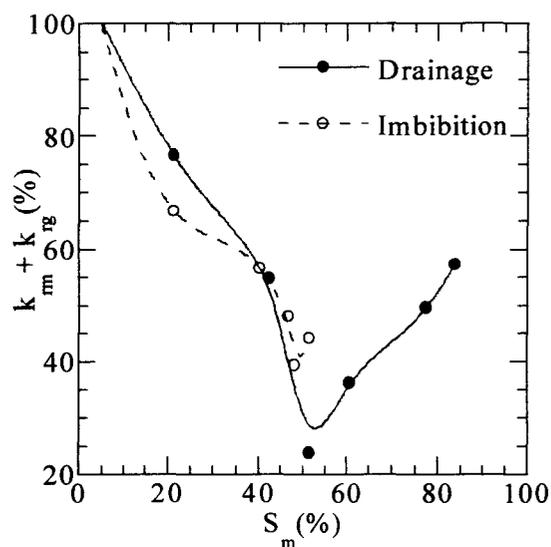
pression était inférieure à la pression de gaz. La pression initiale d'injection d'alcool est fixée pour tous les essais à ≈ 2 bars relatifs entraînant une différence de pression de l'ordre de 0,8–1,0 bar selon la perméabilité de l'échantillon testé. Lors des écoulements biphasiques développés cette différence de pression est maintenue à sa valeur initiale en ajustant les deux pressions d'injection, des écarts de l'ordre de 10 % ont été, cependant, tolérés.

III.5.1) Phénomène d'hystérésis des perméabilités relatives

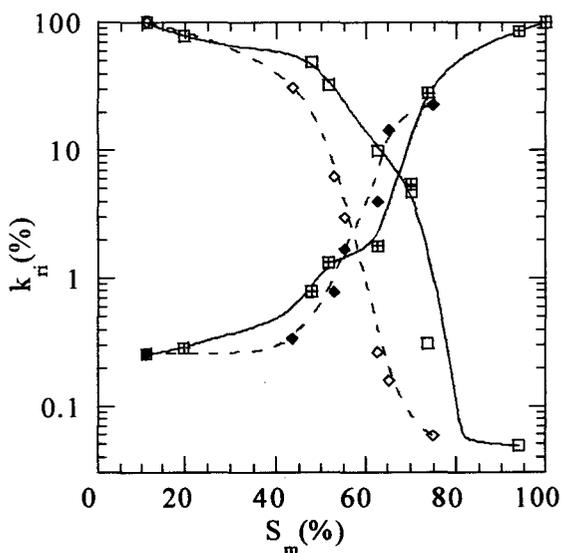
Les cycles d'imbibition sont réalisés directement après le drainage et à partir du dernier degré de saturation abordé dans le cycle qui le précède. La figure III.13 illustre la dépendance des perméabilités relatives à l'histoire de saturation.



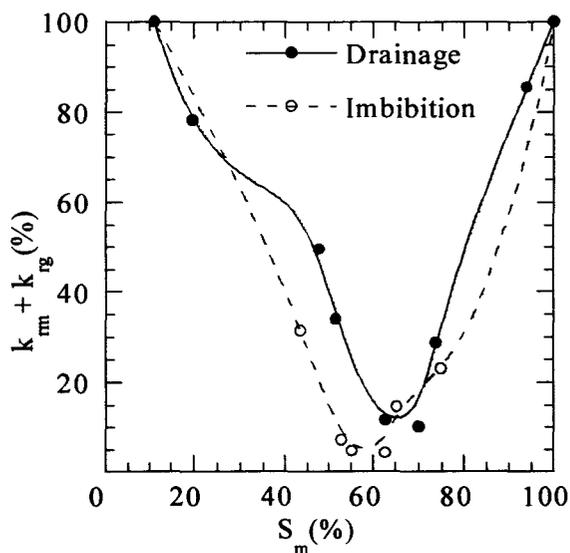
(a) Grès des Vosges-I



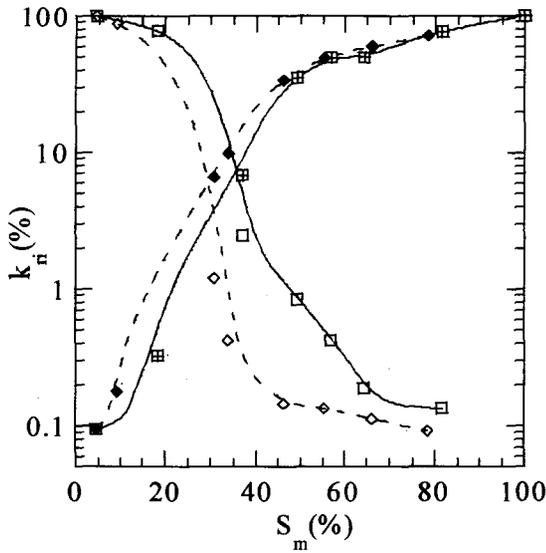
(b) Somme des perméabilités relatives



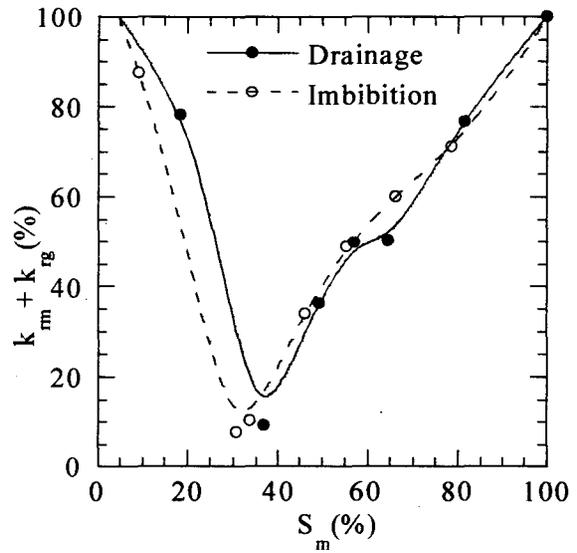
(c) Grès des Vosges-II



(d) Somme des perméabilités relatives



(e) Grès de Fontainebleau



(f) Somme des perméabilités relatives

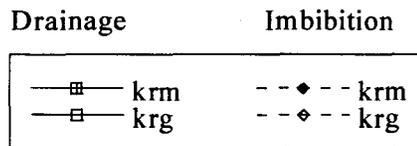


Figure (III.13) : Hystérésis des perméabilités relatives

III.5.2) Confrontation méthode "transitoire-permanent"

Nous allons, à présent, comparer les courbes de perméabilité relative au gaz obtenues par la technique d'impulsion de pression à celles issues des mesures en régime permanent. Dans les essais effectués en utilisant le pulse-test, la saturation est réduite par étuvage et séchage ; nous allons donc comparer ces tests aux courbes de drainage. La première comparaison a montré que la perméabilité effective au gaz déterminée par la méthode stationnaire est supérieure à celle issue de la technique d'impulsion de pression (Figure III.14). En effet, les expériences en régime permanent ont été réalisées à faible pression de gaz ce qui peut donner naissance à un flux gazeux supplémentaire dû au phénomène de glissement aux parois (effet Klinkenberg).

L'équation de Klinkenberg tient compte de cet effet et a été proposée pour les écoulements gazeux monophasiques, elle peut s'écrire sous la forme (Dullien, [4]) :

$$Q_{g,2} P_2 L \mu / (\Delta P P_m A) = k [1 + (b / P_m)] \tag{III.5.1}$$

où les variables ont le même sens que dans l'équation III.4.3 et *b* est une constante caractéristique de l'ensemble gaz et milieu poreux.

Pour obtenir le paramètre *b*, nous permettons un nombre de fois la circulation du gaz à différentes pressions moyennes. Par la suite, le membre gauche de l'équation III.5.1 est tracé en fonction de $1/P_m$ et les données expérimentales sont ajustées sur une ligne droite, sa pente est *bk* et son ordonnée à l'origine est *k*, la perméabilité intrinsèque.

Mais la situation est différente quand l'écoulement est biphasique où la valeur de la constante de Klinkenberg devrait, en principe, varier en fonction de la saturation de l'échantillon. Pour cela, de nombreux essais doivent être réalisés au même degré de saturation. Vu la faible influence de la valeur de b (de l'ordre de 1 bar) déterminée pour nos trois grès sur la perméabilité effective dans la zone de basse et moyenne saturation gazeuse (figure III.14), nous nous en sommes servis pour corriger la perméabilité au gaz et dans tout le domaine de saturation.

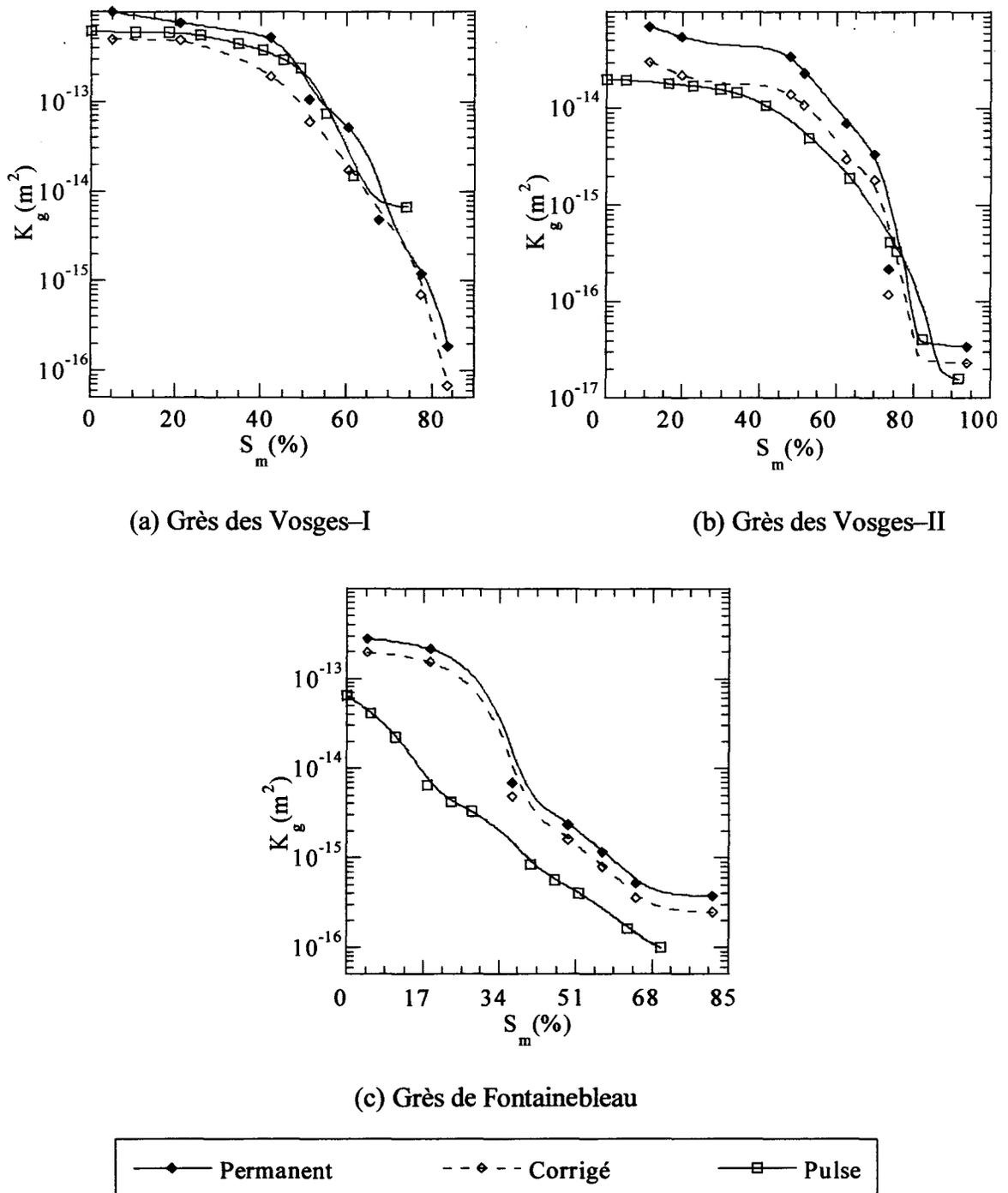


Figure (III.14) : Comparaison des résultats obtenus par les deux techniques utilisées et prise en compte de l'effet Klinkenberg.

III.6) Interprétation des résultats expérimentaux

III.6.1) Perméabilité relative à la phase mouillante

Comme nous pouvons le constater sur la figure III.13, la perméabilité relative à la phase mouillante des trois grès testés est peu liée à l'histoire de saturation. Nous allons donc examiner la dépendance de la perméabilité relative à la phase mouillante en drainage envers la structure poreuse comme donnée par les courbes de porosimétrie au mercure du chapitre précédent (équivalence de cycle). La comparaison entre les trois roches est présentée de deux façons équivalentes : courbes de perméabilité effective et courbes de perméabilité relative (figure III.15).

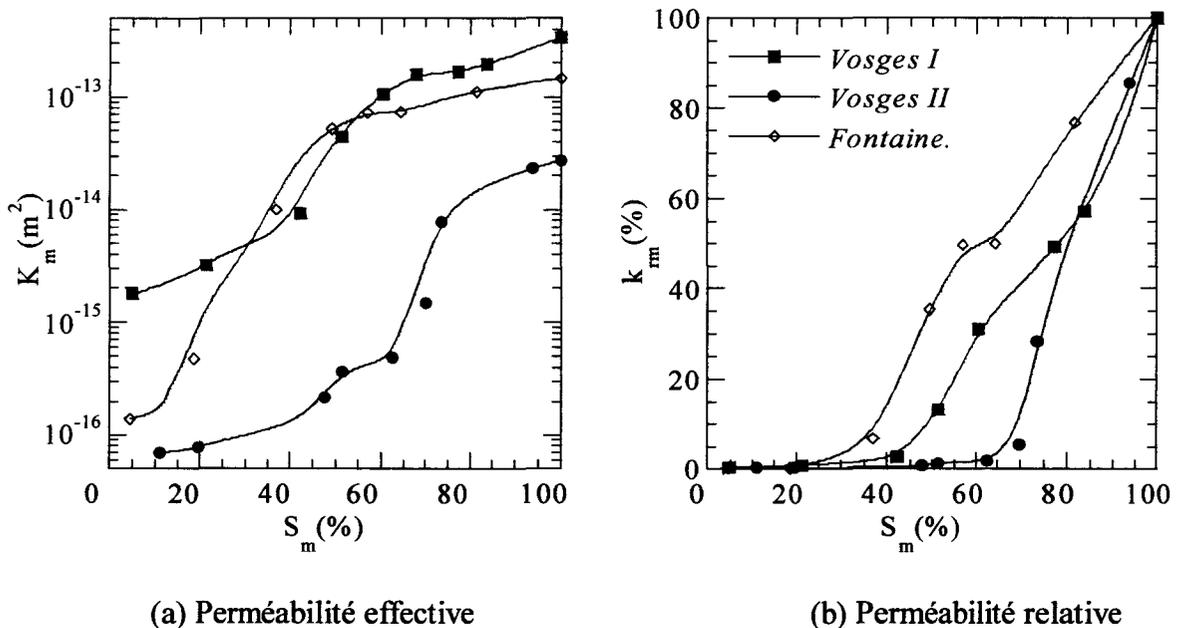


Figure (III.15) : Comparaison de la perméabilité relative à la phase mouillante des trois grès. La légende est la même pour les deux figures a & b.

Considérons le tableau (T2) qui donne le domaine de rayons des pores correspondant à une zone donnée de saturation. Pour établir ce tableau, nous avons supposé que la dessaturation d'une fraction de l'espace poreux durant l'écoulement biphasique correspond à la dessaturation du même domaine de l'espace poreux lors de l'injection du mercure. Le découpage du domaine de saturation est réalisé de façon à représenter les reliefs lisibles sur les courbes de perméabilité effective.

	R_p (A°)	1 ^{er} domaine		2 ^{ème} domaine		3 ^{ème} domaine	
		$S_{m1}-S_{m2}$ (%)	R_1-R_2 (A°)	$S_{m1}-S_{m2}$ (%)	R_1-R_2 (A°)	$S_{m1}-S_{m2}$ (%)	R_1-R_2 (A°)
Vosges I	8×10^4	100-60	$> 7 \times 10^4$	60-40	$(7-3) \times 10^4$	40-0	$< 3 \times 10^4$
Vosges II	5×10^4	100-80	$> 8,4 \times 10^4$	80-60	$(8,4-5,2) \times 10^4$	60-0	$< 5,2 \times 10^4$
Fontaine.	1×10^5	100-50	$> 1,0 \times 10^5$	50-10	$(10-2) \times 10^4$	10-0	$< 2 \times 10^4$

R_p est le rayon au pic de la distribution de la taille des pores.

Tableau (T2) : Limites des domaines de saturation.

Le grès de Fontainebleau, dont nous avons déjà souligné la relative homogénéité de la porosité, présente une perméabilité effective qui atteint 35% de sa valeur initiale à une saturation de 50%. Les pores associés à cette zone de dessaturation (de 100 à 50%, 50% de sa porosité) sont de taille supérieure à celle située au pic de la distribution de la taille des pores (figure II.8, pp 50). C'est à partir de la limite inférieure de cette zone (à partir $S_m \approx 50\%$) que la perméabilité effective à l'eau (pour désigner désormais la phase mouillante) montrera une variation très rapide. Quand la saturation diminue de 50 à 10% la perméabilité à l'eau varie de 35 à 0,1% de sa valeur initiale. Ce domaine de saturation correspond aux pores ayant une taille allant de 100 à 20% de celle située au pic de la distribution de la taille des pores et qui constituent 40% de la porosité totale. Dans le deuxième domaine de saturation, la surface offerte à l'écoulement d'eau devient de plus en plus restreinte entraînant ainsi une réduction importante de la perméabilité à l'eau. Cette image est cohérente avec le concept des capillaires de surface où la phase mouillante s'écoulera au travers ses films formés sur la paroi solide. Bien que nous ayons suggéré l'existence d'un troisième domaine de saturation (de 10 à 0%), l'évolution de la perméabilité à la fin de courbe (figure III.15.a) peut être considérée comme la continuité de celle qui la précède. Soulignons, tout de même, que la porosité correspondant à la saturation irréductible (de l'ordre de 10% si l'on l'estime sur la figure III.15.a) ne semble pas contribuer significativement à la perméabilité intrinsèque du matériau puisque la perméabilité effective cesse de varier. Ce dernier point est plus marqué sur les courbes des deux grès des Vosges.

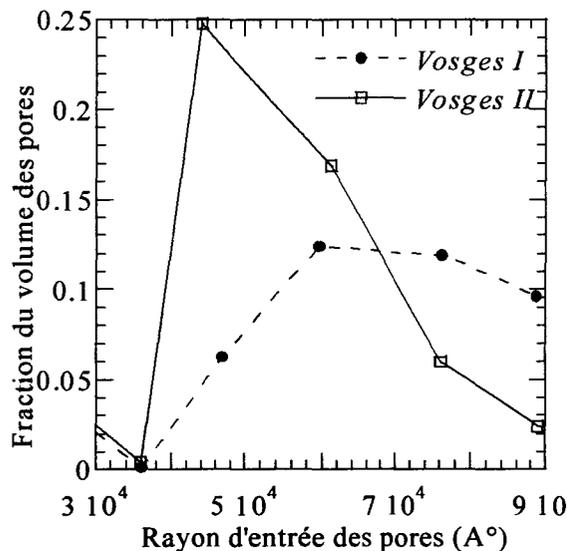


Figure (III.16) : Comparaison des distributions de la taille des pores régissant la perméabilité relative à l'eau.

Pour les grès Vosges-I et Vosges-II, le premier domaine de saturation s'étend, respectivement, de 100 à 60% et de 100 à 80%. La perméabilité à l'eau de ces deux grès atteint 50% de sa valeur initiale quand la saturation diminue de 100 à 80%, les deux courbes de perméabilité relative sont confondues sur cette zone. Le premier domaine de saturation relatif au grès Vosges-I s'achève à une saturation de 60% où la perméabilité à l'eau est à 30% de sa valeur initiale, les pores venant d'être drainés sont de taille supérieure ou comparable à celle du rayon au pic. Dans le deuxième domaine de saturation,

la perméabilité à l'eau diminuera de 30 à 2,5% et de 50 à 1,5% de leurs valeurs initiales respectives pour les grès Vosges-I et Vosges-II respectivement. La dessaturation, dans ce cas, se réalise dans les pores ayant une taille allant de, pour le Vosges-I, 100 à 40% du rayon au pic et de 170 à 104% du rayon au pic pour le grès Vosges-II. Une comparaison de la distribution de la taille des pores situés dans ce domaine, pour ces deux grès, est donnée sur la figure III.16. Dans le dernier domaine, la perméabilité à l'eau des deux grès Vosges-I et Vosges-II diminue, respectivement, de 2,5 à 0,55% et de 1,5 à 0,25%. Les pores alors en question sont caractérisés par des tailles inférieures à 40% du rayon au pic pour le grès Vosges-I et inférieures à 104% du rayon au pic pour le deuxième grès. La faible variation de la perméabilité effective sur cette zone de saturation indique le rôle minime joué par ces pores dans le processus global de transport.

Pour résumer : la filtration de la phase mouillante dans nos trois grès semble être contrôlée et gouvernée par les pores correspondant au deuxième domaine de saturation. Pour les grès de Fontainebleau et des Vosges-I, ce sont les pores situés au voisinage et à gauche du pic de la distribution de la taille des pores ; de R_p à $0,2R_p$ pour le grès de Fontainebleau et de R_p à $0,4R_p$ pour le grès Vosges-I qui constituent, respectivement, 40 et 20% de leur porosité totale. Ce serait suite à l'homogénéité relative de la porosité du grès de Fontainebleau que les pores encore saturés auraient un rôle aussi important que celui des pores vidés dans le transport de la phase mouillante entraînant ainsi une variation moins rapide de la perméabilité relative à la phase mouillante que celle des autres grès étudiés (figure III.15.b). Quant au grès Vosges-II, ce seront les pores caractérisés par des tailles allant de $1,7 R_p$ à $1,0 R_p$ qui prédomineront le transport et qui constituent 20% de sa porosité totale. Ils font partie des pores les plus larges de ce grès, leur vidange, précoce par rapport à la totalité des pores, entraînera une variation rapide de la perméabilité relative à la phase mouillante (figure III.15.b).

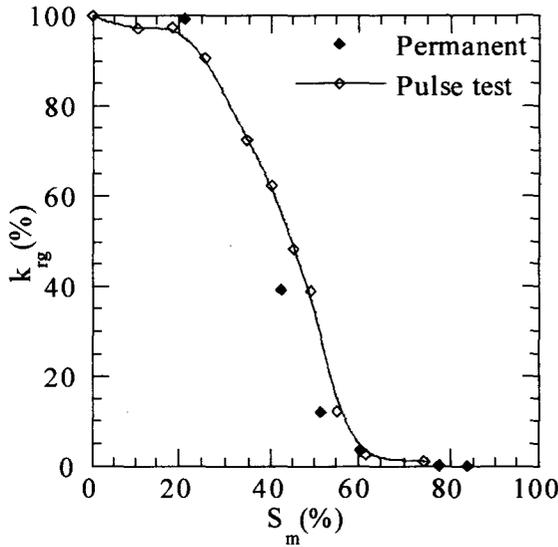
L'importance des pores dominants dans le deuxième domaine de saturation serait assimilée à la connexité qu'ils assurent à la totalité de l'espace poreux (interconnecté). Jerauld et Salter [24] ont pu montrer, via une modélisation à l'échelle des pores du type réseaux poreux tridimensionnels, que la perméabilité relative à une phase donnée est principalement déterminée par la fraction mobile (ou effective) de sa saturation et non pas par la distribution de la taille des pores. Les distributions de la taille des pores pour les deux grès des Vosges sont globalement similaires, mais des différences importantes sont observées si l'on examine le voisinage de la zone comprenant les pores régissant l'écoulement de la phase mouillante (figure III.16). Ceci aura pour effet d'occasionner des fractions effectives différentes, tout comme les courbes de perméabilité relative à l'eau.

Durant toute la phase d'essais, un écoulement macroscopique continu de la phase mouillante a été observé. Ce serait une indication de l'écoulement via les films de phase mouillante subsistant sur la paroi solide des pores. Nous nous attendons donc à ce que la réduction de la perméabilité relative à la phase mouillante soit conjointement attribuée au décroissement progressif de la surface offerte à l'écoulement, qui se réalise via les capillaires surfaciques, aussi bien qu'à la déconnexion de cette phase suite à l'invasion de l'espace poreux par la phase non mouillante.

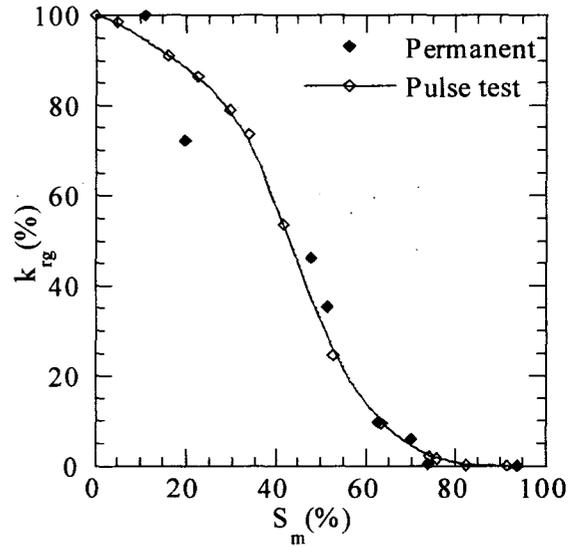
III.6.2) Perméabilité relative à la phase non mouillante

Les courbes de perméabilité effective au gaz, lors du drainage, obtenues pour les trois grès et par les deux techniques sont comparées sur la figure III.14.a-c. A l'exception du grès de Fontainebleau, cette comparaison montre une bonne concordance des résultats obtenus par les différentes méthodes utilisées. Naturellement, il en est de même concernant les courbes de la perméabilité relative au gaz (figure III.17). Avant d'examiner la nature de ces

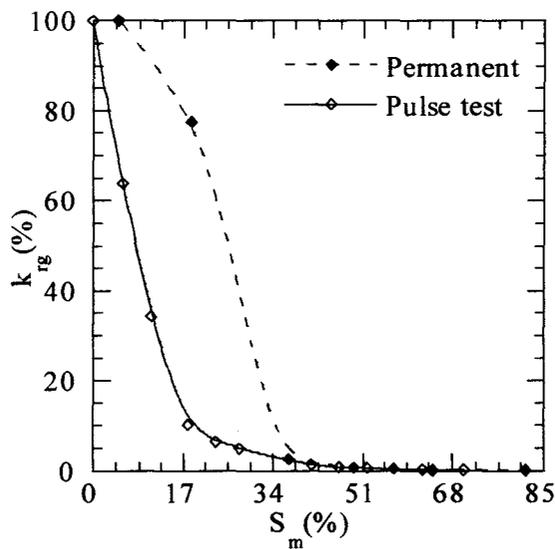
courbes, nous allons nous intéresser à l'influence de la nature du fluide saturant sur la perméabilité relative au gaz comme il en ressort des résultats présentés dans la première partie (figure III.8.a-c, pp 74).



(a) Grès des Vosges-I



(b) Grès des Vosges-II



(c) Grès de Fontainebleau

Figure (III.17) : Courbes de perméabilité relative en drainage. Comparaison des résultats issus des mesures en régime permanent ou transitoire

Les essais effectués avec deux fluides de saturation différents (eau et éthylène glycol) ont montré que, la perméabilité relative au gaz reste inchangée quand la viscosité du fluide saturant est 20 fois plus élevée que celle de l'eau.

Dans les essais par impulsion de pression, le fluide saturant est, à l'échelle macroscopique, stationnaire, ce qui était systématiquement vérifié par pesée de l'échantillon avant et après

le pulse-test. C'est là un point intéressant qui indique que la perméabilité relative au gaz, et plus généralement à la phase non mouillante, est indépendante de la nature du fluide mouillant quand celui-ci est immobile à l'intérieur de l'espace poreux. Dans ce cas, les effets de couplage fluide-fluide peuvent être négligés et la perméabilité relative au gaz est pertinemment exprimée comme une fonction du seul degré de saturation, i.e. $k_{rg} = k_{rg}(S_m)$. Les expériences menées par Yadav et coll. [25] où le fluide saturant un échantillon de grès était solidifié, et donc immobilisé, sont en parfait accord avec notre constatation. La deuxième constatation que l'on peut faire est qu'à un degré de saturation donné, les deux phases fluides occupent les mêmes fractions de l'espace poreux indépendamment de leur viscosité ; la fraction mobile de la saturation en gaz est la même dans les deux cas. Quand le fluide saturant est immobile, la variation de la perméabilité relative au gaz sera donc gouvernée par la réduction de la saturation et par la façon dont la structure géométrique de la fraction mobile sera altérée.

La figure III.14 montre que l'effet Klinkenberg ne joue un rôle significatif que dans le domaine de basse et moyenne saturation ($S_m < 50\%$), c'est-à-dire que les plus larges pores présents dans les trois roches testées ont une taille élevée par rapport au libre parcours moyen des molécules gazeuses. L'analyse de la structure poreuse du chapitre précédent nous a montré que, le grès des Vosges-II présente une fraction de porosité fine plus importante que celle des deux autres grès ; de ce fait le phénomène du glissement aux parois s'est manifesté de façon plus prononcée sur la courbe de perméabilité effective au gaz que dans les deux autres roches (voir figure III.14).

Après la prise en compte de l'effet Klinkenberg, les résultats expérimentaux de la perméabilité au gaz (en drainage) issus des mesures en régime permanent ou transitoire peuvent être considérés comme identiques et ce pour les deux grès des Vosges (figures III.14 & 17). L'analyse, donnée ci-après, des courbes de perméabilité au gaz sera basée sur les courbes issues de la technique d'impulsion de pression (en vertu de leur meilleure résolution), pour les grès des Vosges, et sur celles issues des mesures en régime permanent pour le grès de Fontainebleau ; on en donnera le motif.

Bien que les deux grès des Vosges présentent des perméabilités effectives au gaz considérablement contrastées (figure III.7, pp 73; III.14.a-b), peu de différences ont été constatées sur leurs courbes de perméabilités relatives au gaz (figure III.18.b). Les domaines de variation de ces dernières seront donc observés et interprétés en parallèle avec les courbes de porosité au mercure.

Dans le deuxième domaine de saturation, la perméabilité relative au gaz augmente, respectivement, de 5 à 95% et de 12 à 88% pour les grès Vosges-I et Vosges-II. Ce sont les pores associés à la dessaturation de ce domaine qui gouvernent la variation de la perméabilité relative au gaz. Les limites des différents domaines de saturation et la taille des pores qui y sont associés sont résumées dans le tableau (T3).

	R_p (A°)	1 ^{er} domaine		2 ^{ème} domaine		3 ^{ème} domaine	
		$S_{m1}-S_{m2}$ (%)	R_1-R_2 (A°)	$S_{m1}-S_{m2}$ (%)	R_1-R_2 (A°)	$S_{m1}-S_{m2}$ (%)	R_1-R_2 (A°)
Vosges I	8×10^4	100-60	$> 7 \times 10^4$	60-20	$(7-0,26) \times 10^4$	20-0	$< 0,26 \times 10^4$
Vosges II	5×10^4	100-60	$> 8,4 \times 10^4$	60-20	$(8,4-0,45) \times 10^4$	20-0	$< 0,45 \times 10^4$

Tableau (T3) : taille des pores associés aux domaines de saturation.

La conclusion est immédiatement formulée si l'on considère la ressemblance de leurs distributions de la taille des pores et tout particulièrement dans le domaine des pores dominants (voir figure III.18.a) ; pour des distributions de la taille des pores peu

contrastées, les courbes de perméabilité relative au gaz le sont également quelle que soit la perméabilité intrinsèque.

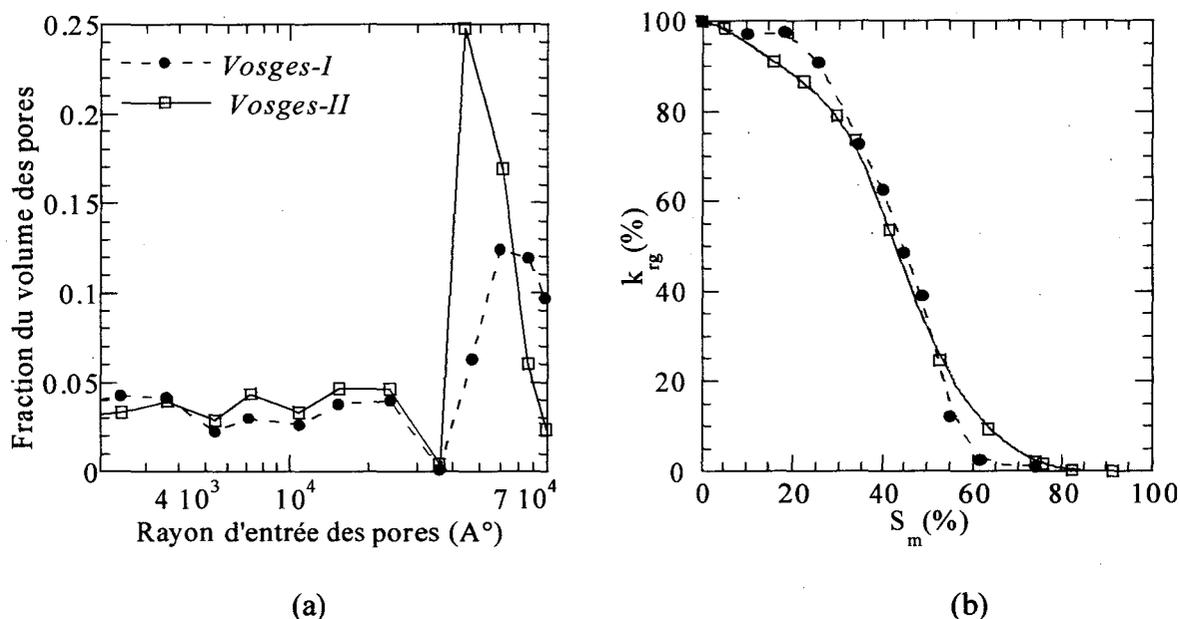


Figure (III.18) : Comparaison (a) des distributions de la taille des pores et (b) des courbes de perméabilité relative au gaz (la légende est la même en a & b)

La détermination du volume poreux de l'échantillon de Fontainebleau, sur lequel les pulse tests ont été effectués, a révélé une porosité de 7,9% soit 87% de la porosité de l'échantillon soumis aux essais en régime permanent. Ce serait probablement là l'origine des écarts manifestés par les courbes de perméabilité relative obtenus par les différentes techniques. En effet, nous avons confronté ce type de problèmes avec le même grès au début de la phase d'expérimentation par la méthode en régime permanent où des échantillons prélevés du même bloc ont révélé une porosité de l'ordre de 5%. Les essais par le pulse-test se situent chronologiquement au début de ce travail de recherche, des informations précises concernant la porosité n'étaient pas alors disponibles et l'échantillon à 7,9% de porosité a été considéré comme représentatif. L'échantillon soumis aux essais en régime stationnaire est de 9% de porosité, une valeur très proche de celle déterminée par l'injection de mercure et les autres expériences menées dans ce travail ; ce seront donc les courbes de perméabilité au gaz déterminées en régime permanent qui seront désormais retenues. Rappelons, cependant, que les conclusions relatives à l'influence de la nature du fluide saturant restent valables puisque le même échantillon a fait l'objet des deux séries d'essais, les résultats des autres grès le confirment.

Suivant la courbe de perméabilité relative au gaz déterminée en régime stationnaire, le domaine de dessaturation allant de 40 à 17% correspondra à la variation la plus prononcée de la perméabilité relative au gaz (de 3 à 77%). Les pores qui peuvent y être associés ont une taille comprise entre $(0,18-0,085)R_p$. Ce sont donc les pores relativement petits qui gouvernent la perméabilité au gaz du grès de Fontainebleau. Un deuxième point qui le différencie des autres grès est la large fraction de l'espace poreux (correspondant à la dessaturation de 100 à 40%) devant être vidangée de la phase mouillante pour une augmentation significative de sa perméabilité au gaz (figure III.17.c).

III.6.3) Perméabilités relatives et histoire de saturation

La dépendance de la perméabilité relative à l'histoire de saturation est précédemment présentée sur la figure III.13.a-f. Il y apparaît clairement que la perméabilité relative au gaz (phase non mouillante) est étroitement liée au cycle de saturation contrairement à la perméabilité relative à la phase mouillante qui ne varie que légèrement avec l'histoire de saturation. Néanmoins, la perméabilité relative à l'eau du grès Vosges-I semble être plus influencée par l'histoire de la saturation que celles des autres grès.

En drainage, la somme des perméabilités relatives (à l'eau et au gaz) peut atteindre des valeurs aussi faibles que, 10% pour les grès Vosges-II (à $S_m \approx 70\%$) et Fontainebleau (à $S_m \approx 38\%$), et 15% pour le grès Vosges-I à 50% de saturation (figure III.13.b, d, & f). Ce point indique que, lors d'un écoulement biphasique, une résistance supplémentaire à l'écoulement se crée suite aux nouvelles distributions géométriques des fluides dans l'espace poreux et conséquemment l'altération des réseaux poreux hôtes de l'écoulement monophasique. Les nouvelles configurations occasionnées durant l'imbibition vont modifier davantage cette somme : 5% pour le grès Vosges-II (à $S_m \approx 60\%$), 5% pour le grès Fontainebleau (à $S_m \approx 30\%$), et 35% pour le grès Vosges-I à 45% de saturation.

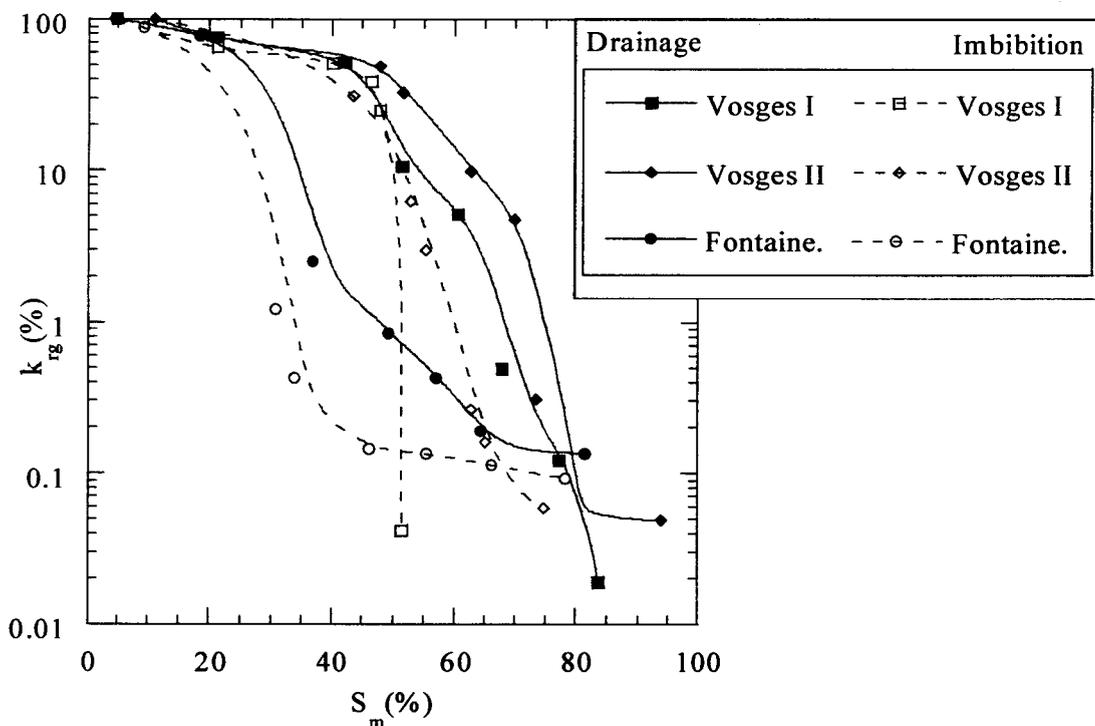


Figure (III.19) : Comparaison des courbes de perméabilité relative au gaz en drainage et imbibition.

En drainage ou imbibition, la perméabilité relative à la phase mouillante présente les mêmes domaines de variation en fonction de la saturation, par la suite, les pores que nous avons pu précédemment identifier comme dominants sont les mêmes. Il s'ensuit que la fraction de saturation effective en phase mouillante est la même durant les différents cycles de saturation et la perméabilité relative à l'eau ne varie que légèrement.

En imbibition, les courbes de perméabilités relatives au gaz, dans tous les cas étudiés, sont situées à gauche de celles de drainage et présentent une variation plus rapide que les

courbes de drainage (figure III.19). Les pores régissant la perméabilité au gaz sont donc caractérisés par des tailles inférieures à celles des pores dominants en drainage, de plus leur domaine de variation est plus étroit. Ces pores peuvent être identifiés aux gorges où se réalisent la déconnexion et le piégeage de la phase non mouillante par snap-off pour réduire la perméabilité au gaz. Un rôle particulièrement important peut y être attribué dans le cas du grès Vosges-I.

Résultat de la variation très rapide de la perméabilité au gaz de l'échantillon Vosges-I, des difficultés singulières se sont manifestées lors de la réalisation des essais d'imbibition. Les essais ont dû être répétés de multiples fois afin d'améliorer la résolution des résultats obtenus.

Conclusions

Après avoir présenté une synthèse des différentes méthodes expérimentales destinées à la mesure en laboratoire des perméabilités relatives, deux techniques ont été retenues et discutées : la technique d'impulsion de pression (mesure en régime transitoire) et une variante de la méthode de déplacement dynamique (mesure en régime permanent). Deux solutions, numérique et simplifiée, pour le dépouillement des essais par la technique d'impulsion de pression ont été examinées et comparées. Les résultats de cette comparaison ont montré que la solution simplifiée est bien adaptée aux matériaux étudiés. Un dispositif expérimental a été conçu et mis au point pour l'expérimentation par la méthode en régime permanent, de nombreuses séries d'essai nous ont assuré la reproduction des résultats obtenus. A l'aide de l'appareillage présenté, les perméabilités relatives à la phase mouillante et non mouillante peuvent être obtenues en drainage et en imbibition. Par la suite, une étude expérimentale a été réalisée sur trois grès ayant des caractéristiques assez contrastées. En employant la technique d'impulsion de pression, chacun des échantillons testés a fait l'objet de deux séries d'essais pour déterminer les courbes de perméabilité relative au gaz avec deux fluides saturant de nature différente. Les courbes des perméabilités relatives en drainage et en imbibition ont été obtenues en tirant profit de la méthode de mesure en régime permanent. Les résultats ainsi acquis ont conduit aux conclusions qui suivent.

Les résultats obtenus par les deux techniques concernant la perméabilité relative au gaz ont montré une bonne concordance et peuvent être considérés comme identiques. Les essais effectués avec deux fluides de saturation différents ont montré que, la perméabilité relative au gaz reste inchangée quand la viscosité du fluide saturant est 20 fois plus élevée que celle de l'eau. Dans ces essais le fluide saturant est, à l'échelle macroscopique, stationnaire. Ce point indique que la perméabilité relative au gaz est indépendante de la nature du fluide mouillant quand celui-ci est immobile à l'intérieur de l'espace poreux. Dans ce cas, les effets de couplage fluide-fluide peuvent être négligés et la perméabilité relative au gaz est pertinemment exprimée comme une fonction du seul degré de saturation, i.e. $k_{rg} = k_{rg}(S_m)$. Ce constat pourrait vraisemblablement être accepté dans le cas d'écoulement biphasique, la conformité des courbes de perméabilité relative au gaz déterminées sous les deux conditions et avec un troisième fluide saturant en est une indication importante. L'analyse des courbes de perméabilité relative au gaz en parallèle avec les distributions de la taille des pores a mis en évidence que les matériaux ayant des distributions de la taille des pores comparables dans le domaine des pores dominant l'écoulement gazeux, entraînent peu de différences dans leur courbes de perméabilité relative au gaz malgré les écarts considérables que peuvent montrer leurs perméabilités intrinsèques respectives. Lorsque tel est le cas, on peut présumer que l'identification des lois de variation basées sur les

caractéristiques des pores dominants offrira un outil pratique pour la prédiction de la perméabilité relative au gaz.

Du fait des différentes fractions de l'espace poreux gouvernant l'écoulement de la phase mouillante dans les deux grès des Vosges, les courbes de perméabilité relative à la phase mouillante restent distinctes en dépit de la similitude des distributions poreuses globales. Les perméabilités relatives dépendent principalement de la fraction de l'espace poreux hôte de leur fractions effectives (mobiles) de saturation. Cette observation est cohérente avec le concept du comportement quasi-critique de la théorie de percolation où la structure poreuse, couvrant une large gamme de tailles, jouera un rôle important contrairement aux tailles particulières des pores et aux valeurs de leurs conductivités hydrauliques.

La perméabilité relative à la phase mouillante n'a montré qu'une légère dépendance à l'histoire de saturation dans le cas du grès Vosges-II ce qui laisse penser que la fraction effective en phase mouillante n'est pas sujette au phénomène d'hystérésis. Les pores régissant l'imbibition de la phase non mouillante sont de tailles inférieures à celles identifiées en drainage, ce sont les gorges où se réalisent la déconnexion et le piégeage de la phase non mouillante par snap-off d'où la réduction de la perméabilité au gaz. Il semble qu'une fréquence élevée du snap-off aura pour effet, non seulement de diminuer de manière importante la perméabilité relative au gaz, mais aussi de faciliter l'écoulement de la phase mouillante (cas du grès Vosges-II).

Références bibliographiques

- [1] Rose W. (1987), Relative permeability, Chapter 28 in Handbook of petroleum reservoir engineering, Society of petroleum engineers, Dallas.
- [2] Marle C. M (1981), Multiphase flow in porous media, éd. Technip, Paris.
- [3] Houpeurt A. (1974), Mécanique des fluides dans les milieux poreux : critique et recherche, éd. Technip, Paris.
- [4] Dullien F. A. L. (1992), Porous media, fluid transport and pore structure, 2nd edition, Academic press, San Diego.
- [5] Bear J. (1988), Dynamics of fluids in porous media, Dover Publications, Inc. New York.
- [6] Richardson J. G., Kerver J. K., Hafford, J. A., and Osoba, J. S. (1952), Laboratory determination of relative permeability, Petroleum Transactions AIME, Vol. 195, 187-196.
- [7] Osoba J. S., Richardson J. G., Kerver J. K., Hafford J. A., and Blair P. M. (1951), Laboratory measurements of relative permeability, Petrol Trans AIME, vol. 192, 47-56.
- [8] Scheidegger A. E. (1972), The physics of flow through porous media, 3rd edition, University of Toronto press.
- [9] Abbas A., Carcasses M., and Ollivier J.-P. (1999), Gas permeability of concrete in relation to its degree of saturation, Materials and Structures, Vol. 32, 3-8.
- [10] Ramakrishnan T. S. and Capiello A. (1991), A new technique to measure static and dynamic properties of partially saturated porous medium, Chemical Engineering Science, Vol. 46(4), 1157-1163.
- [11] Avraam D. G. and Payatakes A. C. (1995), Flow regimes and relative permeabilities during steady-state two-phase flow in porous media, J. Fluid Mech., vol. 293, 207-236.
- [12] Fleureau J.-M. and Taibi S. (1994), A new apparatus for the measurement of water-air permeabilities, First international congress on environmental geotechnics, July 10-15, Edmonton, Alberta, Canada.
- [13] Avraam D. G. and Payatakes A. C. (1995), Generalized relative permeability coefficients during steady-state two-phase flow in porous media, and correlation with the flow mechanisms, Transport in Porous Media, vol. 20, 135-168.
- [14] Firoozabadi A. and Aziz Kh. (1991), Relative permeabilities from centrifuge data, The Journal of Canadian Petroleum Technology, Vol. 30(5), 33-42.
- [15] Skoczylas F. and Henry J. P. (1995), A study of intrinsic permeability to gas, Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr., Vol. 32(2), 171-179.
- [16] Brace W. F. and Walsh J. B., and Frangos W. T. (1968), Permeability of granite under high pressure, Journal of Geophysical Research, Vol. 73(6), 2225-2236.
- [17] Zoback M. D. and Byerlee J. D. (1975), the effect of microcrack dilatancy on the permeability of Westerly granite, Journal of Geophysical Research, Vol. 80(5), 752-756.
- [18] Selvadurai A. P. S. and Carnaffan P. (1997), A transient pressure pulse method for the measurement of permeability of a cement grout, Can. J. Civ. Eng., Vol. 24, 489-502.
- [19] Walls J. D. (1982), Effects of pore pressure, confining pressure and partial saturation on permeability of sandstones, Ph.D. Thesis, Stanford University.
- [20] Walder J. and Nur A. (1986), Permeability measurement by the pulse-decay method: Effect of poroelastic phenomena and non-linear pore pressure diffusion, Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr., Vol. 23(3), 225-232.

- [21] Iffly R. (1956), Etude de l'écoulement des gaz dans les milieux poreux, Rev. de l'I.F.P., Vol. 11(6), 757-796.
- [22] Dhatt G. et Touzot G. (1984), Une présentation de la méthode des éléments finis, 2^{ème} édition, Collection Université de Compiègne, Maloine S. A. Editeur, Paris.
- [23] Rose W. (1991), Richards' assumptions and Hassler's presumptions, Transport in Porous Media, Vol. 6, 91-99.
- [24] Jerauld G. R. and Salter S. J. (1990), The effect of pore-structure on hysteresis in relative permeability and capillary pressure : Pore level modeling, Transport in Porous Media, vol. 5, 103-151.
- [25] Yadav G. D., Dullien F. A. L., Chatzis I., and McDonald I. F.(1987), Microscopic distribution of wetting and nonwetting phases in sandstones during immiscible displacement, SPERE, vol. 2, 137-147.

CHAPITRE QUATRIEME

EXAMEN DE QUELQUES MODELES STATISTIQUES DE PERMEABILITE RELATIVE

Résumé

Dans ce chapitre, nous examinons, après l'étude du modèle Katz-Thompson destiné à la prédiction de la perméabilité intrinsèque d'un matériau donné, la validité de trois modèles du type statistique de la perméabilité relative. Ceux-ci sont basés sur les caractéristiques de l'espace poreux comme déduites des courbes de pression capillaire. Six relations empiriques ont été choisies afin de corréler pression capillaire et saturation. La confrontation "mesure-modèle" nous a permis la formulation de quelques remarques concernant ce type de modélisation.

CHAPITRE QUATRE

EXAMEN DE QUELQUES MODELES STATISTIQUES DE PERMEABILITE RELATIVE

Introduction

La résolution des problèmes liés aux écoulements à phases multiples dans les milieux poreux requiert souvent une connaissance préalable des propriétés hydrauliques du matériau considéré. Or, une détermination directe –expérimentale– de telles propriétés évoque de nombreuses difficultés. La mesure des coefficients de perméabilité relative, par exemple, constitue une tâche particulièrement délicate vue la complexité des dispositifs expérimentaux requis, la large étendue des valeurs pouvant être couvertes, la dépendance de ces paramètres à l'histoire du processus étudié (i.e., imbibition ou drainage), etc. Ainsi, plusieurs travaux ont été consacrés au développement de modèles pour la prédiction de la perméabilité relative. Ces modèles peuvent être séparés en quatre groupes : (i) modèles empiriques, (ii) modèles capillaires, (iii) modèles statistiques, et (iv) modèles des réseaux poreux.

Notre intérêt se porte ici sur une catégorie des modèles statistiques. Ce choix est motivé par les raisons suivantes : d'une part, ces modèles sont basés sur une interprétation directe de la structure poreuse, un paramètre qui joue un rôle prépondérant dans les phénomènes de transport dans les milieux poreux (Dullien, [1], Jerauld et Salter, [2], Garboczi, [3], Van Brakel, [4], etc.). De l'autre, l'emploi de ces modèles peut engendrer des expressions analytiques simples de la perméabilité relative (par exemple, Van Genuchten, [5]) qui sont fréquemment utilisées (Lewandowska et Laurent, [6], Tanai et coll., [7], Mayer et coll., [8], Firoozabadi et Aziz, [9], Delshad et Pope, [10]).

Nous allons aussi nous intéresser au modèle de Katz–Thompson [11] & [12] destiné à la prédiction de la perméabilité intrinsèque d'un matériau donné. Ce modèle a été présenté comme une approche générale, ce qui a suscité de nombreux avis controversés (voir par exemple, Dullien [13], Garboczi, [3], et El-Dieb et Hooton, [14]).

IV.1) La théorie de Katz-Thompson

De nombreux modèles et théories ont été élaborés afin de lier les coefficients de transport d'un milieu poreux à ses paramètres structuraux tels que : la porosité, surface spécifique, rayon de pore critique, etc. La théorie de Katz-Thompson fournit une simple expression pour la perméabilité intrinsèque, et présente les mérites suivants (Garboczi, [3]) : (a) elle est directement basée sur les caractéristiques de la structure poreuse, (b) les paramètres du modèle sont en lien direct avec les phénomènes de transport dans les milieux poreux, et (c) la tortuosité et la connexité des pores sont prises en compte de manière réaliste.

L'analyse de Katz et Thompson [11] basée sur la théorie de percolation, a conduit à l'expression suivante de la perméabilité (K) :

$$K = c \cdot d_c^2 / F \quad \text{[IV.1.1]}$$

où c est une constante, sa valeur comme déterminée par la théorie de percolation est égale à $1/226$, d_c désigne le diamètre de pore critique (ou caractéristique). Ce dernier est défini comme étant le diamètre du plus petit pore devant être dessaturé pour qu'il existe un chemin continu de la phase non mouillante traversant l'échantillon. F est le facteur de formation de conductivité comme défini dans le premier chapitre (pp. 11).

Pour l'appliquer, deux types de mesures sont requis : mesure de la conductivité électrique (λ) de la roche saturée par une solution saline de conductivité (λ_0), et une mesure de (d_c) par la porosimétrie au mercure. Katz et Thompson [12], ont proposé une expression, pour le facteur de formation, basée sur les courbes de porosimétrie au mercure :

$$\frac{1}{F} = \frac{\lambda}{\lambda_0} = \frac{d_{\max}^e}{d_c} \phi \cdot f(d_{\max}^e) \quad \text{[IV.1.2]}$$

où d_{\max}^e est une longueur caractéristique produisant une conductivité électrique maximum ($d_{\max}^e = 0.34 d_c$ pour une large distribution de la taille des pores). ϕ est la porosité totale, et $f(d_{\max}^e)$ est la fraction des pores de diamètre supérieur ou égal à d_{\max}^e .

Les mesures du facteur de formation présentées par Katz et Thompson [12] pour des types différents de roches sédimentaires montrent une bonne concordance avec les valeurs calculées de l'équation (IV.1.2). L'écart entre la perméabilité calculée et mesurée est dû aux erreurs expérimentales qui sont essentiellement la conséquence de la mesure de d_c et K , l'erreur totale peut s'élever à un facteur de 2. Ils ont ainsi conclu que la perméabilité intrinsèque et le facteur de formation peuvent être prédits à partir des courbes d'intrusion de mercure sans l'emploi d'aucun paramètre de calage.

IV.1.1) Application de la théorie de Katz-Thompson

Disposant des essais nécessaires de porosimétrie au mercure et n'ayant pas effectué des mesures de conductivité électrique, nous avons choisi d'examiner le modèle en utilisant les équations (IV.1.1–2) pour calculer la perméabilité des trois grès sujets de l'étude. Les résultats obtenus sont basés sur les courbes d'intrusion de mercure précédemment présentées (figure II.8–9, pp. 50–51). Les différents paramètres ainsi que les valeurs calculées de la perméabilité sont résumés dans le tableau (T1) ci-dessous :

Grès	d_c (A°)	d_{max}^e (A°)	$f(d_{max}^e)$	λ / λ_0^*	$K_{calculée}$ (m ²)	$K_{mesurée}$ (m ²)	K_m/K_c
Fontaine	2×10^5	$0,68 \times 10^5$	0,1064	$3,4 \times 10^{-3}$	6×10^{-15}	$2,0 \times 10^{-13}$	33,33
Vos-I	1×10^5	$0,34 \times 10^5$	0,4706	$2,72 \times 10^{-2}$	$1,2 \times 10^{-14}$	$5,0 \times 10^{-13}$	41,67
Vos-II	9×10^4	$0,306 \times 10^5$	0,310	$2,11 \times 10^{-2}$	$7,6 \times 10^{-15}$	$2,0 \times 10^{-14}$	2,63

* déterminé par l'équation (IV.1.2)

Tableau (T1) : Comparaison entre le modèle de Katz-Thompson et les mesures expérimentales.

A propos du modèle Katz-Thompson

Un écart significatif est observé lors de la comparaison entre perméabilité mesurée et calculée. Précisons tout d'abord, que la détermination du facteur de formation par l'équation (IV.1.2) est en quelque sorte qualitative en ce sens que les courbes d'intrusion de mercure sont généralement basées sur un modèle hypothétique de l'espace poreux. Mais, nous croyons que cet écart n'en est pas une conséquence directe.

En étudiant deux cas simples de la géométrie des pores, Dullien [13] a démontré que la valeur de la constante c dans l'équation (IV.1.1) dépend fortement de la géométrie des pores. Pour 14 grès, il a trouvé que c varie de 1/313 à 1/14. El-Dieb et Hooton [14] ont vérifié la valeur de la constante c utilisée par Katz et Thompson [12] pour calculer la perméabilité, et ont trouvé que c était de l'ordre de 1/128 et non pas 1/226 comme donné dans le modèle d'origine.



IV.2) Modèles statistiques de perméabilité relative

L'objectif des modèles statistiques est de déterminer la perméabilité relative à partir des caractéristiques des milieux poreux comme déduites des courbes de pression capillaire ou par les courbes d'intrusion de mercure. Les hystérésis capillaires ne sont pas prises en compte, et ce type de modèles attribue tout le volume poreux aux pores d'accès (Dullien, [13]). La méthodologie spécifique à ces modèles est basée sur trois hypothèses principales (Mualem, [15]) :

- Le milieu poreux est vu comme un ensemble de pores interconnectés et arbitrairement distribués dans l'échantillon. Les pores sont définis par une longueur caractéristique, appelée le "rayon de pore" (r), et statistiquement décrits par une fonction de densité $f(r)$. La distribution de la porosité de surface reste inchangée quelle que soit la section considérée.
- Dans une unité poreuse élémentaire, l'écoulement est considéré comme un écoulement du type Hagen-Poiseuille. La conductivité individuelle de chaque pore est calculée à partir de l'analogie classique avec la loi de Darcy. La conductivité totale du milieu est obtenue par intégration sur tous les pores saturés –la plupart de ces modèles sont écrits pour la phase mouillante– participant à l'écoulement.
- La distribution de la taille des pores peut être obtenue à partir des courbes (p_c-S_m). La loi de capillarité de Laplace relie le rayon (r) à la pression capillaire (p_c) où le pore est rempli ou drainé.

Ces modèles se différencient, essentiellement, dans la façon dont la géométrie de l'unité poreuse élémentaire et sa participation à la perméabilité totale sont interprétées.

IV.2.1) *Modèle de Childs et Collis-Georges* (d'après Dullien, [13])

Suivant cette analyse, l'espace poreux est représenté par un "faisceau de tubes capillaires" de rayon r_e allant de R_{min} à R_{max} distribués selon une densité $f(r_e)$. Les pores de rayon d'entrée $r_e \rightarrow r_e + dr_e$ constituent une fraction du volume total des pores égale à $f(r_e)dr_e$:

$$dS_e(r) = f(r) \cdot dr \quad \text{[IV.2.1]}$$

$$S_e(R) = \int_{R_{min}}^R f(r) \cdot dr \quad \text{[IV.2.2]}$$

et particulièrement :

$$\int_{R_{min}}^{R_{max}} f(r) \cdot dr = 1 \quad \text{[IV.2.3]}$$

S_e étant la saturation effective ou "réduite" de la phase mouillante et définie comme :

$$S_e = (S_m - S_{mi}) / (100 - S_{mi}) \quad \text{[IV.2.4]}$$

où S_{mi} est la saturation irréductible. Pour un degré de saturation $S_m \leq S_{mi}$, la phase mouillante devient immobile et est considérée comme étant une partie de la structure solide.

La porosité de surface est supposée être identique à la porosité totale. Il en découle que les pores de rayon $r_e \rightarrow r_e + dr_e$ présentent une fraction de la section totale des pores égale à leur fraction du volume poreux total. De la même manière, la fraction d'une section droite de l'échantillon occupée par les pores de rayon $r_e \rightarrow r_e + dr_e$ est $(\phi f(r_e)dr_e)$, ϕ étant la porosité totale.

Imaginons que l'échantillon soit sectionné en deux suivant un plan normal à la direction de l'écoulement macroscopique, et que, par la suite, les deux parties soient assemblées d'une manière quelconque. Si les pores sont arbitrairement distribués dans la matrice solide, leur chance de superposition sera gouvernée par les lois de probabilité. Il en ressort que, dans la section fusionnée, la fraction de surface forgée par la superposition, des pores de rayon $r_e \rightarrow r_e + dr_e$ dans une surface, et des pores de rayon $\rho_e \rightarrow \rho_e + d\rho_e$ dans l'autre, est $(\phi^2 f(r_e)dr_e f(\rho_e)d\rho_e)$.

L'écoulement dans les capillaires est décrit comme un écoulement du type Hagen-Poiseuille. La vitesse moyenne dans un pore de rayon r_e est donnée par :

$$\bar{u} = -(r_e^2 / 8\mu)(\partial P / \partial z) \quad \text{[IV.2.5]}$$

où z est la coordonnée dans la direction de l'écoulement macroscopique. Le débit relatif à la phase mouillante $q(r_e, \rho_e)dr_e d\rho_e$ à travers la fraction de surface occupée par les pores de rayon $r_e \rightarrow r_e + dr_e$ dans une surface superposés aux pores de rayon $\rho_e \rightarrow \rho_e + d\rho_e$ dans l'autre,

est obtenu en multipliant la fraction de surface par la vitesse moyenne dans le pore le plus petit (e.g., ρ_e) :

$$q(r_e, \rho_e) dr_e d\rho_e = -((\rho_e^2 / 8\mu) \partial P / \partial z) \phi^2 f(r_e) f(\rho_e) dr_e d\rho_e \quad [\text{IV.2.6}]$$

A un degré de saturation donné, la phase mouillante subsiste dans les pores de rayon $r_e \leq R$, R étant donné par la loi de capillarité de Laplace :

$$R = \frac{2\sigma \cdot \text{Cos} \theta}{p_c} = C / p_c \quad [\text{IV.2.7}]$$

C est une constante égale à $2\sigma \cdot \text{Cos} \theta$, σ étant la tension interfaciale et θ désigne l'angle de contact. Rappelons que dans cette écriture, la pression capillaire p_c est présumée la même pour S_m ou S_e .

A ce stade, on peut déterminer le débit total relatif à la phase mouillante par unité de surface de la section combinée :

$$v = -\frac{\phi^2}{8\mu} \frac{\partial P}{\partial z} \left[\int_{\rho_e=R_{\min}}^{\rho_e=R(S_e)} \int_{r_e=\rho_e}^{r_e=R(S_e)} \rho_e^2 f(\rho_e) f(r_e) dr_e d\rho_e + \int_{\rho_e=R_{\min}}^{\rho_e=R(S_e)} \int_{r_e=R_{\min}}^{r_e=\rho_e} r_e^2 f(\rho_e) f(r_e) d\rho_e dr_e \right] \quad [\text{IV.2.8}]$$

A partir de la comparaison entre ce résultat et la loi de Darcy :

$$v = -(K_m(S_e) / \mu) (\partial P / \partial z) \quad [\text{IV.2.9}]$$

s'obtient l'expression suivante de la perméabilité effective $K_m(S_e)$ à la phase mouillante :

$$K_m(R) = (\phi^2 / 8) \left[\int_{\rho_e=R_{\min}}^{\rho_e=R(S_e)} \int_{r_e=\rho_e}^{r_e=R(S_e)} \rho_e^2 f(\rho_e) f(r_e) dr_e d\rho_e + \int_{\rho_e=R_{\min}}^{\rho_e=R(S_e)} \int_{r_e=R_{\min}}^{r_e=\rho_e} r_e^2 f(\rho_e) f(r_e) d\rho_e dr_e \right] \quad [\text{IV.2.10}]$$

Avec cette dernière équation, il est possible de calculer $K_m(S_e)$ à partir des courbes de pression capillaire. Dans le modèle Childs et Collis-Georges, il a été initialement proposé – en transformant les courbes de pression capillaire en courbes $S_e = S_e(R)$ via la loi de capillarité de Laplace – d'effectuer une intégration numérique avec des intervalles de (R) constants. De nombreux travaux ont été consacrés à l'amélioration de ce modèle, et ont visé à en simplifier l'usage au niveau des procédures numériques (voir les exemples donnés en Mualem, [15]).

Mualem [16], a démontré que les deux intégrales du second membre de l'équation (IV.2.10) sont identiques :

$$K_m(R) = (\eta^2 / 4) \int_{\rho_e=R_{\min}}^{\rho_e=R(Se)} \int_{r_e=\rho_e}^{r_e=R(Se)} \rho_e^2 f(\rho_e) f(r_e) dr_e d\rho_e \quad [\text{IV.2.11}]$$

L'utilisation de l'équation (IV.2.2) et de la loi de Laplace avec (IV.2.11), donne :

$$K_m(S_e) = C' \int_0^{S_e} \frac{S_e - x}{p_c^2(x)} dx \quad [\text{IV.2.12}]$$

La perméabilité relative à la phase mouillante donnée par ce modèle, peut être écrite sous la forme (Mualem, [16]) :

$$k_{rm}(S_e) = \int_0^{S_e} \frac{S_e - x}{p_c^2(x)} dx \Big/ \int_0^1 \frac{1-x}{p_c^2(x)} dx \quad [\text{IV.2.13}]$$

x est une variable représentant la saturation effective.

Cette écriture sous-entend que la perméabilité intrinsèque de l'échantillon n'est influencée ni par la saturation irréductible de la phase mouillante ni par la fraction résiduelle de la phase non mouillante (Dullien, [13]).

Afin d'améliorer la flexibilité de ce modèle, un facteur de correction, de la forme S_e^n , pour la prise en compte de la tortuosité des pores a été utilisé :

$$k_{rm}(S_e) = S_e^n \int_0^{S_e} \frac{S_e - x}{p_c^2(x)} dx \Big/ \int_0^1 \frac{1-x}{p_c^2(x)} dx \quad [\text{IV.2.14}]$$

L'équation IV.2.14 a été reprise de nombreuses fois (voir exemples cités en Mualem, [15]) et a été écrite de la même façon avec $n = 4/3$ et $n = 1$. Plus récemment encore, Fredlund et coll. [17] ont repris cette équation avec une valeur de $n = 1$.

Afin d'étendre l'usage de ce modèle pour la description de l'écoulement de la phase non mouillante, il suffit d'effectuer l'intégrale de l'équation IV.2.8 dans le domaine des pores pénétrés par la phase non mouillante, i.e. $r_e, \rho_e \in [R_e, R_{\max}]$. Le débit total relatif à cette phase par unité de surface de la section forgée est donc :

$$v = -M \left[\int_{\rho_e=R}^{\rho_e=R_{\max}} \int_{r_e=\rho_e}^{r_e=R_{\max}} \rho_e^2 f(\rho_e) f(r_e) dr_e d\rho_e + \int_{\rho_e=R}^{\rho_e=R_{\max}} \int_{r_e=R}^{\rho_e} r_e^2 f(\rho_e) f(r_e) d\rho_e dr_e \right] \quad [\text{IV.2.15}]$$

On peut montrer que les deux termes du second membre sont identiques, et la perméabilité relative à la phase non mouillante ($k_{rnm}(S_e)$) (voir annexe AC.4) est donnée par :

$$k_{rnm}(S_e) = (1 - S_e)^n \int_{S_e}^1 \frac{1-x}{p_c^2(x)} dx \Big/ \int_0^1 \frac{1-x}{p_c^2(x)} dx \quad [\text{IV.2.16}]$$

IV.2.2) Modèle de Wyllie et Gardner / Equations de Burdine (d'après Dullien, [13])

Il s'agit du même modèle pour l'espace poreux, i.e. "un ensemble de tubes capillaires" de rayons allant d'une valeur minimum r_{e1} jusqu'à une valeur maximum r_{e2} dont les fréquences sont distribuées selon une fonction de densité $f(r_e)$.

L'image des pores interconnectés dans ce modèle est similaire à celle du traitement précédent. Le groupe de capillaires est tronçonné suivant un plan normal à l'axe des tubes en un grand nombre de fines coupes. Les tronçons des tubes sont redistribués de manière arbitraire dans chacune des coupes, et les coupes sont de nouveau fusionnées.

La saturation effective de la phase mouillante a été exprimée sous la forme suivante :

$$S_e = \frac{\int_{r_{e1}}^{r_e} \pi r_e^2 f(r_e) dr_e}{\int_{r_{e1}}^{r_{e2}} \pi r_e^2 f(r_e) dr_e} \quad \text{[IV.2.17]}$$

La porosité effective (ϕ_{eff}), i.e. la fraction de porosité basée sur l'espace poreux "drainable" a été définie comme :

$$\phi_{eff} = \phi \cdot (1 - S_{mi}) \quad \text{[IV.2.18]}$$

Dans une coupe d'aire A quelconque, l'aire $\phi_{eff} S_e A$ est occupée par la phase mouillante dans les pores ayant un rayon entre r_{e1} et r_e . Dans les coupes avoisinantes, le fluide mouillant subsiste dans une aire égale. Cependant, ces aires ne sont pas entièrement connectées dû à la distribution arbitraire des pores.

Considérons un point sur l'interface de deux coupes adjacentes. La probabilité qu'il réside dans la partie saturée d'une coupe est $(\phi_{eff} S_e)$, la probabilité qu'il réside dans la partie saturée dans les deux coupes simultanément, formant ainsi un chemin continu, est égale à $(\phi_{eff} S_e)^2$. Suivant le même raisonnement, nous pouvons montrer que l'aire commune à un pore de section (πr_e^2) dans l'une des tranches et à tous les pores saturés dans une coupe voisine est $(\pi r_e^2 \phi_{eff} S_e)$ (Dullien, [13], Bear, [18]).

Il a été supposé que l'écoulement de la phase mouillante se fasse d'un pore de section (πr_e^2) vers une section restreinte $(\pi r_e^2 \phi_{eff} S_e)$. La surface réduite est visualisée comme un pore de rayon ρ_e tel que :

$$\rho_e = (\phi_{eff} S_e)^{1/2} r_e \quad \text{[IV.2.19]}$$

En reprenant les mêmes étapes que dans le modèle précédent, le débit total par unité de surface est donné par (Dullien, [13], Bear [18]) :

$$v = - \frac{\phi_{eff}^3 S_e^2 \sigma^2 \cos^2 \theta}{2\mu} \frac{\partial P}{\partial z} \int_0^{S_e} \frac{dS_e}{P_c^2(S_e)} \quad \text{[IV.2.20]}$$

Ce résultat est par la suite combiné à la loi de Darcy pour obtenir la perméabilité effective à la phase mouillante :

$$K_m(S_e) = \frac{\phi_{eff}^3 S_e^2 \sigma^2 \cos^2 \theta}{2} \int_0^{S_e} \frac{dS_e}{P_c^2(S_e)} \quad \text{[IV.2.21]}$$

Si la perméabilité intrinsèque de l'échantillon n'est influencée ni par la saturation irréductible de la phase mouillante ni par la fraction résiduelle de la phase non mouillante, les perméabilités relatives sont donc (Dullien, [13], Bear [18], Mualem [15]) :

$$k_m(S_e) = S_e^2 \int_0^{S_e} \frac{dS_e}{p_c^2(S_e)} \bigg/ \int_0^1 \frac{dS_e}{p_c^2(S_e)} \quad [\text{IV.2.22}]$$

$$k_{mm}(S_e) = (1 - S_e)^2 \int_{S_e}^1 \frac{dS_e}{p_c^2(S_e)} \bigg/ \int_0^1 \frac{dS_e}{p_c^2(S_e)} \quad [\text{IV.2.23}]$$

Ces dernières ont été également obtenues à l'aide de la théorie de rayon hydraulique et sont connues comme les équations de Burdine. Dans ces expressions, la perméabilité varie comme S_e^2 . Ce comportement a été interprété comme étant la conséquence de la tortuosité des pores.

IV.2.3) Modèle de Mualem (d'après Mualem, [16])

Dans le modèle de Mualem, le milieu poreux est représenté par des pores interconnectés définis par leur rayon (r_e). La contribution des pores saturés de rayon $r_e \rightarrow r_e + dr_e$ à la saturation est donnée par les équations IV.2.1–3. La porosité totale est égale à la porosité de surface, ainsi $f(r_e)dr_e$ désigne le rapport entre l'aire de section des pores de rayon $r_e \rightarrow r_e + dr_e$ et l'aire de section totale des pores. Pour un élément d'épaisseur Δx ($x \rightarrow x + \Delta x$), la distribution de l'aire des pores sur ses deux facettes est présumée identique. Quand $\Delta x \gg R_{max}$, les positions relatives aux ouvertures des pores sur les deux côtés de l'élément sont supposées arbitraires. La probabilité que les pores de rayon $r_e \rightarrow r_e + dr_e$ en x s'aboutent avec des pores de rayon $\rho_e \rightarrow \rho_e + d\rho_e$ en $x \rightarrow x + \Delta x$ est donnée par :

$$a(r_e, \rho_e) = f(r_e)f(\rho_e)dr_e d\rho_e \quad [\text{IV.2.24}]$$

Dans cette approche, il n'y a pas de corrélation entre r_e et ρ_e le long de l'axe des x . L'autre extrême a lieu quand Δx tend vers 0, où la corrélation entre les deux faces est complète. Pour inclure le rôle que joue la géométrie variable des pores sur la variation de perméabilité, il est plus judicieux d'étudier le cas où Δx est du même ordre que le rayon r_e (Mualem, [16]). Dans ce cas, la probabilité exprimée en (IV.2.24) devient :

$$a(r_e, \rho_e) = G(r_e, \rho_e, R)f(r_e)f(\rho_e)dr_e d\rho_e \quad [\text{IV.2.25}]$$

$G(r_e, \rho_e, R)$ est une correction pour la prise en compte de la corrélation partielle entre les deux rayons r_e et ρ_e à un degré de saturation donné $S_e(R)$.

La contribution à l'écoulement de la configuration actuelle dans la coupe ne peut être précisément déterminée, et deux hypothèses supplémentaires ont été faites :

- Il n'y a pas d'écoulement entre les pores dans la même coupe, et
- La configuration réelle du pore peut être visualisée comme illustré sur la figure (IV.1.a).

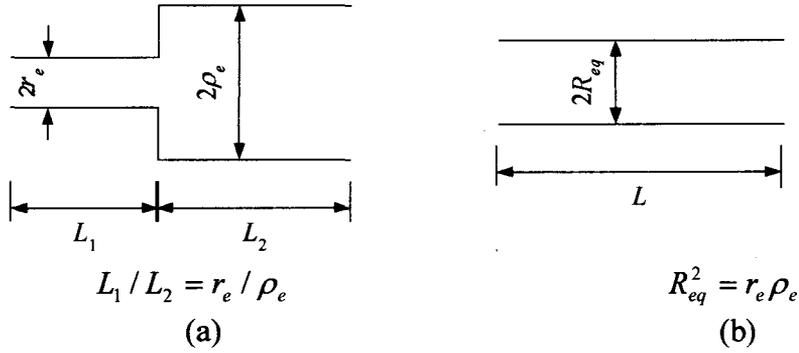


Figure (IV.1) : (a) Image de la géométrie des pores dans une coupe, (b) Configuration équivalente.

L'écoulement à travers cette configuration obéit à l'équation de Hagen-Poiseuille. En considérant un tube de perméabilité et volume équivalents (figure IV.1.b), on peut montrer que $R_{eq}^2 = r_e \rho_e$, ce qui signifie non seulement que, les gros pores ont plus d'influence sur la perméabilité qu'il est généralement admis –dans les modèles précédents, par exemple–, mais aussi que la perméabilité relative varie comme le produit $r_e \rho_e$ (Mualem, [16]). Moyennant une correction pour la tortuosité $T(r_e, \rho_e, R_e) < 1$, la contribution des pores de rayon $r_e \rightarrow \rho_e$ à la perméabilité relative est donnée par :

$$dk_r(r_e, \rho_e) = \frac{T(r_e, \rho_e, R_e)G(r_e, \rho_e, R_e)r_e f(r_e) \cdot \rho_e f(\rho_e) dr_e d\rho_e}{\int_{r_{\min}}^{r_{\max}} \int_{\rho_{\min}}^{\rho_{\max}} T(r_e, \rho_e, R_e)G(r_e, \rho_e, R_e)r_e f(r_e) \cdot \rho_e f(\rho_e) dr_e d\rho_e} \quad [\text{IV.2.26}]$$

A un degré de saturation donné $S_e(R_e)$, la perméabilité relative à la phase mouillante est :

$$k_{rm}(S_e) = \frac{\int_{r_{\min}}^{R_e} \int_{\rho_{\min}}^{R_e} T(r_e, \rho_e, R_e)G(r_e, \rho_e, R_e)r_e f(r_e) \cdot \rho_e f(\rho_e) dr_e d\rho_e}{\int_{r_{\min}}^{R_{\max}} \int_{\rho_{\min}}^{R_{\max}} T(r_e, \rho_e, R_e)G(r_e, \rho_e, R_e)r_e f(r_e) \cdot \rho_e f(\rho_e) dr_e d\rho_e} \quad [\text{IV.2.27}]$$

Faute de moyen de détermination, les facteurs (T et G) de correction sont par la suite pris comme indépendants de $f(r_e)$, et leur produit équivaut à S_e^n . Ainsi, on obtient :

$$\begin{aligned} k_{rm}(S_e) &= S_e^n \frac{\int_{r_{\min}}^{R_e} r_e f(r_e) dr_e \int_{\rho_{\min}}^{R_e} \rho_e f(\rho_e) d\rho_e}{\int_{r_{\min}}^{R_{\max}} r_e f(r_e) dr_e \int_{\rho_{\min}}^{R_{\max}} \rho_e f(\rho_e) d\rho_e} \\ &= S_e^n \left(\frac{\int_{r_{\min}}^{R_e} r_e f(r_e) dr_e}{\int_{r_{\min}}^{R_{\max}} r_e f(r_e) dr_e} \right)^2 \end{aligned} \quad [\text{IV.2.28}]$$

Rajoutons à cette dernière la loi de capillarité (IV.2.7) :

$$k_{rm}(S_e) = S_e^n \left(\int_0^{S_e} \frac{dS_e}{p_c(S_e)} \bigg/ \int_0^1 \frac{dS_e}{p_c(S_e)} \right)^2 \quad [\text{IV.2.29}]$$

Ce modèle usuellement employé par les mécaniciens des sols, n'a été utilisé que pour la perméabilité relative à la phase mouillante. Si l'on désire en étendre l'usage afin d'inclure l'écoulement de la phase non mouillante, il est possible d'effectuer l'intégration donnée par l'équation (IV.2.27) dans le domaine des pores disponibles à l'écoulement de cette phase, i.e. $r_e \in [R_e, R_{\max}]$. Dans l'expression suivante pour la phase non mouillante ($k_{mm}(S_e)$), les facteurs de correction sont remplacés par $(1 - S_e)^n$:

$$k_{mm}(S_e) = (1 - S_e)^n \left(\int_{S_e}^1 \frac{dS_e}{p_c(S_e)} \bigg/ \int_0^1 \frac{dS_e}{p_c(S_e)} \right)^2 \quad [\text{IV.2.30}]$$

Mualem [16] a comparé son modèle avec des résultats expérimentaux de 45 sols différents, Il a conclu que $n = 1/2$ conduit au moindre écart entre mesure et prédiction.

IV.3) Courbes de pression capillaire ($p_c - S_e$)

Dans les divers domaines où les milieux poreux sont abordés, un grand nombre de relations empiriques a été proposé afin de mieux corréliser la pression capillaire au degré de saturation. Ces équations peuvent être employées avec les différents modèles présentés ci-dessus pour la prédiction de la perméabilité relative. Disposant des courbes expérimentales de pression capillaire issues des essais de drainage et d'intrusion de mercure, nous avons ajusté six de ces équations à nos courbes expérimentales. Parmi les équations les plus utilisées :

- L'équation de Gardner de la forme (Fredlund et Xing, [19]) :

$$S_e = \frac{1}{1 + g_1 p_c^{g_2}} \quad [\text{IV.3.1}]$$

g_1, g_2 étant des paramètres de calage.

- L'équation de Brooks et Corey (Dullien, [13]) qui est largement utilisée par les mécaniciens des roches, elle s'écrit :

$$S_e = \left(\frac{p_c^s}{p_c} \right)^\lambda \quad (p_c \geq p_c^s) \quad [\text{IV.3.2}]$$

p_c^s est la pression seuil de pénétration, et λ désigne l'indice de la distribution de la taille des pores. Ces paramètres peuvent être obtenus comme suit : si l'on trace S_e en fonction de p_c dans un plan logarithmique, les points alors obtenus sont sur une droite. La pente de cette droite est λ et l'ordonnée en $S_e = 1$ est p_c^s . De fait, l'optimisation de ces paramètres produira une meilleure corrélation, c'est pourquoi ils sont ici considérés comme des

paramètres de calage. L'équation (IV.3.2) combinée avec les modèles discutés ci-dessus, peut engendrer des formes analytiques simples pour la perméabilité relative. Avec les équations de Burdine, par exemple, nous aurons :

$$k_{rm}(S_e) = (S_e)^{(2+3\lambda)/\lambda} \quad \text{[IV.3.3]}$$

$$k_{rmm}(S_e) = (1 - S_e)^2 (1 - S_e^{(2+\lambda)/\lambda}) \quad \text{[IV.3.4]}$$

connues comme les équations de Brooks et Corey.

- L'équation de Farrell et Larson (Fredlund et Xing, [19]), déjà utilisée pour la conductivité électrique, s'écrit :

$$S_e = 1 - \frac{1}{f_1} \ln(p_c / f_2) \quad \text{[IV.3.5]}$$

f_1, f_2 sont des paramètres de calage.

- Van Genuchten [5] a recommandé une forme plus générale de l'équation (IV.3.1) :

$$S_e = \left(\frac{1}{1 + (gn_1 p_c)^{gn_2}} \right)^{gn_3} \quad \text{[IV.3.6]}$$

gn_1, gn_2, gn_3 étant des paramètres de calage. Van Genuchten [5], a proposé une méthodologie pour l'estimation des paramètres de son équation, mais pour des cas restreints. En combinant l'équation IV.3.6 avec le modèle de Mualem, il a également dérivé l'expression suivante pour la perméabilité relative à la phase mouillante :

$$k_{rm}(S_e) = S_e^{1/2} [1 - (1 - S_e^{1/gn_3})^{gn_3}]^2 \quad \text{[IV.3.7]}$$

si $gn_3 = 1 - 1/gn_2$ ($0 < gn_3 < 1$)

- L'équation de McKee et Bumb (appelée également distribution de Boltzman)(Fredlund et Xing, [19]) qui propose une fonction exponentielle de la forme :

$$S_e = \exp(-(p_c - m_1) / m_2) \quad \text{[IV.3.8]}$$

m_1 et m_2 sont des paramètres de calage.

- Fredlund et Xing [19], visant une meilleure description des courbes de pression capillaire ont suggéré la forme suivante :

$$S_e = \left[\frac{1}{\ln(2,71828 + (p_c / fr_1)^{fr_2})} \right]^{fr_3} \quad \text{[IV.3.9]}$$

$fr_1, fr_2,$ et fr_3 sont des paramètres de calage.

Dans certains cas, le couplage de l'un des trois modèles du paragraphe (IV.2) avec les relations de pression capillaire, peut générer des formes analytiques simples pour la perméabilité relative. Quelques-unes de ces formes sont données en annexe (AC.4).

IV.4) Simulation numérique de la perméabilité relative

Cette section est consacrée à l'exposé de l'étude menée pour l'examen des modèles statistiques de perméabilité relative. Pour ce faire, nous allons d'abord déterminer les différents paramètres intervenant dans les corrélations (p_c-S_e) suivant le type d'équation envisagée.

IV.4.1) Corrélation empirique des courbes de pression capillaire

Les paramètres intervenant dans les équations de pression capillaire données en (IV.3), ont été optimisés et ajustés aux courbes de pression capillaires mesurées à partir des essais de drainage et d'intrusion de mercure. Généralement ces équations donnent un coefficient de corrélation (R) très acceptable. Les valeurs moyennes de (R^2) sont données dans le tableau (T3).

Equation	(R^2)
Brooks et Corey	0,96
McKee et Bumb	0,94
Gardner	0,97
Van Genuchten	0,99
Fredlund et Xing	0,99
Farrell et Larson	0,88

Tableau (T3) : Valeurs moyennes de R^2 obtenues de la comparaison "corrélation-essai".

Pour le deuxième grès des Vosges, un exemple de comparaison entre les courbes expérimentales de la pression capillaire et les corrélations empiriques est donné dans la figure IV.2. Les valeurs des paramètres identifiés relatifs à chacune des équations sont présentées sous forme tabulaire (T4). Les résultats concernant les deux autres grès peuvent être consultés dans l'annexe (AC.4).

	Essais de drainage			Essais de porosimétrie au mercure		
	P1	P2	P3	P1	P2	P3
Brooks et Corey	0,095	0,87		0,6	0,84	
McKee et Bumb	0,01	0,375		0,166	2,19	
Gardner	9,12	1,59		0,39	2,27	
van Genuchten	9,7	9,0	0,1	1,26	5,58	0,21
Fredlund et Xing	0,152	3,93	1,01	0,98	4,43	1,03
Farrell et Larson	3,6	0,042		5,0	0,129	

Tableau (T4) Grès des Vosges-II. Les valeurs des paramètres intervenant dans les corrélations de pression capillaire.

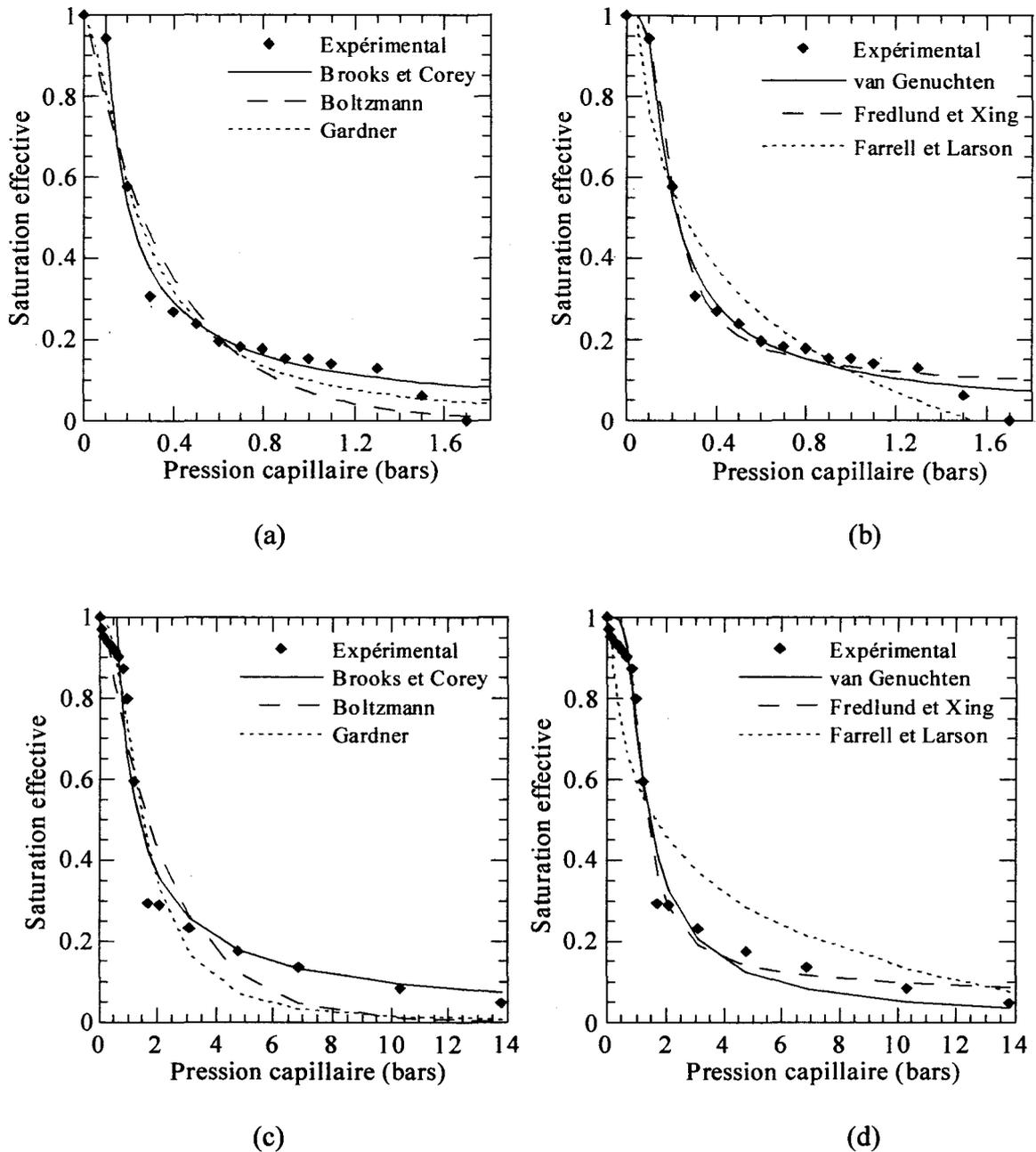


Figure (IV.2) : Comparaison entre corrélation et résultats expérimentaux pour le grès des Vosges-II. (a) et (b) résultats basés sur les essais de drainage, (c) et (d) résultats basés sur les essais de porosimétrie au mercure.

IV.4.2) Perméabilité relative "modèles contre mesures"

Après avoir comparé les courbes de pression capillaire expérimentales avec les corrélations précédemment proposées, les différents paramètres ont été identifiés. Par la suite, les résultats obtenus sont utilisés conjointement avec les modèles statistiques pour en examiner la validité. Une expression analytique de la perméabilité relative n'étant pas disponible, un programme d'intégration numérique a été fait et validé sur des exemples simples (annexe AC.4).

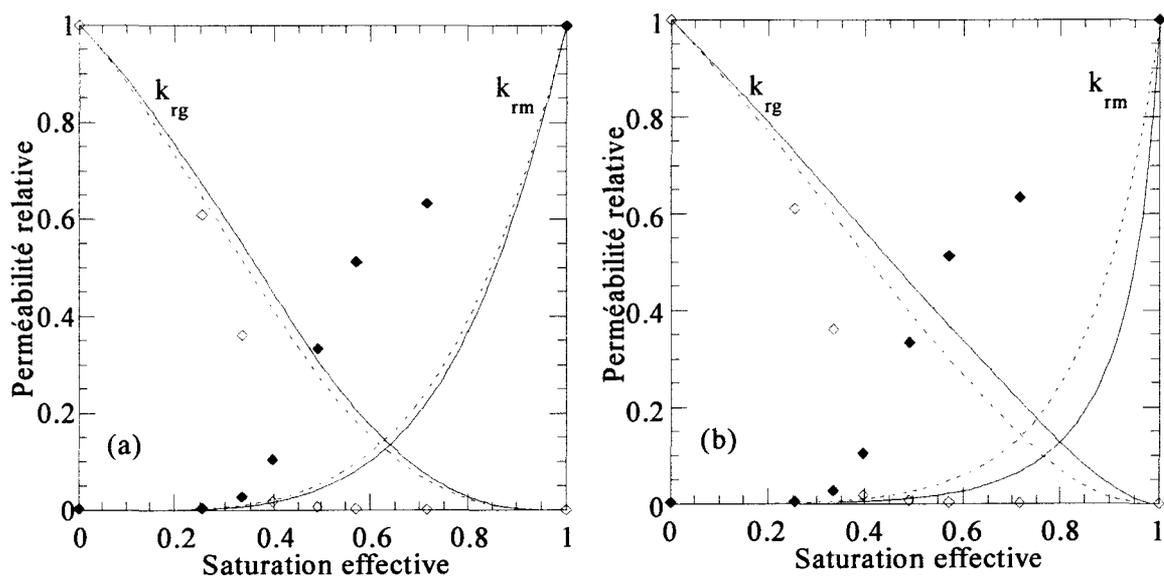
Afin de suivre l'une des hypothèses majeures de ces modèles, notamment la possibilité d'obtenir la distribution de la taille des pores à l'aide des courbes de pression capillaire, nous avons déterminé la perméabilité relative en nous basant sur les relations p_c-S_e obtenues par les essais de drainage et par les essais de porosimétrie au mercure principalement destinés à la détermination de la distribution de la taille des pores. Par ailleurs, si cette hypothèse est vérifiée, ceci pourra nous informer sur la stabilité de la réponse du modèle considéré.

Pour systématiser la comparaison, nous avons choisi la présentation suivante ; les résultats calculés à l'aide d'une corrélation p_c-S_e donnée, avec les paramètres déterminés par les deux méthodes, sont simultanément confrontés aux résultats expérimentaux.

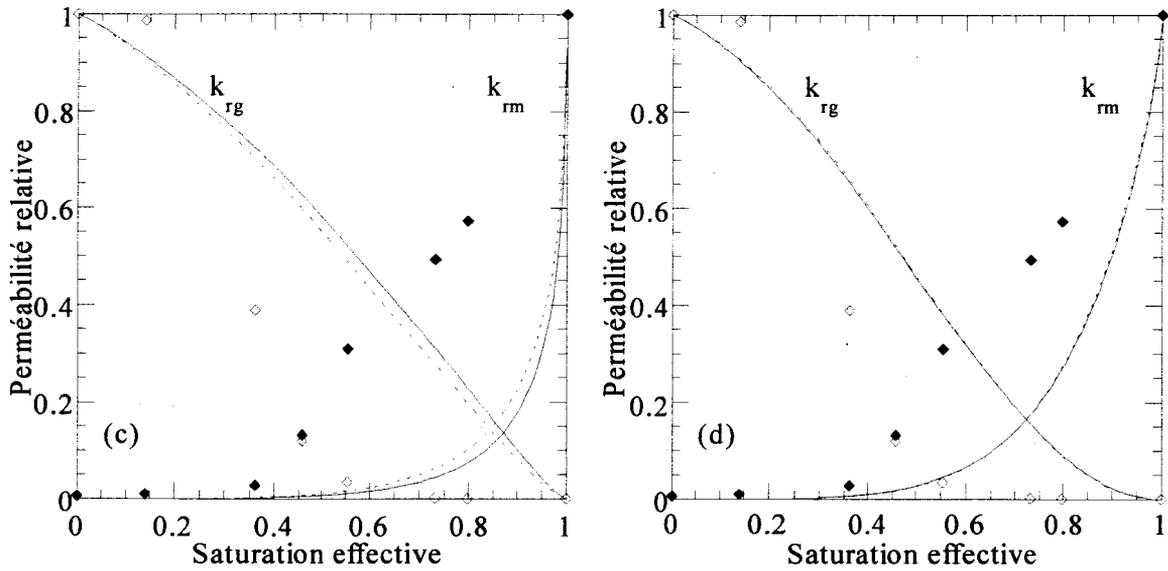
Une esquisse des résultats obtenus est illustrée dans la figure IV.3.a-f. Une présentation plus complète de la confrontation "modèle-mesure" se trouve en annexe (AC.4).

De manière générale, les résultats obtenus montrent que les modèles du type statistique sous-estiment la perméabilité relative à la phase mouillante et surestiment celle relative à la phase non-mouillante. Ceci reste vrai quelle que soit la corrélation p_c-S_e utilisée. A l'exception des équations de Gardner et de McKee et Bumb, la réponse de tous les modèles considérés semble rester indépendante de la méthode de détermination des courbes de pression capillaire (voir figure IV.3.a-f et annexe AC.4).

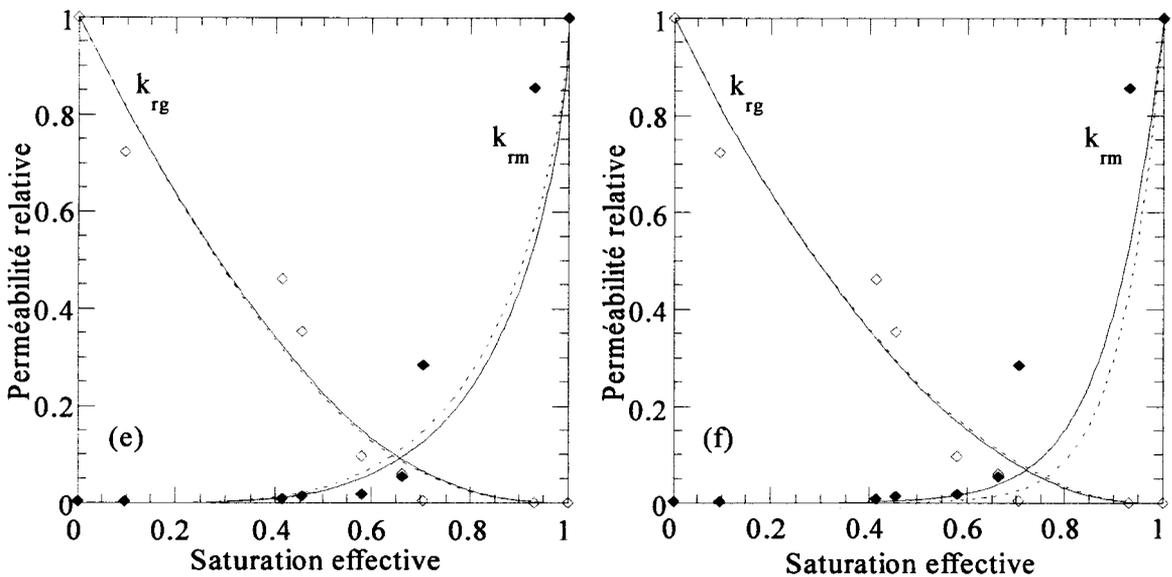
Pour les trois roches testées, seuls les coefficients de perméabilité relative du grès des Vosges-II ont pu être reproduits de façon satisfaisante, et ce avec le modèle de Childs et Collis-Georges ou celui de Wyllie et Gardner, exception faite quand ils sont utilisés avec l'équation de Gardner ou de McKee et Bumb.



Grès de Fontainebleau par le modèle de Childs et Collis-Georges avec l'équation de : (a) Brooks et Corey, (b) Boltzmann.



Grès des Vosges–I par le modèle de Mualem avec l'équation de : (c) Gardner, (d) van Genuchten.



Grès des Vosges–II par le modèle de Wyllie et Gardner avec l'équation de : (e) Fredlund et Xing, et (f) Farrell et Larson.

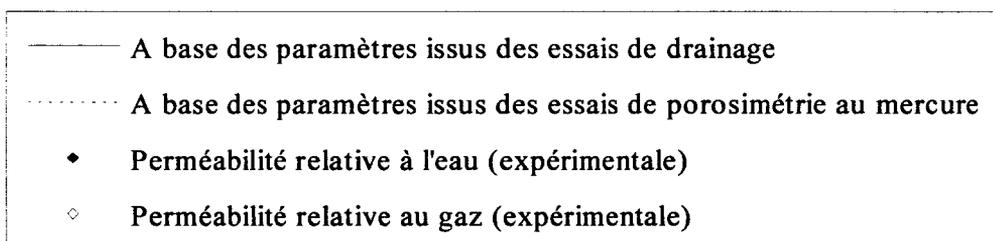


Figure (IV.3) : Simulation de la perméabilité relative.

IV.4.3) Remarques sur les modèles considérés

Les courbes de pression capillaire que nous avons exploitées avec les modèles statistiques ont été déterminées à l'aide d'expériences de nature différente de celle des techniques utilisées pour la détermination des perméabilités relatives. Or, nous pouvons attendre que certaines caractéristiques du système examiné, telle que la saturation irréductible, varient suivant le type et les conditions d'essai. Il sera donc plus commode de déterminer les courbes de pression capillaire en parallèle avec les perméabilités relatives lors d'un essai d'écoulement biphasique. Cependant, de nombreux propos méritent d'être rappelés.

Les modèles qui viennent d'être évoqués reposent tous sur les mêmes observations (porosité et courbes de pression capillaire) et ne diffèrent que par l'interprétation de ces dernières. Cette interprétation reflète dans tous les cas une certaine conception géométrique du milieu poreux, qui est toujours considéré comme un faisceau de tubes capillaires de divers diamètres.

Partant d'un modèle à tubes capillaires droits, nous sommes arrivés à des modèles à tubes tortueux. Les tortuosités ainsi introduites n'ont d'ailleurs pas de réalité physique comme le prouve le fait de considérer des tortuosités différentes suivant que les canaux sont occupés par une phase ou par l'autre (Houpeurt, [20]).

Dans cette conception du milieu poreux, les voies de pénétration sont toujours dans le sens du mouvement macroscopique, or les voies transverses d'occupation des tranches successivement atteintes sont une réalité et peuvent avoir des effets de ralentissement sur la progression dans le sens de l'écoulement. Du moins, la perméabilité à une saturation donnée sera moins élevée quand il y a occupation des volumes latéraux que dans le cas contraire.

Selon les modèles étudiés, la perméabilité à une phase donnée est principalement déterminée par les conductivités hydrauliques propres à chacune des classes des pores constituant l'espace poreux. En même temps, dans la plupart des milieux poreux naturels, de différents groupes de canaux ayant des conductivités intrinsèques considérablement contrastées, peuvent fournir des conductivités totales équivalentes. Les roches, qui pourraient avoir des structures poreuses différentes, en représentent un exemple (Selyakov et Kadet, [21]). Dans la présente étude, les grès Fontainebleau et Vosges-I ont, respectivement, une perméabilité intrinsèque de $2,0 \times 10^{-13}$ (m^2) et $5,0 \times 10^{-13}$ (m^2) et présentent deux structures poreuses suffisamment contrastées. Suite aux manières différentes dont se forment les structures continues hôtes de l'écoulement biphasique dans chacun de ces grès, leurs perméabilités relatives montrent des écarts importants.

Les deux derniers points ci-dessus discutés confirment l'important rôle que jouent la connexité et la corrélation spatiale des canaux de différentes tailles lors d'un processus de transport et dans la variation de perméabilité. Outre les mécanismes d'écoulement agissant à l'échelle des pores, ce sont là deux facteurs qui, pour une modélisation se voulant judicieuse, doivent être pris en compte.

Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons examiné le modèle Katz-Thompson destiné à la prédiction de la perméabilité intrinsèque d'un matériau donné et avons étudié trois modèles du type statistique de la perméabilité relative. Les courbes de pression capillaire, déterminées par les essais de drainage ou de porosimétrie au mercure, ont été exploitées avec les modèles statistiques et ce à l'aide de six corrélations empiriques différentes. L'analyse des résultats obtenus a conduit aux conclusions suivantes.

Un écart significatif est observé lors de la comparaison entre perméabilité mesurée et calculée par le modèle Katz–Thompson. Ce modèle a la même forme que de nombreuses équations empiriques se trouvant dans la littérature, l'utilisation d'un paramètre de calage s'avère nécessaire pour accorder mesure et prédiction.

Moyennant le modèle "faisceau de capillaires cylindriques", l'emploi des courbes de pression capillaire, déterminées par les deux méthodes, avec les modèles statistiques conduit principalement aux mêmes courbes de perméabilités relatives.

De manière générale, les résultats obtenus pour les grès étudiés montrent que les modèles du type statistique sous-estiment la perméabilité relative à la phase mouillante et surestiment celle relative à la phase non mouillante. En outre, cette modélisation s'avère incapable de localiser les points importants que sont les limites de domaines de saturation où la variation des perméabilités relatives devient conséquente. Pour les trois roches testées, seuls les coefficients de perméabilité relative du grès des Vosges–II ont pu être reproduits de façon satisfaisante, et ce avec le modèle de Childs et Collis-Georges ou celui de Wyllie et Gardner.

Suivant les modèles considérés, la perméabilité relative à une phase donnée est principalement déterminée par les conductivités hydrauliques propres aux pores de différentes tailles. La connexité et la distribution spatiale de ceux-ci n'étant pas pris en compte de façon réaliste, les mécanismes d'écoulement mis à part, des écarts importants entre modèles et mesures ont été observés.

Références bibliographiques

- [1] Dullien F. A. L. (1991), Characterization of porous media—Pore level, *Transport in Porous Media*, Vol. 6, 581–606.
- [2] Jerauld G. R. and Salter S. J. (1990), The effect of pore—structure on hysteresis in relative permeability and capillary pressure: Pore level modeling, *Transport in Porous Media*, Vol. 5, 103–151.
- [3] Garboczi E. J. (1990), Permeability, diffusivity, and microstructural parameters: A critical review, *Cement and Concrete Research*, Vol. 20, 591–601.
- [4] Van Brakel J. (1975), Pore space models for transport phenomena in porous media: review and evaluation with special emphasis on capillary liquid transport, *Powder Technology*, Vol. 11, 205–236.
- [5] Van Genuchten M. Th. (1980), A closed—form equation for the hydraulic conductivity of unsaturated soils, *Soil Sci. Soc. Am. J.*, Vol. 44, 892–898.
- [6] Lewandowska J. and Laurent J.—P. (1999), Humidity transfer in unsaturated heterogenous porous media by homogenisation, 24th General assembly, European Geophysical Society, 19–23 April, The Hague, Netherlands.
- [7] Tanai K., Kanno T., and Gallé C. (1997), Experimental study of gas permeability and breakthrough pressures in clays, *Mat. Res. Symp. Proc.*, Materials Research Society, Vol. 465, 995–1002.
- [8] Mayer G., Jacobs F., and Wittman F. H. (1992), Experimental determination and numerical simulation of the permeability of cementitious materials, *Nuclear Engineering and Design*, Vol. 138, 171–177.
- [9] Firoozabadi A. and Aziz Kh. (1991), Relative permeabilities from centrifuge data, *The Journal of Canadian Petroleum Technology*, Vol. 30(5), 33–42.
- [10] Delshad M. and Pope G. A. (1989), Comparison of the three—phase oil relative permeability models, *Transport in Porous Media*, Vol. 4, 59–83.
- [11] Katz A. J. and Thompson A. H. (1986), Quantitative prediction of permeability in porous rock, *Physical Review B*, Vol. 34 (No. 11), 8179–8181.
- [12] Katz A. J. and Thompson A. H. (1987), Prediction of Rock electrical conductivity from mercury injection measurements, *Journal of Geophysical Research*, Vol. 92 (No. B1), 599–607.
- [13] Dullien F. A. L. (1992), *Porous media, fluid transport and pore structure*, 2nd edition, Academic press, San Diego.
- [14] El—Dieb A. S. and Hooton R. D. (1994), Evaluation of the Katz—Thompson model for estimating the water permeability of cement—based materials from mercury intrusion porosimetry data, *Cement and Concrete Research*, Vol. 24 (No. 3), 443–455.
- [15] Mualem Y. (1986), Hydraulic conductivity of unsaturated soils: Prediction and formulas, *Methods of Soil Analysis, Part 1. Physical and Mineralogical Methods—Agronomy monograph no. 9* (2nd edition), 799–823, Madison, USA.
- [16] Mualem Y. (1976), A new model for predicting the hydraulic conductivity of unsaturated porous media, *Water Resources Research*, Vol. 12 (No. 3), 513–522.
- [17] Fredlund D. G., Xing A., and Huang S. (1994), Predicting the permeability function for unsaturated soils using the soil—water characteristic curve, *Can. Geotech. J.*, Vol. 31, 533–546.
- [18] Bear J. (1988), *Dynamics of fluids in porous media*, Dover Publications, Inc. New York.
- [19] Fredlund D. G. and Xing A. (1994), Equations for the soil—water characteristic curve, *Can. Geotech. J.*, Vol. 31, 521–532.

- [20] Houpeurt A. (1974), *Mécanique des fluides dans les milieux poreux : critique et recherche*, éd. Technip, Paris.
- [21] Selyakov V. I. and Kadet V. V. (1996), *Percolation models for transport in porous media with applications to reservoir engineering*, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, Netherlands.

CONCLUSIONS GENERALES

Le travail, essentiellement expérimental, que nous venons d'exposer dans ce mémoire, nous a permis de dégager un certain nombre de conclusions. Rappelons, tout d'abord, quelques caractéristiques principales des roches étudiées comme données par les expériences de drainage et d'identification de l'espace poreux.

Le grès de Fontainebleau est caractérisé par une porosité homogène concentrée au voisinage du pic de la distribution de la taille des pores (absence des pores fins). Cette propriété de ce grès a occasionné une courbe de pression capillaire convexe, contrairement à l'allure présentée par les autres grès, et une très faible saturation irréductible en phase mouillante. Les distributions de la taille des pores des deux grès des Vosges sont globalement comparables et se différencient essentiellement au niveau du pic. Le grès des Vosges-II est caractérisé par une porosité plus fine que celle du grès Vosges-I comme l'indiquent leurs valeurs respectives de la surface spécifique, de la saturation irréductible, et la part d'écoulement gazeux due à l'effet Klinkenberg.

L'analyse des courbes de perméabilités relatives conjointement avec les caractéristiques disponibles de l'espace poreux nous a révélé que la variation des perméabilités relatives dépend principalement de la fraction de l'espace poreux hôte de leurs fractions effectives de saturation, de par la connexité qu'elles assurent à l'une ou à l'autre phase fluide. Cette observation est cohérente avec le concept du comportement quasi-critique de la théorie de percolation où la structure poreuse, comportant des pores de tailles et de formes absolument variées, jouera un rôle prépondérant au cours du transport contrairement aux tailles particulières des pores et aux valeurs de leurs conductivités hydrauliques.

Egalement, nous avons pu remarquer que les matériaux ayant des distributions de taille de pores comparables dans le domaine des pores dominants (constituant la fraction effective) entraînent peu de différences dans leurs courbes de perméabilités relatives malgré les écarts considérables que peuvent montrer leurs perméabilités intrinsèques respectives (perméabilité relative au gaz des deux grès des Vosges). Dans le cas où les distributions de pores dominant l'écoulement d'une phase donnée seraient assez différentes, des écarts significatifs seraient observés sur les courbes de perméabilité relative à cette phase (perméabilité relative à l'eau des deux grès des Vosges).

Pour un rapport de viscosité $\mu_{nm}/\mu_m \ll 1$, les essais de perméabilité relative au gaz, par la technique d'impulsion de pression, nous ont démontré que celle-ci est affranchie de toute influence vis-à-vis de la viscosité du fluide saturant (mouillant). Plus généralement encore, on peut admettre que l'immobilité (à l'échelle macroscopique) de la phase mouillante réduit le rôle de celle-ci à une simple diminution de la porosité offerte à l'écoulement de la phase non mouillante. Cette diminution semble se réaliser de manière à ce que la distribution spatiale des deux phases, et la fraction effective de saturation donc, soit identique quel que soit le fluide mouillant et indépendamment de la nature de celui-ci. Dans ce cas, les effets de couplage fluide-fluide sont incontestablement négligeables, et la perméabilité relative au gaz est pertinemment exprimée comme une fonction du seul degré de saturation, i.e. $k_{rg} = k_{rg}(S_m)$. Ce dernier constat peut vraisemblablement être accepté dans le cas d'écoulement biphasique vue la conformité des résultats obtenus par les deux techniques et avec un troisième fluide saturant.

Si l'on accepte les points discutés ci-dessus, l'identification des lois de variation basées sur les caractéristiques des pores dominants offrira un outil pratique pour la prédiction de la perméabilité relative au gaz.

Les expériences d'écoulement biphasique effectuées sur le grès des Vosges-I ont montré une perméabilité relative à la phase mouillante légèrement plus élevée en imbibition qu'en drainage et une réduction très sévère de la perméabilité relative au gaz en imbibition. Nous pensons que, lorsque tel est le cas, le déplacement par snap-off, ayant une fréquence très

importante, aurait pour effet, non seulement de diminuer significativement la perméabilité relative au gaz, mais aussi d'augmenter la perméabilité relative à la phase mouillante.

Un autre point qui mérite d'être évoqué ici est lié aux valeurs relativement élevées de la perméabilité relative à la phase mouillante par rapport à celles de la phase non mouillante (notamment, les grès Vosges-I et Fontainebleau). La littérature montre de nombreux exemples semblables ; ce serait probablement suite à une contamination partielle de la surface solide altérant la mouillabilité de celle-ci que la perméabilité relative à la phase mouillante serait légèrement élevée (voir réf. [1], ch. 1).

Concernant les différents modèles étudiés, les constats suivants peuvent être faits. Un écart significatif est observé entre perméabilité intrinsèque mesurée et calculée par le modèle Katz-Thompson. L'utilisation d'un paramètre de calage s'avère nécessaire pour accorder mesure et prédiction.

Généralement, les modèles examinés du type statistique de la perméabilité relative sous-estiment la perméabilité relative à la phase mouillante et surestiment celle relative à la phase non mouillante. En outre, les modèles présentés s'avèrent incapables de localiser les points importants que sont les limites des domaines de saturation où la variation des perméabilités relatives devient conséquente. Ce type de modélisation néglige la connexité et la corrélation spatiale des canaux de différentes tailles, la perméabilité relative est essentiellement déterminée par les conductivités propres à chacune des classes de pores constituant l'espace poreux. Pour les trois roches testées, seuls les coefficients de perméabilité relative du grès Vosges-II ont pu être reproduits de façon satisfaisante.

Les résultats obtenus à l'aide des modèles statistiques montrent que les courbes de pression capillaire déterminées par les essais de drainage ou de porosimétrie au mercure conduisent à la même distribution de la taille des pores, et ce quand le modèle de l'espace poreux adopté est le modèle "faisceau de tubes cylindriques".

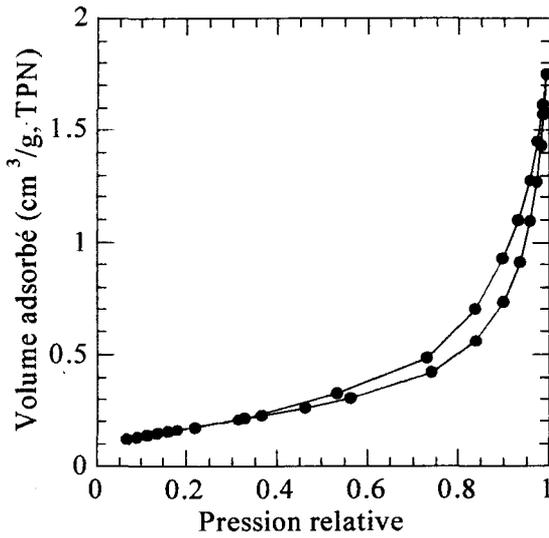
Concernant les techniques expérimentales proprement dites, nous avons pu contribuer à montrer que la méthode simplifiée pour le dépouillement des résultats du pulse-test est bien adaptée à des matériaux de perméabilité élevée tels que les grès. Vu la bonne concordance obtenue des perméabilités relatives au gaz déterminées par les deux techniques, la méthode d'impulsion de pression peut être utilisée, quand seule la perméabilité relative au gaz est requise, en vertu de sa relative simplicité de réalisation.

On a vu que les méthodes de mesure en écoulement permanent posaient des problèmes de conditions aux limites, des problèmes d'effets de bord, des problèmes de mesure de pression et qu'elles étaient lentes. Or, l'emploi de ces méthodes est obligatoire pour l'étude de certains cas tels que les écoulements à contre-courant et les écoulements gazeux rapides. La méthode adoptée dans le présent travail a l'avantage d'éliminer l'incertitude sur la distribution des fluides à proximité de la face amont, la façon dont les effets de bord sont réduits, et la simplicité des mesures qu'elle requiert. Toutefois, la pression dans la phase mouillante n'est pas directement mesurée ce qui exclut une détermination simultanée des courbes de pression capillaire.

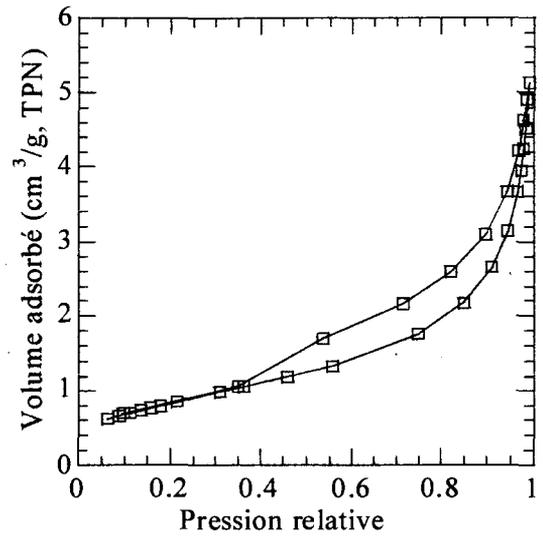
Pour conclure, soulignons que l'interprétation des résultats obtenus est principalement qualitative et que de nombreux tests et informations, qui permettraient de mieux comprendre le comportement des phases fluides en écoulement simultané, n'ont pas été étudiés ici. Citons, entre autres, hystérésis des courbes de pression capillaire, ces dernières quand elles sont obtenues lors d'un essai de déplacement dynamique, mouillabilité, connexité et forme des pores, etc.

ANNEXES

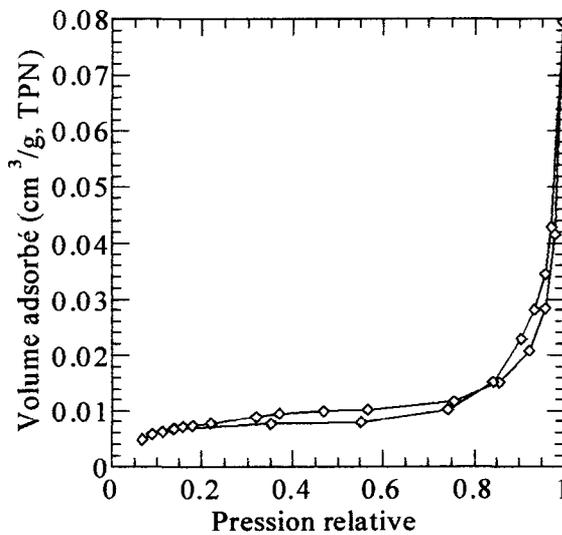
- **Annexe AC.2 (pp 118)**
- **Annexe AC.3 (pp 120)**
- **Annexe AC.4 (pp 124)**



(a) Grès des Vosges-I



(b) Grès des Vosges-II



(c) Grès de Fontainebleau

Figure (AC.2.1) : Isotherme d'adsorption-désorption

L'équation de Kelvin, avec l'azote comme adsorbé à 77,4 K, s'écrit

$$r_k = \frac{-0,414}{\lg(p/p_0)}; \text{ en nanomètres}$$

[AC.2.1]

Les caractéristiques de l'azote liquide sont :

- Masse molaire : 28 g
- Masse volumique : 0,808 g/cm³
- Tension superficielle : 8,72×10⁻⁵ N/cm
- Angle de contact : 0 (Cosθ = 1)
- Constante molaire des gaz : 8,31441 J.mol⁻¹K⁻¹

ANNEXE AC.3

- Validation du programme de calcul par éléments finis (pp 120–122)
- Dispositif expérimental (pp 123)

Validation du programme de calcul par éléments finis

Le programme de calcul par la méthode des éléments finis réalisé pour le dépouillement numérique des essais par la technique d'impulsion de pression a été validé en comparant sa solution à celle du code Nisa (Heat Transfer Analysis, version 6.2).

L'équation à résoudre par notre programme (éq. III.2.2) et les conditions de conservation de masse (éq. III.2.6-7) peuvent être écrites sous la forme suivante :

$$\frac{\phi(1-S_m)\mu}{K(S_m)} \frac{\partial P}{\partial t} - \text{div}(P \mathbf{grad}(P)) = 0 \quad [\text{AC.3.1}]$$

$$\begin{cases} \frac{K(S_m)A}{V_1\mu} P(0,t) \frac{\partial P}{\partial x}(0,t) = \frac{\partial P}{\partial t}(0,t) \\ -\frac{K(S_m)A}{V_2\mu} P(L,t) \frac{\partial P}{\partial x}(L,t) = \frac{\partial P}{\partial t}(L,t) \end{cases} \quad [\text{AC.3.2}]$$

Pour résoudre le problème par analogie thermique, l'échantillon est assimilé à une barre de longueur égale à celle de l'échantillon. Si l'on note ρ sa masse volumique, C la chaleur spécifique, et λ la conductivité thermique, la variation de la température T sera régie par l'équation :

$$\rho C \frac{\partial T}{\partial t} - \text{div}(\lambda \mathbf{grad}(T)) = 0 \quad [\text{AC.3.3}]$$

Le code de calcul Nisa nous offre la possibilité d'employer un coefficient de conductivité thermique de la forme :

$$\lambda = \lambda_0 + \lambda_1 T \quad [\text{AC.3.4}]$$

Les deux équations (AC.3.1) & (AC.3.3) sont équivalentes si l'on choisit $\lambda_0 = 0$, $\lambda_1 = 1$, et $[\phi(1-S_m)\mu/K(S_m)] = \rho C$.

Les deux réservoirs tampon reliés à l'échantillon sont représentés par deux massifs de caractéristiques différentes qui sont en contact avec la barre comme illustré sur la figure AC.3.1.

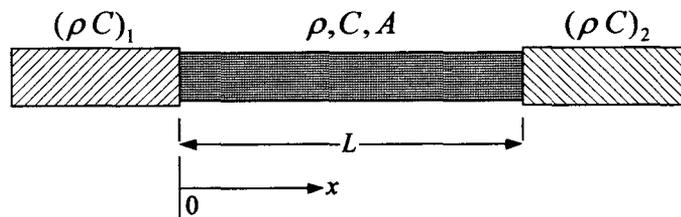


Figure (AC3.1) : Simulation du pulse test par analogie thermique.

Les conditions de conservation d'énergie imposent :

$$\left(\begin{array}{l} \frac{A}{(\rho C)_1} T(0,t) \frac{\partial T}{\partial x}(0,t) = \frac{\partial T}{\partial t}(0,t) \\ -\frac{A}{(\rho C)_2} T(L,t) \frac{\partial T}{\partial x}(L,t) = \frac{\partial T}{\partial t}(L,t) \end{array} \right) \quad [\text{AC.3.5}]$$

Les conditions (AC.3.2) et (AC.3.5) sont équivalentes pour $[K(S_m)/V_1\mu] = 1/(\rho C)_1$ et $[K(S_m)/V_2\mu] = 1/(\rho C)_2$.

A l'instant $t < 0$ la température est uniforme et est égale à T_i (par analogie avec P_i). Au temps $t = 0$, la température en $x = 0$ est augmentée de ΔT_1 (par analogie avec ΔP_1). Ainsi, les conditions initiales et aux limites du problème thermique sont identiques à celles du pulse-test.

Dans le problème thermique, la barre, de 7 (cm) de longueur, est discrétisée en 30 éléments à deux nœuds et de longueurs égales ; la discrétisation spatiale est effectuée en utilisant la méthode implicite d'Euler. Tous les calculs présentés ci-dessous sont réalisés pour un échantillon de 20% de porosité à saturation nulle.

Une comparaison des profiles de pressions, à trois instants différents, obtenus par le code Nisa et le programme du pulse-test est donnée sur la figure AC.3.2. Le calcul est effectué pour un échantillon de 7 (cm) de longueur et de 10^{-14} (m²) de perméabilité. La pression statique de gaz P_i est de 2×10^6 (Pa), et l'amplitude du pulse est $\Delta P = 1 \times 10^6$ (Pa). Pour ce cas, l'évolution de la différence de pression au cours du temps $\Delta P(t)$ est présentée sur la figure (AC.3.3)

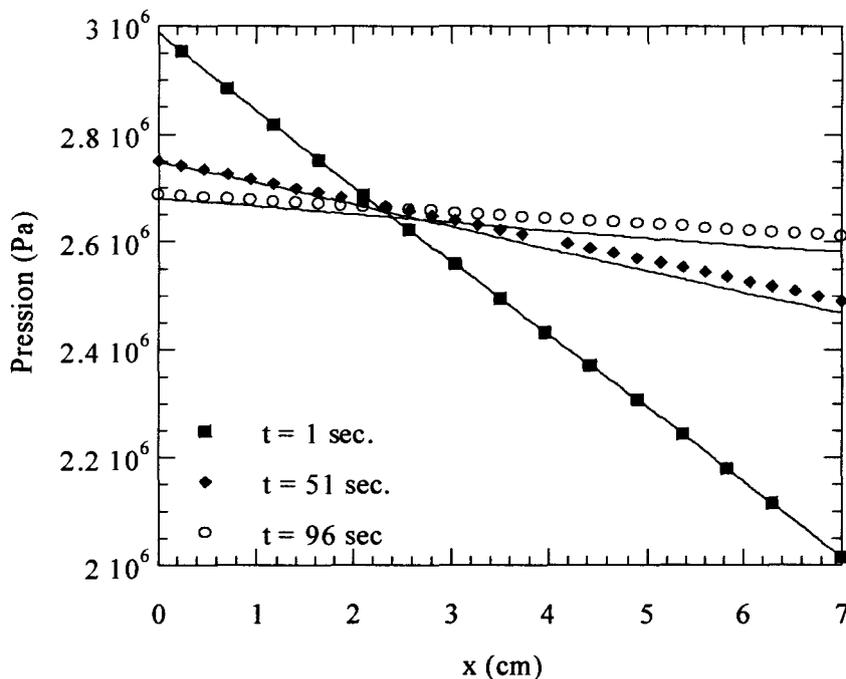


Figure (AC.3.2) : Comparaison des profils de pressions déterminés par le code Nisa (symboles) et par le programme du pulse-test (lignes solides).

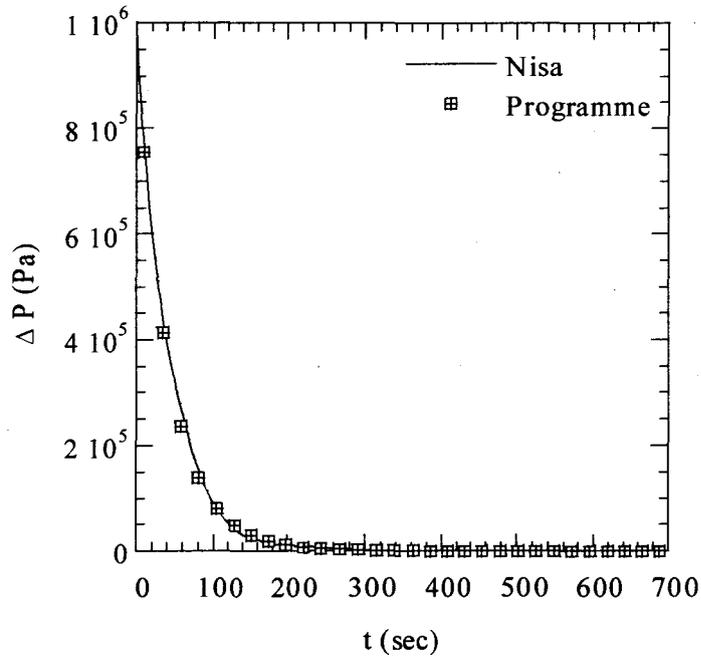


Figure (AC.3.3) : Comparaison des évolutions, au cours du temps, de la différence de pression comme déterminées par Nisa et le programme pulse-test.

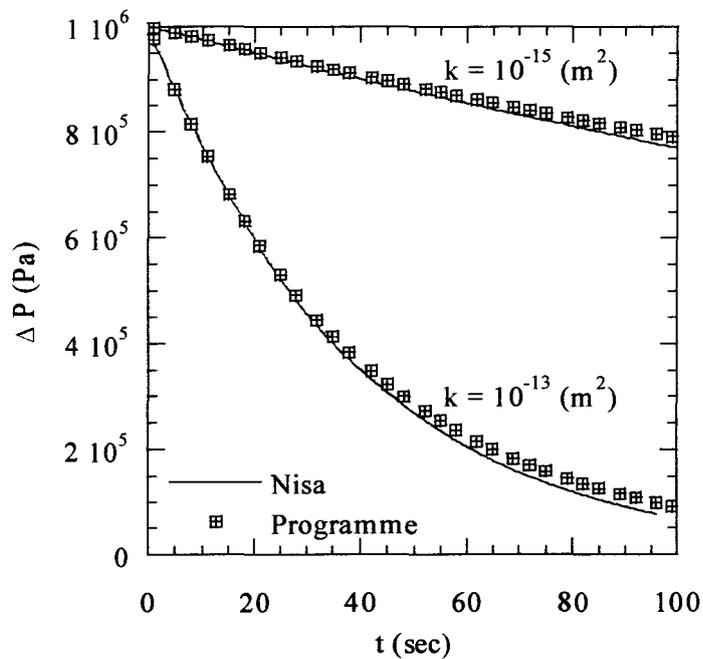


Figure (AC.3.4) : Comparaison des évolutions, au cours du temps, de la différence de pression comme déterminées par Nisa et le programme pulse-test.

Pour un rapport $\Delta P/P_i$ de 50%, la figure (AC.3.4) compare les solution Nisa et programme pulse-test pour deux perméabilités : $k=10^{-13} \text{ (m}^2\text{)}$ et $k=10^{-15} \text{ (m}^2\text{)}$.

Dispositif expérimental

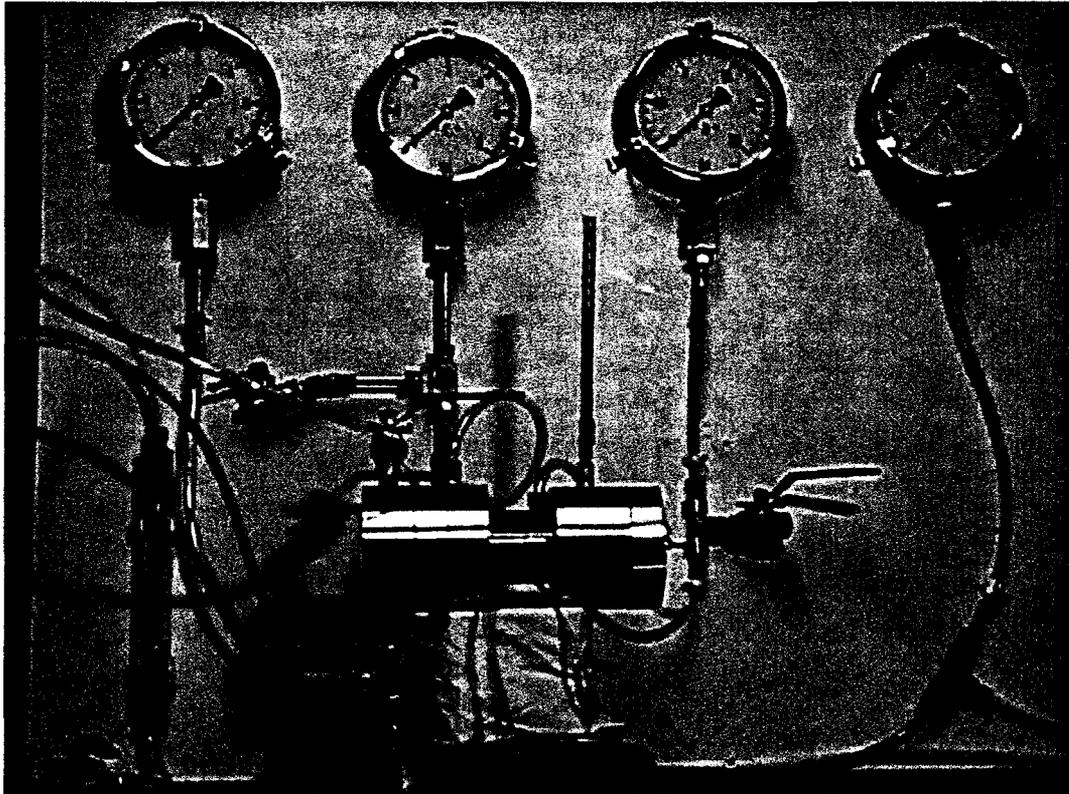


Figure (AC.3.5) : Dispositif expérimental utilisé pour les essais en régime permanent

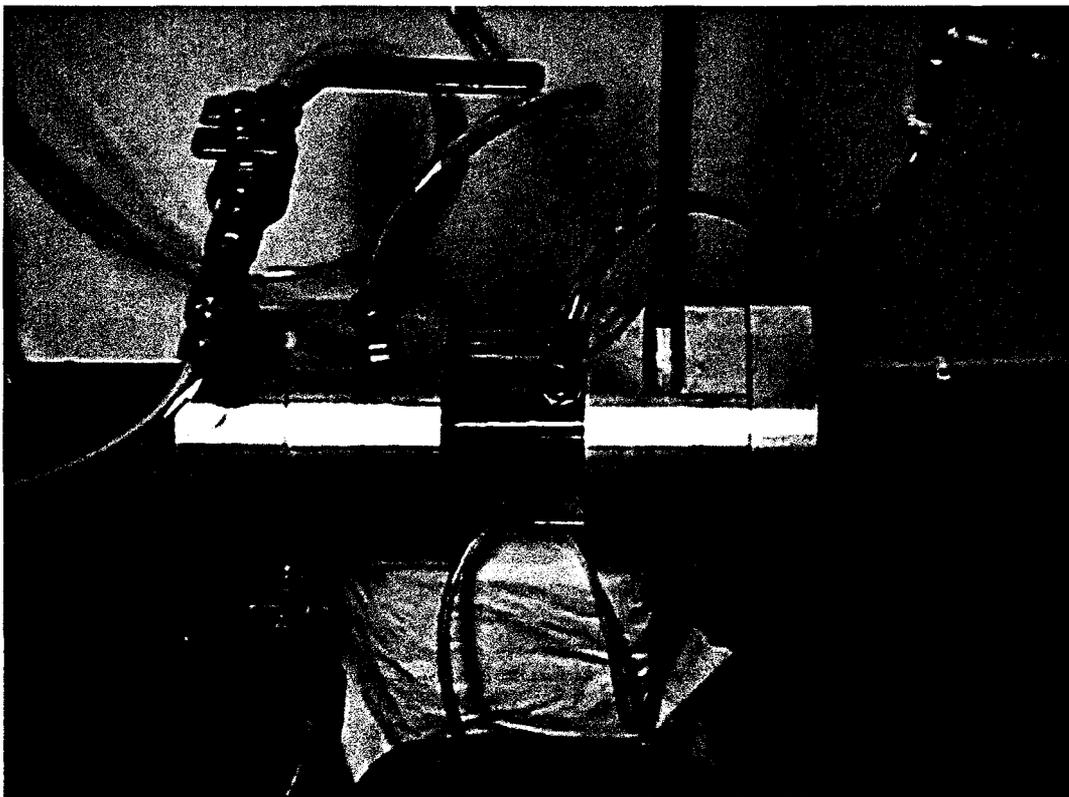


Figure (AC.3.6) : Cellule d'essais

ANNEXE AC.4

- Extension du modèle de Childs et Collis–Georges (pp 124–125)
- Expressions analytiques de la perméabilité relative (pp 126)
- Corrélation empirique des courbes de pression capillaire (pp 127–128)
- Validation du programme d'intégration numérique (pp 129)
- Simulation numérique de la perméabilité relative (130–138)

Extension du modèle de Childs et Collis-Georges Perméabilité relative à la phase non-mouillante

A un degré de saturation donné, la phase non-mouillante occupe les pores ayant rayon un rayon r_e , $\rho_e > R$, R défini par la loi de Laplace. Le débit total relatif à la phase non-mouillante par unité de surface de la section fusionnée est obtenu en effectuant l'intégrale (IV.2.8) dans le domaine de pores dessaturés :

$$v = -\frac{\phi^2}{8\mu_{nm}} \frac{\partial P}{\partial Z} \left[\int_{\rho_e=R}^{\rho_e=R_{max}} \int_{r_e=\rho_e}^{r_e=R_{max}} \rho_e^2 f(\rho_e) f(r_e) dr_e d\rho_e + \int_{\rho_e=R}^{\rho_e=R_{max}} \int_{r_e=R}^{r_e=\rho_e} r_e^2 f(\rho_e) f(r_e) d\rho_e dr_e \right] \quad [\text{AC.4.1}]$$

avec μ_{nm} la viscosité de la phase non-mouillante.

Suivons le même raisonnement que Mualem (réf. [16], ch. 4). Il est clair que cette intégration est effectuée dans le domaine carré (OABC) dans le plan (r_e, ρ_e) (voir figure (AC.4.1)). La première intégrale est opérée sur le triangle OBC, et la deuxième sur le triangle complémentaire OAB.

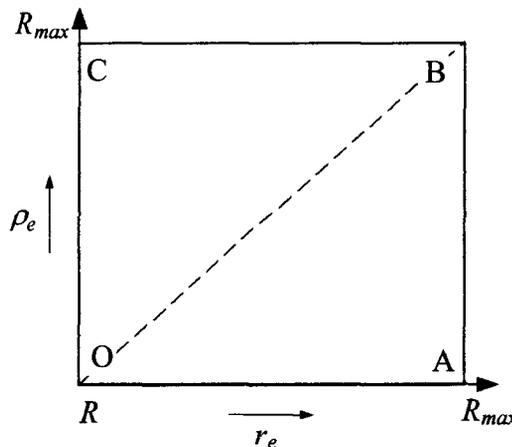


Figure (AC.4.1) : Description du domaine d'intégration

Si l'on change l'ordre de l'intégration, on aura :

$$\int_{\rho_e=R}^{\rho_e=R_{max}} \int_{r_e=R}^{r_e=\rho_e} r_e^2 f(\rho_e) f(r_e) d\rho_e dr_e = \int_{r_e=R}^{r_e=R_{max}} \int_{\rho_e=r_e}^{\rho_e=R_{max}} r_e^2 f(\rho_e) f(r_e) d\rho_e dr_e \quad [\text{AC.4.2}]$$

et par un changement de variable, il s'ensuit :

$$\int_{r_e=R}^{r_e=R_{max}} \int_{\rho_e=r_e}^{\rho_e=R_{max}} r_e^2 f(\rho_e) f(r_e) d\rho_e dr_e = \int_{\rho_e=R}^{\rho_e=R_{max}} \int_{r_e=\rho_e}^{r_e=R_{max}} \rho_e^2 f(\rho_e) f(r_e) dr_e d\rho_e \quad [\text{AC.4.3}]$$

Nous avons ainsi démontré que les deux intégrales sont identiques. L'équation (AC.4.1) s'écrit alors :

$$v = -\frac{\phi^2}{4\mu_{nm}} \frac{\partial P}{\partial z} \int_{\rho_e=R}^{\rho_e=R_{\max}} \rho_e^2 f(\rho_e) \int_{r_e=\rho_e}^{r_e=R_{\max}} f(r_e) dr_e d\rho_e \quad [\text{AC.4.4}]$$

Par définition nous avons :

$$S_e(R) = \int_{R_{\min}}^R f(r) \cdot dr \quad [\text{AC.4.5}]$$

Par substitution en (AC.4.4), comparaison avec la loi de Darcy, et l'utilisation de la loi de Laplace de capillarité, la perméabilité effective à la phase non mouillante est exprimée par :

$$K_{nm}(S_e) = \phi^2 \sigma^2 \text{Cos}^2 \theta \int_{S_e}^1 \frac{(1-x)}{p_c^2(x)} dx \quad [\text{AC.4.6}]$$

x est une variable qui représente la saturation effective.
La perméabilité relative est directement déduite :

$$k_{nm}(S_e) = \int_{S_e}^1 \frac{(1-x)}{p_c^2(x)} dx \Bigg/ \int_0^1 \frac{(1-x)}{p_c^2(x)} dx \quad [\text{AC.4.7}]$$

Pour la prise en compte de la tortuosité des pores et afin d'améliorer la flexibilité de ce modèle, un facteur de correction de la forme $(1-S_e)^n$ est utilisé :

$$k_{nm}(S_e) = (1-S_e)^n \int_{S_e}^1 \frac{1-x}{p_c^2(x)} dx \Bigg/ \int_0^1 \frac{1-x}{p_c^2(x)} dx \quad [\text{AC.4.8}]$$

Equation ($p_c - S_e$)		Brooks et Corey (1964)	van Genuchten (1980)	Farrell et Larson (1972)
Modèle de perméabilité		$S_e = \left(\frac{p_c^s}{p_c} \right)^\lambda, (p_c \geq p_c^s)$	$S_e = \left(\frac{1}{1 + (gn_1 p_c)^{gn_2}} \right)^{gn_3}$	$S_e = 1 - \frac{1}{f_1} \ln(p_c / f_2)$
Childs et Collis Georges (1950). (avec $n = 1$)	$k_m(S_e)$	$S_e^{(2+3\lambda)/\lambda}$	pas de forme simple	$S_e \frac{e^{2f_1 S_e} - 2f_1 S_e - 1}{e^{2f_1} - 2f_1 - 1}$
	$k_{mm}(S_e)$	$(1 - S_e) \left[1 - \frac{(2+2\lambda)}{\lambda} S_e^{(2+\lambda)/\lambda} + \frac{(2+\lambda)}{\lambda} S_e^{(2+2\lambda)/\lambda} \right]$	pas de forme simple	$(1 - S_e) \frac{e^{2f_1} - e^{2f_1 S_e} (2f_1 - 2f_1 S_e + 1)}{e^{2f_1} - 2f_1 - 1}$
Wyllie et Gardner (1958).	$k_m(S_e)$	$S_e^{(2+3\lambda)/\lambda}$	$m = gn_3 = 1 - 2 / gn_2$ $S_e^2 [1 - (1 - S_e^{1/m})^m]$	$S_e^2 \frac{e^{2f_1 S_e} - 1}{e^{2f_1} - 1}$
	$k_{mm}(S_e)$	$(1 - S_e)^2 (1 - S_e^{(2+\lambda)/\lambda})$	$(1 - S_e)^2 (1 - S_e^{1/m})^m$	$(1 - S_e)^2 \frac{e^{2f_1} - e^{2f_1 S_e}}{e^{2f_1} - 1}$
Mualem (1976) (avec $n = 1/2$)	$k_m(S_e)$	$S_e^{(4+3\lambda)/2\lambda}$	$m = gn_3 = 1 - 1 / gn_2$ $S_e^{1/2} [1 - (1 - S_e^{1/m})^m]^2$	$S_e^{1/2} \frac{e^{2f_1 S_e} - 2e^{f_1 S_e} + 1}{e^{2f_1} - 2e^{f_1} + 1}$
	$k_{mm}(S_e)$	$(1 - S_e)^{1/2} (1 - S_e^{(1+\lambda)/\lambda})^2$	$(1 - S_e)^{1/2} (1 - S_e^{1/m})^{2m}$	$(1 - S_e)^{1/2} \frac{e^{2f_1} - 2e^{f_1(S_e+1)} + e^{2f_1 S_e}}{e^{2f_1} - 2e^{f_1} + 1}$

$k_m(S_e)$: perméabilité relative à la phase mouillante

$k_{mm}(S_e)$: perméabilité relative à la phase non mouillante

Tableau (AC.4.1) : Expressions analytiques pour la perméabilité relative obtenues à l'aide des modèles statistiques et les corrélations empiriques des courbes de pression capillaire

Corrélation empirique des courbes de pression capillaire

	Essais de drainage			Essais de porosimétrie au mercure		
	P1	P2	P3	P1	P2	P3
Brooks et Corey (1964)	0,0367	1,36		0,403	1,72	
McKee et Bumb (1984)	0,002	0,089		0,11	0,72	
Gardner (1958)	399,69	2,21		4,81	3,7	
van Genuchten (1980)	8,19	1,7	2,22	1,60	3,86	0,9
Fredlund et Xing (1994)	0,132	1,5	5,44	0,627	3,87	2,27
Farrell et Larson (1972)	2,78	0,0168		3,66	0,0852	

Tableau (AC.4.2) Grès de Fontainebleau. Les valeurs des paramètres intervenants dans les corrélations de pression capillaire.

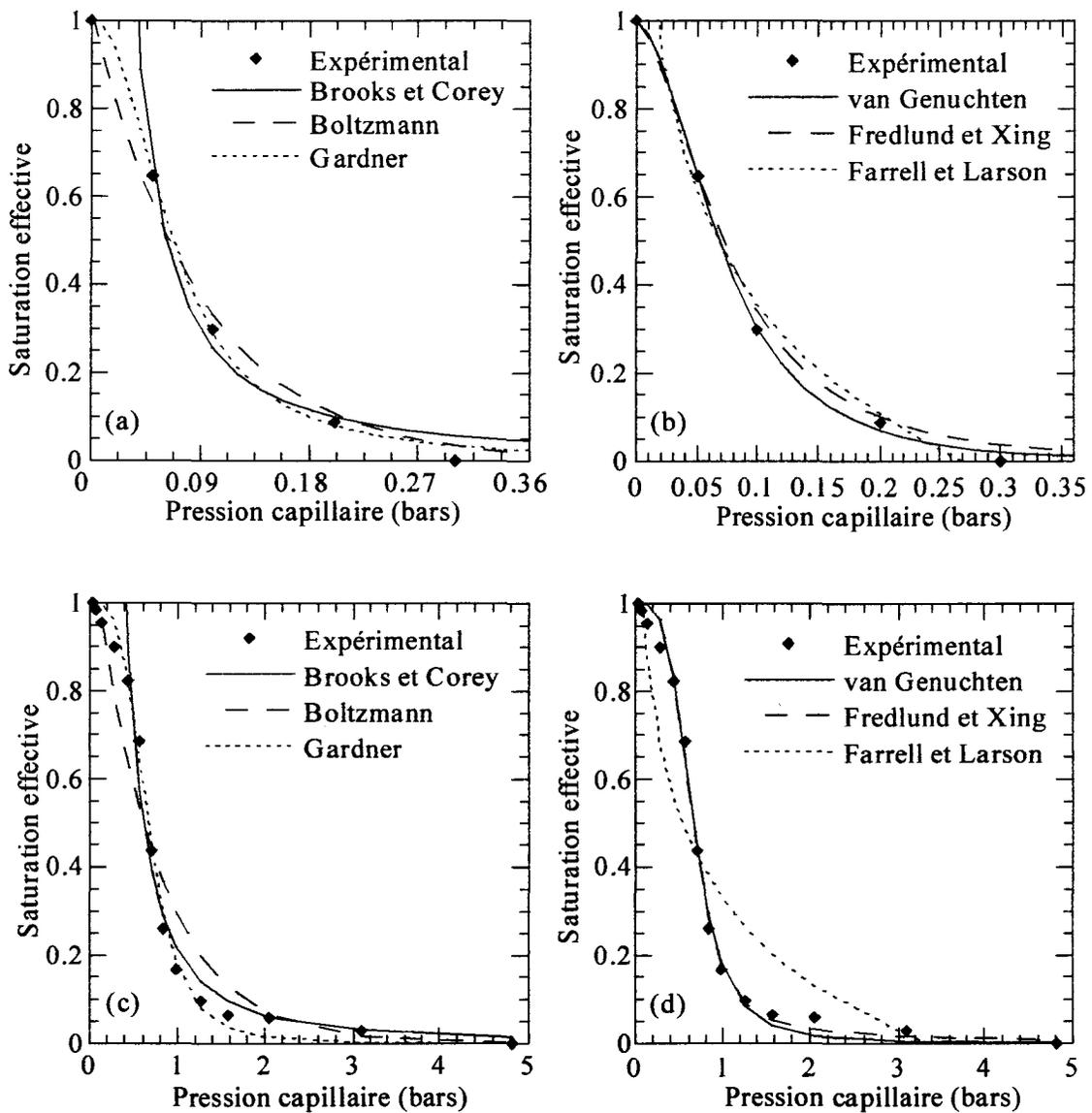


Figure (AC.4.2) : Comparaison entre corrélation et résultats expérimentaux pour le grès de Fontainebleau. (a) et (b) résultats basés sur les essais de drainage, (c) et (d) résultats basés sur les essais de porosimétrie au mercure.

Corrélation empirique des courbes de pression capillaire

	Essais de drainage			Essais de porosimétrie au mercure		
	P1	P2	P3	P1	P2	P3
Brooks et Corey (1964)	0,0467	0,762		0,333	0,593	
McKee et Bumb (1984)	0,00097	0,241		0,098	1,686	
Gardner (1958)	14,692	1,397		0,734	1,5497	
van Genuchten (1980)	17,68	5,036	0,169	2,136	5,78	0,14
Fredlund et Xing (1994)	0,083	3,283	1,083	0,664	3,67	0,94
Farrell et Larson (1972)	4,321	0,0177		5,46	0,09	

Tableau (AC.4.2) Grès de Vosges-I. Les valeurs des paramètres intervenants dans les corrélations de pression capillaire.

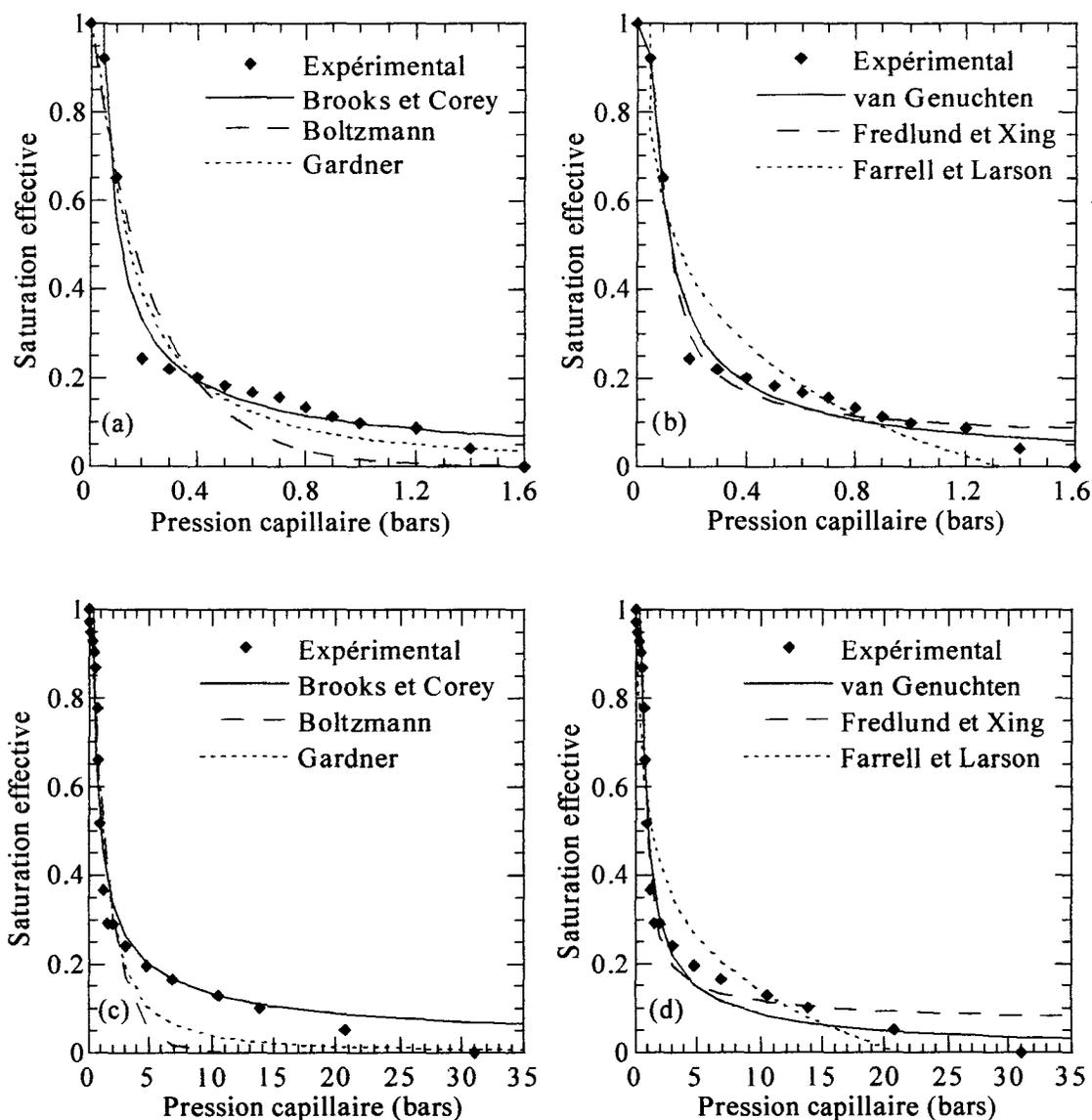


Figure (AC.4.3) : Comparaison entre corrélation et résultats expérimentaux pour le grès des Vosges-I. (a) et (b) résultats basés sur les essais de drainage, (c) et (d) résultats basés sur les essais de porosimétrie au mercure.

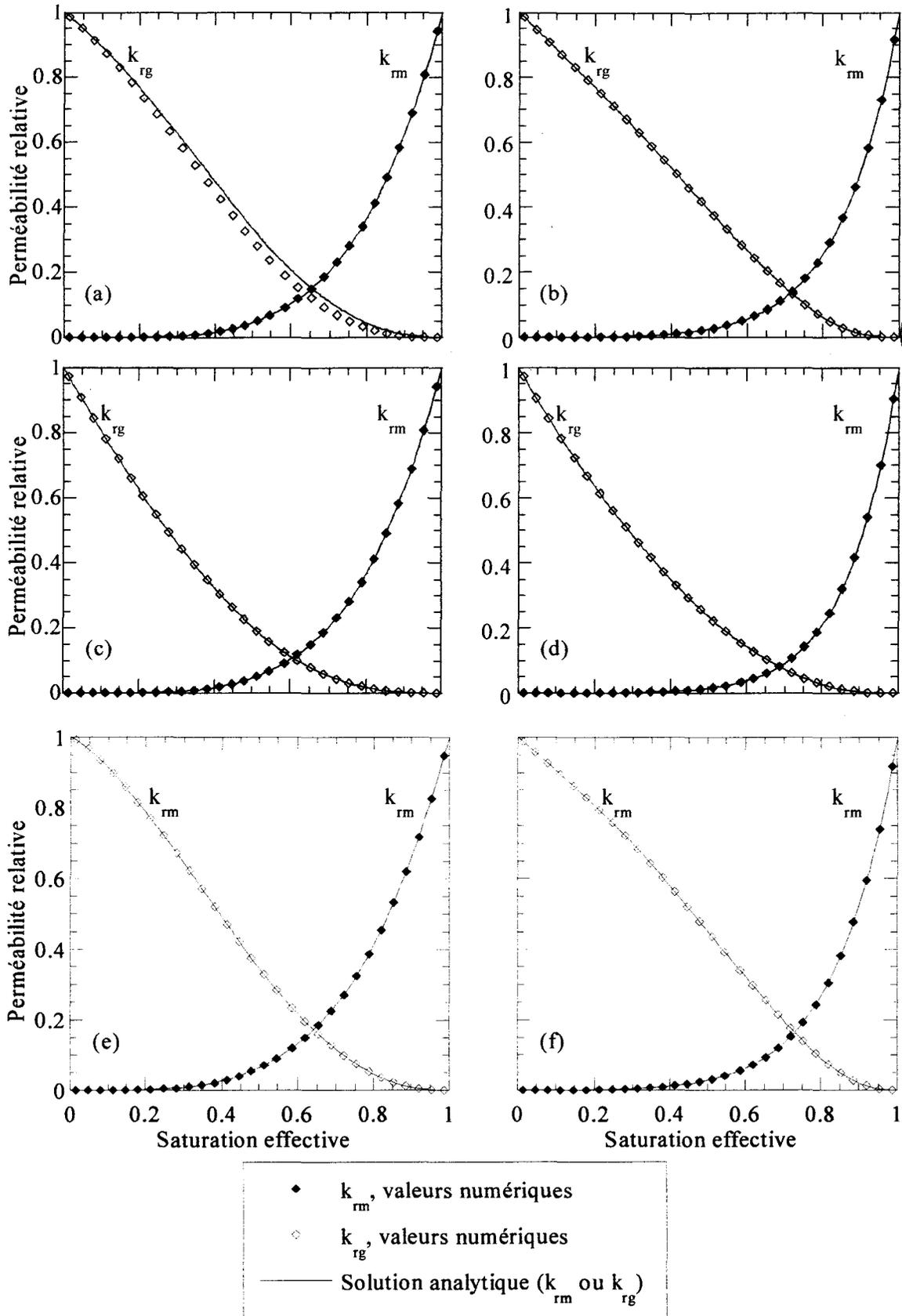


Figure (AC.4.4) : Validation du programme utilisé pour le calcul de la perméabilité relative. Modèle de Childs et Collis-Georges (1950) avec l'équation de (a) Brooks et Corey et (b) Farrell et Larson. Modèle de Wyllie et Gardner (1958) avec l'équation de (c) Brooks et Corey et (d) Farrell et Larson. Modèle de Mualem (1976) avec l'équation de (e) Brooks et Corey et (f) Farrell et Larson.

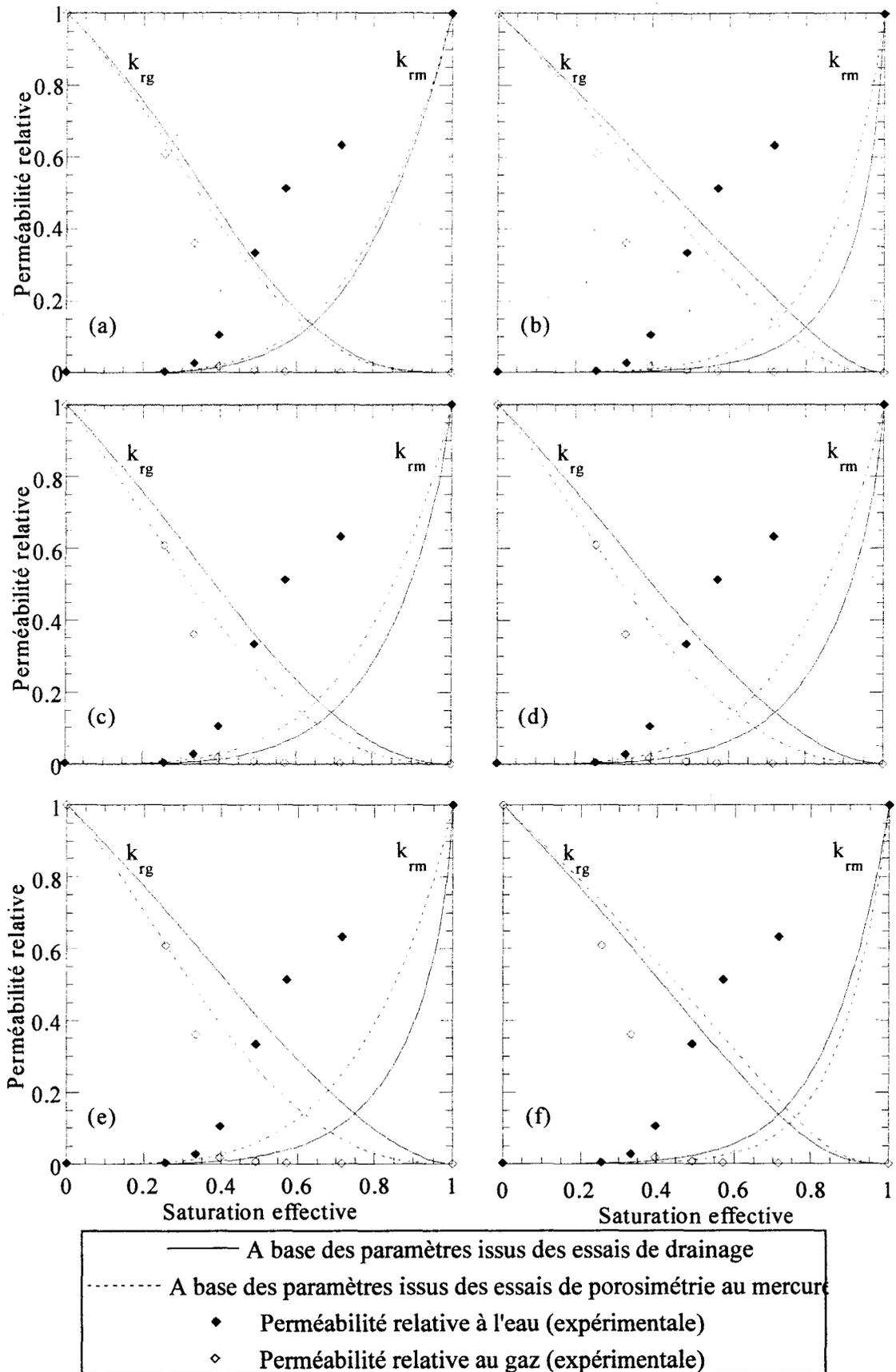
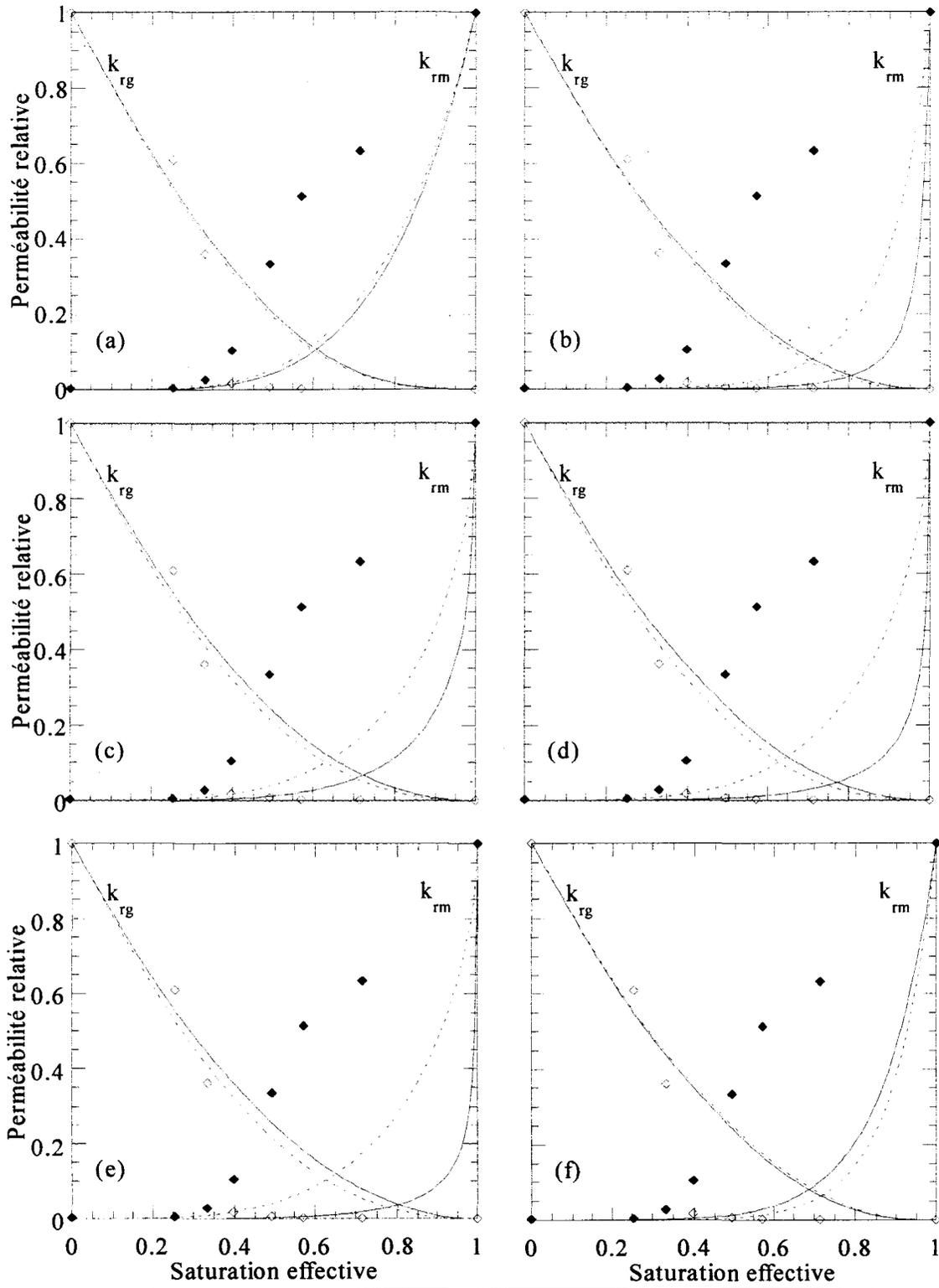


Figure (AC.5.5) : Grès de Fontainebleau. Simulation de la perméabilité relative par le modèle de Childs et Collis-Georges (1950) avec l'équation de : (a) Brooks et Corey, (b) Boltzmann, (c) Gardner, (d) van Genuchten, (e) Fredlund et Xing, et (f) Farrell et Larson.



— A base des paramètres issus des essais de drainage
 - - - A base des paramètres issus des essais de porosimétrie au mercure
 ♦ Perméabilité relative à l'eau (expérimentale)
 ◇ Perméabilité relative au gaz (expérimentale)

Figure (AC.6.6) : Grès de Fontainebleau. Simulation de la perméabilité relative par le modèle de Wyllie et Gardner (1958) –ou équations de Burdine- avec l'équation de : (a) Brooks et Corey, (b) Boltzmann, (c) Gardner, (d) van Genuchten, (e) Fredlund et Xing, et (f) Farrell et Larson.

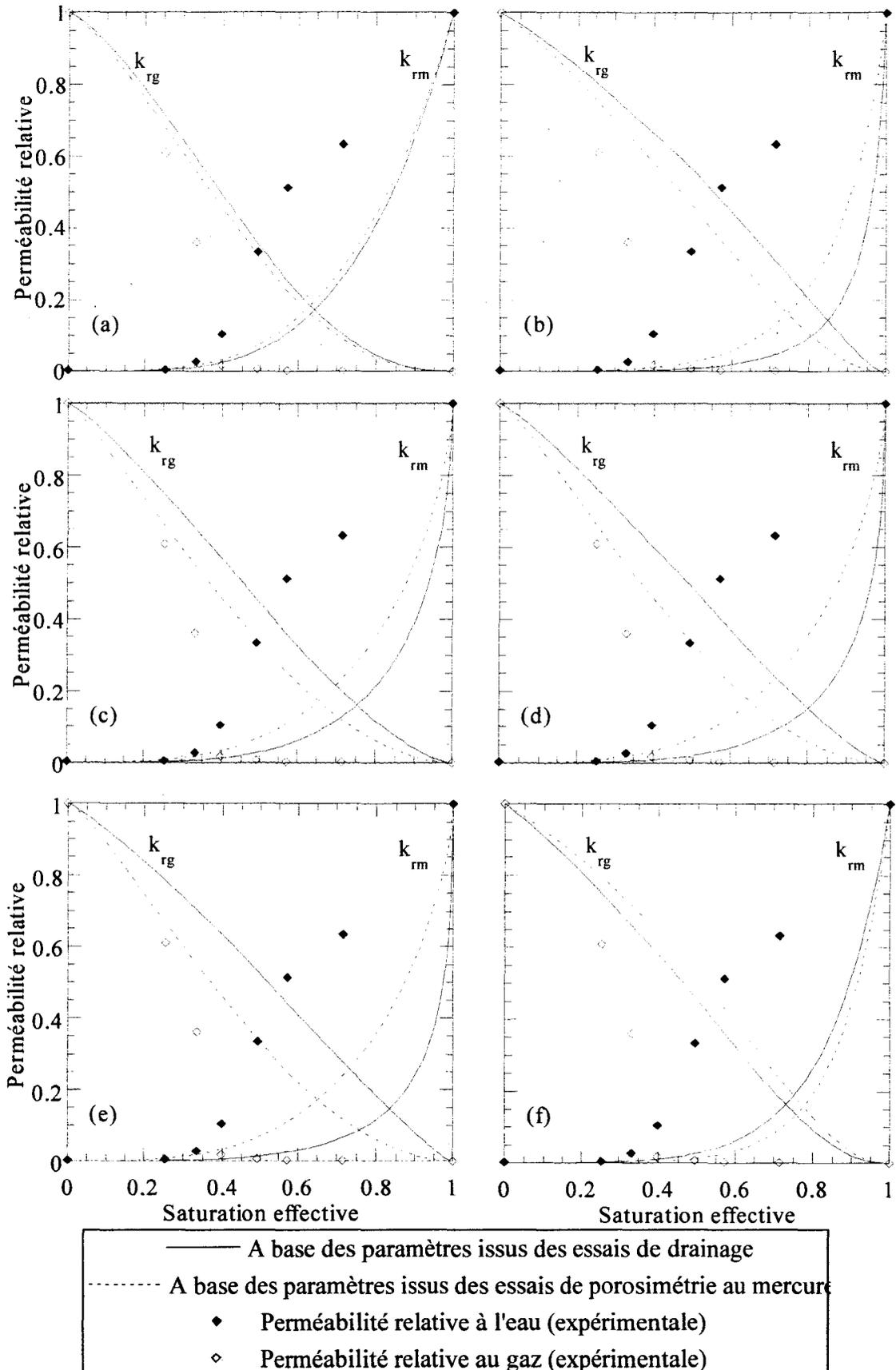
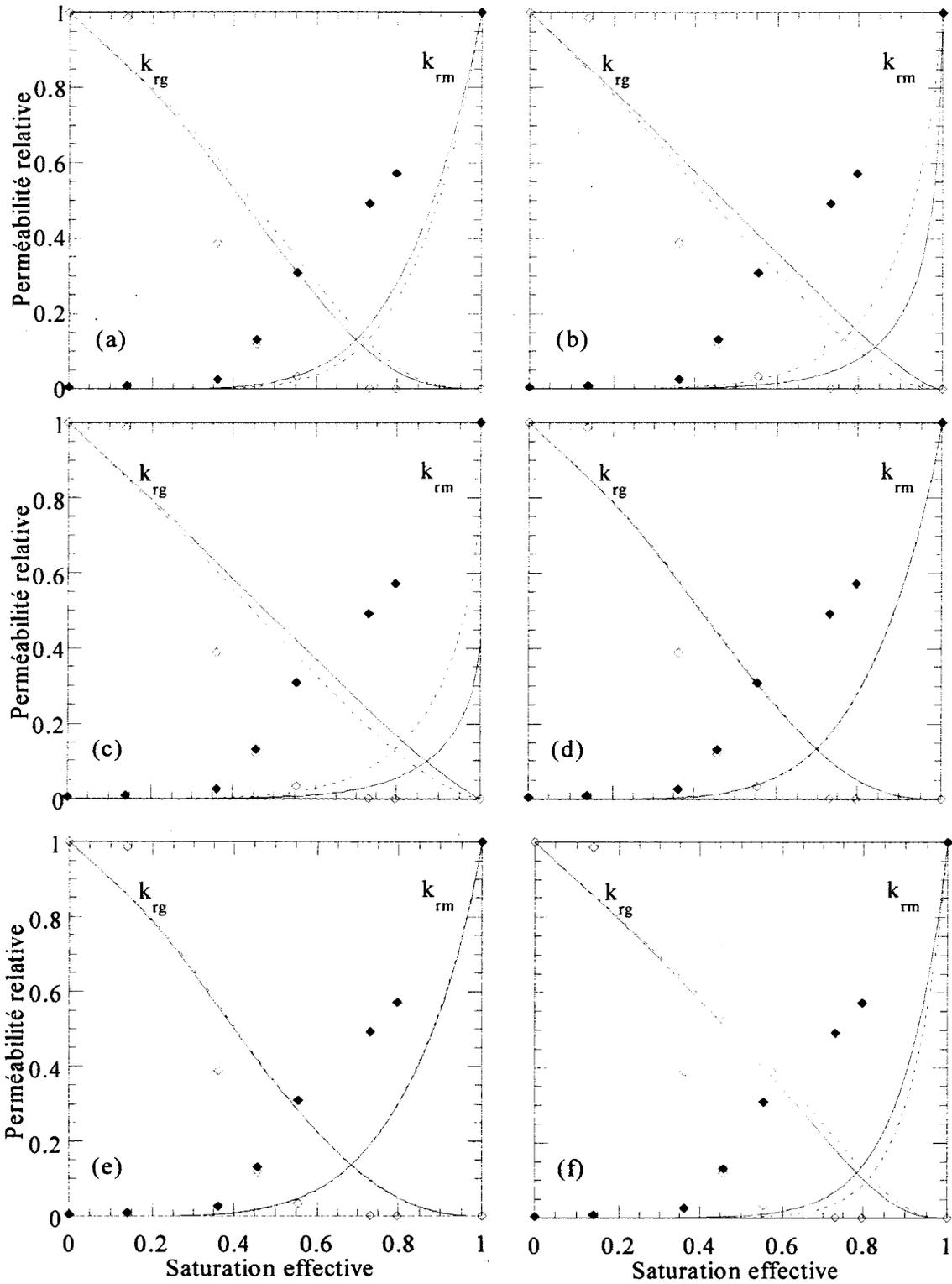


Figure (AC.4.7) : Grès de Fontainebleau. Simulation de la perméabilité relative par le modèle de Mualem (1976) avec l'équation de : (a) Brooks et Corey, (b) Boltzmann, (c) Gardner, (d) van Genuchten, (e) Fredlund et Xing, et (f) Farrell et Larson.



— A base des paramètres issus des essais de drainage
 - - - A base des paramètres issus des essais de porosimétrie au mercure
 ♦ Perméabilité relative à l'eau (expérimentale)
 ◇ Perméabilité relative au gaz (expérimentale)

Figure (AC.4.8) : Grès des Vosges-I. Simulation de la perméabilité relative par le modèle de Childs et Collis-Georges (1950) avec l'équation de : (a) Brooks et Corey, (b) Boltzmann, (c) Gardner, (d) van Genuchten, (e) Fredlund et Xing, et (f) Farrell et Larson.

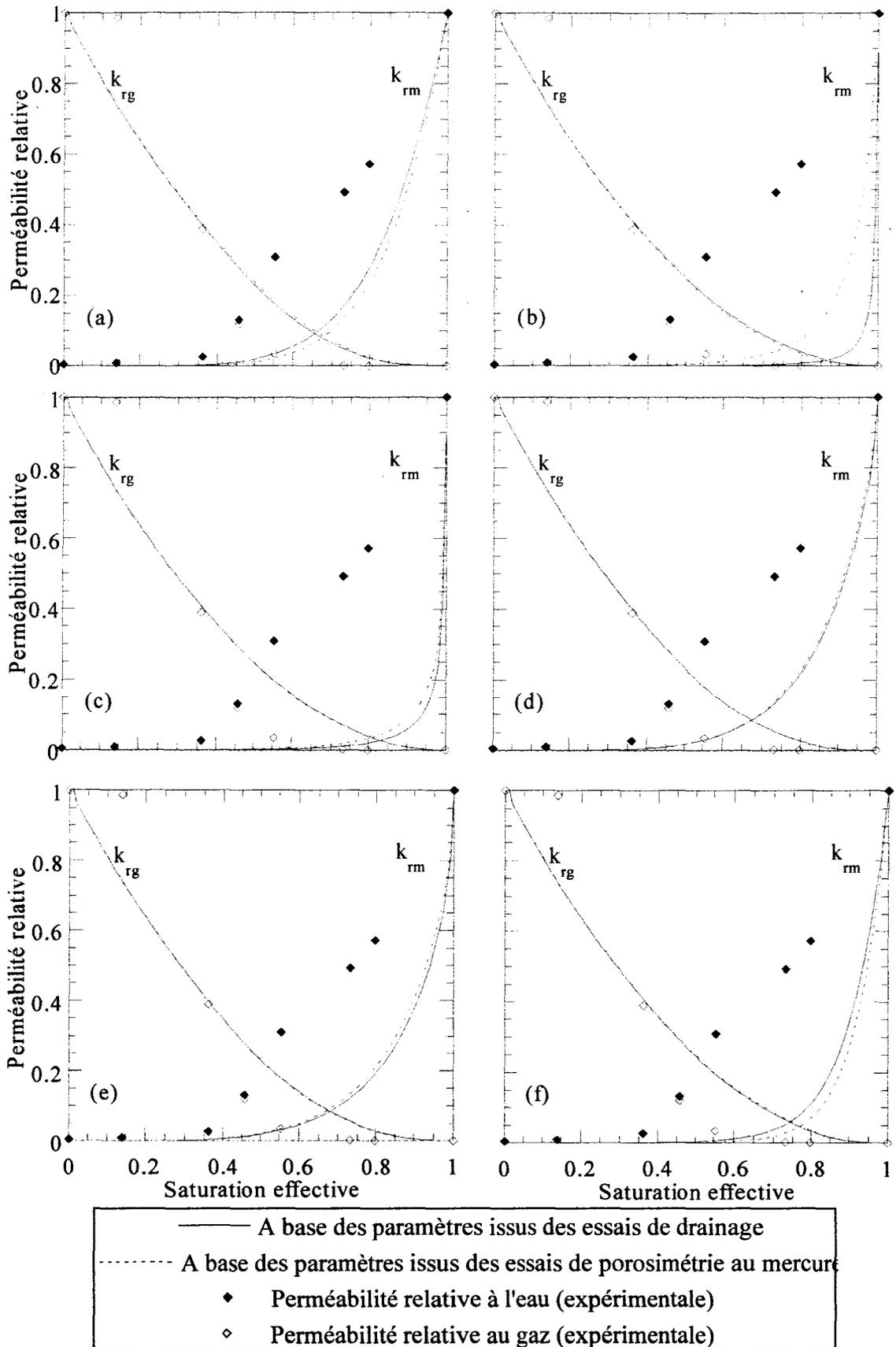


Figure (AC.4.9) : Grès des Vosges-I. Simulation de la perméabilité relative par le modèle de Wyllie et Gardner (1958) –ou équations de Burdine- avec l'équation de : (a) Brooks et Corey, (b) Boltzmann, (c) Gardner, (d) van Genuchten, (e) Fredlund et Xing, et (f) Farrell et Larson.

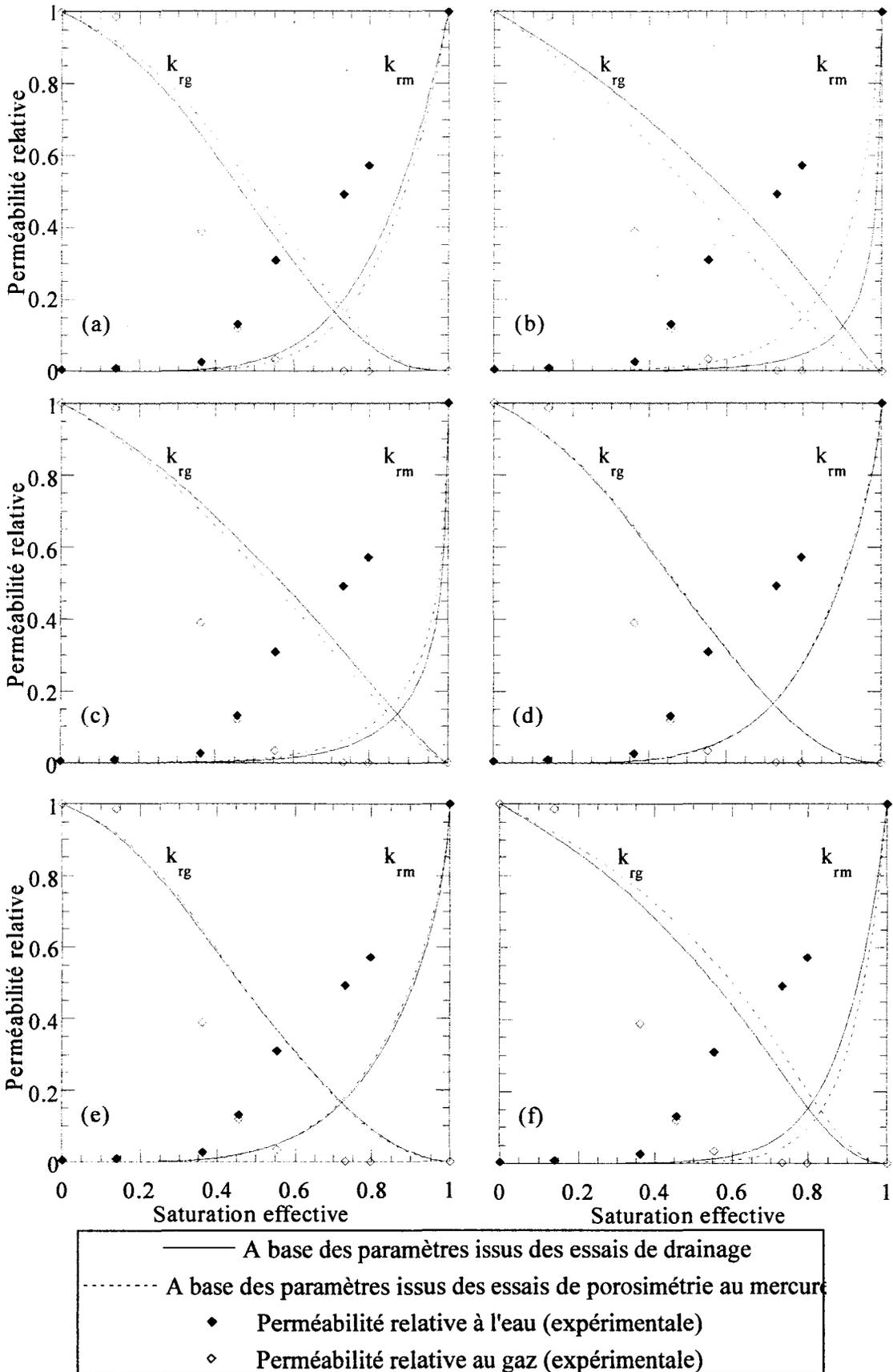


Figure (AC.4.10) : Grès des Vosges-I. Simulation de la perméabilité relative par le modèle de Mualem (1976) avec l'équation de : (a) Brooks et Corey, (b) Boltzmann, (c) Gardner, (d) van Genuchten, (e) Fredlund et Xing, et (f) Farrell et Larson.

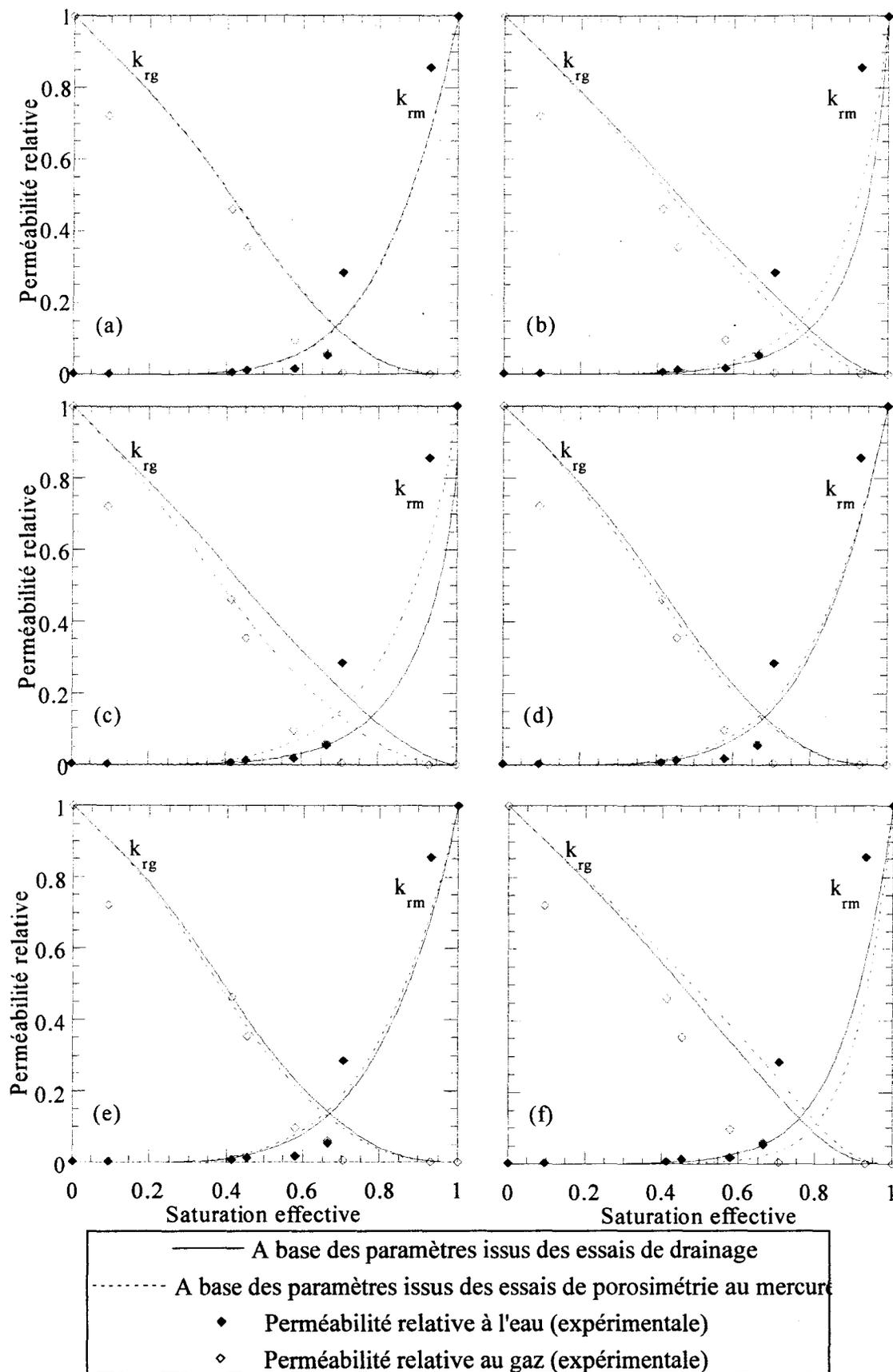


Figure (AC.4.11) : Grès des Vosges-II. Simulation de la perméabilité relative par le modèle de Childs et Collis-Georges (1950) avec l'équation de : (a) Brooks et Corey, (b) Boltzmann, (c) Gardner, (d) van Genuchten, (e) Fredlund et Xing, et (f) Farrell et Larson.

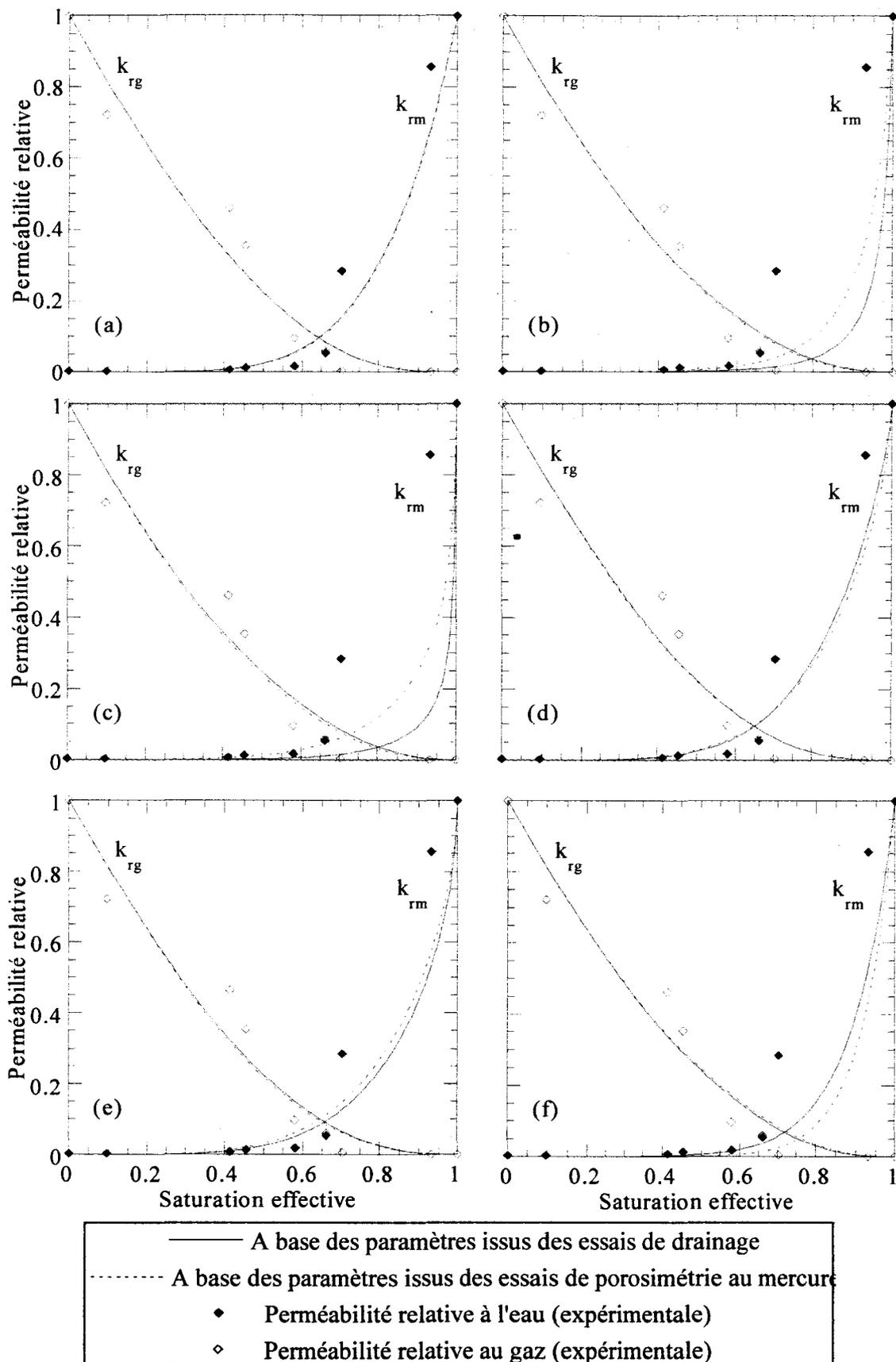


Figure (AC.4.12) : Grès des Vosges-II. Simulation de la perméabilité relative par le modèle de Wyllie et Gardner (1958) –ou équations de Burdine- avec l'équation de : (a) Brooks et Corey, (b) Boltzmann, (c) Gardner, (d) van Genuchten, (e) Fredlund et Xing, et (f) Farrell et Larson.

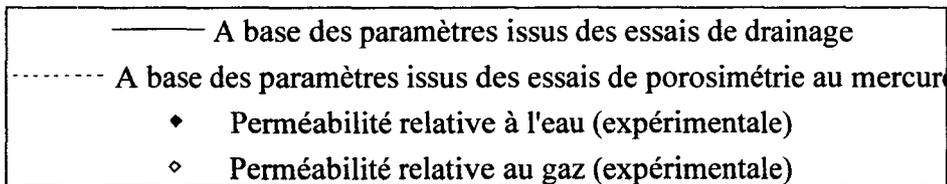
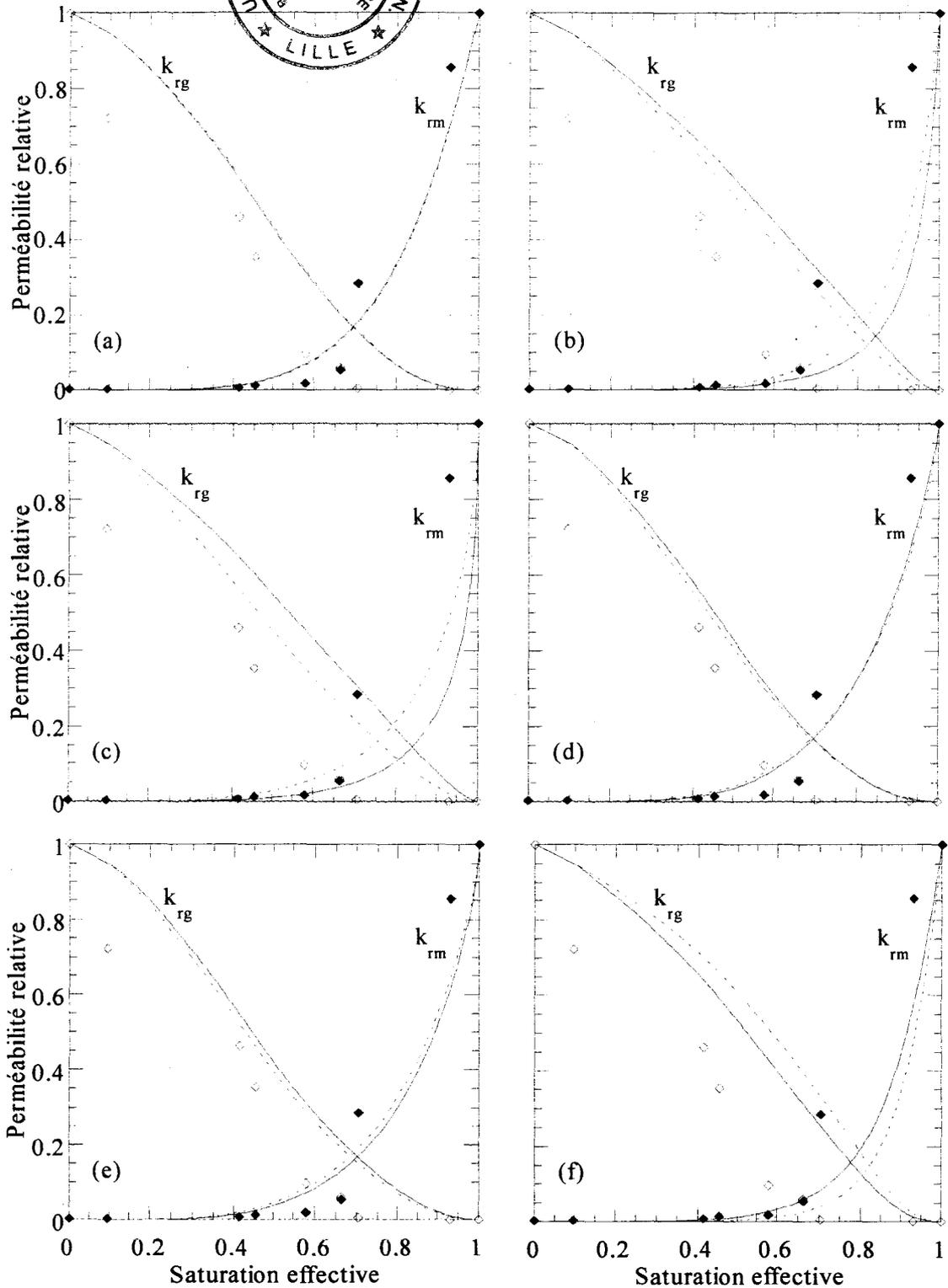
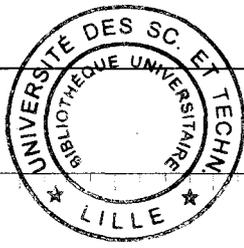


Figure (AC.4.13) : Grès des Vosges-II. Simulation de la perméabilité relative par le modèle de Mualem (1976) avec l'équation de : (a) Brooks et Corey, (b) Boltzmann, (c) Gardner, (d) van Genuchten, (e) Fredlund et Xing, et (f) Farrell et Larson.