



HAL
open science

Transfert hydrique dans des sols argileux gonflants : influence du confinement

Sébastien Rolland

► **To cite this version:**

Sébastien Rolland. Transfert hydrique dans des sols argileux gonflants : influence du confinement. Autre. Institut National Polytechnique de Lorraine, 2002. Français. NNT : 2002INPL003N . tel-01749860

HAL Id: tel-01749860

<https://hal.univ-lorraine.fr/tel-01749860>

Submitted on 29 Mar 2018

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

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



AVERTISSEMENT

Ce document est le fruit d'un long travail approuvé par le jury de soutenance et mis à disposition de l'ensemble de la communauté universitaire élargie.

Il est soumis à la propriété intellectuelle de l'auteur. Ceci implique une obligation de citation et de référencement lors de l'utilisation de ce document.

D'autre part, toute contrefaçon, plagiat, reproduction illicite encourt une poursuite pénale.

Contact : ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr

LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 335.2- L 335.10

http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php

<http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm>



**UNIVERSITÉ
DE LORRAINE**

AVERTISSEMENT

Ce document est le fruit d'un long travail approuvé par le jury de soutenance et mis à disposition de l'ensemble de la communauté universitaire élargie.

Il est soumis à la propriété intellectuelle de l'auteur. Ceci implique une obligation de citation et de référencement lors de l'utilisation de ce document.

D'autre part, toute contrefaçon, plagiat, reproduction illicite encourt une poursuite pénale.

Contact : ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr

LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 335.2- L 335.10

http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php

<http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm>

U360274306

Institut National Polytechnique de Lorraine
Laboratoire d'Énergétique et de Mécanique Théorique et Appliquée
Laboratoire Environnement, Géomécanique & Ouvrages

N° attribué par la bibliothèque

02|I|N|P|L|00|3|N

THÈSE

Présentée à l'INPL
en vue d'obtenir le grade de

(TJ) 2002 ROLLAND, S.

DOCTEUR DE L'INPL

Spécialité : Mécanique et Énergétique

Par

ROLLAND Sébastien

TRANSFERT HYDRIQUE DANS DES SOLS ARGILEUX GONFLANTS :
INFLUENCE DU CONFINEMENT

soutenue publiquement le 18 janvier 2002 à 14h00 devant la commission d'examen

Membres du Jury

Rapporteurs :	R. ANGULO-JARAMILLO	CR CNRS – LTHE, Grenoble
	P. DELAGE	Professeur ENPC – CERMES, Marne-la-Vallée
Examineurs :	F. DARVE	Professeur INPG – Lab3S, Grenoble
	F. MASROURI	Professeur ENSG – LaEGO, Nancy
	C. MOYNE	DR CNRS – LEMTA, Nancy
	D. STEMMELEN	CR CNRS – LEMTA, Nancy

Service Commun de la Documentation
INPL
Nancy - France

Remerciements

Pour leur encadrement de qualité, leurs conseils et leur franc-parler, je tiens réellement à remercier Farimah Masrouri, Christian Moyne et Didier Stemmelen. Malheureusement, pour moi ce sujet de thèse continuera à hanter certaines activités de ma vie quotidienne, comme la vaisselle ou encore l'arrosage de mes plantes vertes.

Je remercie Rafael Angulo-Jaramillo et Pierre Delage, pour avoir accepté le rôle de rapporteur, malgré leurs nombreuses occupations.

Un grand merci à Félix Darve pour avoir chaleureusement présidé ma soutenance de thèse. Ce jour-là, j'aurai au moins appris à *sécher à volume constant*.

Je remercie vivement :

- Françoise Homand pour avoir rendu la collaboration LEMTA-LaEGO financièrement possible ;
- les secrétaires du LEMTA : Catherine Denis, Edith Lang, Anne-Marie Louis-Dam, **Valérie Reichhardt**, Christine Sartori, Dalida Simonigh, Marie-Hélène Zoberman. Que ferait-on sans elles ?
- Bernard Antoine et Christophe Lémius pour tous les services rendus en informatique ;
- Alain Gérard pour avoir terminé les plans de ma cellule expérimentale ; Christophe Gigant pour l'avoir usinée de superbe manière (sous la direction de Jean-Yves Morel) ; Franck Demeurie pour m'avoir rendu de multiples services techniques ;
- Ali Mesbah de l'ENTPE pour avoir accepté spontanément de nous aider dans l'élaboration d'éprouvettes de sols par la technique double-piston ;
- Isabelle Bihannic, Bruno Lartiges, Fabien Thomas et Jacques Yvon du LEM ;
- le personnel du Service Commun de Documentation de l'INPL. Un merci particulier à Annie Laroche-Joubert pour m'avoir aidé à présenter la bibliographie de manière *bibliographique* ;
- Bruno Chenu pour sa gentillesse et pour nous avoir fait envie en salle café tous les midis avec ses bons petits plats...

Dans le cadre de cette thèse, j'ai eu l'occasion de solliciter l'aide ou les conseils de nombreux chercheurs, enseignants-chercheurs, doctorants. Faute de place, la liste qui va suivre ne pourra pas être exhaustive, pourront s'y rajouter les personnes qui le souhaitent. J'aimerais remercier :

- Laurence Canteri, Sophie Didierjean, Mostapha Fourar, Denis Maillet et Isabelle Perry ;
- Philippe Corvisier, Pascal Lavieille, Myriam Lazard et Benjamin Rémy pour leur amitié indéfectible durant toutes ces années, ainsi que les coups de pouce ponctuels ;

- Sébastien Abdobal pour sa touche d'exotisme et ses blagues à deux balles (soit 0,30 €). N'oublie pas le proverbe créole qui s'applique directement à toi : *ou on sacwé blagueu* ;
- Thomas Metzger (Vielen Dank für deine Freundschaft und für deine Kochkunst, viel Glück für die Zukunft !);
- Gaël Maranzana pour sa gentillesse et sa grande modestie. Bon courage pour tes études sur les puces chauffantes ;
- Les L^AT_EX users, Samuel Ndoumbe, Sepehr Ramezani et Laurent Cordier. Merci pour toutes les minutes grapillées pour dialoguer ;
- Bertrand Hoareau (et par extension Gwenaëlle Félix) pour les discussions très chaleureuses que nous avons eues ;
- Benoît Fanou FAGLA, Colombe Saizonou, Jorge Peixinho et sa serpillière magique, Assad Abdulwahab et ses célèbres vortex, Kais Mrabet et Khaled Chetehouna ;
- les ex du LEMTA, Pascal Dominiak, Hao Wang (petit chinois par la taille, grand par la sagesse) et Azzedine Souadnia.

Enfin, je souhaite bonne chance à Thibault *Tibo* Lemaire pour la succession.

Je n'oublie pas de remercier certains camarades du LaEGO, avec qui j'ai apprécié de discuter, d'échanger des points de vue sur nos situations respectives. Je pense entre autre à Arnold Blaisonneau, Sonia Crosnier, Olivier Cuisinier, Sandra Escoffier, Dragan Grgic, Xavier Marly et Françoise *Fanfan* Masutti. J'en profite pour remercier Éric Lefevre, Danielle Parmentier, et surtout Jean-François Noelle pour sa dextérité dans le carottage des éprouvettes lyonnaises.

Quelques remerciements sportifs et amicaux pour Éva Buchi, Sébastien Leclerc, André Mézin, Bruno Porçu, Madame la Vicomtesse Camille de Salabert et Thierry *Titi* Turpin.

J'adresse mes remerciements particuliers à :

- Samuel Comblez, dit *Sam l'indélébile*, pour son soutien sans faille, ses conseils avisés, et pour beaucoup d'autres choses encore.
- Brigitte Lherbier et Pascal Zavattiero de l'IUT Nancy-Brabois avec qui les TP de physique furent réellement agréables.

Enfin je terminerai ces *quelques* lignes en remerciant mes parents, mon frère Stéphane, Karine, ma nièce Emma (une future artiste cette jeune fille!) et mes grand-parents.

Table des matières

Liste des tableaux	v
Liste des figures	vii
Glossaire	xiii
Introduction générale	1
I Généralités et bibliographie sur les transferts hydriques dans les milieux argileux	5
I.1 Pourquoi s'intéresser aux argiles ?	6
I.1.1 Aspects agronomiques	6
I.1.2 Aspects liés au génie civil	7
I.1.3 La gestion des déchets radioactifs en France	9
I.1.4 Conclusion	11
I.2 Argile : le matériau	11
I.2.1 Du point de vue minéralogique...	12
I.2.2 Mécanismes d'hydratation des argiles	14
I.2.3 Mécanismes de gonflement des argiles	18
I.2.4 Représentations théoriques du gonflement	20
I.3 Propriétés hydrauliques des milieux poreux	25
I.3.1 Rappel dans le cas indéformable	26
I.3.2 Présentation des techniques existantes en coordonnées eulériennes	27
I.3.3 Présentation des techniques existantes en coordonnées lagrangiennes	30
I.4 Techniques d'obtention des propriétés hydrauliques d'un sol argileux	34
I.4.1 Volume Constant	35
I.4.2 Volume non constant	40
I.4.3 Problèmes liés au confinement : premières difficultés	52
I.5 Conclusion du chapitre I	54
II Dispositif expérimental et méthodes	55
II.1 Matériaux utilisés et mode de préparation...	56
II.1.1 La bentonite	56
II.1.2 Le limon de Xeuilley	56
II.1.3 Protocole du mélange	56
II.1.4 Courbe de compactage	57
II.1.5 Compactage simple piston	58

II.1.6	Compactage double-piston	58
II.1.7	Redimensionnement des éprouvettes	60
II.1.8	Conclusion : Quelle méthode choisir ?	60
II.1.9	Courbe de rétention	62
II.2	La cellule d'imbibition et son environnement	64
II.2.1	Inventaire des essais réalisés	64
II.2.2	Descriptif de la cellule	66
II.2.3	Capteur de déplacement	66
II.2.4	Cellule de force	68
II.2.5	Balance	68
II.2.6	Micromètre à balayage laser	69
II.2.7	Conclusion	70
II.3	Gammamétrie double-source	71
II.3.1	Les sources	71
II.3.2	Le détecteur	73
II.3.3	Acquisition	74
II.3.4	Les différents types de corrections	75
II.3.5	Mesure simultanée de l'humidité et de la densité sèche d'un milieu poreux	79
II.4	Méthodes de détermination des coefficients d'absorption massique	81
II.4.1	Cas de l'eau	81
II.4.2	Cas du sol	86
II.4.3	Conclusion	92
II.5	Technique d'identification...	92
II.5.1	Mise en équation du problème	92
II.5.2	Calcul de la coordonnée matérielle : m	93
II.5.3	Méthode inverse [Barataud <i>et al.</i> , 1996]	94
II.5.4	Critiques de la technique d'identification	96
II.6	Validation des techniques sur un matériau non-gonflant	97
II.6.1	Protocole choisi	98
II.6.2	Dépouillement double-source	98
II.6.3	Exploitation des résultats expérimentaux pendant l'imbibition	100
II.6.4	Dépouillement monosource	104
II.6.5	Identification	105
II.6.6	Conclusion	110
II.7	Conclusion du chapitre II	112
III	Essais d'imbibition pour différents types de confinements	113
III.1	Essai à volume constant	114
III.1.1	Protocole suivi	114
III.1.2	Pression axiale exercée sur le piston	115
III.1.3	Dépouillement monosource	116
III.1.4	Dépouillement double-source	119
III.1.5	Identification des paramètres de diffusivité	127
III.1.6	Choix de la hauteur identifiée	132
III.1.7	Conclusion sur l'essai à volume constant	132
III.2	Essais œdométriques	134

III.2.1	Essai OSP	134
III.2.2	Essai ODP1	139
III.2.3	Conclusion sur les essais œdométriques	146
III.3	Essai libre	146
III.3.1	Protocole suivi	146
III.3.2	Profils initial et final	147
III.3.3	Évolution des grandeurs au cours du temps	149
III.3.4	Identification des paramètres de diffusivité matérielle	151
III.3.5	Notre représentation de Boltzmann expliquée par un programme numérique	155
III.3.6	Conclusion sur l'essai libre	160
III.4	Synthèse des différents essais	161
III.4.1	Cinétique des essais	161
III.4.2	Courbes de gonflement	164
III.4.3	Caractérisation hydraulique de notre matériau	166
III.5	Conclusion du chapitre III	170
	Conclusion et perspectives	171
	Références bibliographiques	173
	A Schéma de principe du micromètre à balayage laser	181
	B Calculs d'incertitude	183
	C Imbibition d'eau dans du béton cellulaire	187
C.1	Caractéristiques du béton étudié	187
C.2	Protocole de l'essai	187
C.3	Évolution de la teneur en eau massique	190
C.4	Dépouillement monosource	190
C.5	Résultats des différentes identifications	193
	D Courbes de Boltzmann agrandies	195
	E Courbes intermédiaires	199

Liste des tableaux

I.1	Définitions des différentes notations utilisées dans le manuscrit.	21
II.1	Caractéristiques des matériaux utilisés : limites d'Atterberg.	56
II.2	Inventaire des essais présentés dans ce travail.	65
II.3	Caractéristiques des sources radioactives utilisées lors de ce travail.	72
II.4	Corrélations utilisées pour la correction Compton ; évolution au cours du temps.	78
II.5	Valeurs des coefficients d'absorption massique trouvées suivant les trois méthodes	86
II.6	Valeurs finales obtenues sur les différents essais	88
II.7	Coefficients d'absorption massique recalculés pour différentes éprouvettes avant imbibition.	89
II.8	Coefficients d'absorption massique pour les mêmes éprouvettes réalisées après imbibition.	89
II.9	Étude de sensibilité aux coefficients d'absorption massique de la phase solide (essai ODP1).	92
II.10	Comparaison des valeurs initiales de l'éprouvettes de limon de Jossigny mesurées par pesée et par gammamétrie (traitement double-source).	100
II.11	Comparaison des valeurs finales mesurées par pesée et par gammamétrie (traitement double-source).	100
II.12	Comparaison des teneurs en eau finales de l'éprouvette de limon de Jossigny données par pesée et par gammamétrie (traitement monosource).	105
III.1	Inventaire des essais présentés dans ce chapitre.	113
III.2	Comparaison des teneurs en eau finales de l'éprouvette du mélange gonflant données par pesée et par gammamétrie (traitement monosource).	117
III.3	Comparaison des coefficients d'atténuation obtenus pour les phases liquide et solide, entre le début et la fin de l'essai.	126
III.4	Synthèse des paramètres de diffusivité identifiés sur les graphiques III.12 et III.13 pour la hauteur $z = 4,5$ cm.	131
III.5	Récapitulatif des différents couples de paramètres identifiés en fonction de la hauteur.	132
III.6	Comparaison des différentes techniques utilisées pour les mesures finales de teneur en eau massique et de la masse volumique sèche.	139
III.7	Récapitulatif des différents couples de paramètres identifiés en fonction de la hauteur.	144

III.8 Récapitulatif des différents couples de paramètres identifiés en fonction de la hauteur.	153
B.1 Incertitudes expérimentales et incertitudes dues à l'expérimentateur.	184
B.2 Incertitudes dues à l'étalonnage.	184
B.3 Incertitudes expérimentales pour w	184
B.4 Incertitudes d'étalonnage.	185
B.5 Incertitudes expérimentales et incertitudes dues à l'expérimentateur.	185
C.1 Caractéristiques du béton cellulaire utilisé (Ytong)	187
C.2 Comparaison des mesures faites par gammamétrie et mesures faites par pesée.	188
C.3 Tableau récapitulatif des différentes identifications réalisées sur les courbes de Boltzmann du béton cellulaire.	193

Liste des figures

I.1	Disponibilité de l'eau dans les sols de textures différentes [source : Morel, 1996].	6
I.2	Exemple d'une cellule de confinement d'un sol contaminé [Horizon Environnement Inc., 2001].	8
I.3	Projet de laboratoire souterrain en France.	10
I.4	Schéma de principe du concept multi-barrière, en vue du stockage des déchets radioactifs.	11
I.5	Modèle structural de la montmorillonite [d'après Hofmann <i>et al.</i> , 1933].	12
I.6	Positions respectives possibles des feuilletts.	13
I.7	Qualification des surfaces des particules d'argiles.	13
I.8	Photo d'une argile (illite-smectite) par microscopie électronique en transmission [Besson <i>et al.</i> , 1990].	13
I.9	Liaisons possibles de l'eau interfoliaire [source : Morel, 1996].	15
I.10	Autres mécanismes possibles d'adsorption de l'eau sur les surfaces argileuses : Attraction par osmose (à gauche) ; attraction dipolaire (à droite) [source : Mitchell, 1993].	16
I.11	Courbes de rétention d'après Yong [1975].	17
I.12	Représentation schématique de la courbe de retrait obtenue à partir d'une argile [Tessier, 1984].	22
I.13	Courbe de retrait d'après McGarry et Malafant [1987].	23
I.14	Confrontation théorique et expérimentale des différents modèles présentés [d'après McGarry et Malafant, 1987].	25
I.15	Présentation du problème dans le repère fixe \mathcal{R}_0	26
I.16	Schéma de principe du consolidomètre [Kenney <i>et al.</i> , 1992].	36
I.17	Schéma de principe pour le calcul de la diffusivité matérielle en utilisant la transformée de Boltzmann.	38
I.18	Courbes de Boltzmann obtenues par Rhattas [1994] : on vérifie bien l'unicité.	39
I.19	Diffusivité hydraulique $D_{w/o}$ obtenue par Rhattas [1994].	39
I.20	Conductivité hydraulique $k_{w/o}$ obtenue par Rhattas [1994].	39
I.21	Évolution de la perméabilité en fonction de l'indice des vides [d'après Tabani, 1999].	41
I.22	Confrontation de deux modèles de diffusivité [Barataud <i>et al.</i> , 1996]	43
I.23	Schéma de principe pour le calcul de la diffusivité matérielle en utilisant la transformée de Boltzmann.	44
I.24	Courbe de rétention obtenue par Smiles et Rosenthal [1968].	45

I.25	Courbes de diffusivité obtenues par Smiles et Rosenthal [1968]. À gauche, diffusivité matérielle ; à droite, diffusivité hydraulique.	45
I.26	Courbes de conductivité obtenues par Smiles et Rosenthal [1968].	45
I.27	Courbes de Boltzmann toute côtes confondues, [Angulo, 1989]...	46
I.28	Comparaison des approches eulérienne et lagrangienne de Nakano <i>et al.</i> [1986] et d'Angulo <i>et al.</i> [1990b]	48
I.29	Diffusivité hydraulique $D_{w/s}$	50
I.30	Courbes de rétention pour des échantillons d'argiles compactées (argile FoCa) ; comparaison pour des échantillons libre ou confiné [Yahia-Aïssa <i>et al.</i> , 2001].	53
II.1	Courbe de compactage du mélange limon-bentonite : ρ_d en fonction de $w(\%)$ [Tabani, 1999].	57
II.2	Photo du dispositif de l'essai de compactage statique double-piston.	59
II.3	Schéma de principe de l'essai de compactage statique double-piston.	59
II.4	Exemple d'une éprouvette compactée en 3 couches de hauteur 2 cm [Tabani, 1999].	61
II.5	Comparaison de deux éprouvettes élaborées suivant les deux modes de compactage.	61
II.6	Courbe de rétention d'eau pour le sol gonflant avec modélisation.	63
II.7	Vue d'ensemble du dispositif expérimental.	64
II.8	Schémas des différents types d'essais d'imbibition réalisés.	65
II.9	Cellule d'imbibition.	67
II.10	Micromètre à balayage laser, capteur de déplacement, système gammamétrique dans le cas de l'essai libre.	70
II.11	Spectre des ondes électromagnétiques.	71
II.12	Schéma simplifié des effets photoélectriques et Compton.	73
II.13	Schématisation du système gammamétrique.	74
II.14	Spectre obtenu par la gammamétrie double-source.	75
II.15	Spectre mettant en valeur le bruit de fond, pour chacune des fenêtres.	76
II.16	Spectre monosource césium.	78
II.17	Taux de comptage sur la fenêtre américium en fonction du taux de comptage sur la fenêtre césium, en configuration monosource césium (janvier 1999).	79
II.18	$\ln\left(\frac{N_0}{N}\right)$ en fonction de l'épaisseur d'eau traversée.	82
II.19	Schématisation du problème d'estimation de paramètre.	84
II.20	Profils initial et final de la teneur en eau massique $w(\%)$ pour l'essai LDP.	90
II.21	Profils recalculés initial et final de la teneur en eau massique $w(\%)$ pour l'essai LDP.	90
II.22	Exemple de courbe de Boltzmann identifiée sur les données obtenues par Angulo [1989], pour un milieu poreux gonflant.	95
II.23	Diffusivité matérielle en fonction de l'indice d'humidité : validation de notre technique d'identification par comparaison avec Angulo [1989].	95
II.24	Courbes d'humidification pour les différents essais à la hauteur $z = 0,5$ cm.	97
II.25	Comparaison des valeurs obtenues par gammamétrie et par pesée pour le limon de Jossigny à différents teneurs en eau et en solide (traitement double-source).	99

II.26	Profils initial et final en masse volumique sèche ρ_d pour le limon de Jossigny.	101
II.27	Profils initial et final en teneur en eau massique $w(\%)$ pour le limon de Jossigny (traitement double-source).	101
II.28	Courbes d'humidification obtenues pour le limon de Jossigny (traitement double-source).	102
II.29	Évolution de ρ_d pour le limon de Jossigny en fonction du temps (traitement double-source).	103
II.30	Courbes de gonflement-retrait $1/\rho_d$ en fonction de $w(\%)$ pour le limon de Jossigny (traitement double-source).	103
II.31	Courbes d'humidification (traitement monosource).	105
II.32	Courbes de Boltzmann avec la courbe identifiée pour $z = 6$ cm (traitement double-source).	107
II.33	Courbes d'humidification avec la courbe identifiée à $z = 6$ cm et les courbes simulées aux autres hauteurs (traitement double-source).	107
II.34	Courbes de Boltzmann (traitement monosource).	108
II.35	Courbes d'humidification (traitement monosource) avec le résultat de l'identification à $z = 12$ cm et les courbes simulées aux autres hauteurs.	108
II.36	Représentation de la diffusivité hydraulique en fonction de la teneur en eau volumique, pour les traitements mono et double-source.	109
II.37	Courbe de rétention du limon de Jossigny obtenue par Tabani [1999], avec la méthode du papier filtre.	111
II.38	Représentation de la conductivité hydraulique en fonction de la teneur en eau massique ; comparaison avec Amraoui [1996].	111
III.1	Pression et force exercées sur le capteur (sens axial).	116
III.2	Évolution de la teneur en eau massique au cours du temps, dépouillement monosource (moyenne glissante sur 5 points).	117
III.3	Courbes de Boltzmann, dépouillement monosource (moyenne glissante sur 5 points).	119
III.4	Profil initial et final en terme de teneur en eau massique (VCDP2).	120
III.5	Profil initial et final en terme de masse volumique sèche (VCDP2).	120
III.6	Évolution de la masse volumique sèche en fonction du temps (VCDP2) (moyenne glissante sur 5 points).	121
III.7	Évolution dans le temps du terme correctif $\alpha(t)$ (moyenne glissante sur 5 points).	122
III.8	Profils initial et final (corrigé) de la masse volumique sèche pour l'essai VCDP2.	123
III.9	Évolution au cours du temps de la masse volumique sèche (corrigé) pour l'essai VCDP2.	124
III.10	Profils initial et final (corrigé) de l'éprouvette en terme de teneur en eau massique $w(\%)$.	124
III.11	Évolution de la teneur en eau massique en fonction du temps (VCDP2) (moyenne glissante sur 5 points).	126
III.12	Représentation de w en fonction de la variable de Boltzmann avec la courbe identifiée à $z = 4, 5$ cm.	129
III.13	Courbe de Boltzmann identifiée (coordonnées matérielles) D_m .	129

III.14	Courbes intermédiaires permettant de repasser dans le système de coordonnées fixes.	130
III.15	Évolution de la teneur en eau massique en fonction du temps : comparaison des courbes expérimentales avec les courbes simulées (identification à $z = 4, 5$ cm).	130
III.16	Courbes de diffusivité matérielle identifiées suivant deux méthodes différentes (Essai VCDP2).	131
III.17	Courbes de diffusivité matérielle identifiées suivant deux méthodes différentes (Essai VCDP2).	133
III.18	Évolution de la teneur en eau massique en fonction du temps : comparaison des courbes expérimentales avec les courbes simulées associées (identification à $z = 3, 5$ cm).	133
III.19	Profils initial et final de la masse volumique sèche pour l'essai OSP.	135
III.20	Profil initial et final de la teneur en eau massique pour l'essai OSP.	135
III.21	Courbes d'humidification non lissées (données brutes).	137
III.22	Courbes d'humidification lissées par moyenne glissante (sur 9 points successifs).	137
III.23	Courbes de Boltzmann avec la courbe identifiée à la hauteur $z = 4$ cm.	138
III.24	Courbes d'humidification avec résultats de l'identification.	138
III.25	Profils initial et final de la teneur en eau massique (Essai ODP1).	140
III.26	Profils initial et final de la masse volumique sèche (Essai ODP1).	140
III.27	Évolution de ρ_d en fonction du temps.	142
III.28	Évolution de $w(\%)$ en fonction du temps.	142
III.29	Représentation de w en fonction de la variable de Boltzmann avec la courbe identifiée à $z = 3, 5$ cm (essai ODP1).	143
III.30	Courbes d'humidification avec résultats de l'identification à la hauteur $z = 3, 5$ cm.	143
III.31	Courbes de diffusivité matérielle en fonction de la teneur en eau massique pour les différentes hauteurs étudiés (essai ODP1).	145
III.32	Évolution de $w(\%)$ en fonction du temps avec le résultat de l'identification moyenne.	145
III.33	Profils initial et final de la masse volumique sèche ρ_d pour le mélange limon-bentonite (Essai LDP).	148
III.34	Profils initial et final de la teneur en eau massique $w(\%)$ pour l'essai LDP.	148
III.35	Évolution du diamètre de l'éprouvette avant et après imbibition fournie par le micromètre à balayage laser (Essai LDP).	149
III.36	Évolution de la masse volumique sèche en fonction du temps (Essai LDP).	150
III.37	Courbes d'humidification de l'essai LDP.	150
III.38	Évolution du diamètre au cours du temps donné par le micromètre à balayage laser.	151
III.39	Courbes de Boltzmann de l'essai LDP. (Un agrandissement de cette figure est disponible à l'annexe D).	152
III.40	Courbes de diffusivité obtenues aux différentes hauteurs.	153
III.41	Courbes de Boltzmann de l'essai LDP, avec une courbe identifiée.	154
III.42	Courbes d'humidification de l'essai LDP, avec les courbes moyennes simulées.	154

III.43	Maillage utilisé pour la discrétisation.	156
III.44	Courbes de Boltzmann numériques obtenues en conservant la surface d'humidification initiale (essai LDP)	158
III.45	Courbes de Boltzmann obtenues en supposant une surface d'humidification établie instantanément (essai LDP).	158
III.46	Comparaison des courbes d'humidification obtenues expérimentalement et numériquement (essai LDP).	159
III.47	Courbes de Boltzmann obtenues en imposant une diffusivité légèrement supérieure en bas de colonne pour simuler l'influence de petites fissures (essai LDP).	160
III.48	Quantité d'eau absorbée par unité de surface pour les différents essais réalisés au laboratoire.	163
III.49	Taux de gonflement observé pour les différents essais.	163
III.50	Courbe de gonflement-retrait pour différents essais réalisés en milieu gonflant.	165
III.51	Courbes de gonflement : ρ_d en fonction de la teneur en eau massique.	165
III.52	Courbes de conductivité hydraulique pour les différents essais réalisés	167
III.53	Courbes de diffusivité matérielle pour les différents essais réalisés.	168
III.54	Courbes de Boltzmann identifiées pour les différents essais réalisés.	168
III.55	Schéma présentant les différentes origines du gonflement ainsi que l'influence des parois. Les approches s'inspirent du modèle de Gens et Alonso [1992].	170
A.1	Schéma de principe du dispositif laser.	181
C.1	Profil initial et final en terme de teneur en eau massique, sur un bloc de béton cellulaire.	188
C.2	Profil initial et final en terme de masse volumique sèche, sur un bloc de béton cellulaire.	189
C.3	Diamètre initial et final du bloc de béton cellulaire.	189
C.4	Profil initial et final en terme de masse volumique sèche, sur un bloc de béton cellulaire.	190
C.5	Évolution de la teneur en eau massique au cours du temps avec courbes identifiées.	191
C.6	Courbes de Boltzmann obtenues sur le béton cellulaire : $w = f\left(\frac{z}{\sqrt{t}}\right)$ avec courbes identifiées à la hauteur $z = 12$ cm.	191
C.7	Évolution de la teneur en eau massique au cours du temps avec courbes identifiées (traitement monosource).	192
C.8	Courbes de Boltzmann (toutes hauteurs confondues) obtenues sur le béton cellulaire : $w = f\left(\frac{z}{\sqrt{t}}\right)$ avec courbes identifiées à la hauteur $z = 4$ cm (traitement monosource).	192
C.9	Courbes de diffusivité obtenues pour les différentes identifications.	193
D.1	Représentation de w en fonction de la variable de Boltzmann avec la courbe identifiée à $z = 4,5$ cm (essai VCDP2).	196

SYMBOLE	DÉNOMINATION (page de 1 ^{ère} apparition)	DIMENSION
$k_{w/o}$	Conductivité hydraulique au sens de Darcy ⁽²⁶⁾	$[L.T^{-1}]$
$k_{w/s}$	Conductivité hydraulique liée à la phase solide ⁽²⁹⁾	$[L.T^{-1}]$
L	Longueur ⁽³⁵⁾	$[L]$
m, m_z	Coordonnée matérielle ^(32, 128)	$[L]$
m	Paramètre [Van Genuchten, 1980] ⁽⁴²⁾	
m'_h, m_h	Masse humide ^(58, 60)	$[M]$
\mathcal{M}_h	Hauteur d'éprouvette (Lagrange) ⁽¹⁵⁵⁾	$[L]$
M_i	Masse de la phase i ⁽²¹⁾	$[M]$
M_t	Masse totale ⁽²⁰⁾	$[M]$
N^*	Nombre de photons comptabilisés pour la source * ⁽⁷⁹⁾	
p_i	Paramètre quelconque ⁽¹⁸³⁾	
P_c	Pression de compactage ⁽⁵⁷⁾	$[M.L^{-1}T^{-2}]$
P_g	Pression de gonflement ⁽³⁶⁾	$[M.L^{-1}T^{-2}]$
$q_{s/o}$	Flux volumique de la phase solide (Euler) ⁽²⁸⁾	$[L.T^{-1}]$
$q_{w/o}$	Flux volumique de la phase liquide (Euler) ⁽²⁶⁾	$[L.T^{-1}]$
$q_{w/s}$	Flux volumique de la phase liquide ⁽²⁸⁾	$[L.T^{-1}]$
r	Ratio ⁽⁸⁹⁾	
R^2	Coefficient de corrélation ⁽⁷⁷⁾	
s	Succion ⁽¹⁷⁾	$[M.L^{-1}T^{-2}]$
S	Section ⁽³⁵⁾	$[L^2]$
$S_e, \overline{S_e}$	Teneur en eau / humidité effective ⁽⁴⁷⁾	
S_r	Saturation ⁽²⁰⁾	
t	Temps ⁽²⁶⁾	$[T]$
T	Température ⁽³⁸⁾	$[K]$
U	Tension ou différence de potentiel ⁽⁶⁶⁾	$[V]$
v_a	Volume d'air par unité de masse de sol sec ⁽³⁰⁾	$[L^3.M^{-1}]$
$v_{s/o}$	Vitesse moyenne de la phase solide (Euler) ⁽²⁸⁾	$[L.T^{-1}]$
$v_{w/o}$	Vitesse moyenne de l'eau (Euler) ⁽²⁸⁾	$[L.T^{-1}]$
$v_{w/s}$	Vitesse moyenne de l'eau (Lagrange) ⁽³⁰⁾	$[L.T^{-1}]$
V	Volume d'eau ⁽³⁵⁾	$[L^3]$
V_s	Volume de la phase solide ⁽²¹⁾	$[L^3]$
V_t	Volume total apparent ⁽²⁰⁾	$[L^3]$
V_v	Volume de vide ⁽²¹⁾	$[L^3]$
V_w	Volume de la phase liquide ⁽²¹⁾	$[L^3]$
w, w'	Teneur en eau massique ⁽²⁰⁾	
w_A	Teneur en eau massique au point d'entrée d'air ⁽²²⁾	
w_L	Limite de liquidité ⁽⁵⁶⁾	
w_M	Teneur en eau massique maximale ⁽²²⁾	
w_P	Limite de plasticité ⁽⁵⁶⁾	
x et x_i	Coordonnées spatiales (Euler) ⁽²⁶⁾	$[L]$
X	Matrice de sensibilité ⁽⁸⁵⁾	
X	Vecteur quelconque ⁽¹⁵⁶⁾	

SYMBOLE	DÉNOMINATION (page de 1 ^{ère} apparition)	DIMENSION
X^s, X_α^s	Coordonnées liées à la phase solide ^(31, 32)	[L]
Y	Variable expliquée ⁽⁸³⁾	
z	Coordonnées spatiales (Euler) ⁽²⁶⁾	[L]

CARACTÈRES GRECS

α	Paramètre de modèle ⁽⁴²⁾	
$\bar{\alpha}$	Paramètre de modèle ⁽⁶³⁾	[L]
α	Terme correctif ⁽¹²²⁾	
$\beta', \bar{\beta}$	Paramètre d'un modèle ^(47, 63)	
γ	Terme simplificateur ⁽²⁴⁾	
ϵ	Porosité ⁽²¹⁾	
ϵ, ϵ_0	Erreurs sur des mesures gammamétriques ⁽⁸³⁾	
ζ	Paramètre de Nakano <i>et al.</i> [1986] ⁽²⁹⁾	
η_i^*	Coefficients d'atténuation de la phase i pour la source * ⁽¹⁸⁵⁾	[L ⁻¹]
θ_s	Teneur en air volumique ⁽⁷⁹⁾	
θ_s	Teneur en solide volumique ⁽²⁰⁾	
θ_w	Teneur en eau volumique ⁽²⁰⁾	
λ	Variable ⁽¹⁵⁷⁾	
μ_i^*	Coefficients d'absorption massique de la phase i pour la source * ⁽⁸⁰⁾	[L ² .M ⁻¹]
ν	Indice d'humidité ⁽²⁰⁾	
ξ, ξ_m	Variable de Boltzmann (Euler et Lagrange) ^(37, 43)	[L.T ^{-1/2}]
ρ_d	Masse volumique sèche ⁽²⁰⁾	[M.L ⁻³]
ρ_s	Masse volumique intrinsèque à la phase solide ⁽²⁰⁾	[M.L ⁻³]
ρ_w	Masse volumique de l'eau ⁽¹⁷⁾	[M.L ⁻³]
τ	Taux de comptage ⁽⁷⁷⁾	[T ⁻¹]
φ	Flux d'eau ⁽⁹⁶⁾	[M.L ⁻² .T ⁻¹]
ψ_s	Potentiel lié à la phase solide ⁽²⁹⁾	[L]
ψ_w	Potentiel hydrique ⁽¹⁸⁾	[L]
ω	Angle de déviation ⁽⁷³⁾	

CARACTÈRES SPÉCIAUX

\emptyset	Diamètre ⁽⁴⁷⁾	[L]
∞ ou ∞	Infini (ou semi-infini) ⁽⁵¹⁾	
®	Nom déposé ou nom commercial ⁽⁵⁸⁾	
*	Désigne indifféremment la source Am ou Cs ⁽⁸⁷⁾	
*	Signe distinctif (volume fini) ⁽¹⁵⁶⁾	
ˆ	Acquis par la mesure (par opposition à la théorie) ⁽⁸³⁾	
< >	Moyenne arithmétique ⁽⁶⁰⁾	

SYMBOLE | DÉNOMINATION

INDICES ET EXPOSANTS (non encore explicités)

<i>a</i>	Relatif à la phase air
<i>Am</i>	Américium
<i>brute</i>	Issu des données brutes
<i>corr</i>	Corrigé
<i>Cs</i>	Césium
<i>e</i>	Relatif à un nœud intermédiaire entre <i>P</i> et <i>E</i> (volume fini)
<i>E</i>	Relatif au nœud Est (volume fini)
<i>exp</i>	Réalisé expérimentalement
<i>inc</i>	Incorrect
<i>ini</i> ou <i>ini</i>	Initial
<i>fin</i> ou <i>fin</i>	Final
<i>m</i>	Calculé en coordonnées matérielles
<i>min</i> ou <i>min</i>	Minimal
<i>max</i> ou <i>max</i>	Maximal
<i>0</i> ou <i>0</i>	Obtenu à un temps ou une coordonnée de référence
<i>opt</i>	Optimal
<i>P</i>	Relatif au nœud P (volume fini)
<i>PC</i>	Relatif à l'ordinateur (PC)
<i>pesée</i>	Réalisé par pesée
<i>r</i>	Résiduel
<i>ref</i>	De référence
<i>s</i>	Relatif à la phase solide
<i>sat</i> ou <i>sat</i>	À saturation
<i>sim</i>	Obtenu par simulation
<i>w</i>	Relatif à la phase liquide
<i>w</i>	Relatif à un nœud intermédiaire entre <i>W</i> et <i>P</i> (volume fini)
<i>W</i>	Relatif au nœud Ouest (volume fini)

Introduction générale

Introduction générale

Les activités de la société actuelle génèrent une grande quantité de déchets, qui ne peuvent pas toujours être recyclés. Leur enfouissement dans des centres spécialisés (mise en décharge des déchets urbains) ou leur stockage en profondeur dans des sites géologiques (enfouissement des déchets nucléaires) sont présentés comme des solutions au problème. Il est alors nécessaire de concevoir, entre ces déchets et le milieu naturel, des barrières d'étanchéité, généralement constituées d'argiles ou de sols fins compactés, dont il est essentiel de connaître les propriétés hydriques et mécaniques, afin de mieux prévoir leur comportement.

De nombreux travaux sont actuellement réalisés sur les sols argileux gonflants, mais finalement assez peu s'intéressent à ces milieux à l'état non saturé, essentiellement parce que s'y développent des phénomènes non linéaires d'ordre physico-chimique et hydromécanique, difficiles à caractériser. Cependant, c'est bien dans cet état que ces milieux sont généralement utilisés en pratique ou qu'ils peuvent se trouver en conditions naturelles.

Pour illustrer de manière plus précise la nature des problèmes, et tenter d'expliquer la rareté des études, nous pouvons utiliser une description multi-échelle :

- Aux petites échelles, ce sont surtout des aspects d'ordre minéralogique et physico-chimique qui interviennent. Ainsi, il a été montré que l'argile est constituée d'*agrégats* (échelle millimétrique), composés eux-mêmes d'entités plus petites : les *particules* (échelle micrométrique). Celles-ci sont elles-mêmes formées par des assemblages d'unités élémentaires appelées *feuilletts* (échelle nanométrique). Cette organisation très particulière fait que l'on se retrouve avec un milieu dont la porosité est multiple, qu'il est bien difficile de caractériser. De plus, dans un tel milieu poreux, l'eau va pouvoir se trouver dans des états différents (libre ou capillaire, adsorbée ou chimiosorbée), ce qui introduit un degré de complexité supplémentaire au problème. Ces aspects sont aujourd'hui assez bien mis en évidence, mais ils sont extrêmement difficiles à quantifier et à maîtriser.
- À des échelles plus grandes, les problèmes sont davantage d'ordre hydromécanique. En effet, suivant le degré d'hydratation du matériau, celui-ci va répondre par un comportement mécanique particulier. Cela n'est évidemment pas aisé à mettre sous une forme mathématique, d'autant plus que tous les mécanismes mis en jeu sont en général non linéaires.

Si on ajoute à cela les problèmes de type expérimental (choix des matériaux, difficulté de mise en œuvre d'éprouvettes, difficultés induites par les techniques de mesure, durée longue des expériences...) et de type économique (coût des systèmes de mesure adaptés), on comprend mieux cette réserve du monde scientifique à l'égard des sols gonflants non saturés.

Devant ce constat, deux laboratoires de l'Institut National Polytechnique de Lorraine ont décidé de mener une collaboration sur cette thématique de recherche : le Laboratoire d'Énergétique et de Mécanique Théorique et Appliquée (LEMETA) et le Laboratoire Environnement, Géomécanique & Ouvrages (LaEGO). On retrouvera donc dans ce manuscrit l'influence de ces deux communautés, qui ont chacune apporté leurs connaissances et leur savoir-faire pour faire aboutir un projet commun.

Après avoir rappelé à l'aide d'exemples, les intérêts naturels et industriels des matériaux argileux, le chapitre I, essentiellement bibliographique, se propose de présenter ceux-ci à travers les différentes échelles d'étude, puis d'expliquer, de manière simple, les processus d'hydratation et de gonflement qui s'y développent.

Sur le plan théorique, différentes approches existent pour décrire les transferts d'eau dans ce type de milieux poreux : l'approche eulérienne et l'approche lagrangienne. Nous verrons que chacune des approches permet de caractériser le matériau, en terme de diffusivité ou de conductivité hydraulique, moyennant un certain nombre d'hypothèses. Enfin, nous présenterons différentes techniques expérimentales décrites dans la littérature, qui rendent possible la caractérisation des sols gonflants selon l'une ou l'autre des deux approches.

Le chapitre II présente le matériau utilisé pour notre étude : il s'agit d'un mélange gonflant constitué de bentonite et de limon. Les caractéristiques de ce mélange ainsi que les techniques de compactage en vue de l'élaboration d'éprouvettes seront explicitées dans ce chapitre. Une partie est ensuite consacrée à la présentation du dispositif expérimental, à savoir la cellule d'imbibition et son instrumentation.

La technique de gammamétrie double-source a été utilisée pour suivre l'évolution en cours d'imbibition de la teneur en eau et de la densité sèche à l'intérieur du matériau. Les résultats issus de cette technique de mesure permettent de caractériser le matériau en terme de diffusivité hydraulique ou matérielle. Une partie de ce chapitre sera donc consacrée à présenter de manière synthétique la gammamétrie double-source, et les outils de caractérisation des matériaux poreux qui en découlent. L'ensemble sera enfin validé par un essai d'imbibition sur deux sols non-gonflants de référence : le béton cellulaire et le limon de Jossigny.

Dans le chapitre III, nous présenterons les résultats obtenus sur divers essais d'imbibition d'eau dans des éprouvettes de sol argileux, pour lesquelles nous avons changé les conditions de confinement (essai libre, essai œdométrique, essai à volume constant). Les différentes techniques de traitement des données et d'identification vues au chapitre précédent seront alors utilisées.

Enfin, une dernière partie a pour ambition de comparer les résultats des différents essais présentés au cours de ce chapitre, en terme de taux de gonflement, de flux d'eau infiltrée, de diffusivité et de conductivité. Les questions auxquelles nous tenterons alors de répondre peuvent s'énoncer de la façon suivante :

- Quelle est l'influence sur le transport de l'eau de l'état de déformation (ou de contrainte) du milieu ?

- Peut-on expliquer, physiquement, à partir d'une approche multi-échelle les mécanismes d'hydratation dans ce type de matériaux ?
- Enfin, les propriétés hydrauliques supposées intrinsèques au matériau peuvent-elles être modifiées par le simple fait du confinement ? Est-il alors nécessaire pour décrire correctement les faits expérimentaux, de remettre en cause l'écriture usuelle de la loi de Darcy ?

Nous avons essayé de présenter dans ce manuscrit une méthodologie de travail, et de mettre en avant les techniques qui paraissent appropriées, sans en cacher les limites ou les défauts. Ce mémoire n'a évidemment pas pour objectif de résoudre tous les problèmes liés aux sols gonflants, non saturés de surcroît, mais il permet, par l'intermédiaire d'expériences relativement simples dans leur principe, d'en qualifier et d'en quantifier un certain nombre.

Chapitre I

Généralités et bibliographie sur les
transferts hydriques dans les milieux
argileux

Chapitre I

Généralités et bibliographie sur les transferts hydriques dans les milieux argileux

Ce chapitre constitue une synthèse bibliographique dont l'objectif est double. Il s'agit, d'une part, de définir les différentes notions relatives aux sols gonflants, saturés ou non saturés, en introduisant au fur et à mesure les notations qui s'y rapportent. Le but à atteindre est bien sûr d'accéder à une bonne compréhension de l'ensemble de ce manuscrit. D'autre part, il est nécessaire de resituer et de montrer l'importance de ce travail dans le contexte des recherches actuelles, portant sur le comportement hydrique des milieux argileux.

Pour débiter ce premier chapitre, il nous a paru intéressant de montrer la place occupée par les argiles dans l'environnement et dans le milieu industriel. Divers aspects liés à la présence d'argile dans les sols seront ainsi explicités. Nous nous intéresserons aussi, dans cette partie, à des applications actuelles (ou en cours d'étude) utilisant des matériaux argileux. Cette partie permet déjà de présenter, d'un point de vue macroscopique, quelques propriétés fondamentales propres aux argiles : capacité d'emmagasiner de grandes quantités d'eau, de gonfler et de se rétracter suivant le degré d'humidité, d'assurer l'étanchéité d'un système de par leurs faibles perméabilités.

Dans une deuxième partie, nous nous intéressons plus spécifiquement aux argiles en tant que matériau. Leur grande diversité et la particularité de leur comportement font de celles-ci un objet d'étude sans cesse renouvelé et ce, à toutes les échelles de description. Cela est bien montré par la multiplicité des communautés scientifiques ayant les argiles comme thématique de recherche. Ainsi, le minéralogiste s'intéressera plutôt à leur structure cristallographique si particulière. Le physico-chimiste retiendra la grande surface spécifique de ces milieux phylliteux, ainsi que leur capacité d'échange ionique. Pour l'ingénieur civil, ce sont surtout les propriétés macroscopiques (plasticité, gonflement, faible perméabilité...) qui retiendront son attention.

Une partie sera ensuite consacrée à la mise en équation du problème d'imbibition capillaire dans des milieux gonflants. Les approches eulérienne et lagrangienne, bien connues en mécanique des milieux continus, seront alors présentées.

Enfin, nous terminerons ce chapitre en décrivant un certain nombre de techniques expérimentales présentées dans la littérature. Après avoir brièvement décrit chacun des dispositifs utilisés, nous verrons quelles procédures peuvent être suivies pour identifier les propriétés hydrauliques (en terme de conductivité ou de diffusivité) des matériaux argileux étudiés.

I.1 Pourquoi s'intéresser aux argiles ?

De par leur présence abondante dans les sols, la grande diversité de leur nature et de leurs propriétés intrinsèques, les argiles occupent aujourd'hui une place non négligeable dans les thématiques de recherche scientifique et dans certaines applications industrielles.

En agronomie, les argiles permettent d'améliorer les propriétés du système sol-racine. Dans le domaine du génie civil, la présence d'argile dans les sols les rend déformables, il est alors nécessaire d'en tenir compte pour les constructions. Dans l'industrie environnementale (liée de près au génie civil), l'augmentation de la production des déchets oblige les collectivités à créer de plus en plus de barrières à base d'argile, afin d'assurer une bonne étanchéité entre les déchets et le milieu naturel. À travers divers exemples, nous détaillerons d'un peu plus près ces aspects.

Même si nous n'aborderons pas d'autres domaines d'activité, nous retiendrons ici que les argiles peuvent aussi jouer un rôle important en hydrogéologie (influence du sol argileux sur les écoulements d'eau...), dans les industries pétrolière (catalyseur dans des réactions de craquage, diluant de liants...), plasturgique (amélioration de propriétés thermoplastiques de certains polymères), et même automobile (allègement de structure)...

Cette partie permettra de montrer, d'un point de vue macroscopique, combien il est important de connaître les mécanismes d'hydratation des argiles, pour pouvoir mieux maîtriser leur comportement et leurs propriétés.

I.1.1 Aspects agronomiques

Pour commencer ce chapitre, nous avons décidé de montrer du point de vue agronomique, l'importance que revêt la présence d'argile dans un sol. Pour cette discipline, les argiles rassemblent toutes les particules du sol dont les dimensions sont inférieures à $2 \mu\text{m}$. L'agronome montre expérimentalement qu'elles peuvent améliorer nettement les propriétés hydrauliques et nutritives d'un sol. La figure I.1, par exemple, permet de nous informer sur la quantité d'eau pouvant être emmagasinée dans une couche arable, classée suivant sa texture. Nous voyons sans difficulté que c'est le sol argileux qui peut retenir le plus d'eau.

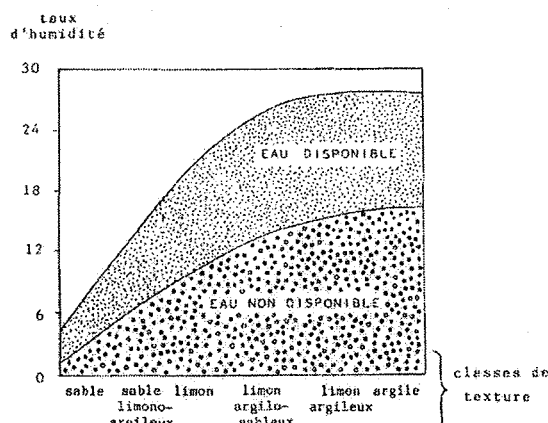


FIG. I.1 – Disponibilité de l'eau dans les sols de textures différentes [source : Morel, 1996].

Cette propriété est extrêmement intéressante du point de vue agronomique, car cela signifie pour les plantes que ce sol constitue une réserve d'eau assez importante.

Morel [1996] montre que grâce à leurs structures très particulières (qui seront détaillées dans la partie I.2), les argiles peuvent jouer le rôle de réserves en éléments nutritifs (potassium, magnésium, calcium, complexes azotés...), évidemment nécessaires au bon développement de la plante. Enfin, nous ajouterons qu'en plus de toutes ces qualités, les argiles sont aussi capables de fixer en grande quantité les polluants organiques et minéraux.

I.1.2 Aspects liés au génie civil

Cependant, la présence d'argile dans un sol n'amène pas toujours des conséquences aussi favorables. En effet, de par sa structure, ce matériau possède en général la propriété de gonfler ou de se rétracter, suivant son degré d'humidité. Cela peut évidemment entraîner des conséquences néfastes pour les constructions édifiées sur ce type de sols. Nous allons montrer ici, à travers deux exemples empruntés à la géotechnique, les effets de cette propriété dite de gonflement-retrait des argiles.

a/ Conséquences, à grande échelle, du gonflement-retrait des argiles

Influence du gonflement d'un sol argileux

Derriche *et al.* [1999] ont présenté récemment un article concernant des ouvrages pétroliers situés en Algérie dans la région d'In-Aménas. De 1980 à 1986, de nombreux incidents ont été relevés aussi bien sur la base résidentielle (fissuration très importante des lots de studios) que sur la raffinerie (cisaillement des ouvrages en béton, des boulons, flambement des contreventements des superstructures...). Cela a conduit à la fermeture de cette dernière par mesure de sécurité.

Pour comprendre et expliquer ces événements, des analyses minéralogique et géotechnique du terrain hyper-aride ont été effectuées. La première a montré une présence non négligeable de minéraux argileux de type 2 : 1, susceptibles d'absorber une grande quantité d'eau et ayant la faculté de gonfler. La seconde a souligné le caractère particulièrement expansif des sols en place (possibilité d'avoir des pressions de gonflement de l'ordre de 3 MPa). Dans le cas présent, les activités industrielles de l'homme semblent avoir contribué à perturber le sol. En effet, il s'est avéré que les eaux de rejet de la raffinerie étaient chargées en ions sodium, qui en se substituant aux ions calcium présents naturellement dans le sol, ont provoqué un gonflement du sol bien plus important que celui initialement prévu dans les études. Cet aspect est encore la conséquence d'une des propriétés des argiles : la capacité d'échange cationique. La partie I.2 de ce chapitre permettra de mieux la comprendre.

Influence du retrait d'un sol argileux

Plus proche de nous, en région parisienne, Philipponat [1991] et Vandangeon [1992] nous rappellent un certain nombre d'incidents survenus à la suite des sécheresses de 1988 et de 1989. De nombreuses constructions avaient alors subi le contrecoup du comportement hydromécanique du sol argileux en présence. Vandangeon [1992] explique qu'en période de sécheresse, les nappes (phréatiques ou captives) peuvent arriver à se tarir. Par conséquent, les sols argileux, souvent en contact avec ces nappes, peuvent perdre leur état

de saturation, par évaporation de l'eau qu'ils contiennent. Dans le cas du sol concerné, la perte d'eau s'était aussi accompagnée d'une diminution du volume du sol argileux (c'est le phénomène de retrait). À l'échelle du terrain, un tassement (diminution de volume dans le sens vertical) et des fissurations (diminution de volume dans le sens horizontal) ont été observés. Ainsi, toutes les constructions en surface, qui n'avaient pas pu contenir le phénomène, se sont retrouvées lézardées de manière importante.

Au bilan, les deux exemples présentés ont bien mis en évidence les propriétés de gonflement-retrait des argiles à l'échelle du terrain. Ils montrent aussi combien les études (minéralogique et géotechnique) des sols argileux revêtent un caractère particulièrement important, puisqu'il faut d'une part, expliquer l'origine des problèmes et d'autre part, savoir les prévenir.

b/ Utilisation de barrières argileuses dans les sites de stockage ou d'enfouissement de déchets

Nous allons maintenant nous intéresser à des applications du matériau argileux en tant que barrière étanche. En effet, de nombreuses études montrent que par comparaison avec d'autres sols, les argiles sont des matériaux peu perméables à l'eau ; elles constituent de ce fait un excellent rempart écologique entre des déchets et la biosphère.

Nous montrons par exemple sur la figure I.2, le schéma en coupe d'une cellule de confinement de sols contaminés.

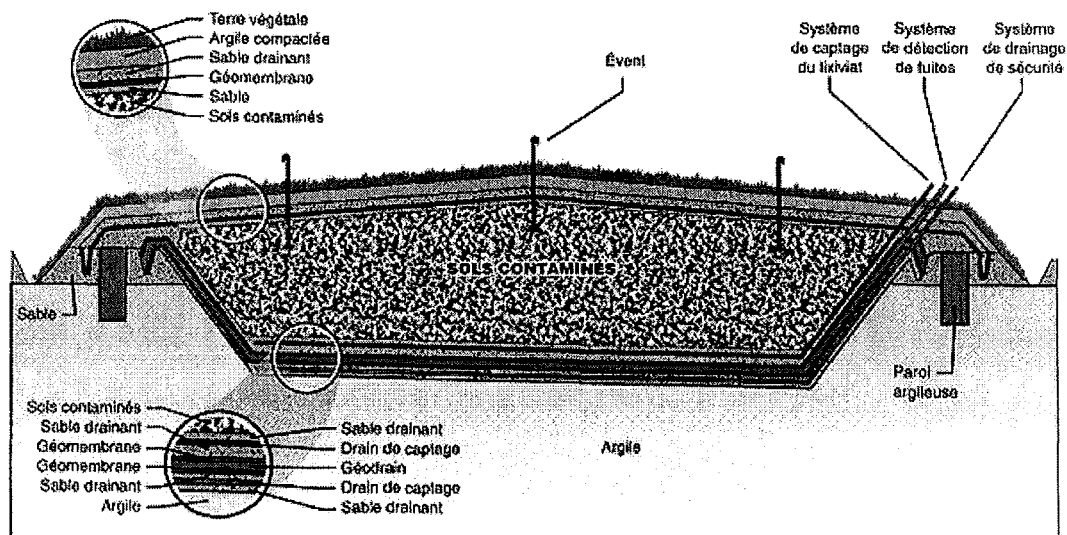


FIG. I.2 – Exemple d'une cellule de confinement d'un sol contaminé [Horizon Environnement Inc., 2001].

La cellule est excavée à même la couche géologique argileuse, qui constitue déjà un premier bouclier naturel, car elle empêche les contaminants de migrer vers la nappe phréatique. Pourtant, la protection ne s'arrête pas là. En effet, le fond et les côtés de la cellule sont eux-mêmes recouverts de géomembranes séparés par un géodrain.

De plus, nous remarquons sur le schéma que la cellule est aussi entourée d'une paroi verticale étanche, constituée d'argile liquéfiée ; celle-ci permet de renforcer encore plus

l'étanchéité du système [source : Horizon Environnement Inc., 2001].

Sur ce simple exemple, nous voyons que cette propriété d'étanchéité intrinsèque du matériau (se traduisant directement par une faible perméabilité) peut être appliquée de différentes manières (naturelle ou artificielle). Une telle structure pour le stockage est bien sûr directement transférable à d'autres types de déchets. C'est ce que nous allons présenter dans les paragraphes suivants.

I.1.3 La gestion des déchets radioactifs en France

Nous allons exposer ici de manière très succincte, le problème de la gestion des déchets radioactifs en France. Nous ferons tout d'abord quelques rappels sur les causes de ce problème, puis nous montrerons en quoi l'argile pourra se révéler utile dans ce problème.

Contexte historique

Le contexte énergétique des années 70-80, avec ses deux chocs pétroliers, a amené la France à opter pour l'énergie d'origine nucléaire. Maintenue sans relâche, cette volonté d'indépendance énergétique permet à l'énergie nucléaire d'être aujourd'hui la première source d'électricité de la France (environ 80 % de la production française).

Cependant malgré l'efficacité de cette source d'énergie, se pose dès lors le problème de la gestion des déchets radioactifs, liés pour l'essentiel à l'industrie électronucléaire.

Actuellement, les déchets de faible et de moyenne activité à vie courte sont stockés en surface dans les centres de La Hague (Manche) et de Soulaïnes-Dhuys (Aube). En revanche, la gestion des autres déchets radioactifs fait l'objet d'études et de recherches en cours. C'est le cas des déchets à haute activité et à vie longue, qui sont actuellement entreposés en surface, dans des conditions contrôlées, sur les lieux mêmes de leur production : à La Hague (Manche), à Marcoule (Gard) et dans certains centres du Commissariat à l'Énergie Atomique.

Actuellement, le retraitement concerne 850 tonnes/an sur les 1 200 tonnes/an de combustibles usés produits par le parc nucléaire français. Ainsi, 350 tonnes/an demeurent non retraités et sont simplement entreposés en piscine en attente d'une décision les concernant [source : Ministère de l'Économie, des Finances et de l'Industrie, 2000].

Pour répondre au problème posé, la loi n° 91-1381 du 30 décembre 1991 encadre les recherches scientifiques en les orientant selon trois axes :

- l'étude de la séparation-transmutation des éléments radioactifs à vie longue présents dans les déchets ;
- l'étude des possibilités de stockage réversible ou irréversible dans les formations géologiques profondes, notamment grâce à la réalisation de laboratoires souterrains (FIG. I.3). Ceux-ci ont uniquement une vocation de recherche. Ils doivent permettre d'étudier les roches (argilite, granite) en les qualifiant sur le plan mécanique, hydrogéologique, chimique et thermique ;
- l'étude du conditionnement et de l'entreposage de longue durée en surface.

Le Parlement français a prévu d'examiner en 2006 les résultats de l'ensemble de ces recherches scientifiques et technologiques.

Sur cette base, le Gouvernement a demandé à l'Agence Nationale pour la gestion des Déchets Radioactifs (ANDRA) de procéder à des travaux de reconnaissance géologique de 1994 à 1995, puis, au vu des résultats de ces travaux préliminaires, l'a invitée à déposer des

demandes d'autorisation d'installation et d'exploitation de laboratoires souterrains pour trois sites : à Bure (Meuse, à la limite de la Meuse et de la Haute-Marne), à Chusclan (Gard) et à la Chapelle-Bâton (Vienne).

Lors du Comité interministériel du 9 décembre 1998, le Gouvernement a décidé la construction d'un laboratoire d'étude du stockage en couches géologiques profondes dans l'argile sur le site de Bure, le seul à présenter les caractéristiques requises [source : Ministère de l'Aménagement du Territoire et de l'Environnement, 2000].

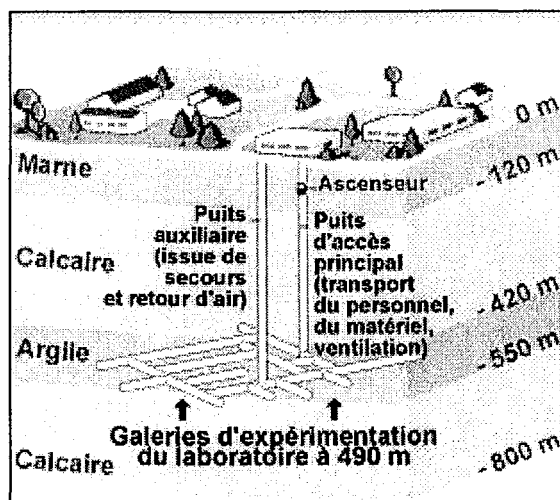


FIG. I.3 – Projet de laboratoire souterrain en France.

Les stockages souterrains

L'article 11 de la loi de 1991, indique que pour l'instant l'entreposage ou le stockage des déchets radioactifs est interdit dans les laboratoires souterrains ; toutefois de nombreuses études sont actuellement menées en vue du stockage futur (réversible ou non) de déchets.

Le confinement des radioéléments, devrait reposer sur un concept multi-barrières : le colis et éventuellement son surconteneur, la barrière ouvragée et la roche hôte (barrière géologique) (FIG. I.4).

Les radioéléments sont initialement confinés au sein de la première barrière (colis, surconteneur). Une barrière ouvragée, constituée d'argile gonflante, est ensuite interposée entre le colis de déchets et le site géologique. Ses propriétés physiques lui permettent de diffuser la chaleur produite par les déchets radioactifs et de retarder l'infiltration de l'eau naturelle vers le colis.

En cas de dégradation des colis, la barrière ouvragée jouerait deux autres rôles : limiter la dégradation du colis et constituer une première barrière à la migration des radioéléments. La roche hôte interviendrait ensuite pour retarder encore le transport de ces radioéléments et limiter les flux vers la biosphère (FIG. I.4).

L'objectif du stockage est donc double. D'une part, il doit retarder suffisamment longtemps l'arrivée des radioéléments dans la biosphère pour laisser le temps à la désintégration naturelle de diminuer leur radioactivité. D'autre part, il doit favoriser leur dilution, grâce aux propriétés de transport de la roche hôte [source : A.N.D.R.A., 2001].

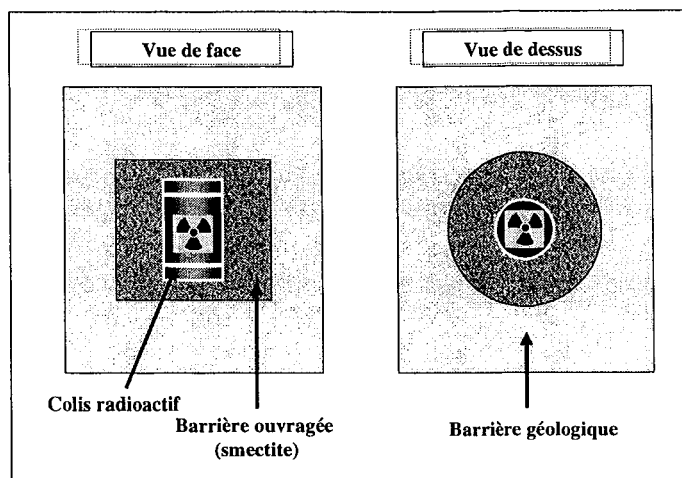


FIG. I.4 – Schéma de principe du concept multi-barrière, en vue du stockage des déchets radioactifs.

I.1.4 Conclusion

Devant l'abondance des événements liés à la présence d'argile (phénomènes de gonflement et de retrait), et l'importance que revêt le problème de stockage (civil et nucléaire), il apparaît crucial de savoir prévoir le comportement hydromécanique d'un tel matériau, afin de mieux le maîtriser.

C'est la raison pour laquelle nous allons dans la prochaine partie nous intéresser plus en détail à ce type de matériaux.

I.2 Argile : le matériau

L'argile est un matériau tellement particulier qu'il peut être étudié à travers de nombreuses échelles. Les minéralogistes s'intéressent plutôt à son aspect structural à l'échelle micro- voire nanoscopique. En effet, à l'aide de techniques de pointe (rayon X, microscopie électronique...), ils parviennent à recueillir des informations sur la forme ou la taille des feuillets, des particules, des espaces interlamellaires... Les ingénieurs civils vont plutôt s'intéresser à l'argile sur un plan macroscopique (du cm au km). Ils réalisent des essais sur des éprouvettes bien dimensionnées, afin d'estimer un certain nombre de paramètres propres au matériau (conductivité hydraulique, succion, taux de gonflement, pression de gonflement, mesures de contraintes...). Cependant, les résultats de ces travaux sont encore récents et leurs interprétations délicates, en raison principalement des propriétés physiques du matériau. En 1962, Grim proposait déjà une définition ironique pour montrer que l'étude des matériaux argileux est difficile : *The expression **clay material** is used herein for any fine-grained, natural, earthy, **argillaceous material**.*

Notre objectif, ici, restera modeste : nous allons essayer de définir, de manière concise, ce qu'est une argile. Nous utiliserons pour cela différentes échelles d'étude. Nous aborderons ensuite la complexité du système "argile-eau", nous verrons que diverses interactions s'établissent entre la phase solide et la phase liquide. Enfin, après avoir expliqué simplement les mécanismes de gonflement des argiles, nous verrons comment ils peuvent être représentés théoriquement, à l'échelle macroscopique.

I.2.1 Du point de vue minéralogique...

La phase solide des argiles est structurée suivant une organisation spatiale particulière : le feuillet, la particule et l'agrégat.

Le **feuillet** est défini comme une superposition de plans ioniques organisés suivant deux types de couches : le type tétraédrique (pour lequel un atome de silicium se trouve au centre d'un tétraèdre dont les sommets sont des atomes d'oxygène, ou des groupements hydroxyles) et le type octaédrique (pour lequel un atome d'aluminium occupe quatre fois sur six le centre d'un octaèdre, dont les sommets sont encore des atomes d'oxygène ou des groupements hydroxyles). Le feuillet formé par la liaison d'une couche tétraédrique et d'une couche octaédrique est dit de type 1 : 1 ou Te-Oc ; le feuillet formé par l'intercalation d'une couche octaédrique entre deux couches tétraédriques est de type 2 : 1 ou Te-Oc-Te. L'épaisseur d'un feuillet est d'environ 1 nm selon la manière dont sont assemblées les unités structurales.

Suivant la disposition des feuillets et la nature des atomes présents, les minéralogistes définissent la famille à laquelle appartient la particule argileuse (que l'on définit juste après). Ainsi, on parle de kaolinite, montmorillonite, chlorite... On présente par exemple à la figure I.5, un schéma de la structure d'une montmorillonite.

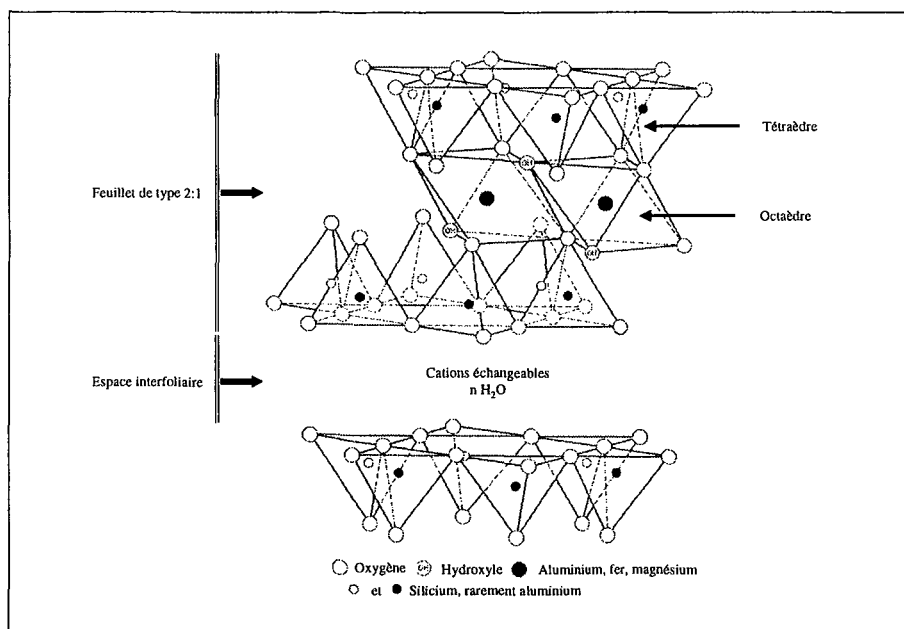


FIG. I.5 – Modèle structural de la montmorillonite [d'après Hofmann *et al.*, 1933].

La **particule** (appelée aussi cristallite ou tactoïde) est un empilement de feuillets argileux suivant leurs faces basales, qui peut atteindre une taille maximale de $2 \mu\text{m}$. Suivant la nature de l'argile, la position des feuillets les uns par rapport aux autres est variable. Pratiquement, on arrive à distinguer l'ordre parfait, le désordre translationnel et le désordre turbostratique (FIG. I.6).

Lorsque l'on s'intéresse à des particules argileuses, on peut observer deux types de porosités : la porosité interlamellaire (ou interfoliaire) définie entre deux surfaces internes d'une même particule et la porosité interparticulaire définie entre deux surfaces externes de deux particules (FIG. I.7).

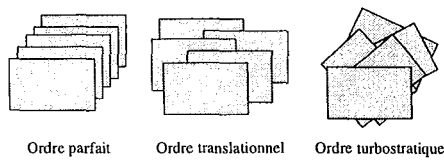


FIG. I.6 – Positions respectives possibles des feuillets.

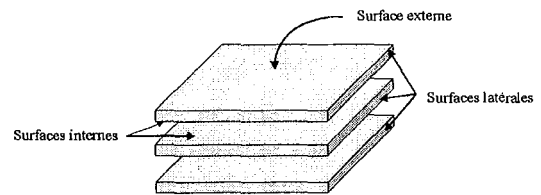


FIG. I.7 – Qualification des surfaces des particules d'argiles.

Dans l'espace interfoliaire, dont les dimensions atteignent plusieurs nanomètres, le schéma I.5 signale la présence de cations et de molécules d'eau. La présence de ces dernières fait l'objet du paragraphe I.2.2. Quant à la présence de cations dans ces espaces, elle s'explique par le fait que les feuillets d'une argile ne sont pas toujours électriquement neutres. En effet, il arrive que des substitutions isomorphiques hétérovalentes apparaissent dans le réseau cristallin (Si^{4+} par Al^{3+} ou Fe^{3+} , Al^{3+} par Mg^{2+} ou Fe^{2+} ...). Reproduites sur un certain nombre de tétraèdres de la couche tétraédrique et d'octaèdres de la couche octaédrique, ces substitutions confèrent à l'ensemble du feuillet une charge négative (appelée aussi charge réticulaire ou inhérente). Des cations viennent alors se localiser au voisinage du feuillet, en particulier dans l'espace interfoliaire, afin de compenser le déficit de charge.

Suivant la nature du cation prédominant (calcium, sodium, potassium...), le minéralogiste précise la famille à laquelle appartient l'argile : on parlera par exemple de montmorillonite calcique, si le cation interlamellaire prédominant est Ca^{2+} . D'après Terzaghi et Peck [1957], les propriétés physiques de l'argile peuvent varier dans une très large mesure suivant la nature des substances autres que l'eau, contenues dans cet espace.

Besson *et al.* [1990] proposent une magnifique image obtenue par microscopie électronique en transmission (FIG. I.8). Au vu de l'échelle de la photographie, on distingue aisément des particules argileuses constituées par des empilements ordonnés de feuillets.

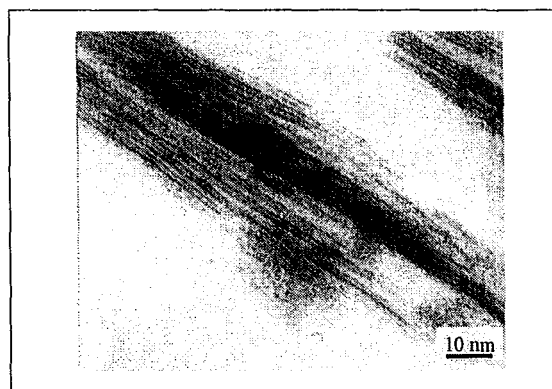


FIG. I.8 – Photo d'une argile (illite-smectite) par microscopie électronique en transmission [Besson *et al.*, 1990].

L'agrégat (appelé aussi grain) est un assemblage désordonné entre les particules d'argile dont la forme et les dimensions peuvent varier. À l'échelle de l'agrégat, la porosité rencontrée regroupe à la fois la porosité interfoliaire (ou intraparticulaire, ou interlamellaire), la porosité interparticulaire et la porosité interagrégat. La distance interparticulaire varie entre 20 et 150 nm pour des argiles faiblement compactées d'après Touret *et al.* [1990] et peut se confondre avec celle des espaces interfoliaires si le matériau est fortement compacté [Pusch, 1982]. En effet, l'application de contraintes extérieures (le compactage par exemple), tend à rapprocher les agrégats, ensuite à les aplatir, éventuellement à les souder si les sollicitations sont importantes.

I.2.2 Mécanismes d'hydratation des argiles

Nous avons vu précédemment que suivant l'échelle adoptée, l'argile possédait une grande variété de tailles d'espace poral pouvant aller du nanomètre (espace interlamellaire) au millimètre (espace interagrégat) en passant par le micromètre (espace interparticulaire). La molécule d'eau dont la taille avoisine 0,3 nm, va donc pouvoir s'intercaler en grande quantité dans ces espaces. Cependant, en considérant la nature électrique des feuilletts ou bien la présence de cations compensateurs, des interactions différentes de celles généralement observées dans les milieux poreux vont pouvoir faire leur apparition. Dans l'argile, on distingue fréquemment deux types d'eaux : l'eau libre et l'eau adsorbée. Détaillons maintenant leurs particularités...

Eau libre ou "eau capillaire"

Comme pour tous les sols humides, on retrouve de l'eau libre dans les argiles. Celle-ci se trouve *a priori* principalement dans les espaces interagrégat et éventuellement dans l'espace interparticulaire (*i.e.* loin des surfaces externes des particules). Comme son nom l'indique, cette eau est libre de circuler facilement dans le milieu ; elle s'évapore complètement lorsque le sol est porté à une température légèrement égale à 105 ° C pendant une durée minimale de 24 h et son écoulement est produit par un gradient de charge hydraulique décrit par la loi de Darcy de 1856.

Prost [1990] distingue pour les mêmes échelles, une eau retenue par condensation capillaire aux points de contact entre les particules ou les agrégats d'un sol argileux, de faible teneur en eau. Pour des humidités plus importantes, celle-ci contribue à l'hydratation du matériau en remplissant les pores en fonction de leur taille et de leur géométrie. D'après lui, le phénomène de condensation capillaire est une conséquence de la structure du matériau, mais il n'a pas de rôle actif dans le gonflement (dont nous parlerons par la suite).

De notre point de vue, nous ne ferons pas, par la suite, de distinction entre ces deux types d'eaux : dans les deux cas, on parle d'eau pouvant circuler dans le milieu, non influencée par les phénomènes d'adsorption.

Eau liée ou adsorbée

Comme l'eau est un liquide polaire, différents modes d'interactions vont pouvoir s'établir entre les feuilletts chargés négativement et les cations interfoliaires. Plusieurs mécanismes d'hydratation dans l'espace interfoliaire (ou au voisinage de la surface externe

d'une particule) ont été à ce jour envisagés. Mitchell [1993] permet de faire le point à ce sujet.

Liaisons hydrogène Nous avons vu précédemment que les surfaces des feuillets étaient constituées de couches d'oxygène ou de groupements hydroxyles. Cela favorise le développement de liaisons hydrogène : en effet, les atomes d'oxygène sont susceptibles d'attirer les pôles positifs de la molécule d'eau, de la même manière que les groupements hydroxyles attirent le pôle négatif de l'eau. Au niveau des surfaces, la présence de ces liaisons entraîne une distribution électronique différente de ce qu'elle est dans l'eau libre. Cela autorise ainsi la formation de couches d'eau supplémentaires liées à la première par des liaisons du même type.

Attraction par des forces dispersives de Van der Waals Du fait de la charge négative diffuse du feuillet, des liaisons électrostatiques de type Van der Waals (attractives) peuvent s'établir entre l'eau et les sites où les charges négatives manifestent leur action attractive.

Hydratation des cations échangeables La présence de cations dans l'espace interfoliaire met en jeu un troisième mode de liaison : les cations deviennent des sites privilégiés sur lesquels viennent se fixer les molécules d'eau, l'ensemble forme un polyèdre de coordination [Fripiat et Gatineau, 1984].

La figure I.9 présente de manière schématique ces trois modes de liaisons possibles de l'eau interfoliaire.

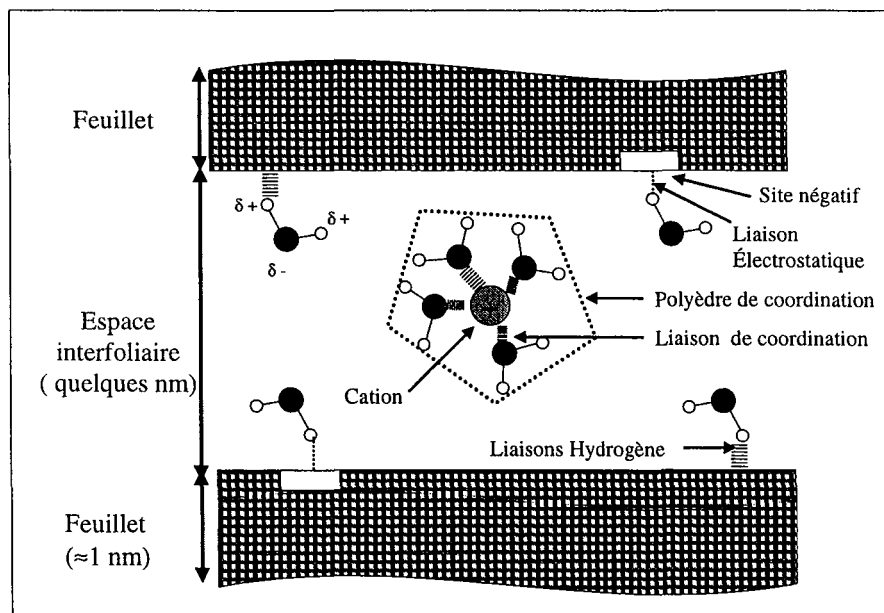


FIG. I.9 – Liaisons possibles de l'eau interfoliaire [source : Morel, 1996].

Deux autres interactions, faisant intervenir les cations compensateurs, peuvent aussi être envisagées entre l'eau et les surfaces argileuses.

Attraction par osmose Plus on se rapproche de la surface chargée négativement du feuillet, plus la concentration des cations augmente. Afin d'annihiler ce gradient de concentration, les molécules d'eau ont tendance à diffuser vers la surface (FIG. I.10).

Analogie avec un condensateur Les surfaces argileuses peuvent être considérées comme le pôle négatif d'un condensateur. Les molécules d'eau orientent alors leurs pôles positifs en direction des surfaces négatives (le degré d'orientation étant moins prononcé pour les molécules d'eau qui sont éloignées de la surface). Au milieu de l'espace interfoliaire, les cations compensateurs vont s'interposer afin d'éviter d'avoir des pôles négatifs de l'eau adjacents l'un à l'autre. Une structure telle que celle présentée à la figure I.10 peut alors être envisagée.

L'eau liée n'est pas mobile et présente une importante viscosité qui lui confère des propriétés intermédiaires entre celles d'un solide et celles d'un liquide avec une importante masse volumique. Elle ne peut être évacuée qu'à température élevée (entre 90 et 300 ° C).

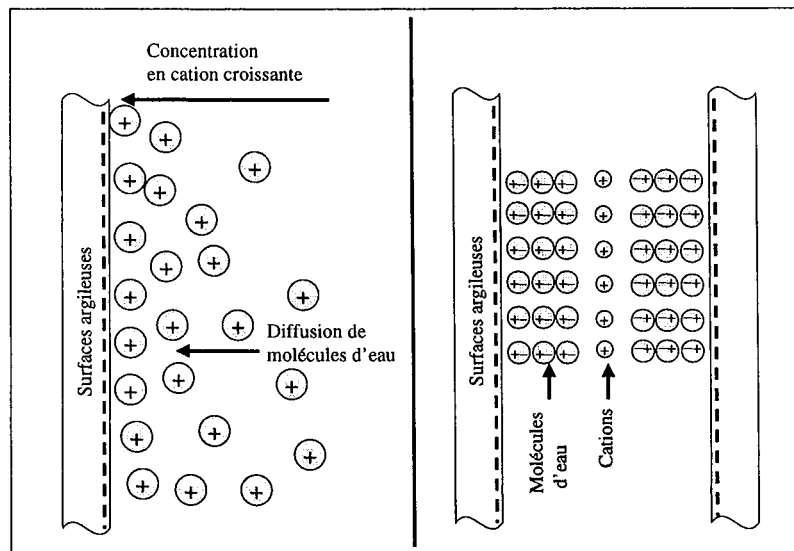


FIG. I.10 – Autres mécanismes possibles d'adsorption de l'eau sur les surfaces argileuses : Attraction par osmose (à gauche) ; attraction dipolaire (à droite) [source : Mitchell, 1993].

État énergétique de l'eau dans le sol, et en particulier dans l'argile

Des deux formes de l'énergie – énergie cinétique, énergie potentielle –, la seconde est pratiquement la seule à prendre en compte l'état énergétique de l'eau dans le sol. En effet, vu les faibles vitesses de déplacement de l'eau au sein du sol, on considère l'effet cinétique comme négligeable. En revanche, l'énergie potentielle de l'eau varie sur une très large échelle et demeure la cause essentielle du mouvement de l'eau au sein de l'échantillon de sol : ce mouvement s'effectuant toujours d'un point où l'eau possède un potentiel élevé vers un point où le potentiel est plus bas.

Au sein du sol, l'eau va être sujette à un certain nombre de forces qui vont abaisser son potentiel par rapport à celui de l'eau libre. Ces forces peuvent être de type gravitaire (action de la pesanteur), de type osmotique (présence d'un sel dissous dans l'eau), de

type matriciel (effet d'adsorption de l'eau à la surface des particules solides ; tensions interfaciales au niveau des contacts entre l'eau et la phase solide : c'est le phénomène de capillarité). À ces effets peuvent aussi s'ajouter le potentiel de pression provenant du phénomène de gonflement ou de retrait du sol ; le potentiel pneumatique, qui traduit l'action de la phase gazeuse sur la phase liquide ; et enfin le potentiel entropique, lié à l'influence de la température.

Classiquement pour les sols non saturés, on ne tient compte que du potentiel matriciel ; c'est le facteur dominant du mouvement de l'eau.

En géotechnique, le potentiel de l'eau au sein du sol est souvent substitué par le terme de succion¹, noté s . En agronomie, on préfère exprimer le potentiel en terme de charge hydraulique équivalente (seul le facteur $\rho_w g$ multiplicatif entre alors en jeu). Pour éviter d'utiliser des nombres trop grands, Schofield [1935] suggère d'utiliser le logarithme décimal de la succion pour exprimer le potentiel ; il est noté pF (potential of Free Energy). $pF = \log s$ par analogie au $pH = -\log[H_3O^+]$ (potentiel hydrogène) ; s doit être exprimé en centimètre de colonne d'eau.

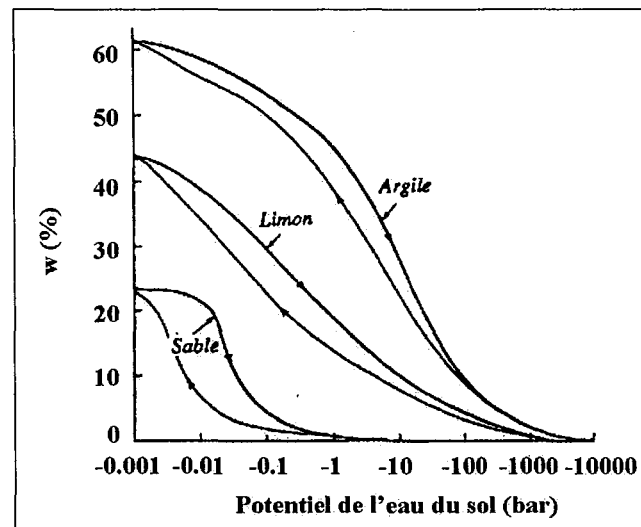


FIG. I.11 – Courbes de rétention d'après Yong [1975].

On corrèle généralement l'évolution du potentiel hydrique, ψ_w , en fonction de la teneur en eau dans le sol. La valeur est d'autant plus élevée que le sol est sec. Cela se traduit par des courbes, appelées **courbe de rétention du sol** qui ont des formes similaires pour tous les milieux poreux (FIG. I.11). Les différences observées sur l'allure des courbes proviennent des caractéristiques physico-chimiques et de la texture du sol de chaque matériau. Ainsi, pour une même valeur de succion, un sol argileux va retenir plus d'eau qu'un sol sableux (ce que nous avons déjà constaté au paragraphe I.1.1). Morel [1996] explique que cette propriété provient du fait que dans un sol sableux², la proportion des espaces poreux de grandes dimensions est très élevée, alors que dans un sol argileux³ la

¹déficit de pression (inférieure à la pression atmosphérique), mesuré dans un petit échantillon de sol sans contrainte extérieure

²taille des grains comprise entre 0,02 et 2 mm

³taille des particules inférieure à 2 μm

taille moyenne des pores est plus petite et beaucoup plus homogène : la courbe propre à l'argile se retrouve alors moins infléchie.

En réalité, la relation entre le potentiel (ou la succion) et la teneur en eau pour un même sol, n'est pas unique, selon que les mesures aient été faites au cours de l'humectation ou au cours du dessèchement. Cette particularité est le phénomène d'hystérésis. Ce dernier montre que deux couches de sol de même texture et de même structure peuvent avoir des humidités d'équilibre différentes, bien que présentant des états énergétiques identiques.

Nous verrons un peu plus loin que cette courbe de rétention, et notamment sa pente, est très importante; c'est elle qui permet de faire le lien entre la diffusivité hydraulique et la conductivité hydraulique. C'est pour cela qu'un grand nombre de modèles existent (en $\psi_w(\theta_w)$ ou en $\theta_w(\psi_w)$), le lecteur pourra se reporter à Bruce et Luxmoore [1986] pour plus d'informations.

I.2.3 Mécanismes de gonflement des argiles

Nous allons maintenant étudier une propriété importante que nous avons volontairement laissée de côté : le gonflement des argiles. Il est bien connu qu'au contact de l'eau, l'argile est un matériau qui a la faculté de gonfler. Vandangeon [1992] précise d'ailleurs que le terme "argile gonflante" est un pléonasme puisque toutes les argiles ont la propriété de gonfler et de se rétracter en fonction des variations de leur teneur en eau. D'après Morel [1996], le phénomène de gonflement paraît relever de deux causes :

- l'hydratation des espaces interfoliaires entraînant un accroissement de leurs dimensions (augmentation de la porosité nanométrique) ;
- la répulsion entre les particules (augmentation de la porosité nano- et micrométrique).

Dans les paragraphes qui vont suivre, nous allons examiner ces deux aspects.

Expérimentalement, Tessier [1984, chapitre X] montre que les mécanismes d'hydratation et de gonflement s'accompagnent :

- d'une augmentation de la surface basale du feuillet.
- d'une relaxation mécanique : les feuillets hydratés acquerraient une structure plus souple (cas des smectites). C'est exactement ce que l'on observe dans le cas d'une éponge, qui est rigide quand elle est sèche, et qui s'assouplit dès qu'on l'hydrate.
- d'une formation de pores interparticulaires supplémentaires, qu'il faudrait selon lui mettre en relation avec la tension interfaciale solide hydraté-liquide.

Même s'ils n'interviennent pas pour toutes les argiles, ces facteurs dont les origines sont encore mal connues, vont favoriser le gonflement.

*Remarques : Il convient ici de rappeler la différence entre un milieu déformable, un milieu gonflant et un milieu compressible. Un milieu est déformable si sa **forme** peut être modifiée sous l'action d'une contrainte. Un milieu est compressible si son **volume** peut être réduit sous l'action d'une pression. Un milieu est gonflant si son **volume** est susceptible d'augmenter. Ainsi, tout milieu gonflant (une éprouvette d'argile par exemple) est un milieu déformable et compressible. Un milieu déformable peut, en revanche, être non gonflant et incompressible (cas de la pâte à modeler).*

Hydratation des espaces interfoliaires Nous avons vu dans la partie précédente qu'entre l'eau et les surfaces internes des particules pouvait s'établir un certain nombre

d'interactions. Ainsi, lors de l'hydratation d'une éprouvette d'argile sèche⁴, l'eau peut pénétrer (parfois en grande quantité) dans l'espace interfoliaire, puis interagir avec les feuillettes et les cations déjà présents. Cette hydratation favorise la création d'une pression, appelée pression de disjonction, qui a pour conséquence un écartement de la distance interfoliaire.

À cette échelle, le phénomène de gonflement peut-être influencé par la nature des cations interfoliaires. Par exemple, on montre expérimentalement qu'une montmorillonite calcique gonfle moins qu'une montmorillonite sodique. En effet, la distance interfoliaire de la première est réduite, et ne peut accueillir que trois couches d'eau [Tessier, 1984, p. 312], ce qui est négligeable devant les 150 couches pouvant être adsorbées par la montmorillonite sodique [Tabani, 1999, p. 12].

Dans le cas où l'eau d'infiltration contient une quantité de cations de nature différente de ceux déjà présents dans l'espace interfoliaire (cation compensateur), un échange cationique peut être réalisé de manière stoechiométrique (deux ions Na^+ prennent la place d'un ion Ca^{2+} par exemple). Des échanges de ce type peuvent alors favoriser le phénomène de gonflement de manière non négligeable. Ceci explique de manière un peu plus précise l'exemple de Derriche *et al.* [1999], vu à la page 7.

Cependant d'après Tessier [1990], ce type de gonflement ne représente environ qu'une dizaine de % du gonflement macroscopique total. Il est donc nécessaire selon lui d'envisager un autre mécanisme de gonflement que celui relevant des seules variations interfoliaires.

Répulsion entre les particules Dans une argile sèche, les cations sont très fortement adsorbés à la surface des feuillettes argileux. Les cations en excès de ceux nécessaires à assurer l'électroneutralité des particules argileuses et les anions associés sont présents sous forme de sels. Si l'argile sèche est placée au contact de l'eau, les sels se dissolvent dans la solution, mais les différents ions se répartissent de manière non homogène : la concentration en cation devient très forte au voisinage des surfaces argileuses (surfaces externes), tandis que les anions ont plutôt tendance à s'éloigner des surfaces argileuses. La zone perturbée, ainsi créée par cette répartition non-homogène de cations et d'anions est appelée double couche diffuse. Comme cette dernière est chargée positivement, l'électroneutralité du système [argile/couche diffuse] est alors assurée.

Mitchell [1993] nous rappelle les bases des différentes études échafaudées autour de cette notion, nous ne retiendrons ici que les résultats principaux.

La théorie de Gouy-Chapman datant du début du siècle dernier (1913) a permis de décrire la distribution d'ions de la couche diffuse au voisinage d'une particule de smectite. Améliorée par d'autres auteurs (Derjaguin, Landau, Verwey, Overbeek,...), et moyennant un certain nombre d'hypothèses, la théorie a permis de démontrer mathématiquement que le recouvrement de deux couches diffuses de même signe est responsable de la répulsion de deux particules. Appliquée à la multitude de particules constituant une éprouvette d'argile, cette théorie permet donc d'expliquer le gonflement à l'échelle macroscopique.

Une autre approche plus fréquemment utilisée permet, toujours selon Mitchell [1993], d'expliquer le gonflement de manière plus pratique : c'est le concept de pression osmotique.

Dans cette approche, du fait des différences de concentration au sein de la couche diffuse, des pressions osmotiques sont développées à chaque fois que les doubles couches

⁴exception faite de l'illite et de la kaolinite

de deux particules se chevauchent. La surface argileuse chargée négativement, jouerait alors un rôle comparable à celui d'une membrane semi-perméable, séparant deux solutions de concentration en sel différente (aucun cation ne vient cependant traverser la surface argileuse). La différence de pression osmotique créée entre les deux particules et la solution à l'équilibre environnant les particules d'argile est appelée "pression de répulsion interparticule". On imagine bien qu'à l'échelle macroscopique, ce phénomène d'origine microscopique (voire nanoscopique), répété un très grand nombre de fois, se répercute par l'apparition d'un gonflement observable.

Remarques : Compte tenu de la taille limitée des espaces interfoliaires, Tessier [1984] précise bien que les doubles couches ne peuvent pas s'y développer. Elles ne peuvent donc apparaître qu'au voisinage des surfaces externes des particules argileuses, donc dans l'espace interparticulaire. La seule argile faisant exception à la règle est la smectite sodique.

Cette théorie de la double couche a évidemment quelques opposants. Low [1992] et d'autres chercheurs pensent qu'en fait sa contribution dans les mécanismes de gonflement est insignifiante, à cause du manque de dissociation des cations compensateurs, qui resteraient au voisinage des surfaces argileuses (dans la couche de Stern en particulier). Cela implique selon eux, que le gonflement est principalement dû à des forces d'hydratation.

I.2.4 Représentations théoriques du gonflement

Lorsque l'on travaille à l'échelle du laboratoire, ces deux sources de gonflement ne peuvent cependant pas être distinguées, car elles agissent simultanément. Cela signifie qu'un gonflement généralisé de l'éprouvette va être mesuré, sans qu'on puisse vraiment déterminer la proportion de chacun des types de gonflement.

Plutôt que de faire, ici, un inventaire des techniques expérimentales utilisées pour mesurer le gonflement, nous préférons observer quelles sont les différentes représentations théoriques employées, pour mettre en évidence les variations de volume macroscopiques pour un échantillon de sol non-confiné.

Soit M_t sa masse totale, et V_t son volume total. Nous rappelons dans le tableau I.1, la terminologie utilisée tout au long du mémoire. Les indices s , w et a désignent respectivement les phases solide, liquide et gazeuse.

Lors du séchage ou de l'humidification d'un échantillon de sol saturé deux paramètres vont évoluer : la teneur en eau et la teneur en solide. En effet, les variations de la teneur en eau dans ce type de milieux s'accompagnent d'une modification du squelette de l'échantillon. Il apparaît donc intéressant de pouvoir représenter d'une manière pertinente l'évolution de la phase solide en fonction du degré d'humidité. Pour cela, nous avons besoin de réécrire la définition de la saturation (TAB. I.1) :

$$S_r = \frac{\frac{\theta_w}{\theta_s}}{1 - \theta_s} = \frac{\nu}{e} \quad (\text{I.1})$$

L'indice d'humidité ν et l'indice des vides e interviennent alors.

Et l'on peut aussi écrire que :

$$\frac{1}{\rho_d} = \frac{w}{\rho_w S_r} + \frac{1}{\rho_s} \quad (\text{I.2})$$

DÉNOMINATIONS	DÉFINITIONS
Masse volumique de l'eau	$\rho_w = \frac{M_w}{V_w}$
Masse volumique de la phase solide	$\rho_s = \frac{M_s}{V_s}$
Teneur en eau volumique	$\theta_w = \frac{V_w}{V_t}$
Teneur en solide volumique	$\theta_s = \frac{V_s}{V_t}$
Masse volumique sèche	$\rho_d = \frac{M_s}{V_t} = \rho_s \theta_s$
Indice d'humidité	$\nu = \frac{V_w}{V_s} = \frac{\theta_w}{\theta_s}$
Teneur en eau massique	$w = \frac{M_w}{M_s} = \frac{\rho_w \theta_w}{\rho_s \theta_s} = \frac{\rho_w \theta_w}{\rho_d}$
Porosité	$\epsilon = \frac{V_v}{V_t} = 1 - \theta_s$
Indice des vides	$e = \frac{V_v}{V_s} = \frac{1 - \theta_s}{\theta_s}$
Saturation (degré de)	$S_r = \frac{V_w}{V_v} = \frac{\theta_w}{1 - \theta_s} = \frac{w}{\frac{\rho_w}{\rho_d} - \frac{\rho_w}{\rho_s}}$

TAB. I.1 – Définitions des différentes notations utilisées dans le manuscrit.

Suivant la famille scientifique à laquelle on appartient, deux représentations sont intéressantes. La première (la plus ancienne) consiste à représenter l'indice des vides e du sol étudié, en fonction de l'indice d'humidité ν (FIG. I.12). La deuxième, représente l'évolution du volume spécifique $\frac{1}{\rho_d}$ en fonction de la teneur en eau massique w (FIG. I.13). Dans les deux cas, les propos tenus dans la littérature où ces courbes sont décrites, s'adressent principalement au phénomène de retrait : il s'agit de partir d'une argile dite "saturée" d'eau, puis d'observer l'évolution de ses dimensions⁵ et de sa masse lorsqu'on la déshydrate. Tout ce qui sera écrit à la suite de ce paragraphe sera bien sûr directement transférable au cas de l'infiltration d'eau dans une argile gonflante.

La figure I.12, montre que le phénomène de retrait peut se décomposer en trois phases successives :

- Dans la première phase (phase I), tout départ d'eau est accompagné par une diminution égale du volume des vides. L'échantillon reste saturé tout au long de cette phase.
- Lors de la phase II, le retrait devient inférieur au départ d'eau, mais le volume de l'échantillon continue à diminuer légèrement. Il en résulte que de l'air entre dans l'échantillon. Sur le schéma le début de la phase II, est d'ailleurs repéré par un point singulier appelé point d'entrée d'air (noté "A")
- Dans la troisième phase, le volume demeure constant : tout départ d'eau ne provoque plus une diminution du volume de l'échantillon. On atteint la limite de retrait du matériau.

⁵une diminution du volume dans ce cas

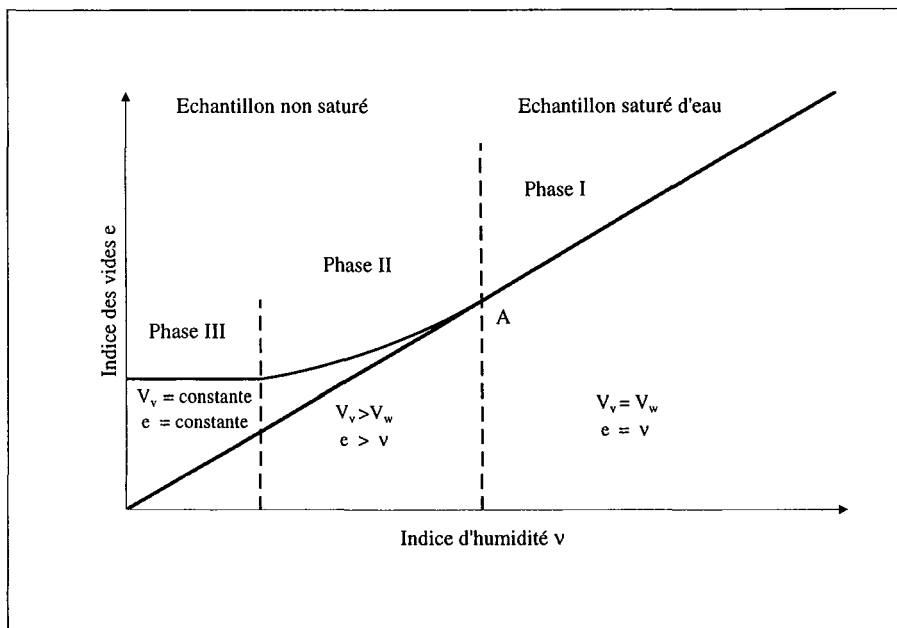


FIG. I.12 – Représentation schématique de la courbe de retrait obtenue à partir d'une argile [Tessier, 1984].

Sur le graphe s'ajoute bien évidemment la courbe dite de saturation ($S_r = 1$), pour laquelle $e = v$.

Sans contredire Tessier [1984], d'autres auteurs décrivent le phénomène de retrait un peu différemment (représentation en $\frac{1}{\rho_d}$ en fonction de w). Pour McGarry et Malafant [1987], le retrait d'un sol argileux saturé d'eau se fait suivant trois zones : résiduelle, normale, structurale. Seule cette dernière zone, n'est pas envisagée par Tessier [1984].

McGarry et Malafant donnent la relation générale liant le volume spécifique et la teneur en eau massique :

$$\frac{1}{\rho_d} = \frac{1}{\rho_s} + \frac{w}{\rho_w} + v_a \quad (\text{I.3})$$

v_a est le volume d'air rapporté à une unité de masse de sol sec (m_s), il est fonction de w ($v_a = f(w)$).

Sur la figure I.13, A est le point d'entrée d'air (caractérisé par une teneur en eau massique w_A , B indique la limite de gonflement (pour une teneur en eau w_B), M montre le lieu où la teneur en eau massique est maximale (w_M).

- Dans la zone structurale pour laquelle on définit une teneur en eau w comprise entre deux bornes (w_B et w_M), les variations de volume de l'échantillon sont plus petites que le volume d'eau déplacé [Stirck, 1954]. Cela provient surtout du drainage des pores larges.
- Dans la zone normale (définie par Newman et Thomasson [1979]), pour laquelle $w \in [w_A; w_B]$, les changements de volumes égalent les volumes d'eau perdus sans augmentation du volume d'air. La zone de retrait normal correspond à la phase II, vue précédemment.
- Dans la zone résiduelle, la teneur en eau massique varie dans l'intervalle $w \in [0; w_A]$. Dans cette zone, la contraction volumique est plus petite que le volume d'eau dé-

placé, ce qui implique une augmentation du volume d'air v_a [Newman et Thomasson, 1979]. Finalement, McGarry et Malafant [1987] rassemblent dans une même zone les phases II et III de Tessier [1984].

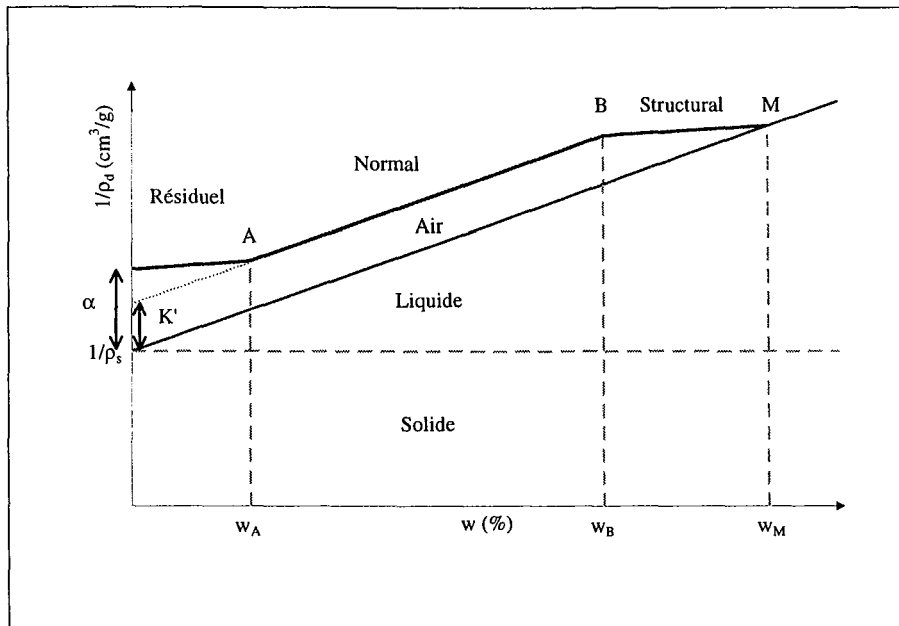


FIG. I.13 – Courbe de retrait d'après McGarry et Malafant [1987].

Comme chez Tessier [1984], on indique sur le graphe la droite théorique pour laquelle on a saturation du matériau argileux. McGarry et Malafant [1987] évoquent le nom de droite théorique du système à deux phases (solide-liquide).

À cette échelle d'étude, différents modèles analytiques existent pour décrire au mieux les différentes transitions.

Le modèle "trois lignes droites"

Il a été défini par McGarry et Malafant [1987], lesquels suggèrent que les trois zones de la courbe de retrait peuvent être modélisées par trois droites (FIG. I.13).

Le modèle "trois lignes droites" s'écrit ainsi :

- Dans la zone résiduelle, on a :

$$\frac{1}{\rho_d} = \left(\frac{1}{\rho_s} + \alpha' \right) + \left(\frac{w_A - \alpha' + K'}{w_A} \right) \frac{w}{\rho_w} \quad \text{avec } \alpha' = \left(\frac{1}{\rho_d} - \frac{1}{\rho_s} \right) \text{ pour } w = 0 \quad (I.4)$$

$\left(K' + \frac{1}{\rho_s} \right)$ correspond à l'intersection de l'axe des ordonnées ($w = 0$) avec la droite du gonflement normal prolongée.

- Dans la zone normale, on a :

$$\frac{1}{\rho_d} = \left(\frac{1}{\rho_s} + K' \right) + \frac{w}{\rho_w} \quad (I.5)$$

- Pour la zone structurale, McGarry et Malafant [1987] supposent qu'elle est comparable à la zone résiduelle. On peut donc écrire :

$$\frac{1}{\rho_d} = \left(\frac{1}{\rho_s} + \gamma \right) + \left(\frac{w_A - \gamma + K'}{w_A} \right) \frac{w}{\rho_w} \quad (\text{I.6})$$

où γ est une combinaison de plusieurs constantes.

Tariq et Durnford [1993] estiment que le modèle est théoriquement correct, mais que les erreurs commises dans la zone résiduelle sont substantielles. D'après eux, l'allure du modèle "trois lignes droites" est, de plus, très discontinue aux différents points de transition (A, B). Ils ont alors proposé à leur tour une extension de ce modèle en améliorant la continuité en ces points, et en ajoutant une zone pour laquelle le retrait du matériau est nul.

Le modèle GSVC

Développé par Giraldez *et al.* [1983], Giraldez et Sposito [1983], le modèle GSVC⁶ permet d'avoir une transition continue (au sens mathématique) entre les zones résiduelle et normale. Le modèle analytique s'exprime ainsi :

$$\frac{1}{\rho_d} = \frac{1}{\rho_s} + 0,7429 \frac{w_A}{\rho_w} + 0,230 \left(\frac{w^2}{\rho_w w_A} \right) + 0.0267 \left(\frac{w^3}{\rho_w w_A^2} \right) \quad (\text{I.7})$$

w_A est la teneur en eau massique correspondant au point d'entrée d'air. McGarry et Malafant [1987] montrent que le modèle peut s'exprimer de manière plus simple :

$$\frac{1}{\rho_d} = \bar{a} + \bar{b}w^2 + \bar{c}w^3 \quad (\text{I.8})$$

où \bar{a} , \bar{b} , \bar{c} sont des paramètres positifs corrélés. McGarry et Malafant [1987] signalent que ce modèle est vraiment limité. Tariq et Durnford [1993] ajoutent que le modèle ignore la zone structurale et la zone de non-gonflement.

D'autres modèles

Braudeau [1988] présente un modèle général d'une courbe caractéristique du retrait grâce à une équation paramétrée ; il a été récemment utilisé par Garnier *et al.* [1997] en exploitant les données d'Angulo [1989]. Le modèle logistique de Nelder [1962] suggéré par McGarry et Malafant [1987], permet de superposer n'importe quelle courbe de type sigmoïdale sur les données expérimentales, moyennant l'identification de quatre paramètres. Le modèle donne une bonne approximation des valeurs observées lors du retrait mais il n'a pas de base théorique [McGarry et Malafant, 1987]. Il ne peut donc pas être strictement considéré comme un "modèle décrivant le changement de volume d'un sol" [Tariq et Durnford, 1993].

La figure I.14 permet de récapituler les différents modèles que nous venons d'aborder. Ceux-ci sont mis à l'épreuve sur des valeurs expérimentales issues de la littérature. Le modèle "trois lignes droites" semble effectivement se superposer correctement aux valeurs expérimentales.

⁶The General Soil Volume Change equation

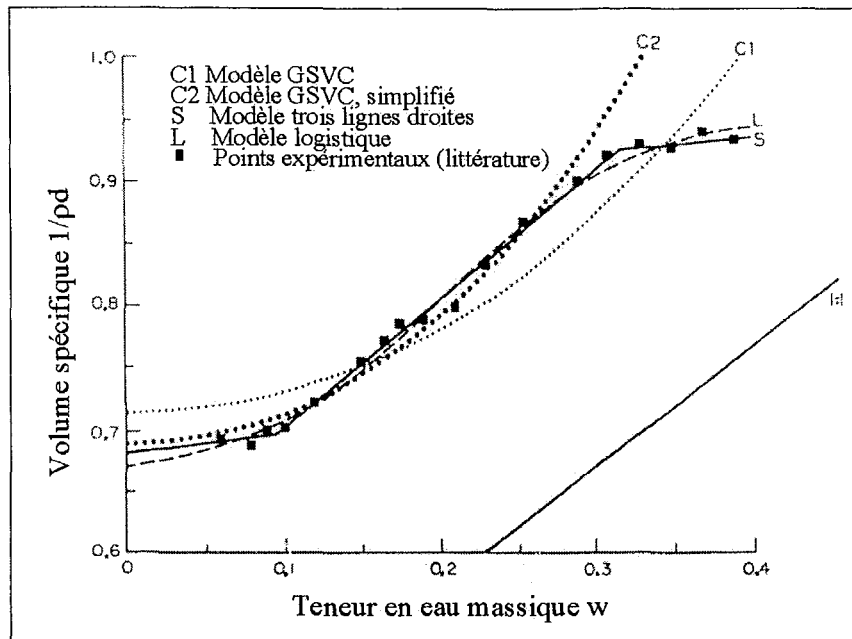


FIG. I.14 – Confrontation théorique et expérimentale des différents modèles présentés [d'après McGarry et Malafant, 1987].

I.3 Propriétés hydrauliques des milieux poreux

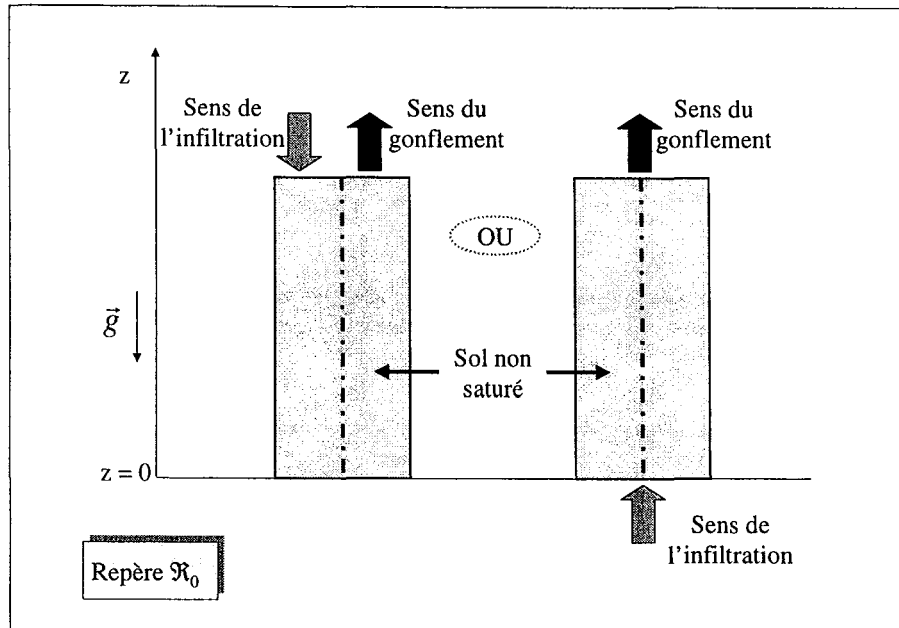
Dans les paragraphes qui vont suivre, nous allons présenter les équations décrivant le transfert de l'eau au sein d'un milieu poreux déformable suivant les deux modes de description généralement adoptés en mécanique des milieux continus.

Dans la description eulérienne, on considère la succession des particules qui défilent au cours du temps en se plaçant dans un repère fixe lié à l'observateur. Dans la description lagrangienne, chaque grandeur physique est étudiée en suivant chaque particule dans sa trajectoire à partir de sa position initiale.

En travaillant sur des argiles gonflantes, Nakano *et al.* [1986] et Angulo [1989] ont montré que finalement les deux approches aboutissaient à des résultats comparables. Le modèle numérique de Kim *et al.* [1999] aboutit à de petites différences entre les deux approches : la méthode lagrangienne semble fournir des résultats légèrement meilleurs.

Askar et Jin [2000] précisent que *négliger le gonflement du sol peut conduire à des erreurs d'interprétation et à de mauvaises prédictions*; l'équation classique de Richards telle que nous la connaissons ne peut donc pas suffire. Angulo [1989] montre d'ailleurs qu'une erreur du simple au triple peut être commise dans l'estimation de la perméabilité. Il apparaît donc fondamental de voir comment se formule le problème sous forme mathématique.

Sur la figure I.15, nous présentons schématiquement le problème auquel nous sommes confrontés. Il s'agit d'une infiltration d'eau dans un sol non saturé, par le haut ou par le bas. L'éprouvette est libre de gonfler seulement dans le sens axial. Nous appellerons \mathcal{R}_0 le référentiel fixe choisi.

FIG. I.15 – Présentation du problème dans le repère fixe \mathcal{R}_0 .

I.3.1 Rappel dans le cas indéformable

Dans le cas d'un sol non gonflant, on ne s'intéresse pas au squelette du matériau (*i.e.* à sa phase solide). On suppose de plus que la phase gazeuse reste à pression constante durant le processus d'infiltration (à pression atmosphérique par exemple). L'équation de continuité de la phase liquide s'écrit simplement :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_w \theta_w) + \text{div}(\rho_w \mathbf{q}_{w/o}) = 0 \quad (\text{I.9})$$

où $\mathbf{q}_{w/o}$ représente le flux volumique de la phase liquide par rapport au repère fixe \mathcal{R}_0 . La loi de Darcy, nous donne son expression (les forces de pesanteur étant négligées) :

$$\mathbf{q}_{w/o} = -k_{w/o} \mathbf{grad} \psi_w \quad (\text{I.10})$$

$k_{w/o}$ est la conductivité hydraulique du matériau (c'est une propriété intrinsèque), ψ_w est le potentiel hydrique exprimé en mètre de colonne d'eau. En injectant cette loi dans l'équation I.9, on obtient :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_w \theta_w) - \text{div}(\rho_w k_{w/o} \mathbf{grad} \psi_w) = 0 \quad (\text{I.11})$$

Pour simplifier l'équation, on suppose que l'écoulement se fait de manière unidirectionnelle suivant l'axe z de \mathcal{R}_0 :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_w \theta_w) - \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho_w k_{w/o} \frac{\partial \psi_w}{\partial z} \right) = 0 \quad (\text{I.12})$$

Cela s'écrit aussi :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_w \theta_w) - \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho_w k_{w/o} \frac{d\psi_w}{d\theta_w} \frac{\partial \theta_w}{\partial z} \right) = 0 \quad (\text{I.13})$$

En faisant intervenir un terme noté $D_{w/o}$ et défini par :

$$D_{w/o} = k_{w/o} \left(\frac{d\psi_w}{d\theta_w} \right) \text{ ou éventuellement } D_{w/o} = k_{w/o} \left| \frac{d\psi_w}{d\theta_w} \right| \quad (\text{I.14})$$

(suivant le signe choisi pour ψ_w)

on obtient une relation dont la forme mathématique correspond à une équation de diffusion non linéaire. $D_{w/o}$ représente simplement la diffusivité hydraulique du milieu. L'équation I.13 devient :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_w \theta_w) = \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho_w D_{w/o} \frac{\partial \theta_w}{\partial z} \right) \quad (\text{I.15})$$

Finalement, en considérant, que la phase liquide est un milieu incompressible ($\rho_w = \text{constante}$), on aboutit à l'équation démontrée par Richards en 1933 qui s'écrit (toujours en l'absence de termes gravitaires) :

$$\boxed{\frac{\partial \theta_w}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(D_{w/o}(\theta_w) \frac{\partial \theta_w}{\partial z} \right)} \quad (\text{I.16})$$

Cette relation est aussi valable dans la zone dite de gonflement résiduel et de non-gonflement d'une argile gonflante d'après Philip [1969].

Si on veut exprimer l'équation de Richards en terme de teneur en eau massique (w), il suffit de faire intervenir la masse volumique sèche ρ_d du matériau qui est constante dans le cas présent :

$$\boxed{\frac{\partial w}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(D_{w/o}(w) \frac{\partial w}{\partial z} \right)} \quad (\text{I.17})$$

mais dans ce cas, la diffusivité hydraulique s'exprime ainsi :

$$D_{w/o}(w) = k_{w/o} \frac{\rho_w}{\rho_d} \left(\frac{d\psi_w}{dw} \right) \text{ ou éventuellement } D_{w/o} = k_{w/o} \frac{\rho_w}{\rho_d} \left| \frac{d\psi_w}{dw} \right| \quad (\text{I.18})$$

(suivant le signe choisi pour ψ_w)

I.3.2 Présentation des techniques existantes en coordonnées eulériennes

Nous nous proposons ici de décrire le transfert d'eau dans le milieu poreux déformable, en utilisant les coordonnées eulériennes. Cette approche, introduite par Nakano *et al.* [1986], est encore relativement récente, mais elle a déjà été utilisée (ou simplement testée) par un certain nombre de chercheurs comme Angulo [1989, 1990a, 1990b], Garnier *et al.* [1998], Kim *et al.* [1999], Tabani [1999], Kanno *et al.* [2001].

L'avantage de travailler en coordonnées eulériennes est que le référentiel choisi est fixe, et ne dépend pas de ce fait du mouvement des différentes phases en présence. Cela permet en particulier de s'affranchir du calcul de la coordonnée matérielle, introduite dans l'approche lagrangienne.

Pour commencer la démonstration, nous devons écrire les équations de conservation de la masse pour chacune des phases en présence ; pour simplifier la démonstration, nous

ne décrivons pas l'action de la phase gazeuse (comme Angulo [1989], nous ferons l'hypothèse que l'écoulement de la phase gazeuse est instantané). Nous supposons de plus les écoulements unidirectionnels. Le système d'équations répondant au problème est le suivant :

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho_w \theta_w}{\partial t} + \frac{\partial \rho_w q_{w/o}}{\partial z} = 0 & \text{(I.19a)} \\ \frac{\partial \rho_s \theta_s}{\partial t} + \frac{\partial \rho_s q_{s/o}}{\partial z} = 0 & \text{(I.19b)} \end{cases}$$

$q_{w/o}$ et $q_{s/o}$ représentent respectivement les flux volumiques de l'eau et de la phase solide par rapport à \mathfrak{R}_0 . Les autres termes ont déjà été définis dans les paragraphes précédents.

En supposant l'eau comme un fluide incompressible ($\rho_w = \text{constante}$), et les particules solides indéformables et chimiquement inertes ($\rho_s = \text{constante}$), le système d'équations I.19 devient :

$$\begin{cases} \frac{\partial \theta_w}{\partial t} + \frac{\partial q_{w/o}}{\partial z} = 0 & \text{(I.20a)} \\ \frac{\partial \theta_s}{\partial t} + \frac{\partial q_{s/o}}{\partial z} = 0 & \text{(I.20b)} \end{cases}$$

On peut définir le flux volumique de l'eau dans le repère lié à la phase solide :

$$q_{w/s} = \theta_w (v_{w/o} - v_{s/o}) \quad \text{(I.21)}$$

$v_{w/o}$ est la vitesse moyenne de l'eau et $v_{s/o}$ celle de la phase solide dans \mathfrak{R}_0 . Elles peuvent être définies ainsi :

$$\begin{cases} v_{w/o} = \frac{q_{w/o}}{\theta_w} & \text{(I.22a)} \\ v_{s/o} = \frac{q_{s/o}}{\theta_s} & \text{(I.22b)} \end{cases}$$

L'équation I.21 devient alors :

$$q_{w/s} = q_{w/o} - q_{s/o} \frac{\theta_w}{\theta_s} \quad \text{(I.23)}$$

Le flux volumique de l'eau par rapport à la phase solide est décrit par la loi de Darcy (l'action de la pesanteur est à nouveau négligée) :

$$q_{w/s} = -k_{w/s} \frac{\partial \psi_w}{\partial z} \quad \text{(I.24)}$$

où $k_{w/s}$ est la conductivité hydraulique que l'on cherche à déterminer, ψ_w est le potentiel matriciel exprimé en terme de colonne d'eau.

De plus, par analogie avec la loi de Darcy, on décrit les flux de la phase liquide et de la phase solide par des lois phénoménologiques du transport de la matière :

$$\begin{cases} q_{w/o} = -k_{w/o}(\theta_w) \left(\frac{\partial \psi_w}{\partial z} \right) & \text{(I.25a)} \\ q_{s/o} = -k_{s/o}(\theta_s) \left(\frac{\partial \psi_s}{\partial z} \right) & \text{(I.25b)} \end{cases}$$

$k_{w/o}$ représente la conductivité hydraulique apparente du milieu, elle est supposée être fonction de θ_w . Elle correspond à la perméabilité de Darcy dans le cas d'un milieu indéformable (§I.3.1). $k_{s/o}$ est appelée conductivité solide apparente, elle est supposée fonction de θ_s . ψ_s est le potentiel de pression interne, et on considère que son gradient est responsable du mouvement des particules solides.

En supposant que ψ_w et ψ_s dépendent respectivement et uniquement de θ_w et θ_s , on peut réécrire les équations du système I.25 de la manière suivante :

$$\begin{cases} q_{w/o} = -k_{w/o}(\theta_w) \left(\frac{d\psi_w}{d\theta_w} \right) \left(\frac{\partial\theta_w}{\partial z} \right) & \text{(I.26a)} \\ q_{s/o} = -k_{s/o}(\theta_s) \left(\frac{d\psi_s}{d\theta_s} \right) \left(\frac{\partial\theta_s}{\partial z} \right) & \text{(I.26b)} \end{cases}$$

On introduit ensuite le concept analogue de diffusivité, comme pour les sols indéformables :

$$\begin{cases} D_{w/o} = k_{w/o} \left(\frac{d\psi_w}{d\theta_w} \right) & \text{(I.27a)} \\ D_{s/o} = k_{s/o} \left(\frac{d\psi_s}{d\theta_s} \right) & \text{(I.27b)} \end{cases}$$

$D_{w/o}$ et $D_{s/o}$ sont les diffusivités apparentes des phases liquides et solides dans le repère \mathfrak{R}_0 . Les équations du système I.20 deviennent alors :

$$\begin{cases} \frac{\partial\theta_w}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z} \left(D_{w/o}(\theta_w) \frac{\partial\theta_w}{\partial z} \right) = 0 & \text{(I.28a)} \\ \frac{\partial\theta_s}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z} \left(D_{s/o}(\theta_s) \frac{\partial\theta_s}{\partial z} \right) = 0 & \text{(I.28b)} \end{cases}$$

Afin de déterminer la conductivité hydraulique du milieu, Yong [1973], Nakano *et al.* [1986] postulent qu'il existe un paramètre, que nous noterons ζ , qui lie les potentiels des phases solide et liquide :

$$\frac{\partial\psi_s}{\partial z} = -\zeta \frac{\partial\psi_w}{\partial z} \quad \text{(I.29)}$$

ζ est un paramètre empirique compris dans l'intervalle $[0; 1]$, il est égal à 1 lorsque le milieu est saturé. Grâce à cette hypothèse, et au système I.25, on réécrit I.23, en terme de conductivité hydraulique :

$$k_{w/s} = k_{w/o} + k_{s/o} \zeta \frac{\theta_w}{\theta_s} \quad \text{(I.30)}$$

Grâce au système I.27, on peut écrire :

$$\frac{D_{s/o}}{D_{w/o}} = -\frac{k_{s/o}}{k_{w/o}} \zeta \frac{d\theta_w}{d\theta_s} \quad \text{(I.31)}$$

Et finalement, en combinant I.30 et I.31, on obtient :

$$\boxed{k_{w/s} = k_{w/o} \left[1 - \left(\frac{\theta_w}{\theta_s} \right) \left(\frac{D_{s/o}}{D_{w/o}} \right) \frac{d\theta_w}{d\theta_s} \right]} \quad \text{(I.32)}$$

La relation I.32 nous permet donc de déterminer la conductivité hydraulique du milieu au sens de Darcy. Il faut pour cela connaître la relation liant θ_s et θ_w . $D_{s/o}$ et $D_{w/o}$ peuvent être estimés par la méthode des profils instantanés ou en résolvant numériquement le système d'équations I.28 (cf. §I.4). La conductivité hydraulique apparente, $k_{w/o}$, peut être déterminée grâce à l'équation I.27a; il faut pour cela que la courbe de rétention en eau du milieu $\psi_w(\theta_w)$ soit connue.

Nakano *et al.* [1986] précisent que toute la théorie de l'écoulement de l'eau dans les argiles gonflantes peut être établie dans le système eulérien, à la condition *sine qua non* que le flux des particules argileuses soit défini par le gradient spatial du potentiel responsable du mouvement des particules argileuses, lui même calculé à partir du gradient du potentiel hydrique de l'eau au sein du sol (équation I.29).

Dans la partie expérimentale de ce manuscrit (chapitre III), nous n'utiliserons pas l'approche eulérienne pour déterminer la diffusivité ou la conductivité hydraulique de notre matériau. Malgré le fait qu'elle permette d'aboutir à des résultats probants et comparables à l'approche lagrangienne, nous ne sommes pas convaincus de l'existence d'une équation de diffusion affectée à la phase solide. De notre point de vue, la notion de diffusion est impropre ici pour désigner un processus qui n'est en fait qu'une simple déformation de la matrice poreuse. Elle s'apparente bien plus à ce qui est observé au cours de la dilatation thermique, pour laquelle la distance inter-atome va augmenter sous l'effet de la chaleur. Dans le processus d'infiltration, seule la phase liquide est susceptible de diffuser à travers la phase solide. Nous rediscuterons de cet aspect au paragraphe I.4.2.

I.3.3 Présentation des techniques existantes en coordonnées lagrangiennes

La description qui va suivre présente la description des transferts d'eau au sein d'un milieu poreux gonflant en se plaçant dans le référentiel de la phase solide. Cette description est déjà ancienne puisqu'elle a été proposée pour la première fois dans les années 60 par Philip [1968], et adoptée (ou testée) par un grand nombre de chercheurs s'intéressant aux milieux poreux gonflants. Citons par exemple : Smiles et Rosenthal [1968], Raats et Klute [1969], Douglas et McKyes [1978], Sposito [1986], Angulo [1989], Kim *et al.* [1999], Kirby et Ringrose-Voase [2000]. Smiles [2000a, 2000b] a même très récemment montré que cette démarche pouvait être aussi utilisée pour décrire l'écoulement de l'eau et le transport de solutés dans un milieu poreux gonflant ou non... Bien que très intéressant, nous ne traiterons pas ce sujet dans ce mémoire. Pour commencer la démonstration, l'approche lagrangienne nécessite de reprendre le système I.19 en terme de vitesse.

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial t} (\rho_w \theta_w) + \text{div} (\rho_w \theta_w \mathbf{v}_{w/o}) = 0 & \text{(I.33a)} \\ \frac{\partial}{\partial t} (\rho_s \theta_s) + \text{div} (\rho_s \theta_s \mathbf{v}_{s/o}) = 0 & \text{(I.33b)} \end{cases}$$

En utilisant la relation liant les différentes vitesses moyennes pour les deux phases étudiées :

$$\mathbf{v}_{w/o} = \mathbf{v}_{w/s} + \mathbf{v}_{s/o} \quad \text{(I.34)}$$

et en s'aidant de l'opérateur de dérivation matérielle suivant (X^s indique que le système de coordonnées est lié à la phase solide) :

$$\left. \frac{\partial(\)}{\partial t} \right|_{X^s} = \frac{\partial(\)}{\partial t} + \mathbf{v}_{s/o} \cdot \mathbf{grad}(\) \quad (\text{I.35})$$

les équations du système I.33 peuvent donc être réécrites dans le référentiel lié à la phase solide :

$$\left\{ \begin{array}{l} \left. \frac{\partial(\rho_w \theta_w)}{\partial t} \right|_{X^s} - \mathbf{v}_{s/o} \cdot \mathbf{grad}(\rho_w \theta_w) + \text{div}(\rho_w \theta_w \mathbf{v}_{w/o}) = 0 \end{array} \right. \quad (\text{I.36a})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \left. \frac{\partial(\rho_s \theta_s)}{\partial t} \right|_{X^s} - \mathbf{v}_{s/o} \cdot \mathbf{grad}(\rho_s \theta_s) + \text{div}(\rho_s \theta_s \mathbf{v}_{s/o}) = 0 \end{array} \right. \quad (\text{I.36b})$$

Soit ϕ un scalaire, et \mathbf{A} , un vecteur, l'opérateur divergence possède la propriété suivante : $\text{div}(\phi \mathbf{A}) = \phi \text{div} \mathbf{A} + \mathbf{A} \cdot \mathbf{grad}(\phi)$. Les équations du système I.36 deviennent :

$$\left\{ \begin{array}{l} \left. \frac{\partial(\rho_w \theta_w)}{\partial t} \right|_{X^s} - \mathbf{v}_{s/o} \cdot \mathbf{grad}(\rho_w \theta_w) + \rho_w \theta_w \text{div}(\mathbf{v}_{w/o}) + \mathbf{v}_{w/o} \cdot \mathbf{grad}(\rho_w \theta_w) = 0 \end{array} \right. \quad (\text{I.37a})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \left. \frac{\partial(\rho_s \theta_s)}{\partial t} \right|_{X^s} - \mathbf{v}_{s/o} \cdot \mathbf{grad}(\rho_s \theta_s) + \rho_s \theta_s \text{div}(\mathbf{v}_{s/o}) + \mathbf{v}_{s/o} \cdot \mathbf{grad}(\rho_s \theta_s) = 0 \end{array} \right. \quad (\text{I.37b})$$

et grâce à I.34, on peut changer $\mathbf{v}_{w/o}$ par sa valeur :

$$\left\{ \begin{array}{l} \left. \frac{\partial(\rho_w \theta_w)}{\partial t} \right|_{X^s} - \mathbf{v}_{s/o} \cdot \mathbf{grad}(\rho_w \theta_w) + \rho_w \theta_w \text{div}(\mathbf{v}_{w/s}) \\ + \rho_w \theta_w \text{div}(\mathbf{v}_{s/o}) + \mathbf{v}_{w/s} \cdot \mathbf{grad}(\rho_w \theta_w) + \mathbf{v}_{s/o} \cdot \mathbf{grad}(\rho_w \theta_w) = 0 \end{array} \right. \quad (\text{I.38a})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \left. \frac{\partial(\rho_s \theta_s)}{\partial t} \right|_{X^s} + \rho_s \theta_s \text{div}(\mathbf{v}_{s/o}) = 0 \end{array} \right. \quad (\text{I.38b})$$

Après simplification, le système devient :

$$\left\{ \begin{array}{l} \left. \frac{\partial(\rho_w \theta_w)}{\partial t} \right|_{X^s} + \text{div}(\rho_w \theta_w \mathbf{v}_{w/s}) + \rho_w \theta_w \text{div}(\mathbf{v}_{s/o}) = 0 \end{array} \right. \quad (\text{I.39a})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \left. \frac{\partial(\rho_s \theta_s)}{\partial t} \right|_{X^s} + \rho_s \theta_s \text{div}(\mathbf{v}_{s/o}) = 0 \end{array} \right. \quad (\text{I.39b})$$

On injecte ensuite $\text{div}(\mathbf{v}_{s/o})$ de la relation I.39b dans la relation I.39a, et on trouve :

$$\left. \frac{\partial(\rho_w \theta_w)}{\partial t} \right|_{X^s} + \text{div}(\rho_w \theta_w \mathbf{v}_{w/s}) - \frac{\rho_w \theta_w}{\rho_s \theta_s} \left. \frac{\partial(\rho_s \theta_s)}{\partial t} \right|_{X^s} = 0 \quad (\text{I.40})$$

En s'aidant de la formule classique $\frac{d}{df} \left(\frac{x}{y} \right) = \frac{1}{y} \frac{dx}{df} - \frac{x}{y^2} \frac{dy}{df}$, on réécrit l'équation I.40 d'une manière plus conviviale :

$$\rho_s \theta_s \left. \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\rho_w \theta_w}{\rho_s \theta_s} \right) \right|_{X^s} + \text{div}(\rho_w \theta_w \mathbf{v}_{w/s}) = 0 \quad (\text{I.41})$$

Cette équation est celle du bilan de masse avec comme référence le mouvement de la phase solide. Elle peut être réécrite entièrement en coordonnées matérielles, par changement des coordonnées spatiales, à l'aide du tenseur gradient de transformation de la phase solide $\overline{\overline{F}}_s$. Il est défini à partir des coordonnées eulériennes $(x_i, x_3 = z)$ et des coordonnées lagrangiennes $(X_\alpha^s, X_3^s = m)$: $\overline{\overline{F}}_s \equiv \frac{\partial x_i}{\partial X_\alpha^s}$. On fait alors intervenir les opérateurs divergence et gradient, définis comme suit :

$$\text{div}(\cdot) \equiv \text{DIV}_s(\cdot) : \overline{\overline{F}}_s^{-1} ; \quad \mathbf{grad}(\cdot) \equiv \mathbf{GRAD}_s(\cdot) \overline{\overline{F}}_s^{-1}$$

$$\rho_s \theta_s \left. \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\rho_w \theta_w}{\rho_s \theta_s} \right) \right|_{X^s} + \text{DIV}_s(\rho_w \theta_w \mathbf{v}_{w/s}) : \overline{\overline{F}}_s^{-1} = 0 \quad (\text{I.42})$$

Ici, on introduit la loi de Darcy généralisée. Comme dans l'approche eulérienne, l'action de la gravité est négligée.

$$\mathbf{q}_{w/s} = \theta_w \mathbf{v}_{w/s} = -k_{w/s} [\mathbf{grad} \psi_w] \quad (\text{I.43})$$

ce qui s'écrit avec les nouveaux opérateurs :

$$\theta_w \mathbf{v}_{w/s} = -k_{w/s} [\mathbf{GRAD}_s \psi_w \overline{\overline{F}}_s^{-1}] \quad (\text{I.44})$$

et on réintroduit cette expression dans la relation I.42 :

$$\rho_s \theta_s \left. \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\rho_w \theta_w}{\rho_s \theta_s} \right) \right|_{X^s} - \text{DIV}_s(\rho_w k_{w/s} \mathbf{GRAD}_s \psi_w \overline{\overline{F}}_s^{-1}) : \overline{\overline{F}}_s^{-1} = 0 \quad (\text{I.45})$$

Simplifications

Pour simplifier le calcul, on va supposer l'écoulement unidirectionnel. Dans ce cas, Raats et Klute [1969] nous donnent l'expression tensorielle de $\overline{\overline{F}}_s$:

$$\overline{\overline{F}}_s = \begin{pmatrix} \frac{\partial x_1}{\partial X_1^s} & \frac{\partial x_1}{\partial X_2^s} & \frac{\partial x_1}{\partial X_3^s} \\ \frac{\partial x_2}{\partial X_1^s} & \frac{\partial x_2}{\partial X_2^s} & \frac{\partial x_2}{\partial X_3^s} \\ \frac{\partial x_3}{\partial X_1^s} & \frac{\partial x_3}{\partial X_2^s} & \frac{\partial x_3}{\partial X_3^s} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\partial x_3}{\partial X_3^s} \end{pmatrix}$$

Ce tenseur a pour déterminant :

$$\text{Det} |F_s| = \frac{\partial x_3}{\partial X_3^s} = \frac{\partial z}{\partial m}$$

On va maintenant écrire ce que représente un petit élément de masse dM dans chacun des référentiels eulérien et lagrangien :

$$dM = \rho_s \theta_s(z, t) dz = \rho_s^0 \theta_s^0(m, t = 0) dm \quad (\text{I.46})$$

On a fait apparaître la coordonnée matérielle m de Smiles et Rosenthal [1968], qui fait référence à un état initial d'un sol gonflant de porosité nulle (valable uniquement pour un mouvement d'eau unidirectionnel). On a donc :

$$\frac{\partial z}{\partial m} = \frac{\rho_s^0 \theta_s^0(m, 0)}{\rho_s \theta_s(z, t)} \quad (\text{I.47})$$

En supposant que la phase solide est un milieu incompressible, on peut écrire que $\rho_s^0 = \rho_s$. En considérant, le milieu dépourvu de porosité à l'état de référence, on a $\theta_s^0 = 1$. Finalement, on peut facilement passer du référentiel eulérien au référentiel lagrangien : il suffit d'utiliser la relation $dm = \theta_s dz$. Le tenseur gradient de transformation de la phase solide s'exprime simplement : $F_s = \frac{1}{\theta_s}$. L'équation I.45 devient alors :

$$\rho_s \theta_s \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\rho_w \theta_w}{\rho_s \theta_s} \right) \Big|_{X^s} - \frac{\partial}{\partial m} \left(\rho_w k_{w/s} \frac{\partial \psi_w}{\partial m} \theta_s \right) \theta_s = 0 \quad (\text{I.48})$$

Sachant que ρ_s et ρ_w sont supposés constants, et que $\theta_s \neq 0$, on simplifie l'équation I.48 :

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\theta_w}{\theta_s} \right) \Big|_{X^s} - \frac{\partial}{\partial m} \left(k_{w/s} \theta_s \frac{\partial \psi_w}{\partial m} \right) = 0 \quad (\text{I.49})$$

On voit apparaître naturellement $\nu = \frac{\theta_w}{\theta_s}$, qui est l'indice d'humidité du milieu.

$$\frac{\partial \nu}{\partial t} \Big|_{X^s} - \frac{\partial}{\partial m} \left(k_{w/s} \theta_s \frac{d\psi_w}{d\nu} \frac{\partial \nu}{\partial m} \right) = 0 \quad (\text{I.50})$$

Concept de diffusivité matérielle

Par analogie avec les démonstrations présentées précédemment, on fait intervenir un terme appelé diffusivité matérielle, qui s'exprime ainsi : $D_m(\nu) = k_{w/s} \theta_s \frac{d\psi_w}{d\nu}$. On aboutit finalement à l'équation suivante :

$$\boxed{\frac{\partial \nu}{\partial t} \Big|_{X^s} - \frac{\partial}{\partial m} \left(D_m(\nu) \frac{\partial \nu}{\partial m} \right) = 0} \quad (\text{I.51})$$

qui est tout à fait analogue à l'équation de diffusion que nous avons vue dans le cas d'un milieu non déformable.

Remarque : par analogie, on fait parfois intervenir le terme de conductivité matérielle, il est défini par : $k_m = k_{w/s} \theta_s$.

Comme nous avons fait l'hypothèse que ρ_s et ρ_w sont constants, on peut réécrire l'équation en terme de teneur en eau massique w , qui est facilement mesurable :

$$w = \frac{\rho_w}{\rho_s} \nu$$

$$\boxed{\frac{\partial w}{\partial t} \Big|_{X^s} - \frac{\partial}{\partial m} \left(D_m(w) \frac{\partial w}{\partial m} \right) = 0} \quad (\text{I.52})$$

avec cette fois, $D_m(w) = k_{w/s} \frac{\rho_w \rho_d}{\rho_s^2} \frac{d\psi_w}{dw}$.

En connaissant D_m , la courbe de rétention en eau du sol considéré et une courbe de gonflement $\rho_d(w)$, il apparaît facile de déterminer la conductivité hydraulique du milieu :

$$\boxed{k_{w/s} = \frac{D_m(w)}{\frac{\rho_w \rho_d}{\rho_s^2} \frac{d\psi_w}{dw}}} \quad (\text{I.53})$$

Angulo [1989] propose d'écrire l'équation I.53 en fonction des teneurs volumiques en eau et en solide :

$$k_{w/s} = \frac{D_m(\theta_w) \left[1 - \left(\frac{\theta_w}{\theta_s} \right) \left(\frac{d\theta_s}{d\theta_w} \right) \right]}{\left[\theta_s^2 \left(\frac{d\psi_w}{d\theta_w} \right) \right]} \quad (\text{I.54})$$

Limites des approches présentées

Coussy [1991] nous avertit que tous les développements sont basés sur l'hypothèse de continuité des phases fluides saturantes. Dans le cas des milieux poreux non saturés, cette hypothèse constitue une limitation très importante pour la validité des modèles développés. Lors de l'imbibition par un fluide mouillant continu (comme l'eau) d'un échantillon de milieu poreux initialement saturé d'air, il peut arriver que cette dernière phase se déconnecte en raison d'effet capillaire. Pour simplifier le problème, nous supposerons valide l'hypothèse de continuité dans tous les exemples présentés par la suite.

Cela semble être confirmé par Kirby et Smiles [1999] qui indiquent que l'approche lagrangienne a été validée avec succès dans le cadre d'expériences en génie chimique (sol saturé), mais que cette approche s'est montrée moins recevable dans le cas d'un sol non saturé.

I.4 Techniques d'obtention des propriétés hydrauliques d'un sol argileux

Depuis 1856, date de validation de la loi de Darcy, un nombre impressionnant de méthodes et de dispositifs expérimentaux ont été mis au point, afin de déterminer les propriétés hydrauliques des sols saturés ou non saturés (conductivité ou diffusivité hydraulique) [voir pour information Klute et Dirksen, 1986]. Cependant l'étude des sols argileux montre qu'un certain nombre de ces techniques sont inadaptées, pour au moins deux raisons.

La première raison provient du phénomène de gonflement de ces sols : sous l'effet des pressions de gonflement, les cellules d'essai classiques peuvent être déformées voire détériorées ; les calculs pour estimer les propriétés hydrauliques se retrouvent alors incorrects

et impossibles à corriger. À cause de cette propriété, certaines techniques de mesure de l'humidité se révèlent aussi inefficaces (gammamétrie monosource).

La deuxième raison est que la conductivité et la diffusivité de ces sols sont en général bien plus faibles que pour les autres sols, ce qui implique d'avoir des temps de manipulation plus longs. Des dispositifs adaptés, permettant d'imposer de forts gradients hydrauliques par exemple, sont alors nécessaires pour réduire ces temps. Il est aussi important de s'assurer que pendant ces longues périodes, les mesures fournies par les différents appareils ne dérivent pas.

Dans cette partie, nous allons donc nous intéresser à différentes techniques de laboratoire, qui permettent d'estimer les propriétés hydrauliques des sols argileux gonflants, en régime saturé ou transitoire. Nous verrons ainsi quelles sont les procédures pertinentes que nous pourrions utiliser pour nos propres résultats expérimentaux.

I.4.1 Volume Constant

Bien souvent, les mesures sur des sols argileux se font en maintenant le volume de l'éprouvette constant. Cela permet *a priori* de conserver toutes les lois écrites pour les milieux poreux non-gonflants décrites au paragraphe I.3.1.

Dans ce chapitre, nous avons aussi montré que dans le cas des sols non gonflants, il existait une relation très simple liant la conductivité, la diffusivité et la courbe de rétention :

$$D_{w/o}(\theta_w) = k_{w/o}(\theta_w) \left| \frac{d\psi_w}{d\theta_w} \right| \quad (I.55)$$

Ainsi, connaissant deux des trois caractéristiques, il semble aisé de retrouver la troisième.

Physiquement, la conductivité hydraulique d'un sol ($k_{w/o}$) traduit sa facilité à se laisser traverser par l'eau, tandis que la courbe de rétention en eau donne une idée sur la quantité d'eau pouvant être stockée par le sol. La notion de diffusivité indique la vitesse à laquelle l'eau va diffuser dans le milieu. Malgré le peu d'intérêt porté par la recherche pour cette dernière, il faut tout de même rappeler que c'est elle qui apparaît naturellement dans l'équation de Richards (I.16). Elle présente aussi l'avantage d'avoir un domaine de variation plus réduit que celui de la conductivité. De plus l'humidité et son gradient sont souvent plus aisés à mesurer en pratique et à mettre en relation avec les flux volumiques que ne le sont la succion et son gradient [Hillel, 1988].

a/En régime permanent

La technique "classique" En général, les mesures de la conductivité hydraulique en laboratoire sont basées sur l'application directe de la loi de Darcy, pour une colonne de sol saturée, de longueur L et de section droite S uniforme. Une différence de pression hydraulique ($H_2 - H_1$) est imposée sur la colonne et le flux d'eau résultant est mesuré. La conductivité à saturation est donnée par la formule classique :

$$k_{w/o}^{sat} = k_{sat} = \frac{V L}{S t (H_2 - H_1)} \quad (I.56)$$

où V est le volume d'eau qui traverse l'éprouvette durant le temps t .

Dans le cas des sols argileux, Villar et Lloret [2001] montrent que cette formule peut être utilisée sur des échantillons de bentonite espagnole. Cependant, à cause des fortes pressions de gonflement⁷ induites par la phase de saturation de leurs échantillons ($S = 19,63 \text{ cm}^2$, $L = 2,5 \text{ cm}$) et de l'importance des gradients hydrauliques imposés pour la mesure de $k_{w/o}^{sat}$ (entre 1100 et 10500 m/m), un perméamètre standard ne peut absolument pas convenir au problème. Il est donc nécessaire d'utiliser une cellule en inox pour confiner correctement l'échantillon, équipée d'un système d'injection approprié.

Cette technique est toutefois déconseillée par Kamon et Katsumi [2001] car comme de fort gradients hydrauliques sont imposés (ce qui permet de réduire le temps des essais), les joints toriques utilisés dans ce genre de dispositif n'assurent pas toujours une très bonne étanchéité. De loin, on lui préfère le perméamètre à paroi flexible dont le principe sera donné par la suite.

Consolidomètre ou cellule de consolidation Un autre dispositif permettant de mesurer des conductivités hydrauliques en régime permanent est le consolidomètre (FIG. I.16) [Acar et D'Hallosoy, 1987 ; Mitchell et Madsen, 1987 ; Kenney *et al.*, 1992]. Des éprouvettes de bentonite (de section $S = 50 \text{ cm}^2$, et de hauteur $h = 2,5 - 3,0 \text{ cm}$, préparées à de très fortes teneurs en eau $w > 400 \%$) sont confinées dans une cellule de consolidation dont les parois sont rigides. L'opération de consolidation consiste ici à charger extérieurement ces éprouvettes par étape dans le sens axial. Entre chacune de ces étapes, le volume de l'éprouvette se stabilise autour d'une valeur quasi constante. Une mesure de la conductivité hydraulique par la méthode de chute de pression peut alors être effectuée [voir Klute et Dirksen, 1986, p. 700 et suivantes]. Compte tenu de la faible perméabilité des éprouvettes (autour de $10^{-11} \text{ m}^2/\text{s}$), le temps pris pour effectuer une mesure de perméabilité par cette méthode peut être long : il peut varier de plusieurs jours à plusieurs semaines.

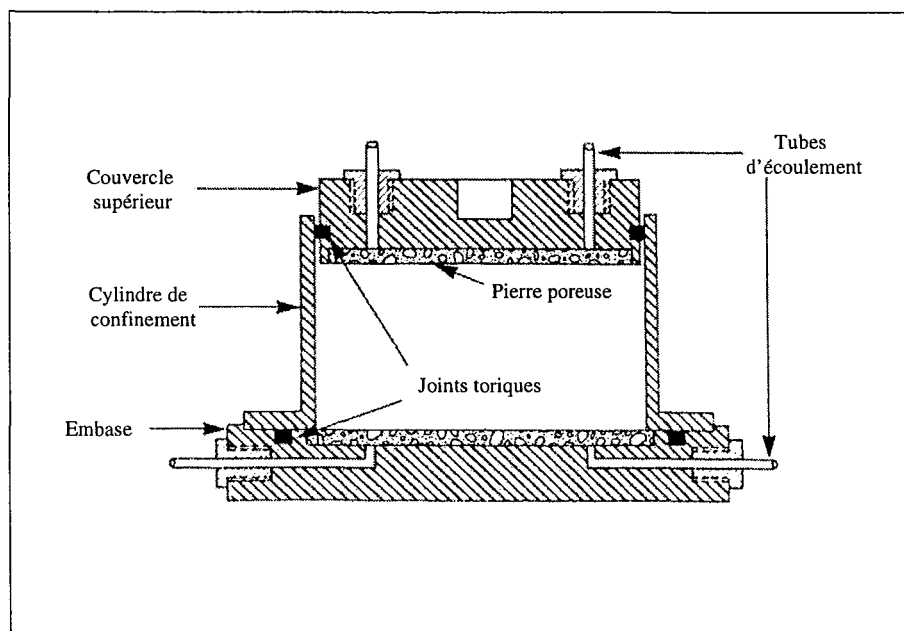


FIG. I.16 – Schéma de principe du consolidomètre [Kenney *et al.*, 1992].

⁷ $P_g = 0,76 \text{ MPa}$ pour $\rho_d = 1,3 \text{ g/cm}^3$ jusqu'à 32 MPa pour $\rho_d = 1,85 \text{ g/cm}^3$

D'après Kamon et Katsumi [2001], il a été montré que ce dispositif expérimental sous-estime presque systématiquement la valeur de la perméabilité. De plus, comme pour le perméamètre à paroi rigide, il semble que les joints toriques n'assurent pas toujours une parfaite étanchéité.

De ces deux méthodes, compte tenu de la durée des essais, on n'obtient finalement que très peu d'informations sur le matériau : sa conductivité hydraulique à saturation et éventuellement sa pression de gonflement. Cependant, la valeur de $k_{w/o}^{sat}$ peut être considérée comme un point particulier de la courbe de conductivité qui serait mesurée en régime transitoire.

b/En régime "pseudo-transitoire"

Pour sa part, Rhattas [1994] a réalisé des essais d'imbibition d'eau par le bas dans des éprouvettes de sol argileux fortement consolidées (argile de Boom ; argile du bassin parisien), de hauteur 30 cm et de diamètre 6,5 cm. Le volume de ses échantillons est maintenu constant pendant l'opération. La teneur en eau massique initiale w_{ini} a été prise à 3 %. Pour différents temps d'imbibition (0, 14, 42 et 84 jours), il récupère une de ses éprouvettes qu'il découpe en plusieurs tronçons de même dimension. Chaque tronçon est ensuite pesé avant et après passage à l'étuve, ce qui lui permet de connaître la valeur de la teneur en eau massique (w) en différentes hauteurs de ses éprouvettes. Rhattas [1994] utilise ensuite la technique de Boltzmann. En effectuant un changement de variable avec $\xi = \frac{z}{\sqrt{t}}$, cette technique permet de transformer la relation I.57 (équation aux dérivées partielles en z et en t) en une équation différentielle totale en ξ . En effet,

$$\frac{\partial w}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(D_{w/o}(w) \frac{\partial w}{\partial z} \right) \quad (I.57)$$

couplée aux conditions initiales et aux limites suivantes (modèle d'un milieu semi-infini)

$$\begin{cases} w = w_{ini} & \text{pour } z > 0 \text{ et } t = 0 \\ w = w_{sat} & \text{pour } z = 0 \text{ et } \forall t \\ w = w_{ini} & \text{pour } z \rightarrow +\infty \text{ et } \forall t \end{cases}$$

devient :

$$-\frac{1}{2}\xi \frac{dw}{d\xi} = \frac{d}{d\xi} \left(D_{w/o}(w) \frac{dw}{d\xi} \right) \quad (I.58)$$

et les conditions aux limites s'écrivent plus simplement :

$$\begin{cases} w = w_{ini} & \text{pour } \xi \rightarrow +\infty \\ w = w_{sat} & \text{pour } \xi = 0 \end{cases}$$

Pour une teneur en eau massique $w' > w_{ini}$, l'équation I.58 montre que la diffusivité hydraulique peut s'exprimer de la manière suivante :

$$D_{w/o}(w') = -\frac{1}{2} \frac{d\xi}{dw} \Big|_{w=w'} \int_{w_{ini}}^{w'} \xi(w) dw \text{ avec } \xi = \frac{z}{\sqrt{t}} \quad (I.59)$$

La teneur en eau en fonction des différentes hauteurs pour des temps fixés permet de construire le graphique $w = f(\xi)$ (FIG. I.17). Dans le cas où l'écoulement de l'eau est

réellement régi par l'équation de diffusion non linéaire (I.57) et que les conditions initiales et aux limites demeurent constantes, la transformation de Boltzmann doit fournir une courbe $w = f(\xi)$ unique.

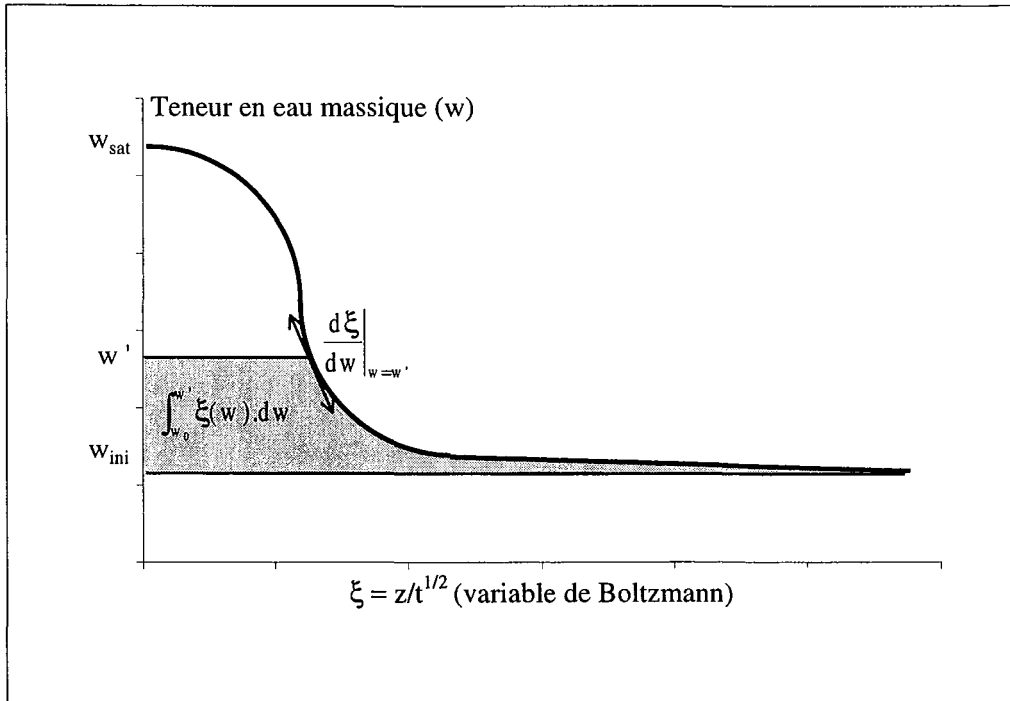


FIG. I.17 – Schéma de principe pour le calcul de la diffusivité matérielle en utilisant la transformée de Boltzmann.

Vérifiant ces conditions d'unicité (FIG. I.18), Rhattas [1994] a ensuite pu déterminer graphiquement sur sa courbe de Boltzmann expérimentale, une surface $(\int_{w_{ini}}^{w'} \xi(w) dw)$ et une pente $(\frac{d\xi}{dw} \Big|_{w=w'})$ pour différentes teneurs en eau, comme le montre le schéma I.17.

En combinant la courbe de diffusivité obtenue (FIG. I.19) avec la courbe de rétention de ses sols, Rhattas accède alors facilement à la valeur de la conductivité de son matériau (FIG. I.20).

La procédure de Rhattas [1994] apparaît intéressante mais elle présente l'inconvénient d'utiliser plusieurs éprouvettes (apparemment quatre dans le meilleur des cas), d'où la nécessité d'avoir une grande quantité de matériau puisque la méthode est destructive.

Il faut de plus s'assurer de la bonne reproductibilité des éprouvettes (même densité, même humidité pour la hauteur considérée), ce qui est assez difficile à réaliser en mécanique des sols. Le temps passé pour le compactage (entre 4 et 10 jours pour une éprouvette) lui a apparemment permis d'obtenir des éprouvettes uniformes et reproductibles.

Cette méthode basée sur la connaissance de la teneur en eau massique à des temps fixés est aussi utilisée par Fujita *et al.* [2001], mais le traitement ultérieur est différent. Si on s'intéresse uniquement à son travail à $T = 25^\circ \text{C}$, il montre que le flux volumique

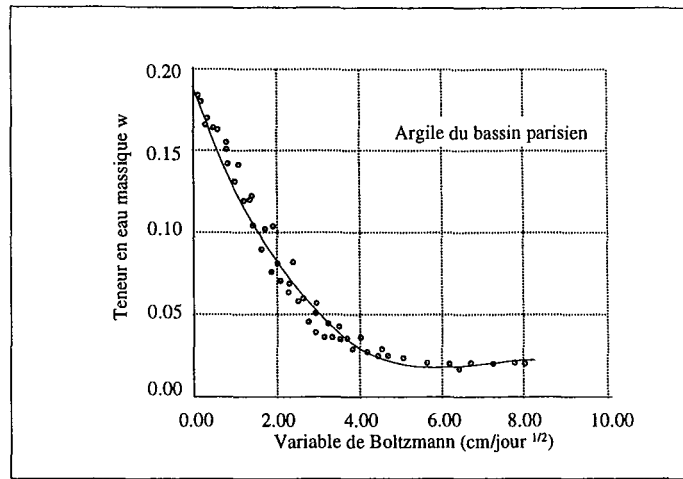


FIG. I.18 – Courbes de Boltzmann obtenues par Rhattas [1994] : on vérifie bien l'unicité.

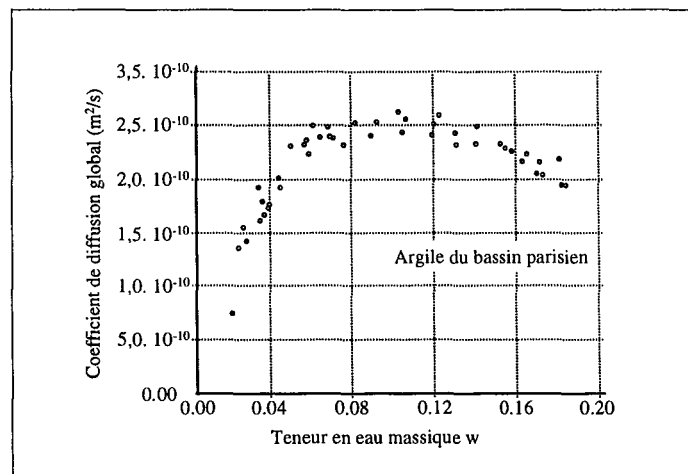


FIG. I.19 – Diffusivité hydraulique $D_{w/o}$ obtenue par Rhattas [1994].

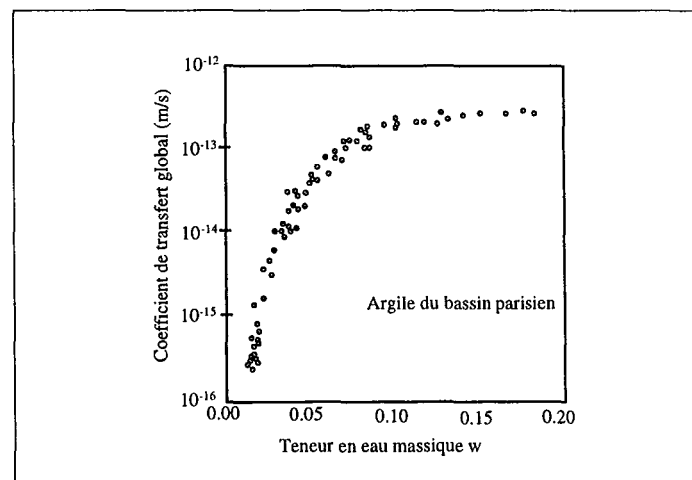


FIG. I.20 – Conductivité hydraulique $k_{w/o}$ obtenue par Rhattas [1994].

total de la phase liquide peut être donné par :

$$q_{w/o}(\theta_w) = -D_{w/o}(\theta_w) \frac{\partial \theta_w}{\partial x} \quad (\text{I.60})$$

$$= \frac{\int_x \int_t \frac{\rho_d}{\rho_w} \frac{\partial w(t, x)}{\partial t} dt dx}{\int_t dt} \quad (\text{I.61})$$

qui dérive sans doute de la méthode des profils instantanées [Watson, 1966].

Là encore, la méthode (qui est destructive) nécessite de travailler avec différentes éprouvettes (au moins 7 au regard de ses courbes), mais la petite taille de celles-ci (2 cm de hauteur et de diamètre) joue sans doute en sa faveur : en effet, la qualité du compactage est améliorée lorsque la hauteur de l'échantillon est petite.

I.4.2 Volume non constant

Les exemples présentés jusqu'à présent ne sont finalement applicables que dans le cas où l'argile se trouve dans l'incapacité de gonfler macroscopiquement. Qu'arrive-t-il alors dans le cas où on l'autorise à gonfler macroscopiquement ? Quelques techniques existent mais elles restent encore assez rares.

Cas simplificateurs

Nous allons voir tout d'abord des techniques pour lesquelles les auteurs sont parvenus à "faire abstraction" de l'aspect gonflant du matériau dans le calcul des propriétés hydrauliques de leur sol.

a/Mesure de perméabilité en régime permanent :

À l'instar de Boynton et Daniel [1985], Tabani [1999] utilise un perméamètre à paroi flexible qui lui permet d'estimer par un simple calcul la perméabilité (*i.e.* la conductivité hydraulique à saturation) d'un mélange déformable à base de bentonite et de limon. Son système est constitué de deux cellules de diamètres différents qui s'emboîtent l'une dans l'autre ; ceci lui permet d'imposer la même pression dans les deux cellules simultanément et d'éliminer les variations de volume de la cellule intérieure lors des mesures. Pour chaque essai, il applique une pression de confinement qui dure 24 h, ensuite il sature son matériau par contre-pression, et enfin il mesure le coefficient de perméabilité à saturation. Un capteur de déplacement magnétique lui permet de suivre l'évolution du gonflement longitudinal au cours du temps. Connaissant le volume d'eau injecté pendant un certain laps de temps, la section droite de l'éprouvette, le gradient hydraulique imposé entre le haut et le bas de l'éprouvette ($\nabla h = 8$), il parvient à estimer la perméabilité de son matériau par la même formule que celle utilisée par Villar et Lloret [2001]. La technique est originale dans le sens où le taux de gonflement (axial et volumique) de ses échantillons peut être mesuré en continu, durant toute la phase de saturation. Cela lui permet d'avoir un critère supplémentaire pour savoir à quel temps la mesure de perméabilité peut être faite. Les résultats obtenus grâce à ce dispositif expérimental sont donnés à la figure I.21.

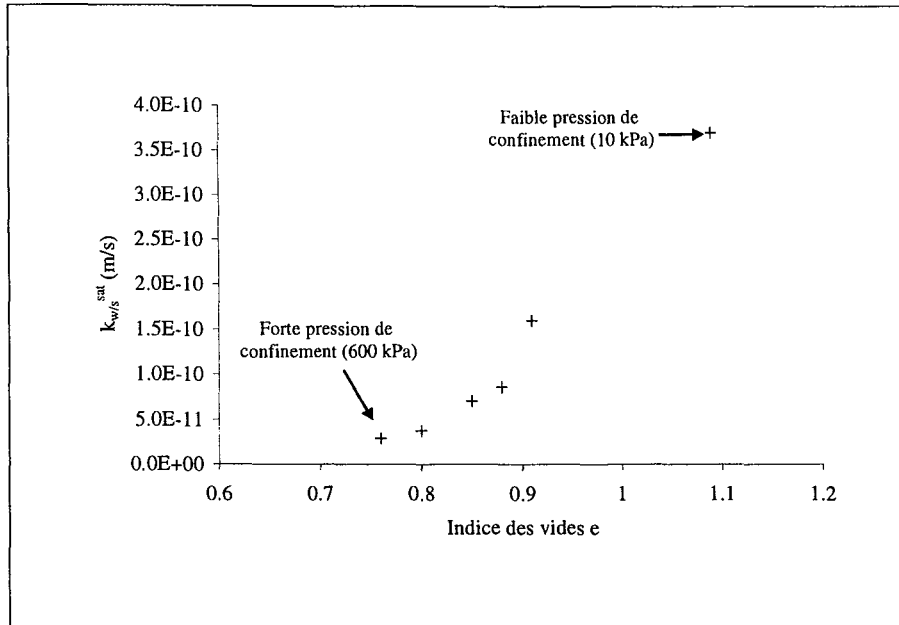


FIG. I.21 – Évolution de la perméabilité en fonction de l'indice des vides [d'après Tabani, 1999].

On voit nettement que si on augmente la pression de confinement imposée sur l'éprouvette (de 10 à 600 kPa), le gonflement de l'éprouvette et la quantité d'eau pouvant s'infiltrer diminue (e passe de 1,09 à 0,76). Cela se traduit parallèlement par un abaissement des valeurs de la conductivité hydraulique à saturation (k_w^{sat}), qui peut atteindre un facteur 10. Nous rediscuterons de ces aspects à la fin de ce chapitre.

Kamon et Katsumi [2001] indiquent que parmi les trois types de perméamètres présentés (à paroi rigide, à paroi flexible, consolidomètre), le perméamètre à paroi flexible est le plus approprié : il permet d'éliminer les problèmes de fuite au niveau des parois, de contrôler la valeur de la contrainte principale et de réduire la durée des essais.

b/Mesure de diffusivité en régime transitoire :

En 1996, Barataud *et al.* ont présenté des résultats en terme de diffusivité hydraulique sur des carottes prélevées dans des sols forestiers (sols argileux non saturés). Pour ce faire, ils ont réalisé des essais d'imbibition d'eau par le bas, en laissant leurs carottes libres de gonfler radialement et axialement (un simple film plastique enveloppait alors leurs échantillons pour limiter les phénomènes parasites d'évaporation). Au cours de l'imbibition, ils ont constaté que les déformations radiales de leurs échantillons étaient plus importantes que les déformations axiales. Cela leur a permis de s'affranchir du calcul de la coordonnée matérielle, m . En effet, la relation I.52 s'écrit alors plus simplement :

$$\left. \frac{\partial w}{\partial t} \right|_{X^s} - \frac{\partial}{\partial z} \left(D(w) \frac{\partial w}{\partial z} \right) = 0 \quad (I.62)$$

et par application de la variable spatio-temporelle de Boltzmann $\left(\xi = \frac{z}{\sqrt{t}}\right)$, l'équation devient :

$$\frac{d^2w}{d\xi^2} = -\frac{1}{D(w)} \left[\frac{1}{2}\xi \frac{dw}{d\xi} + \frac{dD(w)}{dw} \left(\frac{dw}{d\xi} \right)^2 \right] \quad (\text{I.63})$$

La technique de mesure utilisée par Barataud *et al.* [1996] est appelée gammamétrie double-source. Cette technique, non-intrusive, permet de suivre simultanément l'évolution locale au cours du temps, de la masse volumique sèche, ρ_d , et de la teneur en eau volumique θ_w , cela pour tout milieu poreux humide d'épaisseur raisonnable. Par combinaison de ces deux paramètres, la teneur en eau massique est aussi facilement accessible $\left(w = \frac{\rho_w \theta_w}{\rho_d}\right)$.

Étant donné que nous utilisons la même technique expérimentale, nous ne nous étendrons pas plus ici, sur l'instrumentation en question. Plus d'informations seront en effet données dans le chapitre II.

Connaissant l'évolution temporelle de w à des positions fixes, la représentation w en fonction du ξ peut être aisément réalisée. L'équation I.63 est ensuite résolue par la méthode de Runge-Kutta d'ordre 4, couplée à une méthode du tir ($w = f(\eta)$), en optimisant les résultats sur la courbe de Boltzmann expérimentale. Deux modèles explicites de diffusivité (D) ont été injectés dans l'équation I.63.

Modèle empirique de Gardner et Mayhugh [1958]. Dans la gamme des teneurs en eau élevées, proches de la saturation, la diffusivité devient indéterminée et tend vers l'infini car la capacité capillaire (qui est aussi l'inverse de la pente de la courbe de rétention) tend vers 0. Pour tenir compte de cet effet, on utilise l'expression empirique suivante :

$$D(\theta_w) = ae^{b\theta_w} \quad (\text{I.64})$$

où a et b sont les deux paramètres du modèle à identifier.

Modèle de Van Genuchten [1980]. C'est un modèle à sept paramètres, qui semble le plus approprié pour caractériser les sols limono-sableux. Le nombre de paramètres peut néanmoins être réduit moyennant un certain nombre d'hypothèses simplificatrices. En terme de diffusivité, ce modèle s'exprime ainsi :

$$D(\theta_w) = \frac{(1-m)}{m(\theta_w^{sat} - \theta_r)} \frac{k_{sat}}{\alpha} \theta_w^{\left(\frac{1}{2} - \frac{1}{m}\right)} \left[\left(1 - \theta_w^{\frac{1}{m}}\right)^{-m} + \left(1 - \theta_w^{\frac{1}{m}}\right)^m - 2 \right] \quad (\text{I.65})$$

où m et $\frac{k_{sat}}{\alpha}$ sont les deux paramètres devant être identifiés. θ_w^{sat} et θ_r sont les teneurs en eau volumiques respectivement à saturation et résiduelle.

Les deux modèles ont été testés, et il semble que le modèle de Van Genuchten [1980] présente un degré de complexité inutile au regard des résultats expérimentaux ; il conduit de plus à des fronts d'humidification plus raides que ceux réellement observés pour les sols étudiés (FIG. I.22).

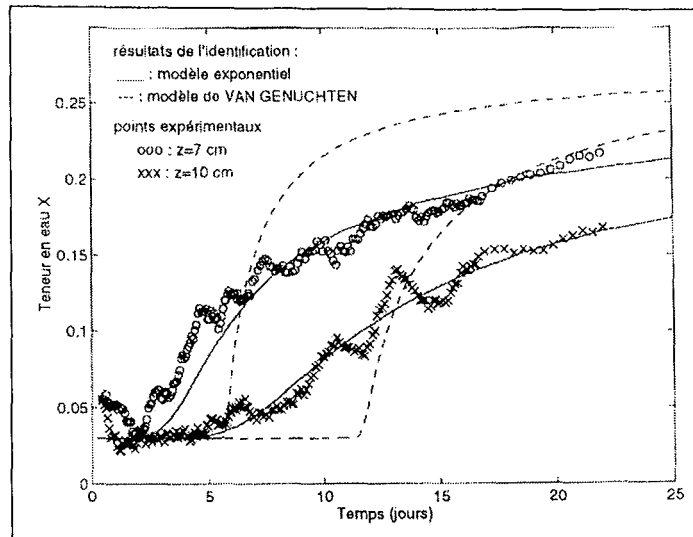


FIG. I.22 – Évolution temporelle de teneurs en eau pour deux sections : Comparaison des points expérimentaux et des courbes simulées (résultat de l'identification selon deux modèles de diffusivité) ; l'identification est conduite sur le jeu de valeurs à $z = 10$ cm et les résultats sont utilisés pour simuler la réponse à $z = 7$ cm [Barataud, 1997].

Cas non simplifiés :

Quelques auteurs se sont attaqués à l'étude des sols gonflants sans s'affranchir des problèmes induits par le gonflement. Les approches eulérienne ou lagrangienne sont alors utilisées.

a/ De l'approche lagrangienne...

Historiquement, Smiles et Rosenthal [1968] sont les premiers à mettre en pratique la théorie de Philip [1968]. Ils ont en effet travaillé sur des matériaux argileux, saturés par une solution chargée en ions calcium et sodium. Pour différents temps de séchage (1, 2, 3 semaines), ils récupèrent une de leurs éprouvettes sur laquelle ils déterminent avec soin, la teneur en eau massique. Ils appliquent ensuite la technique de Boltzmann à l'équation I.52, et aboutissent de la même manière qu'au paragraphe I.4.1, à une expression de la diffusivité matérielle pour un indice d'humidité ν :

$$D_m(\nu) = -\frac{1}{2} \frac{d\xi_m}{d\nu} \int_{\nu_0}^{\nu} \xi_m(\nu) \cdot d\nu \quad (I.66)$$

Cette fois la variable de Boltzmann s'écrit $\xi_m = \frac{m}{\sqrt{t}}$. Il s'agit à nouveau de déterminer graphiquement la pente et l'aire de la courbe de Boltzmann au point où l'on veut déterminer la diffusivité. Le schéma I.23 nous montre le principe.

Les opérations ont été effectuées pour deux séries d'essais pour lesquelles ils ont changé la teneur en eau initiale⁸ et la pression de l'air imposée à l'extérieur en vue du séchage. Notons qu'à la fin de leurs expériences, le matériau est encore très humide ($\nu \gg 1$).

⁸par conséquent l'indice d'humidité ν_0

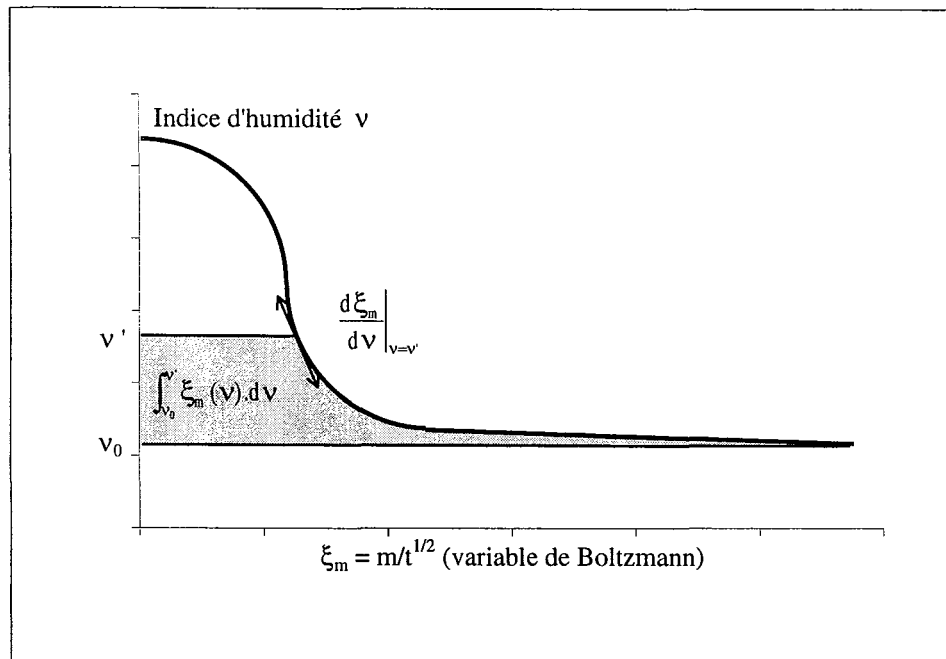


FIG. I.23 – Schéma de principe pour le calcul de la diffusivité matérielle en utilisant la transformée de Boltzmann.

L'évolution de la teneur en eau satisfait correctement la théorie car elle est une fonction unique de la variable de Boltzmann $\frac{m}{\sqrt{t}}$.

Les courbes de diffusivité matérielle obtenues numériquement sur les courbes de Boltzmann, pour les deux séries d'essais montrent des courbes légèrement différentes, présentant un maximum ("courbes en cloche") (FIG. I.25). Ils expliquent cette allure par le fait que les diffusivités (matérielles ou hydrauliques) sont des coefficients composites. En effet, tandis que la conductivité (matérielle ou hydraulique) augmente jusqu'à l'infini (FIG. I.26), la pente de leur courbe de rétention tend vers 0 (FIG. I.24). Pour les expériences de Smiles et Rosenthal [1968], il faut tout de même signaler que la gamme des teneurs en eau volumiques explorée est finalement très petite ($0,94 \leq \theta_w \leq 0,98$), mais les taux de retrait sont cependant importants ($\approx 40\%$). En 1974, Smiles revient sur ces courbes de diffusivité, et montre en utilisant d'autres méthodes de traitement des données que les maxima obtenus ne sont que des artefacts.

En 1989, grâce à la technique de gammamétrie source, Angulo a étudié un mélange bentonite-limon, bentonite-limon, non saturé en eau. En utilisant le schéma de principe présenté à la figure I.23, il a identifié une courbe de diffusivité sur une courbe de Boltzmann moyennée (méthode graphique, FIG. I.27), ce qui peut laisser une certaine place à la subjectivité.

Nous verrons au paragraphe II.5, que les ordres de grandeurs obtenus par Angulo demeurent cependant corrects.

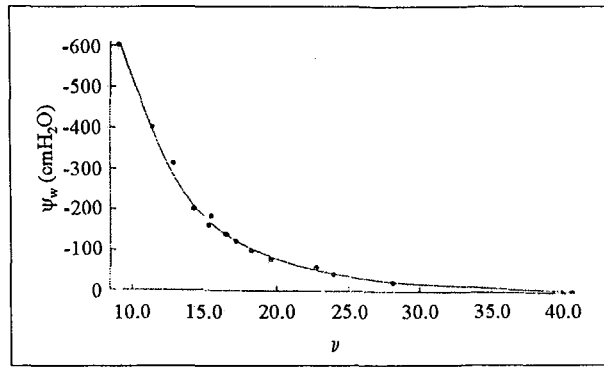


FIG. I.24 – Courbe de rétention obtenue par Smiles et Rosenthal [1968].

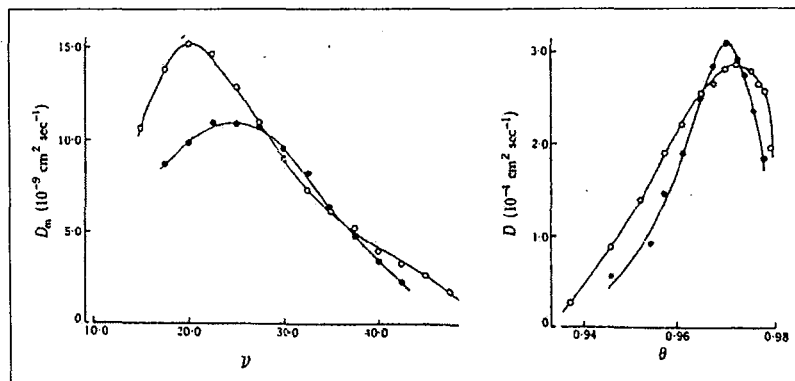


FIG. I.25 – Courbes de diffusivité obtenues par Smiles et Rosenthal [1968]. À gauche, diffusivité matérielle; à droite, diffusivité hydraulique.

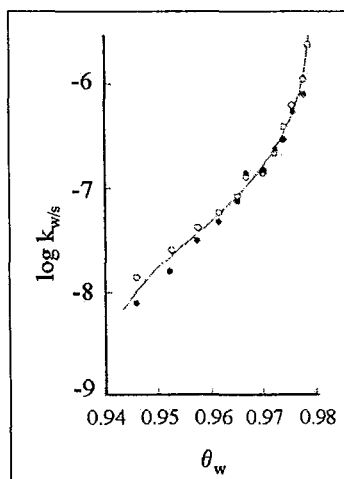


FIG. I.26 – Courbes de conductivité obtenues par Smiles et Rosenthal [1968].

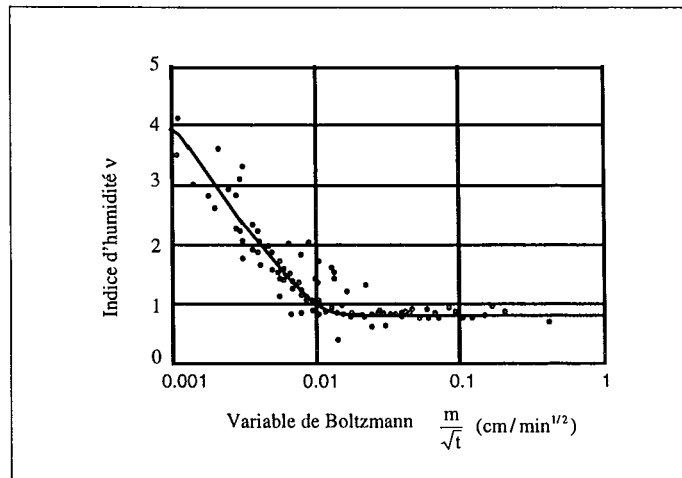


FIG. I.27 – Courbes de Boltzmann toutes côtes confondues, approche lagrangienne d’après Angulo [1989]. En trait plein la courbe moyenne permettant la détermination graphique de la diffusivité.

Modèles de diffusivité matérielle rencontrés dans la littérature

À notre connaissance, les modèles de diffusivité pour des milieux poreux déformables sont peu nombreux. Au vu des résultats expérimentaux qu’il obtient, Smiles [1976] a proposé d’écrire D_m sous une forme logarithmique :

$$\ln D_m(\nu) = a' + b'\nu \quad (\text{I.67})$$

et en 1990, Broadbrige propose le modèle suivant :

$$D_m(\nu) = a''(b'' - \nu)^{-2} \quad (\text{I.68})$$

Dans les deux cas, les courbes de diffusivité matérielle ont une allure décroissante, mais les études ont été faites pour des teneurs en eau élevées ($2 \leq \nu \leq 5$ pour Smiles, $\theta_w \geq 0,9$ pour Broadbrige). Actuellement, il n’existe aucun modèle de diffusivité matérielle pour un sol déformable non-saturé. Giraldez et Sposito [1978] s’y sont intéressés, en prenant $D_m = \text{constante}$, ce qui semble un peu simpliste.

C’est pourquoi, Rolland *et al.* [1999, 2001] et Tabani *et al.* [2001b], proposent de s’inspirer du modèle exponentiel de Gardner et Mayhugh [1958] et de l’étendre au cas des milieux déformables non saturés. Cela revient simplement à changer de variables descriptives (θ_w est remplacé par w) :

$$D_m(w) = a_m \exp(b_m w) \quad (\text{I.69})$$

En observant attentivement le modèle de Smiles [1976], on s’aperçoit que :

$$\ln D_m(\nu) = a' + b'\nu \iff D_m(\nu) = \exp a' \exp(b'\nu) \quad (\text{I.70})$$

En renommant les paramètres de Smiles : $\exp a' = a_m$ et $b' = b_m \frac{\rho_w}{\rho_s} \left(\frac{\rho_w}{\rho_s} \nu = w \right)$, on peut voir que le modèle exponentiel et le modèle de Smiles [1976] sont équivalents.

Finalement, même s’il ne repose sur aucune base théorique, le modèle exponentiel semble répondre correctement au problème d’imbibition dans des sols gonflants, qu’ils soient saturés ou non.

Modèles de conductivité rencontrés pour les milieux gonflants

Les quelques modèles de conductivité utilisés dans l'approche lagrangienne ne sont en fait que des adaptations des modèles classiques issus des études sur les milieux poreux non déformables. Les seules modifications apparaissent dans les variables descriptives : la teneur en eau volumique θ_w est remplacée par l'indice d'humidité ν . Ainsi, la teneur en eau effective définie par :

$$S_e = \frac{\theta_w - \theta_r}{\theta_w^{sat} - \theta_r} \text{ est remplacée par } \overline{S_e} = \frac{\nu - \nu_r}{\nu_s - \nu_r} \quad (\text{I.71})$$

θ_w^{sat} et θ_r ont déjà été définies à la page 42, ν_r est l'indice d'humidité résiduel et ν_s l'indice d'humidité à saturation (i.e. à succion nulle). On retrouve alors le modèle de Brooks et Corey [1964] adapté par Garnier *et al.* [1997] :

$$\boxed{k_{w/s} = k_{w/s}^{sat} \overline{S_e}^c} \quad (\text{I.72})$$

où $k_{w/s}^{sat}$ est la conductivité hydraulique à saturation, et c est un paramètre empirique. Quant au modèle de Van Genuchten [1980], il a été repris de deux manières légèrement différentes par Kim *et al.* [1999] (modèle suggéré par Garnier *et al.* en 1997) (équation I.73a) et Kirby et Ringrose-Voase [2000] (équation I.73b) :

$$\boxed{k_{w/s} = k_{w/s}^{sat} \overline{S_e}^{\beta'} \left[1 - \left(1 - \overline{S_e}^{\frac{1}{m}} \right)^{m-2} \right]^2} \quad (\text{I.73a})$$

$$\boxed{k_m = k_m^{sat} \overline{S_e}^{\frac{1}{2}} \left[1 - \left(1 - \overline{S_e}^{\frac{1}{m}} \right)^{m-2} \right]^2} \quad (\text{I.73b})$$

où k_m^{sat} est la conductivité matérielle à succion nulle (*a priori* $k_m^{sat} = k_{w/s}^{sat} \theta_s^{sat}$). On rappelle ici que $k_m = k_{w/s} \theta_s$.

b/ ... À l'approche eulérienne

En 1986, Nakano *et al.* proposent l'approche eulérienne que nous avons déjà présentée. Afin de valider leur théorie, ils démontrent expérimentalement que cette approche aboutit aux mêmes résultats que l'approche lagrangienne. Ils réalisent des essais d'infiltration par le haut sur des éprouvettes constituées de bentonite japonaise faiblement compactées (hauteur $h = 5$ cm, diamètre $\varnothing = 5$ cm, $\rho_d = 0,846$ g/cm³), en partant de deux teneurs en eau initiales différentes relativement faibles ($\theta_w = 0,248$ et $0,078$). Pour différents temps de manipulation (1, 4, 12, 26 jours), la méthode gravimétrique⁹ a été utilisée pour déterminer les teneurs en eau (et par conséquent en solide) des éprouvettes, découpées pour l'occasion en section de 0,5 cm.

Grâce à la méthode des profils instantanés [Watson, 1966], les flux volumiques, à la hauteur z (axe des z ascendant), sont calculés ainsi :

$$\left\{ \begin{array}{l} q_{s/o}(z, t) = \frac{d}{dt} \int_0^z \theta_s(\bar{z}, t) \cdot d\bar{z} \\ q_{w/o}(z, t) = \frac{d}{dt} \int_0^z \theta_w(\bar{z}, t) \cdot d\bar{z} \end{array} \right. \quad (\text{I.74a})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} q_{s/o}(z, t) = \frac{d}{dt} \int_0^z \theta_s(\bar{z}, t) \cdot d\bar{z} \\ q_{w/o}(z, t) = \frac{d}{dt} \int_0^z \theta_w(\bar{z}, t) \cdot d\bar{z} \end{array} \right. \quad (\text{I.74b})$$

⁹déjà vue dans le cas de Rhattas [1994], Smiles et Rosenthal [1968]

En outre, d'après I.26 et I.27, on a aussi :

$$\begin{cases} q_{s/o} = -D_{s/o} \left(\frac{\partial \theta_s}{\partial z} \right) & (I.75a) \\ q_{w/o} = -D_{w/o} \left(\frac{\partial \theta_w}{\partial z} \right) & (I.75b) \end{cases}$$

Nakano *et al.* [1986] accèdent alors sans difficulté aux diffusivités apparentes de leurs éprouvettes ($D_{w/o}$, $D_{s/o}$). Connaissant la courbe de rétention¹⁰ ($\psi_w(\theta_w)$), et la courbe de gonflement moyen de leurs éprouvettes ($\theta_s = f(\theta_w)$), ils déterminent la conductivité hydraulique par rapport à la phase solide de leur matériau $k_{w/s}$ (méthode graphique).

Afin de valider leur théorie, ils reprennent leurs résultats en les traitant suivant la démarche lagrangienne de Smiles et Rosenthal [1968] (passage par le calcul de la diffusivité matérielle). Les deux approches fournissent manifestement des valeurs comparables (FIG. I.28).

Remarque : Comme pour Smiles et Rosenthal [1968] et Rhattas [1994], Nakano et al. [1986] ont besoin d'élaborer plusieurs éprouvettes de sol. Ceci est plutôt contraignant et il faut s'assurer de la bonne reproductibilité des éprouvettes de sols. Leur idée de prendre une courbe moyenne représentative de tous leurs points de mesure est intéressante. Mais en revanche, le tracé de courbes moyennes, à vue d'oeil, pour estimer $D_{w/o}$, $D_{s/o}$, $\psi_w(\theta_w)$ et $\theta_s = f(\theta_w)$ nous paraît très imprécise.

Le même type d'expériences sur un mélange gonflant limon-bentonite, a été réalisé par Angulo *et al.* [1990b], avec la même démarche (détermination graphique). L'usage de la gammamétrie double-source permet cependant de travailler du début à la fin de l'infiltration avec la même éprouvette de sol. Le travail d'Angulo *et al.* aboutit à la même conclusion : les approches lagrangienne et eulérienne semblent être tout à fait concordantes (FIG. I.28).

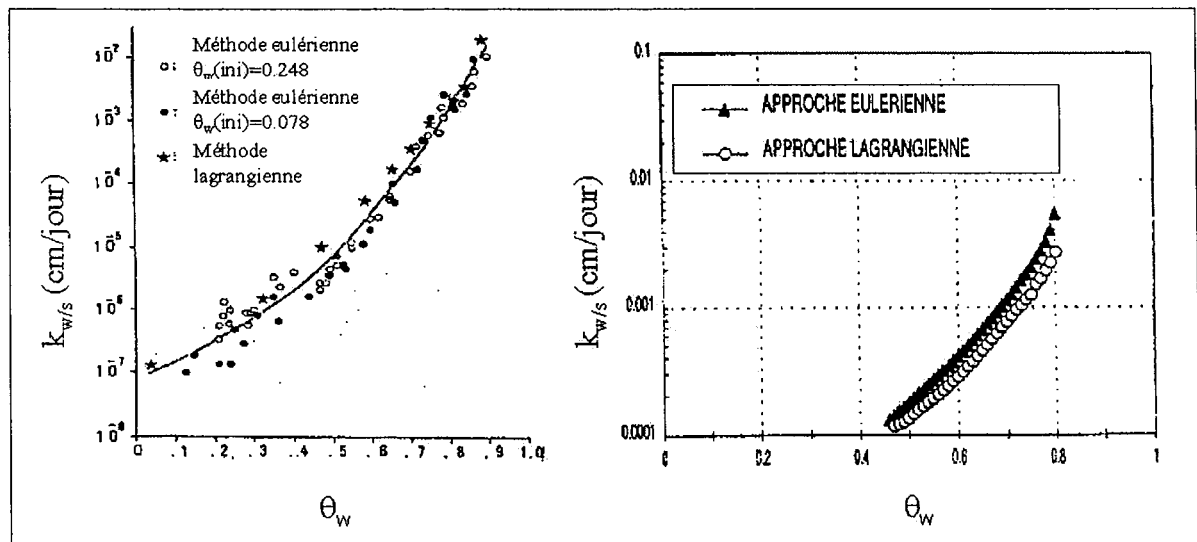


FIG. I.28 – Conductivité hydraulique $k_{w/s}$ par rapport à la phase solide, en fonction de la teneur en eau volumique. Comparaison des approches eulérienne et lagrangienne pour Nakano *et al.* [1986] (à gauche) et Angulo *et al.* [1990b] (à droite).

¹⁰déterminée grâce à des techniques adaptées aux différentes gammes de teneur en eau.

En utilisant une autre technique expérimentale, le *synchrotron à double rayonnement X*, Garnier *et al.* (1998 et 1999) sont parvenus à caractériser leur matériau argileux gonflant en terme de diffusivité hydraulique. La technique est tout à fait comparable à la gammamétrie double-source, mais elle permet de réaliser des mesures 200 fois plus rapides, tout en conservant la même précision. En utilisant les lois d'atténuation déterminées par DiCarlo *et al.* [1997], elle permet de mesurer simultanément la teneur volumique en liquide et en solide (exprimée par θ_w et θ_s) d'un milieu poreux gonflant. Les éprouvettes utilisées pour ces essais sont constituées soit d'un mélange bentonite-sable, soit de vertisols. Durant leurs essais d'infiltration, leurs éprouvettes restent confinées dans une cavité rectangulaire (4×4 cm) en plexiglas, dont les parois intérieures ont été préalablement graissées ; elles sont en revanche libres de gonfler axialement. Les cavités contenant les éprouvettes sont disposées sur un support pouvant varier soit horizontalement soit verticalement, leurs mesures ont donc pu être faites à différentes hauteurs de l'échantillon.

Garnier *et al.* développent leur calcul selon l'approche eulérienne. La relation I.23, en particulier, est utilisée :

$$q_{w/s} = q_{w/o} - q_{s/o} \frac{\theta_w}{\theta_s}$$

$$\text{On a aussi : } \begin{cases} q_{s/o} = -D_{s/o} \left(\frac{\partial \theta_s}{\partial z} \right) & \text{(I.76a)} \\ q_{w/o} = -D_{w/o} \left(\frac{\partial \theta_w}{\partial z} \right) & \text{(I.76b)} \\ q_{w/s} = -D_{w/s} \left(\frac{\partial \theta_w}{\partial z} \right) & \text{(I.76c)} \end{cases}$$

Grâce à ces relations, on obtient facilement une formule donnant la diffusivité hydraulique $D_{w/s}$ par rapport à la phase solide :

$$D_{w/s} = D_{w/o} - \left(\frac{\theta_w}{\theta_s} \right) \left(\frac{d\theta_s}{d\theta_w} \right) D_{s/o} \quad \text{(I.77)}$$

La relation $\theta_w = f(\theta_s)$ est obtenue directement en traçant la courbe de gonflement fournie par le synchrotron. Les flux volumiques des particules solides et de l'eau sont évalués à partir des profils des teneurs volumiques en solide et en eau entre deux instants t et $t + \Delta t$ (Δt est un petit intervalle de temps). On en déduit alors facilement les diffusivités apparentes en s'aidant des profils spatiaux en θ_w et θ_s pour le temps considéré. D'après Vachaud *et al.* [1978], on a :

$$\begin{cases} q_{s/o} = \frac{\int_L^z \theta_s(\bar{z}, t) - \int_L^z \theta_s(\bar{z}, t + \Delta t)}{\Delta t} & \text{(I.78a)} \\ q_{w/o} = \frac{\int_L^z \theta_w(\bar{z}, t) - \int_L^z \theta_w(\bar{z}, t + \Delta t)}{\Delta t} & \text{(I.78b)} \end{cases}$$

Le résultat en terme de diffusivité de l'eau relative à la phase solide ($D_{w/s}$) (*a priori* équivalent à la diffusivité matérielle) montre une décroissance, fonction de l'indice d'humidité, qui dépend de l'instant où la mesure est faite. Au début de l'expérience, la plage de variation suivant l'indice d'humidité se situe entre 0,1 et 1 cm^2/min tandis qu'à la fin elle

varie entre 1.10^{-5} et $0,01 \text{ cm}^2/\text{min}$. Il semble donc que la diffusivité ne soit pas uniquement fonction de la valeur de l'indice d'humidité, mais qu'elle dépende aussi de l'instant t pour lequel elle est calculée (FIG. I.29). Garnier *et al.* [1998] justifient cette observation par le fait qu'au début de l'infiltration, l'eau se déplace à travers les pores situés entre les agrégats. Progressivement, l'eau diffuse au sein des agrégats, qui se mettent alors à gonfler, ce qui entraîne une diminution de l'espace interagrégat. Bridge et Collis-George [1973] avaient déjà fait la même constatation sur des courbes de conductivité hydraulique estimées à des temps différents.

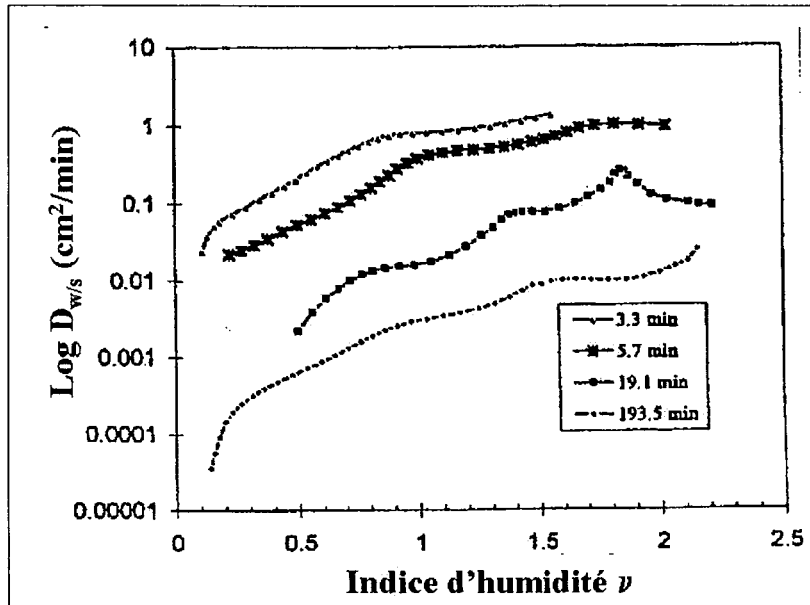


FIG. I.29 – Diffusivité hydraulique $D_{w/s}$.

Kirby et Smiles [1999] contestent avec véhémence la procédure adoptée par Garnier *et al.* [1998]. La relation I.76b est selon eux incorrecte : le flux d'eau apparent ne peut pas être exprimé simplement comme une fonction du gradient spatial de la teneur en eau volumique, en occultant complètement l'action de la phase solide sur la phase liquide. De plus, ils remettent en doute la notion d'un flux pour la phase solide en réponse à un gradient spatial de teneur volumique en solide (relation I.76a). Selon eux, toutes ces hypothèses conduisent à montrer que le processus d'infiltration peut être décrit simplement par une équation non linéaire fonction de la seule teneur en eau volumique. En effet, si on s'intéresse uniquement à la phase liquide, l'équation de continuité s'écrit

$$\frac{\partial \theta_w}{\partial t} + \frac{\partial q_{w/o}}{\partial z} = 0 \quad (\text{I.79})$$

et si on la combine à I.76b, elle devient :

$$\frac{\partial \theta_w}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(D_{w/o} \frac{\partial \theta_w}{\partial z} \right) \quad (\text{I.80})$$

L'action de la phase solide n'intervient effectivement pas dans cette dernière équation. L'approche eulérienne vue par Garnier *et al.* [1998] semble donc découpler le phénomène d'infiltration d'eau (modification de θ_w) et le phénomène de gonflement (variation de θ_s), alors qu'ils sont *a priori* complètement corrélés.

c/Limites de l'approche eulérienne

En reprenant le système d'équations I.81, Tabani [1999, 2001a(*et al.*)] propose l'idée d'appliquer une transformation de Boltzmann (en $\frac{z}{\sqrt{t}}$), pour chacune des équations (le milieu est alors supposé semi-infini).

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \theta_w}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z} \left(D_{w/o}(\theta_w) \frac{\partial \theta_w}{\partial z} \right) = 0 \\ \frac{\partial \theta_s}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z} \left(D_{s/o}(\theta_s) \frac{\partial \theta_s}{\partial z} \right) = 0 \end{array} \right. \quad (I.81a)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \theta_w}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z} \left(D_{w/o}(\theta_w) \frac{\partial \theta_w}{\partial z} \right) = 0 \\ \frac{\partial \theta_s}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z} \left(D_{s/o}(\theta_s) \frac{\partial \theta_s}{\partial z} \right) = 0 \end{array} \right. \quad (I.81b)$$

devient alors :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d^2 \theta_w}{d\xi^2} = -\frac{1}{D_{w/o}(\theta_w)} \left[\frac{1}{2} \xi \frac{d\theta_w}{d\xi} + \frac{dD_{w/o}(\theta_w)}{d\theta_w} \left(\frac{d\theta_w}{d\xi} \right)^2 \right] \\ \frac{d^2 \theta_s}{d\xi^2} = -\frac{1}{D_{s/o}(\theta_s)} \left[\frac{1}{2} \xi \frac{d\theta_s}{d\xi} + \frac{dD_{s/o}(\theta_s)}{d\theta_s} \left(\frac{d\theta_s}{d\xi} \right)^2 \right] \end{array} \right. \quad (I.82a)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d^2 \theta_w}{d\xi^2} = -\frac{1}{D_{w/o}(\theta_w)} \left[\frac{1}{2} \xi \frac{d\theta_w}{d\xi} + \frac{dD_{w/o}(\theta_w)}{d\theta_w} \left(\frac{d\theta_w}{d\xi} \right)^2 \right] \\ \frac{d^2 \theta_s}{d\xi^2} = -\frac{1}{D_{s/o}(\theta_s)} \left[\frac{1}{2} \xi \frac{d\theta_s}{d\xi} + \frac{dD_{s/o}(\theta_s)}{d\theta_s} \left(\frac{d\theta_s}{d\xi} \right)^2 \right] \end{array} \right. \quad (I.82b)$$

Le système est couplé aux conditions aux limites suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{ll} \theta_w = \theta_w^{max} & \text{pour } \xi = \xi_{min} \\ \theta_w = \theta_w^{ini} & \text{pour } \xi \rightarrow \infty \\ \theta_s = \theta_s^{min} & \text{pour } \xi = \xi_{min} \\ \theta_s = \theta_s^{ini} & \text{pour } \xi \rightarrow \infty \end{array} \right.$$

À l'aide du programme d'optimisation de Barataud *et al.* [1996], et en se donnant des modèles explicites simples pour chacune des diffusivités apparentes ($D_{w/o}(\theta_w) = a_w \exp(b_w \theta_w)$, $D_{s/o}(\theta_s) = a_s \exp(b_s \theta_s)$), il apparaît possible d'identifier les jeux de paramètres (a_w ; b_w) et (a_s ; b_s) sur la courbe expérimentale de Boltzmann ($\theta_w = f(\xi)$, $\theta_s = f(\xi)$). En reprenant ensuite l'équation I.77, donnée par Garnier *et al.* [1998], et l'équation donnant la conductivité hydraulique fournie par Angulo [1989] (relation I.54), on a :

$$k_{w/s} = \frac{D_m \left[1 - \left(\frac{\theta_w}{\theta_s} \right) \left(\frac{d\theta_s}{d\theta_w} \right) \right]}{\left[\theta_s^2 \left(\frac{d\psi_w}{d\theta_w} \right) \right]} \quad (I.83)$$

La méthode paraît en théorie réalisable, mais elle s'avère fastidieuse sur le plan pratique car elle nécessite l'identification de quatre paramètres sur des courbes de Boltzmann qui ne vérifient pas toujours l'unicité. Elle suppose de plus que la diffusivité "lagrangienne" de Garnier *et al.* [1998] ($D_{w/s}$) correspond effectivement à la diffusivité matérielle (D_m) : même si les deux diffusivités semblent représenter la même notion, la manière de les estimer s'avère extrêmement différente. Cela se traduit par des courbes de diffusivité et de conductivité décroissante (sur le domaine très restreint des teneurs en eau exploré).

Le travail de Tabani [1999, 2001a(*et al.*)] témoigne tout de même de la réelle difficulté d'estimer des diffusivités et des conductivités sur un sol gonflant non saturé à partir d'essais expérimentaux, que l'approche choisie soit eulérienne ou non. Cela nous a conduit à ne plus poursuivre le traitement de nos données suivant cette procédure.

d/Conclusions sur l'approche eulérienne

L'approche eulérienne semble fonctionner correctement pour les expériences de Nakano *et al.* [1986] et d'Angulo [1989], mais la remarque de Kirby et Smiles [1999] nous interpelle. Le réel problème de l'approche eulérienne n'est pas le concept de diffusivité apparente pour les phases liquide et solide; le problème est de savoir de quels paramètres dépendent ces fonctions. Dans le cas où le milieu est saturé, il apparaît naturel d'écrire que $D_{w/o}$ dépend uniquement de θ_w et $D_{s/o}$ de θ_s car alors $\theta_w + \theta_s = 1$. Dans le cas, où le milieu est non-saturé, il paraît plus réaliste d'écrire que $D_{w/o}$ et $D_{s/o}$ sont des fonctions à la fois de θ_w et θ_s .

I.4.3 Problèmes liés au confinement : premières difficultés

À l'issue de tout ce qui vient d'être écrit, plusieurs points liés au confinement méritent d'être détaillés dans cette section.

Notion de saturation Ici se pose un vrai problème de définition. Dans le cas des milieux poreux non déformables, la saturation exprime le volume d'eau présent dans le sol, rapporté au volume des pores. Une fois que tous les pores sont remplis, le milieu est alors dit saturé et l'on a $S_r = 100\%$. Le volume d'eau apporté pour obtenir cette valeur sera de toute évidence le même, que le milieu soit confiné ou pas. Pour $S_r = 100\%$, la succion est nulle.

Dans le cas des milieux poreux déformables, du fait du couplage hydromécanique (la porosité changeant avec l'humidité), la saturation ne constitue pas un bon indice [Hillel, 1988]. Les courbes de gonflement de Tessier [1984] ou Tariq et Durnford [1993] montrent qu'un milieu pour lequel $e = \nu$ (donc pour lequel $S_r = 100\%$), peut continuer à gonfler. Cela s'explique par les concepts de double couche ou de pression de répulsion interparticulaire (§ I.2.3). La définition utilisée pour les milieux non-gonflants ne suffit donc plus. Pour considérer qu'une éprouvette de sol déformable soit dite "saturée", il apparaît nécessaire que les deux conditions suivantes soit réunies : (i) $S_r = 100\%$, (ii) son taux de gonflement (essai à volume variable) ou sa pression de gonflement (essai à volume constant) ne varient plus : il est alors nécessaire de se donner des critères ou d'introduire des normes pour qualifier la constance de ces grandeurs. Kirby et Ringrose-Voase [2000] suggèrent implicitement et de manière *a priori* non contradictoire, que l'on ait : (i) $S_r = 100\%$; (ii) la succion est nulle.

Toutefois, on devine intuitivement que lors de l'hydratation de ce type de milieux, le degré de confinement va jouer sur l'état de déformation de la matrice solide (donc sur $1 - \theta_s$). Le volume d'eau qu'il est nécessaire d'apporter pour qualifier ces milieux de "milieux saturés", devrait donc dépendre, lui aussi, de ce degré de confinement.

Problème lié à la courbe de rétention du sol En s'intéressant aux travaux de Collis-George et Bridge [1973], de Delage *et al.* [1998], ou plus récemment de Yahia-Aïssa *et al.* [2001], nous nous rendons compte que le confinement peut affecter de manière importante la courbe de rétention.

Nous présentons à la figure I.30, les courbes de rétention obtenues pour deux échantillons de sol argileux, dont le degré de confinement est différent : l'un est libre de gonfler, l'autre pas. Cette figure met en évidence deux points :

- pour de basses succions (milieu humide), les conditions de confinement ont une forte influence sur l'allure de la courbe ;
- pour une même succion, une quantité plus faible d'eau pénètre dans l'échantillon dont le gonflement est empêché.

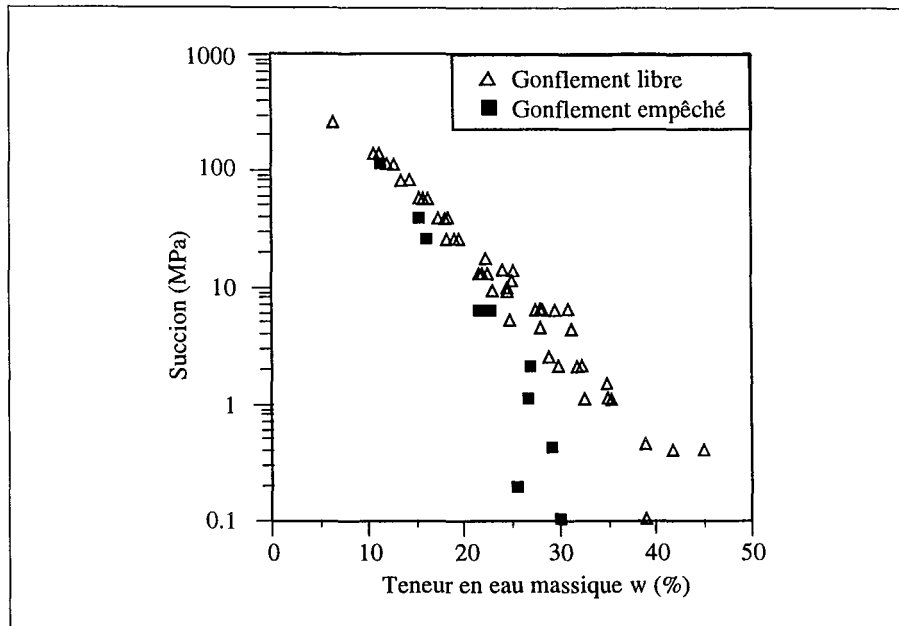


FIG. I.30 – Courbes de rétention d'eau pour des échantillons d'argiles compactées (argile FoCa) ; comparaison pour des échantillons libre ou confiné [Yahia-Aïssa *et al.*, 2001].

Ce travail soulève un problème important dans le cas où une courbe de rétention est utilisée pour estimer la conductivité $k_{w/s}$ d'un milieu à partir d'une courbe de diffusivité (ou d'une diffusivité à partir d'une courbe de conductivité). La courbe de rétention doit avoir été réalisée en suivant exactement le même protocole d'humidification (ou de drainage). Cela est matériellement difficile car une même technique de mesure des potentiels de l'eau ne peut couvrir qu'une plage restreinte de teneur en eau. Elle ne permet donc pas de décrire une éprouvette d'argile de l'état sec à l'état "saturé".

Problème de la conductivité à saturation Ce problème de saturation doit donc lui aussi être visible sur des courbes de conductivité. Nous avons vu précédemment (page 41) que pour différentes éprouvettes saturées (au sens défini juste avant) et soumises à des pressions de confinement différentes, pouvaient correspondre plusieurs valeurs de conductivité hydraulique à saturation (k_{sat}). En effet, la valeur de la conductivité à saturation ne peut pas être la même suivant que l'on travaille à volume constant ($k_{w/o}$) ou à volume variable ($k_{w/s}$), puisque les teneurs en eau ne seront pas les mêmes.

Nous aurons l'occasion d'en rediscuter par la suite. Nous tâcherons au cours de ce mémoire d'être très précis dans les termes : par exemple, le degré de saturation devra être donné en indiquant de quelle manière l'éprouvette est confinée. La notion de degré de confinement pourrait même être introduite : des conditions aux limites mécaniques importantes se traduiraient par un degré de confinement fort.

I.5 Conclusion du chapitre I

Ce chapitre nous a permis de voir de manière succincte quelle place occupent les argiles dans les domaines liés à l'environnement ou à l'industrie. Nous avons alors pu constater que l'étude de leurs propriétés est un enjeu de grande importance.

Un certain nombre d'explications sur la structure des argiles et sur leurs mécanismes d'hydratation et de gonflement a ensuite pu être apporté, même si bien sûr nous n'avons pas pu être exhaustifs.

Dans une troisième partie, nous avons décrit les équations régissant les transferts d'eau dans les sols. Nous avons d'abord rappelé le cas des milieux poreux non-gonflants, afin de voir comment se déclinaient certains concepts dans le cas des sols gonflants (diffusivité, conductivité).

Enfin, un certain nombre de techniques appropriées à la caractérisation hydraulique des sols argileux ont été mises en évidence.

Ce chapitre a permis de mettre en avant de nombreuses constatations :

- les mécanismes d'hydratation et de gonflement intervenant au sein des argiles sont encore mal connus, non seulement parce qu'ils font intervenir de très petites échelles, mais aussi parce qu'ils sont difficilement généralisables d'une variété d'argile à une autre ;
- un certain nombre de techniques de mesure existent, mais peu permettent de réaliser des mesures en régime transitoire, c'est-à-dire sur une large gamme de teneur en eau dans le cas des argiles. De plus, rares sont les techniques non-intrusives disponibles pour ces études ;
- caractériser un sol argileux par ses propriétés hydrauliques reste un domaine encore récent et peu exploité. C'est particulièrement le cas si le milieu étudié est initialement sec ; à notre connaissance, il n'existe que très peu de modèles de diffusivité ou de conductivité.

Dans ce chapitre essentiellement bibliographique, on s'aperçoit qu'un certain nombre de problèmes sont restés en suspens : l'aspect mécanique par exemple n'est pas pris en compte dans les équations. En particulier, on ne connaît pas précisément l'influence du confinement sur le transfert hydrique pour ce type de matériaux. Ce confinement peut-il jouer sur l'allure des courbes de diffusivité ? de conductivité ? de rétention ? Au vu de la dernière partie de ce chapitre, il semble que ce soit effectivement le cas. Le rôle du confinement sur le transfert hydrique en milieu poreux déformable fait partie des points que nous avons choisi d'examiner dans ce mémoire de thèse.

Nous sommes bien sûr conscients que la tâche n'est pas simple car de nombreux facteurs propres au matériau et à sa mise en œuvre entrent en jeu : valeur de la teneur en eau initiale, mode de compactage, famille de l'argile, nature de l'eau au sein du matériau...

Tous ces problèmes seront bien sûr discutés et mis en évidence tout au long de ce mémoire.

Chapitre II

Dispositif expérimental et méthodes

Chapitre II

Dispositif expérimental et méthodes

Ce chapitre va nous permettre de nous familiariser avec le matériau, le matériel et les techniques utilisés pour les différents essais d'imbibition que nous avons réalisés et dont nous exposerons les résultats au chapitre III.

Nous nous proposons tout d'abord de présenter succinctement le matériau à travers ses constituants et ses caractéristiques géotechniques.

Puis, nous aborderons les différentes techniques d'élaboration d'éprouvettes de sol, en nous attardant sur les techniques de compactage que nous avons utilisées. L'objectif pour notre étude est de trouver la méthodologie permettant d'élaborer l'éprouvette la plus homogène possible en terme d'humidité et de masse volumique sèche.

La cellule d'essai permettant de réaliser des imbibitions d'eau pour différents degrés de confinement est ensuite présentée, ainsi que l'ensemble de son environnement.

Nous avons vu au chapitre précédent que dans le cas d'un milieu déformable, les transferts hydriques s'accompagnent localement de modification de la masse volumique sèche : à tout instant deux grandeurs doivent donc être déterminées, ce qui nécessite l'utilisation d'une technique expérimentale appropriée. La gammamétrie double-source permet de répondre au problème : nous la présenterons donc dans ce chapitre. Nous verrons aussi que l'utilisation de cette métrologie nécessite de réaliser un étalonnage soigné, dont la procédure mérite d'être explicitée.

À partir des résultats issus de la gammamétrie, et grâce à une méthode d'identification, il apparaît possible de déterminer des propriétés hydrauliques sur les sols que nous avons étudiés. Nous devons donc détailler cette méthode car elle nécessite un certain nombre d'hypothèses (milieu semi-infini, conditions aux limites...).

Le chapitre se termine par un essai d'imbibition sur un sol non gonflant : le limon de Jossigny. Cet essai permet de valider les techniques présentées.

Il est important de noter que dans ce travail de thèse, ce sont plus les caractéristiques hydrauliques et de gonflement du matériau qui nous ont intéressés. L'aspect "application industrielle" qui pourrait en découler ne sera pas abordé.

II.1 Matériaux utilisés et mode de préparation des éprouvettes de sols

Le sol déformable que nous avons utilisé est un matériau reconstitué en laboratoire à partir de deux sols fins. De la bentonite et du limon de Xeulley sont mélangés, humidifiés, et compactés avec une certaine pression de compactage. Nous nous proposons tout d'abord de présenter de manière très succincte ces deux matériaux, sachant que des informations plus complètes sont disponibles dans les thèses de Guiras-Skandaji [1996] et de Tabani [1999]. Nous discuterons ensuite des différents modes de compactage qu'il est possible d'utiliser pour élaborer nos éprouvettes de sols. Enfin, nous terminerons cette partie en présentant la courbe de rétention du matériau étudié.

II.1.1 La bentonite

La bentonite que nous utilisons est une argile industrielle très plastique d'appellation commerciale "bentonite FVO". Une analyse par diffraction aux rayons X, réalisée grâce au Laboratoire Environnement et Minéralurgie de Nancy, nous informe que cette bentonite est composée de smectite dioctaédrique (montmorillonite ou beidellite) à compensation calcique¹. Elle contient 5 à 10 % de quartz et 1 % de calcite. Une analyse par spectroscopie infra-rouge confirme cette détermination et indique qu'elle contient aussi des traces de kaolinite. Nous avons mesuré une masse volumique des grains valant $\rho_s = 2,66 \pm 0,01 \text{ g/cm}^3$ par pycnométrie à l'hélium. Avant chaque opération nécessitant l'usage de cette bentonite, nous avons mesuré sa teneur en eau naturelle (autour de 10 %).

II.1.2 Le limon de Xeulley

Le limon utilisé dans ce travail est un limon argileux très plastique prélevé à Xeulley (situé à 20 km au sud-ouest de Nancy). Nous avons mesuré pour ce matériau une masse volumique des grains égale à $\rho_s = 2,69 \pm 0,01 \text{ g/cm}^3$ par pycnométrie à l'hélium. Le limon broyé puis tamisé à $400 \mu\text{m}$ a été conservé dans une étuve à environ $60 - 70^\circ \text{C}$. Une analyse par diffraction X montre que ce limon contient environ 60 % de quartz, 20 % de montmorillonite, 11 % de feldspath, quelques % de kaolinite et de mica.

Nous avons réuni dans le tableau II.1, les valeurs moyennes des limites d'Atterberg pour ces deux constituants.

Sol	$w_L(\%)$	$w_P(\%)$	I_p
Xeulley	53	30	23
Bentonite	164	64	100

TAB. II.1 – Caractéristiques des matériaux utilisés : limites d'Atterberg.

II.1.3 Protocole du mélange

Nous avons choisi de mélanger 60% de bentonite et 40% de limon de Xeulley, tout en ajoutant la quantité d'eau nécessaire pour obtenir une teneur en eau massique de 25 %.

¹80 % de montmorillonite calcique d'après Tabani [1999]

Afin d'obtenir un mélange bien homogène, nous avons effectué un malaxage manuel. Finalement, le matériau obtenu est constitué d'une multitude d'agrégats. En attendant l'opération suivante, nous avons conservé le matériau dans un récipient muni d'un couvercle, en salle climatisée (20 ± 1 °C).

II.1.4 Courbe de compactage

Tabani [1999] a présenté la courbe de compactage du mélange ainsi préparé (FIG. II.1). Pour une teneur en eau et une pression de compactage choisies, cette courbe permet de déterminer la masse volumique sèche maximale pouvant être obtenue. Elle a été réalisée sur une éprouvette de 9 cm de diamètre et de 7 cm de hauteur, en appliquant une pression de compactage, P_c , de 1 MPa. On voit que la masse volumique sèche maximale ($\rho_d^{max} = 1,50 \text{ g/cm}^3$) correspond à une teneur en eau massique de $w_{opt} = 26\%$.

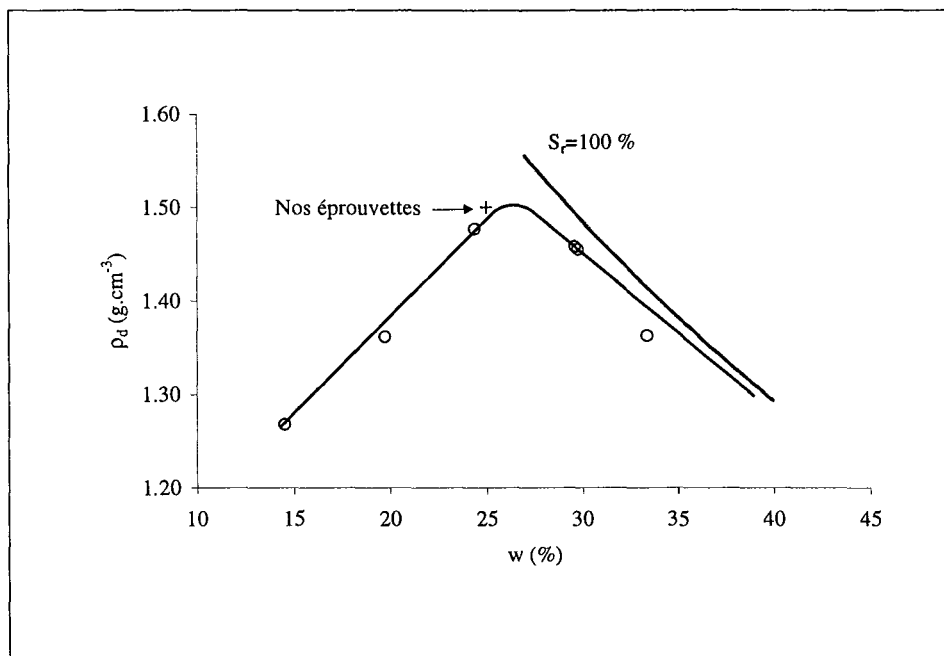


FIG. II.1 – Courbe de compactage du mélange limon-bentonite : ρ_d en fonction de w (%) [Tabani, 1999].

Pour notre étude, nous avons choisi de travailler avec des échantillons proches de cet optimum soit $w = 25\%$ et $\rho_d = 1,50 \text{ g/cm}^3$. Cette proportion permet sous charge nulle d'obtenir un gonflement axial d'environ 25% ou une pression de gonflement, P_g , de 630 kPa [Tabani, 1999]. C'est donc *a priori* un milieu suffisamment gonflant pour pouvoir observer des variations lentes de masse volumique sèche, d'humidité et de pression de gonflement.

Remarque : En choisissant cette teneur en eau relativement élevée de $w = 25\%$, nous avons aussi à l'esprit qu'une éprouvette compactée à une teneur en eau très faible aurait tendance à présenter des profils gammamétriques peu uniformes en terme de teneur en eau massique et de masse volumique sèche. Un essai à $w = 15\%$ a malgré tout été réalisé (essai OSP).

Le matériau ayant été préparé à une certaine teneur en eau massique, nous avons été confrontés à deux modes de compactage pour l'élaboration des éprouvettes. Nous nous sommes donnés comme objectif d'obtenir des éprouvettes de sols les plus homogènes possible en densité et en humidité, cela quelle que soit leur hauteur.

II.1.5 Compactage simple piston

Tabani [1999] propose de compacter les éprouvettes de manière statique grâce à une presse WHIKEHAM FARRANCE² de 5 tonnes. Elle est constituée d'une plate-forme inférieure mobile, et d'une traverse supérieure fixe mais de position initiale ajustable. Grâce à un piston, les éprouvettes sont élaborées par couche d'épaisseur $h_c = 1$ ou 2 cm directement dans la cellule d'imbibition, jusqu'à obtenir la hauteur désirée. Un anneau dynamométrique posé sur le support inférieur (mobile), permet de contrôler la force appliquée par la presse. Cela revient à effectuer un **compactage simple piston**.

Le principe est simple : on connaît le diamètre de la cellule (\emptyset), la valeur de la masse volumique sèche que l'on souhaite obtenir (ρ_d), la valeur de la teneur en eau du matériau (w), il ne reste alors plus qu'à calculer la masse de matériau humide qu'il faut prendre pour faire une couche d'épaisseur h_c . On utilise la formule :

$$m'_h = \rho_d \left(\pi \frac{\emptyset^2}{4} h_c \right) (1 + w) \quad (\text{II.1})$$

Afin d'éviter de voir intervenir des effets parasites dus aux interfaces entre deux couches lors des essais d'imbibition, nous avons pratiqué systématiquement une scarification à l'aide d'une petite tige en dural[®].

II.1.6 Compactage double-piston

Au cours de ce travail, nous avons pu réaliser des essais de compactage statique double-piston grâce au concours de l'École Nationale des Travaux Publics d'État (ENTPE) de Vaulx-en-Velin (69). Le moule oedométrique utilisé permet de fabriquer des éprouvettes cylindriques sous une contrainte axiale pouvant varier de 0 à 10 MPa. Il est constitué de deux demi-coquilles fixées sur un axe extérieur et de deux pistons inférieur (fixe) et supérieur (mobile). Ce moule peut se déplacer le long de son axe indépendamment des deux pistons pour assurer un compactage symétrique par rapport au plan médian et répartir les frottements entre le matériau et les parois sur toute la hauteur de l'échantillon [Mesbah *et al.*, 1999]. Si on se place dans le référentiel du moule, cela revient exactement à pratiquer un **compactage double-piston** ; ce dernier consistant à compacter l'éprouvette à l'aide de deux pistons mobiles. Nous montrons à la figure II.2, une photo du dispositif double-piston. La figure II.3 présente le schéma de principe de ce mode de compactage.

Le choix d'un tel type de compactage montre qu'il est préférable de se fixer des hauteurs d'éprouvettes raisonnables, afin d'éviter d'avoir par exemple des densités plus faibles au centre de l'éprouvette qu'en ses extrémités. Des éprouvettes de hauteurs 10 ou 12 cm et de diamètre 11,2 cm ont ainsi pu être préparées.

²vitesse de compactage réglée à 1,14 mm/min

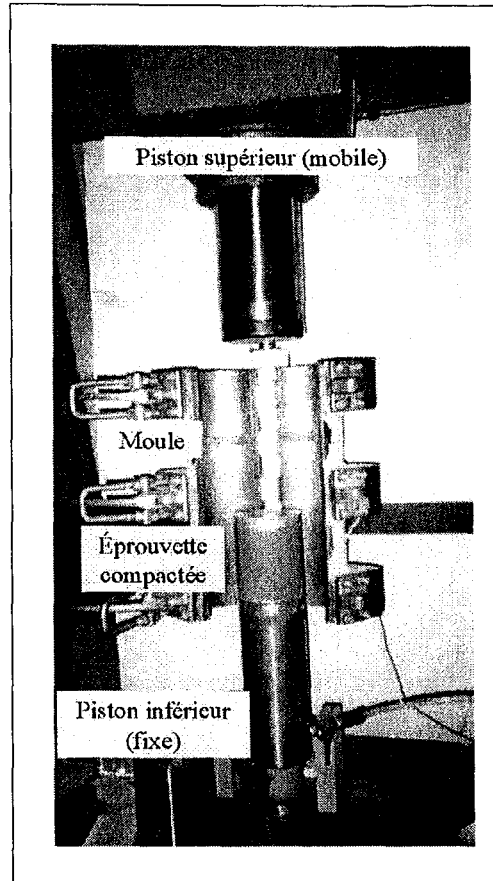


FIG. II.2 – Photo du dispositif de l’essai de compactage statique double-piston.

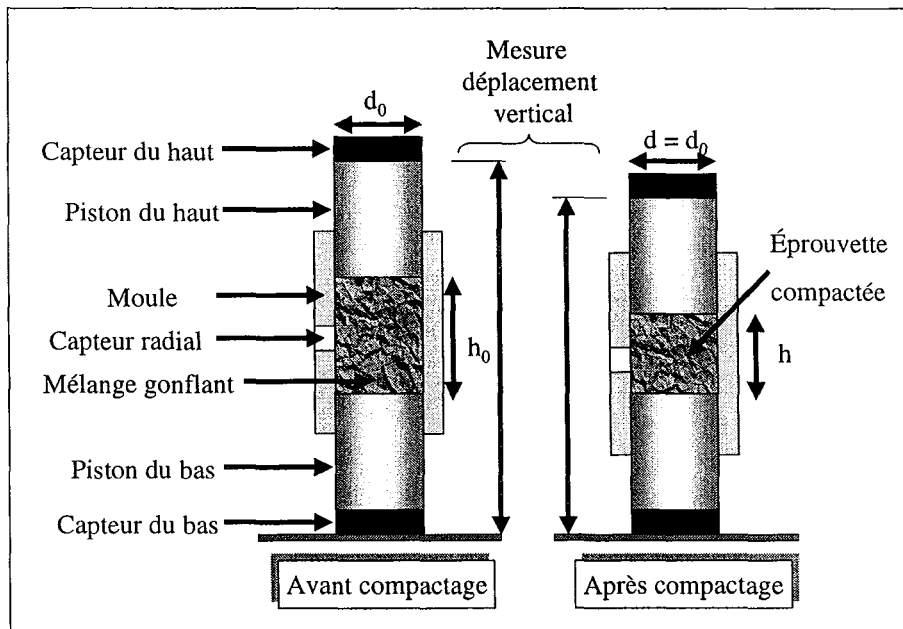


FIG. II.3 – Schéma de principe de l’essai de compactage statique double-piston.

II.1.7 Redimensionnement des éprouvettes

Les éprouvettes élaborées par compactage double-piston, n'ont cependant pas les bonnes dimensions pour travailler par gammamétrie. Il a donc fallu effectuer un carottage afin d'obtenir des diamètres plus adaptés à notre étude. Suivant les essais d'imbibition à réaliser, nous avons adopté des procédures différentes.

Cas de l'essai libre

Pour cet essai, l'utilisation du micromètre à balayage laser (*cf.* § II.2.6) nous a contraints à travailler avec une éprouvette de diamètre inférieur à 6 cm. Nous avons donc utilisé un carottier d'environ 5 cm de diamètre. Grâce à une petite presse manuelle et en enduisant le carottier d'huile de ricin, nous avons pu prélever au cœur de l'échantillon, une éprouvette de 12 cm de hauteur. Les extrémités de l'échantillon ont été ensuite sectionnées pour éviter d'avoir des gradients d'humidité ou de densité à ces niveaux. Enfin, l'éprouvette a été pesée, puis soigneusement enveloppée dans du film plastique et du papier aluminium, en attendant son installation sur le banc gammamétrique.

Cas des essais contraints radialement

Pour ces essais, nous avons utilisé deux carottiers de hauteurs différentes (8,06 et 15 cm) mais de même diamètre 60 mm, correspondant au diamètre interne de la cellule œdométrique. Grâce au carottier de 15 cm préalablement huilé et à la presse manuelle, on prélève tout d'abord un échantillon de hauteur 12 cm. Cet échantillon est ensuite transvasé directement dans l'autre carottier. Cette opération permet de sectionner les extrémités de l'éprouvette. Une pesée de l'échantillon au sein du petit carottier est ensuite effectuée (m_h). À l'aide de la presse manuelle et d'un piston, on fait ensuite passer l'échantillon dans le tube œdométrique dont on a préalablement oint les parois internes avec de la graisse à vide. Il est ensuite chapeauté soit par un disque en bronze fritté (essai œdométrique), soit par un cylindre creux en téflon[®], dans lequel on a encastré un disque en inox fritté (essai à volume constant). Ces disques en matériau fritté ont pour rôle de permettre l'évacuation de l'air contenu dans l'argile tout en limitant dans la mesure du possible le transfert d'eau par évaporation.

Remarques importantes

Le redimensionnement des éprouvettes génère une quantité non négligeable de matériau inutilisable pour effectuer d'autres expériences. Nous l'avons donc récupérée afin d'effectuer systématiquement trois ou quatre mesures de teneur en eau massique par pesée. La moyenne de ces mesures, que nous noterons $\langle w^{ini} \rangle$ est une donnée très importante car elle est ensuite introduite dans le calcul des coefficients d'absorption massique du sol avant imbibition. Lorsque les morceaux n'étaient pas trop abîmés, nous avons réalisé des mesures de densité par immersion.

II.1.8 Conclusion : Quelle méthode choisir ?

Dans la plupart des essais que nous avons choisi de présenter par la suite, nous verrons que c'est essentiellement le compactage double-piston qui a été retenu. En effet, cette

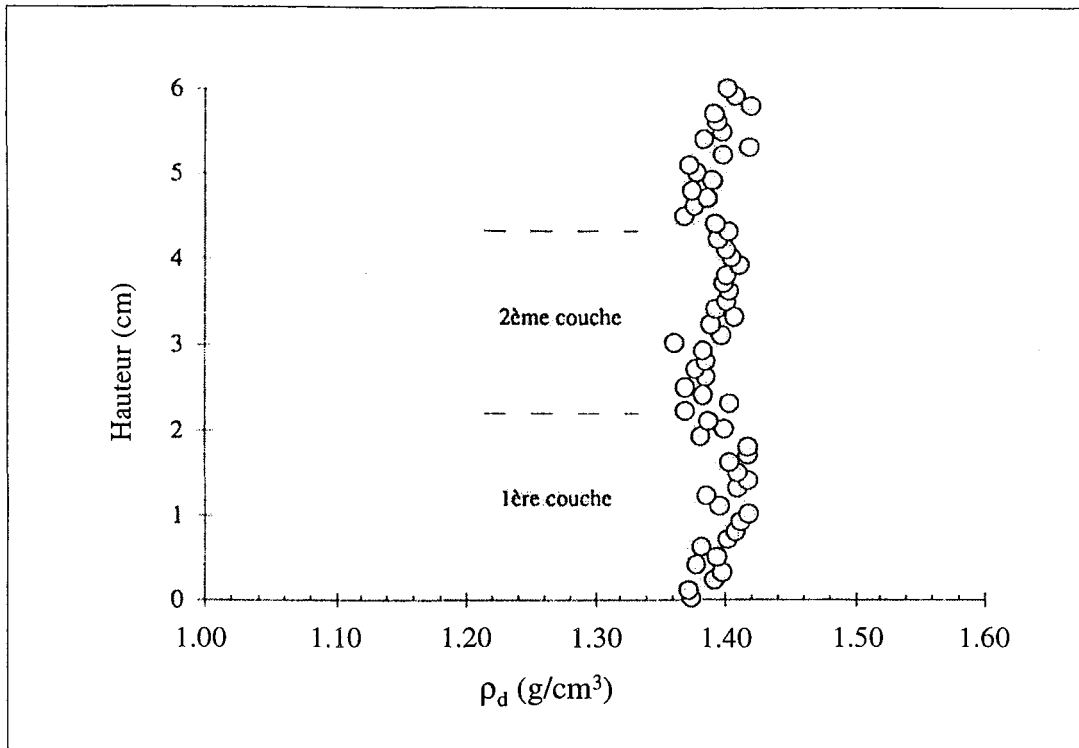


FIG. II.4 – Exemple d’une éprouvette compactée en 3 couches de hauteur 2 cm [Tabani, 1999].

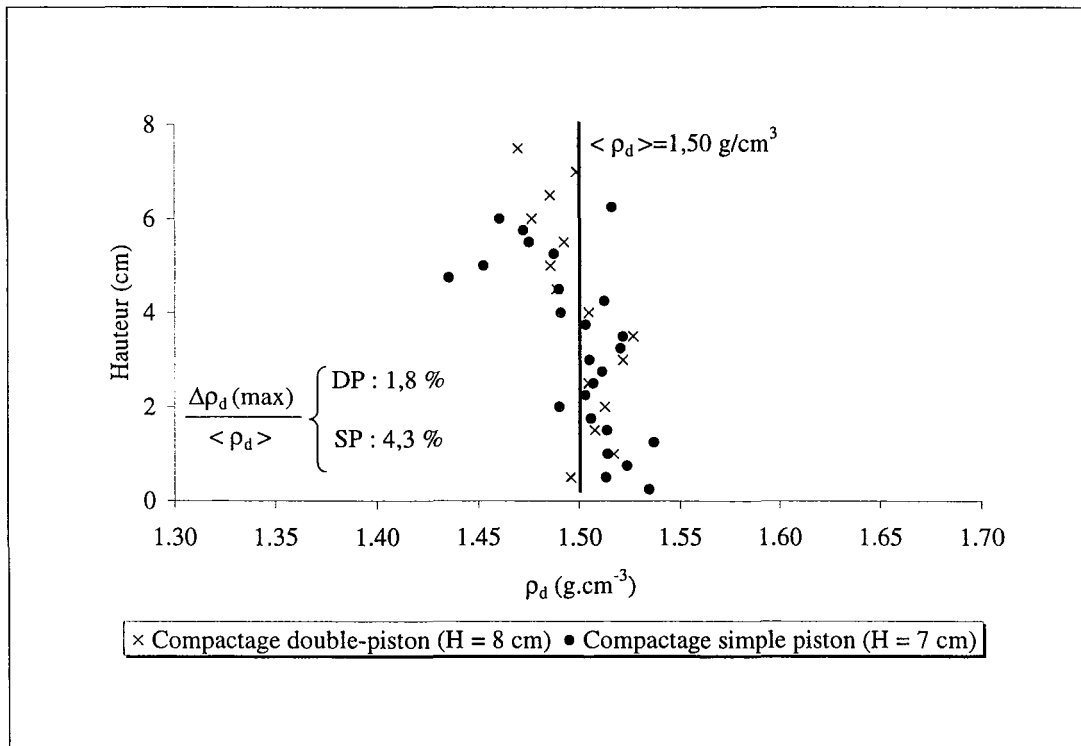


FIG. II.5 – Comparaison de deux éprouvettes élaborées suivant les deux modes de compactage.

méthode présente l'avantage de donner rapidement des éprouvettes plus homogènes que ce qui peut être obtenu par compactage simple piston.

L'élaboration d'éprouvettes par compactage simple piston en couches est intéressante, mais elle s'avère vraiment longue ($\simeq 15$ min par couche) ce qui peut engendrer des petites variations de la teneur eau entre les couches. Les éprouvettes obtenues peuvent être alors un peu moins homogènes, et cela se voit sur les profils gammamétriques (FIG. II.4). La figure II.5 présente les profils initiaux en terme de masse volumique sèche pour deux éprouvettes de hauteur comparable (7 et 8 cm) et de même diamètre (6 cm), élaborée suivant les deux types de compactage. Nous avons volontairement dilaté l'échelle du graphique. Dans les deux cas, la masse volumique moyenne est la même, mais on voit que les écarts relatifs maximum ($\frac{\Delta\rho_d}{\rho_d}$) à la moyenne sont bien plus importants sur l'éprouvette préparée par compactage simple piston (en couche d'un centimètre).

De plus, malgré le fait de pratiquer une scarification systématique, les zones inter-couches demeurent fragiles et cela peut favoriser l'apparition de fissures à ces endroits lors d'un essai, comme pour un milieu stratifié. La figure II.4 montre le résultat qu'il est possible d'obtenir avec la technique simple piston. Le résultat est peu satisfaisant car on devine bien que les différentes couches risquent d'influencer de manière quantitative les transferts hydriques au sein du matériau.

II.1.9 Courbe de rétention

Nous avons vu au chapitre précédent que pour faire le lien entre la diffusivité et la conductivité hydraulique, il était nécessaire de connaître la courbe de rétention du sol étudié (et sa pente en particulier). Celle-ci a été déterminée par Tabani [1999] en utilisant la méthode du papier filtre. C'est une méthode de mesure indirecte de la succion qui repose sur le fait qu'à l'équilibre hydrique, le potentiel de l'eau du sol et le potentiel de l'eau d'un papier filtre en contact avec le sol sont les mêmes. La méthode consiste à insérer trois papiers filtre superposés au sein d'un échantillon, puis à emballer l'ensemble dans un film plastique. À l'équilibre³, le papier filtre du milieu, qui ne contient aucune trace de sol, est retiré et sa teneur en eau est mesurée. La succion correspondante à cette teneur en eau est évaluée en se référant à la courbe d'étalonnage du papier. Cette succion est égale à celle de l'échantillon du sol et connaissant sa teneur en eau, on peut donc obtenir un point de la courbe de rétention de l'eau du sol.

En partant de plusieurs échantillons dont les teneurs en eau sont différentes, et en renouvelant l'opération pour chaque échantillon, on finit par obtenir la courbe de rétention de l'eau du sol étudié.

Comme la courbe de Tabani [1999] n'explore que la gamme des teneurs en eau comprises entre $w = 18\%$ et $w = 36\%$, nous avons dû y rajouter les points de Cuisinier [thèse en cours], qui grâce à une méthode osmotique a pu travailler sur des teneurs en eau plus importantes (de $w = 28\%$ à $w = 46\%$).

La méthode osmotique utilise une solution de macromolécules et une membrane semi-perméable laissant passer l'eau et non les macromolécules. L'eau contenue dans le sol ou dans la solution est échangée jusqu'à ce qu'un équilibre s'établisse. En faisant varier la concentration de cette solution, on impose une certaine pression d'équilibre, et donc une

³environ 10 jours

teneur en eau massique au sein de l'échantillon de sol. La courbe de rétention en eau du sol peut donc être établie. Le protocole exact de cette méthode est défini chez Zur [1966].

Nous présentons sur la figure II.6, la courbe de rétention d'eau pour le mélange, obtenue par la méthode du papier filtre. Elle a été réalisée à partir d'éprouvettes de sol de 9 cm de diamètre et de 4 cm de hauteur, compactées en couche d'un centimètre par la technique simple piston. Trois points supplémentaires obtenus par la méthode osmotique ont été rajoutés (3,5 cm de diamètre et 1,2 cm de hauteur).

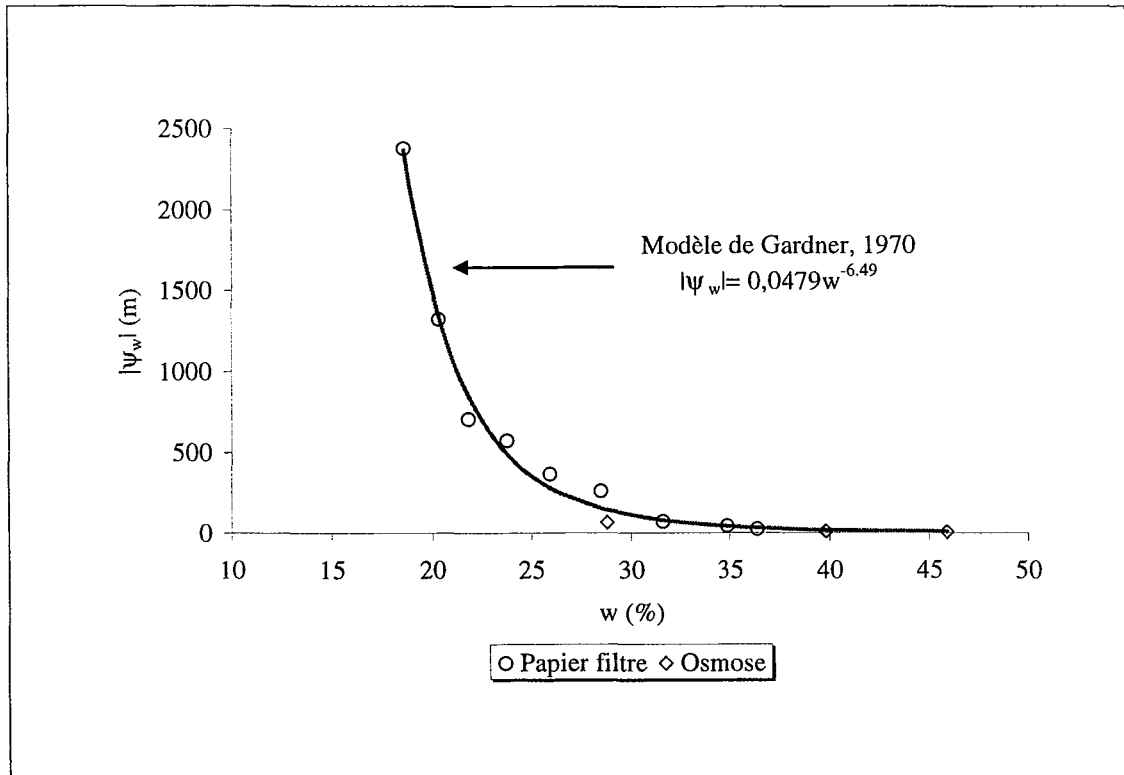


FIG. II.6 – Courbe de rétention d'eau pour le sol gonflant avec modélisation.

Nous avons réussi à modéliser les points expérimentaux en nous inspirant du modèle empirique de Gardner *et al.* [1970]⁴ : $|\psi_w| = \bar{\alpha}w^{-\bar{\beta}}$. Nous avons obtenu le jeu de paramètres suivants :

$$\begin{cases} \bar{\alpha} = 0,0479 \text{ m} \\ \bar{\beta} = 6,49 \end{cases}$$

La modélisation adoptée convient parfaitement à notre courbe expérimentale. Nous ignorons cependant quel est l'effet du confinement sur celle-ci. C'est la pente de cette courbe qui sera utilisée par défaut dans la suite de ce travail, pour estimer les propriétés hydrauliques de notre matériau. Nous gardons toutefois en mémoire ce qui a été présenté à la fin du chapitre I.

⁴En réalité le modèle de Gardner *et al.* [1970] s'exprime en terme de teneur en eau volumique et non massique.

II.2 La cellule d'imbibition et son environnement

Afin d'étudier les transferts hydriques en milieux poreux déformables, différentes expériences sur le mélange gonflant peuvent être envisagées. Nous devons donc en faire l'inventaire et les présenter dans cette section.

Pour pouvoir réaliser tous ces essais au laboratoire, nous avons dû élaborer une cellule expérimentale, nous permettant d'effectuer une imbibition d'eau par le bas, tout en contrôlant la charge. Cette cellule a été équipée d'un certain nombre d'instruments de mesure, afin de pouvoir suivre en continu les processus d'humidification et de gonflement.

C'est la raison pour laquelle, nous présenterons ici, une partie consacrée à la cellule expérimentale et à son environnement direct. L'image II.7 présente l'ensemble du dispositif expérimental; on y reconnaît un certain nombre d'instruments de mesure qui vont être décrits par la suite. En revanche, dans les paragraphes qui suivent, il sera peu fait référence à la gammamétrie double-source car la section suivante lui est totalement consacrée.

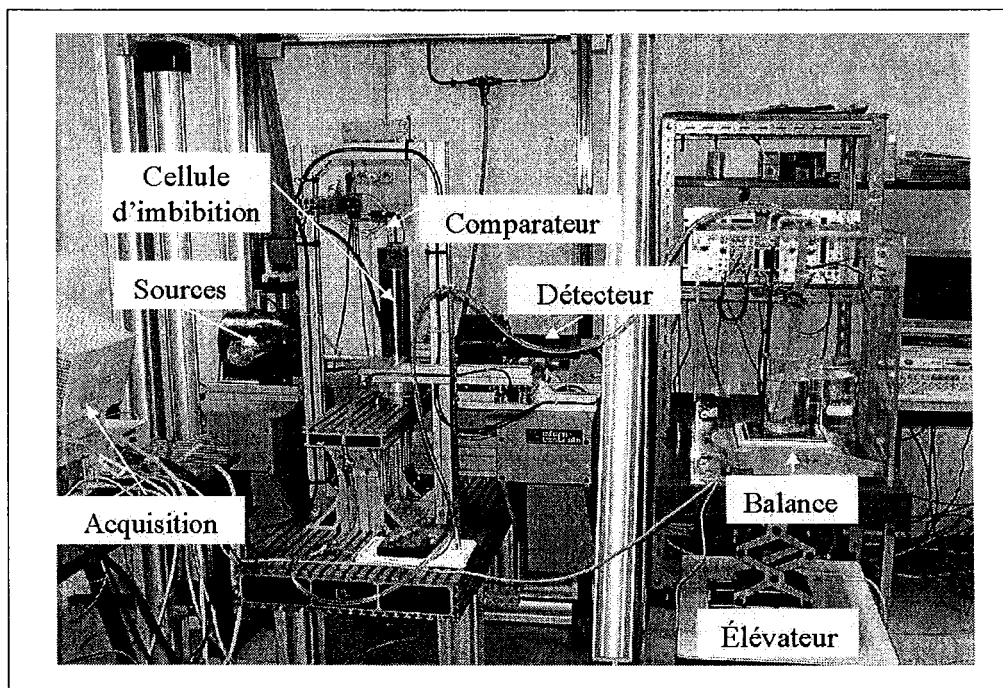


FIG. II.7 – Vue d'ensemble du dispositif expérimental.

II.2.1 Inventaire des essais réalisés

Au cours de ce travail, nous avons réalisé un certain nombre d'essais d'imbibition sur le mélange gonflant, en faisant varier le mode de compactage (simple ou double-piston), et les conditions aux limites mécaniques (libre, œdométrique, à volume constant) (FIG. II.8).

L'essai libre est un essai pour lequel l'éprouvette de sol est libre de se déformer axialement et latéralement. Un simple film plastique enveloppe l'éprouvette afin de limiter le phénomène parasite d'évaporation.

L'essai œdométrique est un essai pour lequel l'éprouvette est confinée dans un tube en plexiglas®, chemisé par un tube en inox. Le déplacement radial de l'éprouvette

n'est alors pas autorisé, cependant cette dernière reste libre de se déformer dans le sens axial, car les parois du tube ont été préalablement graissées.

L'essai à volume constant est un essai au cours duquel on empêche l'éprouvette de se déformer macroscopiquement : celle-ci est confinée dans les deux tubes vus précédemment, ce qui assure, là aussi, un déplacement radial nul. Un piston poreux, positionné au sommet de l'éprouvette, permet de bloquer le gonflement dans le sens axial. Des variations locales de porosité peuvent cependant être observées.

La figure II.8 permet de visualiser schématiquement les différents types d'essais que nous avons réalisés. Les noms donnés aux différents essais et les caractéristiques des éprouvettes initiales sont réunis dans le tableau II.2.

Nom de l'essai	Type d'essais	Compactage	h_{ini} (mm)	\varnothing_0 (mm)	$\langle \rho_d^{ini} \rangle$ (g/cm ³)	$\langle w^{ini} \rangle$
LSP	Libre	Simple piston	150	48,7	1,50	22,6%
LDP	Libre	Double-piston	115	50,5	1,50	25,2%
OSP	Œdométrique	Simple piston	140	60,0	1,38	15,0%
ODP1	Œdométrique	Double-piston	80,6	60,0	1,50	25,1%
ODP2	Œdométrique ^κ	Double-piston	80,6	60,0	1,50	24,8%
VCDP1	Volume Constant	Double-piston	80,6	60,0	1,50	25,5%
VCDP2	Volume Constant	Double-piston	80,6	60,0	1,52	25,0%

κ avec un chargement d'environ 3 kg

TAB. II.2 – Inventaire des essais présentés dans ce travail.

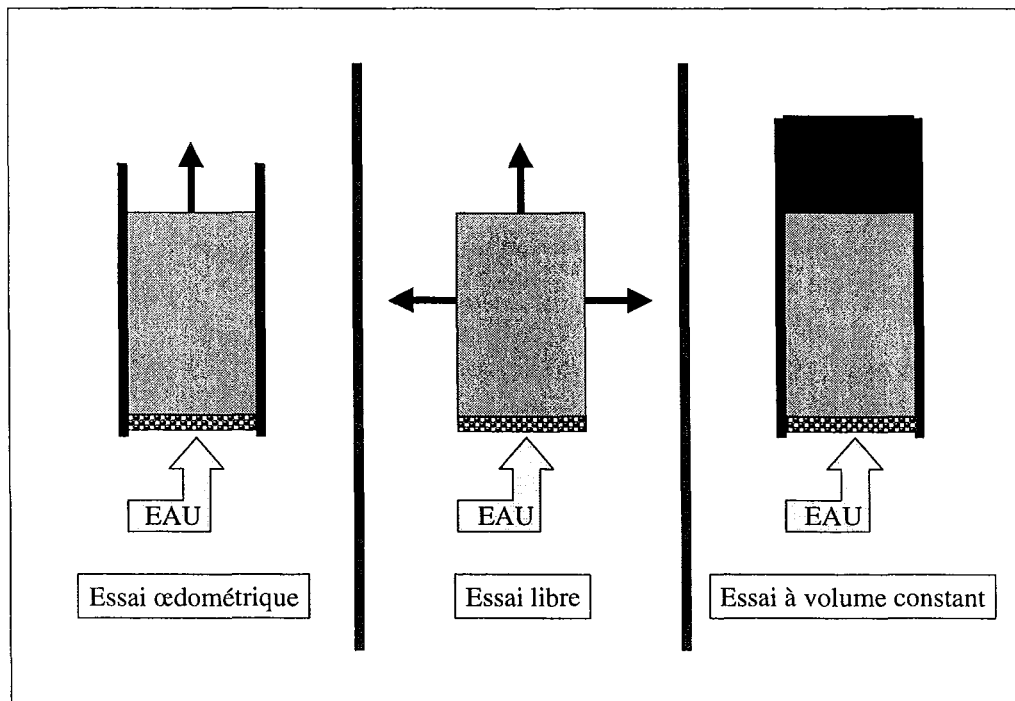


FIG. II.8 – Schémas des différents types d'essais d'imbibition réalisés.

II.2.2 Descriptif de la cellule

La cellule expérimentale utilisée au cours de ce travail est constituée de plusieurs éléments qui s'assemblent les uns dans les autres. Elle est formée d'une base circulaire en inox jouant le rôle de réservoir, facilement alimentée en eau.

Afin d'assurer des conditions de type œdométrique, l'éprouvette de sol utilisée est maintenue dans un tube en plexiglas[®], de diamètre interne 6 cm, lui même chemisé par un tube en inox. Ces deux tubes s'encastrent sans difficulté dans la base précédemment décrite. L'étanchéité entre la base et les tubes est assurée par deux joints toriques graissés.

Une pierre poreuse de diamètre 6 cm et d'épaisseur 1 cm permet de réaliser le contact entre le sol et l'eau du réservoir. Un petit tube reliant le réservoir à l'extérieur a aussi été prévu pour purger d'éventuelles bulles d'air coincées sous la pierre poreuse.

Notons que le tube en inox est équipé de quatre lumières oblongues de 1 cm de largeur. Cela permet le passage du faisceau gamma et parfois de visualiser les événements (évolution de la hauteur d'un front d'humidification par exemple).

Afin que la cellule soit toujours disposée de la même manière, nous nous sommes servis d'un plateau tournant Micro-Contrôle[®], muni d'un plot de centrage.

La figure II.9, présentant la cellule d'imbibition en coupe, permet de retrouver les différents éléments venant d'être introduits.

Nous avons instrumenté l'environnement de la cellule d'imbibition pour pouvoir suivre quantitativement, l'évolution au cours du temps de grandeurs comme la quantité d'eau infiltrée, le taux de gonflement axial et la pression de gonflement axiale. Ainsi, une balance, un capteur de déplacement, une cellule de force et un micromètre à balayage laser ont pu être combinés de manière judicieuse, afin d'acquérir un maximum d'informations sur les transformations macroscopiques que subissaient nos échantillons. Leur principe de fonctionnement et leurs caractéristiques vont maintenant être présentés.

II.2.3 Capteur de déplacement

Afin de mesurer en continu les déformations axiales, nous avons utilisé un capteur de déplacement à piste résistive (TME MCJ-P), constitué d'une tige mobile, dont l'extrémité est posée sur le haut de l'éprouvette. La tige est reliée à un circuit électrique, dont la résistance varie proportionnellement au déplacement de celle-ci. Le capteur alimenté par une tension continue de 24 V, émet en sortie une différence de potentiel U pouvant varier entre 0 et 10 V. Les tensions de sorties sont enregistrées sur un ordinateur (PC), par l'intermédiaire d'une carte d'acquisition (DAS 801 KEITHLEY[®]).

Nous avons obtenu la courbe d'étalonnage liant la différence de potentiel et le déplacement par l'intermédiaire de cales étalons de 1 cm. Au cours d'une imbibition, pour connaître le déplacement axial $D_p(t)$ à l'instant t , nous avons appliqué la relation suivante :

$$D_p(t) = 0,48 \cdot [U(t) - U(t = 0)]$$

où $U(t = 0)$ est simplement la tension mesurée à l'instant initial. Les mesures sont données avec une précision de $\pm 0,05$ mm.

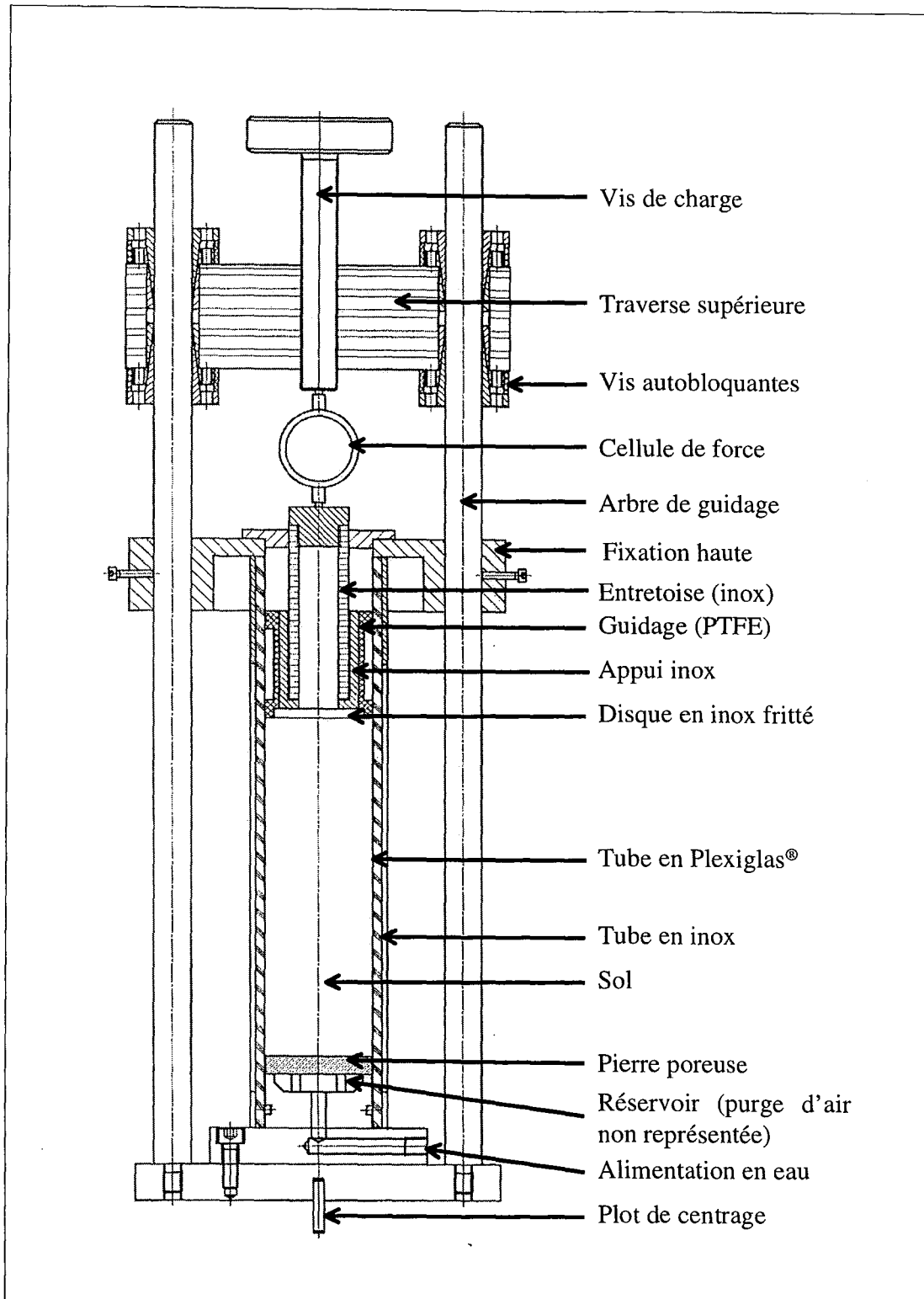


FIG. II.9 – Cellule d'imbibition.

II.2.4 Cellule de force

Dans le cas des essais à volume constant (VC1, VC2), un des objectifs à atteindre est de pouvoir mesurer la pression de gonflement que peut exercer le mélange gonflant dans le sens axial. Pour ce faire, nous avons utilisé un capteur de force⁵ de capacité 0-5 kN, ce qui apparaît suffisant compte tenu des capacités maximales de gonflement du mélange (630 kPa). Le principe repose encore sur une déformation mécanique engendrant un phénomène électrique. Le capteur est constitué d'un ruban métallique extrêmement fin, de quelques mm² de surface, collé ou directement posé sur la pièce qui subit la déformation. La jauge est donc soumise à des variations de longueur qui se traduisent par des variations de sa résistance électrique, proportionnelles aux variations de force [Joulié, 1998].

L'étalonnage a été fait en utilisant la presse de 5 tonnes du § II.1.5, un capteur de force étalon⁶ et un multimètre numérique. Nous avons établi une relation pour lier l'évolution au cours du temps de la force (en kN) exercée par le sol, connaissant la tension (U en Volt) :

$$F(t) = 0,502 \cdot U(t)$$

Les valeurs fournies par le capteur sont données avec une précision de ± 20 N (15 N dus au capteur [linéarité, hystérésis], et 5 N dus au conditionneur/amplificateur de sortie [linéarité]).

Un grand soin a été apporté pour disposer le capteur de force sur le système expérimental. Par l'intermédiaire d'une entretoise en inox, le capteur s'imbrique dans une pièce cylindrique creuse en P.T.F.E.. Cette dernière est ajustée au diamètre interne de la cellule et posée à même l'échantillon de sol. Un simple disque en inox fritté sert d'interface entre l'entretoise et le sol. Deux arbres de guidage fixes ont été insérés sur l'embase de la cellule. Une traverse, munie de vis autobloquantes, relie les deux arbres. Enfin, une vis de charge, insérée au milieu de la traverse permet d'assurer un point de contact avec le plot du capteur. Elle peut éventuellement servir à compresser l'échantillon tout en contrôlant la charge.

Remarque : Malgré tous ces soins, nous avons pu observer à l'aide du capteur, un déplacement proche de 70 μm dans le sens axial (pour deux mois de manipulation). Ce petit décalage correspond essentiellement à la compression les unes sur les autres des pièces intermédiaires (entretoise, disque en inox, plot du capteur...) et au déplacement subi par le capteur pour réaliser sa mesure. Par la suite, nous conserverons tout de même l'expression "essai à volume constant".

II.2.5 Balance

Afin de mesurer la quantité d'eau absorbée par le milieu lors des différents essais d'imbibition, nous avons utilisé une balance⁷ mise sous cloche. Pour tous les essais d'imbibition, nous avons posé sur le plateau de la balance un bûcher rempli d'eau avec un film d'huile en surface. Deux trous ont été percés dans la cloche pour permettre le passage de deux tuyaux. L'un permet de relier la base de la cellule d'imbibition à l'eau du bûcher. L'autre permet d'ajuster au niveau souhaité l'eau du bûcher grâce à une seringue (vide ou remplie

⁵référence : TME F 521 TC, n° 36244 (disponible au LEMTA)

⁶référence : RDP 41E05KN0 n° 387757 (disponible au LAEGO)

⁷référence : Mettler-Toledo PG 2002-S

d'eau selon le cas). L'ensemble balance-bêcher est disposé sur un support anti-vibration, lui-même fixé sur un plateau élévateur. La balance est munie d'une sortie RS232 que nous avons relié à l'ordinateur (PC).

Avec un tel dispositif, nous pouvons donc mesurer en continu, à $\pm 0,02$ g la quantité d'eau absorbée par le milieu. Nous pouvons ensuite facilement la comparer avec la variation en masse de l'éprouvette avant et après imbibition.

En outre, afin de vérifier la fiabilité de l'électronique de la balance, nous avons laissé pendant un mois un bêcher rempli d'eau avec un film d'huile en surface sur le plateau de la balance. Une dérive inférieure au décigramme a été observée, que nous avons évidemment négligée en comparaison des quantités d'eau infiltrées dans les éprouvettes lors des différents essais.

Remarques : Il convient de préciser ici que tous les essais d'imbibition sont réalisés à charge d'eau nulle à $\pm 0,5$ cm près (le niveau de l'eau dans le bêcher correspondant au niveau de la pierre poreuse). Pour assurer cela, nous avons noté le niveau de l'eau dans le bêcher à l'instant initial. Dans le cas où la baisse de ce niveau devient significative, il est alors nécessaire de remonter le système balance-bêcher grâce au support élévateur. De toute manière, compte tenu des caractéristiques des argiles, une variation de $\pm 0,5$ cm du niveau ne joue pas sur les transferts. Dans le cas de l'essai OSP par exemple, nous avons remonté le niveau d'une trentaine de centimètres à la fin de l'expérience. Au cours de la semaine qui a suivi, aucune modification majeure n'a été observée.

II.2.6 Micromètre à balayage laser

L'un des objectifs de l'essai libre qui sera décrit par la suite, est de pouvoir mesurer le gonflement radial de l'éprouvette de sol à différentes hauteurs, sans interruption et sans détérioration du matériau. Nous avons utilisé pour cela un micromètre à balayage laser dont le schéma de principe est donné à l'annexe A.

L'appareil LS-3060 (Bullier International) est composé d'un contrôleur et d'une tête de mesure (émetteur et récepteur). La source lumineuse est un laser semi-conducteur visible de longueur d'onde 670 nm. Sa résolution est de $0,1 \mu\text{m}$ et sa zone de mesure maximale est de 60 mm. Le rayon laser émis par le semi-conducteur est projeté sur un miroir octogonal puis réfléchi vers l'extérieur par un autre miroir. Le collimateur (lentille $F\theta$) parallélise le rayon et le projette sur l'objet à mesurer. Après balayage de l'objet, le rayon laser atteint le récepteur qui le fait converger et le transforme en signal électrique dont l'amplitude est proportionnelle à l'intensité du rayon laser. Le contrôleur calcule les dimensions de l'objet (contour externe par exemple) en fonction du temps mis pour recevoir la lumière. Les valeurs affichées par l'appareil sont données avec une précision de $\pm 3 \mu\text{m}$.

L'émetteur et le récepteur sont fixés sur un support de telle manière que le faisceau laser soit exactement sur le même plan que l'axe du faisceau gamma.

Le contrôleur est muni d'une sortie analogique en tension que l'on a reliée au PC par l'intermédiaire de la carte d'acquisition KEITHLEY®. Ce type de liaison engendre systématiquement de petites différences entre les valeurs affichées par le contrôleur et celles enregistrées par l'ordinateur. Nous avons corrigé ce biais grâce à une courbe d'étalonnage contrôleur/PC. En plaçant entre l'émetteur et le récepteur des objets de dimensions variables, et en notant simultanément les valeurs des diamètres affichées par le contrôleur (valeurs vraies \varnothing) et par l'ordinateur (valeurs biaisées \varnothing_{PC}), nous avons obtenu une droite

de correction, dont l'équation est :

$$\varnothing = 0,9991 \cdot \varnothing_{PC} + 0,0406$$

Une photo où l'on aperçoit entre autre le micromètre à balayage laser est présentée à la figure II.10. Celle-ci correspond à un essai d'imbibition en condition libre.

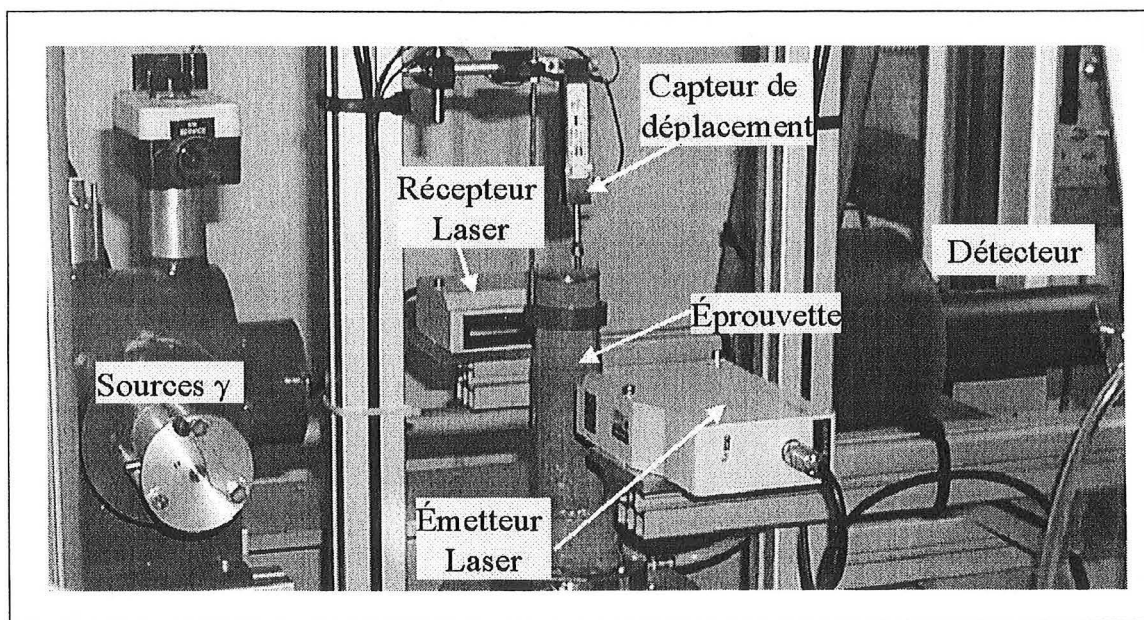


FIG. II.10 – Micromètre à balayage laser, capteur de déplacement, système gammamétrique dans le cas de l'essai libre.

II.2.7 Conclusion

Au cours de ces paragraphes, nous avons pu entrevoir brièvement les différentes caractéristiques des divers matériaux utilisés dans ce travail de thèse (limites d'Atterberg, optimum Proctor, courbe de rétention...). Deux méthodes d'élaboration d'éprouvettes ont été proposées. C'est finalement celle utilisant le compactage double-piston qui a été le plus souvent retenue pour obtenir des éprouvettes de sol homogènes. Enfin, nous avons mis en lumière le large éventail de manipulations qu'il est possible de réaliser et que nous présenterons dans la suite de ce mémoire.

Nous allons maintenant nous intéresser à la technique de mesure utilisée pour l'ensemble des expériences de ce travail de thèse : la gammamétrie double-source.

II.3 Gammamétrie double-source

Les paragraphes qui vont suivre ont pour objectif de présenter de manière simple et concise la technique de gammamétrie double-source. Tout d'abord nous présenterons l'appareillage disponible au laboratoire : les sources, le détecteur et le système d'acquisition. Nous nous intéresserons ensuite au traitement des données issues du système d'acquisition (étalonnages, corrections, précision des mesures, détermination des coefficients d'absorption...). Enfin, nous verrons comment à partir de ces données corrigées, il est possible de déterminer avec une assez bonne précision la teneur en eau volumique et la masse volumique sèche d'un milieu poreux qui se déforme, et cela de manière non-intrusive.

II.3.1 Les sources

Caractéristiques des sources

Comme l'indique le titre de cette section, la technique utilise deux sources radioactives : l'américium Am^{241} et le césium Cs^{137} . Elles émettent chacune, par désexcitation nucléaire spontanée, des rayonnements électromagnétiques appelés rayonnements γ , de longueurs d'onde différentes.

Le schéma II.11 permet, de manière simple, de situer et de comparer les longueurs d'onde des photons γ émis par les sources avec d'autres types de rayonnements bien connus.

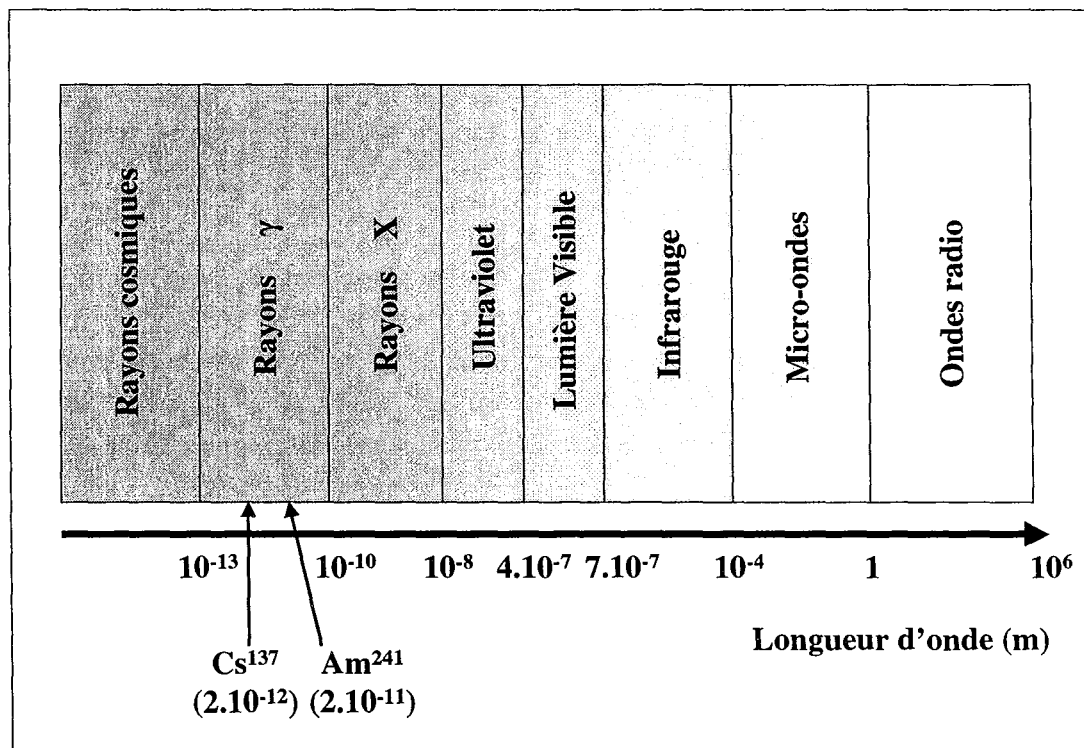


FIG. II.11 – Spectre des ondes électromagnétiques.

On indique dans le tableau II.3 les caractéristiques des sources utilisées pour ce travail. On rappelle que l'activité d'une source s'exprime généralement en curie (Ci), même si

l'unité actuelle officielle est le becquerel. Un curie correspond à l'activité d'une substance qui produit un nombre de désintégration par seconde égale à celui d'un gramme de radium ($1 \text{ Ci} = 3,65 \cdot 10^{10}$ désintégrations par seconde).

On définit aussi la période radioactive ou temps de demi-vie comme le temps au bout duquel la source radioactive voit son activité divisée par deux.

Sources	Énergie Moyenne (keV) †	Période radioactive	Activité initiale (mCi)
Am^{241}	60	458	1000 (08/1985)
Am^{241} ‡	60	458	300 (11/1988)
Cs^{137}	662	30	47,5 (08/1985)

†1 électron-Volt (eV) = $1,6 \cdot 10^{-19}$ Joule (J)

‡Changement de source effectué en janvier 2000

TAB. II.3 – Caractéristiques des sources radioactives utilisées lors de ce travail.

Remarques : En plus des rayonnements γ , les sources émettent aussi d'autres types de rayonnements. Ainsi le césium se transforme en barium Ba^{137} (stable) en émettant des électrons (β^-) d'énergie 0,51 et 1,17 MeV. Quant à l'américium, sa désexcitation produit un autre radionucléide : le neptunium Np^{237} . Des particules α sont produites mais elles sont évidemment totalement arrêtées par le scellé en inox enrobant la source. Au final, aucun de ces rayonnements supplémentaires ne peuvent perturber les mesures.

Disposition des sources

Les deux sources ont été placées dans un château de plomb de manière coaxiale, la source césium (plus énergétique) étant placée derrière la source américium. Le rayonnement résultant est orienté par un collimateur cylindrique de diamètre 5 mm. Un petit barreau en plomb de 5 mm d'épaisseur peut se positionner à l'entrée du collimateur, il joue le rôle d'obturateur. Avec un tel système, nous pouvons travailler avec trois configurations possibles :

- source Am ouverte - source Cs ouverte : c'est la configuration standard d'utilisation. Toutes les mesures de teneur en eau et en densité sont effectuées ainsi.
- source Am fermée - source Cs ouverte : comme elle est positionnée dans un barreau en plomb coulissant, la source américium peut être déplacée tout en restant dans le château. Cette configuration, aussi dénommée "monosource césium", est très utile pour effectuer la correction de diffusion Compton (cf. § II.3.4).
- source Am fermée - source Cs fermée : la source Am est déplacée et on modifie l'orientation de la face émettrice de la source césium grâce à un loqueteau. L'obturateur est lui-aussi mis en place. C'est la configuration de sécurité, utilisée pour limiter l'exposition lors de manipulations près des sources (installation de la cellule d'imbibition entre les sources et le détecteur par exemple).

Absorption du rayonnement

Lorsque l'on place un obstacle entre la source et le détecteur, le faisceau γ subit une atténuation, qui peut être décrite classiquement par une loi de type Beer-Lambert. Cette atténuation dépend directement de la nature et de l'arrangement des atomes constituant

l'obstacle. Dans notre étude, au sein du milieu irradié, il s'effectue une interaction photon γ -matière selon deux processus possibles que l'on a schématisés figure II.12.

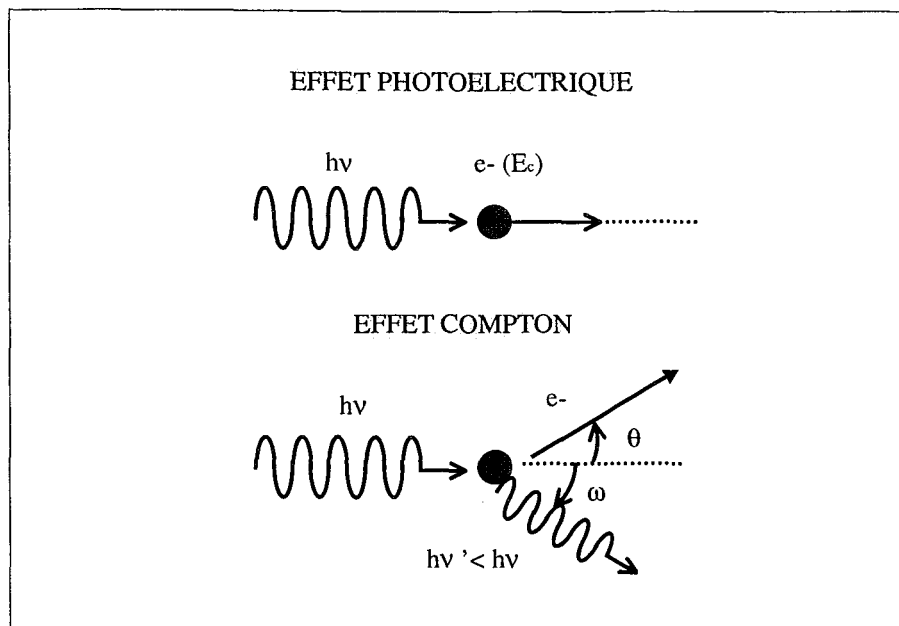


FIG. II.12 – Schéma simplifié des effets photoélectriques et Compton.

Dans le cas de l'effet photoélectrique, l'énergie du photon incident est intégralement cédée à un électron de la matière. L'atome bombardé acquiert une énergie suffisante pour être ionisé.

Dans le cas de l'effet Compton, le photon γ cède une partie de son énergie à un électron de la matière. Il en résulte la création d'un autre photon de longueur d'onde différente dont la trajectoire est déviée d'un angle ω par rapport à la trajectoire du photon incident.

Un troisième processus eût été possible si l'énergie des photons incidents avait été supérieure à 1,02 MeV (effet de matérialisation ou de paires) ; dans ce cas, le choc d'un photon (sans masse) avec le noyau d'un atome engendre l'apparition d'une paire (électron e^- / positon e^+).

II.3.2 Le détecteur

Comme l'atome a une structure lacunaire, un grand nombre de photons parviennent à traverser l'obstacle, sans rencontrer d'électrons de la matière.

Il est possible d'évaluer ce nombre grâce à un détecteur à scintillation. Celui-ci est composé d'un cristal d'iodure de sodium activé au thallium ($\text{NaI}(\text{Tl})$) qui a un fort pouvoir absorbant vis-à-vis des rayonnements X ou γ ; il est aussi appelé scintillateur. Les photons γ transmis cèdent leur énergie aux atomes d'iode constituant le cristal (par effet photoélectrique essentiellement). Les atomes d'iode passent alors à un état excité (instable) puis reviennent à leur état fondamental (stable) en émettant des photons d'énergie plus faible (ultraviolet). Grâce à une photocathode, l'énergie de ces photons lumineux entraîne une décharge d'électrons (donc un signal électrique). Pour pouvoir amplifier ce signal, on utilise un photomultiplicateur dont les dynodes, alimentées par un signal haute-tension (960 V),

permettent la multiplication des électrons. Ainsi, les quelques électrons émis par la photocathode peuvent donner naissance à une avalanche d'électrons, qui sont alors recueillis par une anode [Dupuy, 1962].

Le signal en sortie du détecteur est formé par une succession d'impulsions dont l'amplitude est proportionnelle à l'énergie des photons détectés. Un préamplificateur, un amplificateur, et un analyseur à 1024 canaux permettent le réarrangement de ces impulsions. Le logiciel d'acquisition INTERPC® développé par la société EURISYS MESURES, permet l'obtention et le traitement de spectres.

La figure II.13 schématise de manière simplifiée les différents éléments présentés jusqu'ici. En outre, signalons que le système source-détecteur est monté sur un banc de déplacement vertical, géré par un moteur pas-à-pas (1 pas = 10 μm), lui-même contrôlé par ordinateur. Le dispositif ainsi monté permet d'effectuer des mesures à n'importe quelle hauteur d'un échantillon placé entre les sources et le détecteur.

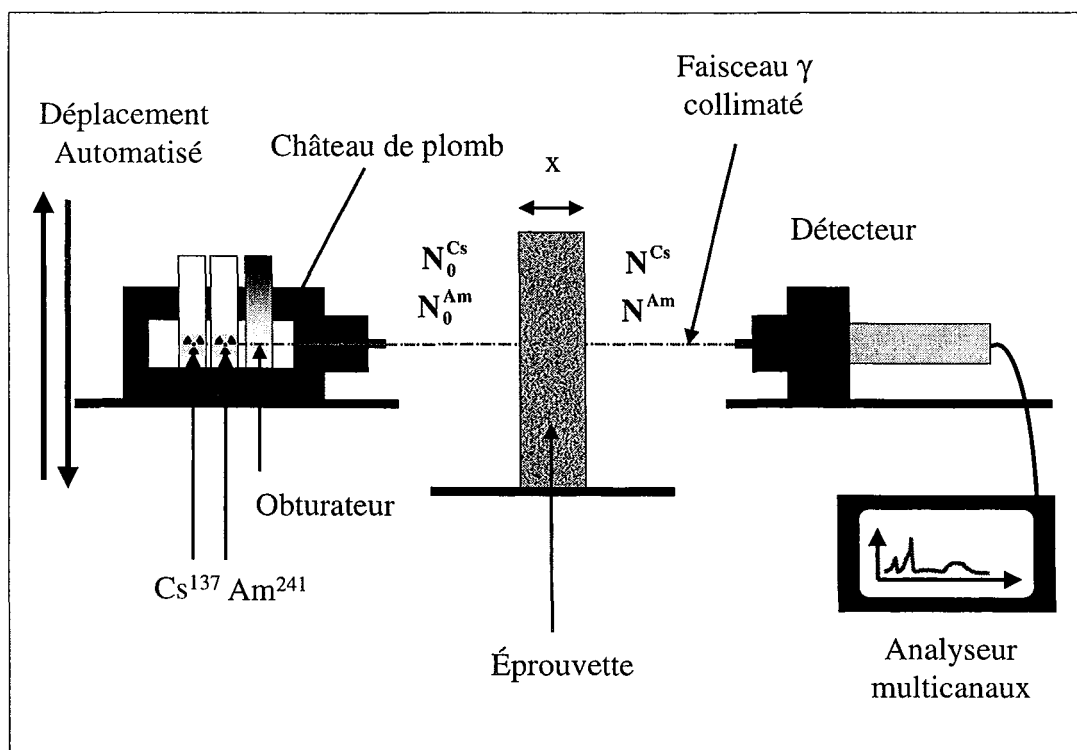


FIG. II.13 – Schématisation du système gammamétrique.

Remarque : l'efficacité du détecteur peut varier selon la température. C'est une des raisons pour laquelle, nous avons essentiellement travaillé en salle climatisée (20 ± 2 °C).

II.3.3 Acquisition

Le logiciel d'acquisition INTERPC® pilote l'analyseur multicanaux (carte PCAP) et permet d'obtenir des spectres en temps réel comme celui présenté figure II.14. Celui-ci véhicule deux types d'informations. En abscisse, les informations sont de type purement énergétique et en ordonnée, nous trouvons le nombre de photons détectés.

Comme nous le voyons, trois pics plus ou moins larges apparaissent sur le spectre. On reconnaît facilement le pic dû au photons γ de l'américium (centré sur 60 keV) et le pic

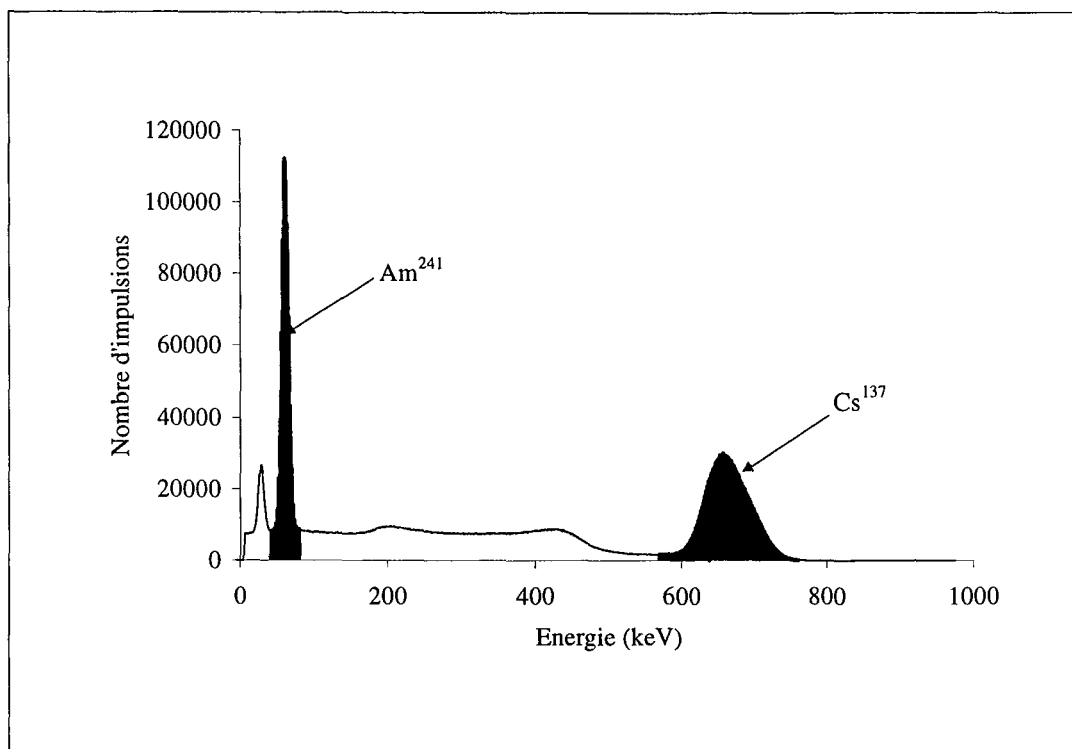


FIG. II.14 – Spectre obtenu par la gammamétrie double-source.

dû aux photons γ du césium (centré sur 662 keV). Le pic apparaissant à gauche du pic de l'américium, est appelé pic de fuite de l'américium. Sa présence s'explique uniquement par la nature du détecteur utilisé [voir Barataud, 1997, p. 107-109].

Choix des fenêtres d'énergie

Par définition, on appelle fenêtre d'énergie, une plage de canaux où l'on considère que les photons ont sensiblement la même énergie. Dans notre cas, grâce à l'analyseur multicanaux, nous définissons deux fenêtres : une centrée sur 60 keV correspondant aux photons issus de l'américium ; l'autre centrée sur 662 keV correspondant aux photons issus du césium. Leur largeur est choisie selon les critères donnés par Barataud [1997]. On obtient ainsi un meilleur pouvoir de résolution, tout en tenant compte de paramètres gênants comme de légers décalages de spectre. Les fenêtres sélectionnées apparaissent en noir sur la figure II.14.

II.3.4 Les différents types de corrections

En général, les données brutes fournies par des systèmes électroniques ont toujours besoin d'être corrigées. Dans les paragraphes qui suivent, nous allons présenter les différents types de corrections existant dans la littérature au sujet de la gammamétrie. Nous verrons que dans notre cas, certaines sont non fondées (correction de temps-mort), certaines négligeables (bruit de fond), d'autres indispensables (correction Compton).

a/ Correction de temps-mort

Lors de la détection d'un photon par le scintillateur du détecteur, il peut exister une courte période appelée temps-mort pendant laquelle le cristal du scintillateur reste insensible à l'accumulation des photons. Par conséquent, si deux photons pénètrent dans le détecteur séparés par un laps de temps inférieur au temps-mort, seul un des deux sera détecté [Ayorinde, 1983].

Ce phénomène a été souvent observé par le passé, mais les chercheurs travaillaient avec des taux de comptage élevés : Ayorinde détecte au moins 30000 photons par seconde rien que sur la fenêtre Césium. Une correction par la méthode proposée par Fritton [1969] est alors effectuée.

Avec nos "faibles" taux de comptage (environ 4000 coups/s pour un spectre entier à vide), nous n'avons pas observé de temps-mort [Rolland, 1998]. Cette correction n'a donc pas besoin d'être effectuée.

b/ Bruit de fond

En l'absence de sources radioactives, un certain nombre d'impulsions est toutefois enregistré par le détecteur. Ce phénomène appelé "bruit de fond", provient essentiellement de la radioactivité naturelle et de l'appareillage lui-même.

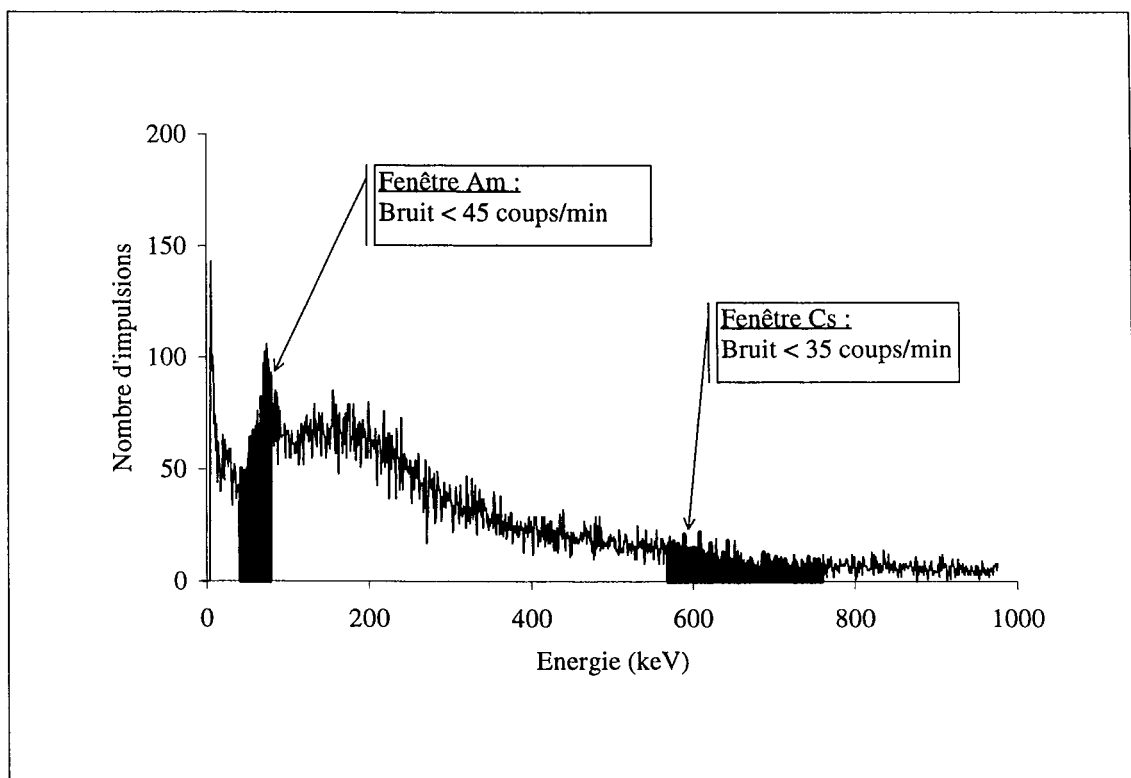


FIG. II.15 – Spectre mettant en valeur le bruit de fond, pour chacune des fenêtres.

Afin de l'évaluer, nous avons travaillé en configuration Am fermée - Cs fermée - obturateur enclenché, et nous avons placé entre les deux collimateurs, une pige en acier de longueur 36 cm, de diamètre 1 cm (légèrement inférieur à 0,5 cm aux deux extrémités

pour être inséré dans les deux collimateurs). Avec une telle procédure, la probabilité est extrêmement faible pour qu'un photon issu de la source parvienne en ligne droite à frapper le détecteur. Un spectre réalisé sur une heure de comptage est présenté à la figure II.15.

Dans la fenêtre césium, nous avons comptabilisé moins de 35 impulsions en une minute. Dans la fenêtre américium, en plus du bruit de fond que nous cherchons à évaluer, nous avons *a priori* retrouvé des photons du césium issus de multiples diffusions Compton au sein de la pîge et au sein du détecteur. Pour cette fenêtre, le taux de comptage est lui aussi très faible : inférieur à 45 impulsions pour une minute de comptage. Cette correction a donc été négligée.

c/ Correction de diffusion Compton

En travaillant en condition monosource césium, nous constatons sur la figure II.16, qu'un certain nombre de photons apparaissent dans la fenêtre américium. Ceux-ci sont évidemment très gênants car en condition bisource, ils faussent complètement la mesure des comptages issus de la source américium. Une correction systématique s'avère donc nécessaire sur cette fenêtre.

La méthode de correction, couramment appliquée utilise le fait que les interférences césium sur la fenêtre américium sont principalement dues à la diffusion Compton au sein même du détecteur et ne dépendent pas, de ce fait, du milieu absorbant traversé [Loch *et al.*, 1980].

En l'absence de la source Am, une corrélation existe donc entre le nombre de photons comptabilisés sur la fenêtre Cs et le nombre de photons comptabilisés sur la fenêtre Am. Assez souvent, les chercheurs ayant travaillé avec la gammamétrie double-source ont obtenu soit des corrélations linéaires [Wood et Collis-George, 1980; Barataud, 1997] soit des corrélations polynômiales de degré 3 [Ayorinde, 1983; Swartzendruber *et al.*, 1980; Angulo, 1989]. Loch *et al.* [1980] considèrent que la forme mathématique n'a pas une importance cruciale car la méthode de correction par soustraction est très simple quel que soit le cas. En effet, il s'agit simplement d'effectuer sur les comptages bruts de la fenêtre américium, l'opération : $\tau_{corr}^{Am} = \tau_{brute}^{Am} - f(\tau_{brute}^{Cs})$ où f dans notre étude est l'une des corrélations présentées au tableau II.4.

Le graphe présenté figure II.17 a été tracé à partir de mesures d'atténuation à travers différents matériaux (PVC, Duralumin, Plomb...) dont nous avons fait varier les épaisseurs. Dans notre cas, nous avons choisi d'utiliser une régression de type polynômial car elle est susceptible de nous donner le maximum de précision dans nos mesures. Un coefficient de corrélation (R^2) supérieur à 0,999 a d'ailleurs été obtenu. Remarquons, tout de même, que la correction à apporter est relativement proche de la correction linéaire théoriquement attendue.

Comme nous le voyons sur le tableau II.4, il est nécessaire d'effectuer un nouvel étalonnage assez régulièrement. En effet, il faut tenir compte des événements pouvant jouer sur l'allure de la courbe : changements d'ordinateur, de sources, de carte, du vieillissement de l'électronique et des décalages de pic (faisant intervenir des changements de la taille des fenêtres d'énergie). Ainsi, différentes fenêtres d'énergie ont été sélectionnées au cours de ces trois années de travail.

Pour l'américium : avant janvier 2000, nous avons pris une fenêtre qui s'étale du canal 50 au canal 90, ce qui correspond en énergie de 40 à 80 keV. Après janvier 2000, suite au changement de source, nous avons sélectionné la plage allant du canal 46 au canal 86, soit

en énergie 41 à 81 keV. À partir de mars 2001, nous avons changé la carte d'acquisition de spectre (PCAP) et il n'a pas été possible d'utiliser les paramètres de réglage précédemment sélectionnés (gains différents). Nous avons choisi la plage allant du canal 33 au canal 74, soit en énergie 30 à 66 keV.

Pour le césium : avant janvier 2000, nous avons pris une fenêtre qui s'étale du canal 600 au canal 800, ce qui correspond en énergie de 568 à 760 keV. Après janvier 2000, nous avons sélectionné la plage allant du canal 565 au canal 765, soit en énergie 561 à 762 keV. À partir de mars 2001, nous avons sélectionné la plage allant du canal 630 au canal 878, soit en énergie 547 à 762 keV

Date	Correction
Mai 1998	$\tau_{50-90} = 6.10^{-9}\tau_{600-800}^3 - 5.10^{-6}\tau_{600-800}^2 + 0,1437\tau_{600-800} + 0,0836$
Avril 1999	$\tau_{50-90} = 8.10^{-9}\tau_{600-800}^3 - 3.10^{-6}\tau_{600-800}^2 + 0,1496\tau_{600-800} + 0,3842$
Janvier 2000	$\tau_{33-74} = 6.10^{-9}\tau_{630-878}^3 - 3.10^{-6}\tau_{565-765}^2 + 0,1502\tau_{565-765} - 0,1336$
Mars 2001 ^κ	$\tau_{46-86} = 2.10^{-9}\tau_{565-765}^3 - 5.10^{-6}\tau_{565-765}^2 + 0,1274\tau_{565-765} - 0,4098$

κ Changement de carte

TAB. II.4 – Corrélations utilisées pour la correction Compton; évolution au cours du temps.

Tous les comptages américium utilisés et cités par la suite (N_0^{Am} , N^{Am}) sont bien évidemment des comptages corrigés suivant l'une des régressions précédentes.

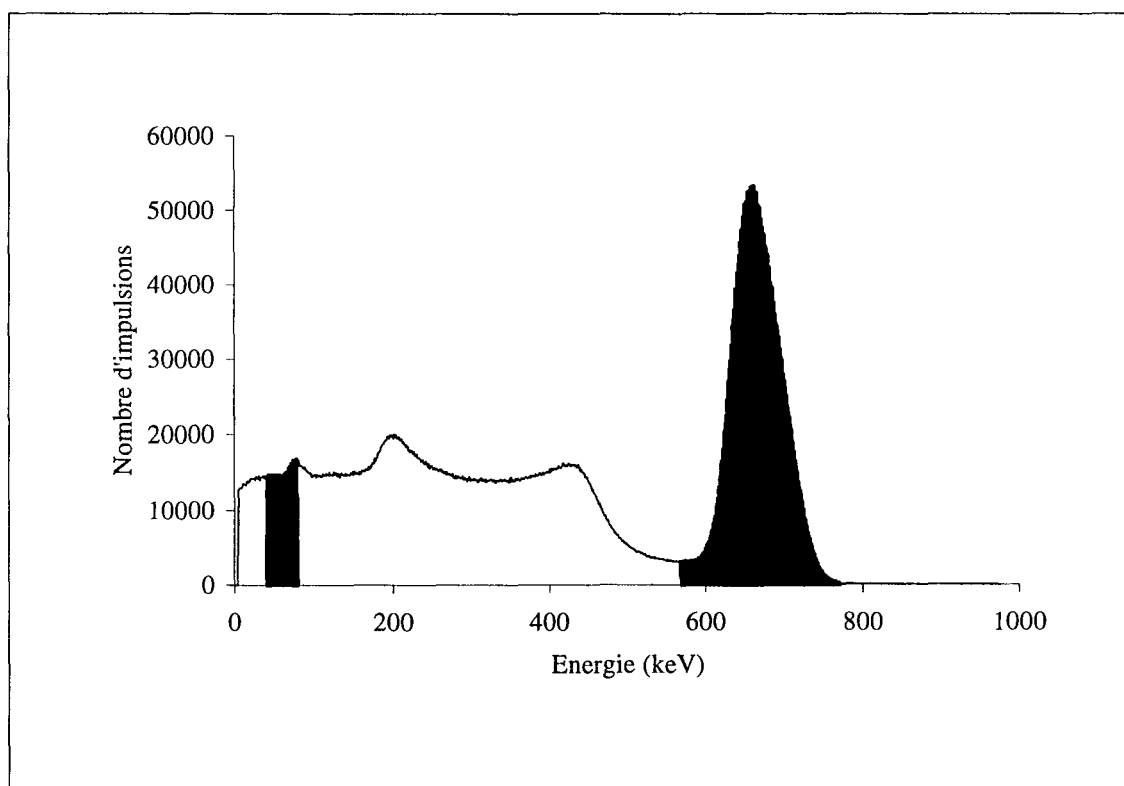


FIG. II.16 – Spectre monosource césium.

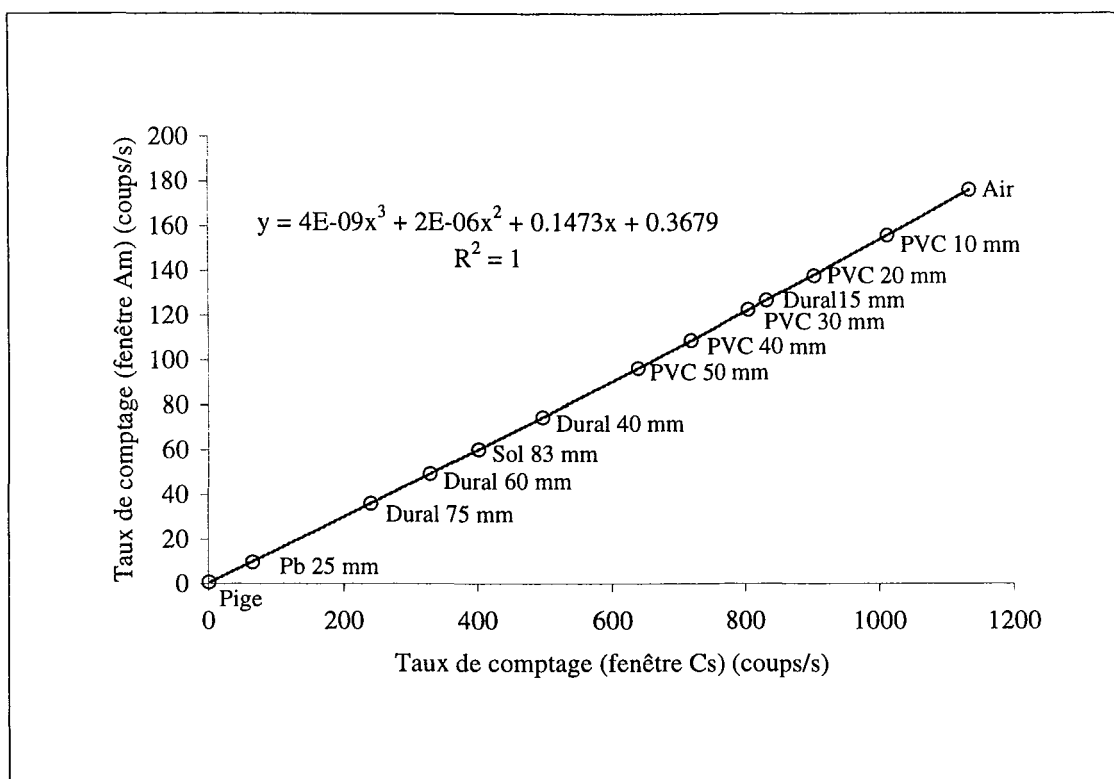


FIG. II.17 – Taux de comptage sur la fenêtre américium en fonction du taux de comptage sur la fenêtre césium, en configuration monosource césium (janvier 1999).

II.3.5 Mesure simultanée de l’humidité et de la densité sèche d’un milieu poreux

Lorsque nous plaçons un échantillon sur le plateau situé entre les sources et le détecteur, nous avons expliqué que le faisceau subissait une atténuation. Comme dans d’autres type de spectroscopies (ultraviolet, infrarouge...), cette atténuation peut être modélisée par une loi de Beer-Lambert.

Dans le cas des milieux poreux, on doit tenir compte de la répartition des différentes phases en présence (solide, liquide, gazeuse). L’atténuation du faisceau γ est décrite par la loi générale :

$$N = N_0 \exp [- (\mu_s \rho_s \theta_s + \mu_w \rho_w \theta_w + \mu_a \rho_a \theta_a) x] \tag{II.2}$$

x est l’épaisseur de l’échantillon traversé par le faisceau γ ; μ_φ correspondent aux coefficients d’absorption massique pour les différentes phases φ (les indices s , w et a caractérisent respectivement les phases solide, liquide, et gazeuse); N_0 correspond au nombre de photons comptabilisés en l’absence de milieu poreux; N correspond au nombre de photons détectés ayant traversé le milieu poreux. Les autres paramètres ont déjà été clairement explicités dans le chapitre I.

L’atténuation due à la phase air étant négligeable au sein du milieu poreux, nous pouvons réécrire l’équation II.2 plus simplement :

$$N = N_0 \exp [- (\mu_s \rho_s \theta_s + \mu_w \rho_w \theta_w) x] \tag{II.3}$$

Pour chacune des sources, il suffit alors d'utiliser directement l'équation précédente deux fois :

$$\begin{cases} N^{Am} = N_0^{Am} \exp [- (\mu_s^{Am} \rho_d + \mu_w^{Am} \rho_w \theta_w) x] & \text{(II.4a)} \\ N^{Cs} = N_0^{Cs} \exp [- (\mu_s^{Cs} \rho_d + \mu_w^{Cs} \rho_w \theta_w) x] & \text{(II.4b)} \end{cases}$$

N_0^{Am} , N_0^{Cs} sont soit déterminés sur le tube en plexiglas® de la cellule d'imbibition (cas des essais contraints radialement), soit à vide (cas des essais libres). Les comptages N^{Am} , N^{Cs} sont effectués sur la colonne avec l'échantillon de sol, l'épaisseur x de la colonne est mesurée à l'aide d'un pied à coulisse. La procédure pour déterminer les différents coefficients d'absorption massique sera explicitée dans la section suivante. Finalement, il ne reste que deux paramètres inconnus ρ_d et θ_w dans le système d'équations. Après calcul, on aboutit au système suivant :

$$\begin{cases} \rho_d = \frac{\mu_w^{Cs} \ln \left(\frac{N_0^{Am}}{N^{Am}} \right) - \mu_w^{Am} \ln \left(\frac{N_0^{Cs}}{N^{Cs}} \right)}{xK} & \text{(II.5a)} \\ \rho_w \theta_w = \frac{\mu_s^{Am} \ln \left(\frac{N_0^{Cs}}{N^{Cs}} \right) - \mu_s^{Cs} \ln \left(\frac{N_0^{Am}}{N^{Am}} \right)}{xK} & \text{(II.5b)} \end{cases}$$

avec $K = \mu_s^{Am} \mu_w^{Cs} - \mu_s^{Cs} \mu_w^{Am}$

Pour que ces relations soient valables, il est bien sûr nécessaire que le produit croisé des coefficients d'absorption massique, noté K , soit différent de 0. Si cette condition est respectée, il apparaît possible de mesurer la masse volumique sèche et la teneur en eau du matériau poreux humide considéré. À titre indicatif, nous avons trouvé des valeurs de K comprises dans l'intervalle $[0,009 ; 0,015]$.

Remarque : dans le cas des essais libres, un micromètre à balayage laser nous donne directement la valeur x des divers diamètres scrutés. Ce sont ces valeurs que nous réinjectons dans les équations précédentes pour accéder à nos paramètres.

Par ailleurs, il est aussi possible d'obtenir indirectement la teneur en eau massique, w , qui n'est autre que le rapport $\frac{\rho_w \theta_w}{\rho_d}$. Comme le fait judicieusement remarquer Barataud [1997], cette écriture permet de s'affranchir de la connaissance de l'épaisseur du milieu traversé.

$$w = \frac{\mu_s^{Am} \ln \left(\frac{N_0^{Cs}}{N^{Cs}} \right) - \mu_s^{Cs} \ln \left(\frac{N_0^{Am}}{N^{Am}} \right)}{\mu_w^{Cs} \ln \left(\frac{N_0^{Am}}{N^{Am}} \right) - \mu_w^{Am} \ln \left(\frac{N_0^{Cs}}{N^{Cs}} \right)} \quad \text{(II.6)}$$

Nous verrons par la suite que cette grandeur sera principalement utilisée (plutôt que θ_w). En effet, nous avons vu dans le paragraphe I.3, que w est le paramètre naturel (avec l'indice d'humidité) qui intervient dans les équations de diffusion des sols gonflants. De

plus, w peut très facilement être comparé avec les mesures faites par pesée (méthode par étuvage).

Remarque : Dans le calcul de ρ_d et de θ_w , nous ne tenons pas compte des effets de la décroissance radioactive entre le début et la fin d'un essai. Pour une expérience dont la durée n'excède pas deux mois, les variations de comptage $\left(\frac{\Delta N}{N}\right)$ sont négligeables de l'ordre de 0,4 % pour le césium, et de 0,03 % pour l'américium.

Précision des mesures

Les valeurs de ces paramètres sont bien sûr données avec une certaine précision, que nous avons essayé d'estimer. L'annexe B présente en détail la procédure utilisée. Il faut retenir que pour ρ_d et θ_w , les incertitudes peuvent être classées en trois catégories : les erreurs expérimentales dues à la nature aléatoire du rayonnement, les incertitudes d'étaonnages (détermination des coefficients d'absorption massique), et enfin les incertitudes de l'expérimentateur (mesure de diamètre au pied à coulisse par exemple) [Angulo, 1989]. Dans le cas de w , cette dernière source d'incertitude n'intervient évidemment pas. En général, nous avons trouvé des incertitudes absolues *au maximum* de 4% pour w et θ_w , de 0,04 g/cm³ pour ρ_d . Cela est en accord avec l'incertitude obtenue par Bridge et Collis-George [1973]. Ce type d'incertitude sera de toute manière re-précisé pour chacun des essais.

II.4 Méthodes de détermination des coefficients d'absorption massique

Dans cette partie, nous allons présenter la méthodologie utilisée pour déterminer la valeur des coefficients d'absorption massique de chacune des sources, pour les phases liquide et solide constituant le milieu poreux. De nombreuses méthodes pour moyennner les mesures vont être proposées, mais seules certaines seront retenues. Des problèmes, en général, passés sous silence dans la littérature vont aussi être exposés. Il est bon de noter que cette étape constitue un préalable indispensable pour pouvoir ensuite étudier la dynamique du transport de l'eau dans n'importe quel milieu poreux.

II.4.1 Cas de l'eau

Les coefficients d'absorption massique de l'eau peuvent être calculés en s'aidant des équations de Beer-Lambert, vues dans le paragraphe II.3.5. En l'absence de sol le système s'écrit :

$$\begin{cases} N^{Am} = N_0^{Am} \exp[-(\mu_s^{Am} \rho_w) x] & \text{(II.7a)} \\ N^{Cs} = N_0^{Cs} \exp[-(\mu_s^{Cs} \rho_w) x] & \text{(II.7b)} \end{cases}$$

Cela permet d'obtenir :

$$\begin{cases} \mu_w^{Am} = \frac{1}{x\rho_w} \ln \left(\frac{N_0^{Am}}{N^{Am}} \right) & \text{(II.8a)} \\ \mu_w^{Cs} = \frac{1}{x\rho_w} \ln \left(\frac{N_0^{Cs}}{N^{Cs}} \right) & \text{(II.8b)} \end{cases}$$

Contrairement à d'autres techniques de mesure d'humidité (micro-onde [Sabburg, 1997]; mesures TDR [Yu *et al.*, 1999]), en gammamétrie, pour des raisons énergétiques, nous ne faisons pas la distinction entre l'eau libre de circuler au sein du milieu poreux et l'eau liée, adsorbée sur les feuillets des particules argileuses. C'est pourquoi, nous supposons que la masse volumique de l'eau, même au sein d'un échantillon de sol, est : $\rho_w = 1 \text{ g/cm}^3$ et que le produit $\rho_w\mu_w$ demeure constant tout au long d'un essai.

Nous avons utilisé des éprouvettes spectroscopiques calibrées d'épaisseurs 2 et 5 cm, que nous avons remplies d'eau et combinées afin d'obtenir successivement des épaisseurs x_i d'eau de 2, 4, 9, 14, et 19 cm entre la source et le détecteur.

Trois manières permettent d'évaluer les coefficients d'absorption massique de l'eau pour nos sources.

a/ Méthode graphique :

On détermine la pente de la droite obtenue en traçant $\ln \left(\frac{N_0}{N} \right)$ en fonction des différentes épaisseurs x d'eau traversées par le faisceau (FIG. II.18). C'est la méthode classiquement retenue dans la littérature.

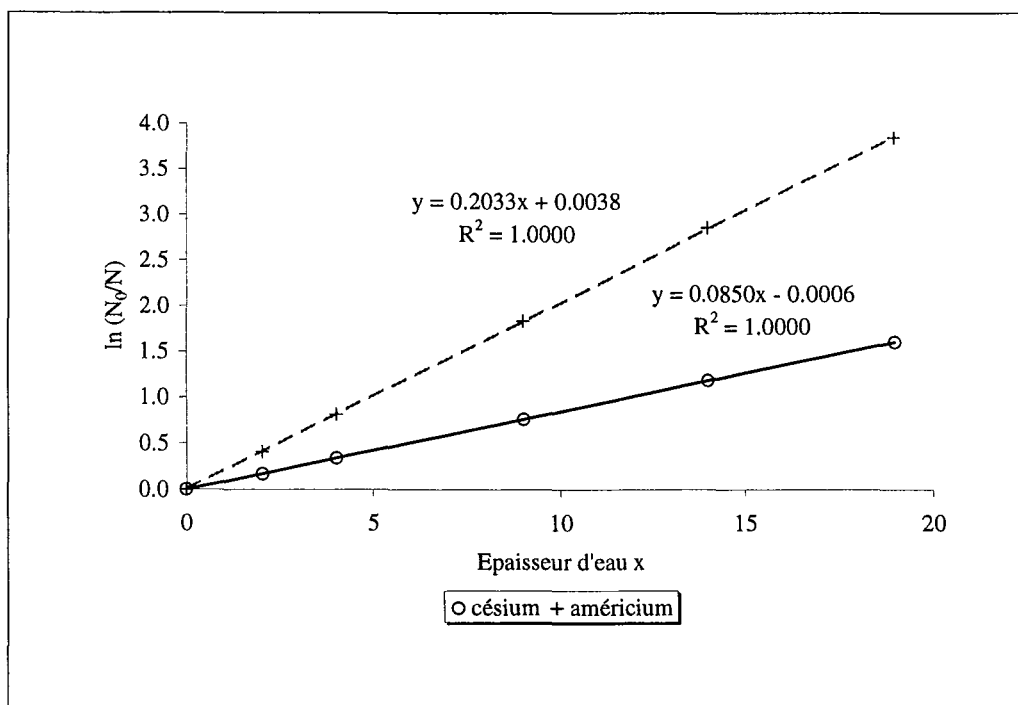


FIG. II.18 - $\ln \left(\frac{N_0}{N} \right)$ en fonction de l'épaisseur d'eau traversée.

b/ Méthode arithmétique :

On calcule (avec $n = 5$)

$$\mu_w = \frac{1}{n\rho_w} \sum_{i=1}^n \frac{1}{x_i} \ln \left(\frac{N_0}{N} \right)_i \quad (\text{II.9})$$

Cette méthode n'est pas correcte car elle donne une même importance à tous les points de mesure. Il est en effet bien connu que la précision des mesures dépend de l'épaisseur traversée. Dans le cas présent, il n'est pas raisonnable de donner pour l'américium le même poids à une mesure faite à 19 cm qu'à une mesure à 4 cm. C'est la raison pour laquelle, on a recouru à une autre méthode dont le principe va être exposé.

c/ Méthode de Gauss-Markov :

Nous avons vu que l'atténuation du faisceau γ par l'eau pouvait être décrite par le modèle théorique de Beer-Lambert :

$$\frac{N_0}{N} = e^{\eta_w x} \quad (\text{II.10})$$

où η_w est le coefficient d'atténuation de l'eau que l'on cherche à déterminer avec le maximum de précision ($\eta_w = \rho_w \mu_w$) ; les autres termes ont déjà été présentés à maintes reprises.

→ **Linéarisation du modèle**

En utilisant la fonction logarithme népérien, il est possible de mettre le modèle précédent sous une forme linéaire (au sens de l'estimation de paramètre) :

$$Y = \ln \left(\frac{N_0}{N} \right) = \eta_w x \quad (\text{II.11})$$

Y est appelé variable expliquée, x variable explicative et η_w vecteur paramètre. Cependant, en pratique, la mesure de Y (notée \hat{Y}) se retrouve toujours entachée d'erreurs (e_Y) et c'est finalement la relation suivante qui est utilisée, à mauvais escient :

$$\hat{Y} = \hat{\eta}_w x \quad (\text{II.12})$$

La figure II.19 permet de présenter le problème de manière schématique. Il s'agit à présent de savoir quelles sont les origines de nos sources d'erreur.

→ **Caractérisation des sources d'erreurs**

Compte tenu de la manière dont sont effectuées les mesures, deux sources d'erreurs apparaissent possibles :

1. erreurs sur la mesure des épaisseurs x_i traversées ;
2. erreurs dues au fait que les émissions de photons γ présentent un caractère aléatoire. Les nombres de photons N et N_0 sont détectés avec un certain bruit de mesure (ε et ε_0). C'est donc \hat{N} et \hat{N}_0 qui vont être expérimentalement mesurés.

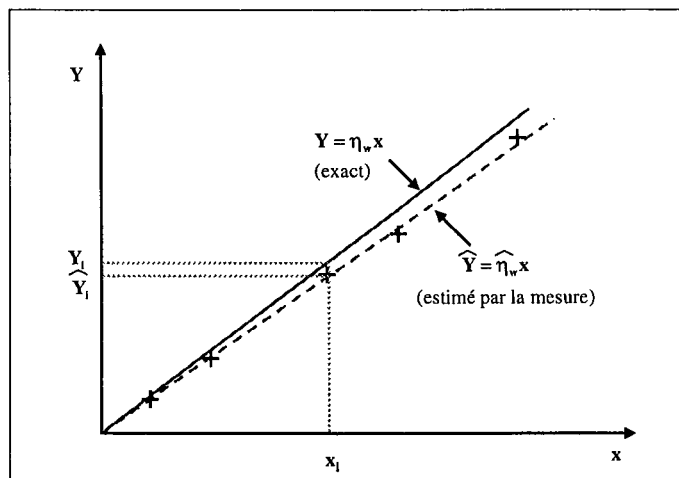


FIG. II.19 – Schématisation du problème d'estimation de paramètre.

On négligera la première source d'erreur car on a utilisé des éprouvettes spectroscopiques, dont les épaisseurs sont parfaitement connues. Seule la deuxième source d'erreurs va donc être prise en compte. Nous avons :

$$\hat{N} = N + \varepsilon \quad \text{et} \quad \hat{N}_0 = N_0 + \varepsilon_0 \quad (\text{II.13})$$

Le rapport des deux nous donne :

$$\left(\frac{\hat{N}_0}{\hat{N}} \right) = \left(\frac{N_0 + \varepsilon_0}{N + \varepsilon} \right) = \left(\frac{N_0}{N} \right) \frac{\left(1 + \frac{\varepsilon_0}{N_0} \right)}{\left(1 + \frac{\varepsilon}{N} \right)} \quad (\text{II.14})$$

En supposant les temps de mesure suffisamment longs pour que $\varepsilon_0 \ll N_0$ et $\varepsilon \ll N$, les développements limités suivants sont alors autorisés :

$$\left(\frac{\hat{N}_0}{\hat{N}} \right) \simeq \left(\frac{N_0}{N} \right) \left(1 + \frac{\varepsilon_0}{N_0} \right) \left(1 - \frac{\varepsilon}{N} \right) \quad (\text{II.15})$$

$$\simeq \left(\frac{N_0}{N} \right) \left(1 + \frac{\varepsilon_0}{N_0} - \frac{\varepsilon}{N} \right) \quad (\text{II.16})$$

$$\simeq \left(\frac{N_0}{N} \right) (1 + \mathcal{I}) \quad (\text{II.17})$$

où $\mathcal{I} = \frac{\varepsilon_0}{N_0} - \frac{\varepsilon}{N} \ll 1$

La mesure \hat{Y} de Y s'écrit donc :

$$\hat{Y} = \ln \left(\frac{\hat{N}_0}{\hat{N}} \right) \simeq \ln \left(\frac{N_0}{N} (1 + \mathcal{I}) \right) \simeq \ln \left(\frac{N_0}{N} \right) + \mathcal{I} \quad (\text{II.18})$$

ou de manière plus conviviale :

$$\boxed{\hat{Y} = Y + e_Y} \quad (\text{II.19})$$

Cette expression nous indique clairement que les bruits de mesure sont additifs.

→ **Détermination de la matrice de sensibilité, X, de Y à x**

Elle est définie en calculant la dérivée :

$$\frac{\partial Y}{\partial \eta_w} = x \tag{II.20}$$

Dans notre problème, la matrice de sensibilité se réduit à un simple vecteur, car un seul paramètre doit être estimé. Voici sa transposée :

$$X^t = [x_1 \ x_2 \ x_3 \ x_4 \ x_5] \tag{II.21}$$

→ **Matrice de variance/covariance**

Le nombre de photons détectés au cours des expériences peut être considéré comme une variable aléatoire, qui suit une loi de Poisson. \hat{N} est donc caractérisé par une valeur moyenne théorique N affecté d'un écart-type $\sigma_N = \varepsilon = \sqrt{N}$. On arrive donc à caractériser la variance $\sigma_{e_Y}^2$ qui affecte la mesure \hat{Y} de Y :

$$\sigma_{e_Y}^2 = \frac{\sigma_{N_0}^2}{N_0} + \frac{\sigma_N^2}{N} = \frac{1}{N_0} + \frac{1}{N} \tag{II.22}$$

La matrice de variance/covariance sur le bruit de mesure se calcule à l'aide de la relation $cov(e_Y) = \sigma_{e_Y}^2 I_5$, où I_5 est une matrice identité possédant 5 lignes et 5 colonnes. On a ainsi :

$$cov(e_Y) = \sigma_{e_Y}^2 I_5 = \begin{pmatrix} \frac{1}{N_1} + \frac{1}{N_0} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{N_2} + \frac{1}{N_0} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{N_3} + \frac{1}{N_0} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{1}{N_4} + \frac{1}{N_0} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{N_5} + \frac{1}{N_0} \end{pmatrix} \tag{II.23}$$

ce qui peut aussi s'écrire d'une manière plus explicite :

$$cov(e_Y) = \frac{1}{N_0} \begin{pmatrix} 1 + e^{(\eta_w x_1)} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 + e^{(\eta_w x_2)} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 + e^{(\eta_w x_3)} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 + e^{(\eta_w x_4)} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 + e^{(\eta_w x_5)} \end{pmatrix} \tag{II.24}$$

→ **Théorème de Gauss-Markov**

Si les erreurs de mesure sont additives ($\hat{Y} = Y + e_Y$), le modèle linéaire ($Y = \eta_w X$), si $E(e_Y) = 0$ (le bruit est aléatoire) et si la matrice de variance-covariance du bruit est connue à une constante multiplicative près (pour nous $\frac{1}{N_0}$), parmi tous les estimateurs

sans biais de η_w dont la composante $\widehat{\eta}_w$ est une combinaison linéaire des mesures \widehat{Y}_i , celui qui donne la variance minimum à $\widehat{\eta}_w$ s'écrit :

$$\widehat{\eta}_w = [X^t (\text{cov}(e_Y))^{-1} X]^{-1} X^t (\text{cov}(e_Y))^{-1} \widehat{Y} \quad (\text{II.25})$$

Il est aussi appelé estimateur du maximum de vraisemblance. Cela donne concrètement :

$$\widehat{\eta}_w = \frac{1}{\sum_{i=1}^n \frac{x_i^2}{1 + e^{\eta_w x_i}}} \sum_{i=1}^n \frac{x_i \widehat{Y}_i}{1 + e^{\eta_w x_i}}. \quad (\text{II.26})$$

$$\widehat{\eta}_w = \frac{1}{\sum_{i=1}^n \frac{x_i^2}{1 + e^{\eta_w x_i}}} \sum_{i=1}^n \frac{x_i \ln \left(\frac{\widehat{N}_0}{\widehat{N}_i} \right)}{1 + e^{\eta_w x_i}} \quad (\text{II.27})$$

À l'aide d'une méthode itérative, nous parvenons sans difficulté à minimiser l'écart entre l'estimateur de Gauss-Markov, noté $\widehat{\eta}_w$ et le coefficient d'absorption massique recherché η_w [Rolland, 1998; Tabani, 1999]. Cela nous permet ensuite d'accéder à la valeur du coefficient d'absorption massique à retenir ($\eta_w = \rho_w \mu_w$ avec $\rho_w = 1 \text{ g/cm}^3$).

Les différents résultats ont été réunis dans un tableau récapitulatif (TAB. II.5). Il est à noter que seuls les résultats obtenus par la méthode de Gauss-Markov ont été retenus. En effet, elle apparaît comme la méthode la plus précise, car elle tient compte de la nature aléatoire du signal et permet surtout de donner un poids à chaque point de mesure, ce qui n'est pas le cas des deux autres méthodes. Les valeurs déterminées correspondent assez bien à celles données par la littérature (0,2036 & 0,0858 pour Gardner *et al.* [1972]; 0,2107 & 0,0872 pour Ayorinde [1983]; 0,2042 & 0,0820 pour Barataud [1997]...)

	μ_w^{Am} (cm ² /g)	μ_w^{Cs} (cm ² /g)
Méthode graphique	0,2033	0,0850
Méthode arithmétique	0,2039 ± 0,0006	0,0848 ± 0,0005
Méthode de Gauss-Markov	0,2040 ± 0,0003	0,0850 ± 0,0001

TAB. II.5 – Valeurs des coefficients d'absorption massique trouvées suivant les trois méthodes

Remarque : Compte tenu du graphique II.18, il peut paraître complètement exagéré d'en arriver à user de la méthode de Gauss-Markov. Cependant, la connaissance des coefficients de l'eau est tellement déterminante pour la suite, que nous avons souhaité utiliser a priori le meilleur jeu de paramètres.

II.4.2 Cas du sol

Le protocole utilisé dans le cas de l'eau n'est malheureusement pas envisageable pour déterminer les coefficients intrinsèques aux sols. En effet, quand elle est à l'état de

poudre sèche, la phase solide s'avère suffisamment hygroscopique, pour rendre contestable toute mesure⁸. Barataud [1997] déconseille d'ailleurs de déterminer les coefficients sur des poudres. Après quelques essais sur la bentonite, le limon et le mélange bentonite-limon à l'état de poudre, nous étions arrivés aux mêmes conclusions [Rolland, 1998]. Nous avons donc adopté une autre méthodologie pour les sols, consistant à calculer les coefficients sur les éprouvettes de sol compacté avant imbibition, puis à vérifier les valeurs obtenues à l'arrêt de l'essai.

Avant imbibition

Nous avons vu au paragraphe II.1 qu'avant d'effectuer un essai d'imbibition sur l'éprouvette de sol, nous avons accès par pesée à deux informations fondamentales : la teneur en eau massique $\langle w^{ini} \rangle$ et la masse volumique sèche $\langle \rho_d^{ini} \rangle$. Connaissant cela, il est possible de déterminer les coefficients d'absorption massique du sol, à partir d'un profil gammamétrique fin. Les relations II.28 sont alors utilisées.

$$\left\{ \begin{array}{l} \mu_s^{Am} = \frac{1}{x \langle \rho_d^{ini} \rangle} \frac{1}{I} \sum_{i=1}^I \left[\ln \left(\frac{N_0^{Am}}{N^{Am}} \right)_i \right] - \mu_w^{Am} \langle w^{ini} \rangle \\ \mu_s^{Cs} = \frac{1}{x \langle \rho_d^{ini} \rangle} \frac{1}{I} \sum_{i=1}^I \left[\ln \left(\frac{N_0^{Cs}}{N^{Cs}} \right)_i \right] - \mu_w^{Cs} \langle w^{ini} \rangle \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} \text{(II.28a)} \\ \text{(II.28b)} \end{array}$$

- I est le nombre de points scrutés du profil (en général égal au rapport de la hauteur de l'échantillon sur le diamètre du faisceau)
- i correspond au rang du point scruté.
- N_0^* est le nombre de photons détectés sur la colonne en plexiglas[®] à vide au point i pour la source considérée, pendant un temps t donné.
- N^* est le nombre de photons comptabilisés sur la colonne pleine de sol au point i selon la source considérée, pendant un temps t donné.
- x représente le diamètre interne du tube de la cellule œdométrique (soit 6 cm).

La masse volumique sèche avant imbibition est calculée ainsi :

$$\langle \rho_d^{ini} \rangle = \frac{m_h^{ini}}{(1 + \langle w^{ini} \rangle) \cdot V_t} \quad \text{(II.29)}$$

où m_h^{ini} représente la masse globale de l'éprouvette avant imbibition, V_t est le volume total de l'éprouvette de sol, il est calculé à partir de la hauteur h_{ini} et du diamètre initial de l'éprouvette .

Dans le cas de l'essai libre, les formules utilisées sont légèrement différentes, car le micromètre à balayage laser nous donne la valeur du diamètre scruté par gammamétrie ($x(i)$), à la hauteur i . On a :

$$\left\{ \begin{array}{l} \mu_s^{Am} = \frac{1}{\langle \rho_d^{ini} \rangle} \frac{1}{I} \sum_{i=1}^I \left[\frac{1}{x(i)} \ln \left(\frac{N_0^{Am}}{N^{Am}} \right)_i \right] - \mu_w^{Am} \langle w^{ini} \rangle \\ \mu_s^{Cs} = \frac{1}{\langle \rho_d^{ini} \rangle} \frac{1}{I} \sum_{i=1}^I \left[\frac{1}{x(i)} \ln \left(\frac{N_0^{Cs}}{N^{Cs}} \right)_i \right] - \mu_w^{Cs} \langle w^{ini} \rangle \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} \text{(II.30a)} \\ \text{(II.30b)} \end{array}$$

⁸La bentonite utilisée dans tous les essais possède déjà une teneur en eau résiduelle d'environ 10 %.

Après imbibition

Après imbibition, l'éprouvette est mesurée (hauteur h_f), pesée puis découpée en plusieurs tronçons (j). Ceux-ci sont pesés, repérés suivant leur hauteur, puis placés dans une étuve à 105 ° C pendant 48 h. Les valeurs des teneurs en eau massiques $w^{fin}(j)$ ainsi déterminées sont ensuite comparées, hauteur par hauteur, à celles obtenues par gammamétrie. Quel que soit le résultat, les valeurs des coefficients sont toujours recalculées en s'aidant des formules suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \mu_s^{Am} = \frac{1}{x < \rho_d^{fin} >} \frac{1}{I} \sum_{i=1}^I \left[\ln \left(\frac{N_0^{Am}}{N^{Am}} \right)_i \right] - \mu_w^{Am} < w^{fin} > \\ \mu_s^{Cs} = \frac{1}{x < \rho_d^{fin} >} \frac{1}{I} \left[\sum_{i=1}^I \ln \left(\frac{N_0^{Cs}}{N^{Cs}} \right)_i \right] - \mu_w^{Cs} < w^{fin} > \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} \text{(II.31a)} \\ \text{(II.31b)} \end{array}$$

$$\text{Avec } < w^{fin} > = \frac{1}{J} \sum_j w^{fin}(j) \quad \text{(II.32)}$$

Connaissant la masse m_h^{fin} et la hauteur h_{fin} de l'éprouvette après l'imbibition, la masse volumique sèche finale $< \rho_d^{fin} >$ est définie ainsi :

$$< \rho_d^{fin} > = \frac{m_h^{fin}}{(1 + < w^{fin} >) \cdot V_t} \quad \text{(II.33)}$$

Dans le cas de l'essai libre, le volume total est décrit par l'équation :

$$V_t = h_{fin} \frac{\pi}{I} \sum_i \frac{x(i)^2}{4} \quad \text{(II.34)}$$

On résume dans le tableau II.6 les différentes valeurs moyennes utilisées dans le calcul des coefficients d'absorption massique.

Nom de l'essai	h_{fin} (mm)	\varnothing_{fin} (mm)	$< \rho_d^{fin} >$ (g/cm ³)	$< w^{fin} >$
LSP	169	52,5	1,21	42,1%
LDP	128	53,9	1,19	48,1%
ODP1	89,0	60,0	1,34	40,0%
VCDP2	80,6	60,0	1,52	30,8%
VCDP1	80,6	60,0	1,50	33,3%
OSP	142	60,0

TAB. II.6 – Valeurs finales obtenues sur les différents essais

Calcul d'incertitude

Conformément au calcul présenté dans l'annexe B, les valeurs des coefficients d'absorption massique du sol sont données à $\pm 0,002 \text{ cm}^2/\text{g}$ pour l'américium et à $\pm 0,0006 \text{ cm}^2/\text{g}$ pour le césium.

Comparaison

Dans tout ce travail, nous avons étudié des éprouvettes de sol homogènes, en conservant les mêmes proportions bentonite-limon (60 – 40 %), et des teneurs en eau massiques comparables (entre 15 et 25 %). Pour toutes ces éprouvettes, nous avons appliqué les procédures précédemment décrites afin de déterminer les coefficients d'absorption du sol.

Le tableau II.7 récapitule les valeurs des coefficients déterminés sur les profils avant imbibition pour chacune des sources. Il est aussi d'usage de calculer le ratio r qui n'est autre que le rapport des coefficients d'absorption massique issus des deux sources $\left(r = \frac{\mu_s^{Am}}{\mu_s^{Cs}} \right)$. En théorie, pour un même matériau, ce rapport doit être constant. Le calcul du produit croisé des coefficients d'absorption massique, noté K , apparaît aussi sur le tableau.

Nom des essais	LSP	LDP	ODP1	VCDP2	OSP	VCDP1
μ_s^{Am} (cm ² /g)	0,355	0,318	0,325	0,326	0,319	0,330
μ_s^{Cs} (cm ² /g)	0,0825	0,0693	0,0833	0,0780	0,0769	0,0866
r	4,30	4,58	3,91	4,18	4,15	3,80
K (cm ⁴ /g ²)	0,0133	0,0129	0,0107	0,0118	0,0114	0,0103

TAB. II.7 – Coefficients d'absorption massique recalculés pour différentes éprouvettes avant imbibition.

Après imbibition, nous avons repris les équations du système II.31, en y injectant les valeurs obtenues par pesée. Le tableau II.8 résume les différents résultats :

Nom des essais	LSP	LDP	ODP1	VCDP2	OSP	VCDP1
μ_s^{Am} (cm ² /g)	0,344	0,311	0,322	0,319
μ_s^{Cs} (cm ² /g)	0,0822	0,0661	0,0832	0,0773
r	4,19	4,70	3,88	4,13
K (cm ⁴ /g ²)	0,0125	0,0129	0,0111	0,0114

TAB. II.8 – Coefficients d'absorption massique pour les mêmes éprouvettes réalisées après imbibition.

Étudions d'abord le premier tableau. Nous remarquons de prime abord, que les couples de coefficients obtenus ne sont pas jamais identiques d'une éprouvette à une autre, malgré le fait que certaines de ces éprouvettes aient quasiment la même masse volumique et la même teneur en eau (cas des essais LDP, ODP1, VCDP1 & VCDP2). Nous notons, de plus, que la comparaison des différents ratios r nous fournit elle-aussi des valeurs plutôt hétérogènes, ce qui nous laisse songeurs. Le deuxième tableau amène tout à fait les mêmes constatations. En observant les valeurs du déterminant K , il semblerait qu'il y ait une différence assez nette entre les mesures faites lors d'un essai libre et lors d'un essai confiné : le tube en plexiglas® qui nous sert de référence, semble jouer un rôle perturbateur.

Si nous comparons maintenant colonne par colonne les deux tableaux, nous remarquons que les couples de coefficients recalculés à la fin des essais ont systématiquement des valeurs plus faibles. K et r varient peu.

Afin d'illustrer la problématique de manière plus explicite, nous présentons à la figure II.20, les profils initial et final en terme de teneur en eau massique w (%), obtenus

sur une éprouvette du sol argileux étudié (essai LDP). À la fin de l'expérience, nous voyons sans difficulté que les données gammamétriques sont sous-estimées par rapport à ce qu'elles devraient être dans la réalité (profil par pesées).

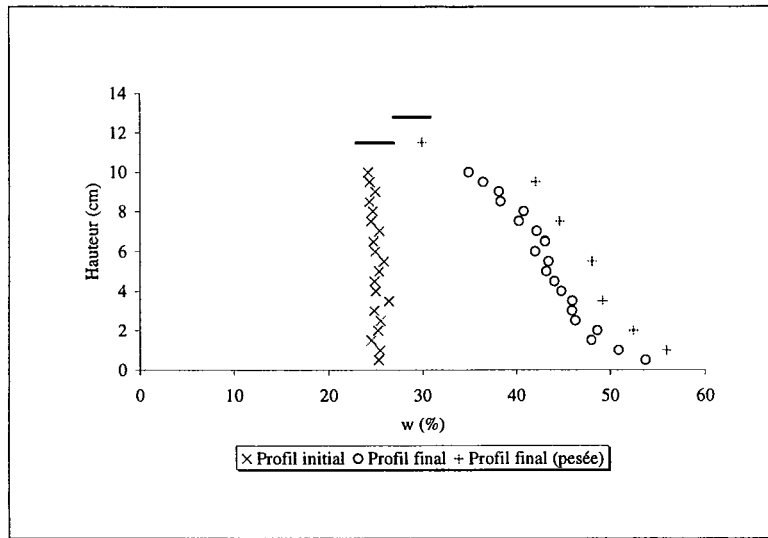


FIG. II.20 – Profils initial et final de la teneur en eau massique $w(\%)$ pour l'essai LDP.

Nous avons donc recalculé les coefficients d'absorption massique à l'aide du système d'équation II.31, afin que ces deux profils se superposent (FIG. II.21). Ces coefficients ont aussi été réinjectés sur le profil initial. Ce dernier se retrouve alors décalé vers des teneurs en eau plus fortes d'environ 3 – 4% (écart correspondant à la valeur nécessaire pour la superposition des profils finaux gammamétrique et pondéral).

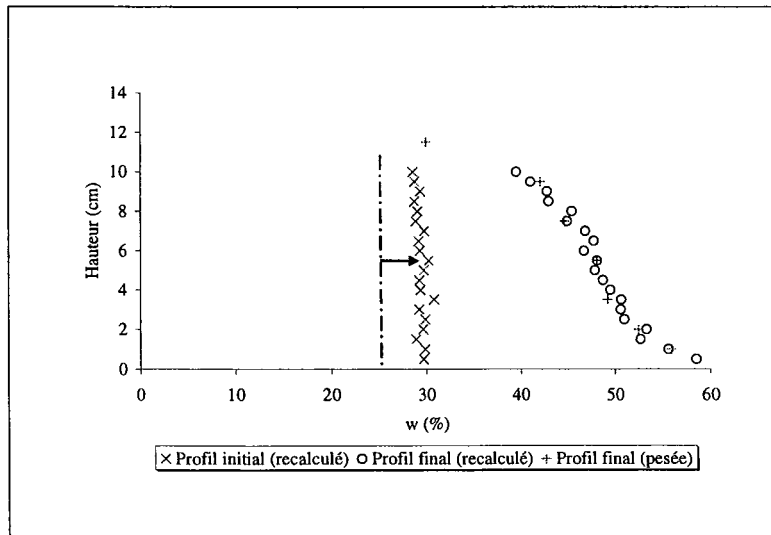


FIG. II.21 – Profils recalculés initial et final de la teneur en eau massique $w(\%)$ pour l'essai LDP.

Cette observation a pu être faite pour tous les essais, nous sommes donc en présence d'un sérieux dilemme : le profil gammamétrique initial est exact ($\langle w^{ini} \rangle$ et $\langle \rho_d^{ini} \rangle$ sont

parfaitement connus) et le profil gammamétrique recalculé au final est correct ($\langle w^{fin} \rangle$ et $\langle \rho_d^{fin} \rangle$ sont parfaitement connus). Nous émettons deux hypothèses pouvant expliquer le problème :

1. les coefficients d'absorption massique ne sont pas connus avec assez de précision. Il est vrai qu'ils sont déterminés de manière indirecte et qu'un certain nombre de données entrent en jeu (pesée, fluctuations gammamétriques, temps de comptage, étalonnage...).
2. les coefficients d'absorption massique de l'eau ne sont pas parfaitement connus (ce qui signifie que ceux de la phase solide ne le sont pas non plus).

La seconde hypothèse paraît envisageable. En effet, l'eau distillée, dépourvue d'ions à l'entrée de la cellule d'imbibition, va se charger progressivement en pénétrant dans le sol argileux. Au cours de l'humidification, elle est susceptible de dissoudre une partie des ions encore présents sous forme de sels (Ca^{2+}), et de venir hydrater les différents espaces poreux, où la présence de cations et d'anions est importante (*cf.* chapitre I, page 14). Des écarts faibles entre les mesures gammamétriques et les valeurs réelles seront observés si le milieu est très humide initialement ou bien si une grande quantité d'eau s'infiltré au cours de l'essai, car les coefficients d'absorption de l'eau chargée deviendront alors très proches de ceux de l'eau libre (faible concentration en ions). En revanche, des écarts un peu plus conséquents pourront être observés lorsque le sol est peu humide ou lorsque très peu d'eau pénètre dans le matériau (forte concentration en ions).

Une détermination des coefficients d'atténuation d'une solution de chlorure de calcium ($CaCl_2$) de concentration 5.10^{-2} mol/l a d'ailleurs été effectuée, et les valeurs obtenues sont légèrement différentes de celles de l'eau distillée ($\eta_{CaCl_2}^{Am} = 0,2066 \text{ cm}^{-1}$ et $\eta_{CaCl_2}^{Cs} = 0,0855 \text{ cm}^{-1}$).

En plus de ces problèmes, nous ne savons pas si l'eau liée aux surfaces argileuses (*cf.* chapitre I) atténue le faisceau gamma de la même manière que l'eau libre.

Finalement, il est difficile d'évaluer exactement quelle est l'influence de chacune de ces hypothèses sur la valeur des grandeurs étudiées. Sans correction, les écarts entre ces dernières et la réalité ne sont en général guère supérieurs à l'incertitude de mesure. Aussi, dans le chapitre III, aucune correction ne sera imposée, à l'exception de l'essai à volume constant (*cf.* § III.1, page 114).

Le paragraphe suivant va permettre de tester la sensibilité du système d'équations utilisé pour déterminer les valeurs ρ_d et w (%).

Test de sensibilité

En faisant varier les coefficients d'absorption massique de la phase solide de $\pm 1\%$ de leur valeur, nous avons obtenu :

Le tableau II.9 montre bien que si l'on fait varier les coefficients d'absorption massique de 1% dans le même sens (colonne 1 et 4), les différences sont minimales (moins de 2% d'écart relatif sur ρ_d et w). En revanche, si on les fait varier en sens contraire, les écarts sont conséquents.

Cela explique peut-être pourquoi, dans les deux tableaux précédents, nous observions pour un même essai que les couples de coefficients d'absorption massique recalculés variaient dans le même sens.

	$\mu_s^{Am} = 0,3254$	$1,01 \cdot \mu_s^{Am}$	$1,01 \cdot \mu_s^{Am}$	$0,99 \cdot \mu_s^{Am}$	$0,99 \cdot \mu_s^{Am}$
	$\mu_s^{Cs} = 0,0833$	$1,01 \cdot \mu_s^{Cs}$	$0,99 \cdot \mu_s^{Cs}$	$1,01 \cdot \mu_s^{Cs}$	$0,99 \cdot \mu_s^{Cs}$
ρ_d (g/cm ³)	1,50	1,49	1,44	1,57	1,52
w (%)	25,1	25,3	31,2	18,9	24,8

TAB. II.9 – Étude de sensibilité aux coefficients d'absorption massique de la phase solide (essai ODP1).

II.4.3 Conclusion

Cette partie consacrée à la détermination des coefficients d'absorption massique est une étape cruciale pour réaliser de bonnes mesures en gammamétrie. La détermination des coefficients de l'eau a permis de constater que plusieurs méthodes étaient envisageables mais une seule d'entre elles permet de tenir compte des problèmes liés au bruit de mesure et de pondérer convenablement les mesures.

Une procédure a ensuite été présentée pour calculer les coefficients du sol. Elle consiste à utiliser un profil initial et à valider par la suite cette détermination sur le profil final. Nous avons vu que cette procédure peut conduire à des résultats incompatibles dans le cas des sols argileux. Cela peut être liée à un manque de précision de nos coefficients, ou bien au fait que les propriétés d'atténuation de l'eau au sein du sol ne soient pas tout à fait les mêmes que celles de l'eau libre. Cependant, les écarts entre les mesures gammamétriques et la réalité ne devraient pas dépasser l'incertitude de mesure, c'est donc cette méthode qui sera utilisée dans le chapitre III.

Il sera peut-être bon en perspective de ce travail de thèse de réfléchir à une méthode d'étalonnage différente, peut-être en contrôlant mieux la salinité de la solution d'imbibition, ou bien en ayant une meilleure connaissance des propriétés d'atténuation de l'eau au sein du sol argileux.

II.5 Technique d'identification des propriétés hydrauliques d'un sol gonflant

Sur le plan des applications *in situ*, les profils obtenus par gammamétrie ne sont intéressants pour le physicien du sol, que s'ils permettent de caractériser le matériau en terme de diffusivité ou de conductivité hydraulique. Nous allons voir dans cette partie, une technique utilisable pour pouvoir accéder à ces informations. Celle-ci présente cependant des défauts que nous évoquerons par la suite.

II.5.1 Mise en équation du problème

Nous avons vu au paragraphe I.3, comment s'écrivait l'équation de transfert d'eau au sein du milieu poreux gonflant. Nous rappelons ici la formulation établie par Philip [1968], Smiles et Rosenthal [1968], en terme de diffusivité matérielle :

$$\frac{\partial w}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial m} \left(D_m(w) \frac{\partial w}{\partial m} \right) = 0 \quad (\text{II.35})$$

Elle suppose que les transferts, unidirectionnels axiaux, sont purement diffusifs (le rôle de la gravité est négligé).

Dans le cas d'une imbibition d'eau par le bas, celle-ci est couplée aux conditions aux limites et initiale suivantes (conditions de Dirichlet) :

$$\begin{cases} w = w_{sat} & \text{pour } m = 0 \text{ et } t \geq 0 \\ w = w_{ini} & \text{pour } m \rightarrow \infty \text{ et } t \geq 0 \\ w = w_{ini} & \text{pour } m > 0 \text{ et } t = 0 \end{cases}$$

Si on lui applique une transformation de type Boltzmann avec $\xi_m = \frac{m}{\sqrt{t}}$, l'équation II.35 devient une équation différentielle totale du second ordre :

$$\frac{d^2w}{d\xi_m^2} = -\frac{1}{D_m(w)} \left[\frac{1}{2}\xi_m \frac{dw}{d\xi} + \frac{dD_m(w)}{dw} \left(\frac{dw}{d\xi_m} \right)^2 \right] \quad (\text{II.36})$$

avec les conditions aux limites suivantes :

$$\begin{cases} w = w_{sat} & \text{pour } \xi_m = 0 \\ w = w_{ini} & \text{pour } \xi_m \rightarrow \infty \end{cases}$$

Le milieu est supposé semi-infini c'est-à-dire que le front d'humidification n'atteint pas la limite supérieure de l'éprouvette. La validation du modèle sera faite **en pratique** en traçant les évolutions de la teneur en eau massique en fonction de la variable de Boltzmann et en vérifiant que les courbes se superposent en un profil unique.

II.5.2 Calcul de la coordonnée matérielle : m

Bien qu'étant une technique parfaitement eulérienne, les données fournies par la gammamétrie double-source peuvent être traitées selon l'approche lagrangienne. Il faut pour cela calculer la coordonnée matérielle m , qui est liée au repère eulérien par la relation : $dm = \frac{\rho_d(z, t)}{\rho_s} dz$. Concrètement, il est nécessaire d'intégrer cette relation de la manière suivante, à la côte z_0 :

$$m(z_0, t) = \int_0^{z_0} \frac{\rho_d(z, t)}{\rho_s} dz = \int_0^{z_0} \theta_s(z, t) dz \quad (\text{II.37})$$

Afin de l'estimer, on considère que le temps Δt pris pour réaliser le profil complet de l'éprouvette de sol, est suffisamment court pour admettre que $\rho_d(z, t) = \rho_d(z, t + \Delta t)$. Cette hypothèse est acceptable pour le mélange gonflant que nous utilisons, au sein duquel les phénomènes d'humidification et de gonflement sont très lents. Elle peut parfois être remise en cause au tout début de l'imbibition et en bas de l'éprouvette de sol, si Δt a été choisi trop grand vis-à-vis des variations spatiales. L'intégrale a été calculée numériquement sur les profils expérimentaux en θ_s à l'aide de la méthode cumulative des trapèzes fournie par le logiciel Matlab.

II.5.3 Méthode inverse [Barataud *et al.*, 1996]

En supposant un modèle explicite de diffusivité matérielle, il devient alors possible d'exprimer la dérivée de la diffusivité par rapport à la teneur en eau qui apparaît dans l'équation II.36. Le système est alors résolu par un algorithme classique de Runge-Kutta d'ordre quatre. Cet algorithme est couplé à une méthode du tir de façon à remplacer la condition de teneur en eau imposée au sommet de l'éprouvette ($\xi_m \rightarrow \infty$) par une condition en terme de pente au bas de l'éprouvette ($\xi_m \rightarrow 0$), condition nécessaire pour l'application de cet algorithme. Une estimation correcte des paramètres du modèle de diffusivité choisi est obtenue en minimisant l'écart quadratique entre les valeurs de teneurs en eau simulées w_{sim} et les valeurs des teneurs en eau expérimentales w_{exp} (méthodes des moindres carrés). La fonction objectif retenue s'exprime donc ainsi :

$$f(w_{sim}, w_{exp}) = \sum_{k \text{ mesures}} (w_{sim} - w_{exp})^2$$

qui est minimisée selon un algorithme du simplex [Press *et al.*, 1986].

Valeurs imposées

Dans notre programme, les paramètres du modèle explicite de diffusivité et la pente de la courbe de Boltzmann en $\xi_m = 0$ sont identifiés. En revanche, nous imposons la valeur des teneurs en eau pour $\xi_m \rightarrow \infty$ et $\xi_m = 0$ dans le programme. Pour $\xi_m \rightarrow \infty$, w est fixée par rapport aux valeurs expérimentales observées avant de lancer l'imbibition ($\sim \langle w^{ini} \rangle$), elle sera notée $w_{\xi_m \rightarrow \infty}$. La valeur de la teneur en eau pour $\xi_m = 0$, $w_{\xi_m = 0}$, est évaluée en prolongeant *de visu* les courbes de Boltzmann expérimentales, et éventuellement réajustée pour qu'elle corresponde au mieux aux données expérimentales. La pertinence des valeurs imposées est appréciée en superposant sur les représentations $w = f(\xi_m)$ et $w = f(t)$, les courbes simulées et les courbes expérimentales.

Validation sur des données fournies par la littérature

Dans son étude sur les sols forestiers, Barataud [1997] a fait l'hypothèse que ses carottes de sol gonflaient plus radialement qu'axialement. Cela lui a permis de s'affranchir du calcul de la coordonnée matérielle, puisque le problème du transfert axial de l'eau devenait alors comparable à celui d'un sol non déformable (*cf.* § I.4.2). Finalement, le protocole d'identification utilisé par Barataud, peut-il être valable quand le sol gonfle uniquement dans le sens axial (cas des essais œdométriques par exemple) ? Pour le savoir, nous avons repris certaines données expérimentales obtenues par Angulo [1989], au cours d'un essai d'imbibition, réalisé dans des conditions de type œdométrique sur une éprouvette d'argile gonflante. Nous les avons ensuite traitées par notre propre méthode d'identification, en respectant son choix de travailler en terme d'indice d'humidité. L'identification des paramètres a_m et b_m du modèle de diffusivité choisi ($a_m e^{b_m \nu}$) sur sa courbe de Boltzmann, nous donne :

$$\begin{cases} a_m = 4,76 \cdot 10^{-11} \text{ m}^2/\text{s} \\ b_m = -0,42 \end{cases}$$

La courbe identifiée (FIG. II.22) se superpose assez bien aux points expérimentaux. On observe un léger décalage pour des indices d'humidité élevés, mais cela est sans doute dû à la simplicité du choix du modèle de diffusivité (exponentielle).

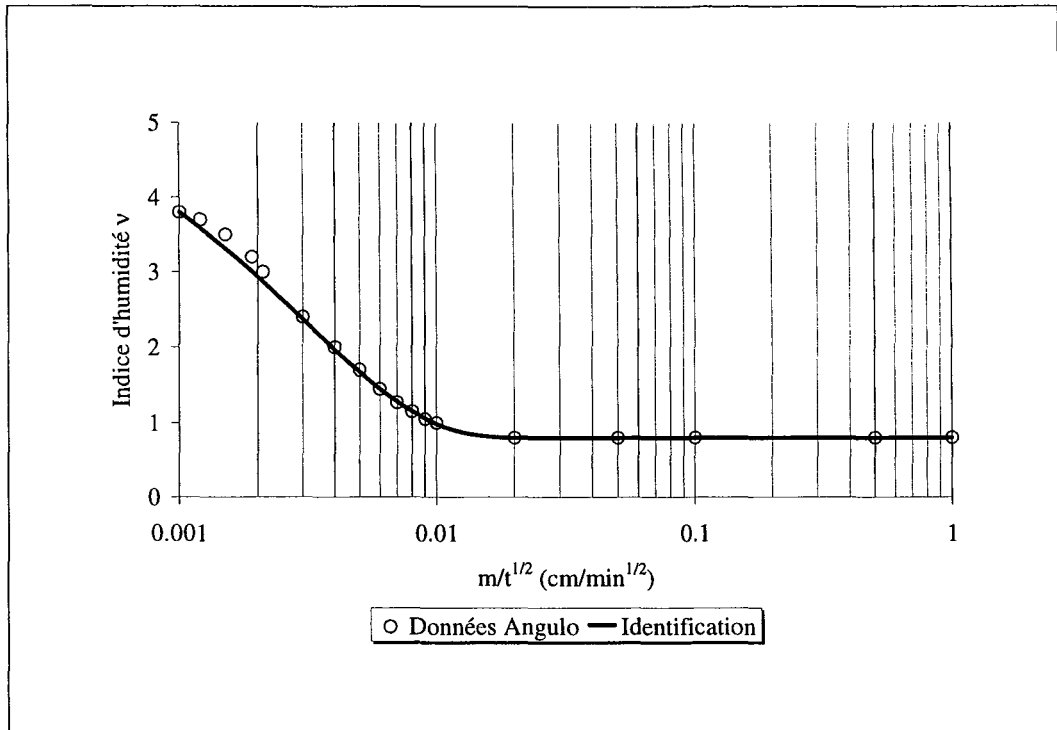


FIG. II.22 – Exemple de courbe de Boltzmann identifiée sur les données obtenues par Angulo [1989], pour un milieu poreux gonflant.

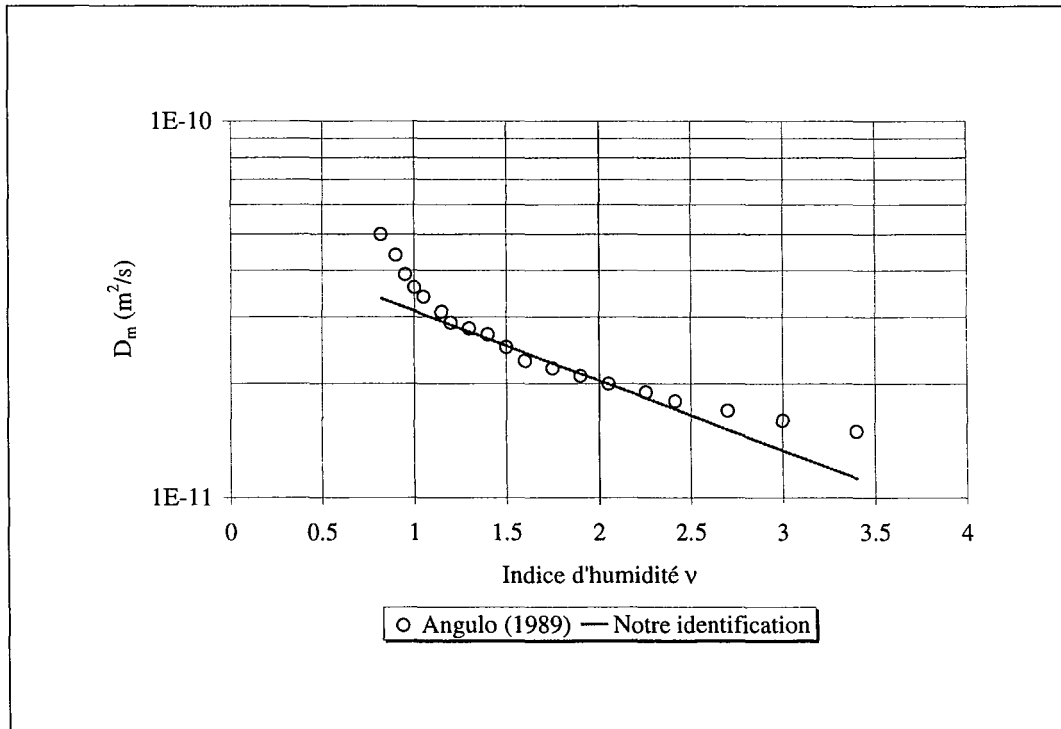


FIG. II.23 – Diffusivité matérielle en fonction de l'indice d'humidité : validation de notre technique d'identification par comparaison avec Angulo [1989].

On peut comparer le résultat de notre identification à la courbe de diffusivité matérielle trouvée par Angulo (FIG. II.23). On voit que là-aussi les deux types de procédures aboutissent à des résultats tout à fait comparables. D'autant que la méthode utilisée par Angulo était une méthode graphique pouvant laisser une certaine part de subjectivité.

II.5.4 Critiques de la technique d'identification

En l'état actuel, la procédure d'identification de la diffusivité hydrique pose problème quant aux conditions aux limites imposées lors des essais. Parfaitement valables dans le cas des milieux non déformables, ces conditions ne rendent pas tout à fait compte de la réalité expérimentale. En effet, au début de l'imbibition, l'eau commence à s'infiltrer en bas de l'éprouvette mais en raison du gonflement simultané du milieu, la teneur en eau massique varie conjointement. Il n'est donc pas possible d'imposer une teneur en eau constante durant l'essai par simple mise en contact avec une nappe d'eau pour un milieu poreux déformable.

Pour peu que le flux d'eau infiltré soit connu (ce qui est le cas pour nos essais), il est donc préférable d'effectuer l'identification de la diffusivité matérielle en supposant des conditions de type Neumann (et non de type Dirichlet).

$$\begin{cases} \varphi(m=0, t) = \varphi_0(t) \\ \varphi(m \rightarrow \infty) = \varphi_\infty = 0 \quad t \geq 0 \end{cases}$$

$\varphi_0(t)$ est le flux d'eau pénétrant dans le milieu en fonction du temps. Il peut être estimé soit à partir d'une mesure indépendante (à l'aide d'une balance dans notre cas), soit à partir des différents profils de teneur en eau obtenus par gammamétrie ; encore est-il nécessaire dans ce dernier cas que les profils obtenus en régime transitoire le soient avec une précision suffisante (en espace et en temps).

φ_∞ est le flux d'eau en haut de l'éprouvette qui pourra être pris égal à zéro pour peu que l'évaporation en haut de colonne reste négligeable. Le caractère non-linéaire de l'équation de diffusion et la condition non homogène imposée ne nous permettent plus de résoudre simplement le problème par transformation de Boltzmann comme auparavant. Il est nécessaire de recourir à une résolution numérique de l'équation aux dérivées partielles discrétisée, assortie de ses conditions aux limites (de type Neumann). La procédure d'identification de la diffusivité matérielle peut également être envisagée par une méthode des moindres carrés couplée à une optimisation par un algorithme du Simplex.

Cependant, l'utilisation d'une méthode de résolution numérique alourdit considérablement la technique d'identification, puisque la solution du problème doit être recalculée numériquement à chaque étape. Cela nous a conduits à laisser provisoirement sans suite ce projet.

Une nouvelle technique d'identification pourrait découler de ce qui vient d'être écrit, mais elle nécessite de disposer de plus de temps que celui imparti dans le cadre de cette thèse. Cela peut en revanche faire partie des perspectives de ce travail de recherche. Nous reviendrons sur cette question au chapitre suivant.

La technique d'identification, couplée aux conditions de Dirichlet sera donc utilisée prioritairement.

Nous représentons à la figure II.24, l'évolution temporelle de la teneur en eau massique pour les trois essais à la hauteur $z = 0,5$ cm (donc très proche de $z = 0$ ou $m = 0$). Pour

les essais contraints radialement (ODP1, VC2), les courbes arrivent très rapidement vers un état d'équilibre qui évolue très peu après le 3^{ème} jour de manipulation ; dans le cas de l'essai libre, la teneur en eau massique ne se stabilise pas vraiment sur une valeur de w constante, mais l'écart par rapport à une valeur moyenne demeure limité. Ainsi, pour nos essais, utiliser des conditions de type Dirichlet reste apparemment acceptable. En revanche, si nous avions eu affaire à des matériaux très expansifs, il n'aurait certainement pas été raisonnable d'en faire autant.

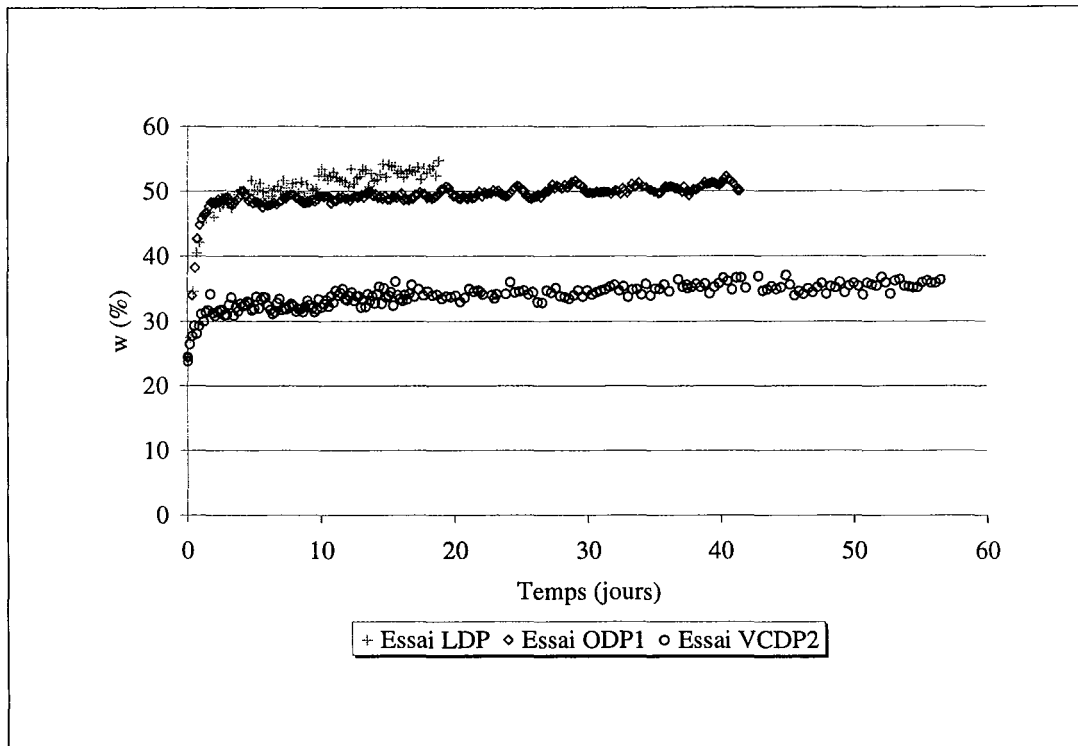


FIG. II.24 – Courbes d'humidification pour les différents essais à la hauteur $z = 0,5$ cm.

II.6 Validation des techniques sur un matériau non-gonflant

Dans cette partie, nous allons présenter les résultats obtenus par gammamétrie double-source lors d'un essai d'imbibition sur un sol non gonflant : le limon de Jossigny. La réalisation de cette expérience permet non seulement de valider les méthodes et techniques présentées dans les paragraphes précédents, mais aussi de mettre en avant leurs limites.

Au cours de ce travail de thèse, nous avons aussi réalisé un essai d'imbibition sur du béton cellulaire, généralement utilisé en tant que matériau de référence en gammamétrie, pour la rigidité de sa structure. Le résultat de ces travaux est présenté à l'annexe C (page 187).

Le choix de présenter dans cette partie uniquement le limon de Jossigny se fait naturellement. De par sa structure, et les mécanismes d'hydratation mis en jeu, nous considérons qu'il est plus proche des matériaux argileux que ne l'est le béton cellulaire.

II.6.1 Protocole choisi

Nous avons préparé par compactage simple piston en couche d'un centimètre, une éprouvette de limon de Jossigny à $w = 5\%$ de hauteur 20 cm dans une colonne en altuglas® de diamètre interne 4 cm. La colonne a ensuite été disposée correctement sur le banc gamma double-source, entre les sources et le détecteur. Nous avons ensuite suivi les étapes suivantes :

Avant imbibition, nous avons réalisé un profil statique sur 40 points, par pas de 0,5 mm avec des temps de comptage de 15 minutes par point. Ce profil permet dans un premier temps de vérifier l'absence d'hétérogénéités importantes en certaines hauteurs de la colonne de sol. Compte tenu de la cinétique d'imbibition dans ce type de milieux, nous avons choisi cinq points de référence sur la colonne aux hauteurs $z = 6, 9, 12, 15, 18$ cm. Le point à $z = 18$ cm nous permet de connaître le temps au bout duquel nous considérons le modèle semi-infini invalide (c'est le temps pour lequel le front d'humidification atteint la hauteur $z = 18$ cm, nous le noterons t_∞). Il est à noter que pour réaliser ce profil, nous avons pris soin d'envelopper le haut de la colonne avec un film plastique afin d'éviter une évaporation ou une humectation du milieu.

L'**imbibition** a été effectuée sous charge d'eau nulle. Le film plastique a été percé plusieurs fois avec une aiguille ; les trous ainsi créés permettent à l'air du milieu d'être à pression atmosphérique, tout en limitant fortement la dessiccation du milieu par évaporation. Le temps de scrutation a été fixé à 15 minutes par point. Pendant 7 heures, les comptages n'ont été faits que sur les trois premiers points ($z = 6, 9, 12$ cm). Parallèlement, nous avons observé et mesuré régulièrement la hauteur du front d'humidification en fonction du temps. L'imbibition a duré environ 24 heures.

Après l'imbibition, nous avons fermé l'arrivée d'eau et réenveloppé le haut de la colonne avec du film plastique. Nous avons à nouveau réalisé un profil fin sur 40 points avec un temps de comptage de 15 minutes.

Nous remarquerons qu'à l'aide d'un microscope électronique à balayage, des photos du matériau pour différents degrés de saturation ont récemment été présentées par Delage et Graham [1996].

II.6.2 Dépouillement double-source

Détermination des coefficients d'absorption massique

Dans cette partie, nous présentons les résultats traités par un dépouillement double-source avec les équations vues précédemment. Il est très important de souligner que la procédure pour déterminer les coefficients d'absorption massique a été différente de celle présentée au paragraphe II.4. En effet, pour ce faire, nous avons utilisé une colonne de diamètre 3 cm et de hauteur 7 cm, munie de bouchons, que nous avons remplie avec du limon de Jossigny sec, non compacté. Cela nous a permis d'obtenir les coefficients d'absorption massique du limon de Jossigny⁹ ($0,293 \pm 0,002$ cm²/g pour la source américium ; $0,0773 \pm 0,0006$ cm²/g pour la source césium). Ceux-ci ont ensuite été testés sur des éprouvettes de limon de Jossigny, compactées par couche, dont nous avons fait varier

⁹Le système d'équations II.28 a été utilisé avec $\langle w^{ini} \rangle = 0$

la valeur des teneurs en eau et des masses volumiques sèches. La comparaison des valeurs obtenues par gammamétrie avec celles fournies par simple pesée, montre une bonne concordance, cela pour une large gamme de teneurs en eau (FIG. II.25).

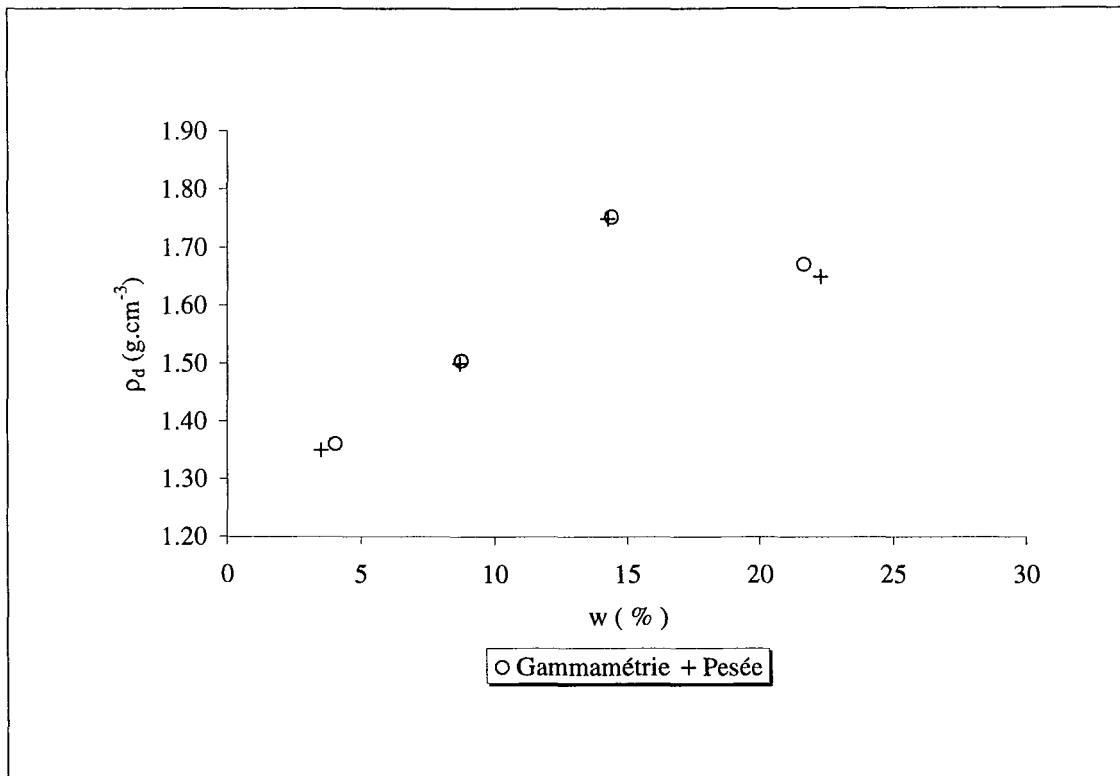


FIG. II.25 – Comparaison des valeurs obtenues par gammamétrie et par pesée pour le limon de Jossigny à différentes teneurs en eau et en solide (traitement double-source).

À notre connaissance, c'est la seule fois où la méthode de détermination des coefficients d'absorption massique sur poudre sèche a donné d'excellents résultats.

Remarque : Nous avons aussi essayé de déterminer les coefficients sur de la poudre sèche compactée à 1 MPa. Nous avons obtenu un jeu de coefficients proches du précédent ($\mu_w^{Am} = 0,3063 \text{ cm}^2/\text{g}$ et $\mu_w^{Cs} = 0,0806 \text{ cm}^2/\text{g}$) mais les valeurs des masses volumiques sèches et des teneurs en eau massiques mesurées étaient alors un peu moins précises.

Profil initial

Les taux de comptage mesurés "colonne vide" et "colonne pleine" de limon de Jossigny à $w = 5 \%$ permettent, grâce aux équations vues au paragraphe II.3, d'accéder à la valeur des teneurs en eau volumique (ou massique) et en solide du milieu. Les valeurs obtenues par gammamétrie sont comparées avec celles obtenues par pesée (TAB. II.10). En apparence, les valeurs présentées sont en très bon accord. Les profils $w(\%)$ et ρ_d obtenus sont assez uniformes, preuve que le compactage a été assez bien réalisé (FIG. II.26 et II.27).

	$w(\%)$	ρ_d (g/cm ³)
Gammamétrie	$4,9 \pm 3,0$	$1,44 \pm 0,04$
Pesée	$5,00 \pm 0,02$	$1,47 \pm 0,01$

TAB. II.10 – Comparaison des valeurs initiales de l'éprouvettes de limon de Jossigny mesurées par pesée et par gammamétrie (traitement double-source).

Profil final

Après l'imbibition, le profil fin réalisé montre à nouveau une bonne uniformité spatiale. En comparant les valeurs trouvées par gammamétrie et celles obtenues après passage à l'étuve, on s'aperçoit qu'elles sont réellement très proches (TAB. II.11).

	$w(\%)$	ρ_d (g/cm ³)
Gammamétrie	$29,5 \pm 3,6$	$1,42 \pm 0,04$
Pesée	$28,90 \pm 0,04$	$1,47 \pm 0,01$

TAB. II.11 – Comparaison des valeurs finales mesurées par pesée et par gammamétrie (traitement double-source).

Comparaison profil initial - profil final

Nous avons recalculé les valeurs des coefficients d'absorption du limon de Jossigny grâce au système d'équations II.31. Pour le profil final, nous avons trouvé :

$$\begin{cases} \mu_s^{Am} &= 0,2929 \text{ (cm}^2/\text{g)} \\ \mu_s^{Cs} &= 0,0774 \text{ (cm}^2/\text{g)} \\ r &= 3,78 \end{cases}$$

Nous avons pris $\rho_d = 1,42$ g/cm³ (valeur finale de la masse volumique sèche obtenue par gammamétrie) et les valeurs des teneurs en eau massiques mesurées par pesée pour recalculer les coefficients. Remarquons au passage que les valeurs des masses volumiques sèches initiales et finales obtenues par gammamétrie sont légèrement différentes. Cela est certainement dû aux incertitudes liées à la gammamétrie. Si on réinjecte une des valeurs recalculées dans nos tableaux de mesure, cela ne change pas fondamentalement les résultats : la valeur du déterminant¹⁰ n'est que très peu modifiée.

II.6.3 Exploitation des résultats expérimentaux pendant l'imbibition

Nous présentons, ici, successivement les résultats expérimentaux obtenus au cours du temps. Nous allons tout d'abord observer le processus d'humidification de notre éprouvette. Puis, nous nous intéresserons à l'évolution de la masse volumique sèche au cours de l'essai. Le milieu est-il réellement indéformable ?

¹⁰ $K = \mu_w^{Am} \mu_s^{Cs} - \mu_s^{Am} \mu_w^{Am}$

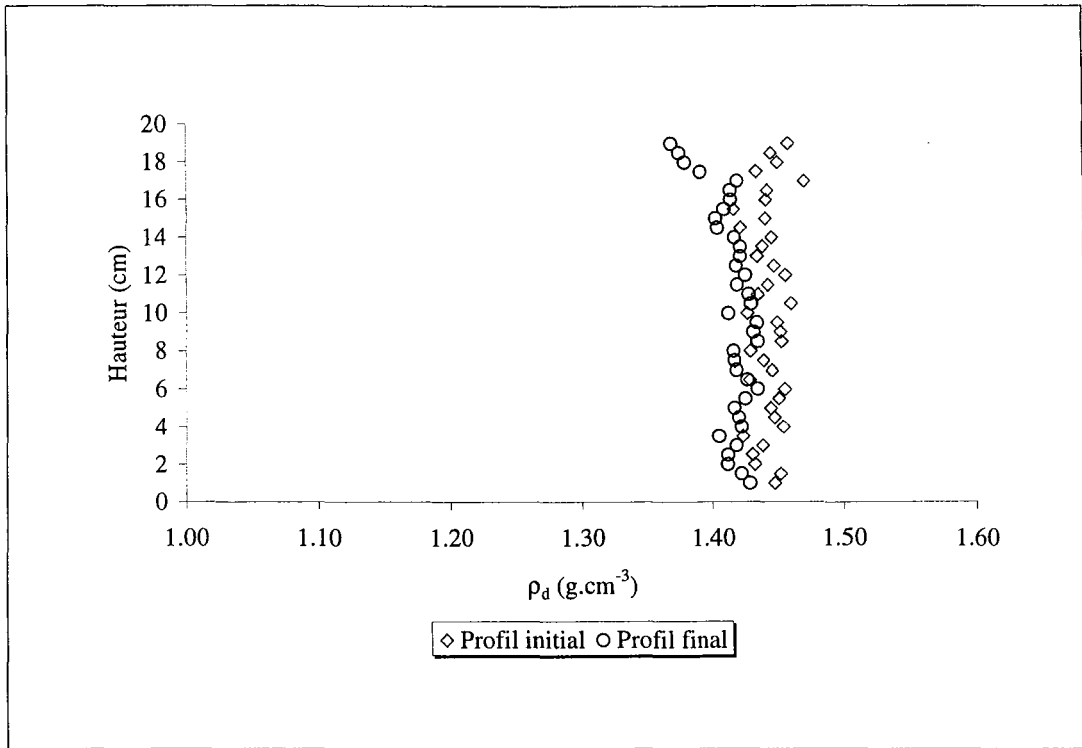


FIG. II.26 – Profils initial et final en masse volumique sèche ρ_d pour le limon de Jossigny.

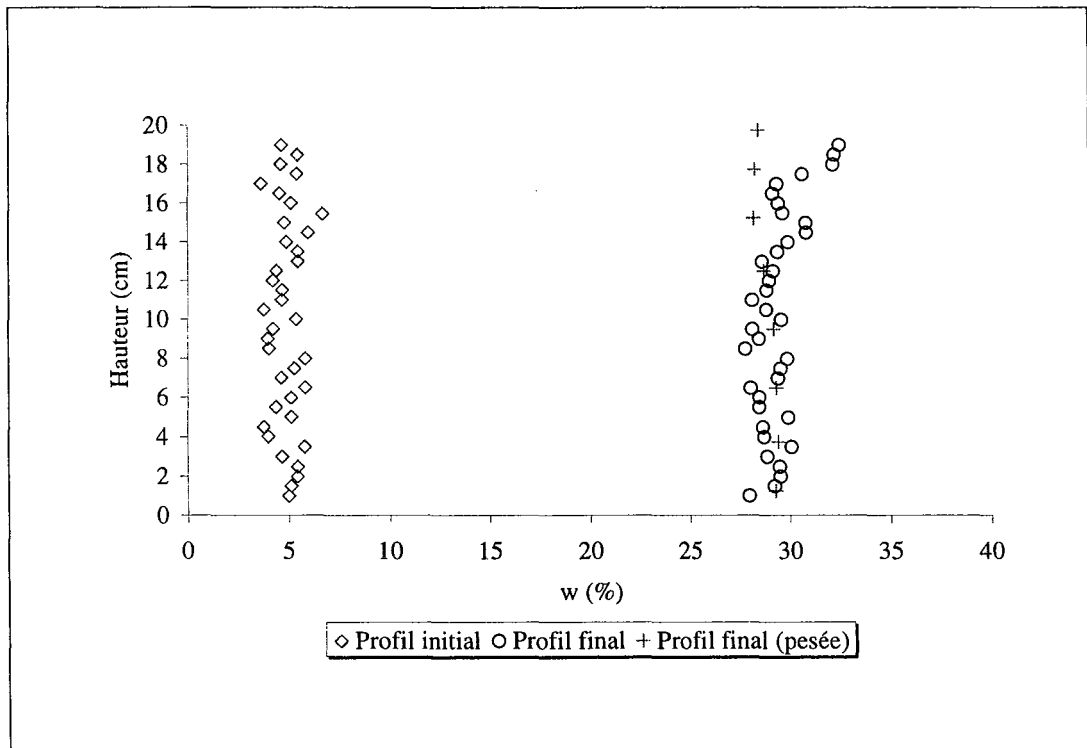


FIG. II.27 – Profils initial et final en teneur en eau massique $w(\%)$ pour le limon de Jossigny (traitement double-source).

Courbes d'humidification

Nous présentons à la figure II.28 les courbes d'évolution de $w(\%)$ en fonction du temps. Pour cette expérience, nous avons considéré que le modèle semi-infini n'était plus valide pour un temps $t_\infty \simeq 19$ h, durée mise par le front d'humidification pour atteindre la hauteur $z = 18$ cm. Tous les points mesurés au-delà de ce temps, ne doivent plus être pris en compte pour l'identification.

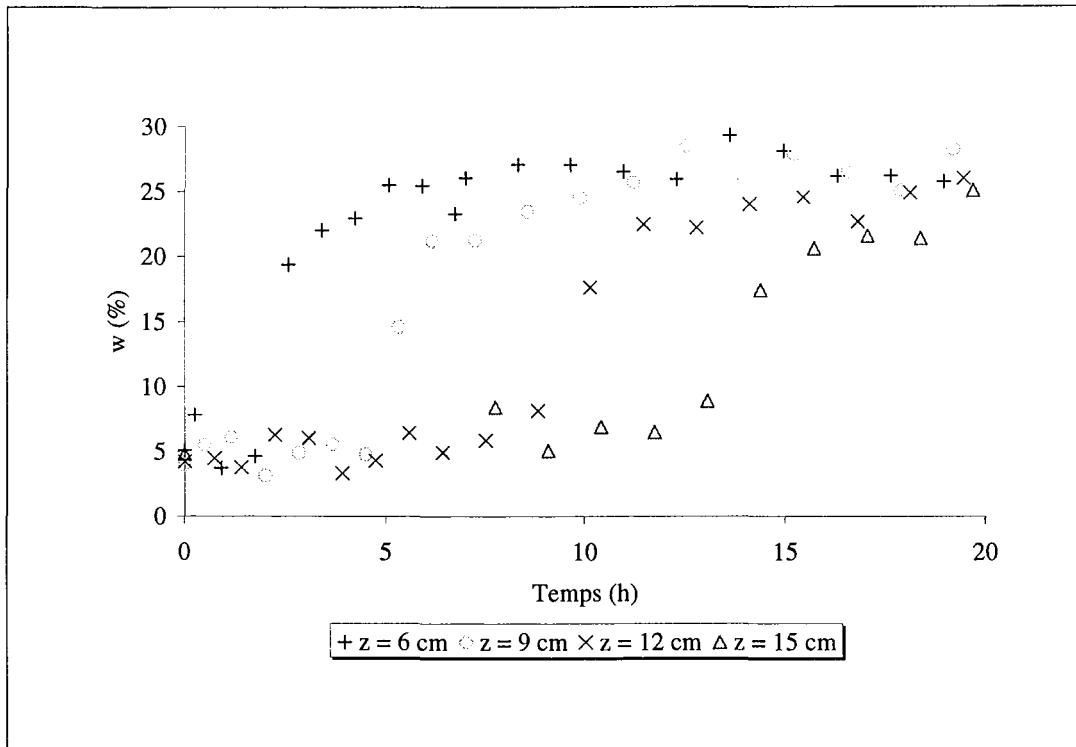


FIG. II.28 – Courbes d'humidification obtenues pour le limon de Jossigny (traitement double-source).

Évolution de la densité sèche

Au cours de l'humidification, nous avons mesuré l'évolution de la masse volumique sèche. En observant l'allure générale donnée par les points de mesure, nous voyons que la densité sèche a très légèrement diminué (FIG. II.29).

Courbe de gonflement-retrait

Nous avons placé nos données expérimentales sur le graphe ayant pour abscisse la teneur en eau massique et pour ordonnée le volume spécifique (cf. FIG. II.30). Les points obtenus confirment à nouveau un léger gonflement lors de l'imbibition. Pourtant, du point de vue macroscopique, rien n'a été observé au sommet de la colonne. Cela peut être dû à une légère réorganisation *locale* des grains au sein de l'éprouvette intervenant avec l'arrivée de l'eau. Une autre explication possible à cette variation est que les valeurs des coefficients d'absorption ont varié très légèrement sans modifier de manière fondamentale les résultats.

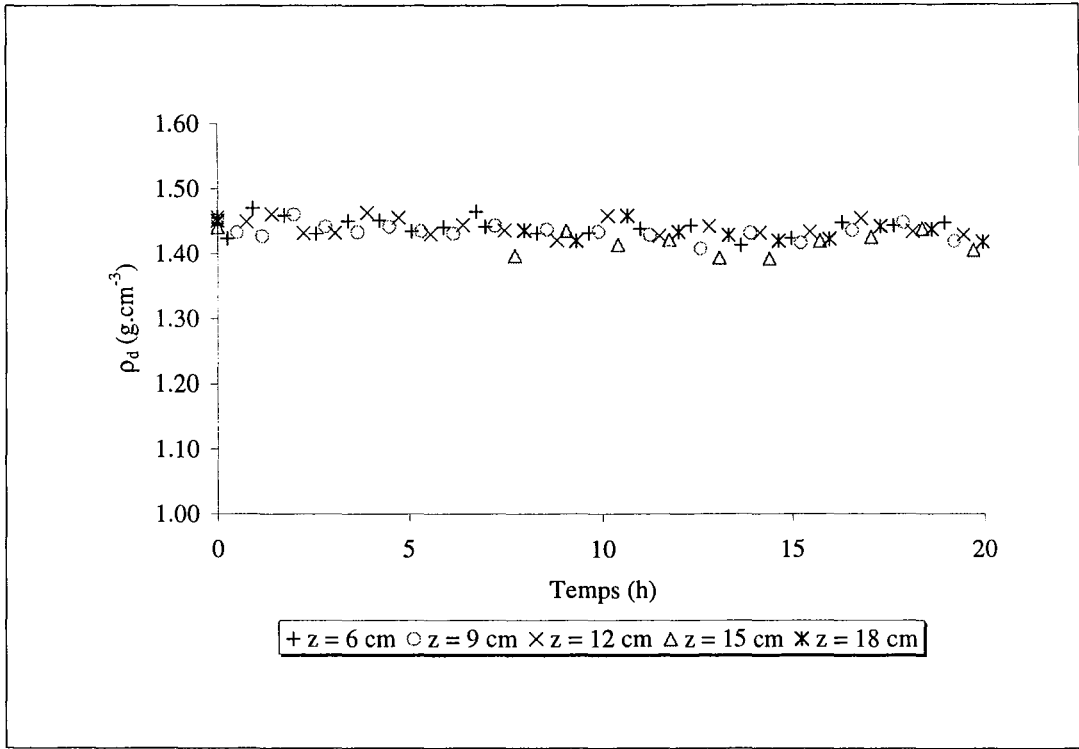


FIG. II.29 – Évolution de ρ_d pour le limon de Jossigny en fonction du temps (traitement double-source).

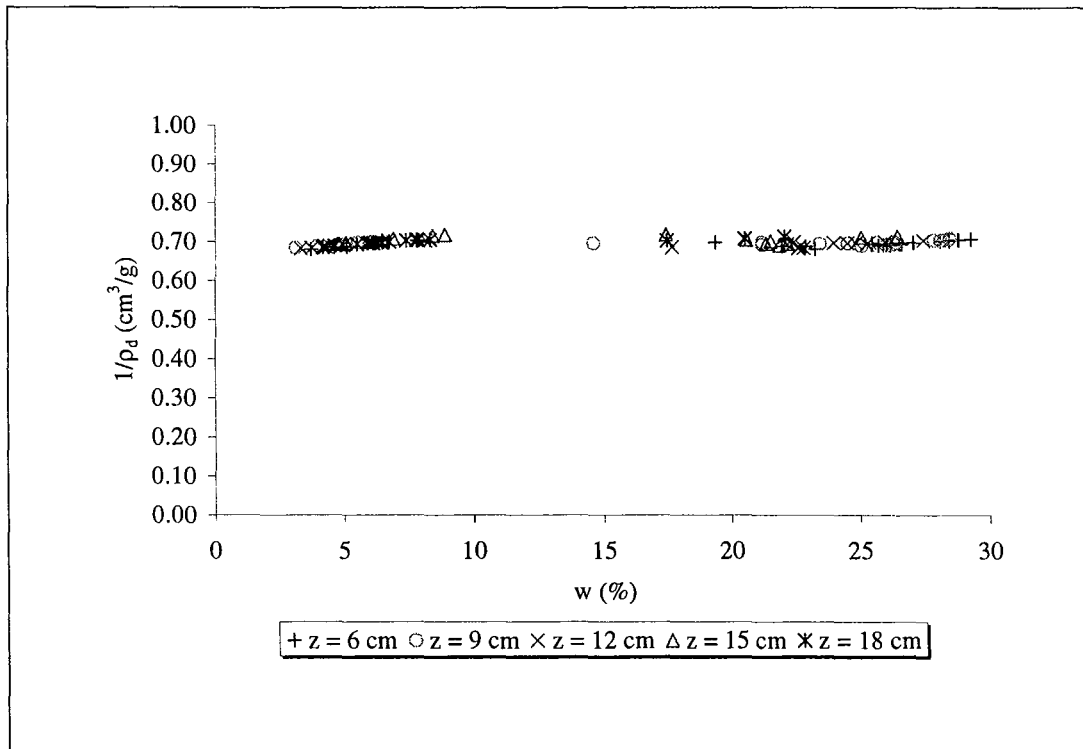


FIG. II.30 – Courbes de gonflement-retrait $1/\rho_d$ en fonction de w (%) pour le limon de Jossigny (traitement double-source).

Remarque : la courbe de gonflement ne fait pas intervenir le temps mais on peut se rendre compte de la cinétique rapide de l'essai. Des temps de comptage un peu plus courts ou moins de points de scrutation auraient permis d'avoir plus de mesures entre les teneurs en eau massiques comprises dans l'intervalle [10-20%]. Ce genre de constatation ne sera pas observé dans le cas des sols argileux, pour lesquels la cinétique d'imbibition est très lente.

II.6.4 Dépouillement monosource

Le paragraphe précédent montre qu'*a priori*, le milieu a très peu gonflé. Nous nous sommes donc permis de recommencer nos calculs mais cette fois en traitant les données issues des deux sources, de manière indépendante. Cela revient à faire exactement comme si nous avions deux bancs gammamétriques monosource. Ainsi, en imposant comme valeur $\rho_d = 1,47 \text{ g/cm}^3$ pour la masse volumique sèche en tout point de la colonne, nous accédons seulement à la valeur de la teneur en eau volumique θ_w (la phase solide à l'instant initial étant la référence). Nous avons non seulement :

$$\theta_w = \frac{1}{\rho_w \mu_w^{Am} x} \ln \left(\frac{N_{ref}^{Am}}{N^{Am}} \right) + \langle w^{ini} \rangle \langle \rho_d^{ini} \rangle \quad (\text{II.38})$$

mais aussi :

$$\theta_w = \frac{1}{\rho_w \mu_w^{Cs} x} \ln \left(\frac{N_{ref}^{Cs}}{N^{Cs}} \right) + \langle w^{ini} \rangle \langle \rho_d^{ini} \rangle \quad (\text{II.39})$$

Dans ces équations, N_{ref}^* correspond au nombre de photons ayant traversé la colonne de sol avant imbibition (tube en plexiglas[®] inclus) et N^* est le nombre de photons qui traverse la colonne de sol pendant l'imbibition (tube en plexiglas[®] inclus). L'éprouvette initiale, de masse volumique sèche $\langle \rho_d^{ini} \rangle$ et de teneur en eau massique $\langle w^{ini} \rangle$ en tout point, est notre référence.

À nouveau, nous avons représenté les courbes d'humidification en terme de teneur en eau massique $\left(w = \frac{\rho_w \theta_w}{\rho_d} \text{ avec } \rho_d = 1,47 \text{ g/cm}^3 \right)$ (FIG. II.31).

Nous remarquons que les courbes obtenues ont des allures nettement plus régulières que celles obtenues par le traitement double-source. Ceci s'explique par le fait qu'il n'y a plus qu'un seul paramètre qui fluctue (un seul degré de liberté).

Il est aussi très intéressant de remarquer le léger décalage (quasi constant) entre les mesures données par la source américium et celles du césium. Celles-ci ont pourtant été faites aux mêmes instants avec les mêmes temps de comptage. Cela est principalement dû aux différences énergétiques entre les deux types de photons : les photons issus de l'américium et les photons issus du césium n'ont pas la même sensibilité vis-à-vis de la matière.

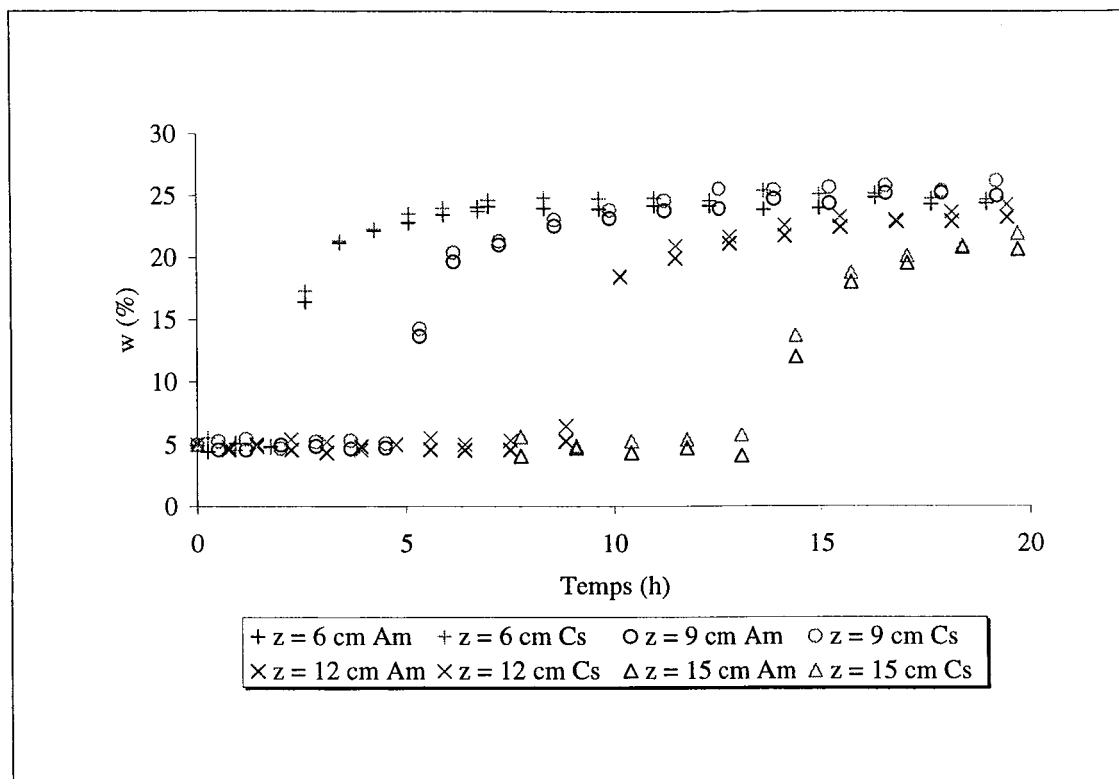


FIG. II.31 – Courbes d’humidification (traitement monosource).

Nous comparons au tableau II.12 les valeurs moyennes des teneurs en eau finales mesurées par gammamétrie et par pesée. Cette fois, nous voyons que les écarts entre les deux méthodes sont plus importants (2 – 4%). Nous remarquons à nouveau l’écart entre les mesures fournies par la source Césium et la source Américium.

Gammamétrie		Pesée
$w^{Am}(\%)$	$w^{Cs}(\%)$	$\langle w^{fin}(\%) \rangle$
$25,6 \pm 2\%$	$26,7 \pm 2\%$	$28,90 \pm 0,04$

TAB. II.12 – Comparaison des teneurs en eau finales de l’éprouvette de limon de Jossigny données par pesée et par gammamétrie (traitement monosource).

II.6.5 Identification

Évaluation de la diffusivité : dépouillement double-source

Courbes de Boltzmann

Nous avons représenté l’évolution de la teneur en eau massique $w(\%)$ en fonction de la variable de Boltzmann $\left(\xi = \frac{z}{\sqrt{t}}\right)$ vue dans les chapitres précédents (cf. FIG. II.32). Pour des temps $t \leq t_\infty$, nous voyons que les courbes sont quasi superposables aux incertitudes près, conformément à la théorie. Cela signifie physiquement que les phénomènes dans ce

type de milieux sont purement diffusifs et que l'hypothèse consistant à négliger les forces de gravité est vraiment pertinente.

Choix du modèle de diffusivité

Compte tenu de l'allure de la courbe de Boltzmann, notre choix pour un modèle explicite de diffusivité s'est porté sur le modèle de Gardner et Mayhugh [1958] ($D_{w/o}(\theta_w) = ae^{b\theta_w}$ ou $D_{w/o}(w) = ae^{bw}$). D'une part, c'est un modèle simple (modèle à deux paramètres) et d'autre part il est pertinent dans le cas de courbes frontales [Barataud *et al.*, 1996]. L'identification a été faite pour la hauteur 12 cm, pour laquelle nous avons imposé une teneur en eau initiale $w_{\xi \rightarrow \infty} = 4,9\%$ et une teneur en eau finale $w_{\xi=0} = 28\%$ (méthode du tir). Grâce au programme d'optimisation, nous avons obtenu le jeu de paramètres suivant :

$$\begin{cases} a = 5,16 \cdot 10^{-11} \text{ (m}^2\text{/s)} \\ b = 36,82 \end{cases}$$

On peut réinjecter ce jeu de paramètres pour simuler les courbes d'humidification ($w = f(t)$) pour les autres hauteurs. Le résultat s'avère très convenable, excepté pour $z = 15$ cm (FIG. II.33).

Évaluation de la diffusivité : dépouillement monosource

De la même manière, nous avons identifié les paramètres du modèle explicite de diffusivité sur la courbe de Boltzmann obtenue avec le traitement monosource. Pour l'identification, nous avons choisi les données fournies par la source américium. En effet, compte tenu du diamètre utilisé (4 cm), la sensibilité pour la mesure de w est meilleure avec cette source qu'avec le césium.

L'identification pour la hauteur $z = 12$ cm nous donne :

$$\begin{cases} a = 2,15 \cdot 10^{-11} \text{ (m}^2\text{/s)} \\ b = 43,7 \end{cases}$$

Pour obtenir ce jeu de paramètres, nous avons imposé une teneur en eau massique initiale $w_{\xi \rightarrow \infty} = 4,50\%$ et initiale $w_{\xi=0} = 25,9\%$ (FIG. II.34). En réinjectant ce jeu de paramètres pour simuler les courbes d'humidification pour les autres hauteurs, nous voyons qu'ils conviennent tout à fait pour décrire le phénomène de diffusion (FIG. II.35). Qualitativement le résultat est bien meilleur que celui donné par le dépouillement double-source.

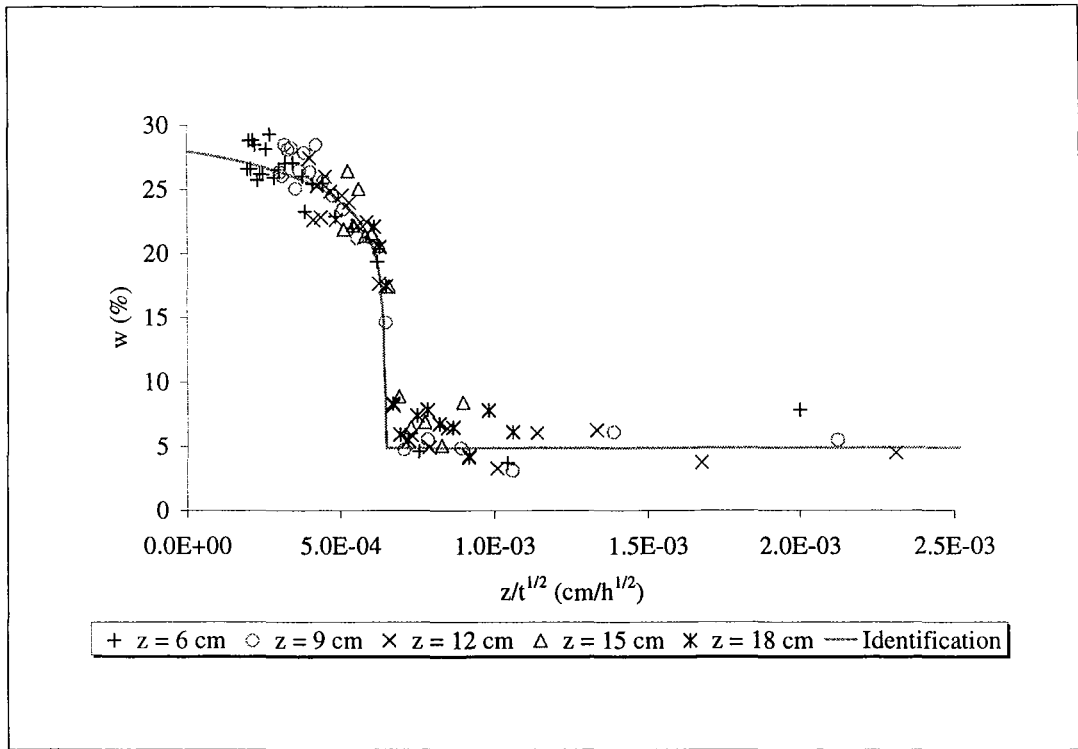


FIG. II.32 – Courbes de Boltzmann avec la courbe identifiée pour $z = 6$ cm (traitement double-source).

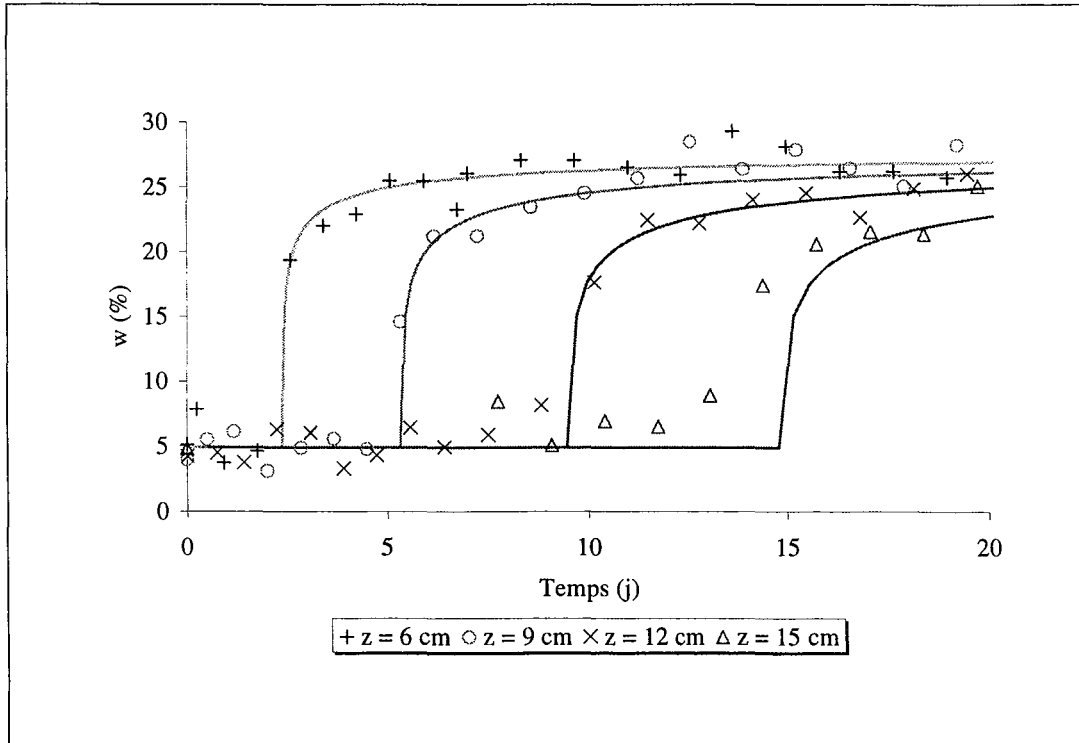


FIG. II.33 – Courbes d'humidification avec la courbe identifiée à $z = 6$ cm et les courbes simulées aux autres hauteurs (traitement double-source).

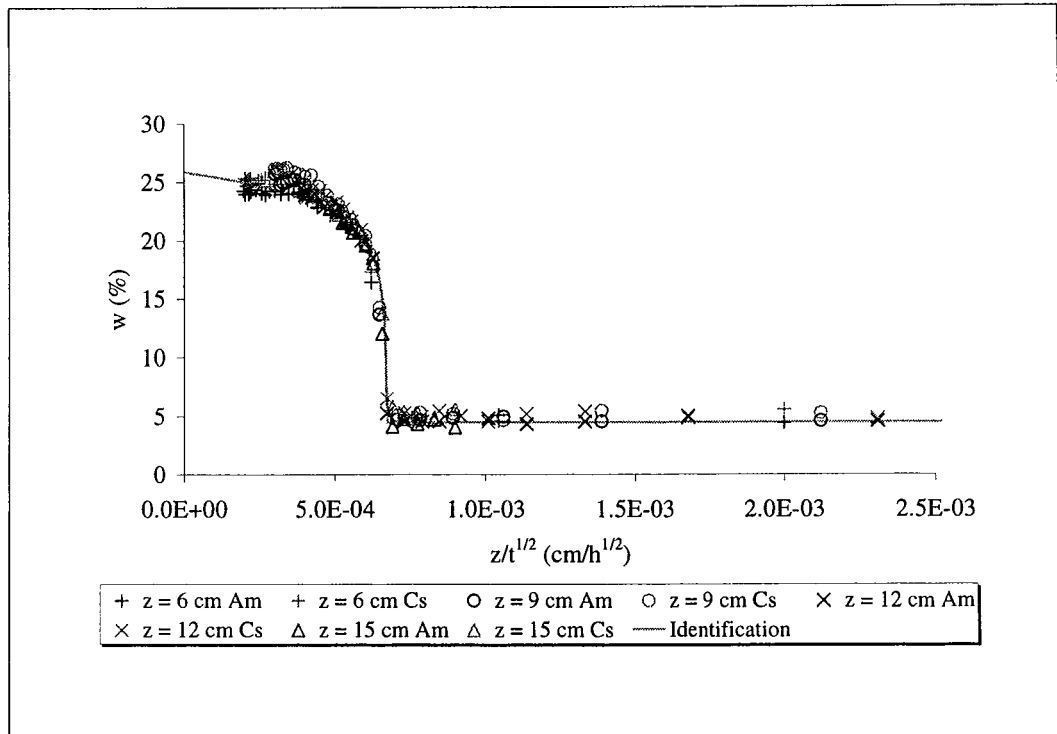


FIG. II.34 – Courbes de Boltzmann (traitement monosource).

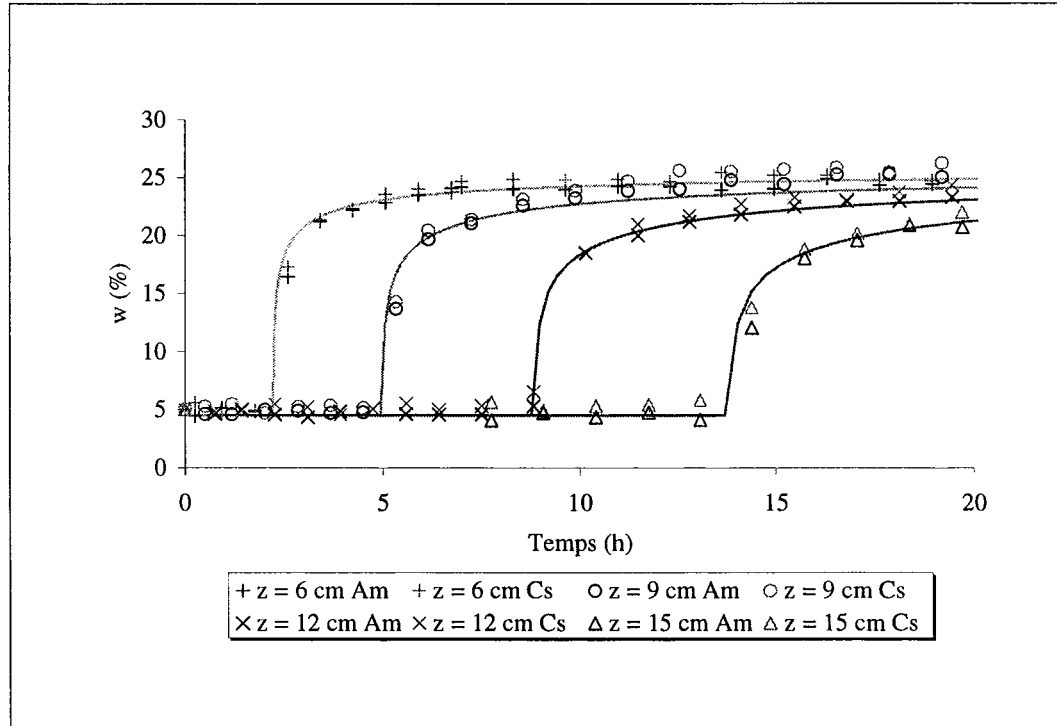


FIG. II.35 – Courbes d’humidification (traitement monosource) avec le résultat de l’identification à $z = 12$ cm et les courbes simulées aux autres hauteurs.

Conclusion sur les résultats

On représente sur la figure II.36, les courbes de diffusivité obtenues suivant les deux traitements. Celle-ci sont tracées pour le domaine des teneurs en eau explorées (les courbes ne sont pas extrapolées); en particulier on respecte ici les conditions de milieu semi-infini. L'ordre de grandeur des diffusivités obtenues avec chacune des deux méthodes est quasiment le même. Le petit décalage observable sur ces courbes est uniquement dû au fait que l'on n'impose pas tout à fait les mêmes valeurs d'entrée dans le programme d'identification (méthode du tir).

Remarque : La véritable identification a été faite en terme de teneur en eau volumique. Pour le modèle $D(\theta_w) = ae^{b\theta_w}$ utilisé, on a obtenu $a = 1,12 \cdot 10^{-11} \text{ m}^2/\text{s}$ et $b = 25,75$, pour le traitement double-source, $a = 2,15 \cdot 10^{-11} \text{ m}^2/\text{s}$ et $b = 29,7$, pour le traitement monosource. La courbe représentée à la figure II.36 est celle fonction de la teneur en eau volumique.

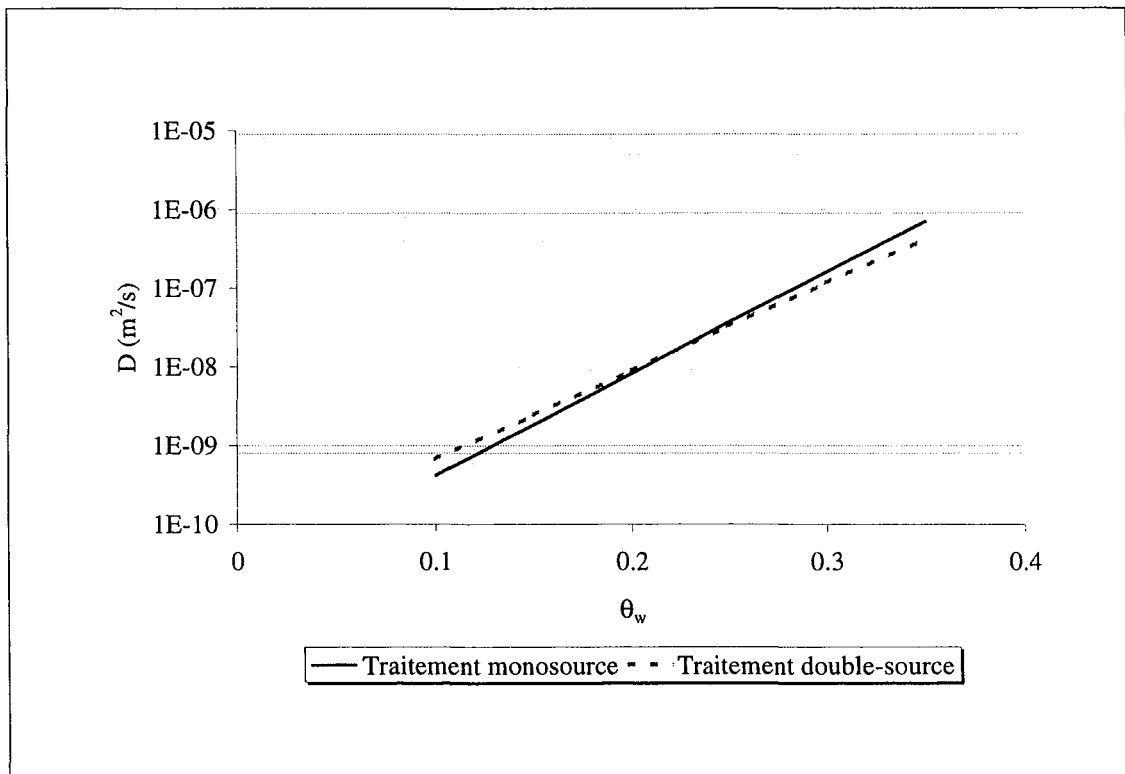


FIG. II.36 – Représentation de la diffusivité hydraulique en fonction de la teneur en eau volumique, pour les traitements mono et double-source.

Sans autre information supplémentaire, les données fournies par la gammamétrie permettent uniquement d'aboutir aux courbes de diffusivité présentées.

Conductivité hydraulique

En général, les mécaniciens du sol préfèrent présenter les propriétés d'un sol en terme de conductivité hydraulique, définie par :

$$k_{w/o}(\theta_w) = \frac{D(\theta_w)}{\left| \frac{d|\psi_w|}{d\theta_w} \right|}$$

Nous avons donc besoin de connaître la courbe de rétention du milieu étudié, et en particulier de connaître sa pente. En utilisant la méthode du papier filtre, Tabani [1999] propose une courbe pour ce milieu en terme de teneur en eau volumique (FIG. II.37). Elle a été obtenue en préparant des éprouvettes de 9 cm de diamètre et de 4 cm de hauteur, compactée par couche avec une pression de compactage de 1 MPa, pour différents teneurs en eau volumiques. En utilisant les courbes de diffusivité obtenues précédemment (FIG. II.36), nous obtenons la courbe de conductivité hydraulique $k_{w/o}$ en fonction de la teneur en eau massique (cf. FIG. II.38). Notons que pour arriver à ce résultat, nous avons assimilé la courbe de rétention ($\psi_w(\theta_w)$) à un polynôme de degré 2, meilleur que certains modèles empiriques de la littérature [cf. Bruce et Luxmoore, 1986].

Il nous a paru intéressant de comparer nos courbes de conductivité hydraulique avec des résultats obtenus par Amraoui [1996] pour des essais d'imbibition réalisés sur le même matériau, avec des teneurs initiales en eau et en solide comparables à celles de notre éprouvette. Nous observons une grande différence pour des faibles teneurs en eau (presque un facteur 100), mais la différence s'estompe quand la teneur en eau devient plus élevée.

Avant de tirer des conclusions trop hâtives, il convient de rappeler la procédure suivie par Amraoui. Elle utilise des éprouvettes de dimensions différentes (9 cm de diamètre, 30 cm de hauteur), élaborées avec un autre mode de compactage (dynamique), en seulement 3 couches. Des tensiomètres disposés le long de la colonne, lui fournissent des valeurs de la succion à différentes hauteurs et connaissant le flux d'eau infiltrée, elle accède sans difficulté à la conductivité hydraulique. De plus, Amraoui réalise des essais d'imbibition par le haut, en appliquant une charge d'eau en surface de 10 kPa (soit 1 m de hauteur d'eau). C'est probablement ce dernier point qui peut expliquer l'écart aux faibles teneurs en eau.

II.6.6 Conclusion

Cet essai d'imbibition a permis de vérifier plusieurs points :

1. D'un point de vue quantitatif, le traitement des données en condition double-source permet de retrouver des valeurs un peu plus proches des valeurs réelles, que ne le fait le traitement monosource (revoir TAB. II.11 et TAB. II.12).
2. D'un point de vue qualitatif, le traitement des données en condition monosource donne des courbes beaucoup plus régulières, mais il suppose que le milieu possède une densité sèche constante et uniforme dans tout le milieu, ce qui n'est pas tout à fait le cas dans la réalité.
3. En utilisant la technique de la transformation de Boltzmann, nous avons vérifié que les phénomènes d'imbibition dans ce type de milieux étaient purement diffusifs et qu'ils n'étaient guère influencés par la gravité.

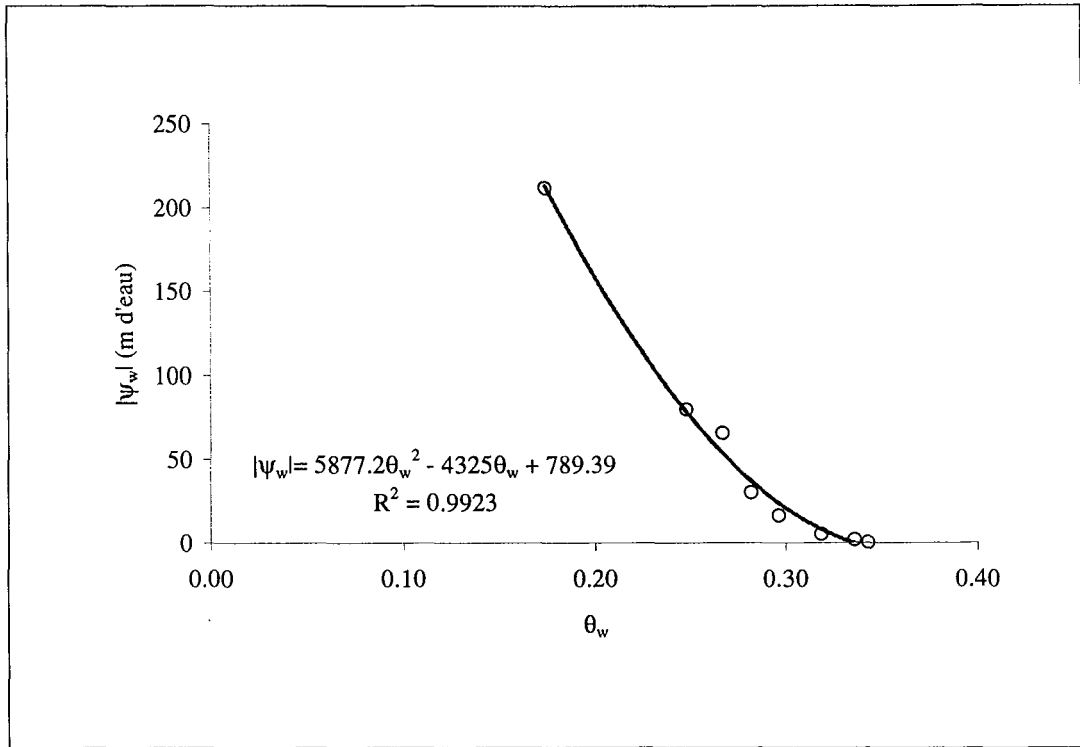


FIG. II.37 – Courbe de rétention du limon de Jossigny obtenue par Tabani [1999], avec la méthode du papier filtre.

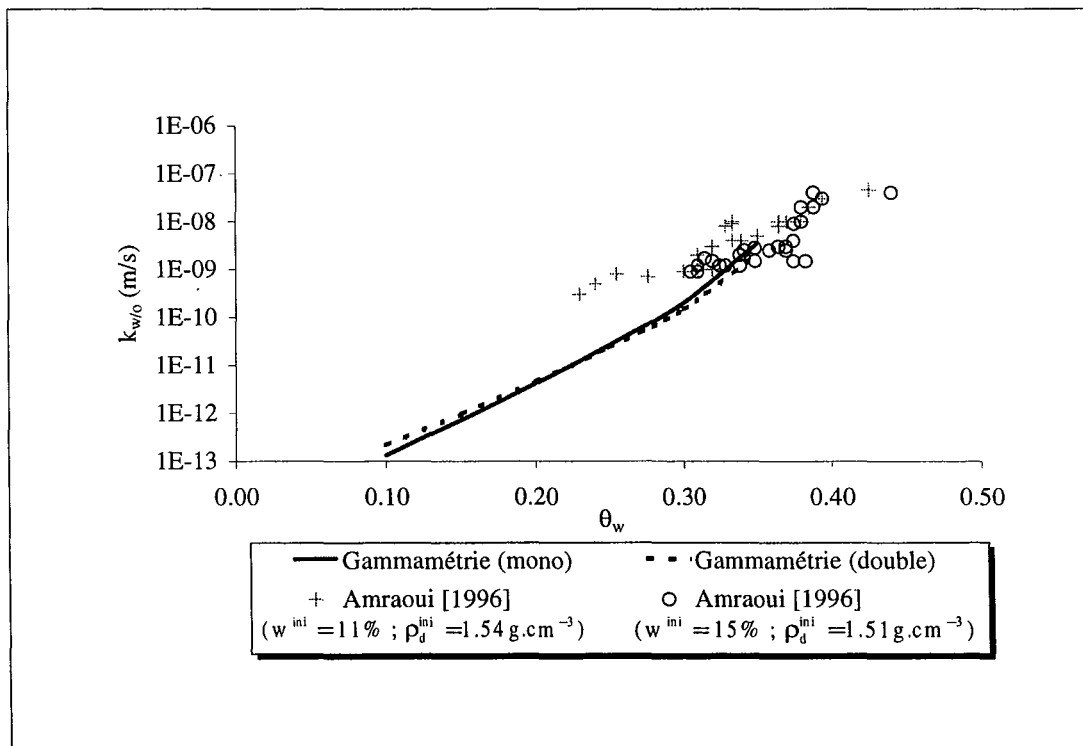


FIG. II.38 – Représentation de la conductivité hydraulique en fonction de la teneur en eau massique; comparaison avec Amraoui [1996].

4. Enfin, notre technique d'identification s'est révélée un outil puissant pour retrouver la diffusivité hydraulique du matériau. Le modèle exponentiel malgré sa simplicité permet de décrire de manière très satisfaisante les phénomènes de diffusion sur ce type de milieux. En utilisant la courbe de rétention en eau du matériau, nous avons alors pu estimer la courbe de conductivité hydraulique, et ainsi comparer le résultat de notre méthodologie avec ceux issus d'une technique différente.

II.7 Conclusion du chapitre II

Dans la première partie de ce chapitre, nous avons présenté le matériau qui devra être étudié par la suite, et avons comparé deux méthodes de compactage, en vue de l'élaboration d'éprouvettes de sol les plus homogènes possible.

Dans une deuxième partie, la cellule d'imbibition et son environnement métrologique nécessaire à l'analyse des milieux déformables, ont été décrits.

Une partie de ce chapitre est aussi consacrée à l'étude de la spectrométrie gamma double-source. Cette technique, non intrusive, permet de suivre l'évolution de la teneur en eau et en solide dans un milieu poreux déformable, au cours d'un essai d'imbibition capillaire. Elle est donc parfaitement adaptée à notre sujet de recherche. Cependant, la détermination des coefficients d'absorption massique des différentes phases en présence, s'avère extrêmement fastidieuse, en raison peut-être d'un manque de précision ou de problèmes liés à la nature même du matériau étudié.

Enfin, un essai d'imbibition, réalisé sur un matériau non gonflant (ou très peu), a permis de valider cette technique de mesure. En effet, nous avons obtenu des profils et des courbes, retraduisant assez fidèlement la réalité. Grâce à ces courbes, la pertinence de notre technique d'identification de la diffusivité hydraulique a pu, elle aussi, être réellement mise en évidence.

Ici se termine le deuxième chapitre, qui était nécessaire pour se familiariser avec le dispositif expérimental et certaines méthodes de travail et d'analyse. Nous pouvons donc maintenant aborder avec sérénité l'étude de milieux plus complexes : les sols argileux gonflants.

Chapitre III

Essais d'imbibition pour différents types
de confinements

Chapitre III

Essais d'imbibition pour différents types de confinements

Dans ce chapitre, plusieurs essais d'imbibition d'eau dans des éprouvettes de sol gonflant vont être présentés, avec pour objectif de connaître l'influence du confinement sur le transfert hydrique. Compte tenu du matériel disponible et de la technique de mesure utilisée, trois types d'essais d'imbibition ont pu être réalisés : un essai pour lequel l'éprouvette est libre de gonfler dans tout l'espace (essai LDP), un essai pour lequel l'éprouvette peut gonfler dans le sens axial, tout en étant soumise à des conditions de type œdométrique (déplacement radial nul) (essai OSP, ODP1), et enfin un essai pour lequel le volume de l'éprouvette est maintenu constant (essai VCDP2).

Le tableau III.1 permet de faire l'inventaire des différents essais qui seront détaillés dans ce chapitre ; nous redonnons pour information les caractéristiques initiales des différentes éprouvettes utilisées.

Nom de l'essai	Type d'essai	Compactage	h_{ini} (mm)	\varnothing_0 (mm)	$\langle \rho_d^{ini} \rangle$ (g/cm ³)	$\langle w^{ini} \rangle$
VCDP2	Volume Constant	Double-piston	80,6	60,0	1,52	25,0%
OSP	œdométrique	Simple piston	140	60,0	1,38	15,0%
ODP1	œdométrique	Double-piston	80,6	60,0	1,50	25,1%
LDP	Libre	Double-piston	115	50,5	1,50	25,2%

TAB. III.1 – Inventaire des essais présentés dans ce chapitre.

La transition la plus naturelle par rapport à ce qui a été fait dans le chapitre précédent est de commencer par la présentation des résultats obtenus pour l'essai à volume constant. En effet, du point de vue des conditions aux limites hydriques, c'est l'essai qui se rapproche le plus de celui effectué sur le limon de Jossigny. C'est donc, *a priori*, un essai dont le dépouillement devrait poser peu de difficultés : à l'échelle du laboratoire, l'éprouvette reste un milieu indéformable. Cependant, que se passe-t-il dans l'éprouvette, à l'échelle locale, du point de vue des conditions hydrique et mécanique ? Quelle pression de gonflement peut engendrer l'éprouvette ? La première partie de ce chapitre devrait permettre de faire au moins le point sur ces questions.

Dans le cas où l'éprouvette est testée dans des conditions de type œdométrique, des questions du même genre peuvent être posées. Ce premier degré de liberté accordé dans

le sens axial, modifie-t-il considérablement la cinétique d'hydratation du matériau ? De quelle manière se déforme la matrice poreuse ? Quelles procédures faut-il adopter pour traiter et interpréter un tel essai ? À travers l'analyse des essais OSP et ODP1, nous verrons de plus en quoi le mode de compactage et la valeur de la teneur en eau initiale peuvent avoir une influence sur tous ces aspects.

Le dernier essai que nous présenterons est l'essai libre, pour lequel aucune contrainte mécanique n'est imposée. De précieuses informations devraient transparaître, là encore, tant du point de vue hydrique (évolution de la teneur en eau), que mécanique (gonflement axial et radial).

Enfin, dans la dernière partie de ce chapitre, nous ferons une synthèse des résultats obtenus pour les différentes expériences. À travers diverses comparaisons (quantité d'eau infiltrée, taux de gonflement, confrontation des diffusivités matérielles identifiées et des conductivités hydraulique estimées), nous devrions être en mesure de distinguer l'influence du confinement. L'objectif est de pouvoir conclure sur l'influence des conditions aux limites mécaniques dans :

- la cinétique d'hydratation ;
- la cinétique de gonflement ;
- l'allure et la valeur des diffusivités matérielles (ou des conductivités).

Question posée : une simple équation de diffusion couplée à une unique courbe de gonflement, telle qu'elle est décrite par Philip [1968] et Smiles et Rosenthal [1968] peut-elle suffire pour décrire tous ces aspects ?

III.1 Essai à volume constant

Dans le cas du stockage profond de déchets, l'argile des barrières ouvragées se trouve dans des conditions de confinement telles, qu'elle ne peut pas gonfler macroscopiquement. Que peut-il se passer, alors, si de l'eau venait à entrer en contact avec une telle structure ? L'eau peut-elle s'y infiltrer ? Si tel est le cas : en quelle quantité et en suivant quelle cinétique ? Le gonflement étant empêché, quel comportement le milieu va-t-il avoir en terme de déformations locales ou de pression de gonflement ? Cette partie va tenter de répondre à ces questions à l'échelle du laboratoire, de manière qualitative et quantitative.

Après avoir présenté brièvement le protocole suivi pour cet essai, nous donnerons les résultats du traitement des données dans des conditions de type monosource. L'objectif est de savoir si, connaissant avec précision la masse volumique initiale d'un milieu gonflant, une simple technique de gammamétrie monosource peut suffire à décrire les transferts. Nous présentons ensuite les résultats traités suivant le mode classique de la gammamétrie double-source. Enfin, grâce à la technique d'identification utilisée au chapitre précédent nous devrions accéder, à la fois, à la diffusivité hydraulique et à la diffusivité matérielle de ce milieu. Cette partie va nous permettre de mieux connaître notre matériau du point de vue hydromécanique et de valider certaines techniques vues antérieurement.

III.1.1 Protocole suivi

Pour cet essai, l'éprouvette est placée dans la cellule œdométrique (vue au chapitre II), équipée de la cellule de force (sur laquelle est vissée le piston poreux) et de la balance. Nous avons aussi installé le capteur de déplacement au niveau de la cellule de force, dans

le seul but de vérifier l'absence de gonflement macroscopique de l'éprouvette. Le disque en inox fritté constituant le piston permet à l'air de s'échapper.

Initialement, grâce à la vis de charge, nous avons appliqué sur la surface de l'éprouvette une force d'environ 500 N, ce qui correspond à une pression de l'ordre de 170 kPa ; puis nous avons immédiatement déchargé le matériau jusqu'à ce que la force atteigne environ 100 N, équivalente à une pression de ~ 35 kPa. Cela est peu compte tenu des pressions de compactage (1000 kPa), mais nous assurons ainsi un bon contact entre d'une part, le sol et le piston, et d'autre part, le plot du capteur de force et la vis de charge. Suite à ce chargement-déchargement, et avant même de lancer l'imbibition, nous avons observé une légère remontée de la pression jusqu'à 55 kPa (pour 6 jours). Ce phénomène s'explique par le fait que les grains constituant le matériau ont restitué une partie de l'énergie emmagasinée lors de ce chargement.

Un profil initial par gammamétrie a été réalisé avec 15 points de mesure, et 30 minutes de scrutation par point. Après avoir lancé l'imbibition, nous avons réalisé des profils sur 8 points de mesure (espacés de 1 cm les uns des autres) avec des temps de comptage de 30 minutes pour les 17 premiers jours, puis d'une heure jusqu'à la fin. Enfin, un dernier profil a été réalisé sur 15 points (30 minutes de scrutation par point) afin d'établir une comparaison avec le profil initial.

III.1.2 Pression axiale exercée sur le piston

Grâce à la cellule de force, nous avons donc pu suivre l'évolution de la force exercée dans le sens axial (F) par l'éprouvette de sol. Nous remarquons sur la figure III.1, que celle-ci évolue seulement sur les vingt premiers jours. Elle se stabilise ensuite autour de 1,2 kN, pendant les 40 jours suivants¹.

Comme nous connaissons la valeur de la surface de l'éprouvette ($S = 2,8 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2$), il est assez facile d'établir la correspondance avec la pression axiale exercée par notre matériau (cf. FIG. III.1).

La valeur de la pression axiale stabilisée que nous mesurons est voisine de 400 kPa. Cela suppose que des modifications au sein de la matrice poreuse ont pu survenir. Nous remarquons que la valeur obtenue est inférieure à la pression axiale de 630 kPa mesurée par Tabani [1999], à l'œdomètre, sur le même matériau ($\rho_d^{ini} = 1,5 \text{ g/cm}^3$; $w = 25\%$). Plusieurs facteurs peuvent expliquer cette différence :

- la taille de notre échantillon n'est pas la même (8 cm contre 1 cm). Même si les parois de la cellule œdométrique sont graissées, une grande taille d'échantillon favorise inévitablement l'apparition de contraintes dans le sens radial, au détriment de la contrainte axiale ;
- la procédure pour mesurer cette pression n'est pas la même. La technique œdométrique utilisée par Tabani [1999] consiste à placer l'échantillon au contact de l'eau et à le laisser gonfler librement, dans le sens axial, jusqu'à stabilisation. Des contraintes, dont on augmente la valeur, sont ensuite appliquées par palier, pour ramener l'échantillon à sa taille initiale. Soemitro [1994] affirme que les deux procédures sont équivalentes, ce qui est en désaccord avec des résultats exposés antérieurement [Sridharan *et al.*, 1986]. Il est donc possible de penser les deux procédures ne soient pas parfaitement équivalentes, ce qui expliquerait nos différences.

¹Pour les calculs, nous avons bien sûr tenu compte de la charge supplémentaire constituée du capteur de force, de l'entretoise en inox, et de la pièce en téflon® soit environ 2,7 kg

Afin de simplifier la discussion, nous retiendrons simplement par la suite, que la pression de gonflement axiale de notre matériau avoisine la moitié de la pression de compactage appliquée.

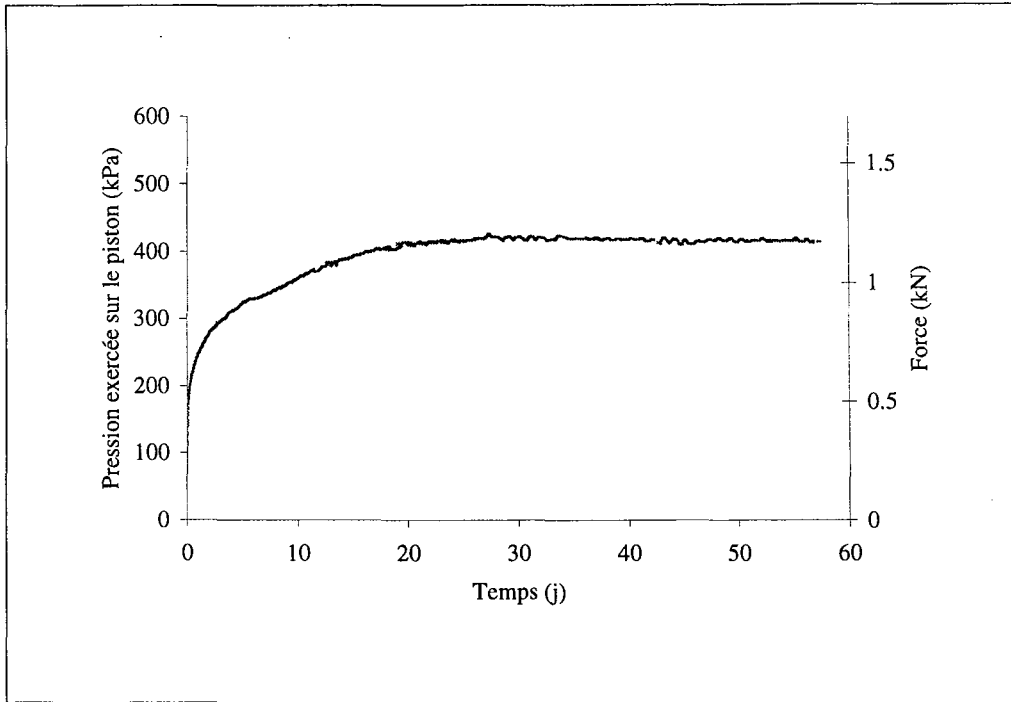


FIG. III.1 – Pression et force exercées sur le capteur (sens axial).

III.1.3 Dépouillement monosource

À l'instar de l'essai réalisé sur le limon de Jossigny, nous avons traité nos données comme si nous avions deux bancs gammamétriques monosource. Nous avons alors imposé comme valeur de masse volumique en tout point de l'éprouvette, la valeur moyenne obtenue par pesée ($\langle \rho_d^{ini} \rangle = 1,52 \text{ g/cm}^3$). En théorie, la teneur en eau massique pour les sources américium et césium est calculée grâce au système suivant (c'est le rapport de $\rho_w \theta_w$ obtenu par gammamétrie sur $\langle \rho_d^{ini} \rangle$) :

$$\left\{ \begin{array}{l} w^{Am} = \frac{1}{\langle \rho_d^{ini} \rangle \mu_w^{Am} x} \ln \left(\frac{N_{ref}^{Am}}{N^{Am}} \right) + \langle w^{ini} \rangle \\ w^{Cs} = \frac{1}{\langle \rho_d^{ini} \rangle \mu_w^{Cs} x} \ln \left(\frac{N_{ref}^{Cs}}{N^{Cs}} \right) + \langle w^{ini} \rangle \end{array} \right. \quad \text{(III.1a)}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} w^{Am} = \frac{1}{\langle \rho_d^{ini} \rangle \mu_w^{Am} x} \ln \left(\frac{N_{ref}^{Am}}{N^{Am}} \right) + \langle w^{ini} \rangle \\ w^{Cs} = \frac{1}{\langle \rho_d^{ini} \rangle \mu_w^{Cs} x} \ln \left(\frac{N_{ref}^{Cs}}{N^{Cs}} \right) + \langle w^{ini} \rangle \end{array} \right. \quad \text{(III.1b)}$$

Dans ces équations, N_{ref}^* correspond au nombre de photons ayant traversé la colonne de sol avant humidification (tube en plexiglas® inclus). N^* est le nombre de photons qui traversent la colonne de sol pendant l'imbibition (tube en plexiglas® inclus). L'éprouvette initiale, de masse volumique sèche $\langle \rho_d^{ini} \rangle$ et de teneur en eau massique $\langle w^{ini} \rangle$ en tout point nous sert de référence.

Gammamétrie		Pesée
$w^{Am}(\%)$	$w^{Cs}(\%)$	$\langle w^{fin}(\%) \rangle$
$27,2 \pm 3\%$	$29,5 \pm 3\%$	$30,8 \pm 0,1$

TAB. III.2 – Comparaison des teneurs en eau finales de l'éprouvette du mélange gonflant données par pesée et par gammamétrie (traitement monosource).

Les valeurs moyennes finales obtenues par gammamétrie et par pesée sont comparées dans le tableau suivant :

Assurément, des différences sont observables entre ces mesures : les valeurs gammamétriques sont nettement décalées l'une par rapport à l'autre ; elles sont de plus toutes les deux inférieures à ce qui a été mesuré par pesée.

Pour nous rendre mieux compte de ce qu'il s'est passé, nous présentons à la figure III.2, l'évolution au cours du temps des teneurs en eau massiques, pour deux hauteurs différentes ($z = 2,5$ cm et $5,5$ cm). Comme nous disposons d'un trop grand nombre de mesures, ces courbes ont été lissées par une technique de moyenne glissante. Celle-ci nous permet d'obtenir des courbes moins bruitées dans le temps. Son principe sera explicité dans le paragraphe III.2.

Nous mettons en évidence deux anomalies.

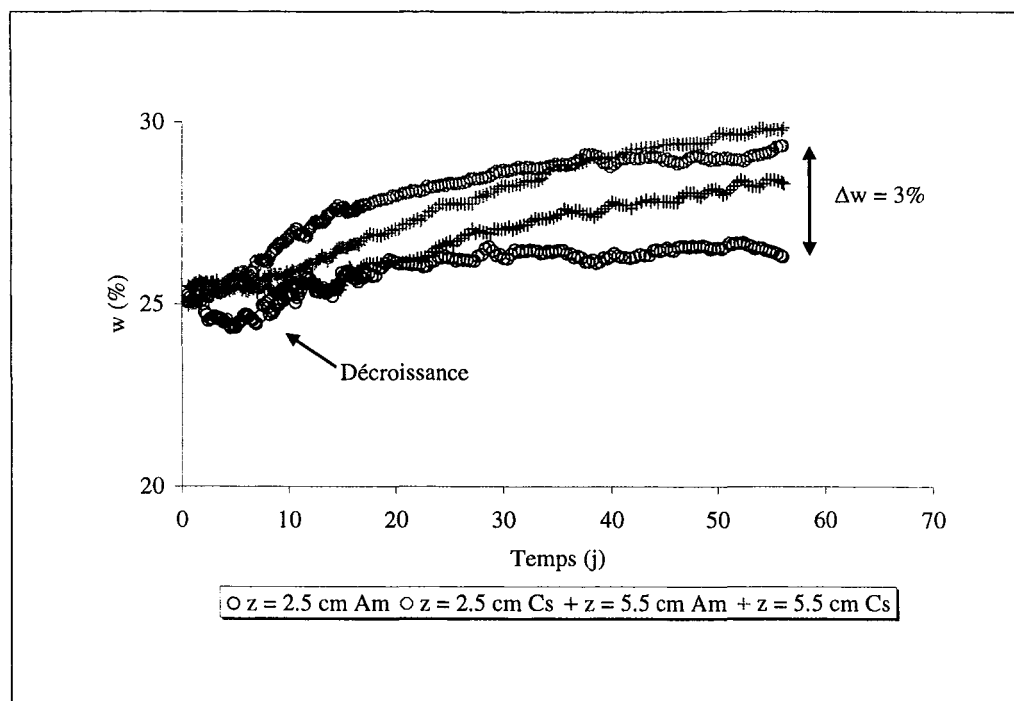


FIG. III.2 – Évolution de la teneur en eau massique au cours du temps, dépouillement monosource (moyenne glissante sur 5 points).

La première est la présence d'un écart entre les mesures fournies par l'américium et le césium. Cela avait déjà été observé dans le cas du limon de Jossigny, mais cette fois-ci, le biais n'est plus quasi constant : il varie bel et bien en fonction du temps et donc du degré d'humidification. Cette constatation est d'autant plus vraie pour les mesures effectuées en bas de l'éprouvette.

L'autre anomalie, visible sur cette figure, est l'apparition d'une légère décroissance au début de l'essai, pour la courbe issue des mesures de la source américium à $z = 2,5$ cm. Cette décroissance n'est guère observable, à la même hauteur, pour la courbe issue des mesures de la source césium.

Tous ces problèmes peuvent être expliqués *a priori* par deux causes, qui ne sont pas prises en compte dans les équations du système III.1 :

1. expérimentalement, l'éprouvette initiale n'est pas **parfaitement** uniforme au départ, malgré toutes les précautions prises (localement, certaines zones peuvent être plus ou moins humides et plus ou moins denses) ;
2. au cours de l'imbibition, des variations locales de la masse volumique sèche interviennent.

En ce qui concerne la première raison, nous avons vu dans le cas du limon de Jossigny, que cela ne jouait pas de façon déterminante dans le problème : les courbes, moins bruitées, présentaient des amplitudes simplement un peu plus faibles. Cependant, ici le milieu a la faculté de gonfler, ce qui peut accentuer les hétérogénéités.

Au regard de la valeur de la pression exercée par l'éprouvette sur le piston, on imagine bien que la matrice poreuse n'a pas pu rester fixe. L'écriture de la deuxième raison est donc parfaitement légitime. Si au cours d'un essai d'imbibition, cette matrice ne reste pas rigide, les équations du système III.1 ne sont alors plus valides : les termes N_{ref}^* , $\langle \rho_d^{ini} \rangle$ et $\langle w^{ini} \rangle$ caractérisant l'éprouvette initiale de référence, sont alors tous erronés.

Comme dans notre cas, rien n'empêche ces deux causes de combiner leurs effets, il n'y a plus lieu de s'étonner de l'incohérence des résultats obtenus sur les courbes d'humidification.

L'imbibition d'eau ayant lieu par le bas, c'est à proximité de cette zone que les variations de la masse volumique sèche² doivent être les plus marquées. Il n'est donc pas surprenant d'observer des écarts substantiels entre les deux courbes gammamétriques à $z = 2,5$ cm, voire même des artefacts comme la légère décroissance.

Nous présentons sur la figure III.3, les différentes courbes de Boltzmann pour les deux sources aux différentes hauteurs considérées. De toute évidence, il n'y a absolument pas superposition des quatre courbes. Le graphique est donc inexploitable pour identifier une éventuelle courbe de diffusivité.

Conclusion sur le dépouillement monosource

Tout ceci montre que dans le cas des sols argileux gonflants où l'on maintient le volume de l'éprouvette constant, la gammamétrie monosource est parfaitement inadaptée. En effet, celle-ci ne tient pas compte des variations de la masse volumique sèche à l'échelle locale au cours de l'imbibition.

Il apparaît donc indispensable de traiter nos données expérimentales par le dépouillement classique de la gammamétrie double-source.

²donc les écarts par rapport à la valeur $\langle \rho_d^{ini} \rangle = 1,52$ g/cm³ imposée dans les équations

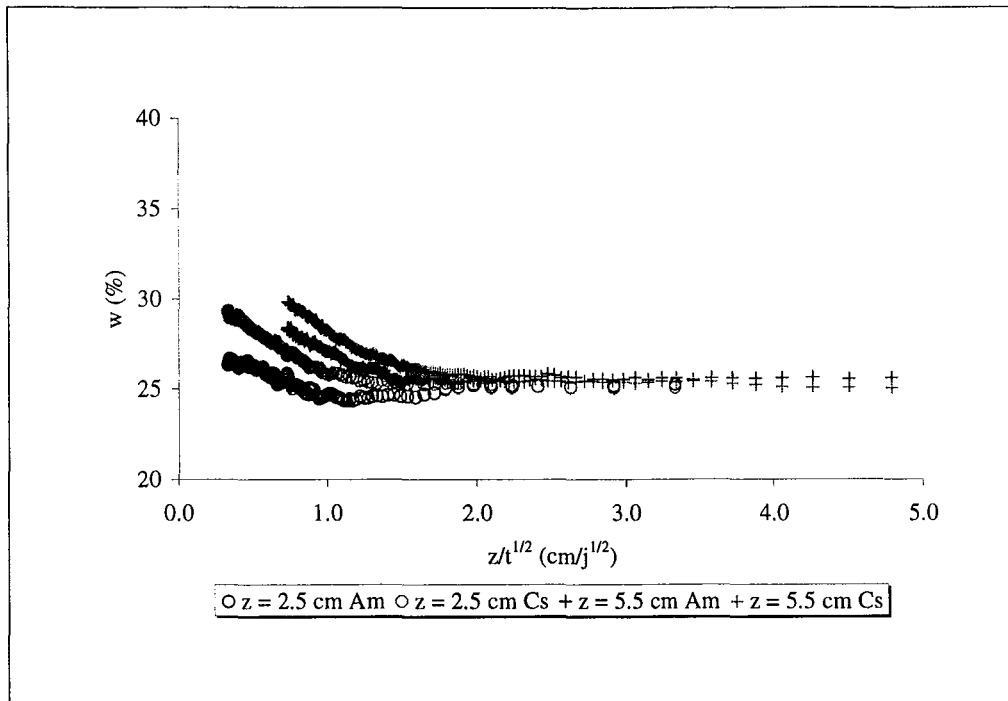


FIG. III.3 – Courbes de Boltzmann, dépouillement monosource (moyenne glissante sur 5 points).

III.1.4 Dépouillement double-source

Profils initial et final

Les figures III.4 et III.5 présentent respectivement les profils en terme de teneur en eau massique et en terme de masse volumique sèche, à l'instant initial et au moment où la manipulation a été arrêtée.

Les profils initiaux sont plutôt uniformes, cela permet de voir que la technique de compactage double-piston est bien adaptée. Dans cet essai, ρ_d est mesurée à $\pm 0,03 \text{ g/cm}^3$, et w à $\pm 3 \%$, d'après les formules fournies dans l'annexe B.

Sur la figure III.4, la comparaison des profils finaux montre une légère surestimation des valeurs gammamétriques par rapport à celles obtenues par pesée. Les écarts observés peuvent être de l'ordre de 2 à 3 %. Parallèlement, sur la figure III.5, nous remarquons une diminution généralisée des valeurs finales des masses volumiques sèches locales. À partir des deux profils, un calcul simple permet de constater une "perte" d'environ 11 g de matière solide. Cette baisse est confirmée dans la figure III.6, qui présente l'évolution au cours du temps de cette grandeur.

Présenté de cette manière, ce constat est assez préoccupant car il remet en cause la notion même de "manipulation à volume constant". Plusieurs hypothèses sont envisageables pour expliquer cette diminution :

- (i) une mauvaise maîtrise des conditions aux limites mécaniques dans le sens axial ;
- (ii) une dérive dans le temps de la mesure gammamétrique, favorisée par la longue durée de la manipulation.

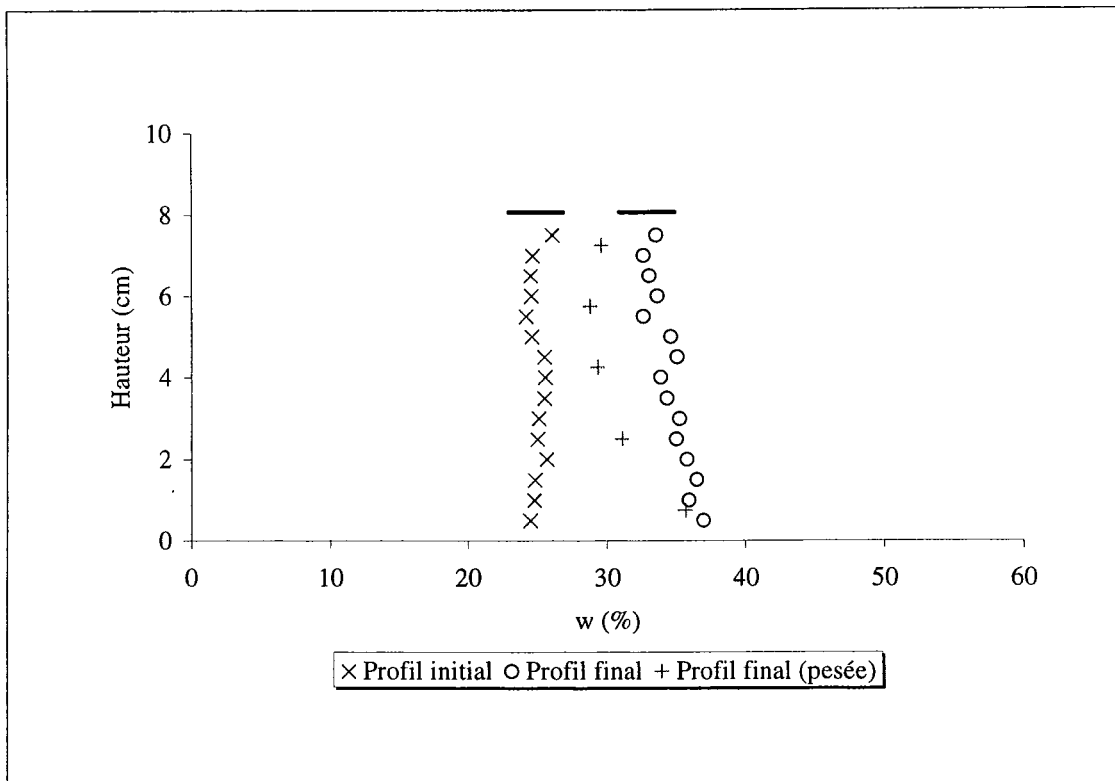


FIG. III.4 – Profil initial et final en terme de teneur en eau massique (VCDP2).

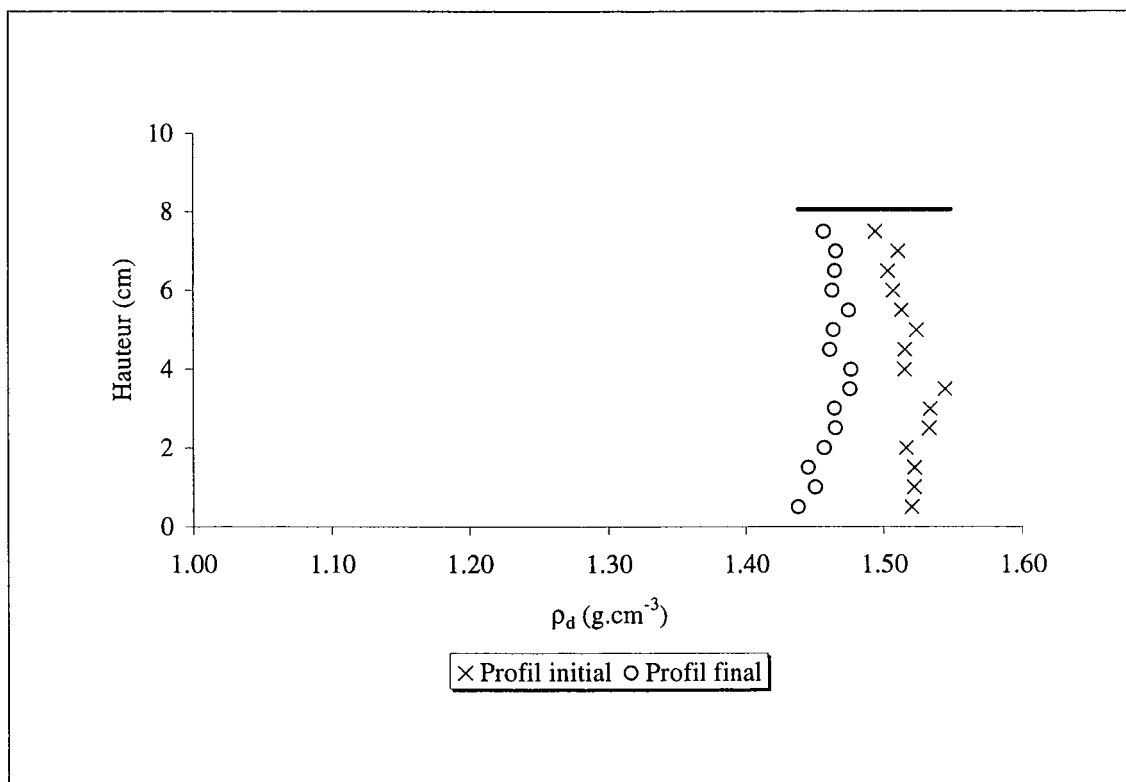


FIG. III.5 – Profil initial et final en terme de masse volumique sèche (VCDP2).

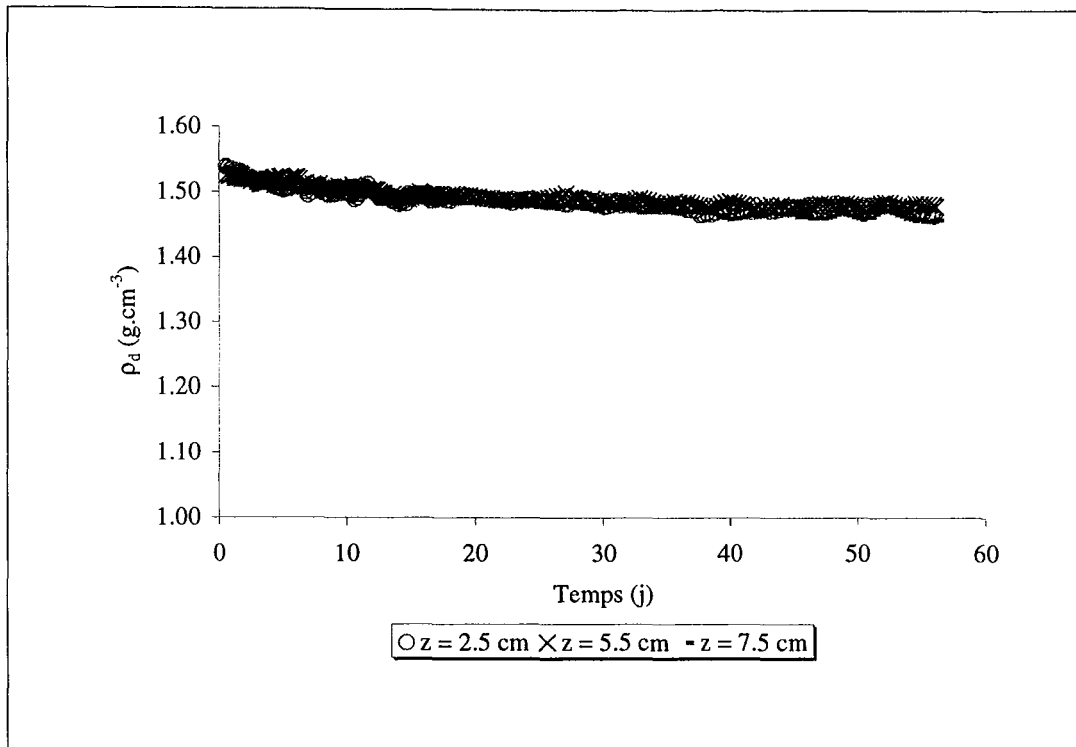


FIG. III.6 – Évolution de la masse volumique sèche en fonction du temps (VCDP2) (moyenne glissante sur 5 points).

- (iii) une mauvaise maîtrise des conditions mécaniques dans le sens radial ;
- (iv) une mauvaise connaissance des coefficients d'absorption massique, valable aussi bien pour la phase solide que pour la phase liquide ;

L'hypothèse (i) peut être invalidée, en donnant l'évolution, au cours du temps, des mesures faites par le capteur de déplacement. Un déplacement maximal de $70 \mu\text{m}$ a été observé en 60 jours de manipulation : cela peut expliquer une "perte" d'environ $0,3 \text{ g}$, ce qui n'est pas suffisant pour expliquer notre problème. Nous n'excluons pas non plus, que la pierre poreuse utilisée ait pu subir une légère compression, sous l'action des forces de gonflement, mais nous la supposons, elle-aussi, négligeable.

Pour infirmer l'hypothèse (ii), la procédure généralement utilisée reste la correction par rapport à un matériau standard de référence (du dural). Malheureusement, les dimensions en hauteur de la cellule, équipée du capteur de force et de la vis de charge, ont rendu ces données indisponibles. Nous ne pouvons donner ici que les mesures à travers le diamètre de la vis de charge (en laiton), et seulement celles issues de la source Cs. Comme les variations observées ne sont pas significatives ($104,2 \text{ coups/s} \leq N_{Cs}^{vis}(t) \leq 105,4 \text{ coups/s}$), aucune correction n'est *a priori* nécessaire.

L'hypothèse (iii) est aussi envisageable car rien ne garantit que l'intérieur du tube en plexiglas[®] ait conservé son état de surface d'origine au cours de toutes les expériences³. Il est alors possible d'avoir un léger jeu entre l'éprouvette de sol et les parois internes du tube. Ce jeu serait alors comblé au cours de l'imbibition, par un petit gonflement radial de l'éprouvette. Cela signifie concrètement que le diamètre injecté dans le système

³Chronologiquement, cet essai est le dernier à avoir été réalisé.

d'équation n'a pas conservé sa valeur initiale. L'argument jouant le plus en défaveur de cette hypothèse est que la teneur en eau massique est elle-aussi mal mesurée. Pourtant, en gammamétrie bi-source, son expression analytique s'affranchit de la connaissance de l'épaisseur du milieu traversé (*cf.* page 80). L'hypothèse (iii), qui n'est pas totalement exclue, ne peut donc pas être la cause principale de nos erreurs de mesure.

Enfin, il nous reste l'hypothèse (iv) qui nous semble être la plus envisageable. Afin de ne pas poursuivre notre discussion autour d'un faux débat, nous nous proposons d'effectuer une correction de nos mesures, dont le principe va être explicité dans le paragraphe suivant. Cette correction est en fait basée sur une redétermination des coefficients d'absorption massique.

Proposition d'une méthode de correction

Dans cette partie, il s'agit de trouver une méthode de correction permettant de s'assurer qu'il y a bien conservation de la masse, tout au long de l'essai d'imbibition. Initialement, la valeur de la masse volumique sèche est parfaitement connue : $\langle \rho_d^{ini} \rangle$. Supposons maintenant qu'il existe un terme correctif dépendant du temps (donc implicitement de l'humidité), permettant d'assurer la conservation de la masse volumique sèche. Ce terme, que nous noterons $\alpha(t)$ doit vérifier la relation suivante :

$$\alpha(t) = \frac{\frac{1}{N} \sum_i^N \rho_d^{inc}(i, t)}{\langle \rho_d^{ini} \rangle} \quad (\text{III.2})$$

où $\rho_d^{inc}(i, t)$ correspond à la masse volumique sèche du matériau à l'instant t et à la hauteur i avant la procédure de correction. L'évolution de cette grandeur dans le temps et pour trois hauteurs a déjà été présentée à la figure III.6. Dans notre cas, 8 hauteurs, réparties de manière équidistante sur l'ensemble de l'éprouvette, ont été scrutées (*i.e.* $N = 8$).

Nous savons que le terme correctif vérifie à l'instant initial $\alpha(0) = 1$. Nous montrons à la figure III.7 son évolution dans le temps.

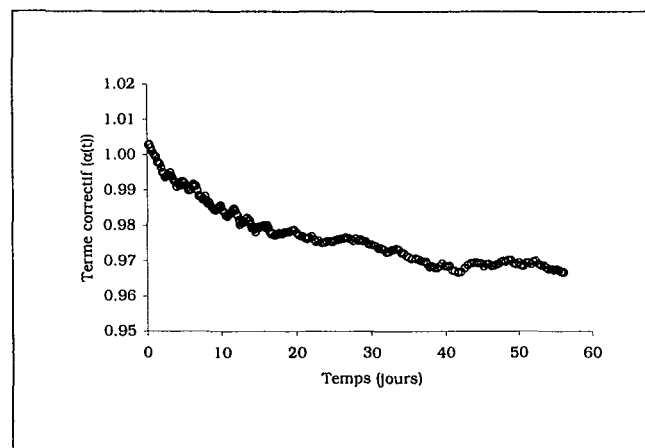


FIG. III.7 – Évolution dans le temps du terme correctif $\alpha(t)$ (moyenne glissante sur 5 points).

Pour retrouver l'évolution de la masse volumique sèche réelle pour chaque hauteur i , il suffit alors d'appliquer la relation suivante :

$$\rho_d(i, t) = \frac{\rho_d^{\text{inc}}(i, t)}{\alpha(t)} \quad (\text{III.3})$$

Nous donnons à la figure III.8 les nouveaux profils initial et final pour la masse volumique sèche de cet essai. Nous voyons sur le profil final que l'éprouvette a très légèrement gonflé en bas, et s'est très légèrement tassée en haut. Cela correspond à un résultat bien plus cohérent qu'avant la correction. Cependant, que s'est-il passé entre le début et la fin de l'essai ?

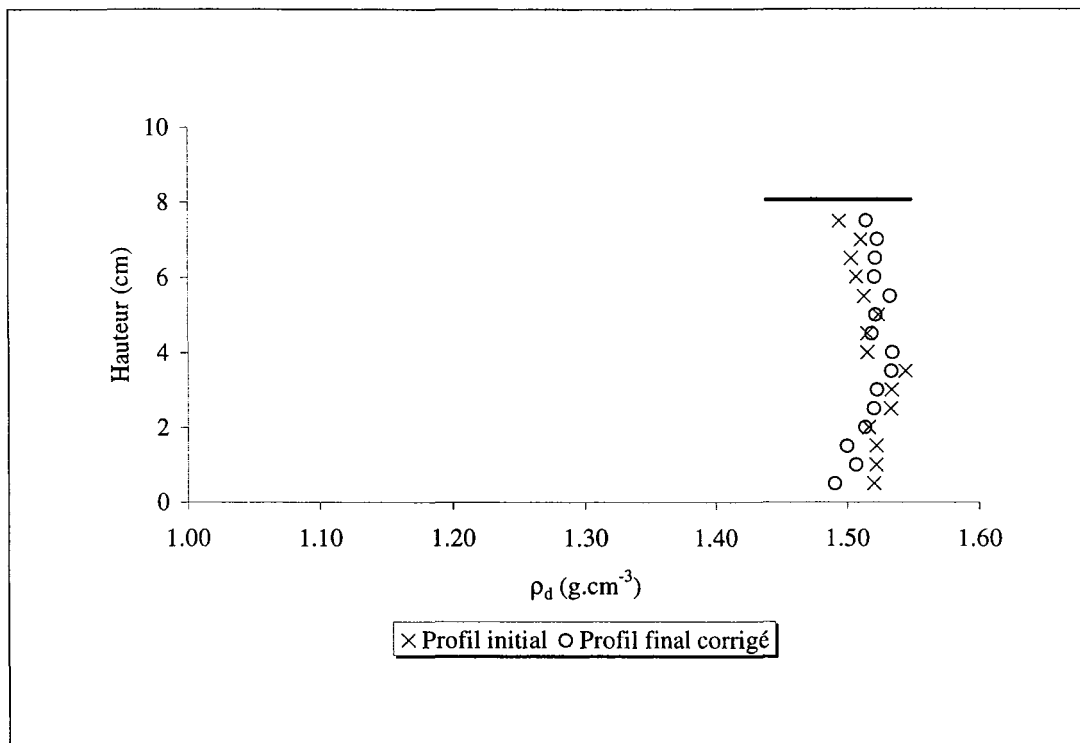


FIG. III.8 - Profils initial et final (corrigé) de la masse volumique sèche pour l'essai VCDP2.

Nous présentons à la figure III.9, l'évolution de la grandeur considérée au cours du temps. Nous voyons que le processus de gonflement/tassement ne s'est pas réalisé instantanément. À $z = 0,5$ cm, avec l'arrivée de l'eau, nous observons d'abord une forte diminution de la masse volumique sèche (le sol gonfle). Ce gonflement est immédiatement compensé par des zones médianes de l'éprouvette ; cela est nettement visible à $z = 3,5$ cm par exemple. Puis, quelques jours après, nous voyons que ρ_d en bas de l'éprouvette se met à augmenter progressivement (le sol dans cette zone se tasse) sans retrouver sa valeur initiale. Cette fois ce tassement provient du gonflement des zones supérieures ($z = 3,5$ cm par exemple). Il est d'ailleurs favorisé par le fait que l'humidité est devenue plus importante en bas de l'éprouvette. En ce qui concerne les autres hauteurs, les processus de gonflement et de tassement sont moins marqués, donc moins visibles sur le graphe.

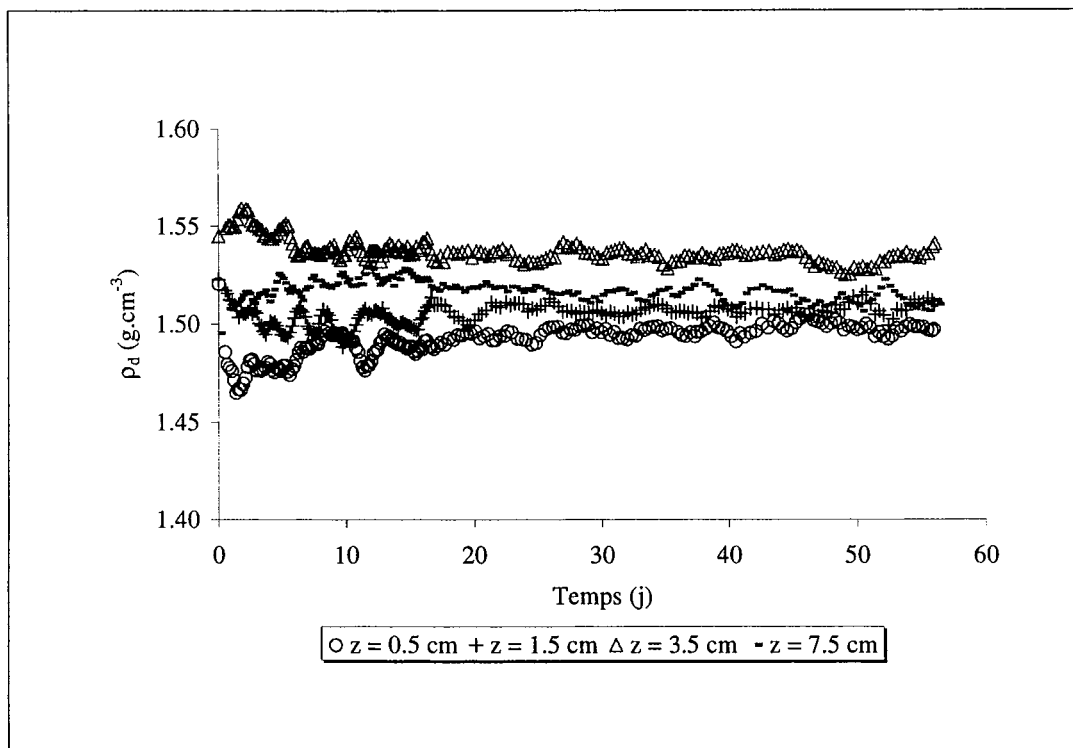


FIG. III.9 – Évolution au cours du temps de la masse volumique sèche (corrigé) pour l'essai VCDP2.

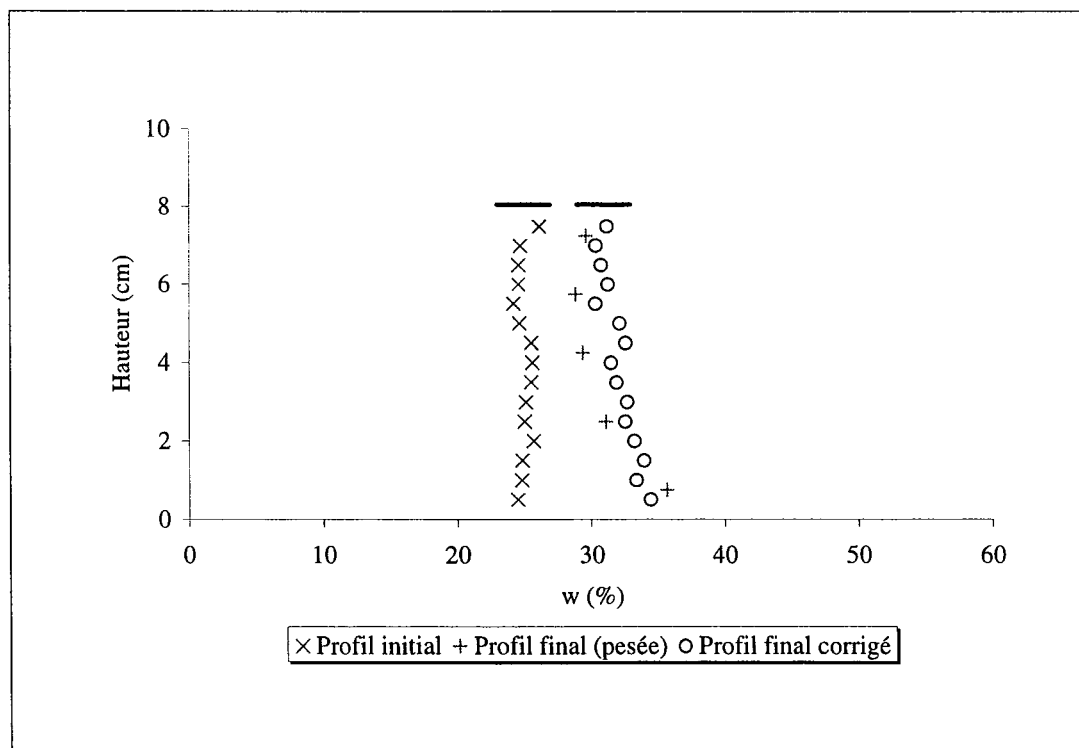


FIG. III.10 – Profils initial et final (corrigé) de l'éprouvette en terme de teneur en eau massique w (%).

Au bout d'une vingtaine de jours, toutes les courbes sont plus ou moins stabilisées autour de leurs valeurs finales. C'est ce que nous avons déjà constaté lors de la présentation de l'évolution de la pression de gonflement.

Constatant ces résultats qui paraissent physiquement cohérents, pourquoi ne pas essayer de corriger d'une manière similaire les profils en θ_w et $w(\%)$? Pour cela nous devons supposer que le produit croisé des coefficients d'atténuation, \mathcal{K} , reste constant pendant toute la durée de l'essai (ce qui doit être le cas en théorie). Nous avons :

$$\mathcal{K} = \rho_w \rho_s K = \rho_w \rho_s (\mu_s^{Am} \mu_w^{Cs} - \mu_s^{Cs} \mu_w^{Am}) \quad (III.4)$$

Afin de faire intervenir le terme $\alpha(t)$ dans les équations, une astuce consiste à multiplier cette expression par 1 ou bien par le rapport $\frac{\alpha(t)}{\alpha(t)}$:

$$\mathcal{K} = \rho_w \rho_s \left(\frac{\mu_s^{Am}}{\alpha(t)} \mu_w^{Cs} \alpha(t) - \frac{\mu_s^{Cs}}{\alpha(t)} \mu_w^{Am} \alpha(t) \right) \quad (III.5)$$

Les équations vues au chapitre II peuvent donc être retouchées d'une manière judicieuse.

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho_d = \frac{\frac{\mu_w^{Cs}}{\alpha(t)} \ln \left(\frac{N_0^{Am}}{N^{Am}} \right) - \frac{\mu_w^{Am}}{\alpha(t)} \ln \left(\frac{N_0^{Cs}}{N^{Cs}} \right)}{xK} \quad (III.6a) \\ \rho_w \theta_w = \frac{\mu_s^{Am} \alpha(t) \ln \left(\frac{N_0^{Cs}}{N^{Cs}} \right) - \mu_s^{Cs} \alpha(t) \ln \left(\frac{N_0^{Am}}{N^{Am}} \right)}{xK} \quad (III.6b) \\ w = \frac{\mu_s^{Am} \alpha(t) \ln \left(\frac{N_0^{Cs}}{N^{Cs}} \right) - \mu_s^{Cs} \alpha(t) \ln \left(\frac{N_0^{Am}}{N^{Am}} \right)}{\frac{\mu_w^{Cs}}{\alpha(t)} \ln \left(\frac{N_0^{Am}}{N^{Am}} \right) - \frac{\mu_w^{Am}}{\alpha(t)} \ln \left(\frac{N_0^{Cs}}{N^{Cs}} \right)} \quad (III.6c) \end{array} \right.$$

En observant ces équations, nous voyons que s'il est nécessaire de corriger ρ_d en le divisant par $\alpha(t)$, nous devons modifier nos teneurs en eau volumiques θ_w en les multipliant par $\alpha(t)$. Nous assurons ainsi la conservation de la matière dans le système sol argileux-eau. Grâce à l'expression III.6c, nous parvenons à corriger le profil de la teneur en eau massique dans le bon sens (FIG. III.10). Nous retrouvons pratiquement le profil obtenu par pesée.

Nous présentons également à la figure III.11, l'évolution dans le temps de la teneur en eau massique (corrigée) pour différentes hauteurs. La plage de variation adoptée est volontairement large : ces courbes seront à comparer avec celles tracées pour les autres essais. Les courbes obtenues sont extrêmement plates car peu d'eau pénètre dans le matériau. De plus, la cinétique est réellement lente dans cet essai, il faut une cinquantaine de jours pour que la teneur en eau augmente de 5 % ; les mécanismes d'hydratation semblent complètement bloqués du début à la fin de l'essai.

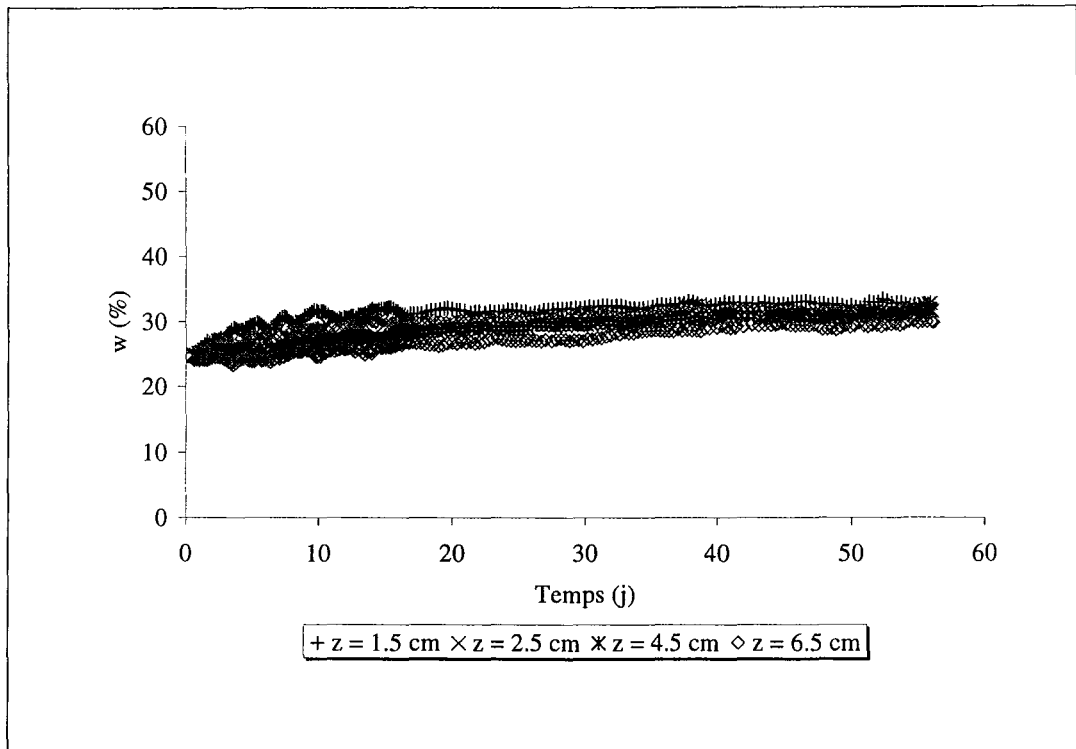


FIG. III.11 – Évolution de la teneur en eau massique en fonction du temps (VCDP2) (moyenne glissante sur 5 points).

Bilan en chiffres et tentative d'interprétation

Nous présentons dans le tableau suivant, une synthèse des valeurs des coefficients d'atténuation des différentes phases en présence ($\rho_w = 1 \text{ g/cm}^3$; $\rho_s = 2,68 \text{ g/cm}^3$).

Afin de corriger nos données, nous voyons que les coefficients de l'eau ont dû être légèrement augmentés au détriment de ceux de la phase solide, et ce, malgré les faibles changements d'humidité. Une raison pouvant expliquer ces variations est que l'eau distillée, dépourvue d'ions à l'entrée de la cellule d'imbibition, se charge progressivement en pénétrant dans le sol argileux. Comme cette quantité d'eau infiltrée est faible, cela implique que la concentration en ions dans la solution d'imbibition se retrouve forte [revoir éventuellement la partie II.4].

	Instant initial	Instant final
$\eta_w^{Am} \text{ (cm}^{-1}\text{)}$	0,2040	0,2114
$\eta_w^{Cs} \text{ (cm}^{-1}\text{)}$	0,0850	0,0881
$\eta_s^{Am} \text{ (cm}^{-1}\text{)}$	0,875	0,846
$\eta_s^{Cs} \text{ (cm}^{-1}\text{)}$	0,209	0,202

TAB. III.3 – Comparaison des coefficients d'atténuation obtenus pour les phases liquide et solide, entre le début et la fin de l'essai.

Analytiquement, si on conserve le jeu de paramètres déterminé initialement, cela se traduit directement par des erreurs de calculs pour les grandeurs étudiées :

- la masse volumique sèche du matériau est plus faible que celle prévue (les coefficients d'atténuation de l'eau sont pris trop petits par rapport à la réalité);
- les teneurs en eau volumique et massique sont plus fortes que celles déterminées par pesée (les coefficients d'atténuation de la phase solide sont pris trop grands par rapport à la réalité).

La correction que nous avons proposée paraît donc légitime.

Toutefois, ces aspects devraient avoir moins de conséquences dans le cas d'essais où une quantité d'eau plus importante peut s'introduire dans le milieu. En effet, plus la quantité d'eau est forte dans le milieu, plus les coefficients d'atténuation réels se rapprochent de ceux de l'eau libre, et donc moins on fait d'erreur en les utilisant.

III.1.5 Identification des paramètres de diffusivité

Dans le cadre de cette expérience, il existe *a priori* deux procédures pour déterminer les propriétés hydrauliques de notre matériau.

La première consiste à traiter celui-ci comme un milieu non-gonflant (ce qui est macroscopiquement le cas), à l'instar du limon de Jossigny (§ II.6) et du béton cellulaire (annexe C). Grâce à l'utilisation de la courbe de Boltzmann $w = f\left(\frac{z}{\sqrt{t}}\right)$, nous accédons alors à la diffusivité hydraulique $D_{w/o}$ de notre matériau.

L'autre procédure consiste à traiter le milieu comme s'il était déformable. Nous sommes alors conduits à utiliser les coordonnées matérielles m . La courbe de Boltzmann $w = f\left(\frac{m}{\sqrt{t}}\right)$ permet ensuite d'accéder à la diffusivité matérielle de notre matériau ($D_m(w)$), grâce à notre programme d'identification.

Nous avons retenu les modèles de diffusivité suivant :

$$\begin{cases} D_{w/o}(w) = a e^{bw} & \text{(III.7a)} \\ D_m(w) = a_m e^{b_m w} & \text{(III.7b)} \end{cases}$$

En théorie, les deux procédures doivent être équivalentes. En effet, en reprenant la définition de la diffusivité matérielle vue au chapitre I, nous avons :

$$D_m(w) = k_{w/s} \frac{\rho_w \rho_d}{\rho_s^2} \frac{d\psi_w}{dw} \quad \text{(III.8)}$$

Mais nous avons aussi vu dans ce chapitre que la diffusivité hydraulique $D_{w/o}$, d'un milieu non-gonflant pouvait s'écrire :

$$D_{w/o}(w) = k_{w/o} \frac{\rho_w}{\rho_d} \left(\frac{d\psi_w}{dw} \right) \quad \text{(III.9)}$$

Nous pouvons alors faire apparaître une relation liant D_m et $D_{w/o}$, elle s'écrit :

$$D_m(w) = \frac{\rho_d^2 k_{w/s}}{\rho_s^2 k_{w/o}} D_{w/o}(w) \quad \text{(III.10)}$$

A priori, comme la phase solide ne se déplace pas macroscopiquement, nous avons aussi $k_{w/s} = k_{w/o}$. La relation III.10 se simplifie alors grandement :

$$D_m(w) = \frac{\rho_d^2}{\rho_s^2} D_{w/o}(w) \quad \text{(III.11)}$$

Identification de $D_{w/o}$

Nous avons représenté sur la figure III.12, l'évolution de la teneur en eau massique en fonction de la variable de Boltzmann classique $\left(\frac{z}{\sqrt{t}}\right)$. La théorie semble être validée car quelle que soit la hauteur considérée, les valeurs semblent suivre une courbe unique. Le processus d'imbibition dans le milieu est donc purement diffusif.

Nous avons alors pu identifier sur cette représentation, les paramètres a et b du modèle de diffusivité choisi, pour les données à la hauteur médiane $z = 4,5$ cm (méthode inverse). Grâce à cette identification, nous pouvons retrouver très fidèlement la courbe d'humidification ($w = f(t)$) pour cette hauteur (FIG. III.15).

Le jeu de paramètres obtenu a ensuite été réinjecté dans l'équation de diffusion, afin de simuler la réponse pour deux autres hauteurs ($z = 1,5$ cm, $z = 6,5$ cm)(méthode directe). La simulation à $z = 6,5$ cm décrit parfaitement le processus d'imbibition. Pour la hauteur $z = 1,5$ cm, la simulation est plutôt convenable, compte tenu des variations de porosité ayant eu lieu à cette hauteur.

Identification en coordonnées lagrangiennes

Utilisons maintenant la deuxième procédure, qui consiste à se placer dans le référentiel lié à la phase solide. L'allure des courbes de Boltzmann $w = f\left(\frac{m_z}{\sqrt{t}}\right)$ obtenues est identique à celles du paragraphe précédent, l'unicité est également observée. Seule l'échelle de l'axe des abscisses se retrouve plus restreinte.

Remarque : Comparons les figures III.12 et III.13. Comme le milieu ne se déforme que très peu ($\rho_d \simeq 1,52$ g/cm³), nous pouvons vérifier que la coordonnée matérielle définie par l'expression $m(z, t) = \int_0^z \frac{\rho_d(z, t)}{\rho_s} dz$ peut, en première approximation, se simplifier en

$$m(z, t) \simeq \frac{\rho_d}{\rho_s} z \simeq \frac{1,52}{2,68} z.$$

Remarque : Afin de simplifier les écritures dans la suite de ce mémoire, $m(z, t)$ sera remplacé par m_z , où z est la hauteur issue du repère fixe (en cm).

L'identification des paramètres a_m et b_m du modèle exponentiel choisie, nous permet de retrouver la courbe de Boltzmann pour la hauteur médiane $m_{4,5}$. Pour repasser dans le système de coordonnées fixes, il suffit ensuite d'utiliser la figure III.14, donnant l'évolution de $\frac{m_z}{\sqrt{t}}$ en fonction du temps pour n'importe quelle hauteur. Cela nous permet de retrouver exactement le même graphe que celui décrit précédemment (FIG. III.15). Nous n'avons donc pas de commentaires supplémentaires à apporter.

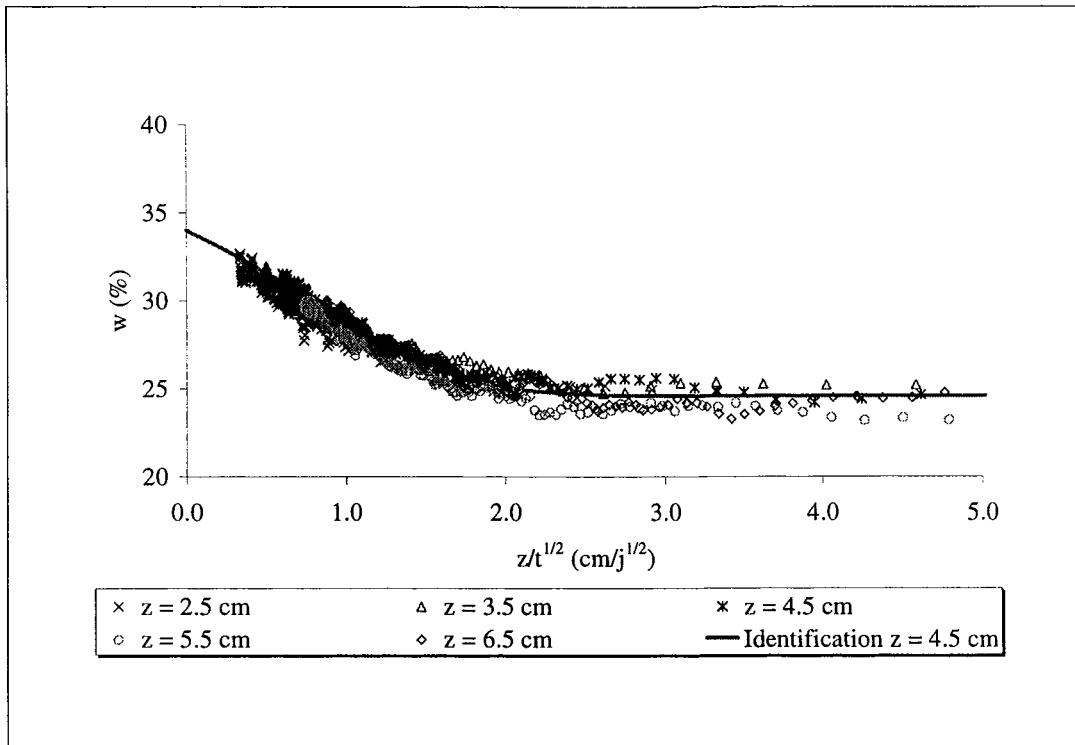


FIG. III.12 – Représentation de w en fonction de la variable de Boltzmann avec la courbe identifiée à $z = 4,5$ cm. (Le lecteur pourra retrouver cette figure agrandie à l'annexe D).

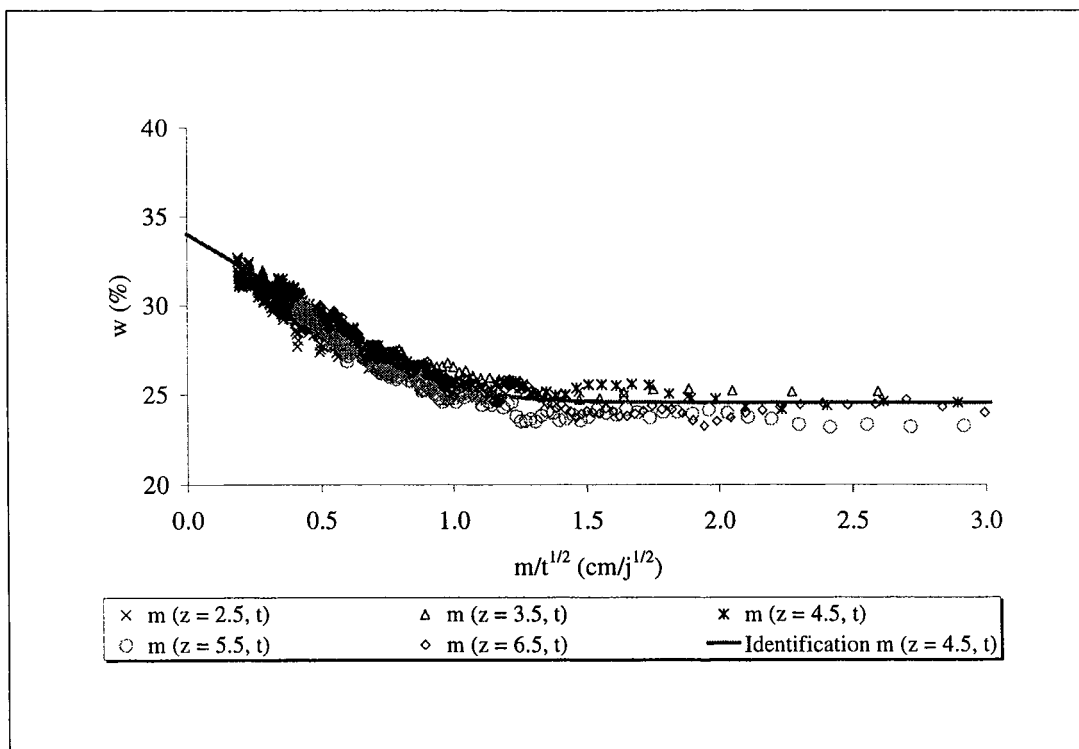


FIG. III.13 – Courbe de Boltzmann identifiée (coordonnées matérielles) D_m .

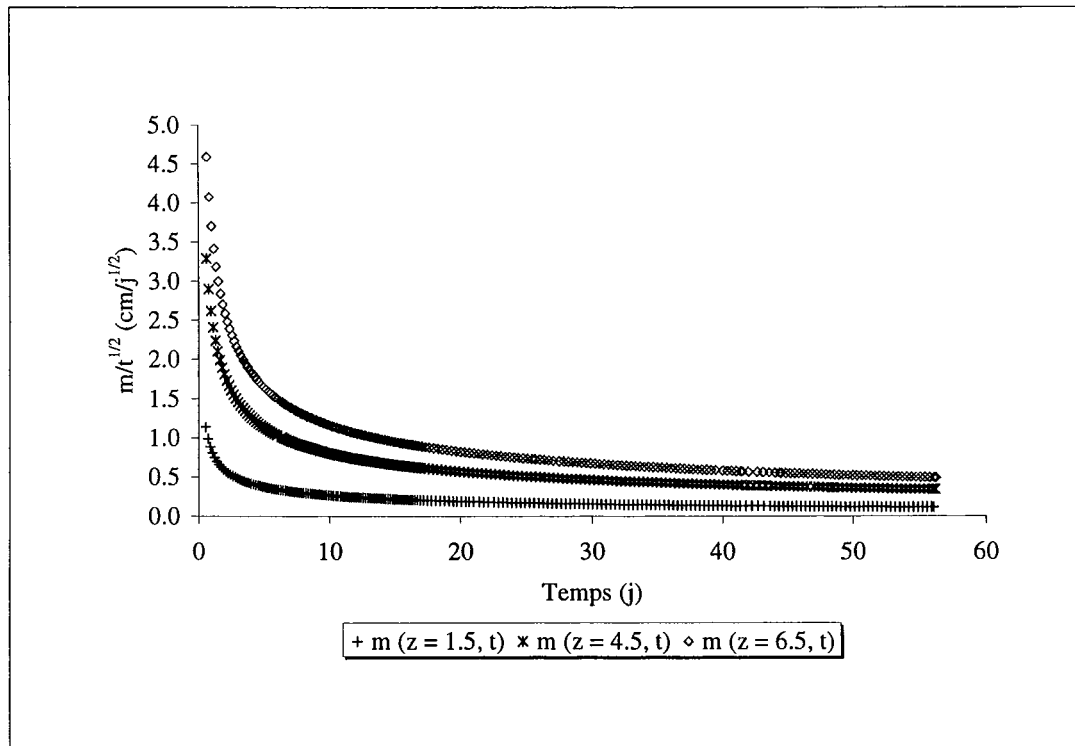


FIG. III.14 – Courbes intermédiaires permettant de repasser dans le système de coordonnées fixes.

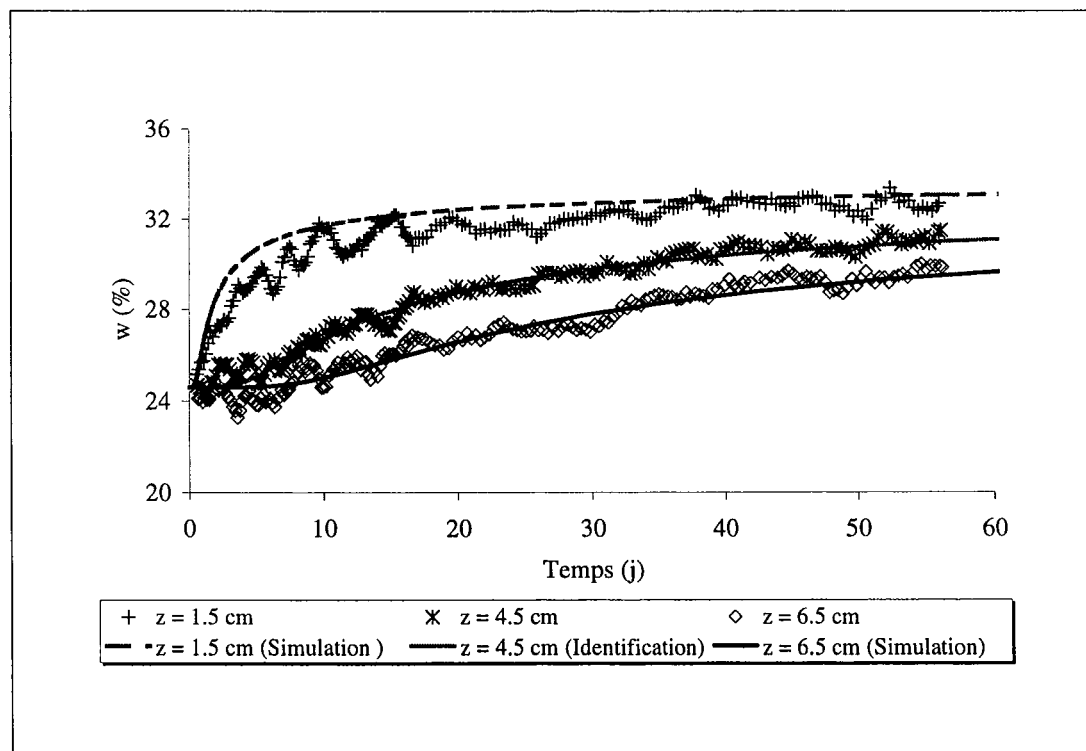


FIG. III.15 – Évolution de la teneur en eau massique en fonction du temps : comparaison des courbes expérimentales avec les courbes simulées (identification à $z = 4, 5$ cm).

Courbes de diffusivité

L'identification a donné les jeux de paramètres suivants (TAB. III.4) :

Hauteurs	a ou a_m (m^2/s)	b ou b_m
$D_{w/o}(w)$	$2,54 \cdot 10^{-11}$	11,35
$D_m(w)$	$8,81 \cdot 10^{-12}$	11,10

TAB. III.4 – Synthèse des paramètres de diffusivité identifiés sur les graphiques III.12 et III.13 pour la hauteur $z = 4,5$ cm.

En nous aidant de la relation III.11, nous avons pu recalculer la diffusivité matérielle à partir de la diffusivité hydraulique. Cela nous a permis d'obtenir les courbes de diffusivité matérielle suivantes (FIG. III.16). Compte tenu de l'échelle adoptée, nous voyons que les deux identifications conduisent à des courbes tout à fait superposables. Cela confirme que les approches adoptées sont parfaitement équivalentes pour l'essai à volume constant.

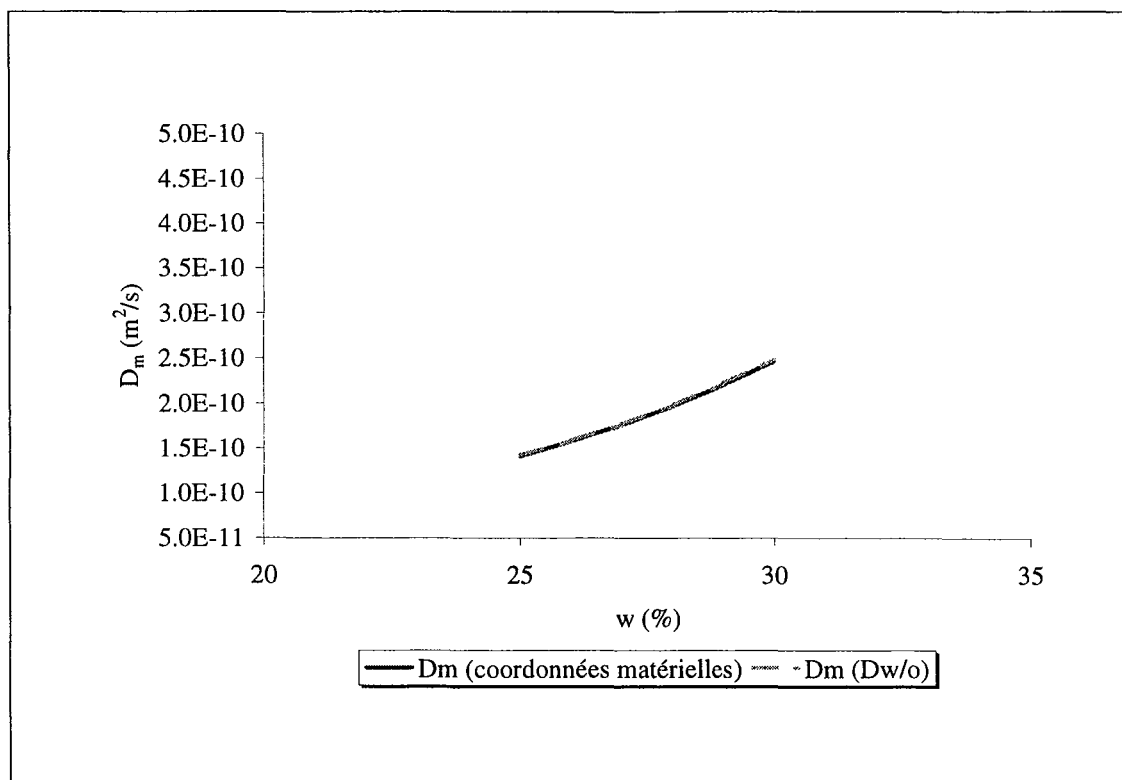


FIG. III.16 – Courbes de diffusivité matérielle identifiées suivant deux méthodes différentes (Essai VCDP2).

III.1.6 Choix de la hauteur identifiée

Qu'aurions-nous obtenu si l'identification avait été effectuée à une autre hauteur ? La réponse à cette question est montrée dans le tableau III.5, dans lequel différents jeux de paramètres ont été obtenus. Nous avons aussi ajouté dans ce tableau, la valeur des pentes $\left(\frac{dw}{d\xi_m}\right)$ en $\xi_m = 0$, ainsi que les teneurs en eau massiques imposées dans le programme en $\xi_m = 0$ et $\xi_m \rightarrow \infty$.

	$m_{2,5}$	$m_{3,5}$	$m_{4,5}$	$m_{5,5}$	$m_{6,5}$
a_m (m ² /s)	$2,12 \cdot 10^{-11}$	$1,47 \cdot 10^{-10}$	$8,81 \cdot 10^{-12}$	$6,49 \cdot 10^{-11}$	$7,28 \cdot 10^{-12}$
b_m	9,38	1,55	11,10	4,99	12,03
Pente(j ^{1/2} /cm)	$-6,59 \cdot 10^{-2}$	$-1,07 \cdot 10^{-1}$	$-7,72 \cdot 10^{-2}$	$-9,95 \cdot 10^{-2}$	$-7,29 \cdot 10^{-2}$
$[w_{\xi_m \rightarrow \infty} - w_{\xi_m = 0}]^{\times}$ (%)	[34-25]	[34-25]	[34-24,6]	[34-23,3]	[34-24,4]

[×] méthode du tir

TAB. III.5 – Récapitulatif des différents couples de paramètres identifiés en fonction de la hauteur.

D'apparence, les paramètres sont très différents les uns des autres. C'est pourquoi, nous avons tracé à la figure III.17, l'évolution des différentes courbes de diffusivité pour la gamme des teneurs en eau explorée (FIG. III.17). Nous voyons que les diverses courbes obtenues ont quasiment le même ordre de grandeur. Le choix de la hauteur ne semble donc pas trop affecter la valeur estimée de la diffusivité. Pour nous en rendre mieux compte, nous avons simulé les courbes d'humidification pour différentes hauteurs, avec le couple de paramètres identifié à la hauteur $z = 3, 5$ cm (FIG. III.18). Les résultats obtenus paraissent tout à fait acceptables.

III.1.7 Conclusion sur l'essai à volume constant

Dans cet essai, de nombreux problèmes dus à l'aspect gonflant du matériau ont pu être observés. Nous avons tout d'abord vu que le traitement des données, effectué comme si nous avions deux bancs gammamétriques monosource, était inadapté en raison des variations de la masse volumique sèche, à l'échelle locale. Seul le traitement classique de la gammamétrie double-source permet donc de rendre compte de la réalité.

Malheureusement, dans notre cas, un terme correctif a dû être introduit pour retrouver des profils en w et en ρ_d plus réalistes. D'un point de vue physique, nous ne savons pas encore très bien justifier la cause des dérives observées. Nous pensons que les sels ou les ions présents initialement dans notre éprouvette viennent modifier légèrement les propriétés physiques de l'eau d'imbibition, et donc les valeurs des grandeurs mesurées. Des essais complémentaires devront être effectués par la suite, afin de valider ou non cette hypothèse.

Enfin, en dépit du fait que des conditions de confinement aient été imposées sur notre éprouvette, nous avons pu voir que la méthode de Boltzmann marchait encore relativement bien. Cela nous a permis d'identifier des courbes de diffusivité sans trop de difficulté, suivant deux procédures possibles, qui se sont révélées tout à fait équivalentes. Nous avons alors pu retrouver de manière semi-analytique certaines courbes expérimentales d'humidification. Plus généralement, cet essai permet de valider le protocole expérimental et d'identification que nous avons proposé au chapitre précédent.

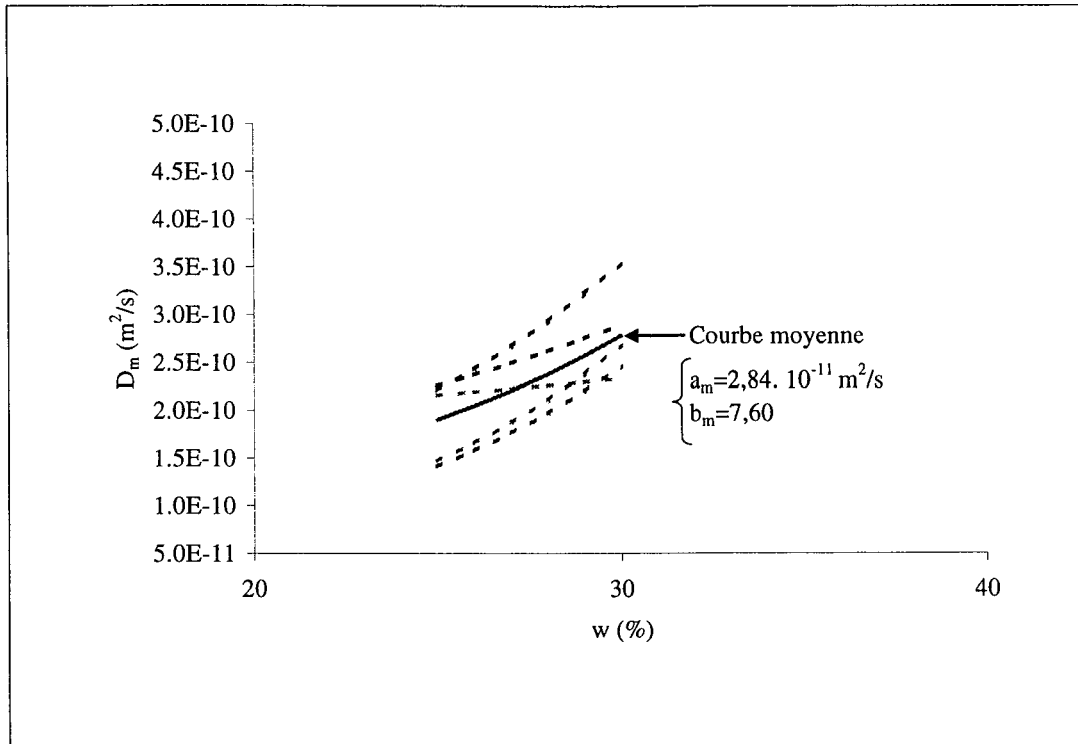


FIG. III.17 – Courbes de diffusivité matérielle identifiées suivant deux méthodes différentes (Essai VCDP2).

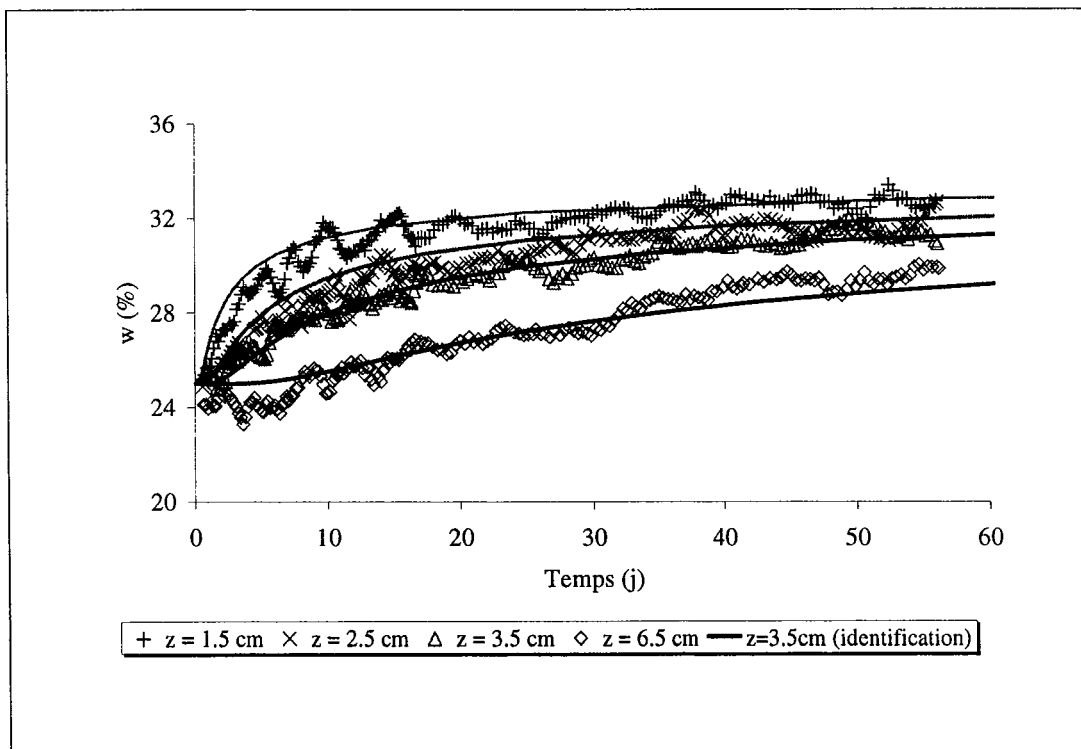


FIG. III.18 – Évolution de la teneur en eau massique en fonction du temps : comparaison des courbes expérimentales avec les courbes simulées associées (identification à $z = 3,5$ cm).

III.2 Essais œdométriques

Dans cette partie, nous présentons deux essais d'imbibition réalisés dans des conditions de type œdométrique, sur des éprouvettes dont la physionomie est différente ($\langle w^{ini} \rangle$, $\langle \rho_d^{ini} \rangle$, h_{ini}) et qui ont été élaborées suivant l'un ou l'autre des modes de compactage vus au chapitre II. Nous verrons que ces caractéristiques jouent un rôle non négligeable sur le comportement du matériau.

Nous commencerons cette section par la description de l'essai OSP. Après avoir rappelé brièvement le protocole suivi, nous présentons les profils initial et final observés, ainsi que les courbes d'humidification obtenues. Enfin, une identification de la diffusivité hydraulique sur la représentation de Boltzmann est effectuée.

L'essai ODP1 est ensuite introduit en adoptant une présentation similaire. Nous verrons que, cette fois, les effets du gonflement sont nettement mis en évidence et qu'une méthodologie doit être mise en place pour accéder aux propriétés hydrauliques du matériau.

III.2.1 Essai OSP

L'essai OSP a été réalisé en utilisant une éprouvette de sol, de hauteur initiale $h_{ini} = 14$ cm et de diamètre 6 cm, élaborée **par compactage statique simple piston** directement dans la cellule œdométrique. Nous rappelons ici que la pression de compactage appliquée est de 1 MPa, et que chacune des couches fait 1 cm de hauteur. Avant l'imbibition, l'éprouvette est relativement sèche : sa teneur en eau initiale vaut $\langle w^{ini} \rangle = 15\%$.

Profils initial & final

Une fois la colonne correctement disposée sur le banc gamma double-source, un profil statique sur 28 points a été réalisé par pas de 0,5 mm, avec des temps de comptage de 15 minutes par point.

Au bout de 35 jours environ, nous avons décidé d'arrêter l'essai d'imbibition. En effet, en observant le comparateur, nous ne mesurons pas de déplacement axial significatif. Un profil final (sur les dix premiers centimètres seulement) a donc été effectué⁴.

Les figures III.19 & III.20 nous présentent les profils initial et final respectivement en terme de masse volumique sèche et de teneur en eau massique (ρ_d est mesurée à $\pm 0,03$ g/cm³, w à $\pm 4\%$ d'après l'annexe B). Il y a plusieurs constatations à faire sur ces figures.

Nous remarquons tout d'abord l'influence du mode de compactage. Initialement, le profil en ρ_d est réellement peu homogène (forme en arche). Cependant, le mélange utilisé est initialement plus sec. Cela signifie que les agrégats sont moins bien "lubrifiés" et cela se traduit par un compactage de médiocre qualité. De plus, dans notre cas, la grande taille de l'échantillon joue, elle-aussi, en défaveur d'une éprouvette bien compactée.

La comparaison avec les profils obtenus dans le cas de l'essai VCDP2 (page 123) illustre à nouveau le fait que le mode de compactage simple-piston peut introduire des variations importantes de densité (porosité) au sein d'un échantillon de grande taille.

⁴Vanne d'arrivée d'eau fermée

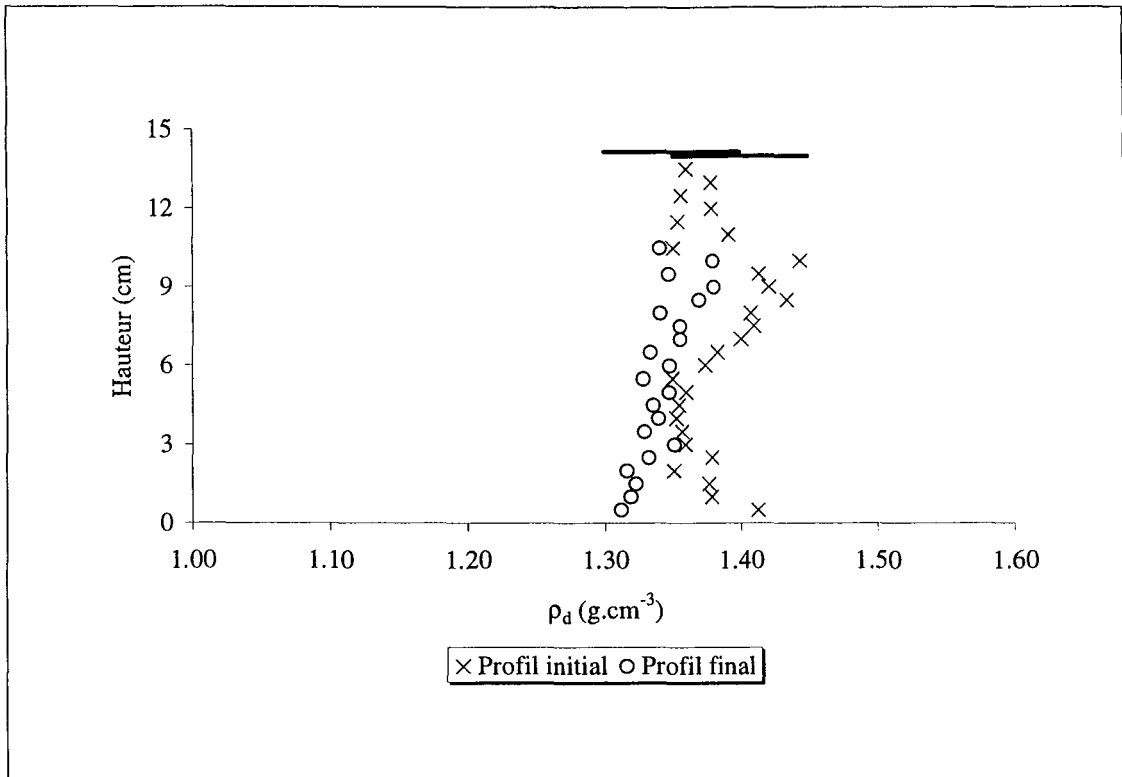


FIG. III.19 – Profils initial et final de la masse volumique sèche pour l'essai OSP.

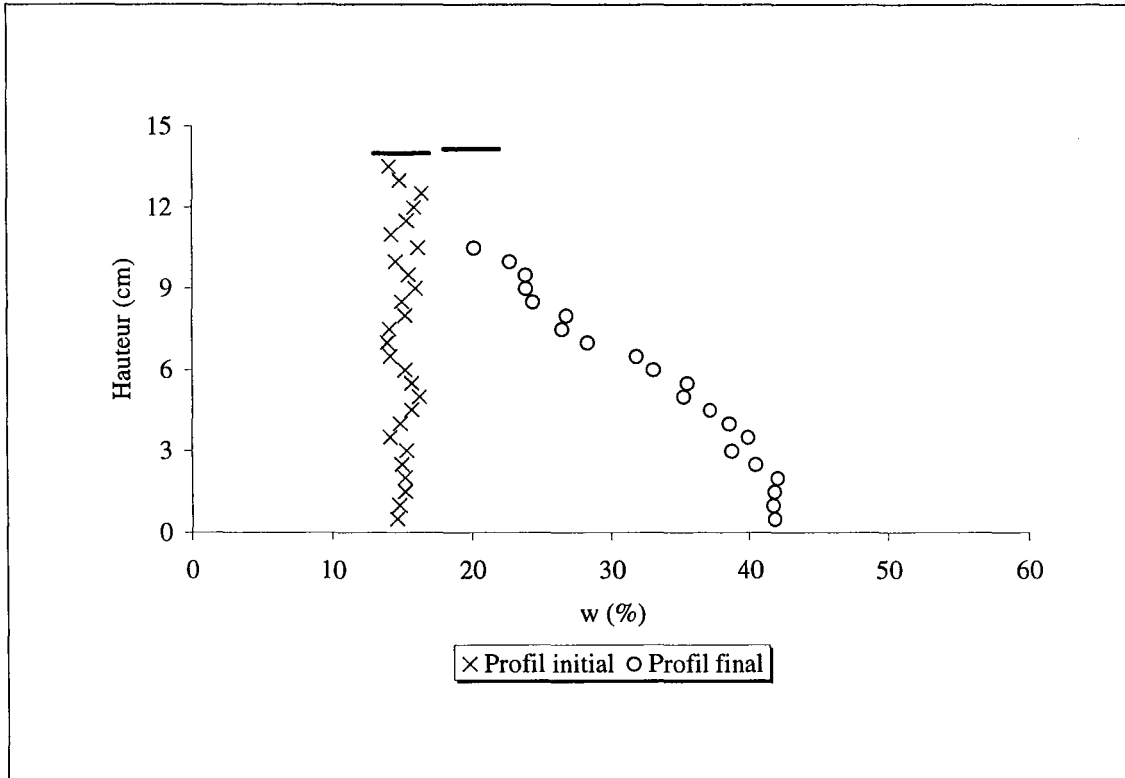


FIG. III.20 – Profil initial et final de la teneur en eau massique pour l'essai OSP.

Cette dispersion des points apparaît moins distinctement sur la figure III.20 représentant le profil initial en terme de teneur en eau massique, car l'échelle utilisée n'est pas suffisamment dilatée.

En ce qui concerne les profils fins, il semble que le squelette de l'éprouvette sur les 10 premiers centimètres se soit réellement homogénéisé avec l'humidification. Parallèlement, nous remarquons que le milieu est loin d'être uniformisé en humidité, à l'exception des deux premiers centimètres. Nous noterons pour cet essai, que les mesures par pesée n'ont pas été réalisées, nous ne pourrions donc pas faire de comparaison avec les mesures gammamétriques, ni recalculer au final les coefficients d'absorption massique.

Courbes d'humidification

Comme pour tous les essais, nous avons bien sûr suivi l'évolution des phénomènes (gonflement et humidification) au cours du temps pour différentes hauteurs (d'abord à $z = 4$ cm puis à $z = 6$ et 8 cm) (FIG. III.22).

Compte tenu du nombre important de données expérimentales (35 jours d'acquisition avec 15 minutes par point), il nous a paru judicieux de faire appel à une méthode de lissage, par simple "moyenne glissante", appliquée dans le temps⁵. Dans notre cas, il suffit, pour une même hauteur, de moyenniser les groupes de neuf mesures successives. Avec une telle opération, nous nous retrouvons avec presque le même nombre de points (8 de moins au total pour être exact), mais les courbes sont nettement moins bruitées (l'allure générale est toutefois conservée). En outre, un des avantages de ce lissage est qu'une coupure d'électricité (intervenue au 16^{ème} jour), passe alors presque inaperçue. Les figures III.21 et III.22 mettent en évidence les avantages d'une telle méthode.

Comparées aux courbes d'humidification de l'essai VCDP2, les amplitudes observées entre l'état initial et final sont bien plus importantes.

Estimation de la diffusivité

Un comparateur, placé au sommet de l'éprouvette, nous a permis d'observer la déformation axiale du milieu. Contre toute attente, la carotte ne s'est dilatée que de 1 à 2 mm, ce qui correspond à un taux de gonflement d'à peine 2% (*cf.* FIG. III.49). Une explication possible à ce faible taux de gonflement, est que les parois internes du tube en plexiglas® pour cet essai (et uniquement celui-là) n'ont pas été graissées. Compte tenu de la hauteur de l'éprouvette, les forces de frottement aux parois ont dû être importantes, d'où un très faible gonflement. De plus, nous réinsistons sur le fait que le matériau est initialement plus sec, donc moins bien compacté; sa porosité et la taille de ses pores sont donc plus importantes.

Cela nous a conduits à traiter le milieu comme s'il était indéformable. Nous ne faisons donc ni intervenir la coordonnée matérielle, ni la notion de diffusivité matérielle.

À l'instar des parties consacrées au limon de Jossigny (chapitre II) ou au béton cellulaire (annexe C), nous avons représenté l'évolution de la teneur en eau massique w en fonction de la variable de Boltzmann classique. Nous voyons sur la figure III.23, qu'il y a une très bonne superposition des différentes courbes. Cela nous indique que le processus d'humidification est purement diffusif.

⁵NB : l'opération a déjà été utilisée pour l'essai VCDP2, mais nous ne l'avions alors pas expliquée.

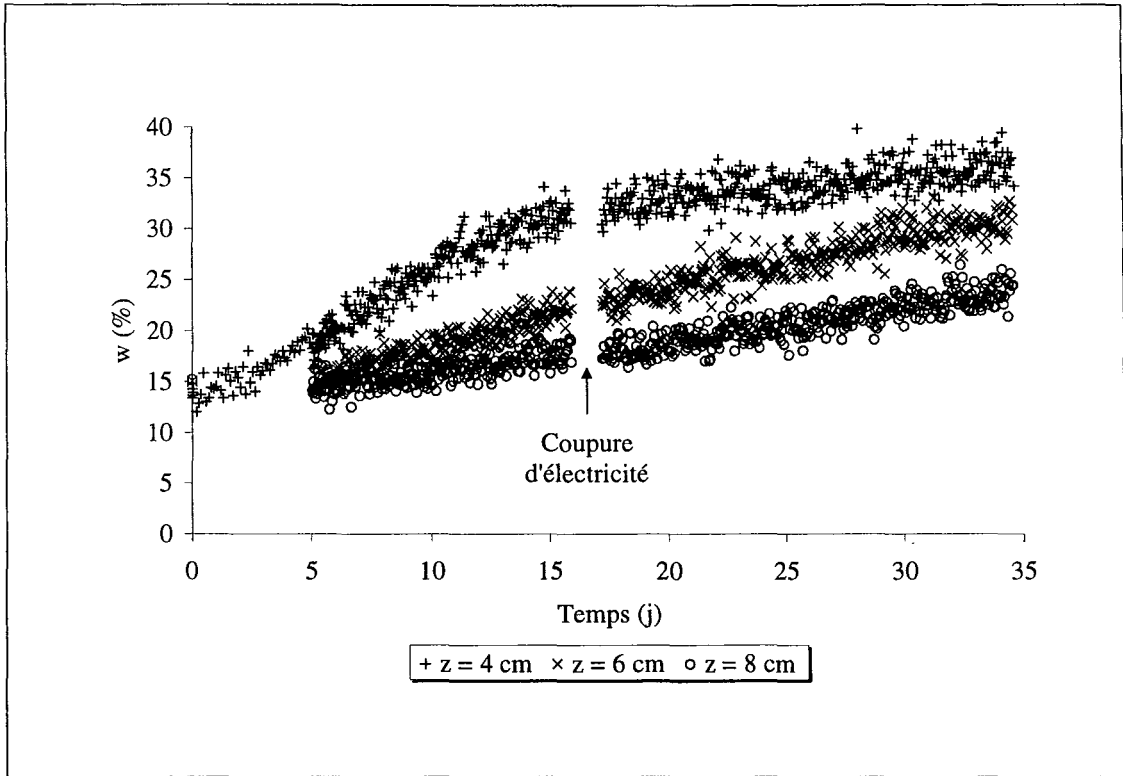


FIG. III.21 - Courbes d'humidification non lissées (données brutes).

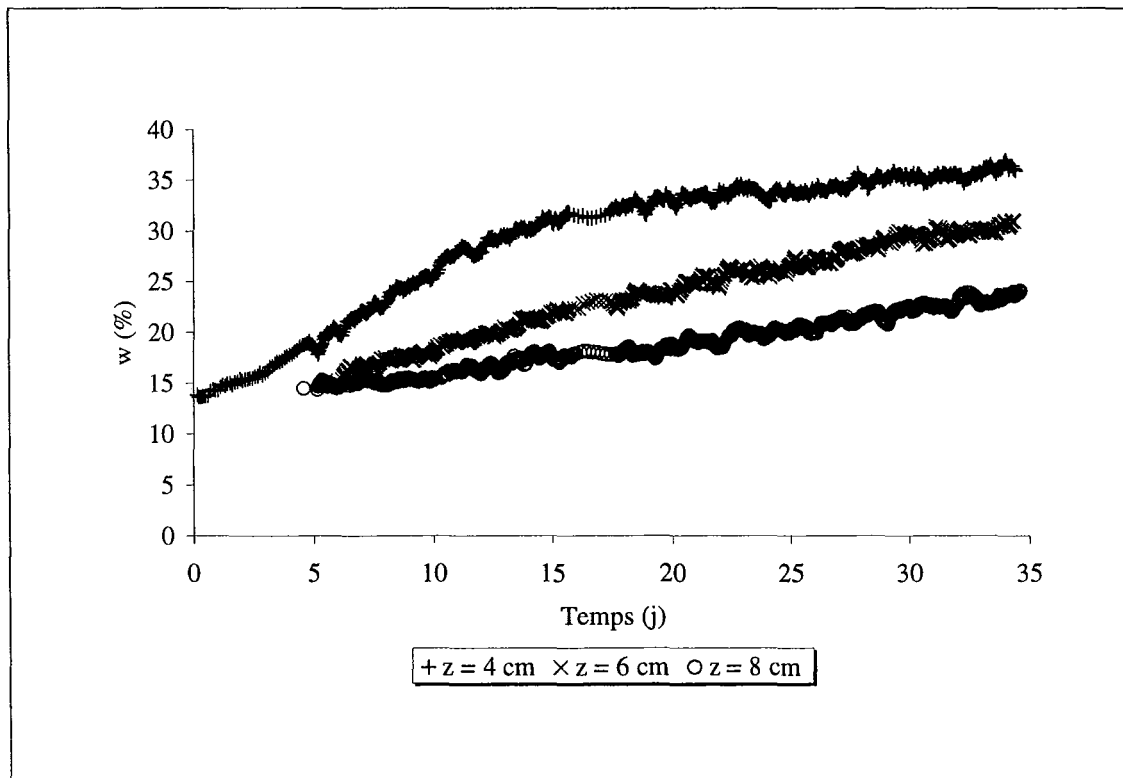


FIG. III.22 - Courbes d'humidification lissées par moyenne glissante (sur 9 points successifs).

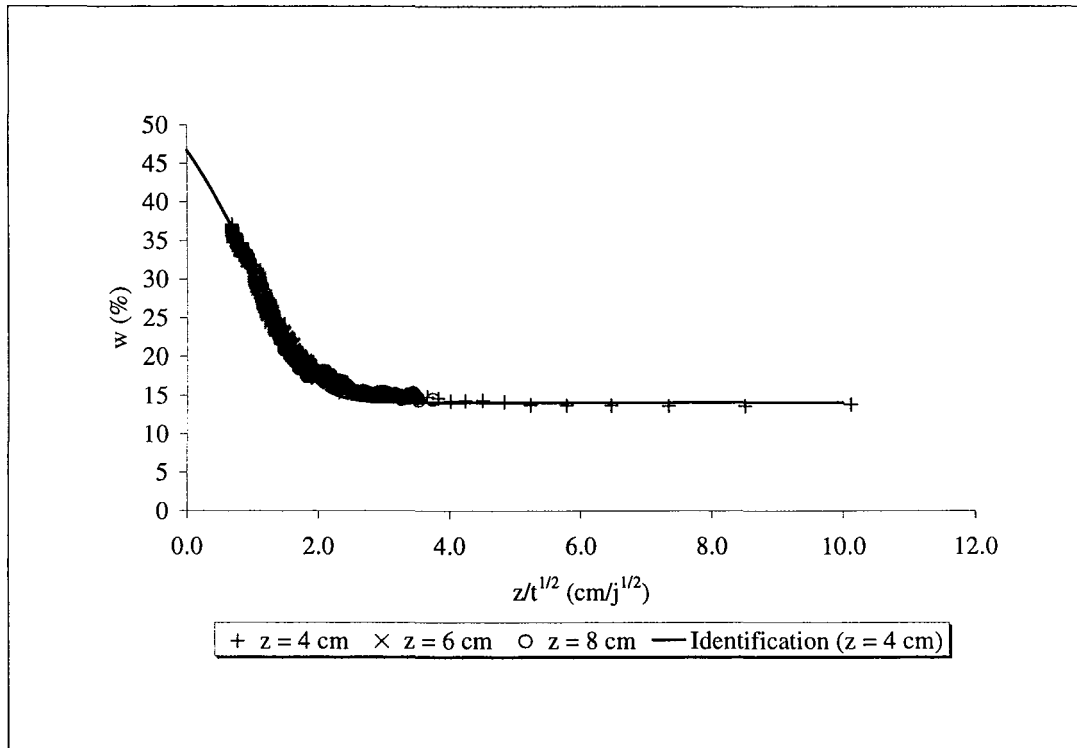
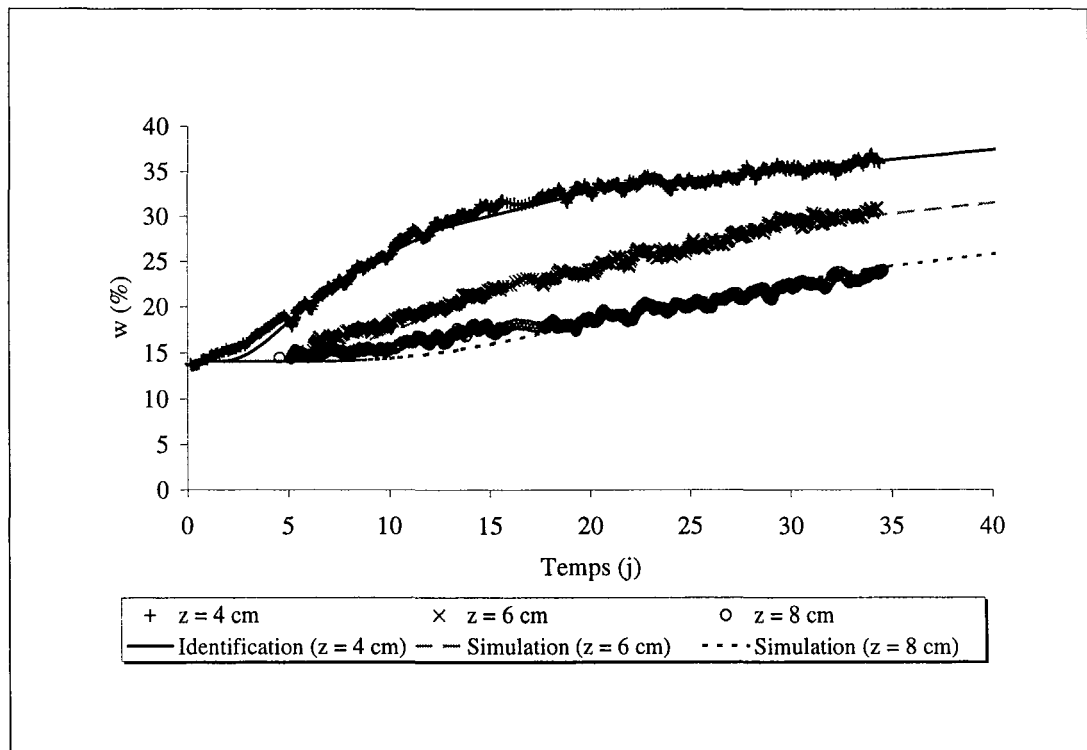
FIG. III.23 – Courbes de Boltzmann avec la courbe identifiée à la hauteur $z = 4$ cm.

FIG. III.24 – Courbes d'humidification avec résultats de l'identification.

À nouveau, nous avons identifié sur cette représentation les paramètres a et b du modèle de Gardner et Mayhugh [1958]. Nous avons ainsi obtenu pour la hauteur $z = 4$ cm :

$$D_{w/o}(w) = ae^{bw} \text{ avec } \begin{cases} a & = 2,13 \cdot 10^{-10} \text{ m}^2/\text{s} \\ b & = 4,41 \\ w_{\xi \rightarrow \infty} & = 46,7\% ; w_{\xi=0} = 14,1\% (\text{imposé}) \end{cases}$$

Nous vérifions sur la figure III.24 que ce jeu de paramètres permet effectivement de retrouver l'allure générale de la courbe d'humidification à la hauteur considérée. Puis, nous simulons à partir de ces mêmes paramètres les réponses aux hauteurs $z = 6$ et 8 cm. La comparaison des résultats expérimentaux avec ces courbes identifiées permet de vérifier que les coefficients a et b identifiés pour le modèle de diffusivité sont pertinents.

Les écarts aux temps courts sont principalement dus au fait que, pour une hauteur considérée, la teneur en eau initiale n'est pas tout à fait la même. En revanche, pour des temps longs les simulations rejoignent parfaitement les points expérimentaux.

III.2.2 Essai ODP1

La même expérience a été refaite mais avec une éprouvette de sol élaborée par compactage double-piston, pour une teneur en eau un peu plus importante ($w = 25\%$) et pour une hauteur moindre ($h_{ini} = 8$ cm). Les parois internes de la cellule œdométrique ont été graissées afin de diminuer les forces de frottement. Pour cet essai, le dispositif est équipé du capteur de déplacement et de la balance.

Profils initial et final

Les figures III.25 et III.26 présentent les profils initial et final en terme, respectivement, de teneur en eau massique et de masse volumique sèche (30 minutes de scrutation par point, pour 15 points). Il nous a paru intéressant d'ajouter sur ces figures les hauteurs initiale et finale de l'échantillon étudié. Initialement, le profil en humidité est plutôt uniforme ; le profil en densité s'avère satisfaisant, malgré quelques petites variations, pouvant provenir de la mise en forme et du redimensionnement de l'éprouvette. Nous voyons toutefois que l'humidité choisie a permis de mieux lubrifier les agrégats et donc d'assurer un compactage de bonne qualité.

À la fin de l'expérience, l'éprouvette a été coupée en quatre tronçons, et chacun d'entre eux a ensuite été sectionné suivant son diamètre. La moitié a permis de faire des mesures d'humidité par pesée, l'autre moitié de faire des mesures de densité (et accessoirement d'humidité) par la méthode d'immersion au Kerdane. Cette dernière est préférable à la méthode d'immersion utilisant de la paraffine car notre matériau est très poreux et non saturé. Ces différentes techniques fournissent les résultats ci-dessous.

	Gammamétrie	Pesée ^κ	Kerdane
$\langle w^{fin} \rangle$ (%)	42,6 ± 3,5	40,00 ± 0,02	40,00 ± 0,02
$\langle \rho_d^{fin} \rangle$ (g/cm ³)	1,31 ± 0,03	1,33 ± 0,02	1,28 ± 0,01

^κ utilisation des équations II.32 pour w et II.33 pour ρ_d

TAB. III.6 – Comparaison des différentes techniques utilisées pour les mesures finales de teneur en eau massique et de la masse volumique sèche.

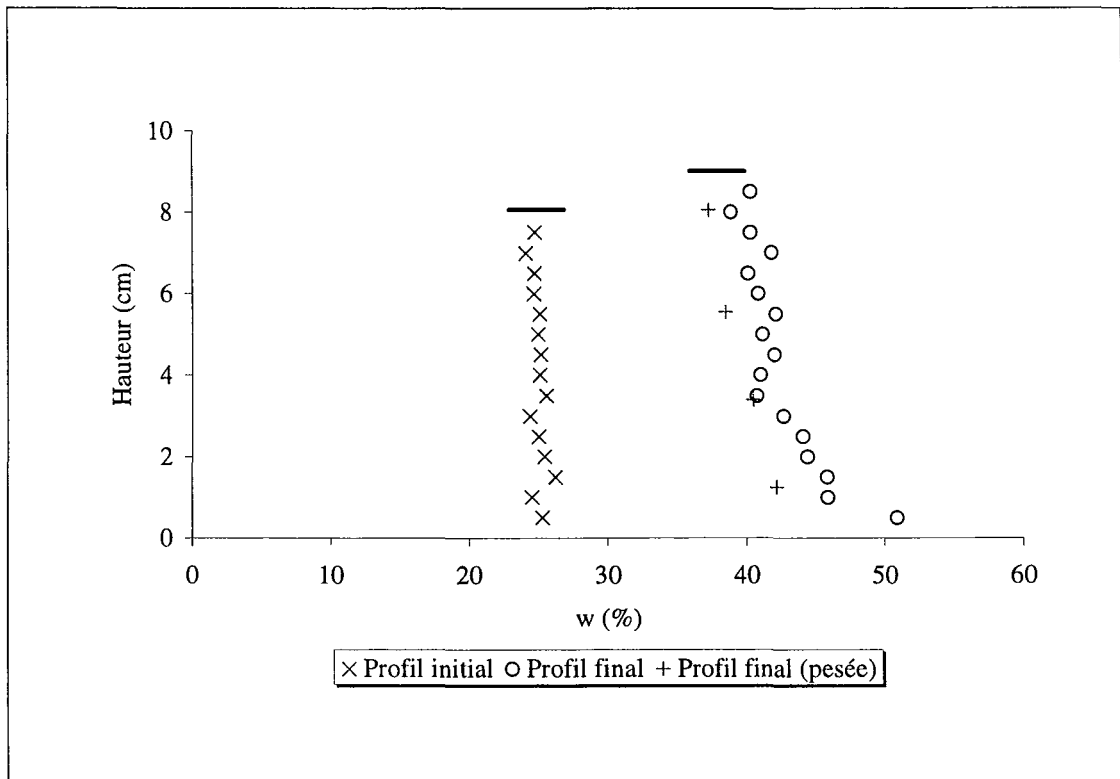


FIG. III.25 – Profils initial et final de la teneur en eau massique (Essai ODP1).

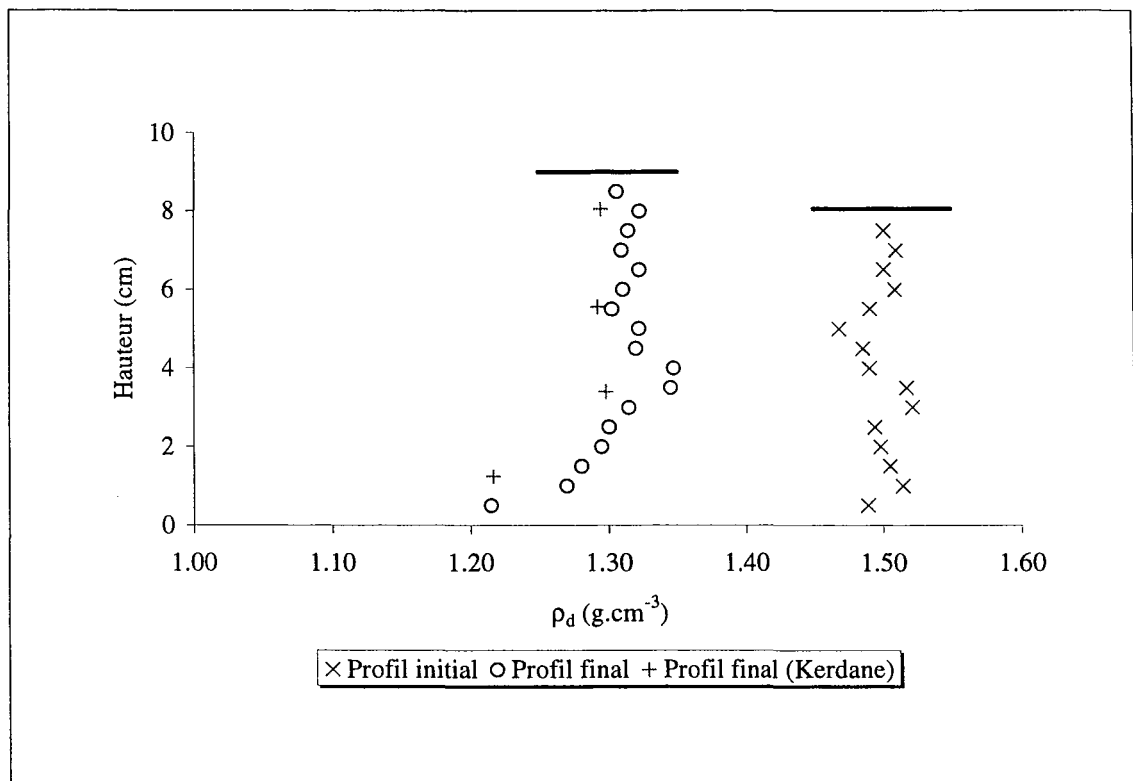


FIG. III.26 – Profils initial et final de la masse volumique sèche (Essai ODP1).

Les mesures de ρ_d par immersion au Kerdane sont à prendre avec précaution car elles sont faites sur l'échantillon qui a pu légèrement regonfler lors de sa sortie du tube œdométrique (d'où une valeur ρ_d plus faible).

De prime abord, compte tenu de la précision de chacune des techniques, nous voyons que tous les résultats aboutissent à des valeurs parfaitement compatibles. À l'instar de l'essai VCDP2, la valeur obtenue par gammamétrie pour la masse volumique sèche est légèrement sous-estimée par rapport à la pesée. Par conséquent, les teneurs en eau massiques se retrouvent un peu plus fortes que dans la réalité. Le problème provient une nouvelle fois de légères modifications des coefficients d'absorption massique utilisés. Cependant, pour cet essai, nous jugeons qu'aucune correction n'est nécessaire car les écarts entre les profils initial et final sont réellement significatifs, ce qui n'était pas le cas dans l'essai VCDP2.

Courbes d'humidification

Tout au long de l'essai d'imbibition, nous avons effectué des mesures gammamétriques à 8 hauteurs différentes, espacées d'un centimètre chacune, avec des temps de comptage de 30 minutes par hauteur. Les figures III.27 et III.28 présentent l'évolution de la masse volumique sèche et de la teneur en eau massique au cours du temps pour trois hauteurs considérées (moyenne glissante sur 5 points). D'un point de vue qualitatif, compte tenu des échelles adoptées, les deux figures semblent être parfaitement symétriques.

L'imbibition se faisant par le bas, il est normal de voir le milieu s'humidifier d'abord à la hauteur $z = 2,5$ cm, puis quelques jours plus tard à $z = 5,5$ cm, et enfin à $z = 7,5$ cm. Parallèlement à cette humidification, nous observons l'évolution du gonflement du matériau. Pour cette expérience, le gonflement semble suivre une cinétique tout à fait comparable à celle régissant le processus d'humidification. Il est possible d'imaginer ici que l'on ait un gonflement proche du gonflement "normal", c'est-à-dire que tout volume d'eau infiltré entraîne une augmentation égale du volume de l'échantillon [voir chapitre I]. Cela sera abordé plus en détail à la fin du chapitre, lors de la comparaison des différents essais.

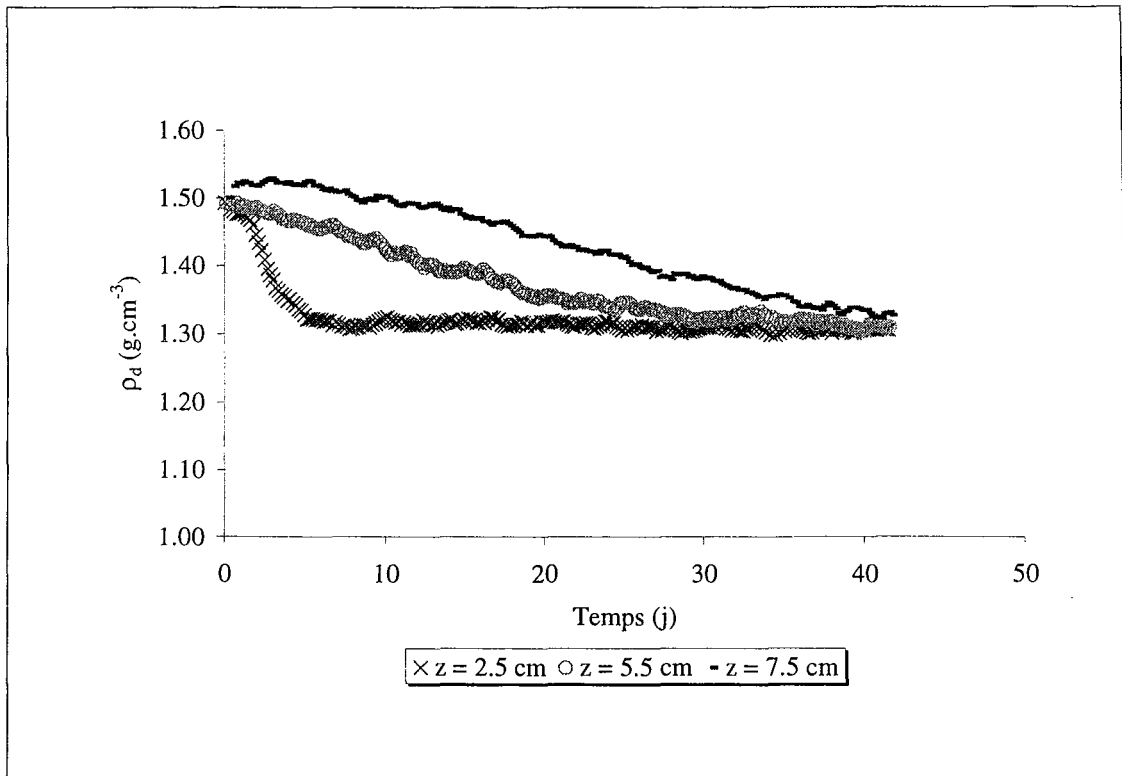
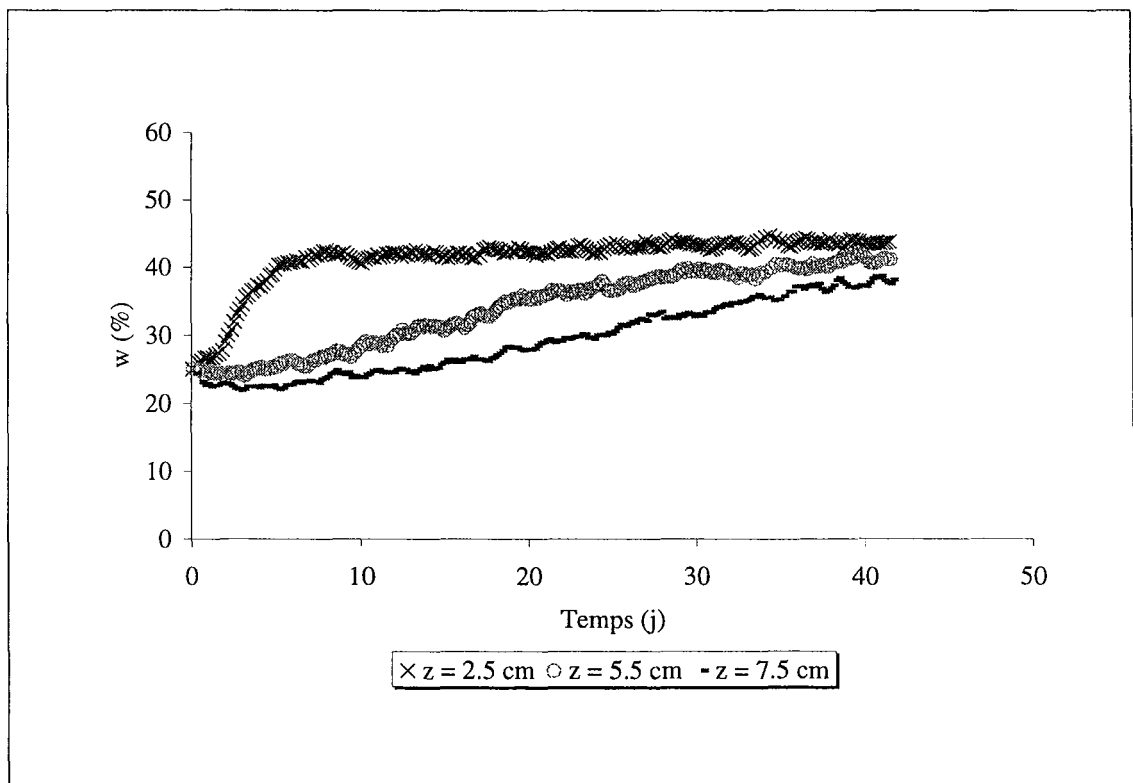
Identification des paramètres de diffusivité matérielle

La représentation des teneurs en eau massiques en fonction de la variable de Boltzmann lagrangienne $\frac{m_z}{\sqrt{t}}$, présente une relativement bonne superposition des courbes, conformément à la théorie précédemment décrite (FIG. III.29).

Nous pouvons donc appliquer notre procédure d'identification des paramètres d'une courbe de diffusivité sur cette représentation. L'identification des paramètres a été faite à la hauteur médiane $m_{3,5}$. Le programme d'optimisation nous a fourni les résultats suivants :

$$D_m(w) = a_m e^{b_m w} \text{ avec } \begin{cases} a_m = 3,55 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2/\text{s} \\ b_m = 11,1 \end{cases}$$

En apparence, ces paramètres conviennent à décrire entièrement la courbe de Boltzmann expérimentale. Grâce à la figure représentant l'évolution de $\frac{m_z}{\sqrt{t}}$ en fonction du temps et à la hauteur considérée (annexe E), nous parvenons à retrouver exactement la courbe d'humidification pour $z = 3,5$ cm.

FIG. III.27 – Évolution de ρ_d en fonction du temps.FIG. III.28 – Évolution de w (%) en fonction du temps.

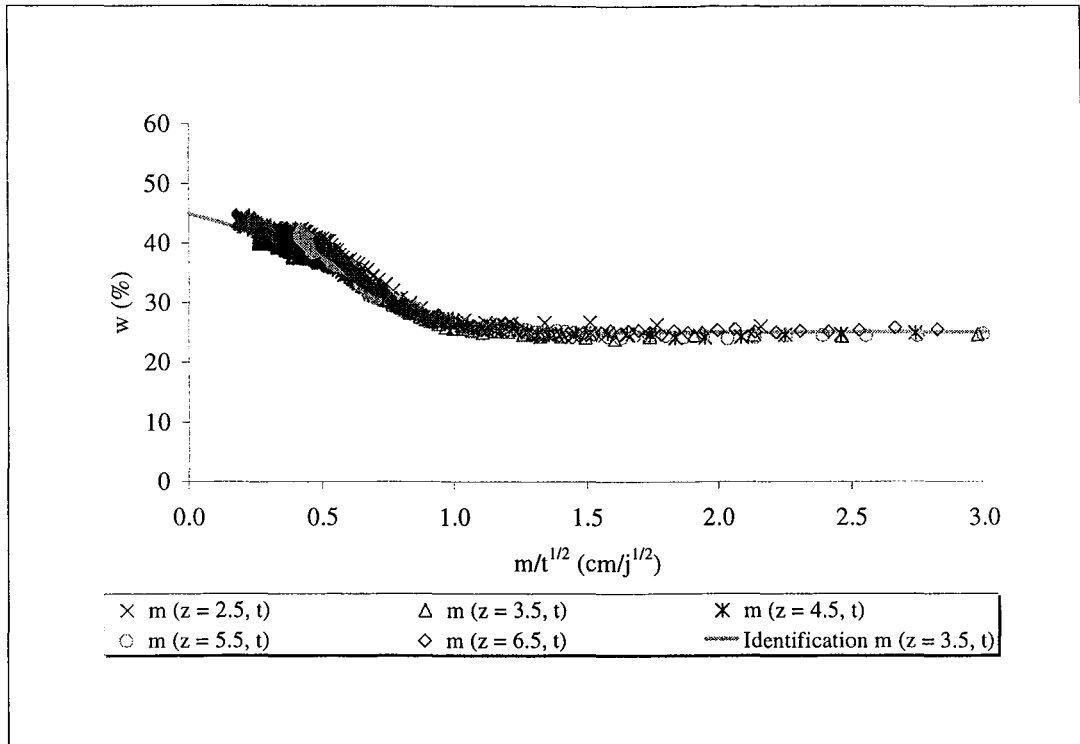


FIG. III.29 – Représentation de w en fonction de la variable de Boltzmann avec la courbe identifiée à $z = 3,5$ cm (essai ODP1). (Le lecteur pourra retrouver cette figure agrandie à l'annexe D).

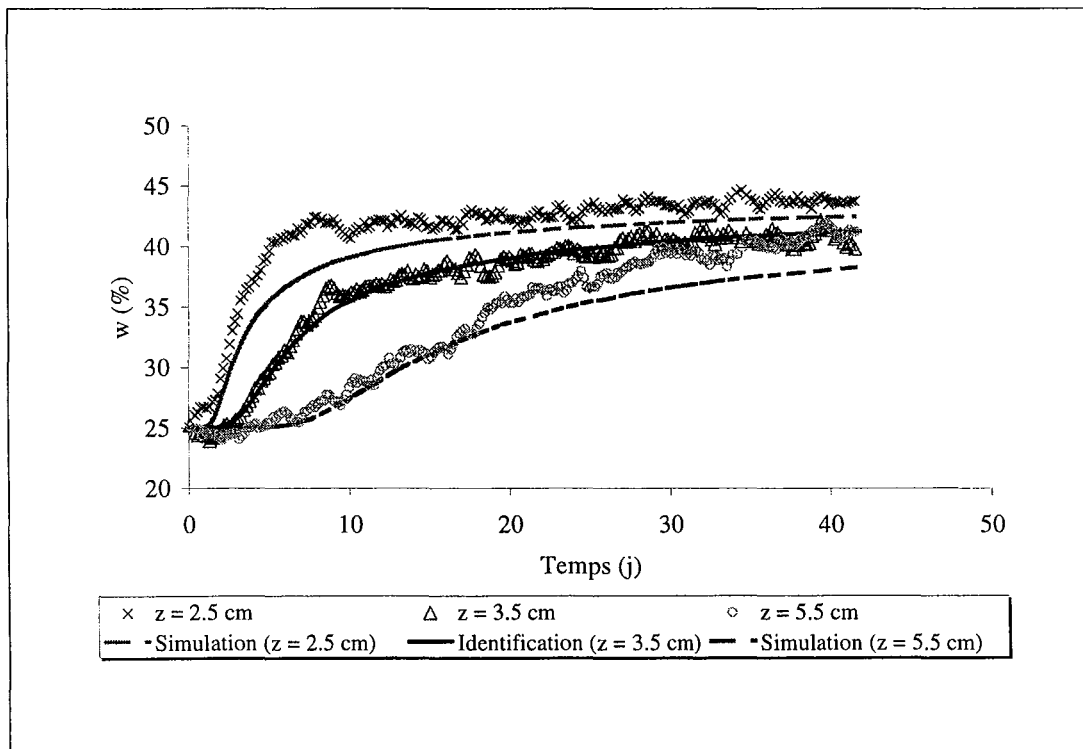


FIG. III.30 – Courbes d'humidification avec résultats de l'identification à la hauteur $z = 3,5$ cm.

En revanche, la méthode directe ne permet plus de simuler convenablement les courbes d'humidification pour d'autres hauteurs (FIG. III.30 : exemples pour $z = 2,5$ cm et $z = 5,5$ cm). Il semble donc que notre protocole, soit défaillant lorsque le milieu gonfle réellement.

Ces problèmes peuvent s'expliquer en observant de plus près la qualité de la superposition des différentes courbes de Boltzmann. Nous voyons d'une part, que certaines d'entre elles peuvent avoir une pente légèrement différente aux "fortes" humidités (i.e. pour $\frac{m_z}{\sqrt{t}} \rightarrow 0$) et d'autre part, il est également possible que le choix de la hauteur $m_{3,5}$ ne soit pas le plus représentatif de l'éprouvette. *A priori*, aucun critère ne nous a permis de l'écarter.

Apparemment, il faudrait trouver un autre protocole d'identification qui puisse être plus représentatif de l'éprouvette et qui permette de retrouver par simulation un certain nombre de courbes d'humidification (au moins pour deux hauteurs).

Proposition de la procédure d'identification moyenne : "PIM"

Dans le cas où la superposition des courbes de Boltzmann n'est pas parfaite, Bellini [1992] propose de déterminer graphiquement la diffusivité sur chacune de ces courbes, puis de comparer les valeurs obtenues. En nous inspirant de cette idée nous avons identifié sur nos différentes courbes de Boltzmann, les couples de paramètres respectifs. Les résultats des diverses identifications ont été réunis dans le tableau III.7.

$z =$	2,5 cm	3,5 cm	4,5 cm	5,5 cm	6,5 cm
a_m (m ² /s)	$1,88.10^{-13}$	$3,55.10^{-12}$	$1,66.10^{-11}$	$9,79.10^{-13}$	$2,85.10^{-13}$
b_m	19,3	11,1	6,6	14,8	17,7
pente($j^{1/2}$ /cm)	$-6,86.10^{-2}$	$-1,19.10^{-1}$	$-1,74.10^{-1}$	$-9,08.10^{-2}$	$-8,03.10^{-2}$
$[w_{\xi_m \rightarrow \infty} - w_{\xi_m = 0}]^{\times}$ (%)	[45-26]	[45-25]	[50-24.5]	[45-25]	[45-25]

[×] méthode du tir

TAB. III.7 – Récapitulatif des différents couples de paramètres identifiés en fonction de la hauteur.

Les paramètres étant très différents les uns des autres, nous avons tracé sur le graphe III.31, l'allure des différentes courbes de diffusivité en fonction de la gamme des teneurs en eau explorée. Toutes conservent le même ordre de grandeur, mais les valeurs à l'état initial sont très dispersées. Ce graphe laisse penser que le concept de diffusivité matérielle n'est pas parfaitement adapté au problème ou bien que le modèle exponentiel est trop simpliste pour décrire à la fois les processus d'humidification et de gonflement. Nous en discuterons à la fin de ce chapitre.

La procédure d'identification moyenne (PIM) consiste à substituer toutes ces courbes de diffusivité par une courbe moyenne donnant un poids égal à toutes les hauteurs étudiées.

$$\langle D_m(w) \rangle = \frac{1}{5} \sum_{k=1}^{k=5} D_{m_k}(w)$$

En supposant que cette courbe moyenne puisse aussi être décrite par une loi exponentielle, le logiciel Microsoft® Excel nous permet d'accéder à la valeur des paramètres à utiliser.

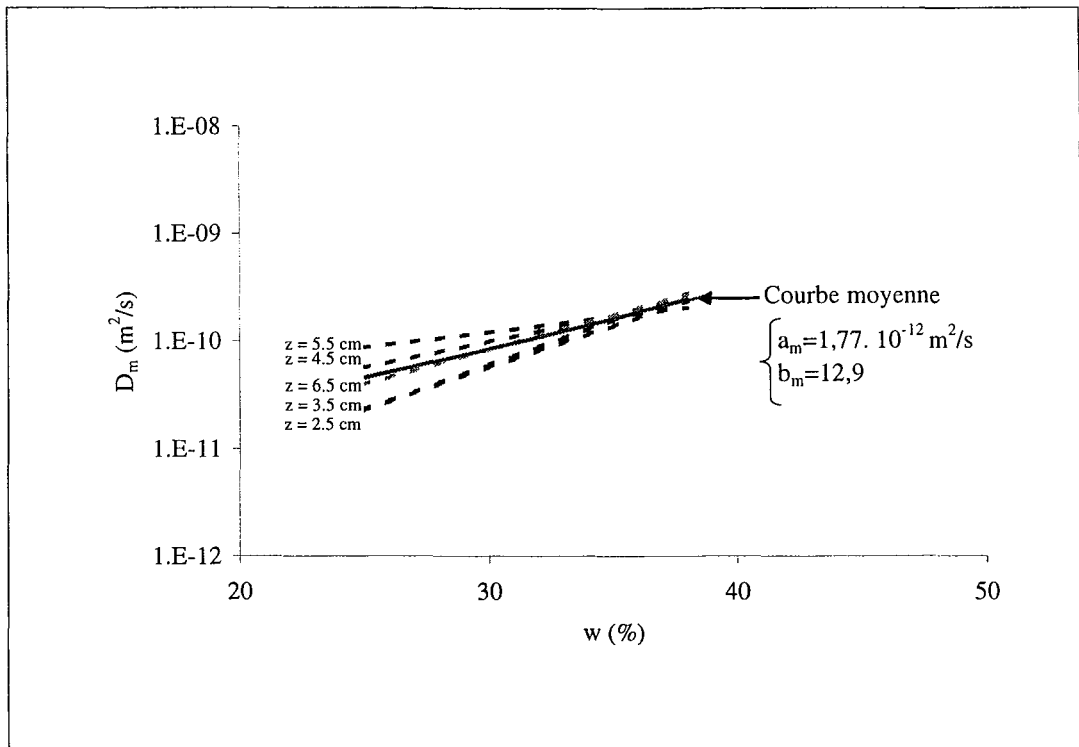


FIG. III.31 – Courbes de diffusivité matérielle en fonction de la teneur en eau massique pour les différentes hauteurs étudiés (essai ODP1).

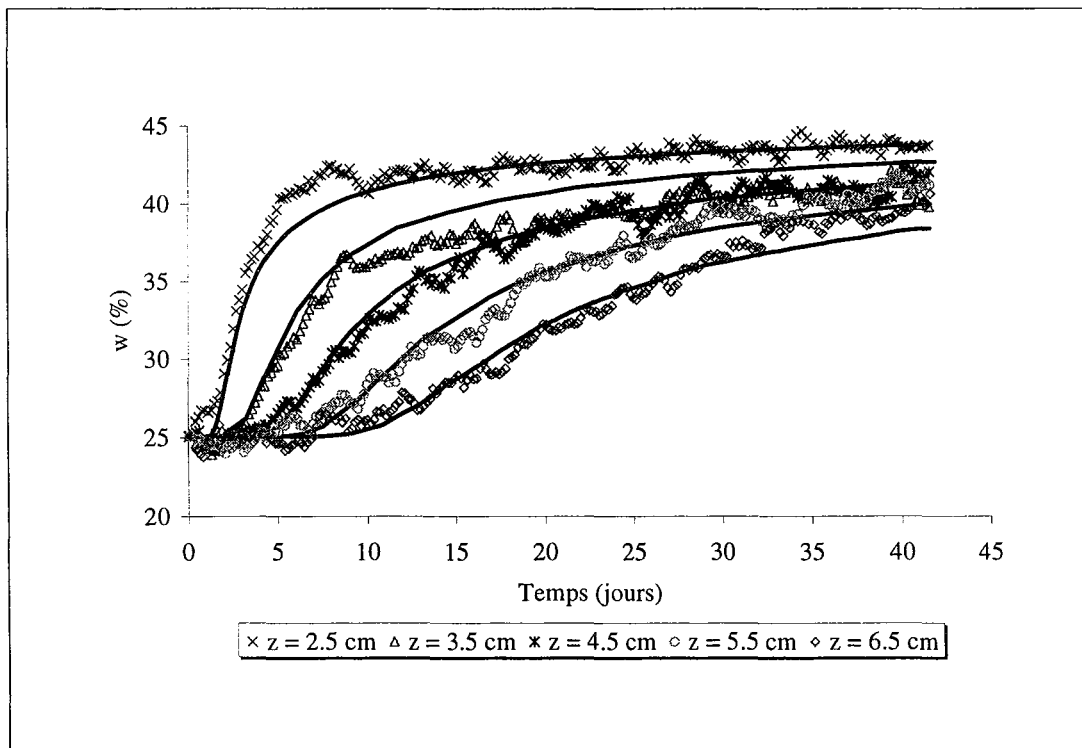


FIG. III.32 – Évolution de $w(\%)$ en fonction du temps avec le résultat de l'identification moyenne.

Nous avons trouvé :

$$\langle D_m(w) \rangle = a_m e^{b_m w} \text{ avec } \begin{cases} a_m = 1,77 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2/\text{s} \\ b_m = 12,9 \end{cases}$$

En fixant ces valeurs dans notre programme d'identification, il est ensuite possible d'obtenir la valeur de la pente "moyenne" en $\frac{m_z}{\sqrt{t}} = 0$. Par la suite, la méthode directe nous permet de retrouver très convenablement les courbes d'humidification pour différentes hauteurs (FIG. III.32).

La procédure d'identification moyenne semble donc être une solution adaptée pour estimer la diffusivité matérielle d'un milieu poreux gonflant.

III.2.3 Conclusion sur les essais œdométriques

Pour ces deux essais d'imbibition, nous voyons nettement que le comportement hydromécanique du matériau dépend complètement de la mise en œuvre : choix de la masse volumique sèche, teneur en eau, hauteur, du mode de compactage... Plus d'essais d'imbibition pourraient montrer l'influence de chacun de ces paramètres.

En ce qui concerne l'identification de la diffusivité propre à chacun des essais, nous avons vu qu'une procédure classique a pu être utilisée dans le cas de l'essai OSP car l'éprouvette s'était comportée macroscopiquement comme un milieu poreux non déformable. Cela s'explique par le fait que le sol était initialement plus sec, donc possédait des tailles de pores plus importantes.

Dans le cas de l'essai ODP1, la méthode classique ne fonctionne plus, en raison probablement de l'état de déformation du milieu. Cela nous a conduit à proposer une autre procédure d'identification moyenne, plus représentative du milieu considéré. Celle-ci permet de simuler la courbe de Boltzmann moyenne et de retrouver, de manière correcte, l'allure des courbes d'humidification à plusieurs hauteurs. Par la suite, il faudra vérifier sa validité sur un autre essai.

III.3 Essai libre

Nous allons maintenant étudier le cas d'un essai d'imbibition sur une éprouvette libre de toute contrainte. Il s'agit de l'essai LDP. Après avoir redonné sommairement le protocole de cet essai, nous présentons à l'instar des autres expériences, les profils initial et final obtenus par gammamétrie en terme de w (%) et de ρ_d , les évolutions au cours du temps de ces grandeurs, et enfin le résultat des diverses identifications sur la courbe de Boltzmann.

III.3.1 Protocole suivi

Après avoir été prélevée et redimensionnée, l'éprouvette enveloppée dans un film plastique a été installée sur le dispositif expérimental. Nous nous sommes arrangés pour que le faisceau gamma puisse scruter sa section médiane et que le micromètre à balayage laser puisse mesurer le diamètre scruté. Nous avons ajouté en haut de l'éprouvette de sol une bague en PVC de diamètre légèrement supérieur (5,5 cm) afin de maintenir l'éprouvette

verticale⁶ et pour enrayer tout risque d'effondrement. Nous avons placé un disque en inox fritté de 5 cm de diamètre sur la surface supérieure de l'éprouvette, pour limiter les pertes d'eau par évaporation tout en laissant circuler l'air. Ce disque facilite également la mesure du déplacement axial, assurée par le capteur (§ II.2.3).

Comme les fronts d'humidification et de gonflement évoluent dans le même sens, nous avons donc choisi comme critère d'arrêt de la manipulation, le temps au bout duquel le front de gonflement a atteint la bague de PVC.

Avant de lancer l'imbibition, un profil fin de l'éprouvette a été réalisé (20 points de mesure). Pendant l'humidification, des profils sur 10 points de mesure ont été sélectionnés. Après vingt jours de manipulation, un profil final sur 20 points de mesure a pu être effectué. Dans cet essai, le temps de comptage choisi était de 30 min par point.

III.3.2 Profils initial et final

Profils gammamétriques

Nous présentons sur les figures III.33 et III.34, les profils en terme de masse volumique sèche et en terme de teneur en eau massique, obtenus avant et après humidification. Les profils initiaux obtenus traduisent bien le fait que le compactage statique double-piston permet la réalisation d'éprouvettes très homogènes.

Comme pour tous les essais, nous observons sur les profils finaux que le sol est beaucoup plus humide et beaucoup moins dense en bas de colonne : l'ensemble du milieu est loin d'avoir atteint un état d'équilibre. En outre, nous avons fait apparaître sur la figure III.34, les valeurs des teneurs en eau massiques obtenues par pesée après imbibition. Elles ont été déterminées après découpage de l'éprouvette en 7 tronçons et passage à l'étuve à 105 °C. L'allure est parfaitement similaire mais les valeurs sont un peu décalées (~ 3 %) par rapport aux mesures faites par gammamétrie. Cet aspect a déjà été évoqué dans le chapitre précédent, il s'explique par une mauvaise connaissance des coefficients d'absorption massique.

Remarque : En appliquant la méthode décrite dans l'annexe B, concernant la précision des mesures, nous avons trouvé que ρ_d est mesurée à $\pm 0,03 \text{ g/cm}^3$ et w à $\pm 3 \%$.

Profils obtenus avec micromètre à balayage laser

Nous présentons à la figure III.35, les diamètres de l'éprouvette mesurés avant et après imbibition, avec le micromètre à balayage laser. Au final, le taux de gonflement radial maximal obtenu sur l'éprouvette est de presque 12 % en bas de colonne.

⁶Le gonflement n'est pas toujours uniforme et cela peut se traduire par une inclinaison de l'éprouvette.

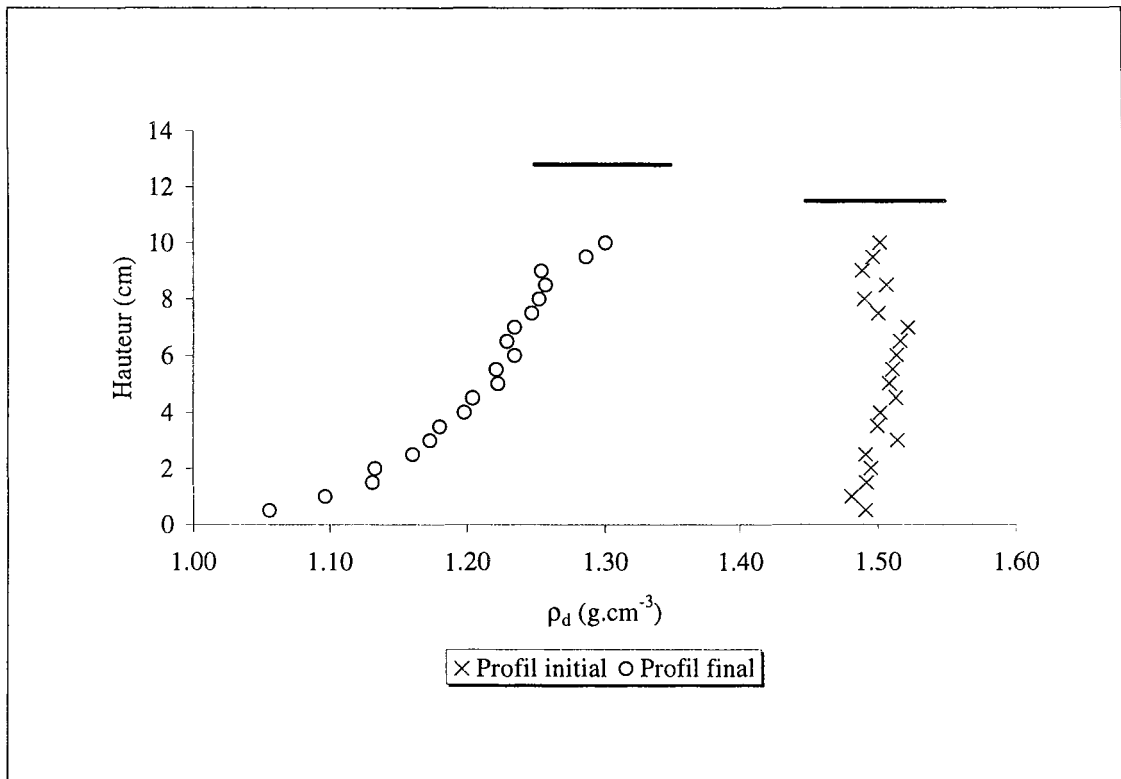


FIG. III.33 – Profils initial et final de la masse volumique sèche ρ_d pour le mélange limon-bentonite (Essai LDP).

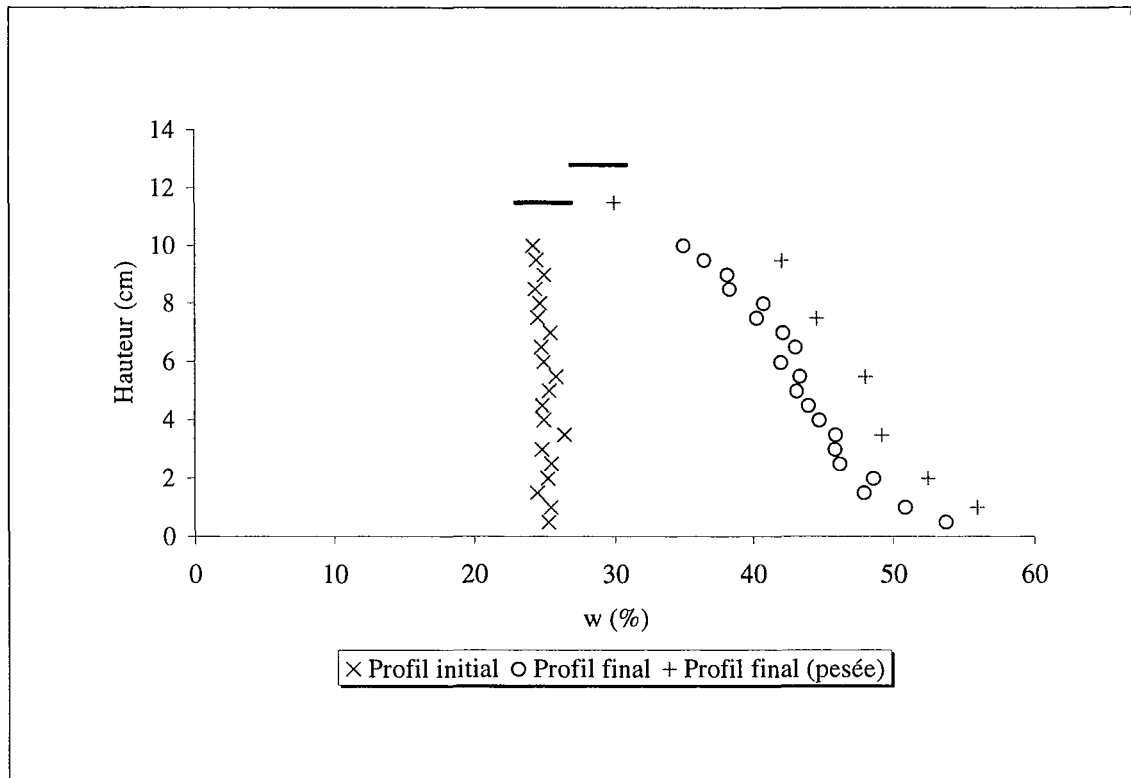


FIG. III.34 – Profils initial et final de la teneur en eau massique $w(\%)$ pour l'essai LDP.

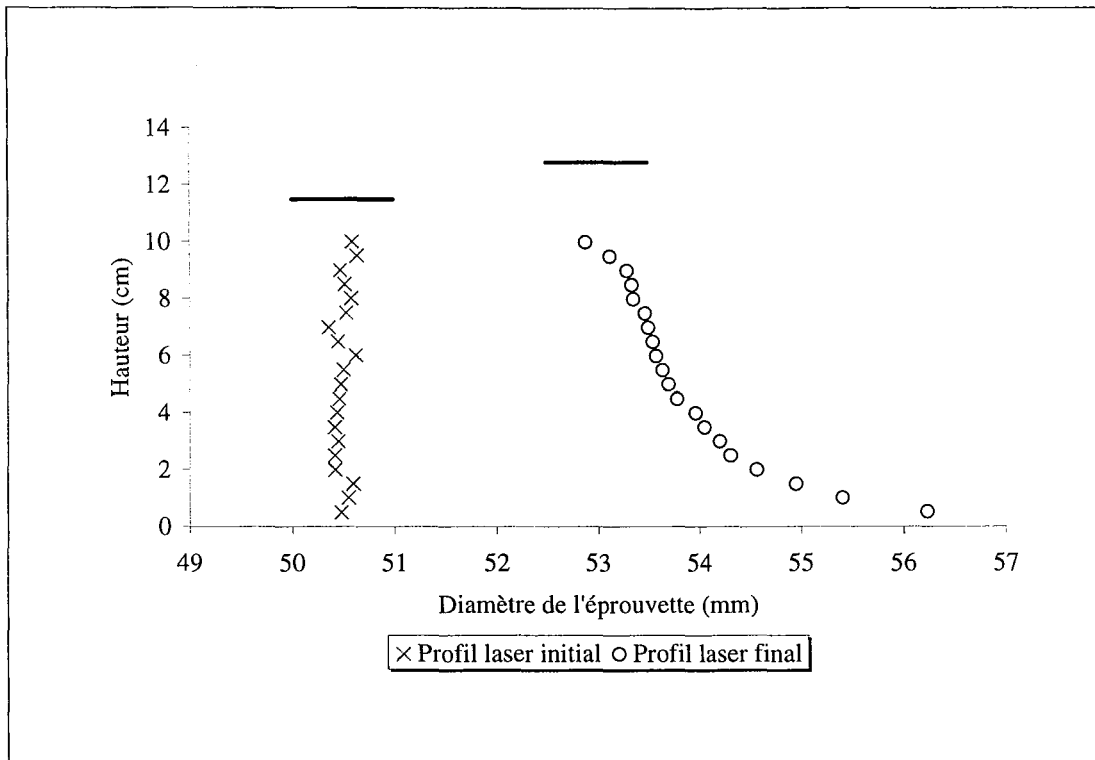


FIG. III.35 – Évolution du diamètre de l'éprouvette avant et après imbibition fournie par le micromètre à balayage laser (Essai LDP).

III.3.3 Évolution des grandeurs au cours du temps

Courbes d'humidification et de gonflement

La figure III.36 montre l'évolution de la masse volumique sèche pour trois hauteurs différentes (2,5 cm ; 5,5 cm ; 8,5 cm). L'imbibition se faisant par le bas de l'éprouvette, la section située à 2,5 cm du bas commence à manifester un gonflement bien avant celles des niveaux 5,5 et 8,5 cm. Pour des temps d'imbibition importants, les trois courbes tendent vers un état de très faible gonflement, même si les limites asymptotiques sont un peu différentes. Il est vraisemblable que pour des temps d'imbibition infiniment longs, nous aurions obtenu une superposition des courbes.

Des remarques similaires peuvent être faites pour la figure III.37, présentant l'évolution de la teneur en eau massique aux mêmes hauteurs.

Remarque : Lors de l'essai LDP, nous avons pu noter l'apparition de petites fissures plutôt horizontales à différentes hauteurs. Au bout de 24 heures, une fissure apparaît à la hauteur 0,5 cm puis une autre au bout de 36 heures vers 1 cm. Deux autres apparaissent au bout de 9 jours aux hauteurs 6 et 7 cm. Toutes ces fissures proviennent du contraste existant entre les zones "sèches" et humides et elles suivent la cinétique du front de gonflement et du front d'humidification.

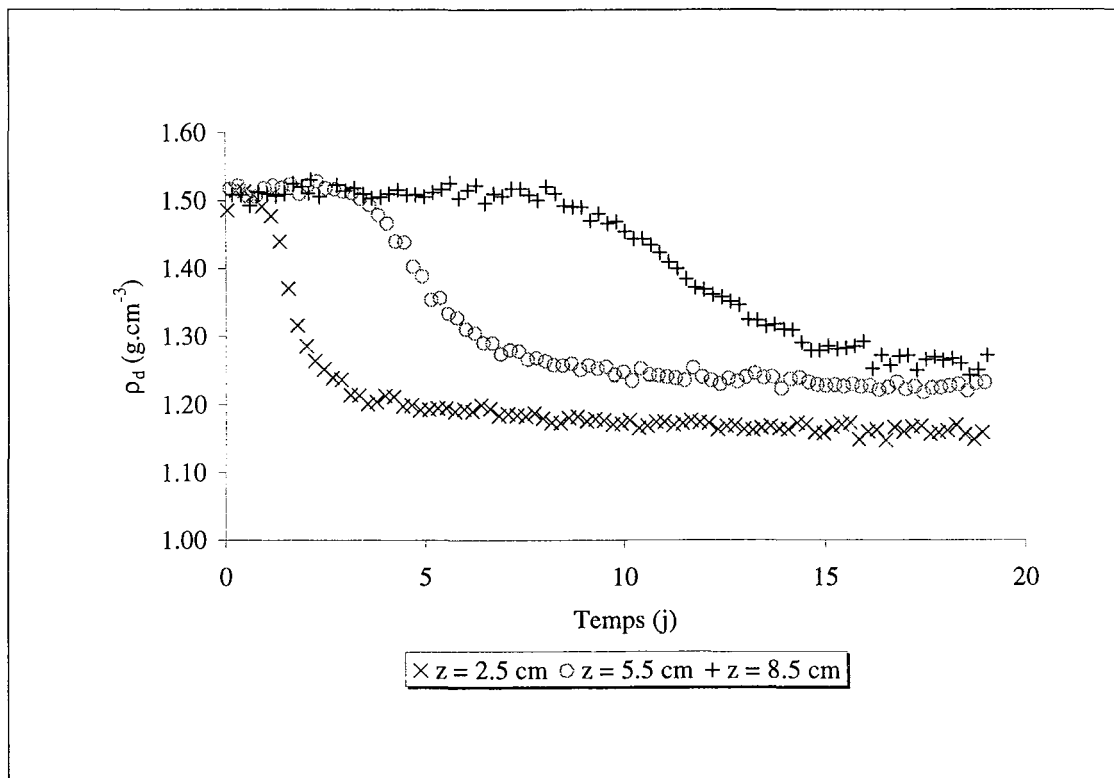


FIG. III.36 – Évolution de la masse volumique sèche en fonction du temps (Essai LDP).

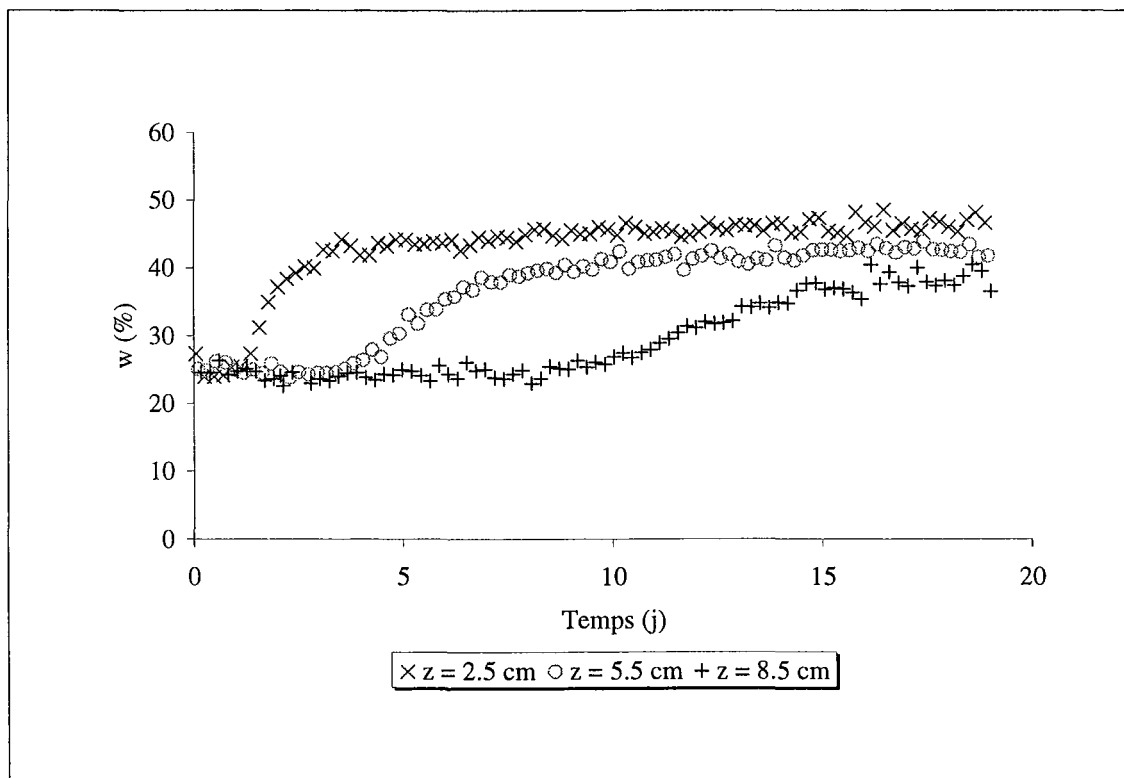


FIG. III.37 – Courbes d'humidification de l'essai LDP.

Évolution du diamètre de l'éprouvette

Nous présentons sur la figure III.38, les mesures faites par le micromètre à balayage laser qui nous fournit l'évolution du diamètre de l'éprouvette⁷ de sol en fonction du temps, pour les différentes hauteurs considérées.

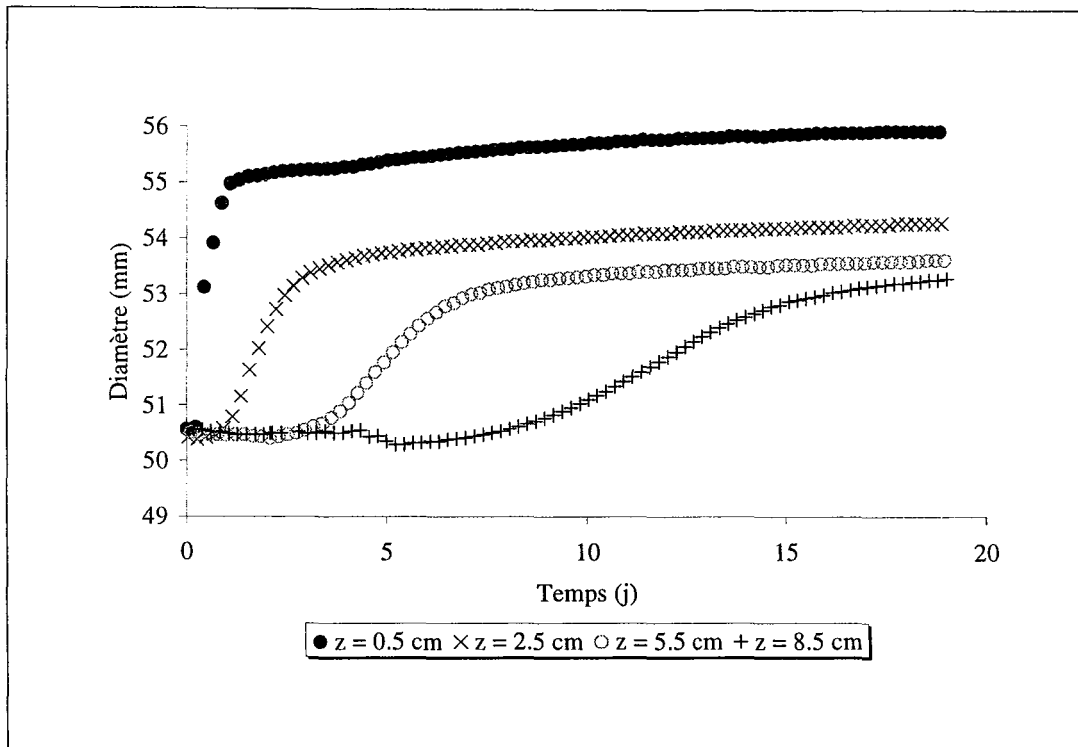


FIG. III.38 – Évolution du diamètre au cours du temps donné par le micromètre à balayage laser.

Celles-ci se caractérisent par des allures tout à fait comparables aux courbes d'humidification présentées précédemment ; nous remarquons également que leurs limites asymptotiques sont différentes. En ajoutant sur ce graphique l'évolution du diamètre à la hauteur $z = 0,5$ cm, nous voyons qu'en réalité le terme de "limite asymptotique" est inadapté car la courbe a la forme d'une rampe. Cela pose un problème de fond pour discuter de l'interface entre le système d'alimentation en eau et l'éprouvette. Il apparaît clairement que le flux surfacique varie entre le début et la fin de l'expérience. Nous rediscuterons de cet aspect dans le paragraphe suivant.

III.3.4 Identification des paramètres de diffusivité matérielle

Dans cette partie, nous admettons que les transferts d'eau se font essentiellement dans le sens axial. En traçant l'évolution de la teneur en eau massique en fonction de la variable de Boltzmann en coordonnées lagrangiennes (FIG. III.39), pour plusieurs hauteurs, nous n'obtenons pas une bonne superposition des courbes contrairement à ce qui est prédit par le modèle diffusif. Ceci est particulièrement vrai pour les points situés en bas de colonne

⁷En réalité, le laser mesure le diamètre de l'éprouvette auquel s'ajoute l'épaisseur du film cellophane entourant l'éprouvette, nous n'avons pas effectué de correction sur ce point.

pour lesquels les variations de volume et d'humidité ont été à la fois importantes et rapides. En revanche, à partir d'une certaine hauteur (environ $z > 2,5$ cm), la superposition se fait plutôt bien. Plusieurs hypothèses peuvent expliquer cet aspect.

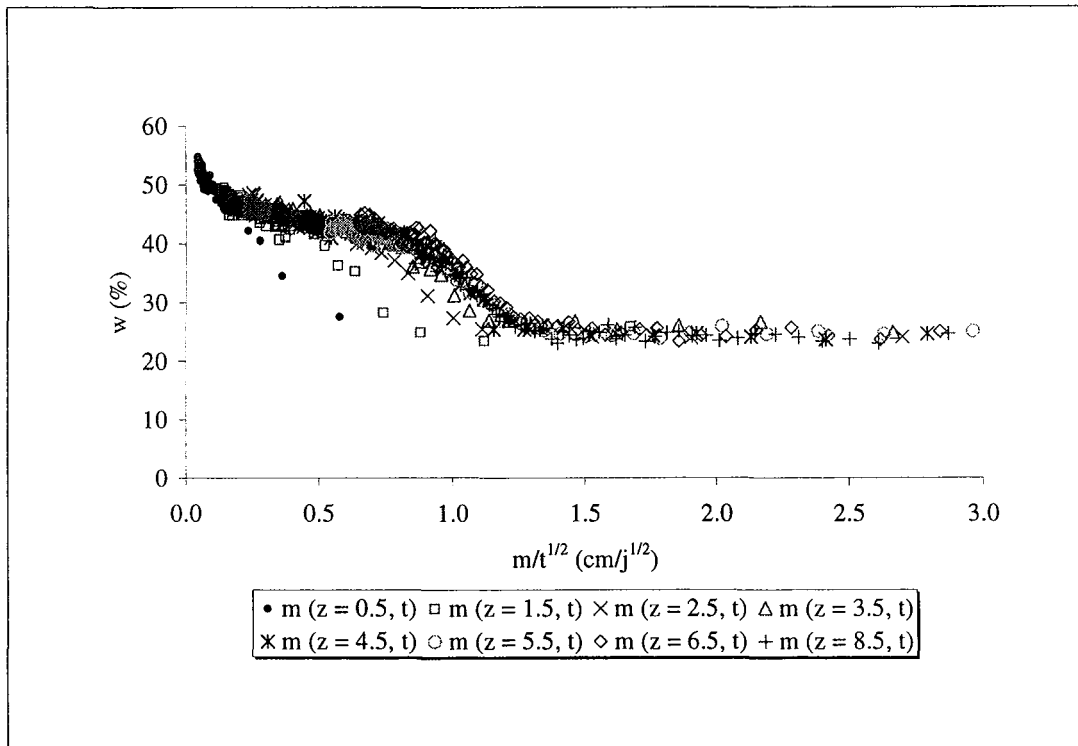


FIG. III.39 – Courbes de Boltzmann de l'essai LDP. (Un agrandissement de cette figure est disponible à l'annexe D).

Hillel [1988] indique que si une équation ne répond pas avec précision à la relation en $\frac{m_z}{\sqrt{t}}$, la divergence est attribuable soit aux erreurs expérimentales, soit au fait que l'équation différentielle ainsi que les conditions aux limites adoptées ne donnent qu'une description imparfaite du problème étudié. C'est sans doute cet aspect qui pourrait être la cause principal de la non-superposition des courbes : nous avons prédit au paragraphe II.5.4 que l'essai libre poserait certainement un problème, et nous avons vu au paragraphe précédent qu'effectivement la condition au limite hydrique en bas de la colonne était mal définie (flux variable dans le temps).

Barataud [1997] justifie la non-superposition de ses courbes par l'apparition de fissures verticales dans ses échantillons. Dans notre cas, des fissures horizontales (même très petites) peuvent-elles modifier cette représentation ? Un programme numérique a donc été écrit pour mettre en évidence les problèmes. Il sera présenté par la suite.

En s'intéressant seulement aux hauteurs qui répondent correctement au modèle ($z > 2,5$ cm), nous avons appliqué notre procédure d'identification représentative. Le tableau III.8 permet de réunir tous les résultats.

	$m_{2,5}$	$m_{3,5}$	$m_{4,5}$	$m_{5,5}$
a_m (m ² /s)	$4,55.10^{-12}$	$3,20.10^{-12}$	$2,27.10^{-13}$	$4,79.10^{-13}$
b_m	11,1	11,7	19,2	17,4
Pente(j ^{1/2} /cm)	$-1.01.10^{-1}$	$-8.88.10^{-2}$	$-5.18.10^{-2}$	$-5.68.10^{-2}$
$[w_{\xi_m \rightarrow \infty} - w_{\xi_m = 0}]^{\times}$ (%)	[50-25]	[50-25]	[48-25]	[48-25]

	$m_{6,5}$	$m_{7,5}$	$m_{8,5}$	$m_{9,5}$
a_m (m ² /s)	$7,32.10^{-13}$	$8,88.10^{-13}$	$7,84.10^{-13}$	$3,95.10^{-12}$
b_m	16,0	15,4	15,8	12,1
Pente(j ^{1/2} /cm)	$-5.89.10^{-2}$	$-6.46.10^{-2}$	$-6.22.10^{-2}$	$-7.92.10^{-2}$
$[w_{\xi_m \rightarrow \infty} - w_{\xi_m = 0}]^{\times}$ (%)	[50-25]	[50-25]	[50-25]	[50-25]

[×]méthode du tir

TAB. III.8 – Récapitulatif des différents couples de paramètres identifiés en fonction de la hauteur.

Pour mieux nous rendre compte de la dispersion des résultats, nous avons tracé sur la figure III.40, les courbes de diffusivité aux hauteurs considérées. Celles-ci conservent le même ordre de grandeur entre 10⁻¹¹ et 10⁻⁹ m²/s pour une gamme de teneur en eau massique variant entre 25 et 45 %. Sur ce graphe, la valeur des hauteurs n'influence pas l'ordre des courbes.

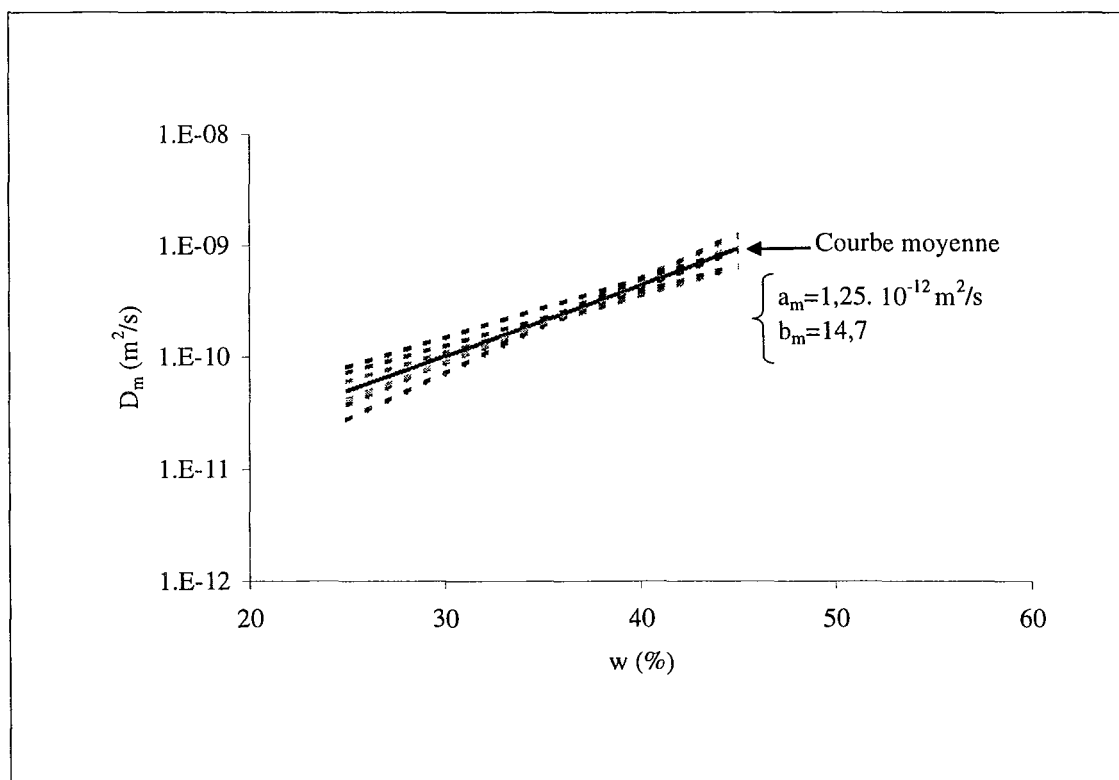


FIG. III.40 – Courbes de diffusivité obtenues aux différentes hauteurs.

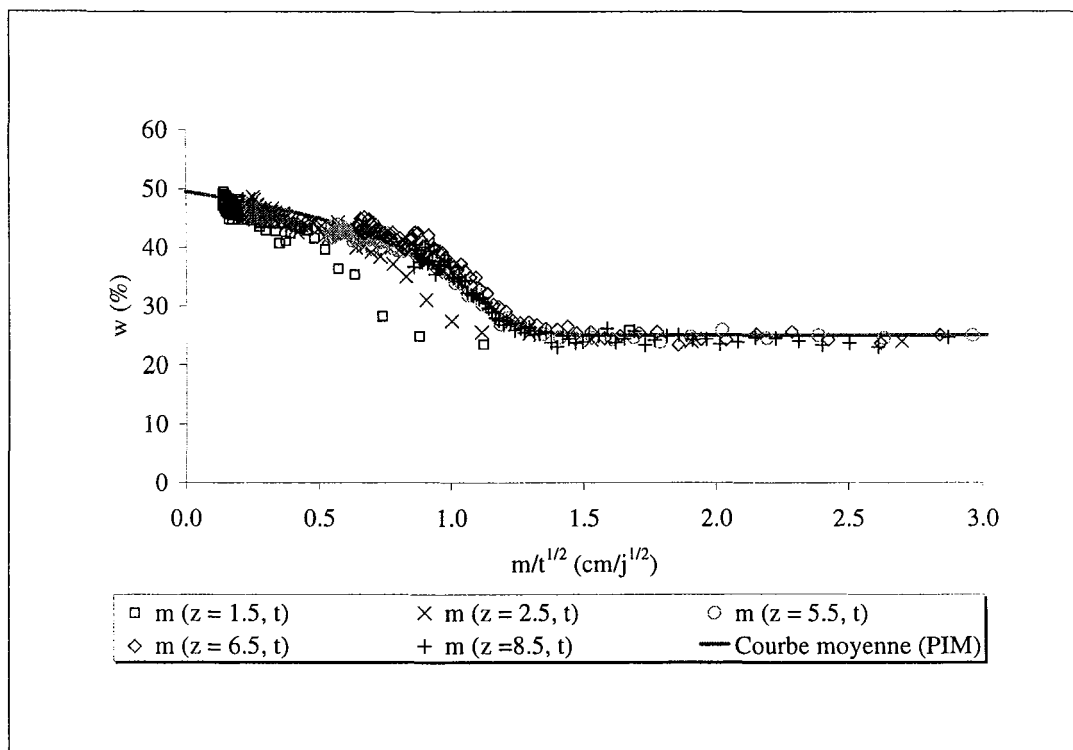


FIG. III.41 – Courbes de Boltzmann de l'essai LDP, avec une courbe identifiée.

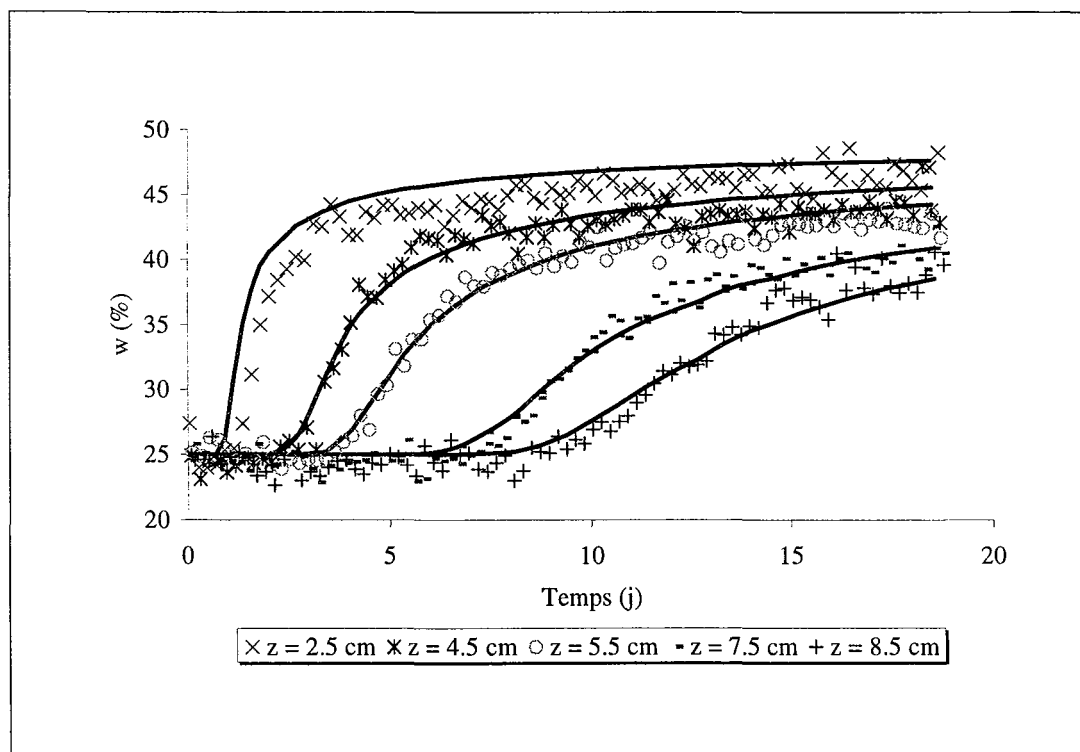


FIG. III.42 – Courbes d'humidification de l'essai LDP, avec les courbes moyennes simulées.

Par la suite, le logiciel Microsoft® Excel nous permet d'obtenir la valeur des paramètres caractérisant la moyenne des diffusivités. Nous avons :

$$\langle D_m(w) \rangle = a_m e^{b_m w} \text{ avec } \begin{cases} a_m = 1,25 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2/\text{s} \\ b_m = 14,7 \end{cases}$$

En imposant ces valeurs dans notre programme d'identification, il est ensuite possible d'obtenir la valeur de la pente "moyenne" en $\frac{m_z}{\sqrt{t}} = 0$. Par la suite, la méthode directe nous permet de retrouver convenablement la courbe de Boltzmann (FIG. III.41) et les courbes d'humidification à certaines hauteurs (FIG. III.42). Seule la simulation à $z = 2,5$ cm n'est pas tout à fait satisfaisante (décalage en temps) pour des raisons que nous allons maintenant exposer.

III.3.5 Notre représentation de Boltzmann expliquée par un programme numérique

Nous avons présenté à la figure III.39 des courbes de Boltzmann qui présentaient des anomalies par rapport au comportement attendu (non-superposition des courbes pour $z \leq 2,5$ cm); nous interprétons tout d'abord ces écarts par une mauvaise maîtrise des conditions aux limites en bas de colonne. En effet, la densité de flux-masse ($\varphi_A(t)$) est variable parce que le volume d'eau qui pénètre dans l'éprouvette ($V_w(t)$) ainsi que la surface d'humidification ($S(t)$) ne sont pas constants dans le temps.

Pour étayer ces conclusions, nous avons résolu l'équation de Philip [1968] dans le système de coordonnées lagrangienne, par une méthode numérique de volumes finis (qui conserve les flux)[Versteeg et Malalasekera, 1995]. L'équation III.12

$$\frac{\partial w}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial m} \left(D_m(w) \frac{\partial w}{\partial m} \right) = 0 \quad (\text{III.12})$$

est résolue numériquement en la couplant aux conditions aux limites suivantes :

$$\begin{cases} \varphi(m=0, t) = -\rho_s D_m(w) \frac{\partial w}{\partial m} \Big|_{m=0} = \varphi_A(t) \\ \varphi(m \rightarrow \infty) = \varphi_B = 0 \quad t \geq 0 \end{cases}$$

Soit \mathcal{M}_h la hauteur de la colonne en coordonnées lagrangiennes. Elle est définie classiquement par :

$$\mathcal{M}_h = \int_0^{h_{ini}} \frac{\rho_d}{\rho_s} dz = \frac{M_s}{\rho_s S} \quad (\text{III.13})$$

où M_s est la masse de la phase solide, S la section de l'éprouvette à l'instant initial.

Au cours du calcul, il est alors possible de vérifier que la masse d'eau infiltrée est bien conservée dans le système, en utilisant la relation suivante :

$$m_w(t) = \rho_s S \int_0^{\mathcal{M}_h} w(m) dm \quad (\text{III.14})$$

L'équation est discrétisée suivant le maillage décrit à la figure III.43.

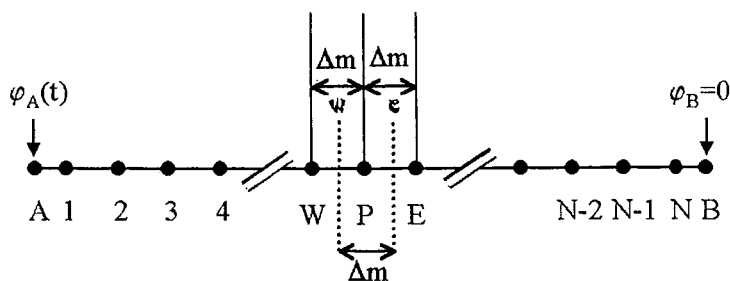


FIG. III.43 – Maillage utilisé pour la discrétisation.

Le système à résoudre, qui est du type $AX = B$, s'écrit concrètement de la manière suivante :

$$\begin{pmatrix} a_P^* + fa_E & -fa_E & 0 & \dots & \dots & \dots & 0 \\ -fa_W & a_P & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & \vdots \\ 0 & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & \vdots \\ \vdots & \ddots & -fa_W & a_P & -fa_E & \ddots & \vdots \\ \vdots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & 0 \\ \vdots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & a_P & -fa_E \\ 0 & \dots & \dots & \dots & 0 & -fa_W & a_P^* + fa_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} w_1 \\ \vdots \\ w_W \\ w_P \\ w_E \\ \vdots \\ w_N \end{pmatrix} =$$

$$\begin{pmatrix} (1-f)a_E^0(w_2^0 - w_1^0) + a_P^*w_1^0 + f\frac{\varphi_A}{\rho_s} + (1-f)\frac{\varphi_A^0}{\rho_s} \\ (1-f)a_W^0w_W^0 + [a_P^* - (1-f)a_E^0 - (1-f)a_W^0]w_P^0 + (1-f)a_E^0w_E^0 \\ \vdots \\ (1-f)a_W^0w_W^0 + [a_P^* - (1-f)a_E^0 - (1-f)a_W^0]w_P^0 + (1-f)a_E^0w_E^0 \\ \vdots \\ (1-f)a_W^0w_W^0 + [a_P^* - (1-f)a_E^0 - (1-f)a_W^0]w_P^0 + (1-f)a_E^0w_E^0 \\ (1-f)a_W^0(w_{N-1}^0 - w_N^0) + a_P^*w_N^0 \end{pmatrix}$$

L'exposant ⁰ concerne les termes calculés au temps t . Le cas $f = 0$ correspond à un schéma explicite, $f = 1$ à un schéma implicite, et $f = 0,5$ au schéma de Crank-Nicholson. Nous avons aussi :

$$a_P^* = \frac{\Delta m}{\Delta t} ; a_E = \frac{D_m(w)_e}{\Delta m} ; a_W = \frac{D_m(w)_w}{\Delta m} ; a_P = f(a_W + a_E) + a_P^* \quad (\text{III.15})$$

Entre deux noeuds, nous avons simplement imposé :

$$D_m(w)_e = \frac{D_m(w_E) + D_m(w_P)}{2} ; D_m(w)_w = \frac{D_m(w_W) + D_m(w_P)}{2} \quad (\text{III.16})$$

qui est acceptable dans la mesure où notre maillage dans l'espace est suffisamment fin ($\Delta m = 0,1$ cm).

Nous avons choisi d'injecter dans le système, notre modèle exponentiel de diffusivité avec les paramètres moyens obtenus à la page 155.

Le densité de flux-masse à l'entrée a été calculée à partir des données fournies par la balance, lissées par la technique de moyenne glissante. En particulier intégrons l'équation III.12 entre 0 et \mathcal{M}_h (*i.e.* entre A et B), nous avons :

$$\int_0^{\mathcal{M}_h} \frac{\partial w}{\partial t} dm = \int_0^{\mathcal{M}_h} \frac{\partial}{\partial m} \left(D_m(w) \frac{\partial w}{\partial m} \right) dm \quad (\text{III.17})$$

$$\mathcal{M}_h \frac{\partial \langle w \rangle}{\partial t} = \left[D_m(w) \frac{\partial w}{\partial m} \right]_0^{\mathcal{M}_h} \quad (\text{III.18})$$

$$= \underbrace{D_m(w) \frac{\partial w}{\partial m} \Big|_B}_0 - \underbrace{D_m(w) \frac{\partial w}{\partial m} \Big|_A}_{\frac{\varphi_A}{\rho_s}} \quad (\text{III.19})$$

$$= 0 + \frac{\varphi_A}{\rho_s} \quad (\text{III.20})$$

$\langle w \rangle$ représente l'humidité moyenne de l'échantillon à l'instant t considéré.

$$\frac{\varphi_A(t)}{\rho_s} = \mathcal{M}_h \frac{\partial \langle w \rangle}{\partial t} \quad (\text{III.21})$$

$$= \frac{\mathcal{M}_h}{M_s} \frac{\partial M_w}{\partial t} \quad (\text{III.22})$$

$$= \frac{1}{\rho_s S} \frac{M_w(t + dt) - M_w(t)}{dt} \quad (\text{III.23})$$

où M_w représente la masse d'eau cumulée contenue dans l'échantillon, mesurée par la balance.

Pour assurer la stabilité de notre programme, nous avons choisi le schéma implicite ($f = 1$). Les autres schémas sont déconseillés car ils imposent des critères de stabilité entre le pas d'espace et le pas de temps⁸, qui sont difficiles à respecter, en raison de notre diffusivité vraiment non-linéaire. Le schéma implicite nous permet de prendre un pas de temps raisonnable ($\Delta t = 0,1$ jour), et ainsi de réduire considérablement le temps du calcul.

Observons l'influence de la surface d'humidification sur le calcul. Tout d'abord, considérons que la surface d'humidification ne varie pas et qu'elle reste égale à sa valeur initiale. Les résultats obtenus en fonction de la variable de Boltzmann lagrangienne sont donnés à la figure III.44.

Nous voyons que les résultats ne correspondent pas à la réalité expérimentale. Cela signifie que le flux est mal calculé, il est donc nécessaire de mieux tenir compte de la variation de la surface d'humidification. En considérant que celle-ci se rapproche quasi instantanément de sa valeur finale (ce que nous avons observé à vue d'oeil), nous avons localement en $m \simeq 0$ et à tout t :

$$\rho_d(m = 0, t) = \frac{\rho_w}{\frac{w}{S_r} + \frac{\rho_w}{\rho_s}} \simeq \frac{M_s}{Sh} \quad (\text{III.24})$$

⁸ *i.e.* $\frac{(\Delta m)^2}{\Delta t} > \lambda D_m(w)$ avec $\lambda = 2$ pour le schéma explicite et $\lambda = 1$ pour le schéma de Crank-Nicholson.

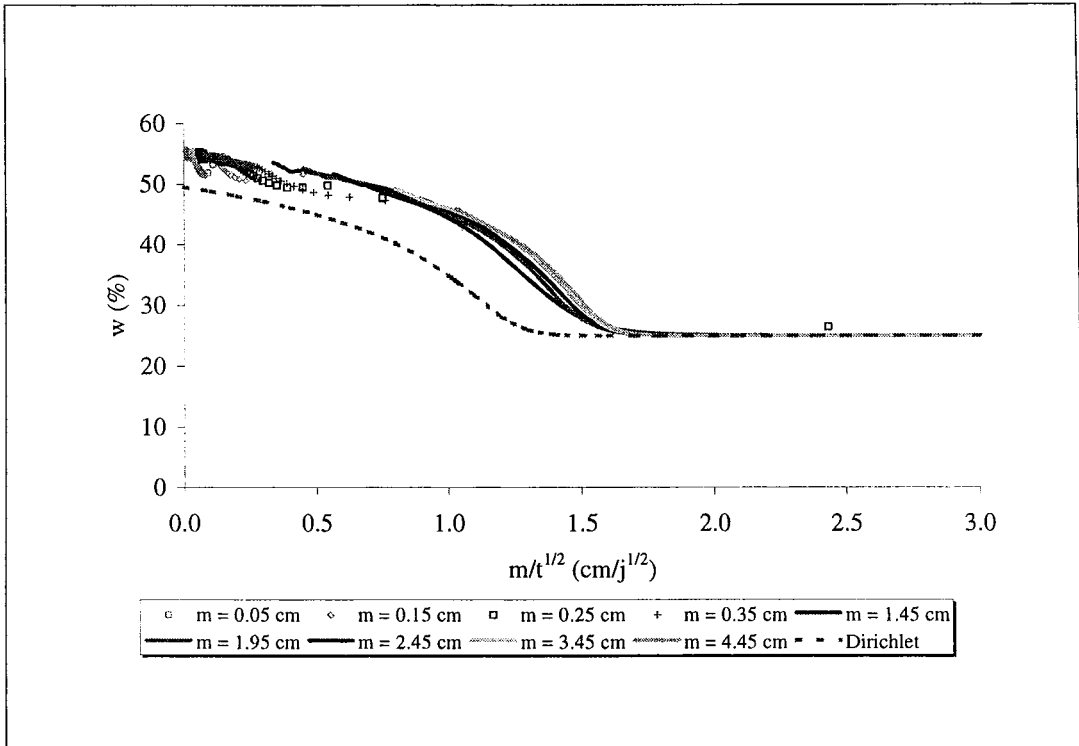


FIG. III.44 – Courbes de Boltzmann numériques obtenues en conservant la surface d’humidification initiale (essai LDP). La courbe obtenue par la procédure d’identification moyenne apparaît en trait pointillé.

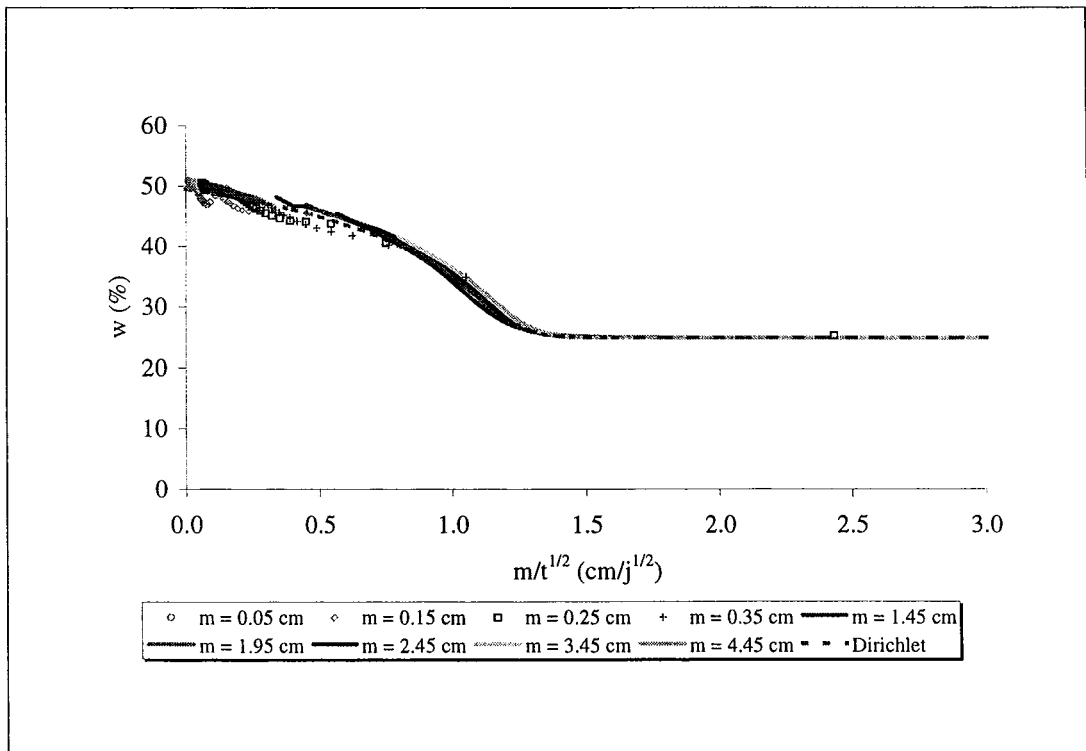


FIG. III.45 – Courbes de Boltzmann obtenues en supposant une surface d’humidification établie instantanément (essai LDP).

Le calcul se fait avec $h \simeq h_{ini}$ puisque la surface d'humidification est supposée prendre sa valeur finale dès les premiers instants. L'application numérique⁹ nous donne $S = 31 \text{ cm}^2$ au lieu de 20 cm^2 .

En injectant cette valeur dans le système à résoudre, le programme nous fournit des résultats surprenants (FIG. III.45). Les courbes obtenues se superposent en une courbe unique qui correspond exactement à la courbe de Dirichlet. Il semble même que les valeurs en bas de colonne ne soient que très peu bruitées. Le changement de condition à la limite en $m = 0$, entre une condition de Dirichlet et une condition de Neumann, ne semble donc pas responsable de l'allure de nos courbes de Boltzmann expérimentales. L'approximation faite sur la surface semble donc réaliste. À la figure III.46, nous comparons les courbes numériques calculées par notre programme avec les données expérimentales. Nous observons évidemment des différences car le programme numérique n'est qu'une simple résolution de l'équation III.12 sans identification de la diffusivité. Ce travail numérique pourrait donc être facilement perfectionné en lui incorporant une sous-routine d'identification de la diffusivité.

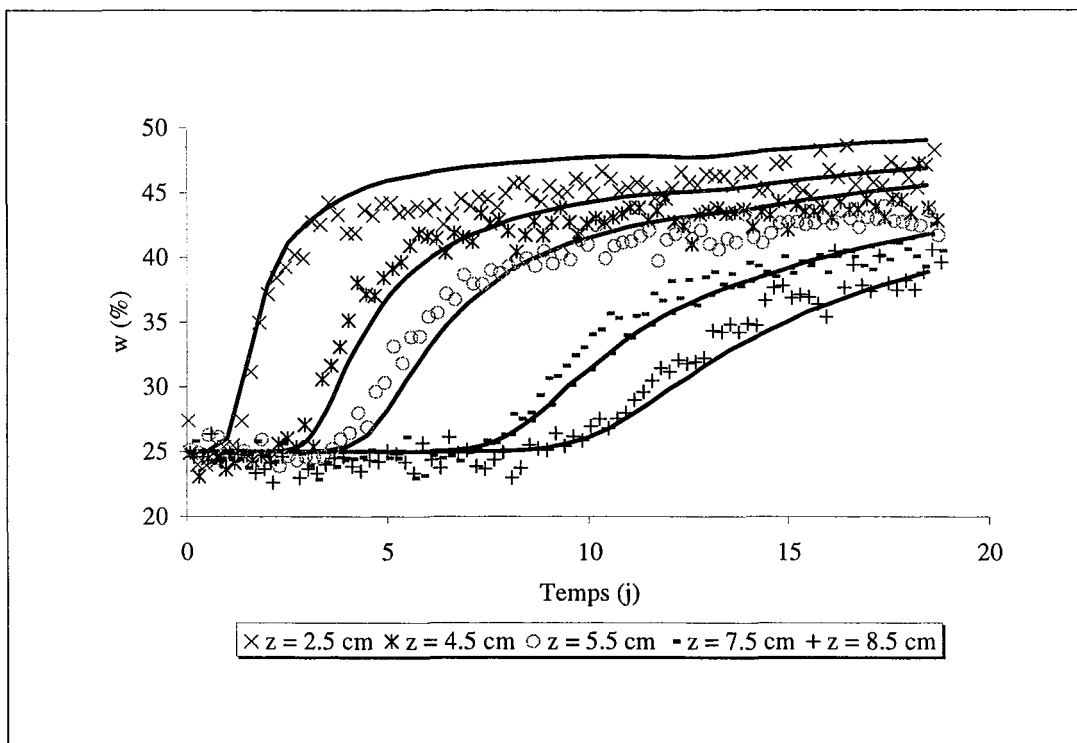


FIG. III.46 – Comparaison des courbes d'humidification obtenues expérimentalement et numériquement (essai LDP).

Les petites fissures horizontales observées sur notre éprouvette sont-elles alors directement responsables du décrochage de certaines courbes de Boltzmann ? Pour le savoir nous avons très légèrement modifié le programme précédent, en augmentant la diffusivité matérielle de 5% sur les 15 premiers nœuds (ce qui correspond à des hauteurs $z \leq 2.5 \text{ cm}$). Le résultat, visible à la figure III.47, montre des courbes semblables à celles recueillies expérimentalement.

⁹ avec $\rho_w = 1 \text{ g/cm}^3$; $w \simeq 64,78\%$; $S_r \simeq 100\%$; $M_s = 349,34 \text{ g}$; $h \simeq h_{ini} = 11,49 \text{ cm}$

Cette simulation désigne donc les petites fissures comme les sources principales des anomalies observées expérimentalement.

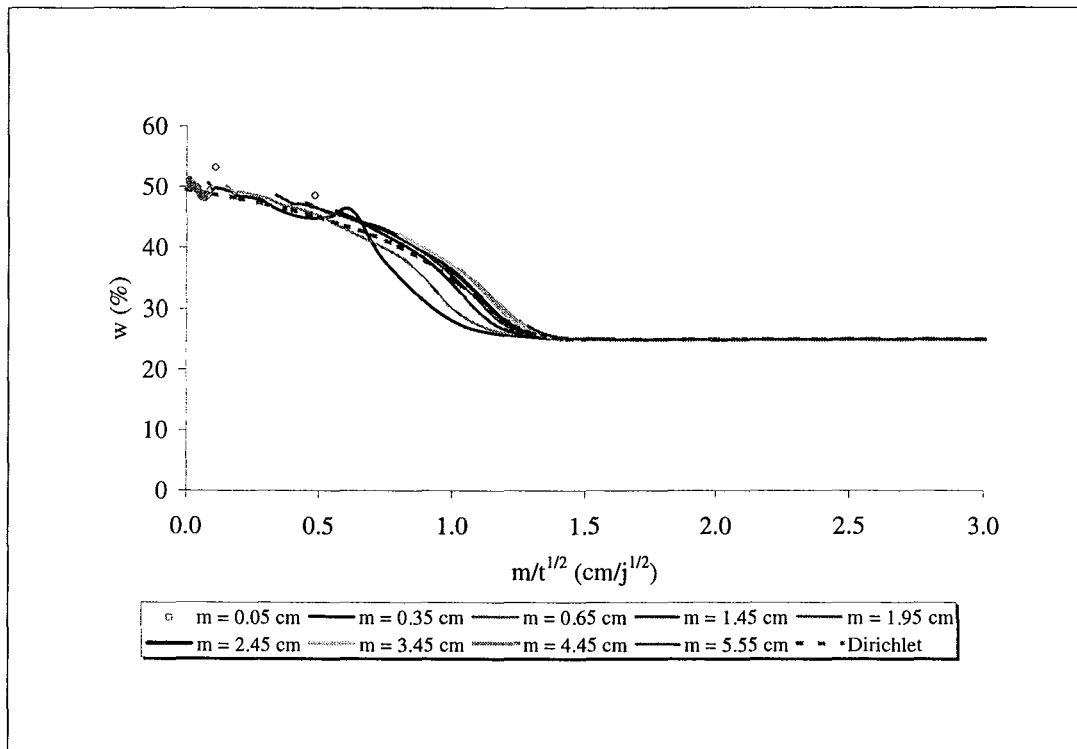


FIG. III.47 – Courbes de Boltzmann obtenues en imposant une diffusivité légèrement supérieure en bas de colonne pour simuler l'influence de petites fissures (essai LDP).

III.3.6 Conclusion sur l'essai libre

Dans cet essai, nous avons pu voir que la gammamétrie double-source, couplée au micromètre à balayage laser est un dispositif bien adapté pour l'étude d'une éprouvette de sol gonflant, libre de toutes contraintes. Nous avons obtenu des courbes d'humidification et de gonflement d'allure très régulières, qui balaient une large gamme de teneur en eau.

En revanche, en traçant nos données suivant la représentation de Boltzmann, nous n'avons pas obtenu une très bonne superposition des courbes, en particulier pour des hauteurs situées dans la partie basse de l'éprouvette. Cet aspect a pu être expliqué par une approche numérique basée sur la méthode des volumes finis : contrairement à notre idée de départ, la nature de la condition limite à la base de l'éprouvette n'est pas directement responsable du décrochage de certaines courbes. L'origine des anomalies provient très certainement des petites fissures horizontales observées expérimentalement.

Cette simulation nous conforte dans l'idée que l'identification de la diffusivité d'un milieu poreux déformable peut toujours être effectuée, en supposant valables les conditions de Dirichlet, pour des courbes répondant au modèle de Boltzmann.

En prenant en compte ces conclusions, nous pouvons justifier que nos courbes de diffusivité matérielle aient toutes le même ordre de grandeur, cela pour une gamme de teneur en eau assez large. Notre "procédure d'identification moyenne" nous a permis à nouveau de retrouver convenablement nos courbes d'humidification.

III.4 Synthèse des différents essais

À travers les trois types d'essais d'imbibition que nous avons présentés, nous avons déjà pu entrevoir l'influence des conditions aux limites mécaniques imposées sur les éprouvettes. Par exemple, l'allure des courbes présentant w (%) et ρ_d en fonction du temps nous a permis d'observer que des conditions de type oedométrique ralentissaient simultanément les cinétiques de gonflement et d'humidification, et que les conditions de type "volume constant" parvenaient à bloquer considérablement les transferts de masse au sein du milieu poreux. Il apparaît maintenant nécessaire de mettre en avant toutes ces constatations en comparant chacun de nos essais sur les plans hydrique et mécanique.

Dans un premier temps, nous nous proposons d'établir cette comparaison, en utilisant les données que nous avons recueillies de manière directe, à l'aide de certains instruments de mesure (balance, capteur). Dans un deuxième temps, nous verrons que certains résultats issus de la technique gamma peuvent aussi être réemployés. La représentation de McGarry et Malafant [1987], vue au chapitre I sera notamment appliquée à nos essais. Enfin, cette synthèse se terminera par la présentation de nos résultats du point de vue des propriétés hydrauliques (conductivité, diffusivité) : nous devons vérifier si ces grandeurs qui dépendent intrinsèquement du matériau ont été modifiées et si tel est le cas, il y aura lieu de se demander si l'équation de Philip [1968] et de Smiles et Rosenthal [1968] n'est pas trop simpliste. En effet, étant donné que dans cette équation, l'aspect mécanique n'est pas pris en compte, un simple terme de diffusivité matérielle peut-il être adapté pour décrire tous les processus mis en jeu (cinétique, gonflement, quantité d'eau infiltrée)? En particulier, où et comment agissent les contraintes mécaniques mises en jeu? À travers cette synthèse, nous devrions être à même de répondre à toutes ces questions, souvent éludées dans la littérature.

III.4.1 Cinétique des essais

Dans les deux paragraphes qui suivent, nous allons observer, d'un point de vue macroscopique, l'influence du confinement sur les cinétiques d'hydratation et de gonflement. Il s'agit en effet d'une mise en forme des données recueillies par deux instruments de mesure : la balance et le capteur de déplacement.

Quantité d'eau infiltrée : aspects descriptifs

Nous présentons sur la figure III.48, une comparaison des quantités d'eau infiltrées (en terme de flux surfacique) au cours du temps, pour les différents essais. Nous voyons manifestement que l'essai libre suit une cinétique d'humidification très rapide par rapport aux autres essais. Une certaine hiérarchie entre les différents essais semble respectée : plus le degré de confinement est important, plus le volume d'eau infiltré est faible.

Remarque : Le flux d'eau infiltré dans le cas de l'essai LDP, correspond au rapport de la masse d'eau fournie par la balance sur la surface finale de l'éprouvette (déterminée à la page 159).

Nous noterons que la courbe présentée pour cet essai est une courbe corrigée. En effet, les données fournies par la balance sont plus grandes que celles obtenues en comparant le poids de l'éprouvette avant et après humidification. Nous attribuons ces différences à

de l'évaporation au niveau du socle, malgré toutes les précautions prises pour la limiter (cellophane, salle climatisée...). La quantité d'eau évaporée a été estimée à 2 g/jour.

Pour les autres essais (ODP1, VCDP2), des différences ont aussi été observées mais elles sont nettement moins importantes. Elles sont sans doute dues à une mauvaise saturation de la pierre poreuse à l'instant $t = 0$ de l'imbibition et à une légère évaporation inévitable pour 40 à 60 jours de manipulation.

Taux de gonflement : aspects descriptifs

Nous représentons sur la figure III.49, le taux de gonflement axial, observé $\left(\frac{\Delta h}{h_{ini}}\right)$ pour les différents essais en fonction du temps. La même constatation peut être faite quant à la hiérarchisation des essais. Nous pouvons noter qu'initialement les essais LDP et ODP1 paraissent avoir un taux de gonflement identique, mais un ralentissement de la cinétique de gonflement au bout du 4^{ème} jour intervient pour l'essai ODP1.

La courbe décrivant l'essai OSP est à prendre avec circonspection, car la mesure du déplacement axial n'a pas été faite avec le même type de comparateur. Rappelons de plus que le milieu est initialement plus sec (donc plus poreux) et que les parois du tube n'ont pas été graissées. Dans cet essai, il y a bien eu une déformation du milieu mais plus au profit d'une réuniformisation interne du squelette qu'à un vrai gonflement macroscopique. Enfin, les forces de frottement aux parois ont dû être importantes, d'où un faible taux de gonflement.

L'essai VCDP2 n'apparaît évidemment pas sur cette figure, les déformations axiales et radiales étant converties en contraintes de gonflement exercées sur les parois de la cellule et sur le piston poreux.

Premières explications

En considérant l'essai LDP comme notre référence, nous savons que notre éprouvette est susceptible d'emmagasiner une quantité d'eau très importante en gonflant aussi bien dans le sens radial que dans le sens axial. Lorsque le milieu n'est plus libre de gonfler dans le sens radial, nous avons vu que la cinétique de gonflement n'est retardée qu'après quelques jours. Pendant ce laps de temps relativement court (~ 4 jours), il est possible d'imaginer qu'une multitude de particules, qui auraient permis à l'éprouvette de gonfler dans le sens radial, se soient réorientées de manière à gonfler dans le sens axial. En outre, le type de compactage choisi (vertical) ainsi que la bonne lubrification des parois favorisent sans doute ce phénomène dans les premiers jours. Puis, très rapidement, les contraintes radiales prennent une place importante à la base de l'éprouvette et entraînent une diminution de la quantité d'eau pouvant s'infiltrer dans le système.

Dans le cas de l'essai VCDP2, le volume global de l'éprouvette est invariant, la saturation de l'éprouvette va donc être atteinte pour une teneur en eau massique théorique d'environ $w = 29\%$. Cela signifie qu'une faible quantité d'eau est susceptible de s'infiltrer au sein du matériau. L'application d'une contrainte de confinement supplémentaire dans le sens axial, entraîne un blocage immédiat de tous les mécanismes : aussi la cinétique d'humidification propre au matériau est-elle considérablement ralentie. Dans un premier temps, le peu d'eau qui s'infiltrer, engendre un léger gonflement à la base de l'éprouvette, compensé par un léger tassement dans la zone centrale. Comme la porosité médiane dimi-

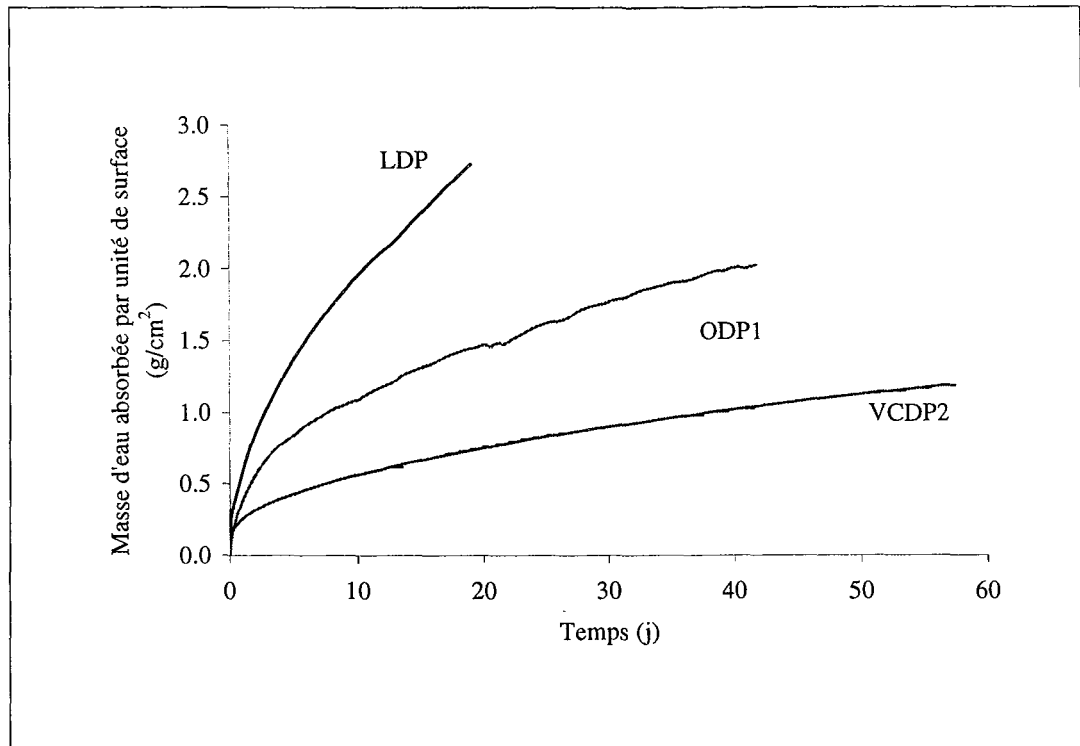


FIG. III.48 – Quantité d'eau absorbée par unité de surface pour les différents essais réalisés au laboratoire.

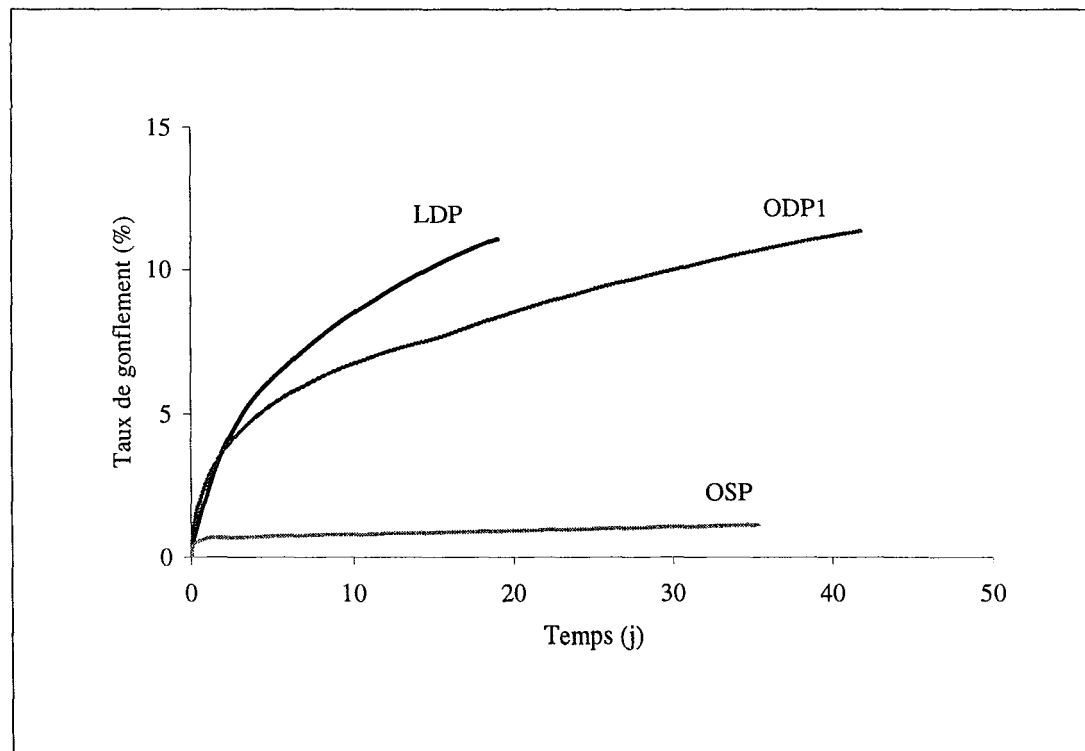


FIG. III.49 – Taux de gonflement observé pour les différents essais.

nue, l'eau s'infiltré plus difficilement dans les zones sèches situées en haut de la colonne. Par la suite, le léger gonflement de la zone centrale entraîne un tassement des deux extrémités de l'éprouvette, l'entrée de l'eau devient alors encore plus difficile.

III.4.2 Courbes de gonflement

Variation du volume spécifique sec en fonction de l'humidité

Le suivi par gammamétrie double-source de l'imbibition d'eau dans le matériau argileux pour les différents essais donne directement accès aux courbes de gonflement, dont nous avons déjà présenté le principe au chapitre I [McGarry et Malafant, 1987]. Pour chaque type d'essai, nous avons représenté ces courbes à deux hauteurs différentes (FIG. III.50). Ceci met en évidence que **pour un essai considéré**, les mécanismes de gonflement sont les mêmes en tout point de l'éprouvette de sol [Rolland *et al.*, 1999].

L'essai OSP, dont les valeurs initiales sont légèrement différentes, nous donne une courbe d'allure particulière : nous avons apparemment un gonflement de type résiduel : l'eau s'infiltré mais le volume de l'éprouvette varie peu. Cependant, à la fin de l'essai, la courbe finit par rejoindre la droite théorique du système à deux phases, ce qui nous permet d'obtenir une information importante : le point d'entrée d'air [$\frac{1}{\rho_d} = 0,70 \text{ cm}^3/\text{g}$ ou $\rho_d = 1,43 \text{ g/cm}^3$; $w_A = 33\%$].

Dans le cas de l'essai œdométrique (ODP1) comme pour l'essai à volume constant (VCDP2), la courbe croise la droite théorique du système à deux phases, ce qui est physiquement incorrect. Ce problème déjà observé par Angulo *et al.* [1990b], peut s'expliquer par deux raisons plausibles. La première est due à une connaissance imparfaite des coefficients d'absorption massique susceptibles de varier légèrement dans le temps. L'autre explication fournie par Kim *et al.* [1999] est que les mesures de teneur en eau et en solide par gammamétrie se font de manière indépendante (les erreurs de mesure se cumulent donc à la fois en abscisse et en ordonnée).

La comparaison des essais ODP1 et LDP donnent l'illusion qu'au début de l'imbibition les mécanismes de gonflement sont relativement proches du gonflement normal (au sens de McGarry et Malafant [1987]), et que les conditions aux limites mécaniques n'ont pas encore une nette influence. Quelques grammes supplémentaires d'eau infiltrée permettent ensuite de voir les comportements nettement diverger. En ce qui concerne l'essai VCDP2, les courbes s'éloignent logiquement de ce comportement dès les premiers cm^3 d'eau infiltrée.

Variation de la masse volumique sèche en fonction de l'humidité

Nous avons aussi représenté l'évolution de la masse volumique sèche en fonction de la teneur en eau massique, pour chacun des essais (FIG. III.51). Cela permet de mieux distinguer les chemins d'hydratation suivis par certains essais.

Nous constatons un résultat important : les courbes de gonflement ne sont pas une propriété intrinsèque au matériau mais elles dépendent complètement des limites mécaniques imposées sur l'éprouvette. Ainsi, à une même teneur en eau peuvent correspondre plusieurs états de déformation (*i.e.* plusieurs ρ_d différents).

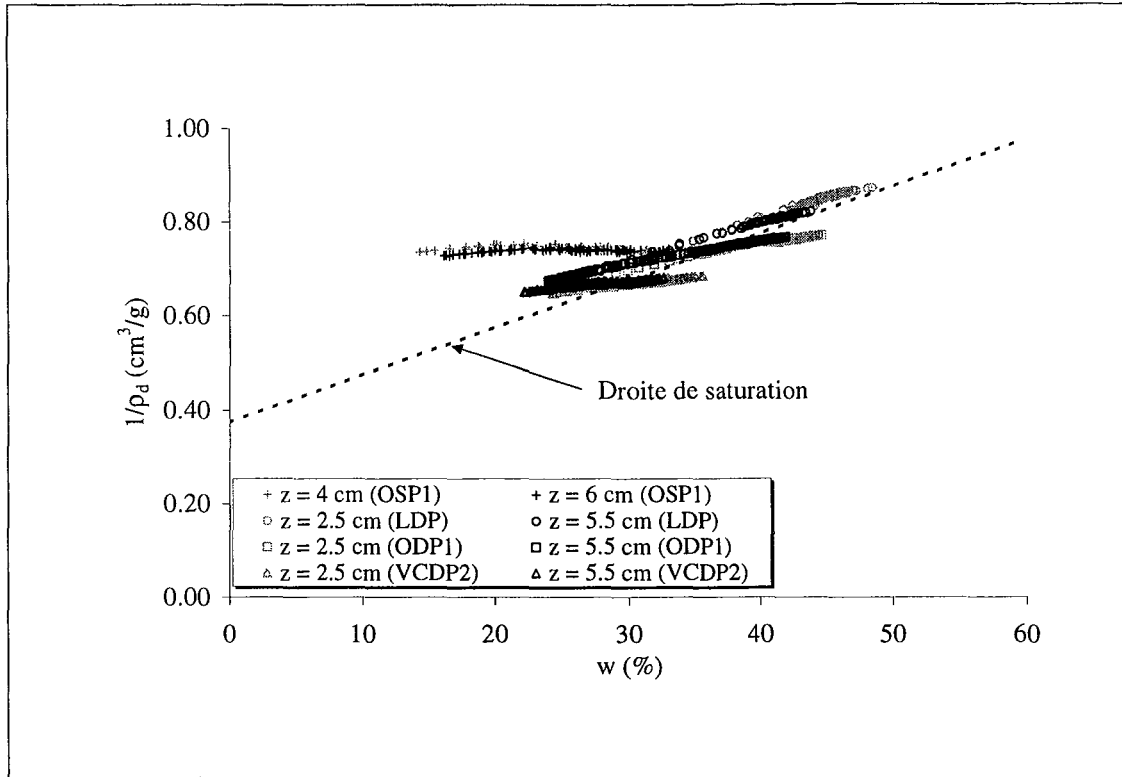


FIG. III.50 – Courbe de gonflement-retrait pour différents essais réalisés en milieu gonflant.

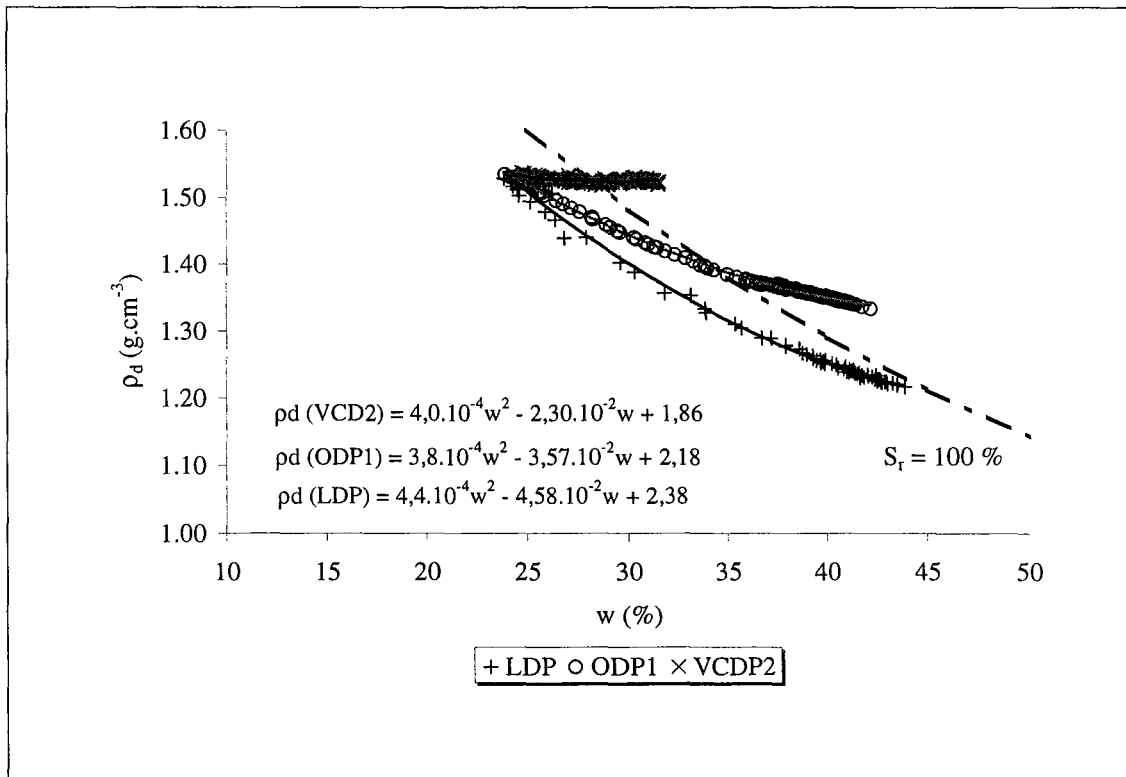


FIG. III.51 – Courbes de gonflement : ρ_d en fonction de la teneur en eau massique.

III.4.3 Caractérisation hydraulique de notre matériau

Courbes de conductivité

Dans ce paragraphe, nous présentons la démarche à adopter pour déterminer la conductivité hydraulique (liée à la phase solide) du matériau. Comme le montre la relation III.25,

$$k_{w/s}(w) = \frac{D_m(w)}{\rho_w \frac{\rho_d}{\rho_s^2} \frac{d\psi_w}{dw}} \quad (\text{III.25})$$

il est nécessaire d'utiliser plusieurs courbes :

1. les courbes de diffusivité matérielle $D_m(w)$;
2. une courbe de gonflement liant ρ_d et $w(\%)$ pour chacun des essais, représenté sur la figure III.51 ;
3. une courbe de rétention propre au matériau comme celle vue à la page 63.

C'est justement au travers de l'utilisation de cette dernière courbe que des problèmes peuvent subvenir. En effet, celle présentée au paragraphe II.1.9 traduit l'état de l'eau pour un échantillon homogène à l'équilibre à des teneurs en eau et des masses volumiques fixées. Nous ne pensons pas qu'elle puisse être vraiment représentative des essais que nous avons étudiés : elle ne tient compte ni de l'état de contrainte locale au sein de l'échantillon, ni de l'état de déformation locale (fonction de la teneur en eau) de l'échantillon. Au chapitre I, nous avons d'ailleurs déjà vu sur les travaux de Delage *et al.* [1998] et de Yahia-Aïssa *et al.* [2001] qu'une courbe de rétention dépendait fortement du degré de confinement du matériau.

Finalement, sous réserve que la courbe de rétention vue au chapitre II puisse être utilisable pour nos essais, nous présentons sur la figure III.52, nos résultats en terme de conductivité hydraulique par rapport à la phase solide.

Nous avons ajouté sur ce graphique, la conductivité hydraulique à saturation obtenue par Tabani [1999] avec un perméamètre à paroi flexible, sous une contrainte de confinement faible de 10 kPa. L'ordre de grandeur de nos courbes est manifestement plus faible. Ceci peut s'expliquer par le fait que notre détermination est indirecte (donc réellement moins précise) et utilise notamment la courbe de rétention du matériau dont nous avons discuté les inconvénients. De plus, le mode de compactage ainsi que les chemins d'humidification suivis ne sont pas identiques [Rolland *et al.*, 2001]. Actuellement, nous estimons n'avoir pas assez d'informations sur le matériau pour valider ou rejeter ces résultats en terme de conductivité. Aussi préférons-nous discuter des propriétés du matériau à partir du concept de diffusivité matérielle.

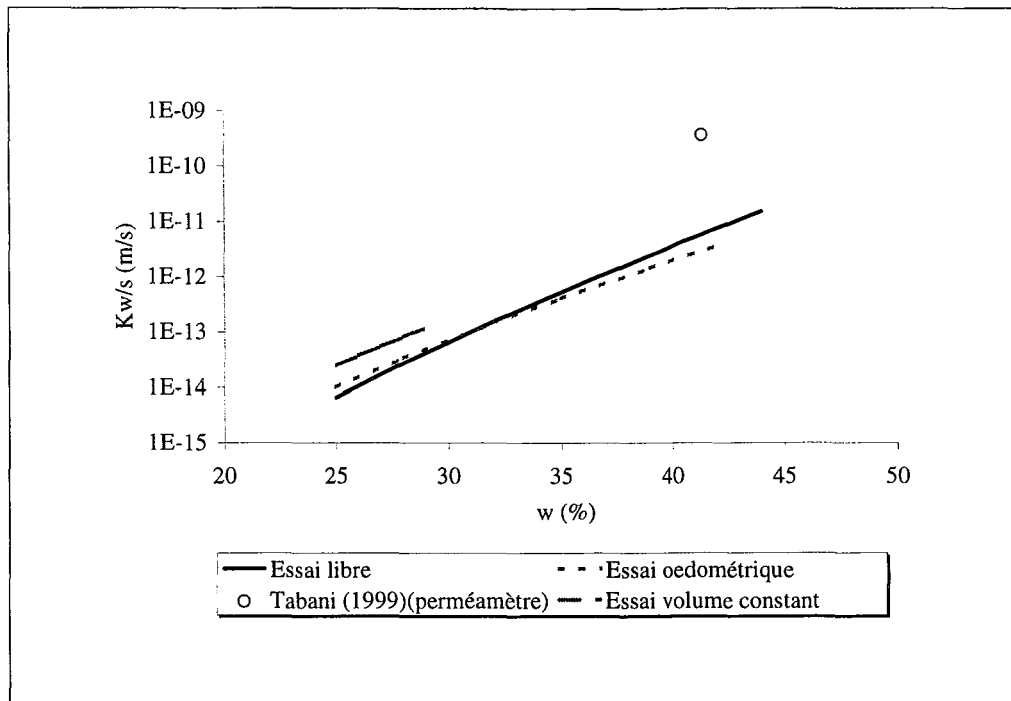


FIG. III.52 – Courbes de conductivité hydraulique pour les différents essais réalisés

Courbes de diffusivité matérielle : échec du concept ?

La comparaison des trois cinétiques d'imbibition a donc été faite pour chaque essai à partir d'une caractérisation en terme de diffusivité hydrique, basée sur une description lagrangienne des transferts. La figure III.53 a été obtenue en récupérant les valeurs des diffusivités moyennes identifiées dans ce chapitre.

Mathématiquement, nous rappelons que la diffusivité matérielle est définie par le produit de trois termes :

$$D_m(w) = \underbrace{k_{w/s}}_1 \underbrace{\frac{\rho_w \rho_d}{\rho_s^2}}_2 \underbrace{\frac{d\psi_w}{dw}}_3 \tag{III.26}$$

Le premier terme représente la conductivité hydraulique liée à la phase solide au sens de Darcy, le deuxième caractérise l'état de déformation du milieu, et le troisième correspond à la pente de la courbe de rétention. La littérature montre que si la teneur en eau augmente, le premier et le troisième terme peuvent varier de plusieurs ordres de grandeurs, avec un comportement opposé : la conductivité croît tandis que la courbe de rétention décroît. Le deuxième terme diminue lui aussi mais relativement peu par rapport aux deux autres ; une diminution de l'ordre de 30 % maximum a pu être observée pour l'essai LDP. Il ne joue donc pas un rôle actif dans l'estimation de la diffusivité.

Lorsque l'éprouvette est confinée, la gamme des teneurs en eau explorée est plus restreinte. Les valeurs prises par le terme 1 sont plus faibles [Tabani, 1999] et la pente de la courbe de rétention est en revanche plus forte [Yahia-Aïssa *et al.*, 2001].

Pour un même matériau, le concept de diffusivité matérielle, qui doit tenir compte de l'évolution de ces trois termes, est en théorie une propriété intrinsèque. Pour nos

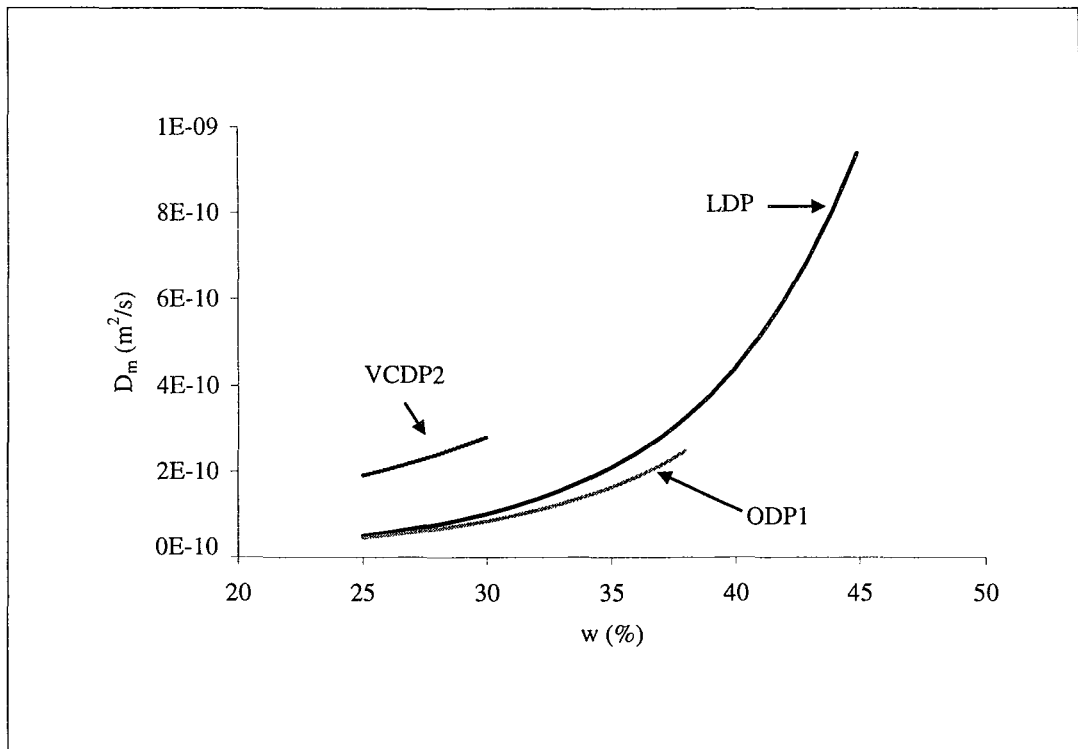


FIG. III.53 – Courbes de diffusivité matérielle pour les différents essais réalisés.

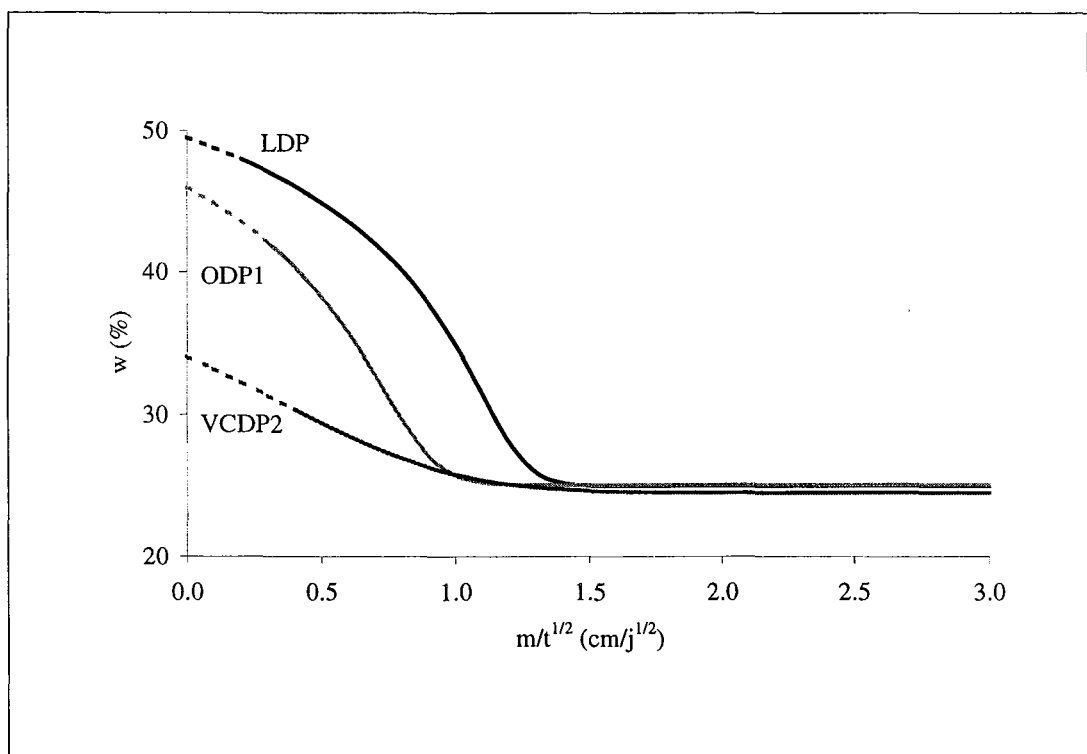


FIG. III.54 – Courbes de Boltzmann identifiées pour les différents essais réalisés.

essais, nous aurions donc dû obtenir une superposition des diffusivités autour d'une courbe unique. Au vu de la figure III.53, cela n'est manifestement pas le cas ; c'est la raison pour laquelle nous devons soumettre quelques explications.

Nous ne pensons pas que le problème puisse provenir d'un manque de précision, car les courbes présentées ici sont déjà des courbes moyennes. Il semble donc que ce soit l'action des contraintes, non prises en compte dans le terme de diffusivité, qui soit la cause principale de l'échec de ce concept. De plus, dans nos identifications, nous avons supposé qu'un modèle exponentiel ($D_m(w) = a_m e^{b_m w}$) pouvait représenter toute la complexité de l'expression III.26, ce qui est certainement un peu simpliste.

Toutefois, il apparaît possible d'expliquer l'amplitude des courbes et la gamme des teneurs en eau explorée de la figure III.53. Nous présentons à la figure III.54, les différentes courbes de Boltzmann obtenues avec notre procédure d'identification moyenne.

Comparons d'abord les essais LDP et ODP1. À partir d'une certaine teneur en eau (relativement proche du point d'entrée d'air w_A), la courbe de diffusivité obtenue pour l'essai libre devient nettement plus raide que celle obtenue pour l'essai œdométrique.

En évoquant une structure multi-échelle du matériau (feuillet, particules, agrégats), se traduisant par différents niveaux de porosité (microporosité, mésoporosité, macroporosité), il est alors possible d'imaginer, compte tenu des conditions expérimentales, que les phénomènes de gonflement, d'origine microscopique, entraînent une augmentation de la microporosité (voire de la mésoporosité) au détriment de la macroporosité. En effet, l'eau qui pénètre dans l'éprouvette va s'infiltrer d'abord dans l'espace interagrégat, et progressivement dans les espaces interparticulaires et interlamellaires. Cela a pour conséquence :

- un écartement des feuillets, donc un gonflement des particules ;
- une répulsion des particules argileuses, expliquée par la théorie de la double couche.

Dans le cas des essais œdométriques, le déplacement de l'éprouvette est nul dans le sens radial, les espaces interlamellaires et interparticulaires d'une même section vont donc s'accroître au détriment de l'espace interagrégat. Ce phénomène de redistribution de la porosité a déjà été observé et interprété identiquement par d'autres auteurs [Garnier *et al.*, 1998 ; Tabani, 1999 ; Villar et Lloret, 2001]. Nous l'avons schématisé à la figure III.55.

Ce mécanisme se traduit évidemment, à l'échelle macroscopique, par une circulation de l'eau rendue plus difficile pour l'essai œdométrique en fonction du gonflement. La courbe de diffusivité matérielle a donc une amplitude moins prononcée et explore une gamme de teneur en eau plus restreinte que dans le cas de l'essai libre.

Le cas de l'essai à volume constant reste un peu marginal : certes, la gamme de teneur en eau explorée demeure bien plus faible que pour les deux autres essais ([25 %; 30 %]), mais les valeurs prises par la diffusivité sont plus importantes. Delage *et al.* [1998] ont récemment travaillé sur des éprouvettes de bentonite fortement compactée. Selon eux, les changements internes de la microstructure durant l'hydratation à gonflement empêché, conduisent à des effets de colmatage des pores, qui ralentiraient la progression du front d'humidification. D'autres auteurs avaient déjà formulé, voire vérifié cette interprétation [Yong et Mohamed, 1992 ; Komine et Ogata, 1996]. Dans notre cas, cela permet d'expliquer la faible variation de la teneur en eau au sein de l'éprouvette, mais ne justifie pas que notre front d'humidification ait été plus rapide. Nos résultats actuels ne nous permettent pas encore d'élaborer une solide interprétation. Une meilleure connaissance de notre matériau du point de vue microscopique permettra sans doute de mieux appréhender les mécanismes.

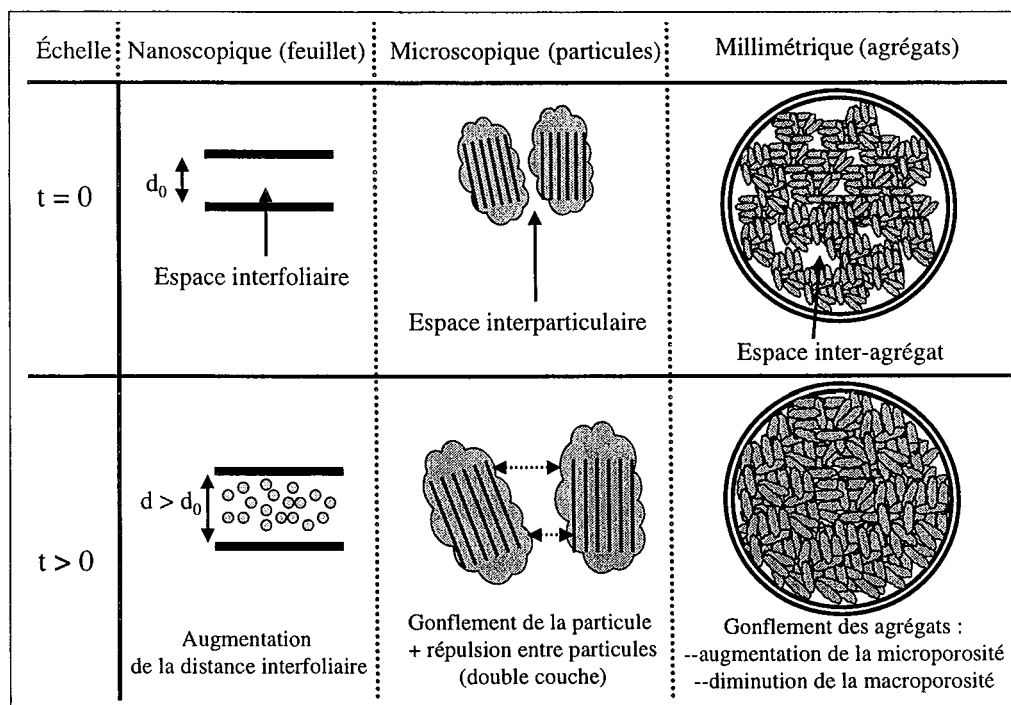


FIG. III.55 – Schéma présentant les différentes origines du gonflement ainsi que l'influence des parois. Les approches s'inspirent du modèle de Gens et Alonso [1992].

III.5 Conclusion du chapitre III

Grâce à la gammamétrie double-source, ce chapitre a permis de mettre réellement en évidence l'influence du confinement sur les transferts d'eau dans un sol argileux non-saturé. Ainsi, nous avons montré que des conditions aux limites mécaniques différentes peuvent entraîner une divergence des mécanismes et des cinétiques d'humidification et de gonflement. La logique est respectée : un sol argileux est susceptible de gonfler et d'emmagasiner de l'eau d'autant plus qu'il est peu confiné.

Nous avons pu constater que les procédures d'identification de la diffusivité matérielle sont elles-mêmes plus difficiles à mettre en place. Lorsque le milieu peut gonfler macroscopiquement, nous avons dû trouver une nouvelle procédure d'identification, plus représentative de l'éprouvette. Celle-ci permet ensuite de simuler les courbes d'humidification de manière convenable. Un programme numérique basé sur la méthode des volumes finis a aussi été présenté : il a permis d'expliquer des anomalies sur nos courbes de Boltzmann et de montrer que pour nos expériences les conditions aux limites de type "Neumann" peuvent aboutir à des résultats comparables à ceux obtenus avec des conditions aux limites de type "Dirichlet".

D'un point de vue mathématique, le bilan de ce travail montre que l'équation de Philip [1968] et de Smiles et Rosenthal [1968] est sans doute un peu trop simpliste **dans le cas d'un sol non-saturé soumis à des contraintes**. Le concept de diffusivité matérielle ne doit cependant pas être rejeté car les ordres de grandeurs obtenus sont tout de même conservés. Il faudrait probablement raffiner les équations en envisageant par exemple une expression de la diffusivité matérielle qui dépendrait à la fois de la teneur en eau massique et du tenseur des contraintes.

Conclusion et perspectives

Conclusion et perspectives

L'étude du transfert hydrique dans un sol argileux gonflant nécessite la connaissance et la maîtrise d'un grand nombre d'outils aussi bien expérimentaux que théoriques. Des expériences simples dans leur principe, complexes dans leur mise en œuvre et leurs interprétations, ont permis d'aboutir à des résultats logiques, peut-être plus ou moins intuitifs.

Le chapitre I permet de montrer, entre autre, que la recherche dans le domaine des sols gonflants non saturés manque considérablement de résultats. Parmi les freins au développement de ce secteur scientifique particulier, nous avons pu constater que les mécanismes mis en jeu sont encore assez mal connus, mal maîtrisés et parfois même soumis à controverse (théorie de la double couche). L'intervention d'une approche multi-échelle est alors nécessaire pour mieux les appréhender. En outre, nous avons vu que la caractérisation d'un sol argileux par ses propriétés hydrauliques est bien plus complexe que dans l'étude d'un sol non-saturé. Le gonflement et la faible perméabilité inhérents à ces matériaux nécessitent, en effet, des dispositifs expérimentaux adaptés.

Le chapitre II a été déterminant quant au choix du matériau et de la technique de compactage. Assurément, le compactage double-piston convient parfaitement pour élaborer des éprouvettes de sols argileux, uniformes et de taille raisonnable. Nous avons montré dans une large partie tout un éventail d'instruments de mesure, qu'il a fallu étalonner et apprendre à utiliser. Ce chapitre a aussi permis de nous familiariser avec la technique non-intrusive de gammamétrie double-source. Celle-ci permet de déterminer avec une précision correcte, la teneur en eau et en solide au sein d'un milieu poreux. L'utilisation d'une méthode inverse permet ensuite de remonter à la diffusivité du matériau. Des tests concluants sur deux matériaux de référence (limon de Jossigny et béton cellulaire) ont enfin permis de valider la méthodologie à suivre.

Tous ces aspects nous ont permis de réaliser dans les meilleures conditions, des essais d'imbibition dans des éprouvettes de sols gonflants (chapitre III). D'une expérience à une autre, nous avons seulement changé les conditions aux limites mécaniques et observé de diverses manières le comportement de nos éprouvettes. En particulier, nous avons suivi un essai pour lequel l'éprouvette était libre de gonfler dans tout l'espace, un essai pour lequel elle était soumise à des conditions de type œdométrique, et un essai pour lequel nous l'avions empêchée de gonfler macroscopiquement. Un des points forts de ce travail de thèse est d'avoir pu montrer un nombre considérable de résultats *en régime transitoire*, de manière non-intrusive, et toujours sur le même matériau. À notre connaissance, cela n'avait jamais été fait par le passé.

Enfin, la dernière partie de ce chapitre consiste en une synthèse de tous nos résultats, où nous mettons clairement en évidence l'influence du confinement sur le transfert hydrique. En particulier, nous avons établi une comparaison des trois cinétiques d'imbibition en terme de diffusivité hydrique suivant une description lagrangienne. Nos résultats aboutissent à la conclusion que pour un sol argileux non saturé, ce concept ne marche pas très bien, car l'influence des contraintes n'est absolument pas prise en compte dans les équations et les modèles utilisés.

Quelles perspectives peut-on donner à ce travail ?

Expérimentalement, il est clair que la recherche dans cette thématique manque encore de résultats, notamment en régime transitoire. Il serait important :

- de vérifier si les conclusions obtenues pour nos essais sont généralisables à d'autres matériaux argileux. Les procédures utilisées seraient-elles encore valides dans le cas d'un milieu très gonflant ?
- d'avoir plus d'informations au niveau local dans nos éprouvettes. Comment se répartissent les contraintes radiales dans nos éprouvettes ?
- de mieux connaître l'influence des contraintes sur la courbe de rétention en eau du sol, au cours de l'essai d'imbibition. Comment évaluer l'état énergétique de l'eau au sein d'un milieu susceptible de se déformer et de s'humidifier énormément ?

D'autres facteurs pourront aussi être étudiés : par exemple, quelle est l'influence de la salinité de la solution d'imbibition, sur la cinétique d'imbibition et de gonflement ?

En ce qui concerne la gammamétrie double-source, le problème de l'identification des coefficients d'absorption massique, pose encore problème et reste un point crucial à éclaircir.

L'estimation de la diffusivité matérielle reste encore perfectible. En conservant des conditions de Dirichlet, la procédure d'identification moyenne peut être considérée comme un point de départ convenable. Elle pourra certainement être améliorée en choisissant une pondération des diffusivités plus pertinente. Afin d'établir des comparaisons, un autre programme d'identification de la diffusivité pourra être élaboré avec des conditions de Neumann. Il suffira de reprendre les bases fournies au chapitre III, et de minimiser les écarts entre les résultats numériques et expérimentaux en choisissant par un algorithme classique d'optimisation.

Nous espérons évidemment que ce travail de thèse aura permis de répondre de manière simple à de nombreuses questions inhérentes aux sols argileux gonflants. Nous sommes bien sûr conscients que beaucoup de questions restent encore à explorer tant sur le plan expérimental que numérique.

Finalement, grâce à leur diversité et la complexité de leurs mécanismes d'hydratation, les argiles restent encore très loin de nous avoir livré tout leur mystère ; c'est sans doute ce qui fait leur charme.

Références bibliographiques

Références bibliographiques

- ACAR, Y.B. and D'HALOSY, E., 1987. *Assessment of pore fluid effects using flexible wall and consolidation permeameters*. In WOODS, R.D. (ed.), *Geotechnical Practice for waste disposal '87, specialty conference papers*, Ann Arbor, Mich. ASCE, Geotechnical Engineering division. ASCE STP 13, p. 231-245. ISBN : 0872626040.
- AGENCE NATIONALE POUR LA GESTION DES DÉCHETS RADIOACTIFS (ANDRA) [en ligne], France 15 février 2001. *Étude du stockage en formations géologiques profondes* [capturé le 03 juin 2001], <<http://www.andra.fr/fr/lab0/3voies2.htm>>.
- AMRAOUI, N., 1996. *Étude de l'infiltration dans les sols fins non saturés*. Thèse Sciences. INP Lorraine.
- ANGULO, R., 1989. *Caractérisation hydrodynamique de sols déformables partiellement saturés : étude expérimentale à l'aide de la spectroscopie gamma double-source*. Thèse Sciences. INP Grenoble.
- ANGULO, R., GAUDET, J.P., THONY, J.L. et VAUCLIN, M., 1990a. *Conductivité hydraulique d'un milieu poreux partiellement saturé, déformable, I Principe de détermination*. C.r. Acad. sci., Sér. 2 Méc. phys. chim. sci. univers sci. terre, Vol. 310, n° 4, pp.161-164.
- ANGULO, R., GAUDET, J.P., THONY, J.L. et VAUCLIN, M., 1990b. *Conductivité hydraulique d'un milieu poreux partiellement saturé, déformable, II Résultats expérimentaux*. C.r. Acad. sci., Sér. 2 Méc. phys. chim. sci. univers sci. terre, Vol. 310, n° 4, p. 341-345.
- ASKAR, A. and JIN, Y.-C., 2000. *Macroporous drainage of unstaurated swelling soil*. Water resour. res., Vol. 36, n° 5, p. 1189-1197.
- ASTM D-5298-94, 1994. *Standard test method for measurement of soil potential using filter paper*. Annual book of ASTM, Vol. 04.09, p. 693-699.
- AYORINDE, O.A., 1983. *Application of dual-energy gamma-ray technique for nondestructive soil moisture and density measurement during freezing*. J. energy resour. technol, Vol. 105, n° 1, p. 38-42.
- BARATAUD, F., 1997. *Analyse physique des transferts hydriques dans un sol forestier à plusieurs échelles spatiales*. Thèse Sciences. INP Lorraine.
- BARATAUD, F., STEMMELEN, D. and MOYNE, C., 1996. *Identification of the hydraulic diffusivity of a soil by inverse method with dual-energy gamma-ray attenuation measurements*. In GOTTLIEB, J. and DUCHATEAU, P. (eds). *Parameter identification and inverse problems in hydrology, geology and ecology*. Dordrecht : Kluwer Academic Publishers, 1996. p. 123-132. ISBN : 0-792-34089-2.

- BARATAUD, F., MOYNE, C. and STEMMELLEN, D., 1999. *Measurement of soil water diffusivity of an undisturbed forest soil using dual-energy gamma radiation technique*. Soil sci., Vol. 164, n° 7, p. 493-502.
- BELLINI DA CUNHA NETO, J.A., 1992. *Transport d'humidité en matériau poreux en présence d'un gradient de température. Caractérisation expérimentale d'un béton cellulaire*. Thèse Sciences. Université Grenoble I.
- BESSON, G., AMOURIC, M. et ROBERT, M., 1990. *De la maille à la particule*. In DECARREAU, A. (ed.), *Matériaux argileux, structure, propriétés et applications*. Paris : Société Française de minéralogie et de cristallographie, 1990. p. 275-304. ISBN : 2-903589-06-02.
- BOYNTON, S.S. and DANIEL, D.E., 1985. *Hydraulic conductivity tests on compacted clay*. J. geotech. eng., Vol. 111, n° 4, p. 465-478.
- BRAUDEAU, E. 1988. *Équation généralisée des courbes de retrait d'échantillon de sols structurés*. C.r. Acad. sci., Sér. 2 Méc. phys. chim. sci. univers sci. terre, Vol. 307, p. 1731-1734.
- BRIDGE, B.J. and COLLIS-GEORGE, N., 1973. *An experimental study of vertical infiltration into a structurally unstable swelling soil, with particular reference to the infiltration throttle*. Aust. J. Soil Res., Vol. 11, p. 121-132.
- BROADBRIDGE, P., 1990. *Infiltration in saturated swelling soils and slurries : exact solutions for constant supply rate*. Soil sci., Vol. 149, n° 1, p. 13-21.
- BROOKS, R.H., COREY, A.T., 1964. *Hydraulic properties of porous media*. Hydrology Paper, Vol. 3, Colorado State Univ., Fort Collins, CO.
- BRUCE, R.R. and LUXMOORE, R.J., 1986. *Water retention : field methods* In KLUTE, A. (ed.), *Methods of soil Analysis. 1, Physical and mineralogical Methods*, Madison : American Society of Agronomy ; Soil Science Society of America, 1986. 2nd ed., p. 663-686. ISBN : 0-89118-088-5.
- COLLIS-GEORGE, N. and BRIDGE, B.J., 1973. *The effect of height of sample and confinement on the moisture characteristic of an aggregated swelling clay soil*. Aust. J. Soil Res., Vol. 11, p. 107-120.
- COUSSY, O., 1991. *Mécanique des milieux poreux*. Paris : Technip, 1991. ISBN : 2-7108-0595-2.
- CUISINIER, O., en cours. *Comportement hydromécanique de sols gonflants*. Thèse Sciences. INP Lorraine.
- DELAGE, P. and GRAHAM, J., 1996. *Mechanical behaviour of unsaturated soils : understanding the behaviour of unsaturated soils requires reliable conceptual models*. In Alonso & Delage (eds), *Unsaturated Soils : Proceedings of the 1st International Conference on Unsaturated Soils / Unsat'95 / Paris / France / 6-8 September 1995*. Rotterdam : Balkema ; Paris : Presses de l'École Nationale des Ponts et chaussée, 1996. Vol. 3, p. 1223-1256. ISBN : 90-5410-586-0.
- DELAGE, P., CUY, Y.J., YAHIA-AÏSSA, M. and DE LAURE, E., 1998. *On the unsaturated hydraulic conductivity of a dense compacted bentonite*. In *Proceedings of the Second International Conference on Unsaturated Soils / Unsat'98 / Beijing / China / 27-30 August 1998*. Beijing : International Academic Publishers. Vol. 1, p. 344-349. ISBN : 7-80003-422-4.

- DERRICHE, Z., IGUECHTAL, L. et TAS, M., 1999. *Comportement des ouvrages dans les argiles expansives d'In-Aménas*. Rev. fr. géotech. (Paris), n° 89, p. 55-65.
- DICARLO, D.A., BAUTERS, T.W.J., STEENHUIS, T.S., PARLANGE, J.-Y. and BIERCK, B.R., 1997. *High-speed measurements of three-phase flow using synchrotron X rays*. Water resour. res., Vol. 33, n° 4, p. 569-576.
- DOUGLAS, E. and McKYES, E., 1978. *Compaction effects on the hydraulic conductivity of a clay soil*. Soil sci., Vol. 125, n° 5, p. 278-282.
- DUPUY, G., 1962. *Mesures en radioactivité*. In SURUGUE, J., Techniques générales du laboratoire de physique, 2^{ème} édition, Paris : Edition du C.N.R.S., 1962.
- FRIPIAT, J.J. et GATINEAU, L., 1984. *Interaction eau-argile*. Sci. géol., Bull. Vol. 37, n° 4, p. 283-296.
- FRITTON, D.D., 1969. *Resolving time, mass absorption coefficient, and water content with gamma ray attenuation*. Proc.- Soil Sci. Soc. Am., Vol. 33, p. 651-655.
- FUJITA, T., SUZUKI, H., SUGITA, Y., SUGINO, H. and NAKANO, M., 2001. *Hydraulic properties in compacted bentonite under unsaturated condition*. In Adachi & Fukue (eds), Clay science for engineering. Rotterdam : Balkema, 2001. p. 229-238. ISBN : 90-5809-175-9.
- GARDNER, W.R. and MAYHUGH, M.S., 1958. *Some steady state solutions of the unsaturated moisture flow equation with application to evaporation from a water table*. Soil sci., Vol. 85, p. 228-232.
- GARDNER, W.R., HILLEL, D. and BENYAMINI, Y., 1970. *Post irrigation movement of soil water : I, II*. Water resour. res., Vol. 6, n° 3, p. 851-861 et Vol. 6, n° 4, p. 1148-1153.
- GARDNER, W.H., CAMPBELL, G.S. and CALISSENDORF, C., 1972. *Systematic and random errors in dual gamma energy soil bulk density and water content measurements*. Proc.- Soil Sci. Soc. Am., Vol. 36, p. 393-398.
- GARNIER, P., PERRIER, E., ANGULO-JARAMILLO, R. and BAVEYE, P., 1997. *Numerical model of 3-dimensionnal anisotropic deformation and 1-dimensional water flow in swelling soils*. Soil sci., Vol. 162, n° 6, p. 410-420.
- GARNIER, P., ANGULO-JARAMILLO, R., DICARLO, D., BAUTERS, T.W.J., DARNIAULT, C.J.G., STEENHUIS, T.S., PARLANGE, J.-Y. and BAVEYE, P., 1998. *Dual-energy synchrotron X ray measurements of rapid soil density and water content changes in swelling soils during infiltration*. Water resour. res., Vol. 34, n° 11, p. 2837-2842.
- GARNIER, P., ANGULO-JARAMILLO, R., DICARLO, D., BAUTERS, T.W.J., DARNIAULT, C.J.G., STEENHUIS, T.S., PARLANGE, J.-Y. and BAVEYE, P., 1999. *Reply to Kirby and Smiles (1999)*. Water resour. res., Vol. 35, n° 11, p. 3589-3590.
- GENS, A., ALONSO, E.E., 1992. *A framework for the behavior of unsaturated expansive clays*. Can. Geotech. J., Vol. 29, n° 6, p. 1013-1032.
- GIRALDEZ, J.V. and SPOSITO, G., 1978. *Moisture profiles during steady vertical flows in swelling soils*, Water resour. res., Vol. 14, n° 2, p. 314-318.
- GIRALDEZ, J.V. and SPOSITO, G., 1983. *A general soil volume change equation : II. Effect of the load pressure*. Soil Sc. Soc. Am. J., Vol. 47, p. 422-425.
- GIRALDEZ, J.V., SPOSITO, G. and DELGADO, C., 1983. *A general soil volume change equation : I. The two parameters model*. Soil Sc. Soc. Am. J., Vol. 47, p. 419-422.

- GRIM, R.E., 1962, *Applied clay mineralogy*. International Series in the Earth Sciences, New York : McGraw-Hill, 1962.
- GUIRAS-SKANDAJI, H., 1996. *Déformabilité des sols argileux non saturés : étude expérimentale et application à la modélisation*. Thèse Sciences. INP Lorraine.
- HILLEL, D., 1988, *L'eau et le sol, Principes et processus physiques*. Louvain-la-Neuve : Academia, 1988. ISBN : 2-87209-015-0 (Pedasup).
- HOFMANN, U., ENDELL, K. und WILM, D., 1933. *Kristalstrukture und Quellung von Montmorillonit*. Z. Kristallogr., n° 86, p. 340-348.
- HOPMANS, J.W. and DANE, J.H., 1986. *Calibration of a dual-energy gamma radiation system for multiple point measurements in a soil*. Water resour. res., Vol. 22, n° 7, p. 1109-1114.
- HORIZON ENVIRONNEMENT INC. [en ligne], Québec, février 2001. Le centre de traitement et de confinement des sols contaminés situés à Grandes-Piles [capturé le 02 juillet 2001]. <<http://www.horizonenviro.com/>>.
- JOULIÉ, R., 1998, *Mécanique des fluides appliquées*. Paris : Ellipse, 1998. ISBN : 2-7298-6768-6.
- KAMON, M. and KATSUMI, T., 2001. *Clay liners for waste landfill*. In Adachi & Fukue (eds), Clay science for engineering. Rotterdam : Balkema, 2001. p. 29-45. ISBN : 90-5809-175-9.
- KANNO, T., IWATA, Y. and SUGINO, H., 2001. *Modelling of bentonite swelling as solid particle diffusion*. In Adachi & Fukue (eds), Clay science for engineering. Rotterdam : Balkema, 2001. p. 561-570. ISBN : 90-5809-175-9.
- KENNEY, T.C., VAN VEEN, W.A., SWALLOW, M.A., and SUNGAILA, M.A., 1992. *Hydraulic conductivity of compacted bentonite-sand mixtures*. Can. geotech. j. (Print), Vol. 29, n° 3, p. 364-374.
- KIM, D.J., ANGULO-JARAMILLO, R., VAUCLIN, M., FEYEN, J. and CHOI, S.I., 1999. *Modeling of soil deformation and water flow in a swelling soil*. Geoderma (Amst.), Vol. 92, n° 3-4, p. 217-238.
- KIRBY, J.M. and SMILES, D.E., 1999. *Comment on "Dual-energy synchrotron X ray measurements of rapid soil density and water content changes in swelling soils during infiltration" by Patricia Garnier et al.*. Water resour. res., Vol. 35, n° 11, p. 3585-3587.
- KIRBY, J.M. and RINGROSE-VOASE, A.J., 2000. *Drying of some Philippine and Indonesian puddled rice soils following surface drainage : numerical analysis using a swelling soil flow model*. Soil tillage res., Vol. 57, n° 1-2, p. 13-30.
- KLUTE, A. and DIRKSEN, C., 1986. *Hydraulic conductivity and diffusivity : laboratory methods*. In KLUTE, A. (ed.), Methods of soil Analysis. 1, Physical and mineralogical Methods, Madison : American Society of Agronomy ; Soil Science Society of America, 1986. 2nd ed., p. 687-734. ISBN : 0-89118-088-5.
- KOMINE, P., and OGATA, N., 1996. *Observation of swelling behaviour of bentonite by new electron microscope*. In ICEG : IS-Osaka'96 : International Congress on Environmental Geotechnics / 2 / Osaka / Japan / Nov. 1996. Rotterdam : Balkema, 1996. p. 563-568. ISBN 90-5410-848-7.

- KRISCHER, O., 1962. *Die Wissenschaftlichen Grundlagen der Trocknungstechnik*. Allemagne : Springer-Verlag, 1962.
- LOCH, J.P.G., KAY, B.D. and GROENVELT, P.H., 1980. *Comments on "moisture content and bulk density measurements in dual-energy beam of gamma radiation"*. Soil Sci. Soc. Am. j., Vol. 44, p. 663.
- LOW, P.F., 1992. *Interparticle forces in clay suspensions : flocculation, viscous flow and swelling*. In GUVEN, N. and POLLASTRO, R.M. (eds.), *Clay-water interface and its rheological implications*; Aurora : CMS Workshop lectures, 1992, Vol. 4, p. 158-190. ISBN : 1-881208-04-4.
- McGARRY, D. and MALAFANT, K.W., 1987. *The analysis of volume change in unconfined units of soil*. Soil Sci. Soc. Am. j., Vol. 51, p. 290-297.
- MESBAH, A., MOREL, J.C. et OLIVIER, M., 1999 *Comportement des sols fins argileux pendant un essai de compactage statique : détermination des paramètres pertinents*. Mat. Struct. (Lond., 1992), Vol. 32, p. 687-694.
- MINISTÈRE DE L'AMÉNAGEMENT DU TERRITOIRE ET DE L'ENVIRONNEMENT [en ligne], France, 22 mars 2000, *Déchets radioactifs à haute activité et à vie longue, situation actuelle et évolutions futures. Cadre et démarche de la mission collégiale de concertation Granite*. [capturé le 03 juin 2001]. <<http://www.environnement.gouv.fr/dossiers/risques/nucleaire/dechets/2k02-mission-granite-1.htm>>
- MINISTÈRE DE L'ÉCONOMIE, DES FINANCES ET DE L'INDUSTRIE [en ligne], France, 08 février 2000. *L'énergie nucléaire en 110 questions* [capturé le 03 juin 2001]. <<http://www.industrie.gouv.fr/energie/nucleair/textes/110q-02.htm>>.
- MITCHELL, J.K., 1993. *Fundamentals of soil behavior*. 2nd ed. New-York : John Wiley & Sons, Inc, 1993. ISBN : 0-471-85640-1.
- MITCHELL, J.K. and MADSEN, F.T., 1987. *Chemical effects on clay hydraulic conductivity*. In *Proceedings of ASCE specialty conference, geotechnical practice for waste disposal*' 87, ASCE STP 13, p. 87-116, Ann Arbor, Mich.
- MOREL, R., 1996. *Les sols cultivés*, 2^{ème} édition. Paris : Technique & documentation, 1996. ISBN : 2-7430-0149-6.
- MUSY, A. et SOUTTER, M., 1991 *Physique du sol*. Lausanne : Presses Polytechniques et Universitaires Romandes, 1991. ISBN 2-88074-211-0.
- NAKANO, M., AMEMIYA, Y., et FUJII, K., 1986. *Saturated and unsaturated hydraulic conductivity of swelling clays*. Soil sci., Vol. 141, n° 1, p. 1-6.
- NELDER, J.A., 1962. *An alternative form of a generalized logistic equation*. Biometrics, n° 18, p. 614-616.
- NEWMAN, A.C.D. and THOMASSON, A.J., 1979. *Rothamsted studies of soil structure : III. Pore size distributions and shrinkage processes*. J. soil sci., Vol. 30, p. 315-323.
- PHILIP, J.R., 1968. *Kinetics of sorption and volume change in clay-colloid pastes*. Aust. J. Soil Res., Vol. 6, p. 249-267.
- PHILIP, J.R., 1969. *Hydrostatics and hydrodynamics in swelling soils*. Water resour. res., Vol. 5, n° 5, p. 1070-1077.

- PHILIPPONAT, G., 1991. *Retrait-gonflement des argiles, proposition de méthodologie*. Rev. fr. géotech. (Paris), n° 57, p. 5-22.
- PRESS, W.H., FLANNERY, B.P., TEUKOLSKY, S.A. and VETTERLING, W.T., 1986. *Numerical Recipes : The Art of the Scientific Computation*. New-York : Cambridge University Press, 1986. ISBN : 0-521-30811-9.
- PROST, R., 1990. *Relations eau-argile : structure et gonflement des matériaux argileux*. In DECARREAU, A. (ed.), *Matériaux argileux, structure, propriétés et applications*. Paris : Société Française de minéralogie et de cristallographie, 1990. p. 344-386. ISBN : 2-903589-06-02.
- PUSCH, R., 1982. *Mineral-water interactions and their influence of the physical behavior of highly compacted Na-bentonite*. Can. geotech. j. (Print), Vol. 19, p. 381-387.
- RAATS, P.A.C. and KLUTE, A., 1969. *One-dimensional, simultaneous motion of the aqueous phase and the solid phase of saturated and partially saturated porous media*. Soil sci., Vol. 107, n° 5, p. 329-333.
- RHATTAS, A., 1994. *Transfert de masse dans les argiles à faible porosité. Analyse Théorique et résultats expérimentaux*. Thèse Sciences. Université d'Orléans.
- ROLLAND, S., 1998. *Calibration d'un banc gamma double-source pour la mesure de teneurs en eau et en solide de milieux poreux déformables*. Mémoire de D.E.A. Mécanique et Énergétique. INP Lorraine.
- ROLLAND, S., MASROURI, F., STEMMELEN, D. et MOYNE, C., 2001. *Étude par gammamétrie double-source de sols gonflants non-saturés*. In XV^{ème} Congrès Français de Mécanique [Cédérom], Nancy.
- ROLLAND, S., TABANI, P., STEMMELEN, D., MASROURI, F. et MOYNE, C., 1999. *Étude expérimentale des transferts hydriques dans les argiles gonflantes à l'aide de la gammamétrie double-source*. In XXIV^{èmes} journées du GFHN, Strasbourg.
- SABBURG, J., 1997. *Dielectric behavior of moist swelling clay soils at microwaves frequencies*. IEEE Trans. geosci. remote sens., Vol. 35, n° 3, p. 784-787.
- SCHOFIELD, R.K., 1935. *The pF of the water in the soil*. Trans. 3rd Intern. Congr. Soil Sci., n° 2, p. 37-48.
- SMILES, D.E., 1969. *Steady flow experiments in saturated clays*. Aust. J. Soil Res., Vol. 7, p. 91-98.
- SMILES, D.E., 1974. *Infiltration into a swelling material*. Soil sci., Vol. 117, n° 3, p. 140-147.
- SMILES, D.E., 1976. *On the validity of the theory of flow in saturated swelling materials*. Aust. J. Soil Res., Vol. 14, p. 389-395.
- SMILES, D.E., 2000a. *Material coordinates and solute movement in consolidating clay*. Chem. Eng. Sci., Vol. 55, n° 4, p. 773-781.
- SMILES, D.E., 2000b. *Use of material coordinates in porous media solute and water flow*. Chem. eng. j. (1996), Vol. 80, n° 1-3, p. 215-220.
- SMILES, D.E. and ROSENTHAL, M.J., 1968. *The movement of water in swelling materials*. Aust. J. Soil Res., Vol. 6, p. 237-248.

- SOEMITRO, R.A., 1994. *Contribution à l'étude du rôle de la pression interstitielle négative dans le gonflement et d'autres aspects dans les sols non saturés*. Thèse Sciences. École centrale de Paris.
- SPOSITO, G., 1986, *The "physics" of soil water physics*. Water resour. res., Vol. 22, n° 9, p. 83S-88S.
- SPOSITO, G., GIRALDEZ, J.V. et REGINATO, R.J., 1976. *The theoretical interpretation of filed observations of soil swelling through a material coordinate transformation*. Soil Sci. Soc. Am. j., Vol. 40, n° 2, p. 208-211.
- SRIDHARAN, A., RAO, A.S. and SIVAPULLAIAH, P.V., 1986. *Swelling pressure of clays*. Geotech. Test. J., Vol. 9, n° 1, p. 24-33.
- STIRCK, G.B., 1954. *Some aspects of soil shrinkage and the effect of cracking upon water entry into the soil*. Aust. J. Agric. Res., n° 5, p. 279-290.
- SWARTZENDRUBER, D., WARDEN, R.L. et NOFZIGER, D.L., 1980. *Reply to "Moisture content and bulk density measurements using a dual-energy beam of gamma radiation"*. Soil Sci. Soc. Am. j., Vol. 44, p. 663-664.
- TABANI, P., 1999 *Transfert hydrique dans des sols déformables*. Thèse Sciences. INP Lorraine.
- TABANI, Ph., MASROURI, F., ROLLAND, S. and STEMMELEN, D., 2001 *Hydromechanical Behaviour of a compacted bentonite-silt mixture*. In Adachi & Fukue (eds), Clay science for engineering. Rotterdam : Balkema, 2001. p. 245-250. ISBN : 90-5809-175-9.
- TABANI, P., MASROURI, F., ROLLAND, S. and STEMMELEN, D., 2001. *Évaluation des propriétés hydromécaniques des sols non saturés : approche expérimentale par deux différentes techniques*. In XV^{ème} Congrès International de Mécanique des Sols et de la Géotechnique, Istanbul. Vol. 1, p. 623-626. ISBN : 90-2651-839-0
- TARIQ, A.-U.-R. and DURNFORD, D.S. 1993, *Analytical volume change model for swelling clay-soils*. Soil Sci. Soc. Am. J., Vol. 155, n° 57, p.1183-1187.
- TERZAGHI, K. et PECK, R.B., 1957. *Mécanique des sols appliquée aux travaux publics et au bâtiment*. Paris : Dunod, 1957.
- TESSIER, D., 1984. *Étude expérimentale de l'organisation des matériaux argileux. Hydratation, gonflement et structuration au cours de la dessiccation et de la réhumectation*. Thèse Sciences, Université de Paris VII.
- TESSIER, D., 1990. *Organisation des matériaux argileux en relation avec leur comportement hydrique*. In DECARREAU, A. (ed.), Matériaux argileux, structure, propriétés et applications. Paris : Société Française de minéralogie et de cristallographie, 1990. p. 387-445. ISBN : 2-903589-06-02.
- TOURET, O., PONS, C.H., TESSIER, D. et TARDY, Y., 1990. *Étude de la répartition de l'eau dans les argiles saturées Mg^{2+} aux fortes teneurs en eau*, Clay Miner., Vol. 25, p. 217-223.
- VACHAUD, G., DANCETTE, D., SONKO, S. et THONY, J.-L., 1980. *Méthodes de caractérisation hydrodynamique in situ d'un sol non saturés : Application à deux types de sol du Sénégal en vue de la détermination des termes du bilan hydrique*. Ann. agron. (Paris, 1931), Vol. 29, n° 1, p. 1-36.

- VAN GENUCHTEN, Th., 1980. *A closed-form equation for predicting the hydraulic conductivity of unsaturated soils*. Soil Sci. Soc. Am. j., Vol. 44, p. 892-898.
- VANDANGEON, P., 1992. *Exemples de sinistres en région parisienne*. Rev. fr. géotech. (Paris), n° 58, p. 7-14.
- VERSTEEG, H.K. and MALALASEKERA, W., 1995. *An introduction to computational fluid dynamics. The finite volume method*. London : Longman, 1995. ISBN : 0-582-21884-5.
- VILLAR, M.V. and LLORET, A., 2001. *Variation of the intrinsic permeability of expansive clays upon saturation*. In Adachi & Fukue (eds), Clay science for engineering. Rotterdam : Balkema, 2001. p. 259-266. ISBN : 90-5809-175-9.
- VISSER, W.C., 1966. *Progress in the knowledge about the effect of soil moisture content on plant production*. Inst. Land Water Management, Tech Bull., n° 45, Netherland.
- WATSON, K.K., 1966. *An instantaneous profile method determining the hydraulic conductivity of unsaturated porous materials*. Water resour. res., Vol. 2, p. 709-715.
- WOOD, B.S.C. and COLLIS-GEORGE, N., 1980. *Moisture content and bulk density measurements using a dual-energy beam of gamma radiation*. Soil Sci. Soc. Am. j., Vol. 44, p. 662-663.
- YAHIA-AÏSSA, M., DELAGE, P. and CUI, Y.J., 2001. *Suction-water content relationship in swelling clays*. In Adachi & Fukue (eds), Clay science for engineering. Rotterdam : Balkema, 2001. p. 65-68. ISBN : 90-5809-175-9.
- YONG, R.N., 1973. *On the physics of unsaturated flow in expansive soils*. Proc. 3rd Int. Conf. on Expansive Soils, Haifa, n° 2, p. 1-9.
- YONG, R.N. and MOHAMED, A.M.O., 1992. *A study of particle interaction energies in wetting of unsaturated expansive clays*. Can. geotech. j. (Print), Vol. 29, n° 6, p. 1060-1070.
- YONG, R.N. and WARKENTIN, B.P., 1975. *Soil properties and behaviour*. Amsterdam : Elsevier Sci. Pub. Co.
- YU, C., WARRICK, A.W. and CONKLIN, M.H., 1999. *Derived functions of time domain reflectrometry for soil moisture measurements*. Water resour. res., Vol. 35, n° 6, p. 1789-1796.
- ZUR, B., 1966. *Osmotic control of the matric soil water potential I. Soil water system*. Soil sci., Vol. 102, p. 394-398.

Annexes

Annexe A

Schéma de principe du micromètre à balayage laser

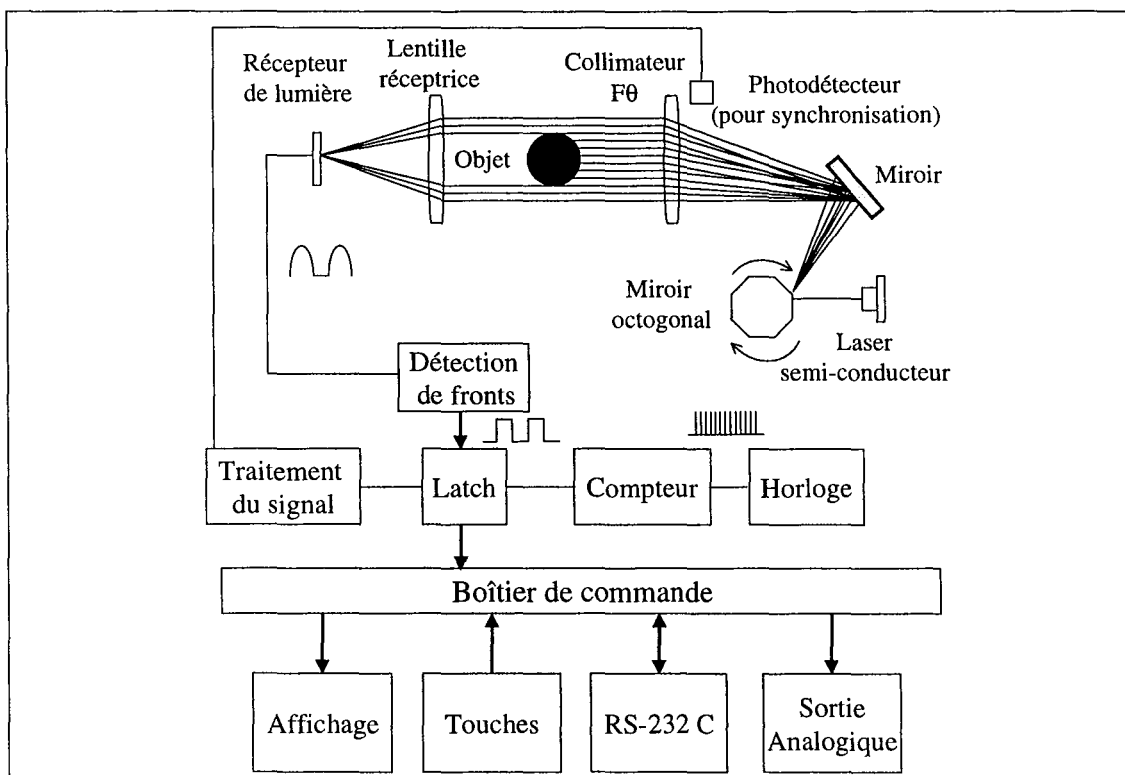


FIG. A.1 – Schéma de principe du dispositif laser.

Annexe B

Calculs d'incertitude

Cas de la masse volumique sèche

Au paragraphe II.3, on a vu que ρ_d peut être calculée en s'aidant de la relation suivante :

$$\rho_d = \frac{\mu_w^{Cs} \ln \left(\frac{N_0^{Am}}{N^{Am}} \right) - \mu_w^{Am} \ln \left(\frac{N_0^{Cs}}{N^{Cs}} \right)}{xK}$$

avec

$$K = \mu_s^{Am} \mu_w^{Cs} - \mu_s^{Cs} \mu_w^{Am}$$

On a :

$$\rho_d = f(N_0^{Am}, N_0^{Cs}, N^{Am}, N^{Cs}, \mu_s^{Am}, \mu_s^{Cs}, \mu_w^{Am}, \mu_w^{Cs}, x)$$

ρ_d apparaît donc comme une fonction de neuf paramètres p_i , qui sont eux-même entachés d'incertitude. Nous pourrions calculer l'incertitude $\Delta\rho_d$ avec la formule suivante :

$$\Delta\rho_d = \sum_{i=1}^9 \frac{\partial\rho_d}{\partial p_i} \Delta p_i$$

où Δp_i représente l'incertitude provenant du paramètre p_i . Cependant, cela suppose que toutes les causes d'incertitudes s'ajoutent. Cela revient à se placer dans le cas le plus défavorable possible où il n'y aurait aucune compensation partielle. Une évaluation plus correcte de l'incertitude $\Delta\rho_d$, fait appel au calcul statistique et à la notion de variance. On montre que, σ étant l'écart-type, on a :

$$\sigma_{\rho_d}^2 = \sum_{i=1}^9 \left(\frac{\partial\rho_d}{\partial p_i} \right)^2 \sigma_{p_i}^2$$

On peut alors situer ρ_d dans un intervalle de confiance : $\rho_d \pm \chi\sigma_{\rho_d}$, avec un certain niveau de confiance dépendant de χ . En général, on prend $\chi = 1$.

On peut classer les incertitudes suivant 3 catégories : les incertitudes expérimentales dues à l'appareillage, les incertitudes d'étalonnage (détermination des coefficients d'absorption massique), les incertitudes de l'expérimentateur (mesure de diamètre au pied à coulisse par exemple).

Erreurs expérimentales				Incertitudes expérimentateur
$\frac{\partial \rho_d}{\partial N_0^{Am}}$	$\frac{\partial \rho_d}{\partial N_0^{Cs}}$	$\frac{\partial \rho_d}{\partial N^{Am}}$	$\frac{\partial \rho_d}{\partial N^{Cs}}$	$\frac{\partial \rho_d}{\partial x}$
$\frac{\mu_w^{Cs}}{xKN_0^{Am}}$	$-\frac{\mu_w^{Am}}{xKN_0^{Cs}}$	$-\frac{\mu_w^{Cs}}{xKN^{Am}}$	$-\frac{\mu_w^{Am}}{xKN^{Cs}}$	$-\frac{\rho_d}{x}$

TAB. B.1 – Incertitudes expérimentales et incertitudes dues à l'expérimentateur.

Incertitudes étalonnage			
$\frac{\partial \rho_d}{\partial \mu_s^{Am}}$	$\frac{\partial \rho_d}{\partial \mu_s^{Cs}}$	$\frac{\partial \rho_d}{\partial \mu_w^{Am}}$	$\frac{\partial \rho_d}{\partial \mu_w^{Cs}}$
$-\frac{\mu_w^{Cs} \rho_d}{K}$	$\frac{\mu_w^{Am} \rho_d}{K}$	$-\frac{\mu_w^{Cs} \rho_w \theta_w}{K}$	$\frac{\mu_w^{Cs} \rho_w \theta_w}{K}$

TAB. B.2 – Incertitudes dues à l'étalonnage.

Cas de la teneur en eau massique

Pour w , on adopte exactement la même méthode. Notons à nouveau que dans l'expression, l'épaisseur x de l'échantillon n'intervient pas.

$$w = \frac{\mu_s^{Am} \ln \left(\frac{N_0^{Cs}}{N^{Cs}} \right) - \mu_s^{Cs} \ln \left(\frac{N_0^{Am}}{N^{Am}} \right)}{\mu_w^{Cs} \ln \left(\frac{N_0^{Am}}{N^{Am}} \right) - \mu_w^{Am} \ln \left(\frac{N_0^{Cs}}{N^{Cs}} \right)}$$

w n'est donc fonction que de 8 paramètres :

$$w = f(N_0^{Am}, N_0^{Cs}, N^{Am}, N^{Cs}, \mu_s^{Am}, \mu_s^{Cs}, \mu_w^{Am}, \mu_w^{Cs})$$

On calcule l'incertitude sur w , grâce à l'expression :

$$\sigma_w^2 = \sum_{i=1}^8 \left(\frac{\partial w}{\partial p_i} \right)^2 \sigma_{p_i}^2$$

Incertitudes expérimentales			
$\frac{\partial w}{\partial N_0^{Am}}$	$\frac{\partial w}{\partial N_0^{Cs}}$	$\frac{\partial w}{\partial N^{Am}}$	$\frac{\partial w}{\partial N^{Cs}}$
$-\frac{\mu_s^{Cs} + w\mu_w^{Cs}}{\rho_d x N_0^{Am} K}$	$\frac{\mu_s^{Am} + w\mu_w^{Am}}{\rho_d x N_0^{Cs} K}$	$\frac{\mu_s^{Cs} + w\mu_w^{Cs}}{\rho_d x N^{Am} K}$	$-\frac{\mu_s^{Am} + w\mu_w^{Am}}{\rho_d x N^{Cs} K}$

TAB. B.3 – Incertitudes expérimentales pour w .

Incertitudes étalonnage			
$\frac{\partial w}{\partial \mu_s^{Am}}$	$\frac{\partial w}{\partial \mu_s^{Cs}}$	$\frac{\partial w}{\partial \mu_w^{Am}}$	$\frac{\partial w}{\partial \mu_w^{Am}}$
$\ln \left(\frac{N_0^{Cs}}{N^{Cs}} \right)$	$\ln \left(\frac{N_0^{Am}}{N^{Am}} \right)$	$w \ln \left(\frac{N_0^{Cs}}{N^{Cs}} \right)$	$w \ln \left(\frac{N_0^{Am}}{N^{Am}} \right)$
$\rho_d x K$	$\rho_d x K$	$\rho_d x K$	$\rho_d x K$

TAB. B.4 – Incertitudes d'étalonnage.

Calcul d'incertitude sur les coefficients d'absorption massique

Enfin, pour les coefficients d'absorption massique, on a pour chacune des sources radioactives (*) :

$$\mu_s^* = f(N_0^*, N^*, \mu_w^*, \mu_w^{Cs}, w, \rho_d, x)$$

donc les incertitudes peuvent être calculées grâce à l'expression :

$$\sigma_{\mu_s^*}^2 = \sum_{i=1}^5 \left(\frac{\partial \mu_s^*}{\partial p_i} \right)^2 \sigma_{p_i}^2$$

Incertitudes expérimentales		Incertitudes étalonnage	Incertitudes expérimentateur		
$\frac{\partial \mu_s^*}{\partial N_0^*}$	$\frac{\partial \mu_s^*}{\partial N^*}$	$\frac{\partial \mu_s^*}{\partial \mu_w^*}$	$\frac{\partial \mu_s^*}{\partial w}$	$\frac{\partial \mu_s^*}{\partial \rho_d}$	$\frac{\partial \mu_s^*}{\partial x}$
$\frac{1}{\rho_d x} \left(\frac{1}{N_0^*} \right)$	$\frac{-1}{\rho_d x} \left(\frac{1}{N^*} \right)$	$- < w^{pesée} >$	$-\mu_w^*$	$\frac{-1}{\rho_d^2 x} \left(\ln \frac{N_0^*}{N^*} \right)$	$\frac{-1}{\rho_d x^2} \left(\ln \frac{N_0^*}{N^*} \right)$

TAB. B.5 – Incertitudes expérimentales et incertitudes dues à l'expérimentateur.

En ce qui concerne l'incertitude commise dans le calcul des coefficients d'atténuation de l'eau, elle est calculée d'une manière différente (puisque la méthode de détermination est elle-même différente). On peut montrer que la variance sur ces coefficients est donnée par [Rolland, 1998] :

$$\sigma_{\eta_w^*}^2 = \frac{1}{N_0^* \sum_{i=5}^5 \frac{x_i^2}{1 + \exp(\eta_w^* x_i)}}$$

Le calcul de $\frac{\partial \sigma_{\eta_w^*}^2}{\partial x_i}$ permet de déterminer l'épaisseur d'eau qu'il faut prendre pour avoir une mesure optimale des coefficients d'absorption massique de l'eau (épaisseur optimale) :

Pour l'Américium $x = 10,9$ cm

Pour le Césium $x = 26,1$ cm

Le calcul de l'écart-type ($\sigma_{\eta_w^*}$) en fonction d'épaisseurs variant entre 2 et 20 cm montre que les coefficients d'atténuation sont déterminés avec une incertitude d'environ $0,0003 \text{ cm}^{-1}$ pour l'américium et de $0,0001 \text{ cm}^{-1}$ pour le césium. Tout ceci est bien sûr

directement transposable pour les incertitudes sur les coefficients d'absorption massique ($\mu_w^* = \rho_w \eta_w^*$ avec $\rho_w = 1 \text{ g/cm}^3$.)

Annexe C

Imbibition d'eau dans du béton cellulaire

C.1 Caractéristiques du béton étudié

Le tableau C.1 résume les caractéristiques du béton cellulaire de marque YTONG que nous avons utilisé. Ces mesures ont été faites sur trois blocs de béton dont nous avons mesuré les dimensions. Après passage à l'étuve pendant plus de 48 h, les blocs ont été placés dans un récipient rempli d'eau. Nous avons laissé l'ensemble dans un four micro-onde pendant une vingtaine de minutes. À la fin de l'expérience, les blocs sont saturés d'eau (ils ne flottent plus), nous les avons refroidis avec de l'eau du robinet, puis pesés.

ρ_d (g/cm ³)	0,52
Porosité ϵ	71 %
w_{sat}	137 %
ρ_s estimé (g/cm ³)	1,80

TAB. C.1 – Caractéristiques du béton cellulaire utilisé (Ytong).

Nous avons aussi réalisé l'opération suivante : nous avons simplement immergé un bloc de béton dans de l'eau pendant 100 h. La teneur en eau massique maximale qui a pu être obtenue par cette procédure est de $w_{max} = 55\%$.

C.2 Protocole de l'essai

L'éprouvette de béton cellulaire utilisée pour l'essai d'imbibition a une hauteur de 20 cm, une épaisseur de 5,2 cm et une largeur de 4,4 cm. Après avoir laissé ce bloc dans l'étuve à 105 ° C, nous avons pu mesurer sa masse, et ainsi estimer la masse volumique initiale : $\langle \rho_d^{ini} \rangle = 0,51$ g/cm³. Nous avons ensuite suivi la reprise en eau du matériau due à l'humidité présente dans l'air ambiant. Avant de lancer l'imbibition nous avons une teneur en eau massique moyenne initiale de $\langle w^{ini} \rangle = 2,6\%$. Les faces latérales du bloc de béton ont été ensuite enveloppées dans un film plastique.

Des profils initiaux sur 20 points avec 10 minutes par point ont été réalisés. À l'arrêt de l'essai, les mêmes profils ont été effectués. Le résultat de ces diverses scrutations est donné en terme de teneur en eau massique (FIG. C.1) et en terme de masse volumique

sèche (FIG. C.2). Un profil par pesée est aussi obtenu, car nous avons scié (rapidement) le bloc de béton en cinq morceaux.

	ρ_d^{ini} (g/cm ³)	ρ_d^{fin} (g/cm ³)	w^{ini}	w^{fin}
Gammamétrie	0,51	0,50	2,62 %	45,10 %
Pesée	0,51	0,51	2,62 %	42,9 %

TAB. C.2 – Comparaison des mesures faites par gammamétrie et mesures faites par pesée.

Nous voyons sur la figure C.2 que le profil de l'éprouvette en masse volumique sèche a très légèrement varié. Le micromètre à balayage laser a en effet enregistré une augmentation de l'épaisseur de l'éprouvette entre le début et la fin de l'expérience (FIG. C.3). C'est *a priori* l'arrivée de l'eau entre le film plastique et les faces du bloc qui est à l'origine de ce changement. La masse volumique du bloc n'a pas varié.

Le suivi de ρ_d au cours du temps montre d'ailleurs des courbes qui restent parallèles à l'axe des abscisses (FIG. C.4).

En ce qui concerne les profils en w , nous observons de légers écarts entre les mesures obtenues par gammamétrie et celles obtenues par pesée. Cela est probablement dû à de l'évaporation naturelle ou forcée (frottement de la lame de la scie avec le matériau).

Sur le profil gammamétrique final, nous observons, de plus, une grosse discontinuité à la hauteur $z = 8$ cm, qui est due à la présence d'un pore de grande dimension (3-4 mm de diamètre) à cette hauteur au sein du matériau.

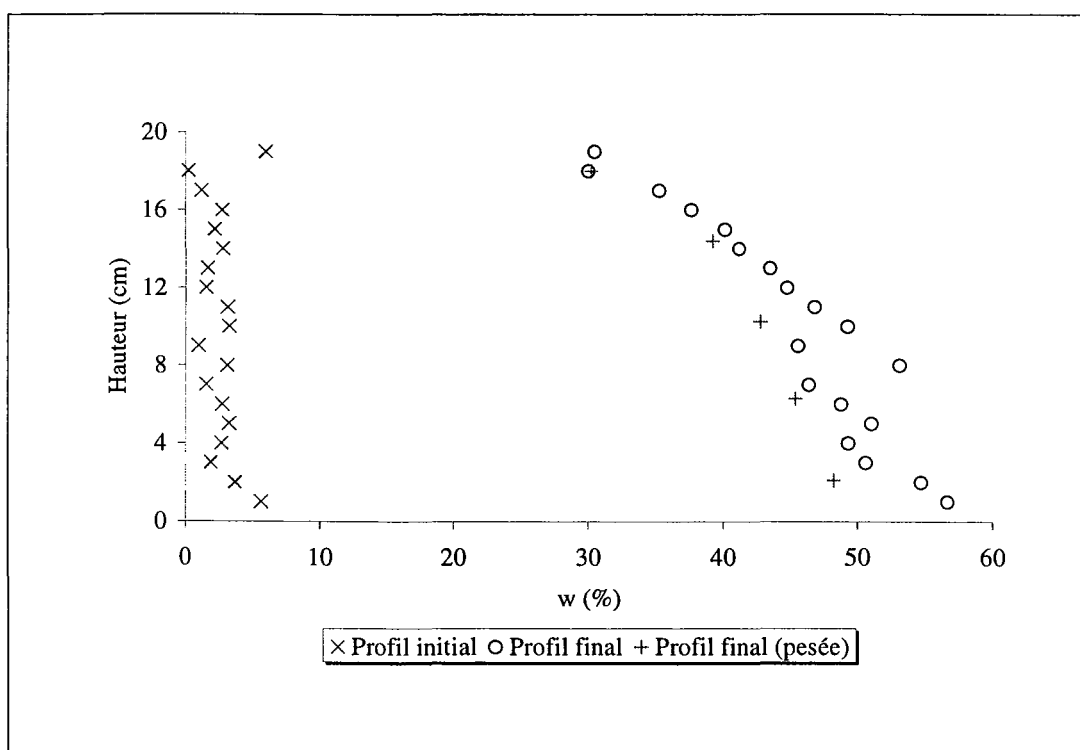


FIG. C.1 – Profil initial et final en terme de teneur en eau massique, sur un bloc de béton cellulaire.

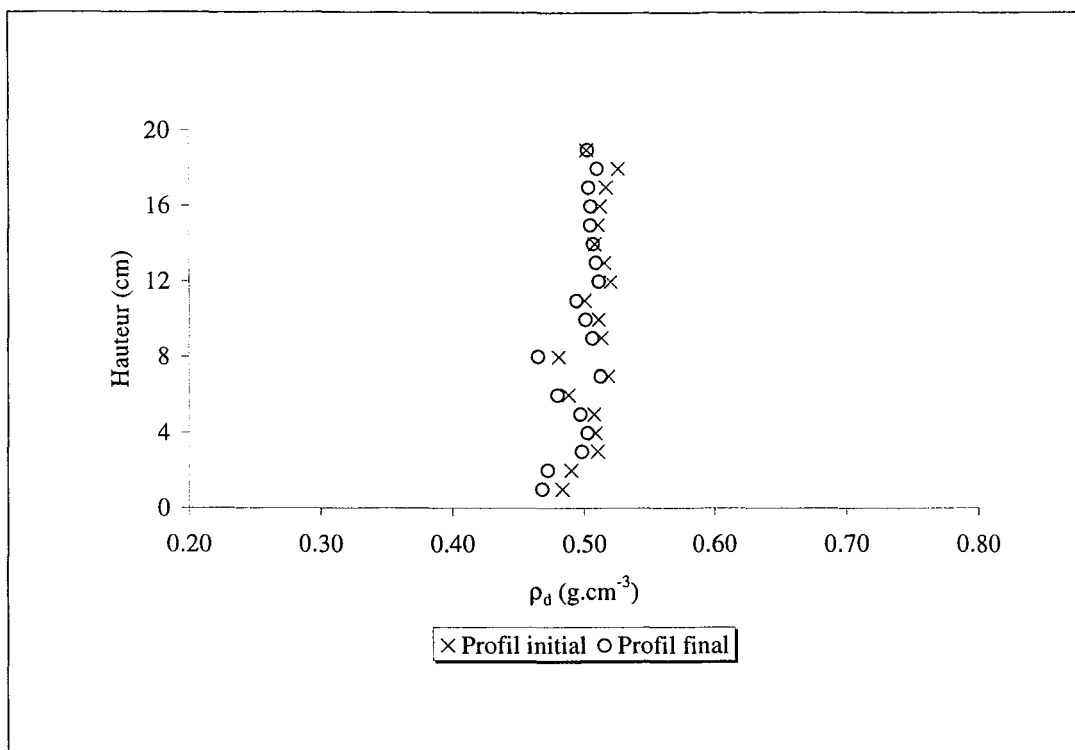


FIG. C.2 – Profil initial et final en terme de masse volumique sèche, sur un bloc de béton cellulaire.

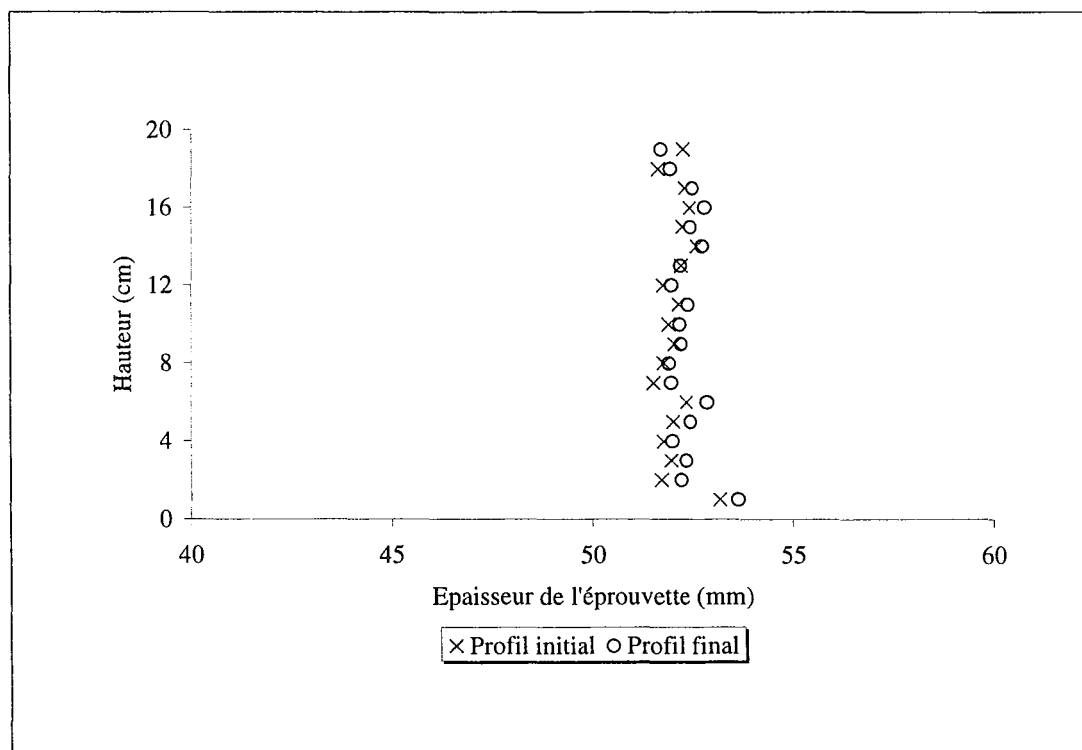


FIG. C.3 – Diamètre initial et final du bloc de béton cellulaire.

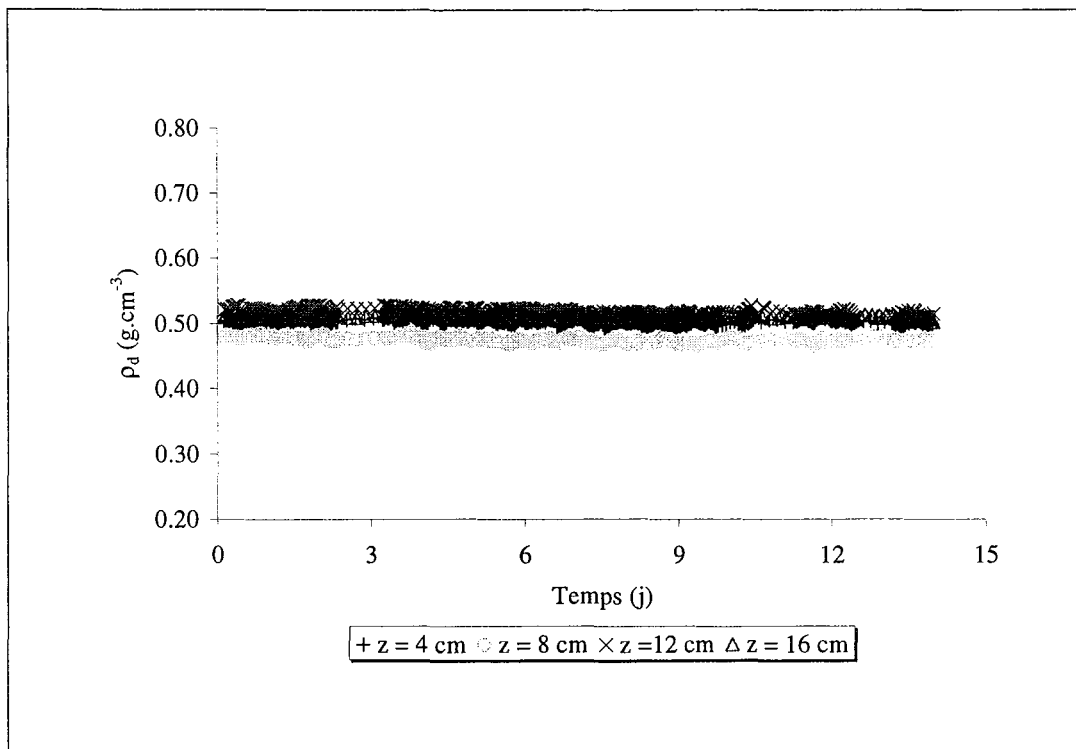


FIG. C.4 – Profil initial et final en terme de masse volumique sèche, sur un bloc de béton cellulaire.

C.3 Évolution de la teneur en eau massique

La figure C.5 montre l'évolution de la teneur en eau massique en fonction du temps. Nous avons ajouté sur cette figure le résultat de l'identification obtenu sur la courbe de Boltzmann à la hauteur 12 cm (FIG. C.6). Le modèle explicite de diffusivité choisi (ae^{bw}) permet de décrire très convenablement le phénomène d'imbibition dans ce matériau.

C.4 Dépouillement monosource

Comme le milieu est indéformable, il est possible de traiter nos données par un dépouillement monosource. La figure C.7 montre l'évolution de la teneur en eau massique en fonction du temps. Nous avons ajouté sur cette figure le résultat de l'identification obtenu sur la courbe de Boltzmann à la hauteur 12 cm (FIG. C.8).

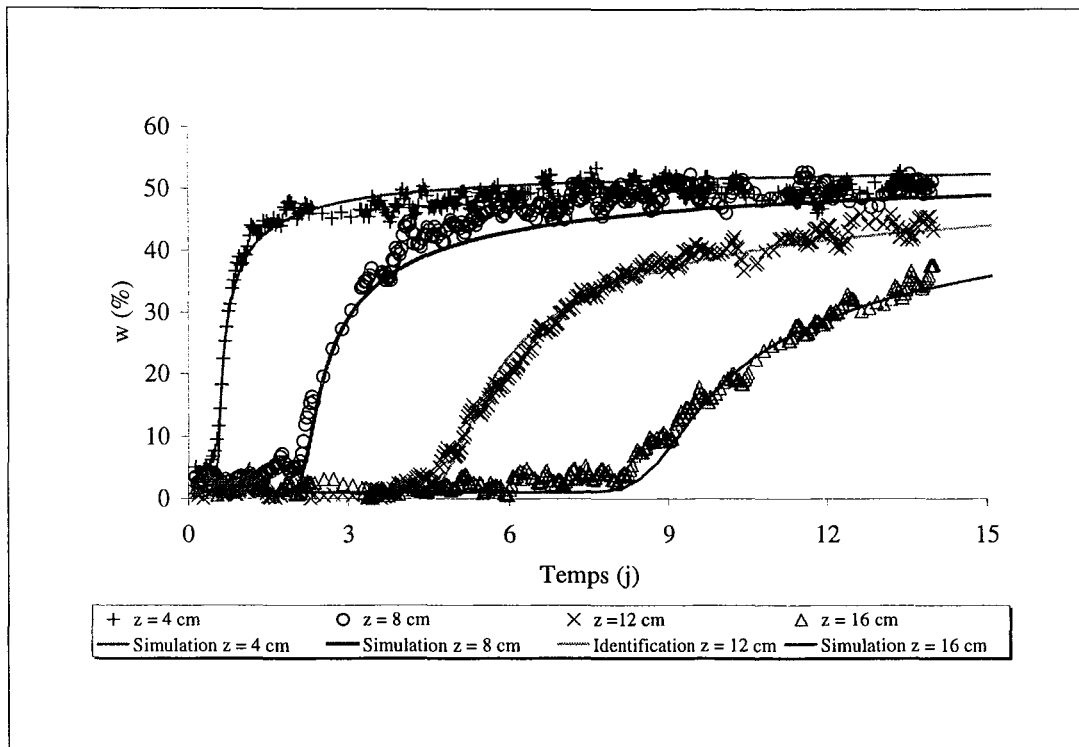


FIG. C.5 – Évolution de la teneur en eau massique au cours du temps avec courbes identifiées.

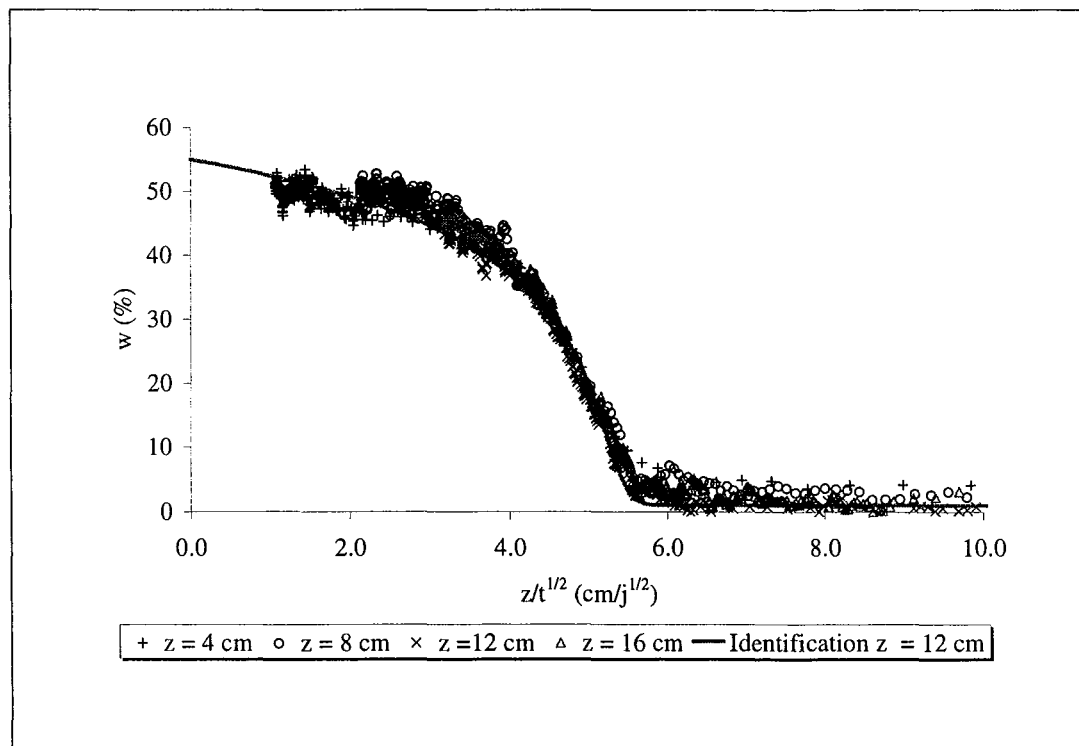


FIG. C.6 – Courbes de Boltzmann obtenues sur le béton cellulaire : $w = f\left(\frac{z}{\sqrt{t}}\right)$ avec courbes identifiées à la hauteur $z = 12$ cm.

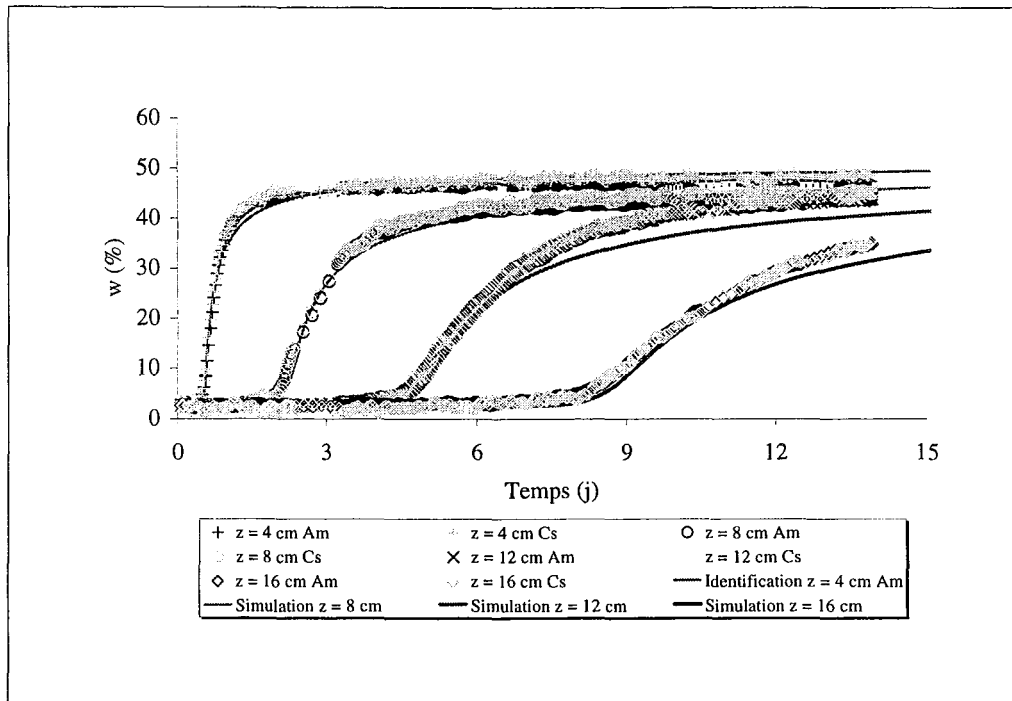


FIG. C.7 – Évolution de la teneur en eau massique au cours du temps avec courbes identifiées (traitement monosource).

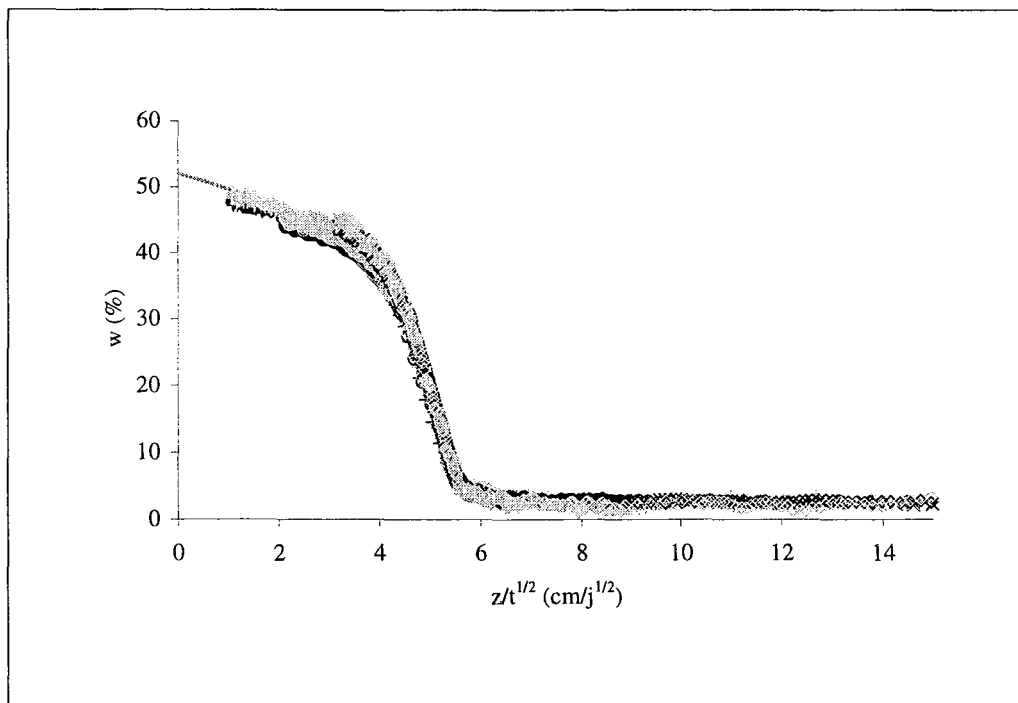


FIG. C.8 – Courbes de Boltzmann (toutes hauteurs confondues) obtenues sur le béton cellulaire : $w = f\left(\frac{z}{\sqrt{t}}\right)$ avec courbes identifiées à la hauteur $z = 4$ cm (traitement monosource).

C.5 Résultats des différentes identifications

Pour les deux traitements effectués, nous avons identifié les paramètres a et b du modèle de diffusivité choisi (ae^{bw}) à deux hauteurs différentes (4 et 12 cm). Nous avons obtenu :

Hauteur (cm)	Traitement double-source		Traitement monosource	
	4	12	4	12
a (m^2/s)	$1,33 \cdot 10^{-10}$	$2,75 \cdot 10^{-10}$	$2,72 \cdot 10^{-10}$	$2,51 \cdot 10^{-10}$
b	11,52	9,74	10,18	9,68

TAB. C.3 – Tableau récapitulatif des différentes identifications réalisées sur les courbes de Boltzmann du béton cellulaire.

Graphiquement, les courbes de diffusivité obtenues sur la gamme des teneurs en eau explorée, parcourent les mêmes ordres de grandeurs : d'environ 10^{-10} à presque 10^{-7} m^2/s (FIG. C.9).

Nous avons comparé nos valeurs avec la courbe déterminée par Krischer [1962] sur du béton YTONG de caractéristiques équivalentes ($\rho_d = 0,540$ g/cm^3 , et $\epsilon = 79\%$). Pour la gamme complète des teneurs en eau, cet auteur montre que la courbe de diffusivité peut être décomposée en trois stades : la courbe croît de 10^{-9} à 10^{-7} m^2/s pour $w \in [0\%; 50\%]$, reste constante à 10^{-7} m^2/s pour $w \in [50\%; 110\%]$, puis croît de nouveau jusqu'à $0,5 \cdot 10^{-6}$ m^2/s pour $w \in [110\%; 140\%]$.

Les conditions expérimentales que nous avons choisies ($T \simeq 20^\circ C$, P_{atm}) nous permettent uniquement d'explorer le premier stade d'évolution de la diffusivité ($w \in [0\%; 50\%]$). Les valeurs que nous obtenons, bien que plus faibles, sont tout de même voisines de celle de Krischer [1962]. Les écarts observés s'expliquent peut-être par le fait que la courbe de Krischer [1962] est obtenue en déshumidifiant un échantillon de béton cellulaire à flux constant.

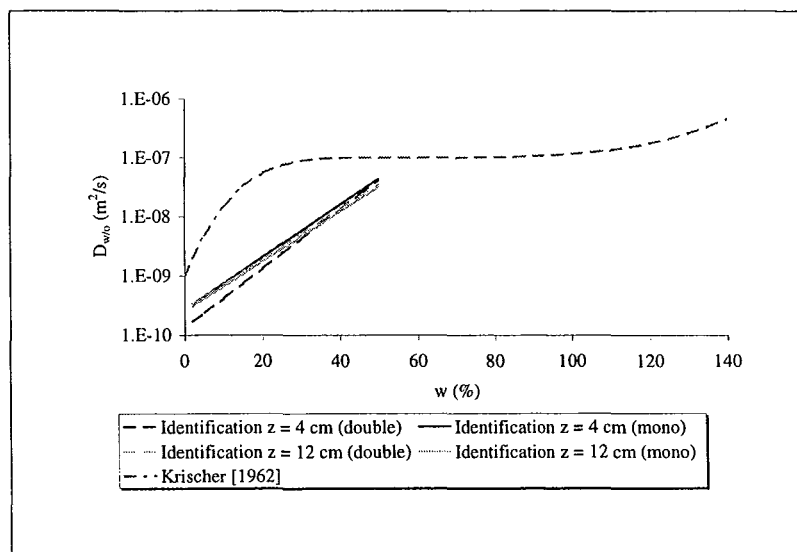


FIG. C.9 – Courbes de diffusivité obtenues pour les différentes identifications.

Annexe D

Courbes de Boltzmann agrandies

À la page 196, nous retrouvons l'agrandissement des courbes de Boltzmann dans le cas de l'essai à volume constant (VCDP2).

À la page 197, nous retrouvons l'agrandissement des courbes de Boltzmann dans le cas de l'essai œdométrique.

À la page 198, nous retrouvons l'agrandissement des courbes de Boltzmann dans le cas de l'essai libre.

.../...

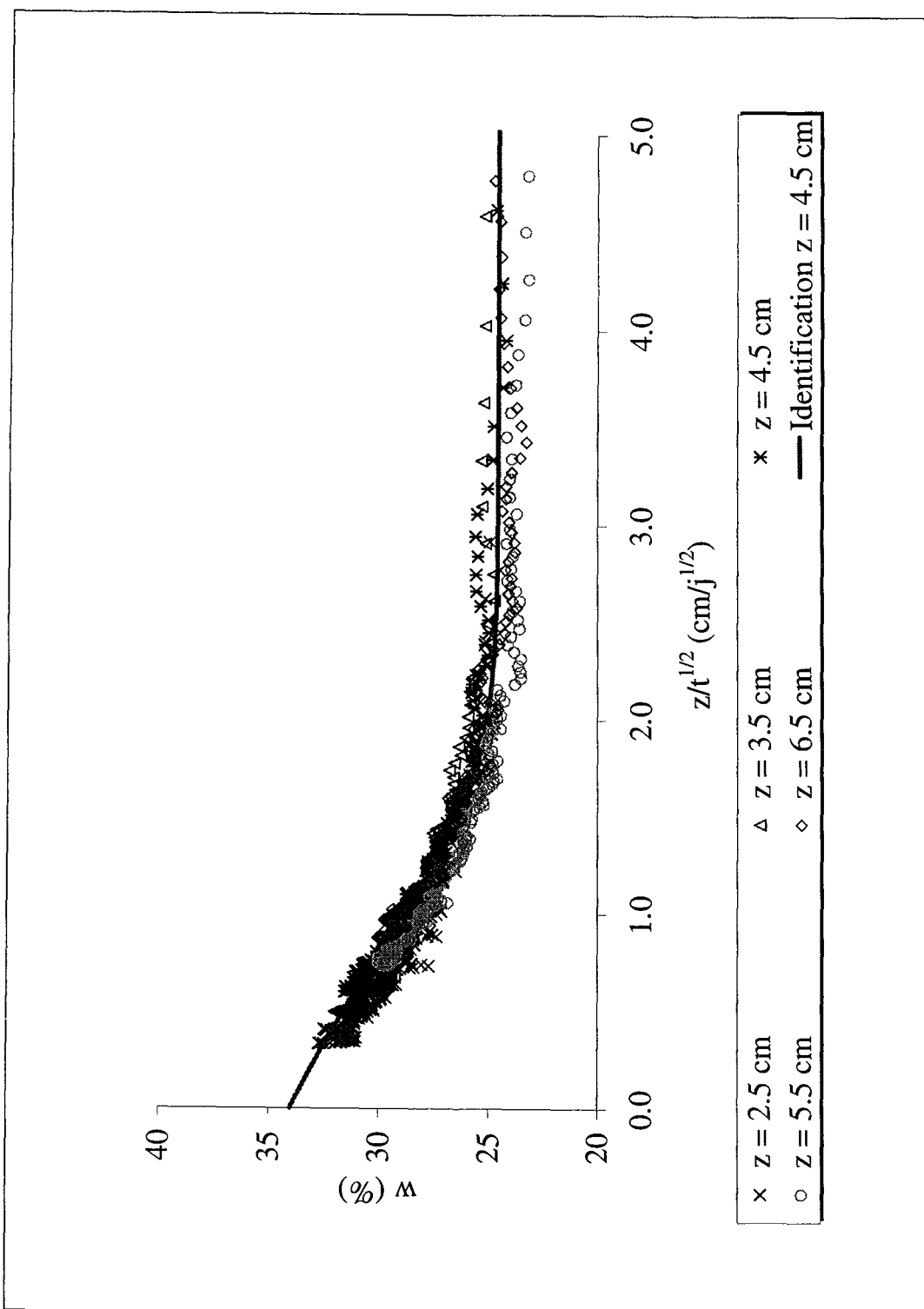


FIG. D.1 – Représentation de w en fonction de la variable de Boltzmann avec la courbe identifiée à $z = 4,5$ cm (essai VCDP2).

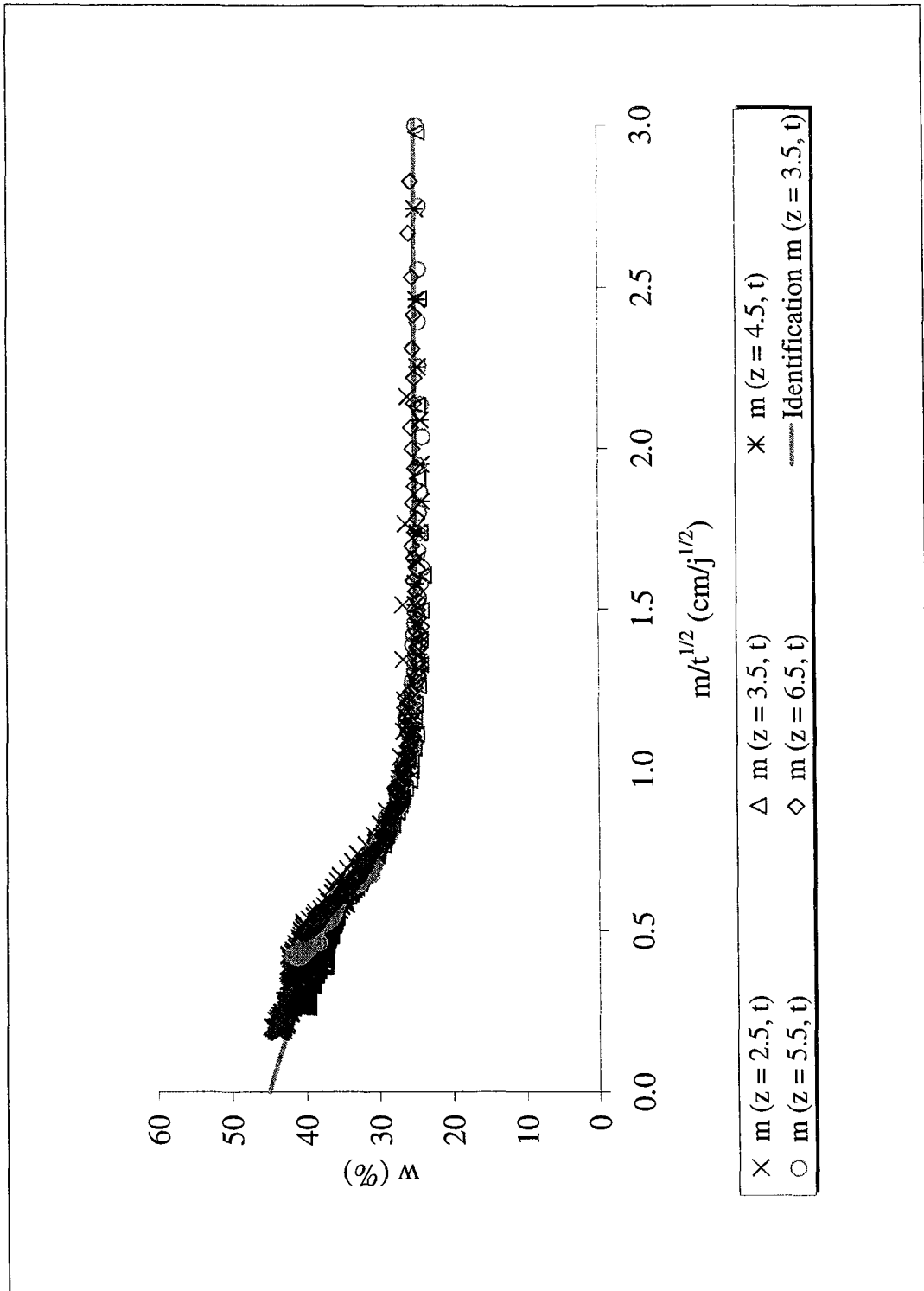


FIG. D.2 – Représentation de w en fonction de la variable de Boltzmann avec la courbe identifiée à $z = 3,5$ cm (essai ODP1).

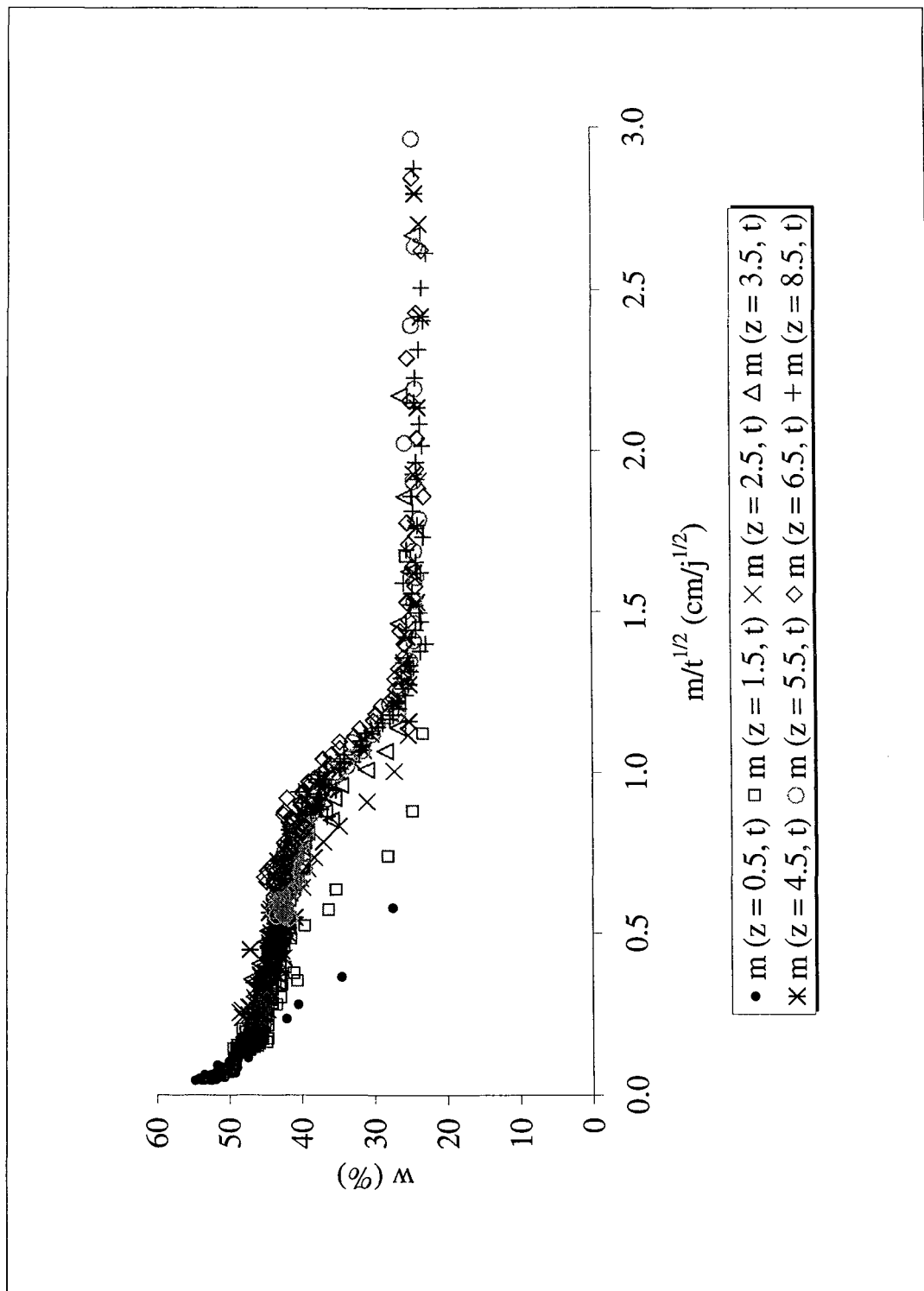


FIG. D.3 – Représentation de w en fonction de la variable de Boltzmann (essai LDP).

Annexe E

Courbes intermédiaires

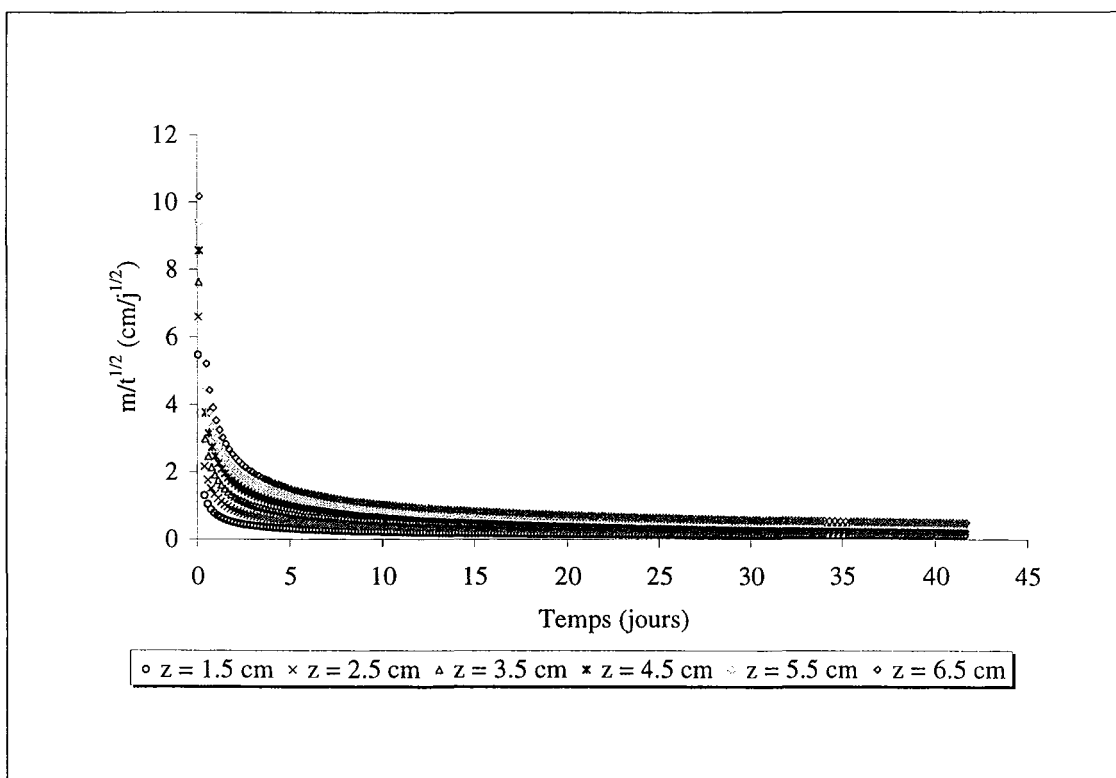


FIG. E.1 – Courbes intermédiaires permettant de repasser dans le système de coordonnées fixes. (Essai ODP1).

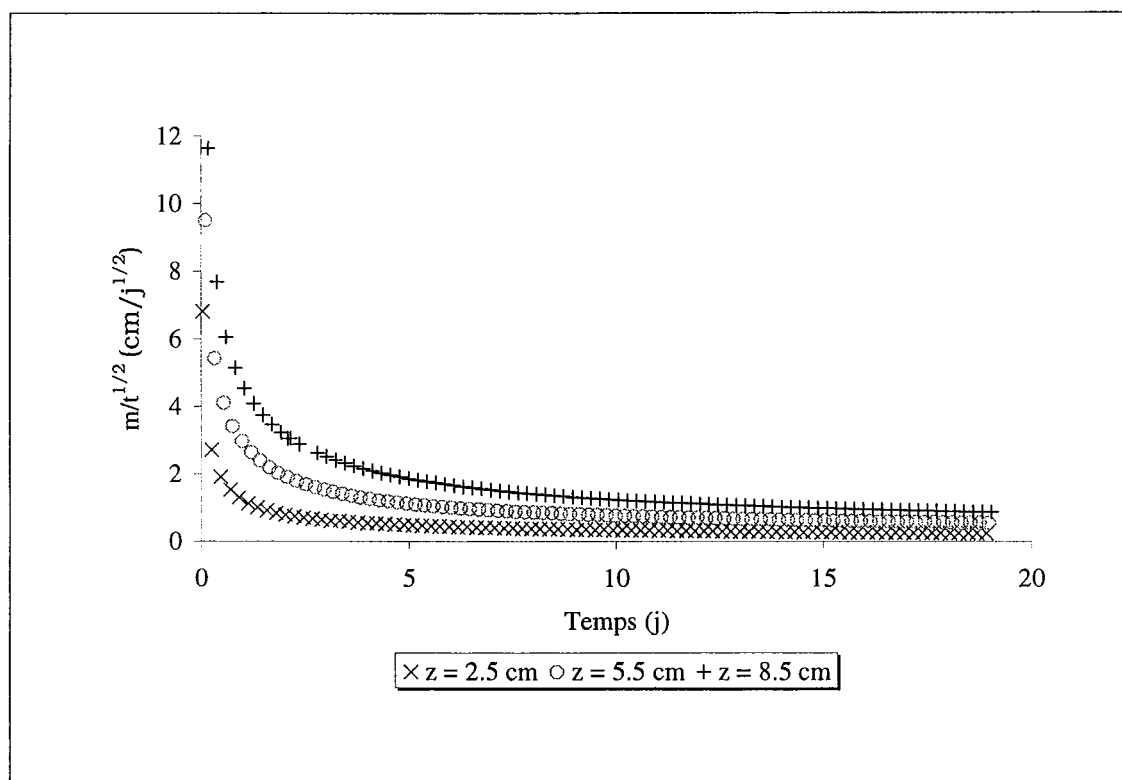


FIG. E.2 – Courbes intermédiaires permettant de repasser dans le système de coordonnées fixes.(Essai LDP).

AUTORISATION DE SOUTENANCE DE THESE
DU DOCTORAT DE L'INSTITUT NATIONAL
POLYTECHNIQUE DE LORRAINE

o0o

VU LES RAPPORTS ETABLIS PAR :

Monsieur ANGULO-JARAMILLO Rafael, Chargé de Recherches, L.T.H.E, Domaine universitaire, Grenoble

Monsieur DELAGE Pierre, Professeur, CERMES ENPC, Marne la Vallée

Le Président de l'Institut National Polytechnique de Lorraine, autorise :

Monsieur ROLLAND Sébastien

à soutenir devant un jury de l'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE LORRAINE,
une thèse intitulée :

«Transfert hydrique dans des sols argileux gonflants : influence du confinement».

en vue de l'obtention du titre de :

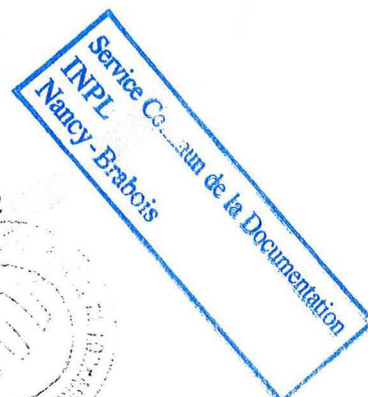
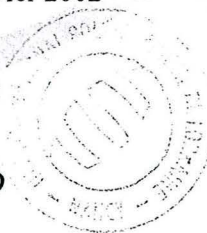
DOCTEUR DE L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE LORRAINE

Spécialité : «MECANIQUE & ENERGETIQUE»

Fait à Vandoeuvre le, 03 janvier 2002

Le Président de l'I.N.P.L.,

L. SCHUFFENECKER



NANCY BRABOIS
2, AVENUE DE LA
FORET-DE-HAYE
BOITE POSTALE 3
F - 5 4 5 0 1
VANDŒUVRE CEDEX

Mots-clés : sol argileux, milieux poreux déformables, compactage, gonflement, humidité, gammamétrie double-source, méthode inverse, diffusivité, confinement.

Résumé : La description des mécanismes d'humidification et de gonflement dans les sols argileux représente un enjeu important dans différentes disciplines scientifiques comme l'agronomie, la géotechnique ou l'industrie pétrolière.

L'objectif du travail présenté ici est de montrer, au moins du point de vue qualitatif, les effets de couplage hydromécanique lors de l'imbibition de milieux argileux gonflants soumis à différentes conditions de confinement.

Le matériau que nous avons utilisé est un mélange de bentonite et de limon de Xeuilley. Préparé à une certaine teneur en eau massique, ce mélange est ensuite compacté par une technique double-piston. Cela permet d'élaborer des éprouvettes de sols uniformes à la fois en humidité et en terme de masse volumique sèche.

Des essais d'imbibition d'eau par le bas ont été réalisés pour trois types de confinements (libre, œdométrique, à volume constant). Au cours des expériences, la technique de gammamétrie double-source est utilisée afin de suivre localement, et de manière non-intrusive, l'évolution de la masse volumique sèche et de la teneur en eau.

Une comparaison des trois cinétiques d'imbibition est enfin menée pour chaque essai à partir d'une caractérisation en terme de diffusivité hydrique, basée sur une description lagrangienne des transferts.

Key-words : clayey soil, deformable porous media, compaction, swelling, water content, dual-energy gamma-ray technique, inverse method, diffusivity, confinement.

Abstract : Description of imbibition and swelling mechanisms in clayey soils represents an important stake in different scientific domains such as agronomy, geotechnics or petroleum industry.

The aim of the present work is to show the effects of hydromechanical couplings during imbibition in a swelling clayey medium, under different confinement conditions. Our material is a bentonite-silt mixture, prepared with a known water content and compacted with a double-piston technique. This method allows us to produce uniform soil samples, in terms of humidity and bulk density.

Experiments related to bottom imbibition are then carried out for three types of mechanical boundary conditions (free, oedometric, fixed volume). The non-intrusive dual-energy gamma-ray technique is used to assess the local variation of bulk density and humidity.

Finally, the three imbibition kinetics are compared for each experiment in terms of hydraulic diffusivity, described in a Lagrangian way.