



HAL
open science

Caractérisation hydrodynamique de sols déformables partiellement saturés : étude expérimentale à l'aide de la spectrométrie gamma double-sources

Rafaël Angulo-Jaramillo

► **To cite this version:**

Rafaël Angulo-Jaramillo. Caractérisation hydrodynamique de sols déformables partiellement saturés : étude expérimentale à l'aide de la spectrométrie gamma double-sources. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Institut National Polytechnique de Grenoble - INPG, 1989. Français. NNT : . tel-00688064

HAL Id: tel-00688064

<https://theses.hal.science/tel-00688064>

Submitted on 16 Apr 2012

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.

THESE

présentée par

Rafael ANGULO-JARAMILLO

Ingeniero Civil Escuela Colombiana de Ingenieria Julio Garavito
Ingénieur E.N.S.H.M. de Grenoble

pour obtenir le titre de **DOCTEUR**

de l'**INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE**

(Arrêté ministériel du 23 novembre 1988)

Spécialité : **MECANIQUE**

CARACTERISATION HYDRODYNAMIQUE DE SOLS DEFORMABLES PARTIELLEMENT SATURES. ETUDE EXPERIMENTALE A L'AIDE DE LA SPECTROMETRIE GAMMA DOUBLE-SOURCES

Date de Soutenance : 14 Décembre 1989

Composition du Jury :

M. F. DARVE	Président
M. B. CLOTHIER	Rapporteurs
M. F. DARVE	
M. J.L. AURIAULT	Examineurs
M. J.J. FRY	
M. J.L. THONY	
M. M. VAÜCLIN	

Thèse préparée au sein de l'Institut de Mécanique de Grenoble
Grenoble

à Corinne
à ma mère
à la mémoire de mon père

AVANT-PROPOS

Les travaux faisant l'objet de ce mémoire ont été accomplis au sein du groupe Hydrologie de l'Institut de Mécanique de Grenoble. Le financement de l'étude a été assuré, en partie, par le GRECO "Rhéologie de Géomatériaux (sols, bétons, roches)". Je remercie le CEA, service DRDD/SESD, de m'avoir autorisé à publier certains résultats.

Je remercie M. F. DARVE, Directeur de l'ENSHMG et Président du GRECO "Rhéologie des Géomatériaux", d'avoir bien voulu présider le jury de cette thèse, et de l'intérêt qu'il a porté à cette étude en qualité de rapporteur.

M. B. CLOTHIER, Professeur au DSIR (Nouvelle-Zélande), a bien voulu, en tant que Physicien des Sols, se pencher sur mes travaux en acceptant d'être rapporteur ; je l'en remercie très vivement.

M. J.L. AURIAULT, Professeur à l'UJF, a accepté de participer au jury, je le remercie de l'attention qu'il a accordé à cette étude.

Je remercie également M J.J FRY, ingénieur à EDF et animateur du groupe de travail "Sols Non Saturés" du Greco "Rhéologie des Géomatériaux" d'avoir encouragé et suivi avec intérêt l'évolution de la déformation des milieux " unsaturés ".

J'adresse mes remerciements les plus sincères à M J.L. THONY, Maître de Conférences à l'UJF et co-directeur de cette thèse. Sa grande rigueur expérimentale et ses conseils éclairés ont été une aide précieuse dans la poursuite de mes recherches.

Je tiens à exprimer ma plus vive reconnaissance à M. M. VAUCLIN, Directeur de Recherche au CNRS, responsable scientifique de ce travail. Avec son sens critique et son terrible Oeil de Lynx, il a su me guider dans l'ensemble de mes travaux, depuis l'ébauche jusqu'à la rédaction finale, et ce, toujours dans la bonne humeur.

J'exprime toute ma gratitude à M. G. VACHAUD, Responsable du groupe Hydrologie, de m'avoir si amicalement accueilli au sein du groupe.

Un travail expérimental ne peut aboutir sans la collaboration et la disponibilité de l'ensemble des membres de l'équipe. C'est pourquoi je remercie tout particulièrement MM. J.P. GAUDET, R. LATY, et J.M. TAUNIER, dont les compétences m'ont aidé dans des domaines qui ne m'étaient pas familiers.

Je remercie également les autres membres du groupe HL, M^{me} S. FABRY, MM. J.F. DAIAN, R. HAVERKAMP, J.P. LAURENT ainsi que tous mes collègues thésards, M^{lle} E. KLADOU, MM. A. ABOU JAOUDE, A. ANTONINO, J. BELLINI, D. MARCHAND, C. FUENTES, P. ROUGER, F. SABBAGH, J. SALIBA pour les discussions intéressantes et pour la sympathie qu'ils m'ont témoignée.

Enfin, mes remerciements s'adressent aussi au personnel de tous les services techniques de l'IMG pour la qualité de leur travail, et à M. G. FOURNIER pour m'avoir apporté gentiment son aide.

Je salue les membres du GRECO qui, comme moi, ont le virus des sols non saturés, déformables.

SOMMAIRE

	<u>page</u>
<u>AVANT-PROPOS</u>	: 1
<u>SOMMAIRE</u>	: 3
<u>INTRODUCTION GENERALE</u>	: 7
<u>PHOTOS 1, 2a,b, 3, 4</u>	
<u>NOTATIONS</u>	: 9
<u>CHAPITRE 1.- CONSIDERATIONS GENERALES SUR LES ECOULEMENTS EN MILIEU POREUX PARTIELLEMENT SATURE DEFORMABLE</u>	
INTRODUCTION	: 15
1.1 HYPOTHESES FONDAMENTALES ET DEFINITIONS	: 17
1.1.1 Liste de Hypothèses	: 17
1.1.2 Le Volume Élémentaire Représentatif	: 18
1.1.3 Descriptions Eulérienne et Lagrangienne	: 21
1.1.4 Autres Définitions	: 25
1.2 EQUATIONS DE L'ECOULEMENT	: 26
1.2.1 Equation de Continuité	: 26
1.2.1.1 Forme Eulérienne ou Spatiale	: 26
1.2.1.2 Forme Lagrangienne ou Référentielle	: 26
1.2.2 Conservation de la Quantité de Mouvement	: 29
1.2.3 Equations Simplifiées de l'Ecoulement	: 32
1.2.3.1 Les Simplifications	: 32
1.2.3.2 Description Eulérienne des Transferts	: 35
1.2.3.3 Description Lagrangienne du Transfert Hydrique	: 37
1.2.3.4 Variables et Paramètres de l'Ecoulement	: 38
1.2.4 Bilan de Volume	: 39
1.3 PRINCIPE DE DETERMINATION DE LA CONDUCTIVITE HYDRAULIQUE	: 40
1.3.1 Approche Eulérienne	: 40
1.3.2 Approche Lagrangienne	: 41
1.4 LE POTENTIEL DE L'EAU DANS UN MILIEU POREUX DEFORMABLE	: 43
1.4.1 Approche Thermodynamique du Problème	: 43
1.4.2 Profil Hydrique à l'Equilibre	: 48
1.4.3 Condition de Stabilité en Milieu Déformable	: 50
1.4.4 Principe d'Interprétation des Mesures de Potentiel de l'Eau par Tensiométrie	: 53
CONCLUSION - BUT DE L'ETUDE	: 58

CHAPITRE 2 - PRINCIPES DE MESURE ET TECHNIQUES EXPERIMENTALES

INTRODUCTION	: 61
2.1 LA MESURE DE ρ_d ET θ_w PAR ABSORPTION DE RAYONS GAMMA	: 62
2.1.1 Rappel de Radioactivité	: 62
2.1.2 Loi d'Atténuation du Rayonnement par le Sol Humide	: 63
2.1.3 Sources Utilisées : Am^{241} - Cs^{137}	: 66
2.1.4 Coefficients d'Absorption Massique Théoriques	: 69
2.2 LE BANC GAMMA DOUBLE-SOURCES	: 74
2.2.1 Géométrie du Montage et Détection du Rayonnement	: 74
2.2.2 Chaîne de Mesures et Pilotage du Banc Gamma	: 77
2.3 METHODOLOGIE D'EXPLOITATION DES COMPTAGES	: 83
2.3.1 Données Gammamétriques Brutes	: 83
2.3.2 Répétitivité des Mesures	: 89
2.3.3 Correction des Comptages par Rapport à un Standard	: 89
2.4 ETALONNAGE DU SYSTEME DOUBLE-SOURCES	: 93
2.4.1 Dérive Naturelle des Radio-éléments	: 93
2.4.2 Temps Mort du Système	: 93
2.4.3 Fonction pour la Correction de l'Effet Compton	: 95
2.4.4 Coefficients d'Absorption Massique	: 98
2.4.4.1 Coefficient d'Absorption Massique de l'Eau	: 98
2.4.4.2 Coefficient d'Absorption Massique du Sol	: 102
2.5 QUALITE DE LA MESURE Gammamétrique DOUBLE-SOURCES	: 104
2.5.1 Sources des Erreurs de Mesure	: 104
2.5.2 Erreur sur la Mesure des Comptages	: 105
2.5.3 Calcul Théorique des Variances Expérimentales Associées à ρ_d et θ_w	: 107
2.5.4 Essais Préliminaires d'Etude de Faisabilité de la Gammamétrie Double-Sources	: 114
RESULTATS ET CONCLUSIONS	: 124

CHAPITRE 3 - EXEMPLE DE DETERMINATION EXPERIMENTALE DE LA CONDUCTIVITE HYDRAULIQUE

INTRODUCTION	: 127
3.1 REALISATION DU MODELE PHYSIQUE	: 128
3.1.1 Le Matériau Poreux : Limon + Bentonite	: 128
3.1.2 Colonne de Sol et Dispositif Expérimental	: 131
3.1.3 Centralisation et Algorithme de Mesure	: 134
3.1.4 Conditions Initiales et aux Limites des Essais d'Infiltration-Gonflement	: 134

3.2	ANALYSE DE L'ESSAI D'INFILTRATION N° 1 (charge hydraulique constante, gonflement libre, matériau remanié compacté)	:140
3.2.1	Profils Hydriques et Masse Volumique Sèche	:140
3.2.2	Evolution de la Teneur en Eau et de la Masse Volumique Sèche	:143
3.2.3	Evolution de la Mesure Tensiométrique	:143
3.2.4	Le Volume d'Eau Infiltré et le Déplacement de la Surface	:145
3.2.5	Estimation des Flux d'Eau et de Sol par Rapport à l'Observateur Fixe	:145
3.3	DETERMINATION DES CARACTERISTIQUES HYDRODYNAMIQUES	:149
3.3.1	Courbe de Gonflement du Sol	:149
3.3.2	Détermination de la Courbe de Rétention d'Eau en Infiltration	:153
3.3.3	Analyse des Profils d'Equilibre	:157
3.3.4	Estimation des Diffusivités Apparentes des Phases Solide et Liquide	:159
3.3.5	Estimation de la Perméabilité de DARCY	:161
3.3.5.1	Approche Eulérienne	:161
3.3.5.2	Approche Lagrangienne	:161
3.4	ANALYSE DES AUTRES ESSAIS D'INFILTRATION	:168
3.4.1	Essai d'Infiltration 1 bis	:168
3.4.2	Essai d'Infiltration 2	:172
	CONCLUSION	:177

	<u>CONCLUSION GENERALE</u>	:179
--	-----------------------------------	------

	<u>REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES</u>	:181
--	---	------

ANNEXES

<u>A1</u>	QUELQUES DEFINITIONS MACROSCOPIQUES	:193
	A1.1 Calcul de la Masse	:193
	A1.2 Vitesse et Accélération	:193
	A1.3 Conservation de la Masse	:194
<u>A2</u>	CALCUL DES COORDONNEES MATERIELLES : m	:196
<u>A3</u>	ERREUR THEORIQUE DANS LA MESURE DE ρ_d ET θ_w PAR GAMMAMETRIE DOUBLE-SOURCES	:198
<u>A4</u>	SYSTEME MODULAIRE DES CELLULES D'ESSAI "Perméamètre NSD"	:200
<u>A5</u>	PASSAGE ENTRE LES APPROCHES EULERIENNE ET LAGRANGIENNE	:204
<u>A6</u>	LISTE DES FIGURES	:206

INTRODUCTION GENERALE

Tous les matériaux, lorsqu'ils sont soumis à une variation de leur état de contraintes, subissent une déformation plus ou moins significative. Pour les sols, en particulier, cette déformation (variation de forme et de volume), induite par des changements de contraintes de type mécanique et/ou hydraulique, est plus importante que pour beaucoup d'autres matériaux (bétons, roches, métaux, par exemple). De plus, elle évolue à des échelles de temps telles que le praticien, concepteur d'ouvrages (géomécanicien, agronome, ...), n'est pas, souvent, en mesure de les prévoir. La quantification des paramètres, au sens large, caractérisant le comportement hydro-mécanique d'un tel milieu poreux, ne peut se faire à travers un schéma d'analyse unique, commun à tous les cas possibles, mais par une grande variété de schémas élémentaires que l'on peut combiner. En effet, le mécanicien et/ou le physicien des sols doit constamment réviser les hypothèses auxquelles il fait appel, chaque cas d'étude pouvant faire l'objet d'un sujet de recherche indépendant. C'est ainsi que les méthodes d'étude au laboratoire précédent, souvent, les études théoriques. Cette démarche d'apprentissage : Pratique-Théorie-Retour à la Pratique, utilisée notamment par Karl TERZAGHI, nous a servi d'inspiration dans ce travail.

Outre les problèmes inhérents au matériau lui même, l'étude du comportement des sols se trouve compliquée par son importante variabilité, chaque échantillon étant un exemplaire unique. C'est pourquoi les mesures physiques non destructives, présentent un grand intérêt. Parmi celles-ci, la spectrométrie gamma double-sources nous est apparue particulièrement intéressante puisqu'elle permet de déterminer, de manière locale et indépendante, les évolutions spatio-temporelles de deux variables essentielles : la masse volumique sèche et l'humidité, dont la mesure est un préalable indispensable à toute tentative d'identification du comportement mécanique et hydraulique d'un sol non saturé, susceptible de se déformer.

Dans le cadre de ce travail, une métrologie a été développée et mise au point. Elle constitue le support de l'étude expérimentale et théorique sur : *"La caractérisation du comportement hydrodynamique d'un milieu poreux partiellement saturé, déformable"*.

Les équations décrivant à l'échelle macrascopique les transferts d'eau en milieu poreux partiellement saturé, déformable, sont brièvement exposées chapitre 1. Deux approches sont successivement envisagées : la description lagrangienne, classiquement utilisée en science du sol, et la description eulérienne, proposée ici, pour déterminer la Conductivité Hydraulique non Saturée, au sens de DARCY (Henri DARCY, 1856).

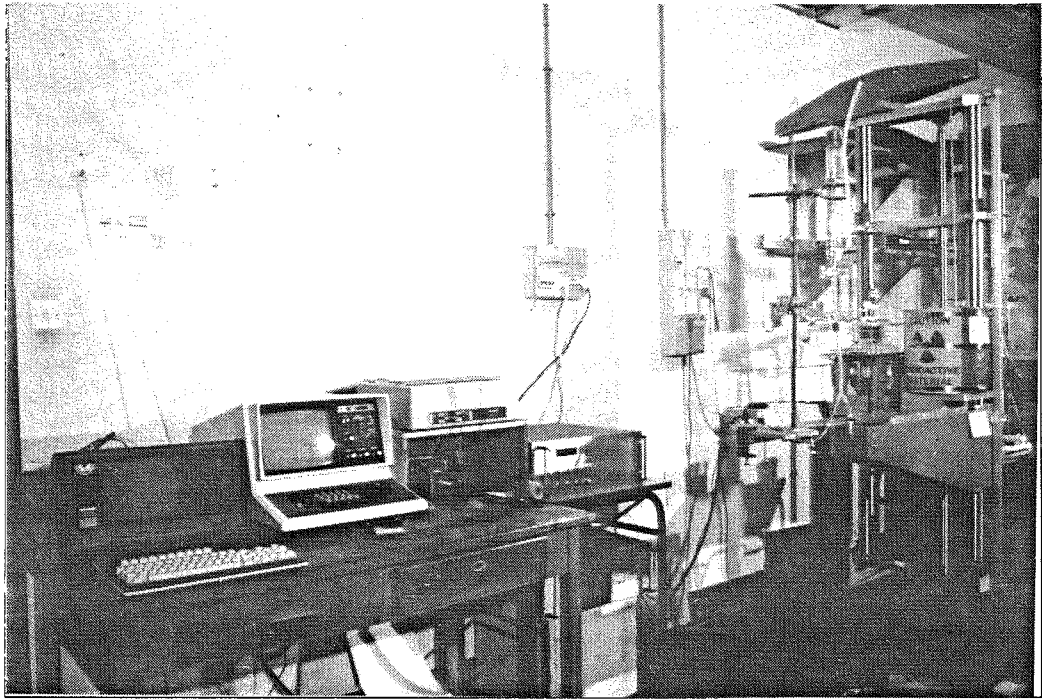
La métrologie, fondée sur la spectrométrie gamma, ainsi qu'une étude de faisabilité sont présentées chapitre 2.

Les résultats relatifs à trois essais d'infiltration, en gonflement libre, sur des matériaux remaniés compactés ou préconsolidés sont présentés chapitre 3. Leur exploitation permet de juger le pertinence de l'approche eulérienne pour déterminer la relation conductivité hydraulique - teneur volumique en eau.

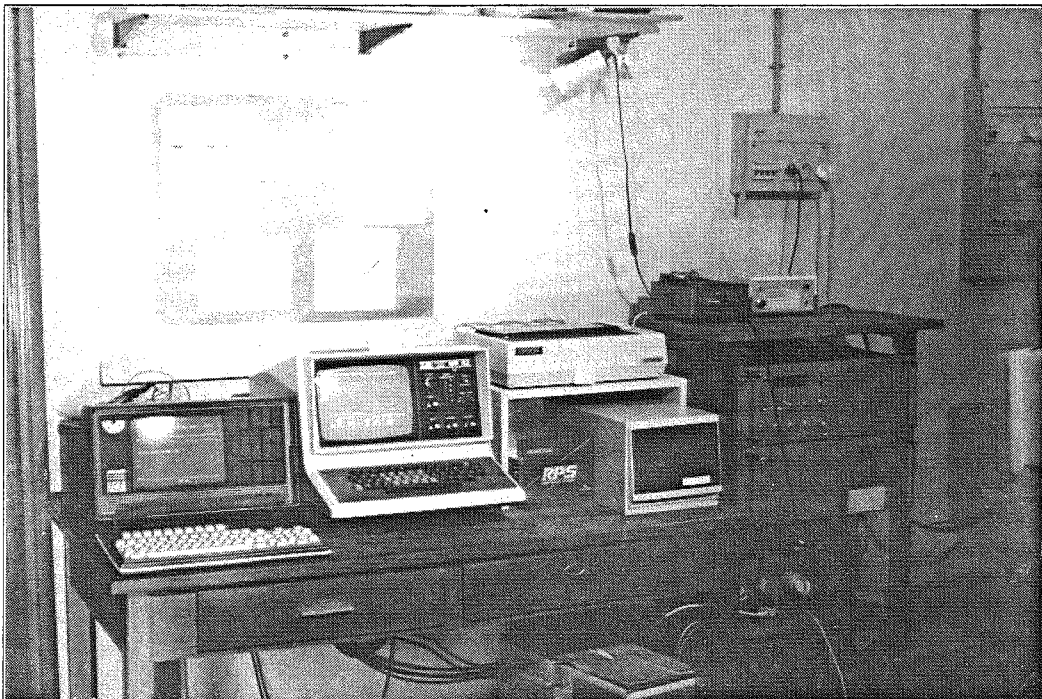
Néanmoins, cette approche peut pêcher par simplicité, puisqu'elle ne prétend pas cerner l'ensemble du problème complet, et complexe, du couplage Ecoulement/Déformation dans un milieu poreux non saturé. Tout au plus, se veut-elle être une méthode de caractérisation hydrodynamique unique, que le milieu soit à matrice rigide ou déformable.



Photo1



a



b

Photo 2

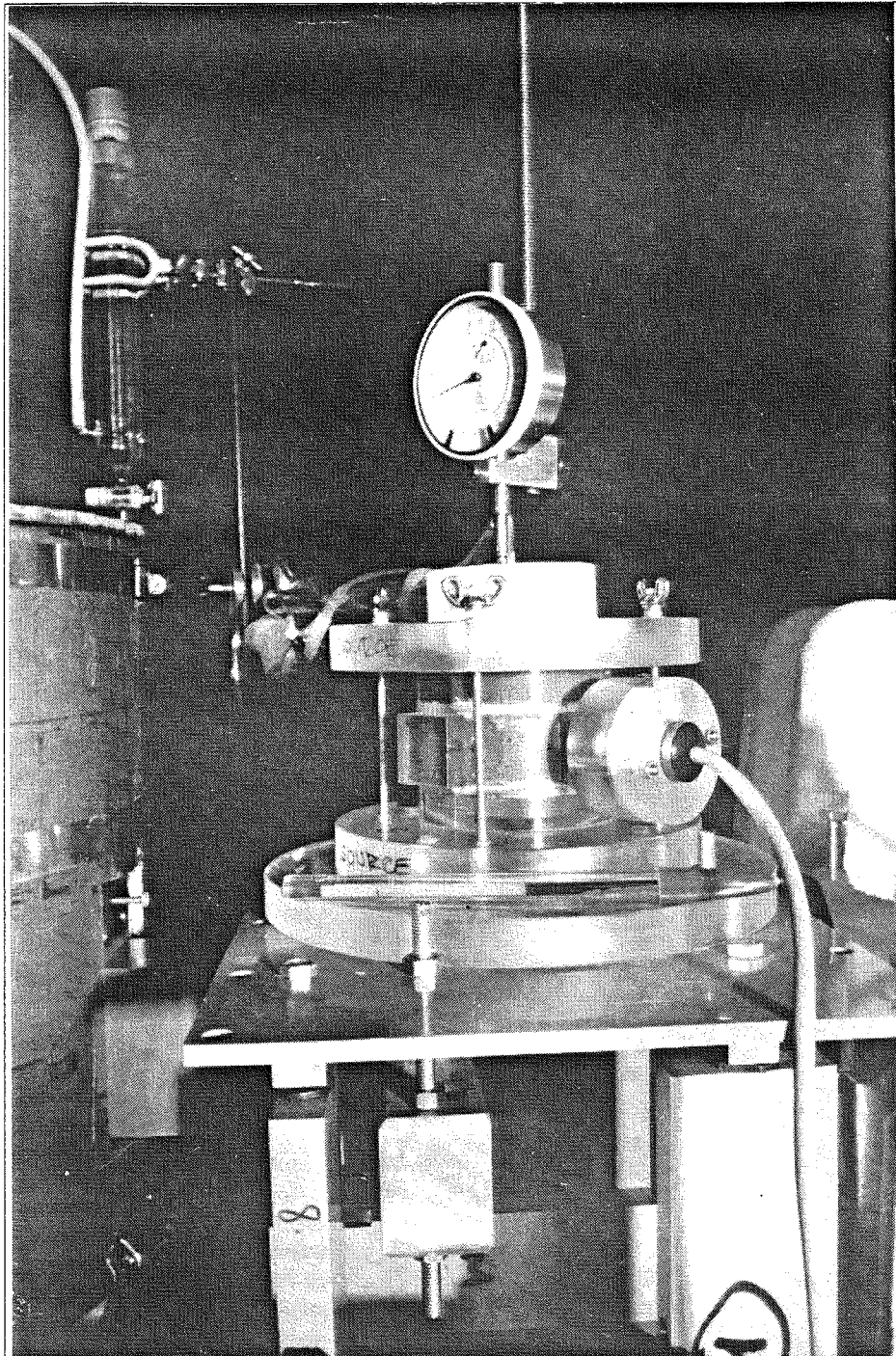


Photo 3

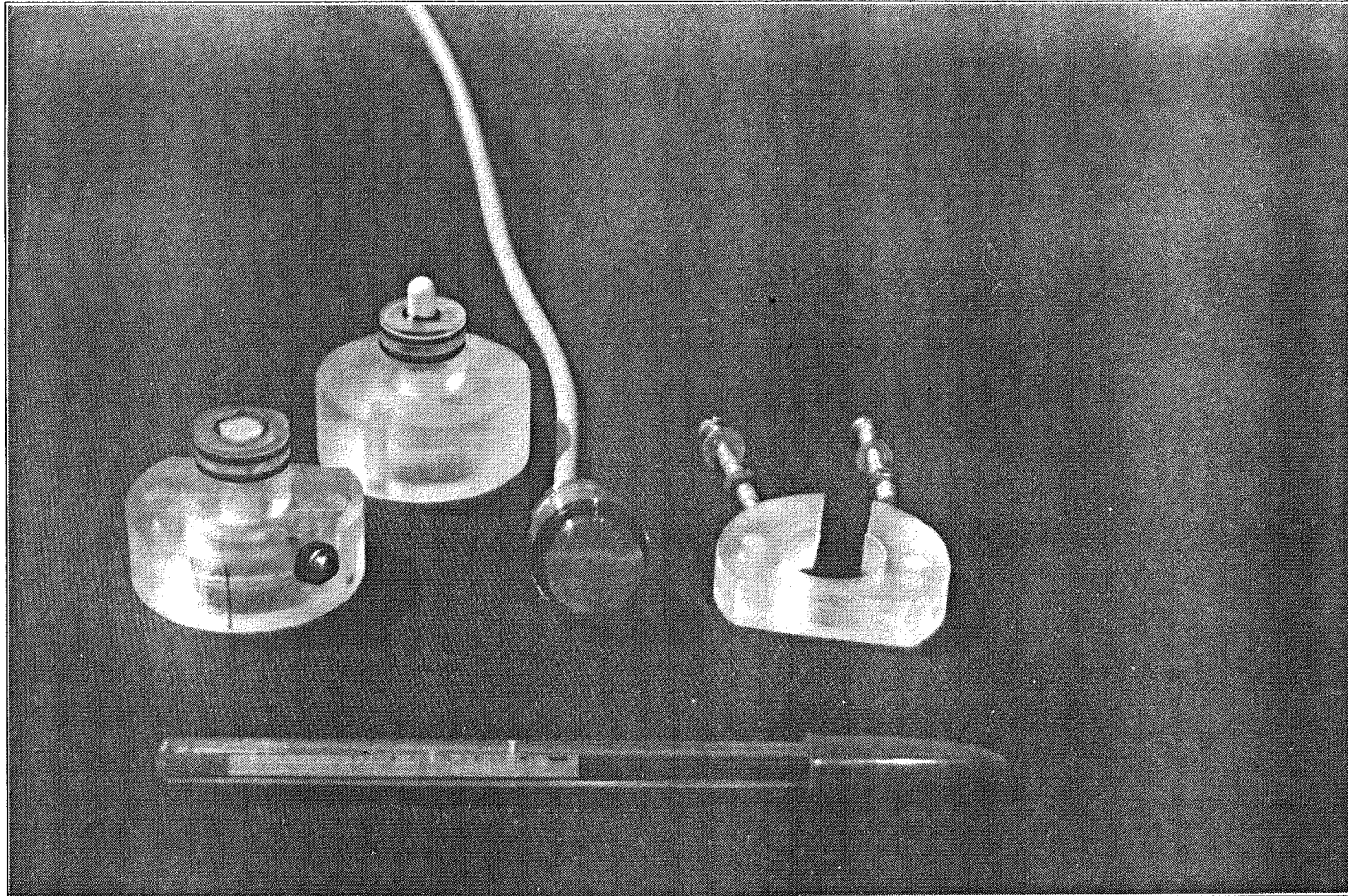


Photo 4

NOTATIONS

SYMBOLE	NATURE ⁽¹⁾	UNITE
<u>1 CONCERNANT LA CARACTERISATION DU MILIEU</u>		
a_α	: Accélération de la phase α (A1.2)	[LT ⁻²]
b b_α	: Forces volumiques agissant sur sur le VER et la phase α (1.2.3)	[MLT ⁻²]
D_m	: Diffusivité matérielle (1.2.3.3)	[L ² T ⁻¹]
$D_{w/o}$ $D_{s/o}$: Diffusivité apparente par rapport à l'observateur (1.2.3.2)	[L ² T ⁻¹]
div	: Opérateur divergence eulérien	
DIV α	: Opérateur divergence lagrangien pour la phase α	
e	: Indice de vides (tableau 1.1)	
F_α	: Tenseur gradient de transformation de la phase α (1.1.2)	
g	: Accélération de la pesenteur	[LT ⁻²]
grad	: Opérateur gradient eulérien	
GRAD α	: Opérateur gradient lagrangien pour la phase α	
H	: Constante de HENRY de dissolution de l'air dans l'eau (1.2.1.1)	
h_B	: Hauteur de pression d'eau à la surface du sol (3.1.4)	[ML ⁻¹ T ⁻²]
h_o	: Charge hydraulique imposée (3.1.4)	[ML ⁻¹ T ⁻²]
IP	: Indice de Plasticité (3.1.1)	
J_α	: Déterminant Jacobien du tenseur gradient de transformation de la phase α (1.2.3.1)	
$K_{w/s}$: Conductivité hydraulique au sens de DARCY par rapport à la phase solide (1.2.3.1)	[LT ⁻¹]
$K_{w/o}$ $K_{s/o}$: Conductivité hydraulique apparente par rapport à l'observateur (1.2.3.2)	[LT ⁻¹]
LL	: Limite de Liquidité (3.1.1)	
LP	: Limite de Plasticité (3.1.1)	
LR	: Limite de Retrait (3.1.1)	
m	: Coordonnée matérielle X_3^s phase solide (1.2.3.1)	[L]
n	: Porosité (tableau 1.1)	
p_α	: Vecteur d'échange de quantité de mouvement entre la phase α et les autres phases	

(1) Les paragraphes où les symboles sont présentés sont indiqués entre parenthèses.

notations

SYMBOLE	NATURE ⁽¹⁾	UNITE
P	: Pression du système sol, eau, air (1.4.1)	[ML ⁻¹ T ⁻²]
P _a	: Pression de la phase air (1.4.1)	[ML ⁻¹ T ⁻²]
q _{αβ}	: Flux volumique, par unité de surface, de la phase α par rapport à la phase β	[LT ⁻¹]
S _r	: Degré de saturation (tableau 1.1)	
\bar{S}_w	: Entropie spécifique de la phase eau (1.4.1)	[L ² T ⁻² K ⁻¹]
T	: Température absolue du système sol, eau, air (1.4.1)	[K]
v _{αβ}	: Vitesse de la phase α par rapport à la phase β	[LT ⁻¹]
\bar{V}_w	: Pente de la courbe de retrait-gonflement (1.4.1)	[L ² T ⁻²]
VER	: Volume Élémentaire Représentatif	
w	: Humidité pondérale (tableau 1.1)	
x, z	: Coordonnée spatiale	[L]
X ^α	: Coordonnée matérielle de la phase α	[L]
α	: indice = { a, w, s }, phases : air, eau, solide	
α	: impédance de la plaque poreuse (3.1.4)	[T ⁻¹]
δz(t)	: Fonction de déplacement de la surface du sol (3.1.4)	[L]
θ _α	: Teneur volumique en phase α (tableau 1.1)	
ϕ	: Indice d'humidité (tableau 1.1)	
v _s	: Volume spécifique des solides (tableau 1.1)	[M ⁻¹ L ³]
v	: paramètre de liaison entre les gradients de potentiel des phases solide et liquide (1.3.1)	
ρ _α	: Masse volumique de la phase α	[ML ⁻³]
ρ _d	: Masse volumique sèche (tableau 1.1)	[ML ⁻³]
λ _{αβ}	: Mobilité de la phase α par rapport à la phase β (1.2.3)	[M ⁻¹ L ³ T]
Ψ _{p, m, n, π}	: Potentiel de pression, matriciel, pneumatique et osmotique de l'eau (1.4.1)	[L ² T ⁻²]
Ψ _{s, w}	: Potentiels phases solide et liquide (1.2.3.2)	[ML ⁻¹ T ⁻²]
ξ _m	: Variable de Boltzmann matérielle (1.3.2)	[LT ^{-1/2}]
μ _{wg}	: Potentiel chimique-gravitaire total de l'eau (1.4.1)	[L ² T ⁻²]
μ _a	: Potentiel chimique total de l'air (1.4.1)	[L ² T ⁻²]

(1) Les paragraphes où les symboles sont présentés sont indiqués entre parenthèses.

SYMBOLE	NATURE ⁽¹⁾	UNITE
σ, σ_α	: Tenseur de contraintes de Cauchy total et pour la phase α (1.2.3)	[ML ⁻¹ T ⁻²]
τ_w	: Lecture tensiométrique (1.4.4)	[ML ⁻¹ T ⁻²]

2 CONCERNANT LA SPECTROMETRIE GAMMA DOUBLE-SOURCES

$a(t), a_0$: Activité de la source gamma (2.4.1)	[photons/s]
I, I_0	: Intensité de comptage (2.1.2)	[photons/s]
K	: Déterminant du système d'équations d'absorption du rayonnement gamma double-sources (2.1.4)	[(cm ² /g) ²]
N, N_0	: Taux de comptage (2.1.2)	[n° photons]
N^{Am}, N^{Cs}	: Taux de comptage Américium et Césium (2.3.1)	[n° photons]
N^{Cs}	: Taux de comptage du Compton du Cs dans la fenêtre de l'Am (2.3.1)	[n° photons]
N_1, N_2	: Taux de comptage brut dans les fenêtres 1 et 2 (2.3.1)	[n° photons]
n	: Taux de comptage à travers un bloc standard	[n° photons]
t_c, t_p, t_a	: Temps de comptage, de pause et d'attente (2.1.2), (3.1.3)	[s]
x	: Epaisseur d'échantillon (2.1.2)	[cm]
α	: Caractéristique de décroissance de la source gamma (2.4.1)	
τ_c	: Temps mort du système (2.4.2)	
μ_s, μ_w	: Coefficient d'absorption massique : du sol et de l'eau (2.1.2)	[cm ² /g]
σ_β	: Ecart-type par rapport à la variable β (2.5.2)	

(1) Les paragraphes où les symboles sont présentés sont indiqués entre parenthèses.

CHAPITRE 1

CONSIDERATIONS GENERALES SUR LES ECOULEMENTS EN MILIEU POREUX PARTIELLEMENT SATURE DEFORMABLE

CHAPITRE 1

CONSIDERATIONS GENERALES SUR LES ECOULEMENTS EN MILIEU POREUX NON SATURE DEFORMABLE.

INTRODUCTION

L'étude des lois de transfert en milieux poreux, partiellement saturés, déformables, consiste de façon plus générale, à établir des relations entre les flux (limitées aux flux de masse dans ce cas présent) et le gradient de potentiel qui les engendre. Une étude théorique de ces équations de transfert de masse, se trouve compliquée par deux facteurs. D'une part, l'existence de plusieurs constituants, et notamment de l'eau qui nous intéressera ici, formant un milieu hétérogène et polycomposé (solide, liquide, gaz) ; d'autre part, les limites géométriques complexes dans lesquelles se produisent réellement les transferts, imposées par une matrice poreuse déformable. Ces deux particularités conduisent à distinguer trois points de vue.

Le point de vue macroscopique, qui consiste à établir des relations entre les gradients des valeurs moyennes des grandeurs, et les flux moyens. Ceci implique, à priori, la définition de l'espace dans lequel ces moyennes seront prises. Le point de vue microscopique, au contraire examine ce qui se produit à l'intérieur d'un pore individuel. Les relations entre les valeurs microscopiques et les valeurs moyennes, donc observables, sont obtenues par le calcul des moyennes des équations microscopiques dans un espace à définir. Une troisième échelle de description est celle mégascopique qui, à l'échelle du terrain, ajoute au déterminisme macroscopique une composante stochastique afin de prendre en compte la variabilité spatiale du milieu.

Nous avons choisi dans ce chapitre, d'exposer tout d'abord sous la forme la plus simple, les équations fondamentales mises en jeu dans les processus de transfert en milieu poreux déformable. Elles lient les valeurs moyennes de chaque constituant considéré comme un milieu continu. Dans les simplifications apportées, nous avons extrait la part des hypothèses mises en jeu.

Comme pour les milieux à matrice rigide, la connaissance au préalable des relations : conductivité hydraulique - pression - teneur en eau, est souvent indispensable à toute étude quantitative des écoulements dans les milieux susceptibles de se déformer sous l'action des charges mécaniques appliquées et/ou d'interactions eau - matrice. Dans ce cas, deux approches sont possibles pour décrire et modéliser les écoulements dans le but de déterminer la conductivité hydraulique au sens de DARCY : **la description Lagrangienne**, d'usage courant en science du sol et **la description Eulérienne**, proposée ici. Ces deux approches sont dérivées des mêmes principes et sont menées en parallèle afin de pouvoir les comparer. En effet, la description Eulérienne fait appel à une hypothèse sur le comportement du milieu.

Dans le cadre de la Thermodynamique des Processus Reversibles, nous pouvons interpréter correctement l'hypothèse introduite dans l'approche Eulérienne. Ce n'est qu'une interprétation, son caractère empirique restant dominant. Elle concerne le mouvement de la phase solide et son interaction avec la phase liquide. La même conception thermodynamique du milieu nous donne de précieux renseignements sur l'interprétation à faire des mesures de l'état énergétique de l'eau au sein de la matrice poreuse. Ces mesures, ainsi que les concentrations en phase fluide et solide, sont des préalables indispensables à l'analyse physique des transferts.

CHAPITRE 1 CONSIDERATIONS GENERALES SUR LES **ECOULEMENTS EN MILIEU POREUX NON SATURE** **DEFORMABLE.**

1.1 HYPOTHESES FONDAMENTALES

1.1.1 Liste des Hypothèses

Le milieu poreux partiellement saturé, déformable, est classiquement considéré comme un système polyphasique occupant un certain volume dans l'espace. Il est composé d'une phase solide, ou squelette poreux, en mouvement, dans lequel filtrent une ou plusieurs phases liquides et/ou gazeuses.

Dans le cas présent, nous assimilerons le sol à un système à trois phases : solide - liquide (l'eau) - gaz (l'air) ; cependant, une quatrième phase est considéré dans certains cas : l'interface liquide - gaz (FREDLUND et MORGENSTERN, 1977).

Pour notre étude, les hypothèses suivantes seront admises (ANGULO, 1986 ; ANGULO et al., 1986 a ; VAUCLIN, 1987) :

- H1- Milieu homogène et isotrope.
- H2- Phase solide indéformable et chimiquement inerte.
- H3- Phases fluides chimiquement pures.
- H4- Air assimilé à un gaz parfait (et soluble dans l'eau selon la loi de HENRY).
- H5- Absence de sources ou de puits de masse.
- H6- Ecoulements isothermes (température positive) et hydrodynamiquement stables.
- H7- Ecoulements de vapeur d'eau et changement de phase négligés.
- H8- Pertinence du concept de Volume Élémentaire Représentatif (VER), équivalent pour toutes les variables et paramètres d'intérêt.
- H9- Pertinence des hypothèses de validité de la loi de DARCY pour les phases fluides.

L'homogénéité du milieu (hypothèse H1) concerne la distribution des propriétés au sein du milieu assimilée à une fonction de Dirac ; et l'isotropie les considère indépendantes de la direction.

Les hypothèses H2, H3, H4 et H5 nous donnent comme conséquence :

- La phase solide n'est pas dissoute par l'eau.
- Il n'y a pas de production de matière par réaction chimique entre la phase solide et les phases fluides.
- Pas de présence de solutés.

Cette hypothèse n'est pas une restriction aux considérations sur les déformations du sol, que ce soit, le gonflement - retrait en présence de l'eau qui pénètre à l'intérieur des particules (c'est le cas des argiles), ou des déformations qui résultent des déplacements relatifs des grains solides par variation de l'état de contrainte du milieu, de type mécanique ou hydraulique.

Les phénomènes de thermo-migration et de changement de phase ne seront pas pris en compte (H6 et H7). Cependant, pour des milieux très secs, la migration de l'humidité s'effectue sous l'effet de gradients de pression de vapeur qui se développent dans le milieu (DAIAN, 1986).

L'hypothèse H8 sera traitée plus en détail dans le paragraphe 1.1.2, et l'hypothèse H9 dans le paragraphe 1.2.3.

1.1.2 Le Volume Élémentaire Représentatif

Le concept de VER est étroitement lié au concept de milieu continu. En effet, de nombreux travaux traitent du passage rationnel des lois microscopiques à une description macroscopique du milieu, en vue de la modélisation du comportement au laboratoire et au terrain. Les transferts hydriques dans le milieu peuvent être abordés à trois échelles d'observation différentes :

- l'échelle microscopique,
- l'échelle macroscopique, et
- l'échelle mégascopique.

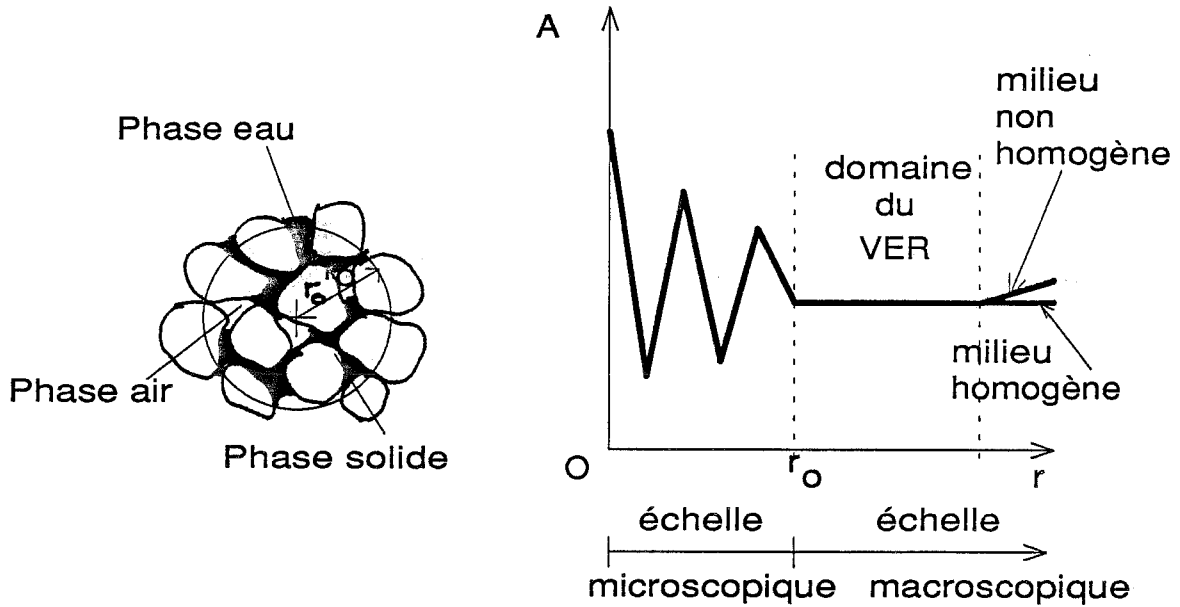
Pour l'échelle microscopique, chaque phase est considérée comme un milieu continu, sans pores ou espaces vides, et le milieu poreux, lui même, est assimilé à un assemblage de milieux continus, où les grandeurs locales présentent généralement de grandes variations. Les phénomènes qui se produisent sont décrits par les lois classiques de la mécanique de fluides et de la thermodynamique (MALVERN, 1969 ; TRUESDELL, 1974).

Lors du passage de l'échelle microscopique à l'échelle macroscopique, il est nécessaire de prendre la moyenne des diverses grandeurs sur un volume à définir. Deux théories différentes rendent compte de ce passage. La première, dite théorie d'homogénéisation, calcule les moyennes des équations microscopiques écrites pour chaque phase (AURIAULT, 1984, 1987 ; BACHMAT et BEAR, 1986 ; BAVEYE et SPOSITO, 1984 ; BEAR et BACHMAT, 1984, 1986 ; BEAR et PINDER, 1983 ; GRAY et O'NEILL, 1976 ; WHITAKER, 1986 a,b,c). Un tel passage est très délicat.

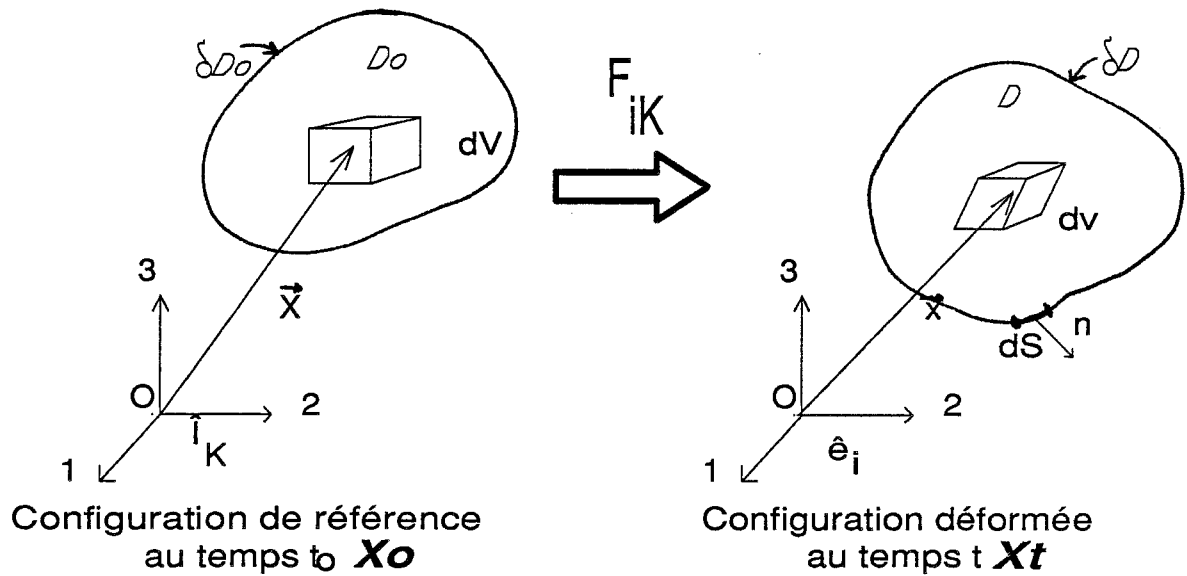
La deuxième théorie, appelée théorie des mélanges, considère le milieu poreux comme un mélange de phases occupant le même espace ; c'est-à-dire, qu'un point dans l'espace est occupé simultanément par chaque constituant. (TRUESDELL et TOUPIN, 1960 ; GUELIN, 1970 ; BOWEN, 1976, 1980, 1982, 1984 ; SCHROEDER et HOEBORN, 1987 ; KANY et HERRMANN, 1987). Les variables intervenant sont celles de la théorie continue des mélanges dans un système thermodynamique, et peuvent être considérées comme des valeurs moyennes ou barycentriques.

L'étude de la moyenne d'une grandeur A , autour d'un point, en fonction de la distance r à ce point, est le critère théorique classique utilisé pour établir la frontière entre les échelles microscopique et macroscopique (fig. 1.1a). La taille du VER est fixée à partir de r_c . Tandis que pour un gaz ou un liquide, elle est de l'ordre de quelques angstroems, pour un sol elle variera de quelques millimètres à quelques centimètres, selon la taille des particules solides.

A l'aide du VER ainsi défini, les lois physiques intervenant seront établies reliant des grandeurs macroscopiques. Les petits accidents, ou écarts, des différentes variables par rapport aux valeurs moyennes sont des sources d'irréversibilité qui permettent d'introduire des effets d'hystérésis ou de mémoire. Les références données ci-dessus, concernant la théorie d'homogénéisation, traitent de ce problème.



(a) - Schématisation du Volume Élémentaire Représentatif (VER)



(b) - VER pour la phase α vu par un observateur placé en O

Figure 1.1 Schéma conceptuel géométrique d'un milieu poreux partiellement saturé.

La troisième échelle de description est l'échelle mégascopique qui, à l'échelle du terrain, ajoute au déterminisme macroscopique une composante stochastique afin de prendre en compte la variabilité spatiale et les incertitudes sur les grandeurs mesurées.

Dans le présent travail, nous nous limiterons exclusivement à l'approche macroscopique de description des phénomènes (Hypothèses H8, §1.1.1) ; nous admettrons un VER équivalent pour toutes les variables et paramètres d'intérêt.

Remarque : En termes pratiques, le VER apparaît étroitement lié à l'instrument de mesure (BAVEYE et SPOSITO, 1984 ; ROUGER, 1988).

1.1.3 Descriptions Eulérienne et Lagrangienne

Dans le cadre de la cinématique des milieux continus, les deux types courants de description sont la description Lagrangienne et la description Eulérienne du mouvement.

A l'instant t_0 , la phase continue α ($\alpha = \text{solide, eau, air}$), occupe le domaine D_0 (de frontière δD_0). Au cours de son évolution, elle occupera, à l'instant t , le domaine D (fig. 1.1 b, configurations X_0 et X_t). Dans ce contexte, l'expression de toute grandeur physique A^α (i.e.: vitesse, déformation, température, contrainte, ... , de la phase α) peut se faire en suivant chaque particule sur sa trajectoire à partir de sa position initiale. Elle est donc représentée par un champ A^α des variables $(X^\alpha_k, t)^{(1)}$ dites variables matérielles ou de Lagrange. Ce champ est défini dans la configuration X_0 . Par contre, si on se place en un point géométrique x , dans la configuration X_t (appelée configuration "déformée") de l'espace, et si l'on considère la succession de particules qui y défilent au cours du temps, la grandeur en cause est représentée par un champ de variables $(x_i, t)^{(1)}$ dites variables géométriques ou de Euler. Dans ce dernier cas, les volumes des phases α occupent la même position x .

(1) Les indices en majuscules seront réservées aux tenseurs matériels et en minuscules aux tenseurs géométriques, de même que X^α et x .

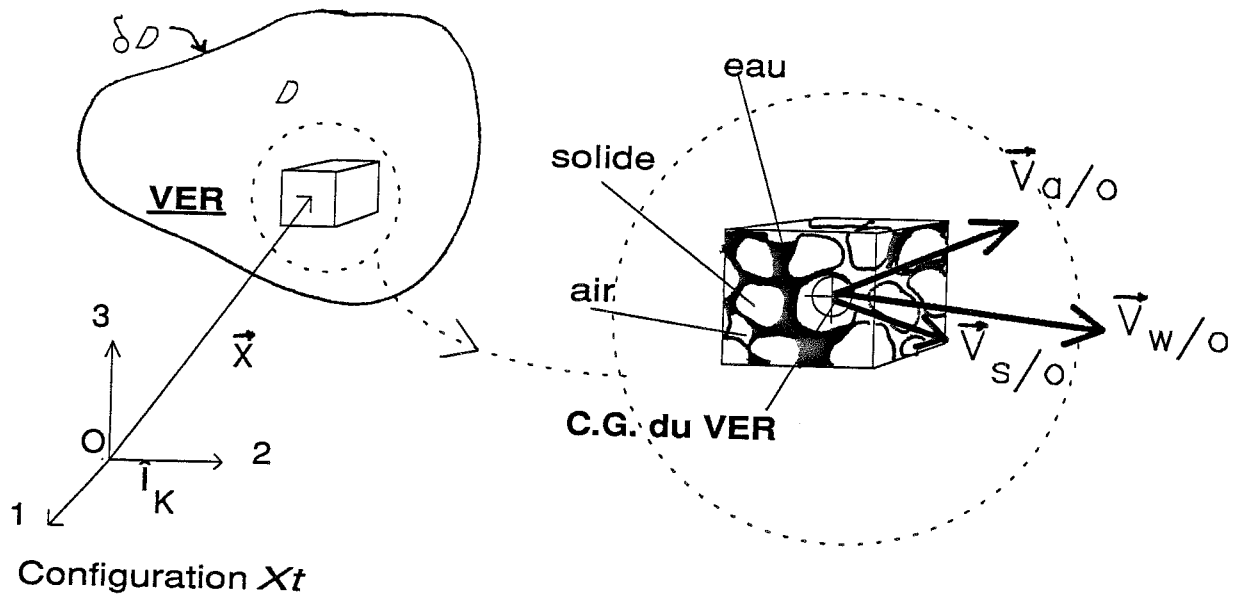


Figure 1.2 Vitesses moyennes pour chaque phase par rapport au repère fixe (O, \hat{e}_i) .

Les coordonnées spatiales et matérielles, dans la configuration déformée X_t , sont liées par :

$$\mathbf{x} = \mathbf{x}(\mathbf{X}^\alpha, t) \quad \text{ou} \quad x_i = x_i(X_K^\alpha, t) \quad i = 1,2,3 \quad K = 1,2,3 \quad (1.1)$$

Le passage d'une configuration à l'autre se fait à l'aide du Tenseur Gradient de Transformation de la phase α , qui d'après les équations de changement de coordonnées

(1.1), peut s'écrire :

$$F_{iK}^\alpha = \partial x_i / \partial X_K^\alpha \quad (1.2)$$

Dans ce cadre de travail, les définitions de masse volumique, pour chacune des phases, peuvent se faire de manière classique (voir Annexe 1). Toutefois, que ce soit dans la théorie d'homogénéisation ou dans la théorie des mélanges, nous ferons la distinction entre masse volumique microscopique ρ_α ($\alpha =$ solide "s", eau "w", air "a") et masse volumique apparente, macroscopique, propre au VER choisi, et qui peut s'exprimer comme le produit de la densité microscopique par la concentration en phase dans le VER.

Les vitesses considérées sont celles du centre de gravité du VER, et schématisent la direction et sens moyens du mouvement de la phase α par rapport à un observateur fixe "O"

(fig.1.2) :

$$v^{\alpha/O}_i = \partial x_i / \partial t \quad (1.3)$$

Ces quelques éléments nous permettrons de présenter, de manière succincte, dans la section 1.2, les équations d'écoulement en milieu poreux non saturé, déformable.

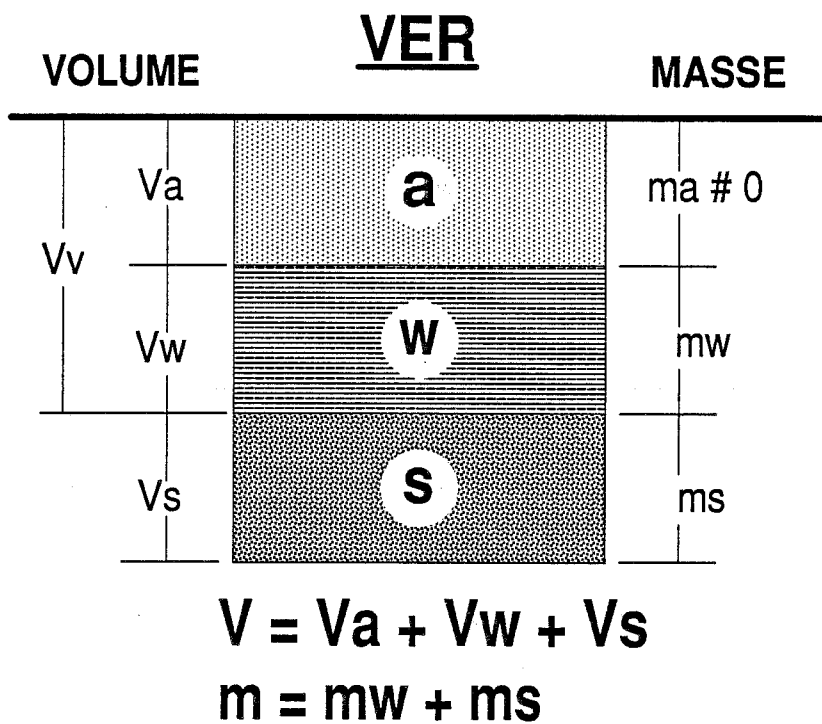


Figure 1.3 Définition des volumes et masses des trois phases constitutives (eau "w", air "a", solide "s"). La masse de la phase air est supposée négligeable ($m_a \cong 0$).

1.1.4 Autres Définitions

Le caractère particulier de la présentation des équations qui sera faite dans la section 1.2, et l'étude expérimentale du chapitre 3, nous amènent à donner ici les principales relations gravimétriques utilisées. Le tableau 1.1 donne, selon les notations de la figure (1.3), la définition de ces variables ; pour certaines, l'unité de référence est le volume total de l'élément, pour d'autres, la masse ou le volume de la phase solide.

Tableau 1.1 Définition des variables⁽¹⁾

Masse volumique sèche	:	$\rho_d = m_s / V = \rho_s \theta_s$
Masse volumique des particules solides	:	$\rho_s = m_s / V_s$
Teneur volumique en eau	:	$\theta_w = V_w / V$
Teneur volumique en solides	:	$\theta_s = V_s / V$
Indice de vides	:	$e = V_v / V = (1 - \theta_s) / \theta_s$
Indice d'humidité	:	$\vartheta = V_w / V_s = \theta_w / \theta_s$
Humidité pondérale	:	$w = m_w / m_s = (\rho_w \theta_w) / (\rho_s \theta_s)$
Volume spécifique solide	:	$v_s = V / m_s = 1 / \rho_d$
Porosité	:	$n = V_v / V = 1 - \theta_s$
Degré de saturation (eau)	:	$S_r = V_w / V_v = \theta_w / (1 - \theta_s)$

(1) Pour la phase air on peut définir les mêmes variables en remplaçant "w" par "a".

1.2 EQUATIONS DE L'ECOULEMENT

1.2.1 Equations de Continuité

1.2.1.1 Forme Eulérienne ou Spatiale

En considérant chaque phase comme un milieu continu dans le VER précédemment défini, on peut facilement établir (voir Annexe 1) la forme spatiale des équations de conservation de la masse :

$$\partial(\rho_w \theta_w) / \partial t + \text{div}(\rho_w \mathbf{q}_{w/o}) = 0 \quad (1.4a)$$

$$\partial(\rho_a(\theta_a + H \theta_w)) / \partial t + \text{div}[\rho_a(\mathbf{q}_{a/o} + H \mathbf{q}_{w/o})] = 0 \quad (1.4b)$$

$$\partial(\rho_s \theta_s) / \partial t + \text{div}(\rho_s \mathbf{q}_{s/o}) = 0 \quad (1.4c)$$

respectivement, pour les phases eau, air et solide. H représente la constante de HENRY de solubilité de l'air dans l'eau. (FREDLUND, 1976 ; LLORET et ALONSO, 1980) et $\rho_s \theta_s = \rho_d$,

la masse volumique sèche (ou masse volumique apparente de la phase solide).

Les flux volumiques, par rapport à un repère fixe, sont définis respectivement par :

$$\mathbf{q}_{w/o} = \theta_w \mathbf{v}_{w/o} \quad (1.5a)$$

$$\mathbf{q}_{a/o} = \theta_a \mathbf{v}_{a/o} \quad (1.5b)$$

$$\mathbf{q}_{s/o} = \theta_s \mathbf{v}_{s/o} \quad (1.5c)$$

où $\mathbf{v}_{\alpha/o}$ est la vitesse de la phase α (eau, air, solide) par rapport à un repère fixe. On

souligne, à nouveau, que les équations (1.4), ainsi que les définitions des flux (1.5), dépendent du système de coordonnées choisi dans la configuration X_t (fig. 1.1).

1.2.1.2 Forme Lagrangienne ou Référentielle

Les équations (1.4) peuvent s'écrire de deux manières différentes : chacune par rapport au mouvement de sa propre phase, ou en exprimant le mouvement des phases fluides par rapport au mouvement de la phase solide.

Considérons, tout d'abord le premier cas, plus simple. Ici, l'observateur placé en O suit le mouvement moyen de chaque phase à partir d'un état de référence X_o^α , propre à la phase α :

$$d(\rho_w \theta_w) / dt \Big|_{X_w} + \rho_w \theta_w \operatorname{div}(\mathbf{v}_{w/o}) = 0 \quad (1.6a)$$

$$d(\rho_a \theta_a) / dt \Big|_{X_a} + d(\rho_a H \theta_w) / dt \Big|_{X_w} + \rho_a \theta_a \operatorname{div}(\mathbf{v}_{a/o}) + \rho_w H \theta_w \operatorname{div}(\mathbf{v}_{w/o}) = 0 \quad (1.6b)$$

$$d(\rho_s \theta_s) / dt \Big|_{X_s} + \rho_s \theta_s \operatorname{div}(\mathbf{v}_{s/o}) = 0 \quad (1.6c)$$

Les dérivées "droites" sont obtenues par "l'opérateur dérivée matérielle", où la vitesse d'entraînement est celle de la phase en question :

$$d \xi / dt \Big|_{X_\alpha} = \partial \xi / \partial t + \mathbf{v}_{\alpha/o} \cdot \operatorname{grad} \xi \quad (1.7)$$

Ainsi, les équations (1.6) sont indépendantes du système de coordonnées, et écrites sous la forme (1.8), ci-dessous, elles montrent bien que la divergence du vecteur vitesse mesure le taux de matière sortant du VER de la phase (VER "Matériel"), comme le taux unitaire de décroissance de la masse volumique macroscopique :

$$\operatorname{div} \mathbf{v}_{\alpha/o} = - (1 / \rho_\alpha \theta_\alpha) d\rho_\alpha / dt \Big|_{X_\alpha} \quad (1.8)$$

Considérons maintenant le deuxième cas des mouvements fluides par rapport à la phase solide. Les vitesses moyennes et flux volumiques de chaque phase (fig. 1.2) peuvent s'écrire :

$$\mathbf{v}_{w/o} = \mathbf{v}_{w/s} + \mathbf{v}_{s/o} \quad \text{soit} \quad \mathbf{q}_{w/o} = \mathbf{q}_{w/s} + \theta_w \mathbf{v}_{s/o} \quad (1.9a)$$

$$\mathbf{v}_{a/o} = \mathbf{v}_{a/s} + \mathbf{v}_{s/o} \quad \text{soit} \quad \mathbf{q}_{a/o} = \mathbf{q}_{a/s} + \theta_a \mathbf{v}_{s/o} \quad (1.9b)$$

A partir des équations (1.4), des équations (1.6) écrites pour la phase solide, et de l'opérateur dérivée matérielle par rapport à cette même phase, on trouve aisément (voir Annexe 1) :

$$\rho_d \frac{d(\rho_w \theta_w)}{dt} \Big|_{X_s} + \operatorname{div} (\rho_w \mathbf{q}_{w/s}) = 0 \quad (1.10a)$$

$$\rho_d \frac{d[\rho_a(\theta_a + H \theta_w)/\rho_d]}{dt} \Big|_{X_s} + \operatorname{div} [\rho_a (\mathbf{q}_{a/s} + H \mathbf{q}_{w/s})] = 0 \quad (1.10b)$$

Ces équations sont celles du bilan de masse, avec comme référence le mouvement de la phase solide. Elles peuvent être réécrites entièrement en coordonnées matérielles par changement des coordonnées spatiales de l'opérateur divergence, à l'aide du tenseur gradient de transformation de la phase solide :

$$\rho_d \frac{d(\rho_w \theta_w / \rho_d)}{dt} \Big|_{X_s} + \operatorname{DIV}_s (\rho_w \mathbf{q}_{w/s}) \mathbf{F}_s^{-1} = 0 \quad (1.11a)^{(1)}$$

$$\rho_d \frac{d[\rho_a(\theta_a + H \theta_w)/\rho_d]}{dt} \Big|_{X_s} + \operatorname{DIV}_s [\rho_a (\mathbf{q}_{a/s} + H \mathbf{q}_{w/s})] \mathbf{F}_s^{-1} = 0 \quad (1.11b)^{(1)}$$

Remarque : Que ce soit sous la forme Eulérienne (1.4) ou Lagrangienne (1.11), les systèmes présentés sont à la base des équations d'écoulement des fluides dans un milieu partiellement saturé, déformable, en trois dimensions et en grandes déformations. Le problème majeur reste la connaissance du gradient de transformation de la phase solide : \mathbf{F}^s .

(1) Par convention : $\operatorname{div} \mathfrak{S} = \partial \mathfrak{S}_i / \partial x_i$; $\operatorname{DIV}_\alpha \mathfrak{S} = \partial \mathfrak{S}_i / \partial X^\alpha_K$

et : $\partial \mathfrak{S}_i / \partial x_i = (\partial \mathfrak{S}_i / \partial X^\alpha_K) (\partial X^\alpha_K / \partial x_i) = (\partial \mathfrak{S}_i / \partial X^\alpha_K) F_{\alpha K i}^{-1}$

1.2.2 Conservation de la Quantité de Mouvement

Autant les considérations sur la conservation de la masse sont simples, autant l'étude de la conservation de la quantité de mouvement d'un milieu poreux déformable est complexe. Dans la recherche théorique d'une équation dynamique pour chaque phase, on se heurte au problème de la façon dont les différentes interactions entre phases et leurs échanges de quantité de mouvement peuvent être considérées.

A partir de la conservation de la quantité de mouvement d'un système polyphasique, de nombreux travaux fondés sur la théorie d'homogénéisation ou sur la théorie des mélanges (AURIAULT, 1984, 1987 ; BACHMAT et BEAR, 1986 ; BAVEYE et SPOSITO, 1984 ; BEAR et BACHMAT, 1984, 1986 ; BEAR et PINDER, 1983 ; GRAY et O'NEILL, 1976 ; WHITAKER, 1986 a,b,c ; BOWEN, 1976, 1980, 1982, 1984 ; GUELIN, 1970 ; KANY et HERRMANN, 1987 ; PASSMAN, 1986 ; RAATS et KLUTE, 1968 a, b, 1969 ; SCHROEDER et HOEBORN, 1987 ; TRUESDELL et TOUPIN, 1960) conduisent à des expressions donnant les flux volumiques d'eau et d'air, lorsque les hypothèses suivantes sont satisfaites :

- a- Nombre de Reynolds petit (écoulements laminaires), afin de négliger les termes convectifs et d'inertie, face aux termes de pression et viscosité (écoulements lents).
- b- Pas de transfert de masse entre les phases.
- c- Fluides Newtoniens.
- d- Milieux isotropes.
- e- La seule force de volume exercée sur les phases est le poids.

A l'échelle macroscopique, les flux volumiques d'eau et d'air, par rapport au mouvement de la phase solide, s'expriment alors par

$$\mathbf{q}_{w/s} = - \lambda_{w/s} [\mathbf{grad} \Psi_w - \rho_w \mathbf{g}] - \rho_a \lambda_{a/w} [\mathbf{grad} \Psi_a - \rho_a \mathbf{g}] \quad (1.12a)$$

$$\mathbf{q}_{a/s} = - \lambda_{a/s} [\mathbf{grad} \Psi_a - \rho_a \mathbf{g}] - \rho_w \lambda_{w/a} [\mathbf{grad} \Psi_w - \rho_w \mathbf{g}] \quad (1.12b)$$

où $\lambda_{\alpha/s}$ sont les tenseurs mobilités des phases eau et air, définis de manière analogue à celle des sols indéformables (TOUMA et VAUCLIN, 1986), mais par rapport à la phase solide ; $\lambda_{a/w}$ et $\lambda_{w/a}$ représentent, respectivement, les mobilités de l'air par rapport à l'eau et de l'eau par rapport à l'air.

Les mobilités, ainsi définies, dépendent de la viscosité dynamique de la phase α , supposée constante, et de la teneur en eau et en solides (ANGULO et al., 1986a). Les Ψ_α sont les potentiels de pression des phases fluides au sein du milieu, et seront traités (du moins pour la phase eau) plus en détail dans la section 1.4.

Si on néglige les vitesses d'entraînement de l'eau par rapport à l'air, et de l'air par rapport à l'eau, ce qui élimine les termes de couplage des écoulements, ($\lambda_{a/w}$ et $\lambda_{w/a}$ négligeables face à $\lambda_{\alpha/s}$) les équations (1.12) s'écrivent respectivement en coordonnées spatiales (éqs. (1.13a et b)) et en coordonnées matérielles par rapport à la phase solide (éqs. (1.13c et d)⁽¹⁾) :

$$\mathbf{q}_{w/s} = - \lambda_{w/s} [\mathbf{grad} \Psi_w - \rho_w \mathbf{g}] \quad (1.13a)$$

$$\mathbf{q}_{a/s} = - \lambda_{a/s} [\mathbf{grad} \Psi_a - \rho_a \mathbf{g}] \quad (1.13b)$$

$$\mathbf{q}_{w/s} = - \lambda_{w/s} [\mathbf{GRAD}_s \Psi_w \mathbf{F}_s^{-1} - \rho_w \mathbf{g}] \quad (1.13c)$$

$$\mathbf{q}_{a/s} = - \lambda_{a/s} [\mathbf{GRAD}_s \Psi_a \mathbf{F}_s^{-1} - \rho_a \mathbf{g}] \quad (1.13d)$$

Les équations (1.13), compte-tenu des restrictions a,b,...e, sont appelées : **LOI DE DARCY GENERALISEE** aux écoulements de fluides immiscibles eau-air dans un milieu poreux non saturé, déformable.

Pour la phase solide, en ne tenant pas compte des termes d'inertie, la conservation de la quantité de mouvement donne :

$$\text{div } \sigma^s + \rho_d \mathbf{g} + \mathbf{p}^s = 0 \quad (1.14)$$

où σ^s est le tenseur de tensions partielles de la phase solide, et \mathbf{p}^s groupe les termes d'échange de quantité de mouvement entre le solide et les fluides environnants. Des équations analogues peuvent s'écrire pour les phases fluides.

(1) Par convention : $\mathbf{grad} \xi = \partial \xi / \partial x_i$; $\mathbf{GRAD}_\alpha \xi = \partial \xi / \partial X^\alpha_K$

et : $\partial \xi / \partial x_i = (\partial \xi / \partial X^\alpha_K) F_{\alpha Ki}^{-1}$

Cependant, il est plus simple de considérer l'équation d'équilibre total du VER, qui, en négligeant les termes d'inertie, s'écrit :

$$\operatorname{div} \sigma + \rho \mathbf{g} = 0 \quad (1.15)$$

où, σ est le tenseur contrainte de Cauchy défini pour le VER, en fonction de sa position \mathbf{x} , dans la configuration déformée X_f , et ρ la masse volumique totale du milieu.

Remarque: Dans l'équation (1.14), que l'on peut écrire pour chacune des trois phases,

on sait que :

i) $\sum_{\alpha} \mathbf{p}^{\alpha} = 0$ $\alpha = \{ s, w, a \}$ dans le VER

ii) $\operatorname{div} \sigma^f = \mathbf{grad} \Psi_f$ $f = \{ w, a \}$

1.2.3 Equations Simplifiées de l'Écoulement

1.2.3.1 Les Simplifications

Les équations de l'écoulement biphasique eau-air dans un milieu poreux déformable s'obtiennent en introduisant la loi de DARCY généralisée (eq. (1.12)) dans les équations de conservation de la masse (eq. (1.11)). Le système qui en découle a été l'objet des études entreprises par R. ANGULO (1986) et M. VAUCLIN (1988). Le but du présent travail étant la caractérisation hydrodynamique et non la modélisation des transferts, cela nous conduit à ne considérer dans cet exposé que les équations simplifiées, utilisées ultérieurement.

a) *Écoulements monodirectionnels et petites déformations.*

Considérons l'écoulement vertical de l'air et de l'eau, ainsi que la déformation monodirectionnelle du sol. Le gradient de transformation pour la phase solide s'écrit alors :

$$\mathbf{F}_s = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & \partial x_3 / \partial X_3^s \end{bmatrix} \quad (1.16)$$

et son déterminant Jacobien :

$$J_s = \det |\mathbf{F}_s| = \partial x_3 / \partial X_3^s = \rho_{do} / \rho_d \quad (1.17)$$

où ρ_{do} est la masse volumique sèche du milieu dans la configuration X_o (à $t = 0$), l'état initial de référence étant défini par la structure de la phase solide.

Une première manière d'appréhender l'état du milieu à $t = 0$ est de considérer une valeur ρ_{do} quelconque dans l'histoire du matériau (McGARRY et MALAFANT, 1987 ; RAATS et KLUTE, 1968 a,b, 1969 ; SPOSITO, 1984 ; SPOSITO et al., 1976). On arrive ainsi à la formulation de la théorie classique de la consolidation (BIOT 1941, 1955 ; TERZAGHI, 1951 ; YONG et WARKENTIN, 1975 ; HEM, 1987) ; comme cela a été montré par R. ANGULO (1986).

L'autre forme de considération de l'état de référence X_o , retenue par la suite, est celle de J.R. PHILIP et D.E. SMILES (PHILIP, 1969, 1975 a,b ; SMILES 1974, 1978, SMILES et HARVEY, 1973, KIRBY et SMILES, 1988). Elle consiste à poser dans l'équation (1.17) :

$$p_{do} = p_s \quad (1.18)$$

Cela revient à considérer le milieu dépourvu de porosité à l'état de référence, ρ_s étant indépendant du temps. L'équation (1.17) devient alors :

$$\partial x_3 / \partial X_3^s = dz / dm = \rho_s / \rho_d \quad (1.19)$$

qui peut s'écrire également :

$$dm / dz = \rho_d / \rho_s = \theta_s \quad (1.20)$$

où, $X_3^s = m$ représente le système de coordonnées matérielles lié à la phase solide, dans la configuration X_o ; et, $x_3 = z$, la direction macroscopique de l'écoulement et de la déformation, par rapport à un observateur fixe dans la configuration déformée X_t (fig. 1.1b).

Dans ce cas, le changement de notations utilisé permet de conserver les notations les plus usuelles des dernières références ci-dessus. En plus, l'équation (1.1) devient :

$$z = z(m, t) \quad (1.21)$$

et donc :

$$dm / dt = q_{s/o} \quad (1.22)$$

b)_ *L'air à la pression atmosphérique.*

En supposant que l'air s'écoule instantanément, les équations d'écoulement de la phase air conduisent à la répartition hydrostatique des pressions (VAUCLIN, 1988). Cette condition doit être vérifiée expérimentalement, car la mise en pression ou dépression de l'air peut avoir des conséquences non négligeables sur l'écoulement de l'eau (TOUMA, 1984).

Néanmoins, cela est justifié, ici, en raison des vitesses très lentes d'écoulement et de déformation, dans un milieu très fin (argile), et à condition de permettre expérimentalement à l'air de s'échapper facilement.

c) *Effet de la pesanteur négligeable.*

Dans les équations (1.13), le terme $\rho_w g$ sera négligé. Pour un matériau très fin, partiellement saturé, les valeurs de potentiel chimique de l'eau sont très élevées (plusieurs centaines de centimètres de colonne d'eau) par rapport aux quelques centimètres de hauteur des échantillons.

Sous ces hypothèses simplificatrices, la loi de Darcy généralisée, équations (1.13), peut s'écrire alors en coordonnées spatiales :

$$q_{w/s} = - K_{w/s} \partial \Psi_w / \partial z \quad (1.23)$$

où $K_{w/s}(\theta_w, \theta_s)$ est la perméabilité, au sens de Darcy, pour le milieu partiellement saturé, déformable.

Dans ces conditions, et en supposant l'eau incompressible et les particules solides indéformables, la forme Eulerienne des équations de continuité (éqs. (1.4a et c)) devient :

$$\partial \theta_w / \partial t = - \partial q_{w/o} / \partial z \quad (1.24a)$$

$$\partial \theta_s / \partial t = - \partial q_{s/o} / \partial z \quad (1.24b)$$

Dans la forme Lagrangienne (éqs. (1.11)), on ne conserve que l'équation correspondante à la phase Eau :

$$\rho_d d[\theta_w / \rho_d] / dt \Big|_m + (\rho_d / \rho_s) \partial q_{w/s} / \partial m = 0 \quad (1.25)$$

soit encore :

$$d[\theta_w / \theta_s] / dt \Big|_m = - \partial q_{w/s} / \partial m \quad (1.26)$$

Cette dernière équation est semblable à l'équation de J.R. PHILIP (1969) avec comme variable l'indice d'humidité, $\vartheta = \theta_w / \theta_s$.

1.2.3.2 Description Eulérienne des Transferts

Dans l'hypothèse où l'écoulement de l'air est instantané, les mouvements des phases solide et liquide sont modélisés, à l'échelle macroscopique, par les deux équations de continuité (1.24). Les flux volumiques sont définis par rapport à un référentiel fixe : celui de l'observateur (l'axe vertical Oz est orienté positivement vers le bas). Ces flux sont liés par la loi de composition de vitesses dérivée des équations (1.5) et (1.9) :

$$q_{w/o} = q_{w/s} + q_{s/o} \theta_w / \theta_s \quad (1.27)$$

Le flux d'eau, $q_{w/s}$, est donné par la loi de DARCY (éq. (1.23)).

L'observateur placé en O (fig. 1.1), qui suit séparément le flux de particules solides, $q_{s/o}$, et le mouvement de la phase liquide, $q_{w/o}$, est en mesure de les décrire par des lois phénoménologiques de transport de la matière, du type :

$$q_{w/o} = - K_{w/o} \partial \Psi_w / \partial z \quad (1.28a)$$

$$q_{s/o} = - K_{s/o} \partial \Psi_s / \partial z \quad (1.28b)$$

Ψ_w est le potentiel de pression de la phase liquide, intervenant également dans la loi de DARCY, équation (1.23). Par analogie à la loi de DARCY, $K_{w/o}$, supposé fonction de θ_w , est la conductivité hydraulique apparente du milieu, car elle est liée au repère choisi. Elle correspond la perméabilité de DARCY, dans l'équation (1.23), lorsque le milieu est indéformable ($q_{s/o} = 0$).

Dans la description du flux de particules solides, Ψ_s est le potentiel de pression interne, dont le gradient est le responsable du mouvement de ces particules, lors du développement de l'écoulement fluide. Il dépend de la teneur volumique en solides, θ_s (ou de l'indice de vides, e , comme le supposent YONG et WARKENTIN (1975)). Ce potentiel solide correspond, par exemple, au potentiel de gonflement lorsque la contrainte appliquée au milieu est nulle (si le sol est saturé : $\Psi_s = - \Psi_w$; PHILIP, 1969 ; GROENEVELT et BOLT, 1972). Dans ce cas, Ψ_s a le même sens que la contrainte effective en génie civil ou que la pression sur des solides compressibles en génie chimique (KIRBY et SMILES, 1988).

Le coefficient $K_{s/o}$, est un coefficient de transport, qui dépend de θ_s ; et, par analogie avec la loi de DARCY, il sera appelé conductivité solide apparente. De même que $K_{w/o}$, $K_{s/o}$ est lié au repère de l'observateur.

Les équations (1.28) peuvent se décomposer comme suit :

$$q_{w/o} = - K_{w/o} (\partial \Psi_w / \partial \theta_w) (\partial \theta_w / \partial z) \quad (1.29a)$$

$$q_{s/o} = - K_{s/o} (\partial \Psi_s / \partial \theta_s) (\partial \theta_s / \partial z) \quad (1.29b)$$

Les équations (1.29) suggèrent l'introduction du concept analogue à la diffusivité capillaire pour les sols indéformables, en considérant :

$$D_{w/o} = K_{w/o} \partial \Psi_w / \partial \theta_w \quad (1.30a)$$

$$D_{s/o} = K_{s/o} \partial \Psi_s / \partial \theta_s \quad (1.30b)$$

où $D_{w/o}$ et $D_{s/o}$ sont les diffusivités apparentes des phases liquide et solide, par rapport à l'observateur. Elles dépendent, respectivement, de θ_w et θ_s .

L'introduction des équations (1.30) et (1.29) dans (1.24) conduit à :

$$\partial \theta_w / \partial t = \partial \{ D_{w/o} \partial \theta_w / \partial z \} / \partial z \quad (1.31a)$$

$$\partial \theta_s / \partial t = \partial \{ D_{s/o} \partial \theta_s / \partial z \} / \partial z \quad (1.31b)$$

Ces deux équations sont du type diffusion non linéaire, analogues à l'équation de FOKKER-PLANK, classiquement utilisée pour décrire l'écoulement en milieu partiellement saturé, mais indéformable. Toutes les solutions d'une équation de ce type peuvent donc lui être appliquées (VAUCLIN, 1985 ; VAUCLIN et HAVERKAMP, 1985 a,b).

1.2.3.3 Description Lagrangienne du Transfert Hydrique

Le flux monodirectionnel d'eau est décrit en combinant la loi de DARCY (1.23) avec l'équation de continuité (1.26). Tout d'abord, écrivons la loi de DARCY en termes des coordonnées matérielles. L'équation (1.13c), avec les simplifications apportées au point 1.2.3.1, deviennent :

$$q_{w/s} = - K_{w/s} \theta_s \partial \Psi_w / \partial m \quad (1.32)$$

Cette équation peut-être décomposée comme suit :

$$q_{w/s} = - K_{w/s} \theta_s \left(\partial \Psi_w / \partial \vartheta \right) \left(\partial \vartheta / \partial m \right) \quad (1.33)$$

où l'on reconnaît le Coefficient de Diffusivité Matérielle (PHILIP, 1969), défini par :

$$D_m = K_{w/s} \theta_s \partial \Psi_w / \partial \vartheta \quad (1.34)$$

et qui peut s'exprimer en termes d'indice de vides et d'humidité (1.35a) (notations originales de PHILIP, 1969), mais qu'il convient d'écrire en termes de teneurs volumiques en eau et en solides (ANGULO et al., 1989) (1.35b) :

$$D_m = K_{w/s} \left(\partial \Psi_w / \partial \theta_w \right) \left[1 + e - \vartheta de/d\vartheta \right] (1 + e)^{-3} \quad (1.35a)$$

$$D_m = K_{w/s} \left(\partial \Psi_w / \partial \theta_w \right) \theta_s^2 \left[1 - (\theta_w / \theta_s) \left(d\theta_s / d\theta_w \right) \right]^{-1} \quad (1.35b)$$

où l'on considère les relations $e(\vartheta)$ et $\theta_s(\theta_w)$. La loi de DARCY s'écrit, alors :

$$q_{w/s} = - D_m \partial \vartheta / \partial m \quad (1.36)$$

Avec l'indice d'humidité comme variable descriptive de l'état hydrique du milieu, la combinaison des équations (1.26) et (1.36) conduit à l'équation d'écoulement de l'eau en coordonnées matérielles :

$$d\vartheta / dt \Big|_m = \partial \{ D_m \partial \vartheta / \partial m \} / \partial m \quad (1.37)$$

L'équation de diffusion précédente, formellement analogue à (1.31a), est du même type que l'équation de FOKKER-PLANK, classiquement utilisée pour les milieux indéformables. Toutes les solutions d'une équation de ce type peuvent lui être appliquées (VAUCLIN, 1985 ; VAUCLIN et HAVERKAMP, 1985 a,b).

Remarque : L'annexe 2 présente la manière de calculer les coordonnées matérielles m .

1.2.3.4 Variables et Paramètres de l'Écoulement

L'étude du mouvement de l'eau dans un milieu poreux partiellement saturé, dans sa forme simplifiée, conduit à définir les principales variables et paramètres décrivant son état hydrique et de déformation. Ainsi, le tableau 1.2 les résume dans le cas de l'approche Eulérienne (éqs. (1.29), (1.30), (1.31)), et le tableau 1.3 pour l'approche Lagrangienne (éqs. (1.33), (1.35), (1.37)).

Tableau 1.2 Variables et paramètres utilisés dans la description eulérienne simplifiée

VARIABLES	PARAMETRES
θ_w	$K_{w/o}$
θ_s ou ρ_d	$D_{w/o}$
Ψ_w	$K_{s/o}$
Ψ_s	$D_{s/o}$

Tableau 1.3 Variables et paramètres utilisés dans la description lagrangienne simplifiée

VARIABLES	PARAMETRES
$\vartheta = \theta_w / \theta_s$	D_m
Ψ_w	$K_{w/s}$

1.2.4 Bilan de Volume

Sur le chemin de déformation suivi par le milieu, on peut écrire :

$$n = 1 - \theta_s = \theta_a + (1 + H) \theta_w \quad (1.38)$$

où, n désigne la porosité (voir Tableau 1.1). Cette dernière est constante lorsque le milieu est indéformable.

Sous cette forme, l'équation (1.38) prend en compte l'air en solution (FREDLUND, 1976 ; LLORET et ALONSO, 1980, 1981 ; NARASIMHAM, 1978, 1979, 1982).

1.3 PRINCIPES DE DETERMINATION DE LA CONDUCTIVITE HYDRAULIQUE

1.3.1 Approche Eulérienne

Les équations (1.27) et (1.31) décrivent le mouvement de l'eau et du solide par rapport à un observateur fixe. Les paramètres $K_{w/o}$ et $D_{w/o}$ (fonctions de θ_w), $K_{s/o}$ et $D_{s/o}$ (fonctions de θ_s) sont des coefficients de transfert qui dépendent du choix du repère. La propriété d'intérêt majeur dans notre étude, est la conductivité hydraulique au sens de DARCY, indépendante de l'observateur.

Pour sa détermination, introduisons une hypothèse liant les potentiels des phase fluide et solide (YONG, 1973 ; NAKANO et al., 1986) :

$$\partial \Psi_s / \partial z = - v \partial \Psi_w / \partial z \quad 0 \leq v \leq 1 \quad (1.39)$$

où, v est un paramètre empirique, égal à l'unité lorsque le milieu est saturé. Dans la section 1.4, nous reviendrons sur cette hypothèse.

A partir de l'équation (1.27) nous pouvons établir une relation entre les conductivités hydrauliques apparente et de DARCY :

$$K_{w/o} = K_{w/s} - K_{s/o} v \theta_w / \theta_s \quad (1.40)$$

La définition des diffusivités apparentes (éq. (1.30)) conduit à :

$$D_{s/o} / D_{w/o} = - (K_{s/o} / K_{w/o}) v d\theta_s / d\theta_w \quad (1.41)$$

et, l'élimination du produit $v K_{s/o}$ entre les équations (1.40) et (1.41) amène finalement à :

$$K_{w/s} = K_{w/o} \left\{ 1 - (\theta_w / \theta_s) (D_{s/o} / D_{w/o}) d\theta_s / d\theta_w \right\} \quad (1.42)$$

La relation (1.42) fournit donc la conductivité hydraulique, au sens de DARCY, dès lors que la courbe $\theta_s(\theta_w)$ et les paramètres apparents : $D_{w/o}$, $D_{s/o}$ et $K_{w/o}$ sont connus, ou accessibles indirectement à la connaissance. $D_{w/o}$ et $D_{s/o}$ peuvent être obtenus par résolution des équations (1.31) pour des conditions initiales et aux limites données, et $K_{w/o}$ par l'équation (1.30), ce qui impose, en plus la connaissance de la courbe de rétention d'eau du milieu : $\Psi_w(\theta_w)$.

1.3.2 Approche Lagrangienne

Les équations (1.32) et (1.37) décrivent le transfert d'eau, par rapport à la phase solide, dans un milieu poreux déformable. Elles montrent que $K_{w/s}$ peut être obtenu à partir des mêmes données de base que dans l'approche eulérienne (voir § 1.3.1) : c'est à dire les relations $\theta_s(\theta_w)$ et $\Psi_w(\theta_w)$, auxquelles s'ajoute la diffusivité matérielle $D_m(\vartheta)$ qui peut être obtenue par la résolution de l'équation de diffusion (1.37).

En effet, pour des conditions spécifiques : initiales (profil uniforme, $\vartheta(z,0) = \vartheta_0$) et aux limites (condition de Dirichlet, $\vartheta(0,t) = \vartheta_1$), imposées à l'une des faces du milieu poreux, l'utilisation de la variable de Boltzmann, ξ_m :

$$\xi_m = m t^{1/2} \quad (1.43)$$

conduit à transformer l'équation (1.37) en une équation différentielle ordinaire, dont l'intégration, sur le segment $[\vartheta_0, \vartheta_1]$ conduit à (VAUCLIN et HAVERKAMP, 1985a, b ;

YONG et WARKENTIN, 1975) :

$$D_m(\vartheta) = - (1/2) (d\xi_m / d\vartheta) \int_{\vartheta_0}^{\vartheta} \xi_m d\vartheta \quad (1.44)$$

On notera que le mode de description lagrangienne du transfert d'eau, contrairement au précédent (§ 1.3.1), ne nécessite, évidemment, aucune hypothèse sur la nature du transfert de la phase solide. Les valeurs de la conductivité hydraulique, $K_{w/s}$, obtenues à partir de l'équation (1.35b) peuvent donc être utilisées comme références dans la comparaison avec celles prédites par l'équation (1.42) (§ 1.3.1), afin d'apprécier la pertinence des hypothèses (1.28) et (1.39) introduites dans l'approche eulérienne.

Remarque : Le calcul de la perméabilité au sens de DARCY, selon l'approche lagrangienne, est alors effectué à partir de l'équation (1.35b) :

$$K_{w/s} = D_m [1 - (\theta_w / \theta_s) (d\theta_s / d\theta_w)] / [(\partial\Psi_w / \partial\theta_w) \theta_s^2]$$

1.4 POTENTIEL DE L'EAU DANS UN MILIEU POREUX DEFORMABLE

1.4.1 Approche Thermodynamique du Problème

Comme il a été mentionné dans la section (1.3), outre la connaissance de la relation $\theta_s(\theta_w)$ (ou $e(\theta)$), à une coordonnée z donnée, la détermination de la relation $\Psi_w(\theta_w)$, à la même cote, est nécessaire pour accéder à la perméabilité au sens de DARCY, du milieu. L'étude et la mesure de l'énergie de liaison de l'eau au sein de la matrice poreuse permettent d'y accéder.

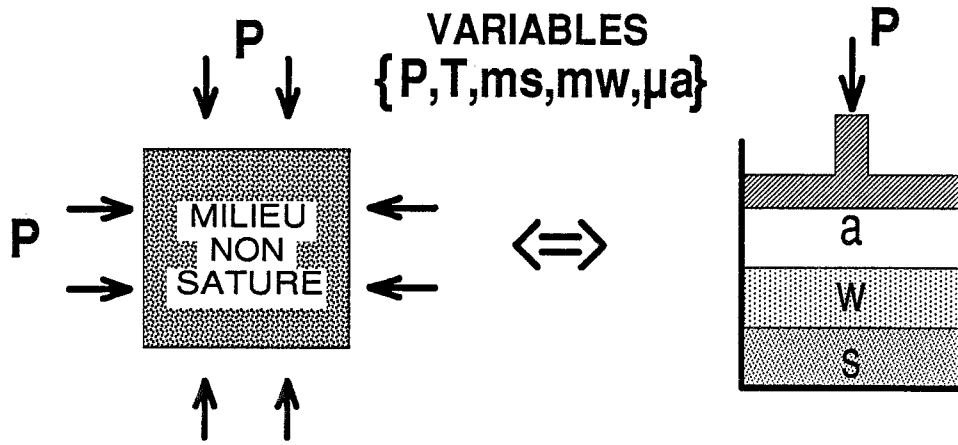
Les équations différentielles décrivant la distribution verticale de l'eau dans un milieu susceptible de se déformer ont été dérivées par deux méthodes : l'une purement mécanique (PHILIP, 1969, 1970) et une autre fondée exclusivement sur des principes thermodynamiques (SPOSITO, 1972, 1973). Le rapprochement de ces deux approches aide à la compréhension de l'hypothèse donnée par la relation (1.39) (§ 1.3.1). Nous présenterons, ici, l'approche thermodynamique, qui permet une interprétation plus rigoureuse et plus simple du potentiel énergétique de l'eau dans un milieu susceptible de se déformer. Pour ce faire, nous considérons comme système thermodynamique le VER défini au paragraphe 1.1.2 et schématisé dans la figure (1.4a). Il est placé dans le cadre de l'équilibre thermodynamique des processus réversibles, quasi statiques, où les effets d'hystérésis ne sont pas pris en compte.

Le potentiel total de l'eau dans le milieu, μ_{wg} , peut s'exprimer comme la somme du potentiel chimique, μ_w , que l'on cherche à déterminer, et du potentiel gravitaire :

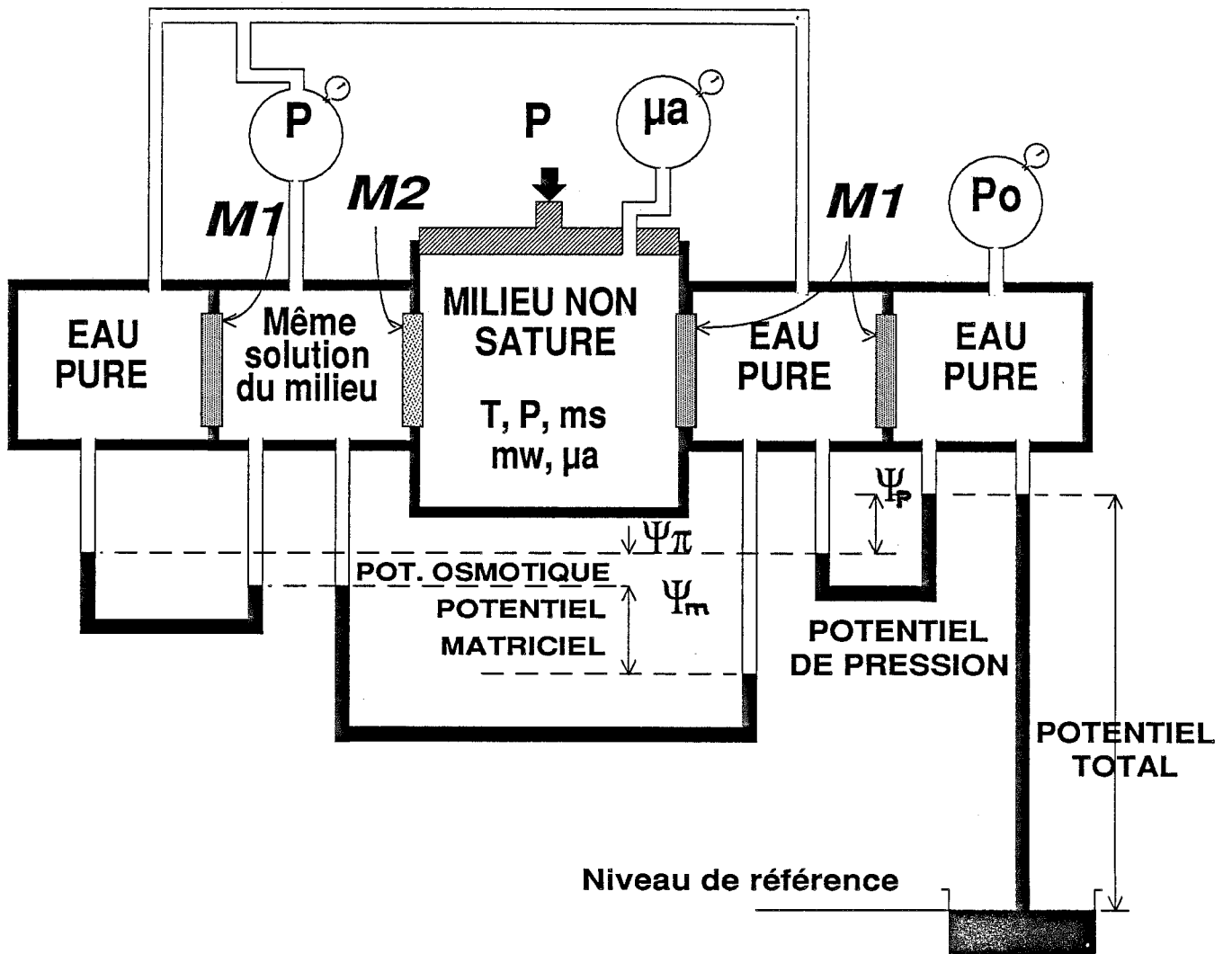
$$\mu_{wg} = \mu_w - \rho_w g z \quad (1.45)$$

L'eau se déplace dans le sol grâce au gradient de ce potentiel total. Les effets gravitaires ayant été négligés (§ 1.2.3), le potentiel de l'eau recherché est :

$$\Psi_w = \mu_w - \mu_w^0 \quad (1.46)$$



(a) - Système thermodynamique



(b) - Potentiels partiels de l'eau

Figure 1.4 Etat énergétique de l'eau dans un milieu poreux partiellement saturé déformable.

lorsque la valeur du potentiel chimique de l'eau dans le milieu, μ_w , est défini par rapport à un état de référence, μ_w^0 , pris généralement comme celui de l'eau libre à la pression atmosphérique, à concentration en solutés et température données (HILLEL, 1974).

Concentrons nous, en premier lieu, sur le potentiel chimique de l'eau dans le milieu poreux partiellement saturé. L'équation d'état qui le définit est :

$$\mu_w = \mu_w (T, P, m_s, m_w, \mu_a) \quad (1.47)$$

où, en accord avec G. SPOSITO (1972, 1973, 1975b, 1981), les variables indépendantes, thermodynamiquement admissibles (valeurs macroscopiques accessibles ou contrôlables par des mesures en laboratoire) sont :

- T, température absolue du système,
- P, pression appliquée,
- m_s, m_w masses des phases solide et liquide respectivement, et
- μ_a , potentiel chimique de l'air.

Sous forme différentielle, l'équation (1.47) s'écrit :

$$\begin{aligned} d\mu_w = & \frac{\partial \mu_w}{\partial T (P, m_s, m_w, \mu_a)} dT + \frac{\partial \mu_w}{\partial P (T, m_s, m_w, \mu_a)} dP \\ & + \frac{\partial \mu_w}{\partial m_s (T, P, m_w, \mu_a)} dm_s + \frac{\partial \mu_w}{\partial m_w (T, P, m_s, \mu_a)} dm_w \\ & + \frac{\partial \mu_w}{\partial \mu_a (T, P, m_s, m_w)} d\mu_a \end{aligned} \quad (1.48)$$

Les indices des coefficients indiquent les termes maintenus constants. Cela est très important pour la détermination, en laboratoire, des différentes dérivées partielles. En se fondant sur le potentiel de GROENEVELT et PARLANGE (1974), et à l'aide des relations de MAXWEEL, G. SPOSITO (1981) les calcule et obtient :

$$\partial\mu_w / \partial T = \partial S / \partial m_w = - \bar{S}_w \quad (1.49a)$$

$$\partial\mu_w / \partial P = \partial V / \partial m_w = \bar{V}_w \text{ avec } \bar{V}_w = \partial e / \partial \vartheta \text{ si } \partial V_w / \partial m_w \approx 1 \quad (1.49b)$$

$$(\partial\mu_w / \partial m_s) dm_s + (\partial\mu_w / \partial m_w) dm_w = (\partial\mu_{ws} / \partial w) dw \quad (1.49c)$$

si $\partial\mu_{ws} / \partial w$ est une fonction de w

$$\partial\mu_w / \partial P_a = (\rho_w^{-1} - \bar{V}_w) dP_a \text{ (air, gaz parfait)} \quad (1.49d)$$

où, \bar{S}_w est l'entropie spécifique de l'eau dans le milieu,
 \bar{V}_w la pente de la courbe de retrait-gonflement,
 μ_{ws} potentiel chimique de l'eau dans le milieu dû à la présence de la phase solide,
 w teneur massique en eau (humidité pondérale),
 P_a pression de pore de la phase air.

L'unité de mesure de μ_w correspond à une "énergie par unité de masse" ($J Kg^{-1}$), mais d'autres unités sont utilisées, souvent par commodité d'emploi :

$\rho_{w0} \mu_w$	pression de l'eau	($J m^{-3} = N m^{-2} = Pa$)
μ_w / g	hauteur de liquide	($J s^2 Kg^{-1} m^{-1} = mCE$)

où, ρ_{w0} est la masse volumique de l'eau à l'état de référence, et mCE = mètre de colonne d'eau.

Compte-tenu des équations (1.49), l'équation (1.48) s'écrit alors :

$$d\mu_w = - \bar{S}_w dT + \bar{V}_w dP + (\partial\mu_{ws} / \partial w)_{(T,P,\mu_a)} dw + (\rho_w^{-1} - \bar{V}_w) dP_a \quad (1.50)$$

Alors que le premier terme de droite (éq. (1.50)) représente la contribution au potentiel des effets thermiques, qui sont négligés par la suite, les autres termes représentent respectivement :

- a. la contribution de la pression appliquée :
- b. la contribution de l'humidité
- c. la contribution de la pression de l'air

soit :

$$d\Psi_p = \bar{V}_w dP \quad (1.51a)$$

$$d\Psi_m = (\partial\mu_{ws} / \partial w)_{(T,P,\mu_a)} dw \quad (1.51b)$$

$$d\Psi_n = (\rho_w^{-1} - \bar{V}_w) dP_a \quad (1.51c)$$

Elles correspondent, respectivement, aux potentiels de **pression** (Ψ_p), **matriciel** (Ψ_m) et **pneumatique** (Ψ_n) (HILLEL, 1974 ; YONG et WARKENTIN, 1975).

Remarque : Dans l'équation (1.47), en plus des variables déjà utilisées, nous pouvons considérer les masses des solutés présents dans l'eau. Dans ce cas, leur contribution au potentiel total de l'eau serait défini comme le potentiel osmotique de l'eau dans le milieu (Ψ_π , figure (1.4b))

La figure (1.4b) schématise l'état de pression de l'eau dans le milieu. Les membranes, M_i , sont indéformables, imperméables à l'air et aux solides. De plus, M_1 est perméable à l'eau pure et imperméable aux solutés ; M_2 est perméable à l'eau et aux solutés.

En absence de solutés, et en supposant l'air à la pression atmosphérique ($dP_a = 0$) et l'isothermie du système ($dT = 0$), la différentielle totale du potentiel chimique-gravitaire de l'eau (éq. (1.50)) devient (en unité d'énergie par unité de masse ($J Kg^{-1}$)) :

$$d\mu_{wg} = \bar{V}_w dP + (\partial\mu_{ws} / \partial w)_{(T,P,\mu_a)} dw - g dz \quad (1.52)$$

C'est sous cette forme simplifiée que nous allons interpréter le potentiel total de l'eau.

En exprimant la variation de pression appliquée sous la forme :

$$dP = dP_e + \rho g dz \quad (1.53)$$

où, dP_e est l'incrément de charge extérieure appliquée et ρ la masse volumique totale du milieu, l'équation (1.52) devient :

$$d\mu_{wg} = \bar{V}_w dP_e + (\partial\Psi_m / \partial w) dw - g(\rho \bar{V}_w - 1) dz \quad (1.54)$$

dans laquelle on a posé :

$$(\partial\mu_{ws} / \partial w)_{(T,P,\mu_a)} = \partial\Psi_m / \partial w \quad (1.55)$$

L'équation (1.55) représente la pente de la courbe de rétention d'eau du milieu définie pour un état donné en température, pression appliquée et pression d'air.

L'intégration de l'équation (1.54) sera utilisée pour interpréter les mesures de potentiel faites au laboratoire (§ 1.4.4, ci-dessous).

1.4.2 Profil Hydrique à l'Equilibre

Dans le paragraphe 1.4.1, moyennant quelques hypothèses, nous avons établi une équation différentielle pour le calcul du potentiel chimique-gravitaire de l'eau dans un milieu susceptible de se déformer (éq. (1.54)). Si la charge extérieure reste constante ($dP_e = 0$), la condition d'équilibre s'écrit :

$$d\mu_{wg} = 0 \quad (1.56)$$

ce qui conduit à :

$$dw / dz = [1 - \rho \bar{V}_w] g / (\partial \Psi_m / \partial w) \quad (1.57)$$

Ψ_m étant exprimé en unité d'énergie par unité de masse.

L'équation (1.57) constitue la généralisation, aux milieux déformables partiellement saturés, de l'équation de BUCKINGHAM (1907, dans YONG et WARKENTIN, 1975) du potentiel capillaire du sol. Elle définit la distribution spatiale de l'humidité à l'équilibre.

Bien que l'expression (1.57) ne soit pas directement liée à la méthode de caractérisation développée dans le cadre de ce travail, elle nous sera très utile pour la compréhension des formes des profils d'équilibre, ainsi que des sens d'écoulement dans le milieu. En effet, selon le signe de $(1 - \rho \bar{V}_w)$, le profil d'humidité peut croître, être constant, ou décroître avec la profondeur z . De même, le sens de l'écoulement dépend de l'importance relative des termes $(1 - \rho \bar{V}_w)$ et $\partial \Psi_w / \partial w$.

Selon la classification de J.R. PHILIP (1969), reprise par G. SPOSITO (1975a), on distingue trois profils-type d'équilibre :

CAS 1- $\rho > \bar{V}_w^{-1}$ soit $dw/dz < 0$

L'humidité diminue avec la profondeur (z orienté vers le bas). Cela correspond au profil dit "HYDRIC" de PHILIP : plus humide à la surface.

CAS 2- $\rho = \bar{V}_w^{-1}$ soit $dw/dz = 0$

L'humidité est constante, dans le profil appelé "PYCNOTATIC". Il correspondrait à un certain état de ρ maximum. (PHILIP, 1969)

CAS 3- $\rho < \bar{V}_w^{-1}$ soit $dw/dz > 0$

L'humidité croît avec la profondeur ; le profil correspondant est appelé "XERIC" : plus sec à la surface.

Pour un milieu indéformable, $\bar{V}_w \equiv 0$, l'équation (1.57) conduit à un profil d'humidité correspondant à la distribution hydrostatique de la pression.

1.4.3 Condition de Stabilité en Milieu Poreux Déformable

Le potentiel total de l'eau dans le sol, équation (1.52), montre comment, à l'équilibre, une variation de l'état hydrique du milieu se traduit par une variation de sa masse volumique sèche, provoquant ainsi un mouvement de la phase solide. Le même raisonnement peut être appliqué lorsque l'on fait varier l'état de contraintes (pression appliquée). Une variation de la pression appliquée produit alors des variations de masse volumique sèche et une redistribution de l'eau dans le milieu. Dans l'équation (1.52), les variables intervenantes sont : la pression appliquée P , l'humidité w et la cote z par rapport à un niveau de référence. A l'aide de cette équation, nous pouvons imaginer un processus thermodynamique qui conduit le système de l'état initial, défini par (P^0, w^0) , à un état final, défini par (P, w) , lorsque z reste constante :

$$\begin{array}{ccc} \underline{\text{ETAT INITIAL}} & & \underline{\text{ETAT FINAL}} \\ (P^0, w^0) & \text{---->} & (P, w^0) \text{ ---->} (P, w) \end{array} \quad (1.58)$$

A partir de ce chemin imaginaire, nous retrouvons la définition expérimentale de la pression de gonflement pour la phase solide donnée par YONG et WARKENTIN (1975) :

$$P_s \equiv P - P^0 \quad (1.59)$$

ainsi que celle du potentiel de pression de gonflement associé, analogue au potentiel de pression défini par l'équation (1.51a) :

$$\bar{V}_w dP_s = - (\partial\mu_{ws} / \partial w)_{(T,P,\mu_a)} dw = - d\Psi_m \quad (1.60)$$

Le potentiel de pression, défini par l'équation (1.60), égal et de signe opposé au potentiel matriciel, représente (à l'équilibre et en l'absence du terme gravitaire soit $d\mu_{wg} = 0$, éq. (1.52)), l'action et la réaction entre les phases solide et liquide (l'effet de la phase air étant négligé). Cette équation n'a de sens que lorsque l'on place l'eau dans le milieu déformable. Ce phénomène peut se schématiser par l'effet qu'exercent, sur la matrice poreuse, les forces capillaires lorsque le rayon de pores varie (gonflement-retrait).

Pour un milieu à matrice poreuse rigide ($\bar{V}_w = 0$), l'équation (1.60) perd son sens, le potentiel de l'eau étant, tout simplement, le potentiel matriciel (éq. (1.51b)).

Pour un milieu à matrice poreuse déformable, deux cas sont possibles dans le processus (1.58). Soit le milieu n'est soumis à aucune variation de pression appliquée, soit la masse d'eau dans le système est constante et c'est la pression qui varie. G. SPOSITO (1973) en fait état en accord avec la définition du potentiel solide (éq. (1.60)).

Dans le premier cas ($dP = 0$), la pression de gonflement (éqs. (1.52) et (1.60)) est donnée, en l'absence du potentiel gravitaire, par :

$$dP_s = -\bar{V}_w^{-1} d\mu_w \quad (1.61)$$

Dans le deuxième cas ($dm_w = 0$ ou $dw = 0$), le potentiel total de l'eau (éq. (1.52)) devient, en l'absence du potentiel gravitaire :

$$d\mu_w = \bar{V}_w dP \quad (1.62)$$

Les deux équations, (1.61) et (1.62), permettent deux interprétations du phénomène couplé écoulement-déformation. La première, en l'absence d'une variation de pression, considère les déformations de la matrice induites par les variations de potentiel de l'eau ; la seconde considère l'écoulement de l'eau en absence des variations d'humidité, par les variations de la pression extérieure appliquée.

En résumé, pour un processus type, comme celui schématisé par (1.58), le potentiel total de l'eau sera :

$$d\mu_w = \bar{V}_w dP + (\partial\mu_{ws} / \partial w)_{(T,P,\mu_a)} dw \quad (1.63a)$$

$$d\mu_w = \bar{V}_w dP - \bar{V}_w dP_s = \bar{V}_w (dP - dP_s) \quad (1.63b)$$

L'équation (1.63b) peut se ramener facilement au principe de contrainte effective de la mécanique des sols saturés (TERZAGHI, 1951 ; LAMBE et WITHMAN, 1969).

Le premier terme de l'équation (1.63a), est la surpression à laquelle est soumis le milieu (éq. (1.51a)). D'après (1.58), elle peut se calculer par :

$$\Psi_p(P) = \int_0^P (\partial V / \partial m_w)_{(T,P,ms,\mu a)} dP = \int_0^P (\partial e / \partial \vartheta)_{(T,P,ms,\mu a)} dP \quad (1.64a)$$

Le terme $\partial V / \partial m_w$ (ou $\partial e / \partial \vartheta$) (voir éq. (1.49b)) représente la pente de la courbe de retrait-gonflement lorsque l'eau est incompressible. Il dépend de la pression P et donc de z.

Si pour le processus thermodynamique (1.58), on admet la proportionnalité entre le potentiel de pression, $\Psi_p(P)$, et la pression du système, P :

$$\Psi_p(P) = \alpha P \quad (1.64b)$$

soit :

$$\alpha = P^{-1} \int_0^P (\partial V / \partial m_w)_{(T,P,ms,\mu a)} dP = P^{-1} \int_0^P (\partial e / \partial \vartheta)_{(T,P,ms,\mu a)} dP \quad (1.64c)$$

le rapprochement entre les équations (1.61) et (1.62) (ou (1.63)), et l'hypothèse introduite dans l'approche eulérienne (équation (1.39), § 1.3.1) est maintenant évident. Le paramètre ν a le même sens que α (à la cote z). Un point reste moins clair à présent, c'est sa dépendance avec z. Cependant, cette hypothèse constitue la condition de stabilité du milieu (PHILIP, 1970 ; GROENEVELT et BOLT, 1972 ; SPOSITO, 1973).

La différence entre les notations adoptées dans les sections 1.3 et 1.4, du présent travail, est faite afin de préserver le caractère empirique de la relation (1.39). Dans la caractérisation du sol par l'approche eulérienne (§ 1.3.1), elle constitue un artifice de calcul.

D'autres approches, dites mécanistes (PHILIP (1970) et GROENEVELT et BOLT (1972)), permettent de connaître les variations du potentiel de l'eau lors des variations des pressions (contraintes) totales appliquées. Elles établissent le lien entre les deux à l'aide de leur facteur de charge. Egalement, en mécanique des sols, nous pouvons citer les équations dérivées de la théorie de SKEMPTON (1954) reprises et modifiées par HASAN et FREDLUND (1980), pour les sols non saturés.

1.4.4 Principe d'Interprétation des Mesures du Potentiel de l'Eau par un Tensiomètre

Dans le domaine dit "capillaire" du milieu poreux, les mesures du potentiel de l'eau se font à l'aide du tensiomètre. Du point de vue thermodynamique, il s'agit d'un dispositif permettant la mise en contact de l'eau du milieu avec un réservoir, par l'intermédiaire d'une membrane perméable à l'eau uniquement (fig. 1.5). L'équilibre entre l'eau du milieu poreux et celle du tensiomètre, placé à une cote z , s'exprime par :

$$\mu_w = \mu_w^* \quad (1.65)$$

où μ_w^* représente le potentiel de l'eau dans le réservoir du tensiomètre. En condition isotherme ($T=\text{constante}$), l'état énergétique de l'eau qui est pris comme référence (fig. (1.5)) est donné par :

$$P_o = 10^5 P_a \quad (1.66a)$$

$$w_o \rightarrow +\infty \quad (1.66b)$$

$$P_{ao} = 10^5 P_a \quad (1.66c)$$

Imaginons un processus thermodynamique, de variables (P, w, μ_a) , qui placerait l'eau prise comme référence (défini par l'ETAT 1), au même état énergétique que l'eau du milieu poreux (défini par l'ETAT 4), par les étapes successives :

$$\begin{array}{ccccccc} \underline{ETAT\ 1} & & \underline{ETAT\ 2} & & \underline{ETAT\ 3} & & \underline{ETAT\ 4} & (1.67) \\ (P_o, w_o \rightarrow +\infty, \mu_{ao}) & \rightarrow & (P_o, w, \mu_{ao}) & \rightarrow & (P, w, \mu_{ao}) & \rightarrow & (P, w, \mu_a) \end{array}$$

La transformation par étapes, faisant passer le potentiel chimique de l'eau de sa valeur initiale de référence, μ_{wo} à l'ETAT 1, à sa valeur μ_w , dans le milieu, ETAT 4, est obtenue par l'intégration de l'équation (1.50), avec $dT = 0$. La cote z , équation (1.45) est maintenue constante. Pour les limites données par (1.67), nous avons :

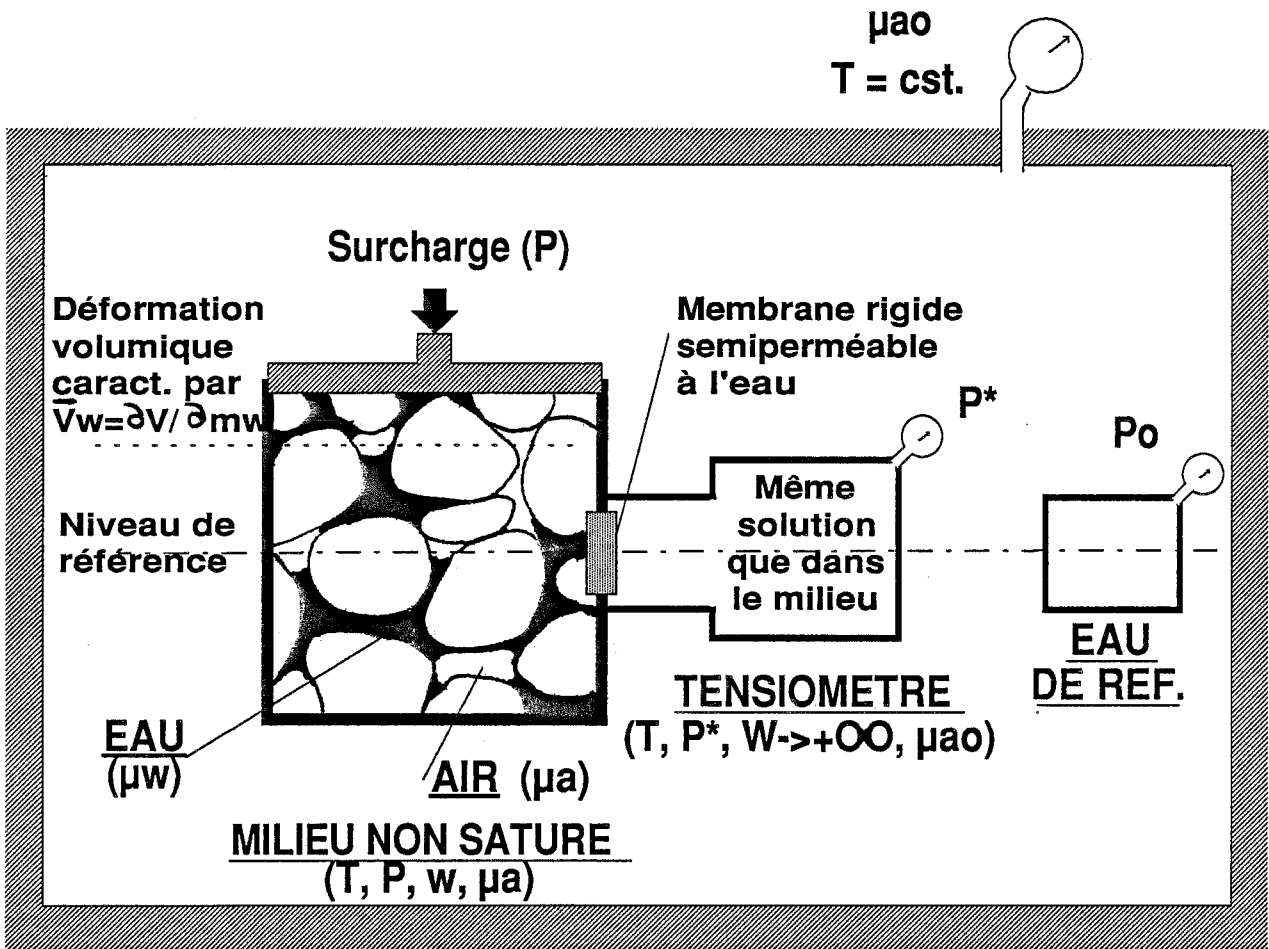


Figure 1.5 Principe de fonctionnement du dispositif tensiométrique.

$$\int_{\mu_{w_0}}^{\mu_w} d\mu_w = \int_{P_0}^P \bar{V}_w dP + \int_{+\infty}^w (\partial\mu_{ws} / \partial w)_{(T,P,\mu_a)} dw + \int_{P_{a_0}}^{P_a} (\rho_w^{-1} - \bar{V}_w) dP_a \quad (1.68)$$

Le potentiel de l'eau dans le milieu poreux, compte-tenu des définitions (1.51), (§ 1.4.1), est :

$$\mu_w = \mu_{w_0} + \Psi_p(P, w, \mu_{a_0}) + \Psi_m(P_0, w, \mu_{a_0}) + \Psi_n(P, w, \mu_a) \quad (1.69)$$

où

$$\Psi_p(P, w, \mu_{a_0}) = \int_0^z \rho g \bar{V}_w dz \quad (1.70a)$$

$$\Psi_n(P, w, \mu_a) = (\rho_w^{-1} - \bar{V}_w) (P_a - P_{a_0}) \quad (1.70b)$$

lorsqu'il n'y a pas de variations des pressions extérieures appliquées (éq. (1.53), § 1.4.1).

Un processus analogue à celui décrit par (1.67) peut-être défini afin d'établir l'état énergétique de l'eau dans la réserve du tensiomètre, à partir de l'eau dite de référence :

$$\begin{array}{ccc} \underline{ETAT 1} & & \underline{ETAT 2} \\ (P_0, w_0 \rightarrow +\infty, \mu_{a_0}) & \text{---->} & (P^*, w^* \rightarrow +\infty, \mu_{a_0}) \end{array} \quad (1.71)$$

Pour ce processus, et avec les limites données ci-dessus, l'intégration de l'équation (1.50) conduit à :

$$\int_{\mu_{w_0}}^{\mu_w^*} d\mu_w = \int_{P_0}^{P^*} \rho_{w_0}^{-1} dP \quad (1.72)$$

soit, alors :

$$\mu_w^* = \mu_{w0} + (P^* - P_0) / \rho_{w0} \quad (1.73)$$

On remarque, tout d'abord, que $V_w = 1 / \rho_{w0}$ pour le réservoir du tensiomètre ; ρ_{w0} étant supposée constante. P^* est la pression de l'eau dans le tensiomètre. Elle est mesurée par un manomètre relié directement au réservoir (fig. 1.5). La Lecture Tensiométrique (en unité de pression) correspond alors à :

$$\tau_w = P^* - P_0 = \rho_{w0} (\mu_w^* - \mu_{w0}) \quad (1.74)$$

Soit, d'après les équations (1.65) et (1.69) :

$$\tau_w = \rho_{w0} [\Psi_p(P, w, \mu_{a0}) + \Psi_m(P_0, w, \mu_{a0}) + \Psi_n(P, w, \mu_a)] \quad (1.75)$$

Deux cas peuvent alors être considérés :

CAS 1- **Milieu Poreux Indéformable** : $V_w = 0$, conduisant à : $\Psi_p = 0$
et à $\Psi_n = (P_a - P_{a0}) / \rho_w$ (éq. (1.70)). Dans ces conditions :

$$\tau_w = \rho_{w0} \Psi_m + (P_a - P_{a0}) \rho_{w0} / \rho_w \quad (1.76)$$

Nous retrouvons ici le résultat classique en physique du sol : *Le tensiomètre ne mesure le potentiel matriciel capillaire (Ψ_m) que si l'air du milieu est à la pression atmosphérique (supposée constante), lorsque l'eau est incompressible.*

CAS 2- **Milieu Poreux Déformable :** $\bar{V}_w \neq 0.$

En supposant que l'air reste à la pression atmosphérique ($\Psi_n = 0$), l'équation

(1.75) donne :

$$\tau_w = \rho_{w0} [\Psi_p(P, w, \mu_{a0}) + \Psi_m(P_o, w, \mu_{a0})] \quad (1.77)$$

Dans ce cas : *Le tensiomètre mesure la somme du potentiel de pression appliquée et du potentiel matriciel.*

Remarque : Une méthode analogue peut être appliquée à l'interprétation des mesures de pression effectuées par d'autres méthodes : la chambre de pression, l'utilisation de solutions salines, ou la psychrométrie. On peut alors montrer (VAUCLIN 1988) que ces méthodes ne donnent pas nécessairement accès aux mêmes grandeurs physiques dans le cas des milieux déformables.

CONCLUSION - BUT DE L'ETUDE

Le paramètre essentiel de caractérisation du milieu poreux, partiellement saturé déformable, vis à vis du transfert d'eau est la perméabilité au sens de DARCY ; le mouvement de l'eau étant considéré par rapport à la phase solide qui se déplace. Il est le résultat de l'analyse d'une cinétique d'infiltration, ou de drainage, selon une description du mouvement de type lagrangien (référentiel lié à la phase solide) ou eulérien (référentiel lié à l'observateur).

La description lagrangienne nécessite de considérer un changement de coordonnées (système de coordonnées matérielles) fonction des variables d'état. Dans l'équation de l'écoulement, il apparaît alors la conductivité hydraulique matérielle d'un milieu pseudo-rigide, dont la méthode de détermination expérimentale est parfaitement analogue à celle habituellement utilisée pour les milieux rigides. Elle nécessite, cependant, le suivi des teneurs volumiques en eau et en particules solides.

Pour l'analyse d'un écoulement, selon la description eulérienne, il est nécessaire de considérer le déplacement de la phase solide et de supposer une loi phénoménologique macroscopique du mouvement des solides. On a montré, qu'en condition de déformation libre la conductivité hydraulique, au sens de DARCY, peut-être également obtenue par une procédure de type "milieux rigides", à partir de l'observation des teneurs volumiques en eau et particules solides. Cette méthode semble intéressante dans la mesure où elle fournit un cadre général à l'étude des transferts d'eau dans les milieux poreux partiellement saturés, déformables ou non.

Pour l'une ou l'autre des méthodes, il faut être en mesure de déterminer le potentiel de l'eau dans le milieu. On doit être, également, en mesure d'obtenir, en régime hydrique transitoire, les évolutions spatio-temporelles de la masse volumique sèche (ou teneur en solides) et de la teneur en eau. La spectrométrie gamma double-sources a été développée et mise en oeuvre (chapitre 2) dans cette optique. Puis, couplée à la tensiométrie, nous montrerons (chapitre 3) qu'elle permet de caractériser le comportement hydraulique de milieux partiellement saturés, déformables, par l'utilisation des approches eulérienne et lagrangienne.

CHAPITRE 2

PRINCIPES DE MESURE ET TECHNIQUES EXPERIMENTALES

CHAPITRE 2

PRINCIPES DE MESURE ET TECHNIQUES EXPERIMENTALES

INTRODUCTION

Il a été établi au chapitre 1 que sous certaines hypothèses, relatives au mouvement de la phase solide d'un milieu poreux partiellement saturé, déformable, il est possible de déterminer, dans le cadre d'une description eulérienne de l'écoulement de l'eau, la conductivité hydraulique au sens de DARCY. Le dispositif de mesure doit permettre de mesurer simultanément, et en un même point, les concentrations en phase : la teneur volumique en eau (θ_w), la teneur volumique en particules solides (θ_s) ou sa grandeur associée, la masse volumique sèche (ρ_d). Il doit être également capable de mesurer l'état énergétique de l'eau dans le milieu, caractérisé par le potentiel de l'eau, Ψ_w , permettant d'établir la relation $\Psi_w(\theta_w)$. Il est clair qu'un tel dispositif de suivi ne doit, en aucun cas, perturber les mouvements des phases solide et liquide, ni provoquer le remaniement ou la destruction de l'échantillon.

Dans cette perspective, la spectrométrie gamma double-sources, pour la mesure des profils [$\rho_d(z,t)$, $\theta_w(z,t)$] nous est apparue pertinente. Après un bref rappel des principes d'une telle méthodologie, nous nous concentrerons, particulièrement, sur son utilisation au laboratoire, ainsi qu'à la quantification des erreurs de mesure associées.

CHAPITRE 2 **PRINCIPES DE MESURE ET TECHNIQUES EXPERIMENTALES**

2.1 LA MESURE DE ρ_d ET θ_w PAR ABSORPTION DE RAYONS GAMMA

2.1.1 Rappel de Radioactivité

Les rayons gamma sont, comme les rayons X ou la lumière, des ondes électromagnétiques. Emis par une source radioactive, ces rayons sont formés de photons⁽¹⁾ d'énergie 10^4 à 10^6 fois supérieure à la lumière. Les photons sont émis lorsque le noyau de l'élément radioactif passe d'un état excité à son état fondamental, directement ou par étapes intermédiaires. Il s'agit alors d'un phénomène aléatoire, dont on admet qu'il obéit à une loi de distribution de POISSON (OVERMAN et CLARK, 1960). Les sources radioactives sont alors caractérisées par leur activité (usuellement exprimée en Curies⁽²⁾, Ci) et par leur intensité ou énergie de rayonnement (mesurée en électrovolts⁽³⁾, eV).

Le processus d'interaction du rayonnement avec la matière dépend de l'énergie des photons incidents et du milieu traversé. Cette action réciproque, entre les photons et les atomes des milieux qu'ils traversent, est soumise aux lois du hasard. Le rendement de ce processus est donné par le rapport entre le nombre d'interactions et le nombre de particules qui traversent le milieu. La loi de BEER décrit l'atténuation d'un rayonnement radioactif traversant le matériau cible.

L'interaction du rayonnement gamma avec la matière peut s'effectuer selon trois processus :

- L'effet photoélectrique (ou absorption vraie)
- La diffusion Compton
- L'effet de paires.

-
- (1) Photons : quantité discrète d'unité électromagnétique. Ils possèdent une certaine quantité de mouvement, mais pas de masse.
- (2) 1 Ci = $3,7 \cdot 10^{10}$ désintégrations par seconde, produites par 1 g de Radium.
- (3) 1 eV = $1,602 \cdot 10^{-19}$ J , énergie à laquelle la charge d'un électron est portée à un potentiel de 1 Volt.

a - Effet photoélectrique : Les photons cèdent leur énergie, après chocs, à un électron proche du noyau. Il en résulte l'ionisation de l'atome bombardé.

b - Diffusion Compton : Cet effet correspond aux chocs élastiques des photons avec les électrons périphériques de l'atome bombardé. Le photon incident leur cède, alors, une partie de son énergie et il est dévié de sa trajectoire. Il pourra, postérieurement, être "absorbé" par effet photoélectrique ou à nouveau rétrodiffusé. Le nombre d'interactions par diffusion Compton est proportionnel, entre autres choses, au rapport du numéro atomique à la masse atomique. Il est de l'ordre de 0,5 pour les atomes d'un sol, par exemple, et de 1 pour l'hydrogène. L'énergie cédée, et donc l'énergie rémanente du photon diffusé par l'effet Compton, est une fonction de l'énergie du photon incident.

c - Matérialisation ou effet de Paires : Le photon incident peut se matérialiser en un électron et un positron (ou électron de charge positive). Cet effet peut se produire si l'énergie du photon est au moins égale aux masses au repos de ses deux particules ; soit 1,022 MeV. C'est un phénomène qui se réaliserait dans un champ électrique, intense, régnant au voisinage du noyau de l'atome cible. Comme nous le verrons par la suite, l'énergie du rayonnement émis par les sources utilisées (Am, Cs) étant inférieure à 1 MeV, seuls les deux premiers effets peuvent se produire.

2.1.2 Loi d'Atténuation du Rayonnement pour un Sol Humide

Comme il a été dit au paragraphe 2.1.1, la loi de BEER décrit l'atténuation d'un rayonnement gamma lors de la traversée d'un matériau cible. Pour un faisceau incident parallèle et étroit, d'intensité I (nombre de photons par unité de temps), formé de photons gamma monoénergétiques, traversant une couche d'absorbant homogène, de masse volumique ρ et d'épaisseur dx , la variation d'intensité du faisceau est donnée par :

$$dI = - \mu \rho I dx \quad (2.1)$$

μ étant le coefficient d'absorption massique ([$L^2 M^{-1}$], cm^2/g). Il dépend de la nature chimique du milieu et de l'énergie du faisceau incident. L'équation (2.1) considère que l'effet Compton a été supprimé (faisceau parallèle et étroit).

L'équation (2.1) s'intègre sous la forme :

$$I = I_0 \exp[-\mu \rho x] \quad (2.2)$$

ou, en remplaçant l'intensité par le taux de comptage (nombre de photons) qui lui est proportionnel :

$$N = N_0 \exp[-\mu \rho x] \quad (2.3)$$

I et N désignent respectivement l'intensité et le taux de comptage de photons n'ayant subi aucune altération, après absorption ; I_0 et N_0 sont les valeurs incidentes. La loi d'absorption considérée est de la forme exponentielle décroissante. Si la durée du comptage est t_c , alors :

$$N = I t_c \quad (2.4)$$

La loi exponentielle d'absorption est généralisée pour un absorbant hétérogène, en particulier pour un sol humide, contenu dans un porte échantillon, par l'additivité de termes ($\mu \rho x$) de chaque composant du milieu. En négligeant l'absorption du faisceau par l'air, elle s'écrit :

$$N = N_0' \exp[-(\mu_s \rho_d + \mu_w \rho_w \theta_w) x - \mu_c \rho_c x'] \quad (2.5)$$

μ_s est le coefficient d'absorption massique du sol sec, de masse volumique ρ_d ; μ_w est le coefficient d'absorption massique de l'eau, θ_w étant la teneur volumique en eau du sol ; x représente l'épaisseur totale de l'échantillon. μ_c , ρ_c et x_c' sont respectivement, le coefficient d'absorption massique, la masse volumique et l'épaisseur du porte-échantillon. N_0' est le taux de comptage incident (GARDNER et al., 1972).

Supposant connu le taux de comptage du porte-échantillon vide, l'équation (2.3) s'écrit:

$$N_0 = N_0' \exp[-\mu_c \rho_c x'] \quad (2.6)$$

et par conséquent l'équation (2.5) devient :

$$N = N_0 \exp[-x (\mu_s \rho_d + \mu_w \rho_w \theta_w)] \quad (2.7)$$

où N_0 est donc le nombre de photons ayant traversé le porte-échantillon vide de sol ; et l'équation (2.7) devient ainsi la loi d'atténuation pour un sol humide.

On remarque que si N_0 , μ_s , μ_w , et x sont connus, le taux de comptage N dépend de ρ_d et θ_w . Si par ailleurs, N est mesuré, il faut disposer de deux équations, du type (2.7), afin de déterminer ρ_d et θ_w . L'utilisation simultanée de deux sources monoénergétiques, satisfaisant les critères conduisant à l'équation (2.1), permet de résoudre le problème, lorsque leur faisceau irradie le même point du milieu.

Les sources radioactives qui ont été retenues sont l'Américium 241 (Am^{241}) et le Césium 137 (Cs^{137}). Pour chacune des sources, nous pouvons écrire une équation (2.7) :

$$N^{Am} = N_0^{Am} \exp[- x (\mu_s^{Am} \rho_d + \mu_w^{Am} \rho_w \theta_w)] \quad (2.8a)$$

$$N^{Cs} = N_0^{Cs} \exp[- x (\mu_s^{Cs} \rho_d + \mu_w^{Cs} \rho_w \theta_w)] \quad (2.8b)$$

La solution du système (2.8), pour les inconnues ρ_d et θ_w est :

$$\begin{bmatrix} \rho_d \\ \rho_w \theta_w \end{bmatrix} = x^{-1} \begin{bmatrix} \mu_s^{Am} & \mu_w^{Am} \\ \mu_s^{Cs} & \mu_w^{Cs} \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} \ln(N_0/N)^{Am} \\ \ln(N_0/N)^{Cs} \end{bmatrix} \quad (2.9)$$

à condition que le déterminant de la matrice des coefficients d'absorption massique soit non nul, ce qui est le cas pour l'Américium et le Césium, comme nous le préciserons au paragraphe 2.1.4.

Le système d'équations (2.9) peut également s'écrire :

$$\rho_d = \frac{\mu_w^{Cs} \ln(N_0/N)^{Am} - \mu_w^{Am} \ln(N_0/N)^{Cs}}{x [\mu_s^{Am} \mu_w^{Cs} - \mu_s^{Cs} \mu_w^{Am}]} \quad (2.10a)$$

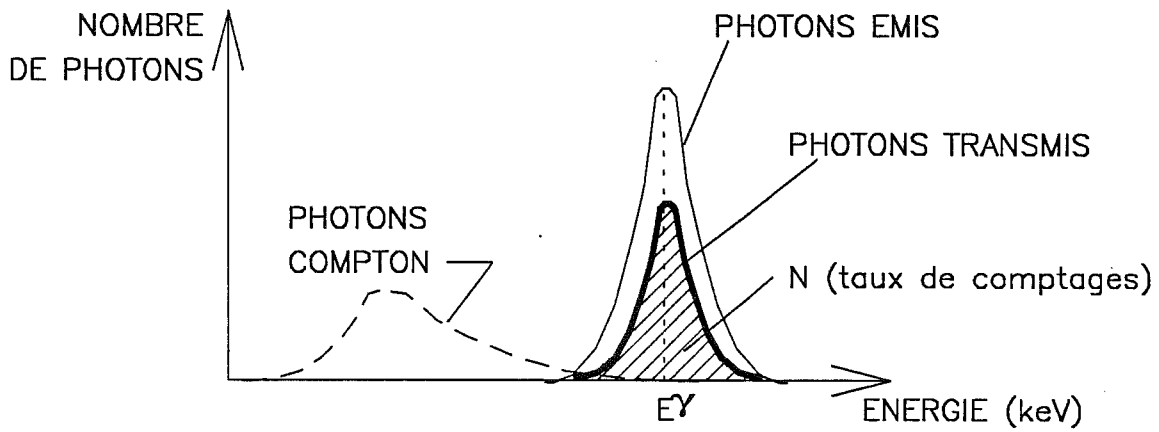
$$\rho_w \theta_w = \frac{- \mu_s^{Cs} \ln(N_0/N)^{Am} + \mu_s^{Am} \ln(N_0/N)^{Cs}}{x [\mu_s^{Am} \mu_w^{Cs} - \mu_s^{Cs} \mu_w^{Am}]} \quad (2.10b)$$

Ces équations permettent alors, de calculer, de manière indépendante les valeurs ρ_d et θ_w pour un sol partiellement saturé. Si nous considérons un échantillon cylindrique, de diamètre x à la cote z (axe vertical), et que nous pouvons mesurer les évolutions temporelles de $N^{Am}(z,t)$ et $N^{Cs}(z,t)$, en connaissant les valeurs : N_0^{Am} , N_0^{Cs} , μ_s^{Am} , μ_w^{Am} , μ_s^{Cs} , μ_w^{Cs} (que nous appellerons par la suite les paramètres d'étalonnage), la solution du système (2.8) à (2.10) donnera les évolutions spatio-temporelles de la masse volumique sèche, $\rho_d(z,t)$, et de la teneur volumique en eau, $\theta_w(z,t)$. Les couples de valeurs $[\rho_d(z,t), \theta_w(z,t)]$ mesurés en différents points selon l'axe z , constituent les profils de masse volumique et teneur en eau au temps t .

Les mesures de ρ_d et θ_w ainsi effectuées sont des valeurs moyennes, le long du diamètre x de l'échantillon, et pour une épaisseur de sol égale à l'épaisseur du faisceau qui le traverse (diamètre de la collimation). Il convient, alors, que les dimensions du faisceau soient compatibles, d'une part avec les critères de validité de la loi de BEER, et d'autre part, avec le Volume Élémentaire Représentatif (VER) défini au chapitre 1 (§1.1.2), pour l'interprétation des variables ρ_d et θ_w des équations de transfert. Cela nous a conduit à choisir un diamètre du faisceau égal à 5 mm (diamètre de collimation). On notera que cette dimension est tout à fait compatible avec les résultats de P. ROUGER (1988) sur la variabilité spatiale des mesures gammamétriques mono-source (Am^{241}). Cependant, il faut remarquer ici que l'utilisation simultanée de deux sources, dont les énergies d'émission sont très différentes, nous oblige à travailler dans des conditions qui ne sont pas optimales pour chacune d'elles. Un compromis doit être recherché à chaque étape, par exemple : diamètre du faisceau, du diamètre de l'échantillon à étudier, matériau constituant le porte-échantillon, emplacement et type de détecteur du rayonnement, etc. Dans la section 2.5 nous reviendrons sur ces différents aspects.

2.1.3 Sources Utilisées : Am^{241} et Cs^{137}

Les sources radioactives retenues sont : l'Américium 241 (Am^{241}) et le Césium 137 (Cs^{137}). Le tableau 2.1 donne leurs principales caractéristiques ; les énergies des sources étant inférieures à 1 MeV, l'effet de matérialisation ou de paires, défini au paragraphe 2.1.1, n'a pas lieu dans l'interaction rayonnement-matière.



a). Spectre émis et transmis par une source de rayons gamma

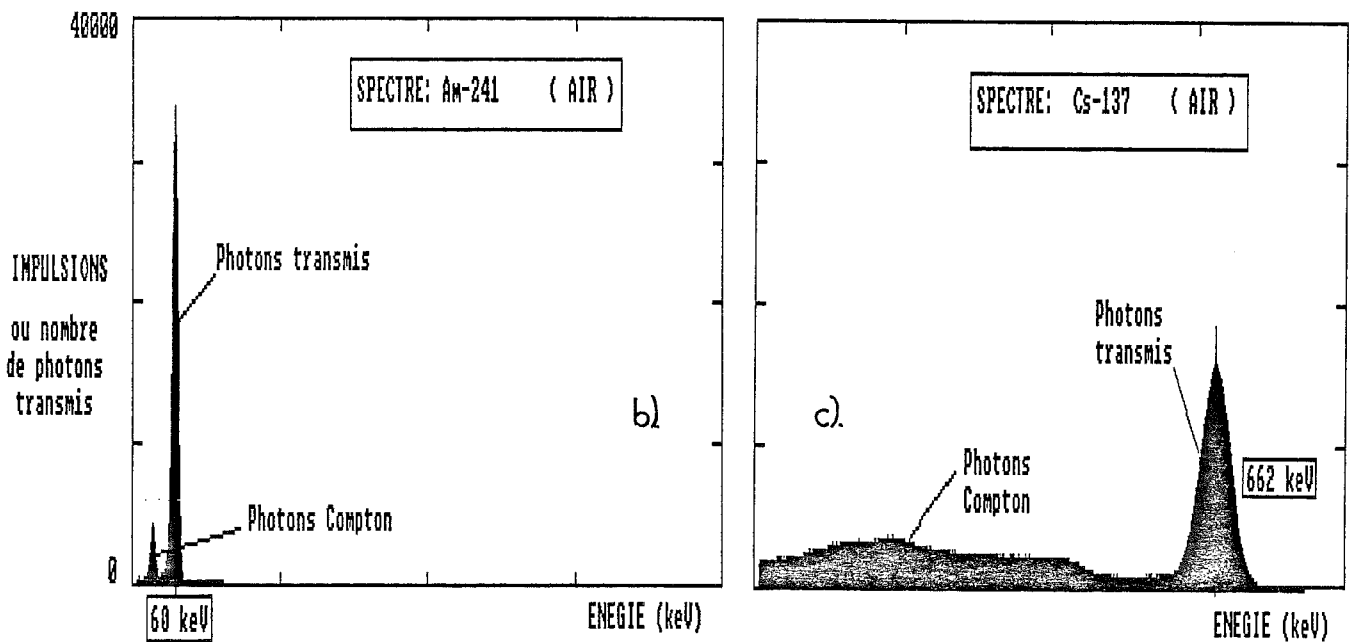


Figure 2.1 Spectres d'énergie pour une source gamma (a), pour l'Américium-241 ($E=60$ keV) (b) et pour le Césium-137 ($E = 662$ keV) (c).

Tableau 2.1 Sources radioactives utilisées

RADIO ELEMENT	ENERGIE	ACTIVITE	PERIODE
Américium, Am ²⁴¹	60 keV	200 mCi	458 ans
Césium, Cs ¹³⁷	662 keV	200 mCi	30 ans

L'énergie du rayonnement émise par chaque source se répartit suivant un spectre caractérisé par l'énergie de ses pics (fig. 2.1a). Dans cette même représentation, les photons diffusés par effet Compton apparaissent avec une énergie moindre que celle des photons incidents. Le spectre mesuré est la superposition des photons émis n'ayant subi aucune transformation (photons transmis) et des photons rétrodiffusés mais qui se trouvent dans le faisceau.

Les figures (2.1b et c) présentent les spectres d'émissions mesurés, de l'Américium et du Césium, dans l'air. On y distingue les pics principaux incidents et les pics correspondant à l'effet Compton ; ce dernier étant beaucoup plus étendu pour le Césium (fig. 2.1c). La surface hachurée dans la figure (2.1a) correspond au taux de comptage N de photons transmis.

La cause d'erreur essentielle dans la mesure des spectres présentés, réside dans le caractère aléatoire de l'émission du rayonnement. Le nombre de photons non absorbés, N, comptés durant une durée déterminée, t_c , obéit à une loi de POISSON caractérisée par :

$$\begin{aligned} \text{Moyenne} & : N \\ \text{Ecart-type} & : \sigma_N = \sqrt{N} \end{aligned} \tag{2.11}$$

Ainsi, pour obtenir une incertitude relative de 1% sur N, il faut adopter un temps de comptage des photons transmis tel que $N = 10000$. A cette erreur de détermination des spectres, due à la nature même du rayonnement, s'ajoutent les erreurs qui résultent des dérives des instruments de mesure plus difficiles à évaluer. Nous reviendrons sur ce problème dans la section 2.5.

2.1.4 Coefficients d'Absorption Massiques Théoriques

Le calcul de ρ_d et θ_w dépend des coefficients d'absorption massique du sol et de l'eau, comme le montrent les équations (2.10) ; dont le déterminant de la matrice de coefficients doit être non nul. Des études antérieures montrent que les coefficients relatifs au Césium (662 keV) sont à peu près identiques pour la plupart des éléments du sol, sauf pour l'hydrogène ; par contre, ils sont très différents pour l'Américium (60 keV). Le tableau 2.2, extrait de REGINATO (1974), et la figure (2.2), extraite de B. WACK (1968), montrent la différence entre ces coefficients en fonction de l'énergie d'émission des sources.

Nous constatons, figure (2.2), que pour les faibles énergies, les coefficients d'absorption sont très différents. Pour les plus fortes énergies, ils tendent à se rapprocher. C'est pour ces énergies que l'effet Compton devient prépondérant (voir § 2.1.1 et fig. 2.1). Le coefficient d'absorption massique de l'eau reste néanmoins, supérieur aux autres, et cela en raison de la présence de l'hydrogène. Il est, à peu près, 11% plus élevé que pour les autres éléments. Cette affirmation laisse entrevoir que pour un sol humide, l'atténuation du rayon gamma de forte énergie se traduira par la présence d'un effet Compton plus important que pour un sol sec.

Pour un milieu formé de plusieurs composants, le coefficient d'absorption massique peut être estimé par (VACHAUD, 1968, en citant REGINATO et VAN BAVEL, 1964) :

$$\mu = \sum_{(i)} \mu_i f_i \quad (2.12)$$

où, μ est le coefficient d'absorption massique du milieu, μ_i celui du composant i , et f_i sa fraction pondérale.

La figure (2.3), extraite de OVERMAN et CLARK (1960), montre pour l'Aluminium le coefficient d'absorption massique multiplié par la masse volumique, résultant de la superposition des effets photoélectrique, Compton et de paires (voir § 2.1.1) en fonction de l'énergie d'émission. Il est calculé par :

$$\rho_{Al} \mu_{Al} = \mu_p' + \mu_c' + \mu_m' \quad (2.13)$$

où, ρ_{Al} est la masse volumique de l'Aluminium ; μ_{Al} son coefficient d'absorption massique ; μ_p' , μ_c' et μ_m' les coefficients d'absorption linéaires partiels.

Representative soils of the United States, their chemical composition* and theoretical mass attenuation coefficients at 0.060 Mev and 0.662 Mev

Tableau 2.1

Coefficients théoriques d'absorption massique
(d'après REGINATO, 1974).

Soil no.	Soil type†	Great soil group†	Location	Depth	
				inches	cm
1	Caribou loam	Podzol	Houlton, Me.	1.5 - 04	3.8 - 10.2
2	Miami silt loam	Grey-Brown Podzolic	Hancock Co., Ind.	5 - 12	12.7 - 30.5
3	Norfolk sand	Red & Yellow soils	Mitchell Co., Ga.	13 - 24	33.0 - 61.0
4	Cecil clay loam	Red & Yellow soils	Greenhill, N. C.	6 - 40	15.2 - 101.6
5	Marshall silt loam	Prairie soils	Fremont Co., La.	0 - 10	0 - 25.4
6	Houston black clay	Prairie soils	Reinhardt, Tex.	6 - 14	15.2 - 35.6
7	Barnes silt loam	Chernozem	Moody Co., S. D.	8 - 23	20.3 - 58.4
8	Dark brown sandy clay	Brown soils	Gillette, Wyo.	9 +	22.9 +
9	Mohave loam	Grey Desert soils	Buckeye, Ariz.	6 - 14	15.2 - 35.6

Chemical Composition											
Element	μm		Soil number								
	0.060 Mev	0.662 Mev	1	2	3	4	5	6	7	8	9
	cm^2g^{-1}		composition of oven-dry soil in % by weight								
O	0.181	0.0775	52.2	50.7	53.3	52.0	50.5	49.8	51.9	50.6	49.6
Si	0.292	0.0772	37.0	36.2	45.5	23.4	34.0	22.9	33.4	30.7	32.0
Ti			0.5	0.4	0.1	0.8	0.4	0.3	0.4	0.3	0.4
Fe	1.130	0.0732	0.8	2.2	0.2	6.5	2.2	2.8	3.2	2.8	3.7
Al	0.225	0.0748	5.1	5.3	0.6	14.1	6.4	5.7	6.2	6.5	7.3
Mn			0.0	0.1	0.0	0.0	0.1	0.1	0.2	0.0	0.1
Ca	0.595	0.0778	0.1	0.4	0.0	0.0	0.6	10.4	0.8	3.1	1.8
Mg	0.236	0.0765	0.3	0.4	0.0	0.3	0.5	0.9	0.6	0.8	0.9
K	0.512	0.0756	1.1	1.8	0.1	1.2	1.8	1.1	1.7	1.8	2.1
Na	0.209	0.0741	0.9	0.9	0.0	0.3	1.0	0.2	0.9	1.1	1.4
P	0.318	0.0750	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.1	0.0	0.1	0.1
S	0.367	0.0775	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.1	0.1	0.1	0.0
N	0.174	0.0774	0.1	0.1	0.0	0.0	0.2	0.2	0.1	0.1	0.0
C	0.170	0.0774	1.4	1.2	0.2	0.3	1.9	4.8	0.8	1.5	0.3
H	0.326	0.1538	0.5	0.3	0.0	1.1	0.4	0.6	0.5	0.5	0.3

Theoretical Mass Attenuation Coefficients												
Soil	μm at	0.060 Mev										
		μm at	0.060 Mev	0.2354	0.2511	0.2335	0.2789	0.2504	0.2821	0.2613	0.2637	0.2694
Water	μm at	0.662 Mev										
		μm at	0.662 Mev	0.0765	0.0764	0.0770	0.0766	0.0764	0.0765	0.0769	0.0766	0.0763
		0.060 Mev	0.1970									
		0.662 Mev	0.0862									

* Based upon data from "Atlas of American Agriculture," U. S. Department of Agriculture, Washington, 1936. The figure for H is obtained by subtracting $(20 \times N + \text{Carbonate } \text{CO}_2)$ from ignition loss, considering this as "bound water." To this amount is added $0.041 \times 20^2 \times N$, as an estimate of H in organic matter. C is found from Carbonate CO_2 and $0.58 \times 20 \times N$. The figures for H and C are estimates only. O is obtained by difference, all others are based upon actual analysis.
 † For reference purposes the names and classification of soils as used in the "Atlas" have been retained.

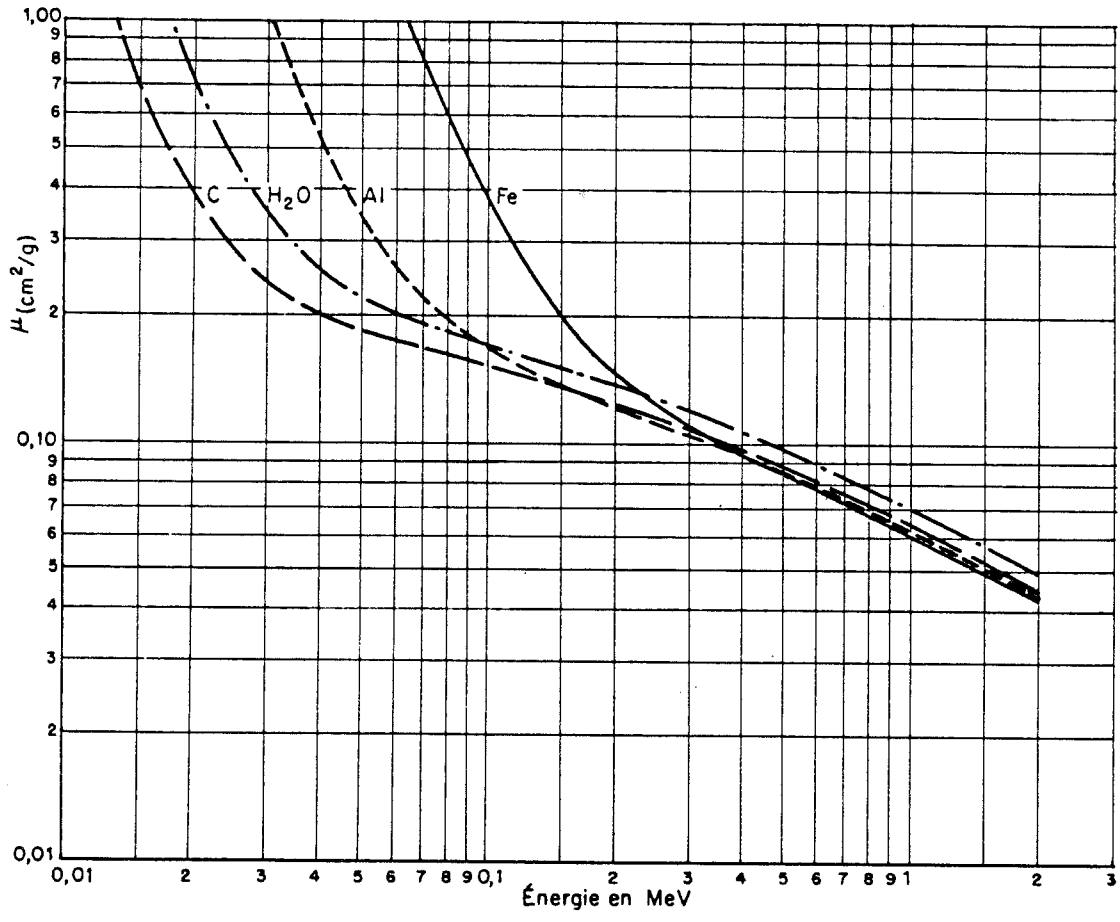


Figure 2.2 Variation des coefficients d'absorption massique en fonction de l'énergie du rayonnement pour différents éléments (d'après B. WACK, 1968)

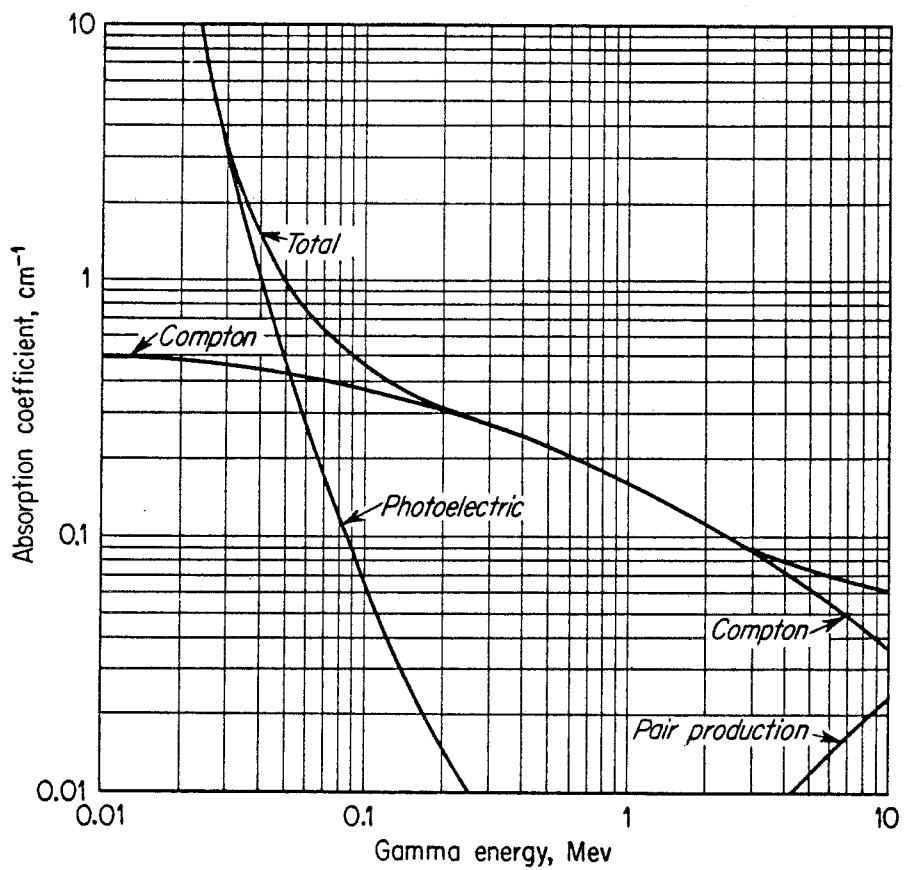


Figure 2.3 Coefficients d'absorption linéaires, total et partiels, pour l'aluminium, en fonction de l'énergie d'émission (d'après OVERMAN et CLARK, 1960)

Calcul du déterminant du système (2.9). Le tableau 2.3 donne les valeurs pour les déterminants des sols donnés au tableau 2.2 :

$$K = \mu_s^{Am} \mu_w^{Cs} - \mu_s^{Cs} \mu_w^{Am} \quad (2.14)$$

Il varie, en théorie, entre 0,00496 et 0,00819 cm²/g. Pour les coefficients d'absorption massique que nous avons mesurés, il est de l'ordre de 0,0103 (ANGULO et al., 1986, 1988).

Tableau 2.3 Déterminant (éq. (2.14)) pour les sols considérées au tableau 2.2

N° du Sol (Tab. 2.2)	:	DETERMINANT K, (cm ² /g) ²
1	:	0.00522
2	:	0.00659
3	:	0.00496
4	:	0.00895
5	:	0.00653
6	:	0.00734
7	:	0.00738
8	:	0.00764
9	:	0.00819

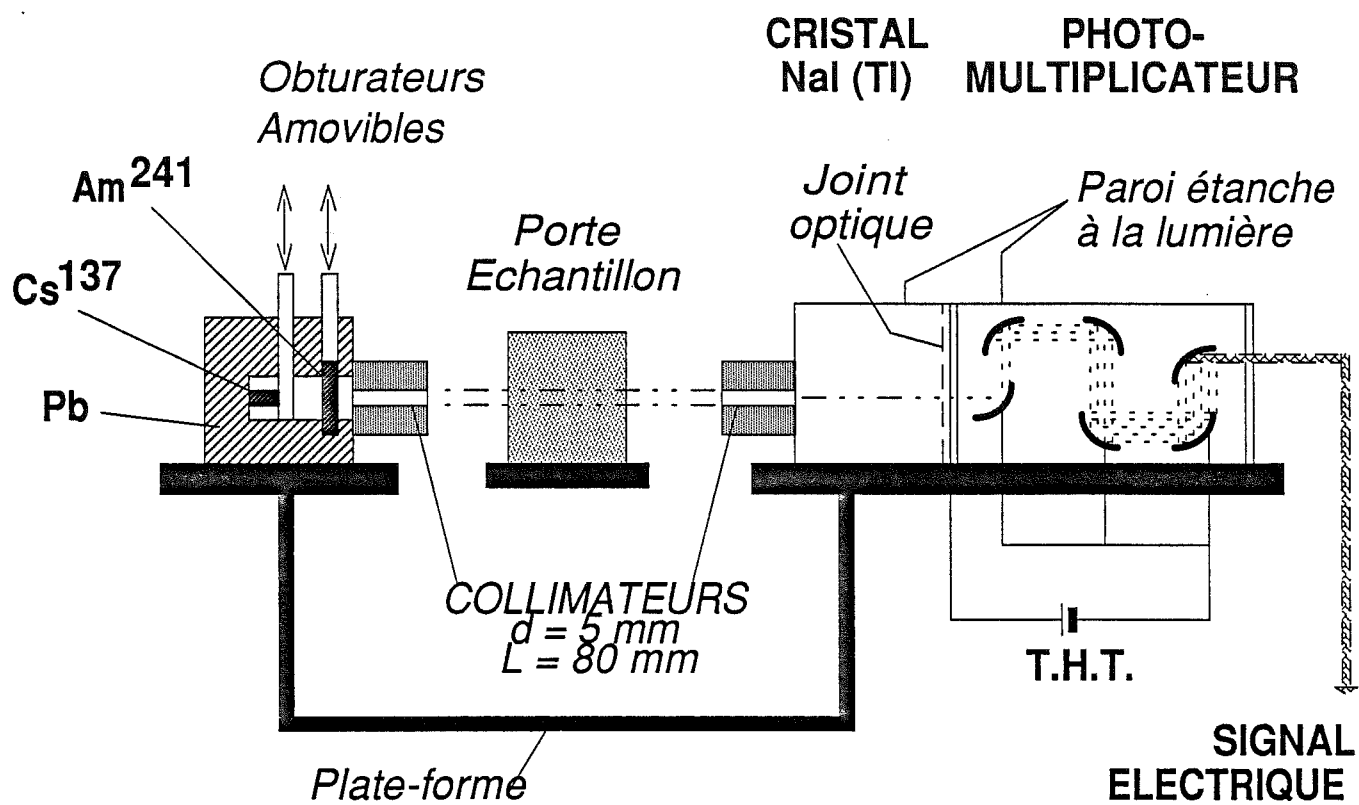
2.2 LE BANC GAMMA - DOUBLE - SOURCES

2.2.1 Géométrie du Montage et Détection du Rayonnement

Pour la détermination simultanée, dans un sol, de la masse volumique sèche et de la teneur volumique en eau, d'un sol, par les équations, (2.9) ou (2.10), (§ 2.1.2), certaines hypothèses doivent être satisfaites expérimentalement. C'est ainsi que la mesure gammamétrique et la validité du système d'équations imposent une géométrie (fig. 2.4). Les deux capsules de radio-isotope Am^{241} et Cs^{137} sont montées de manière coaxiale dans un container en plomb, la radiation émise par le Césium traversant la source d'Américium. Le rayonnement résultant est orienté par un collimateur cylindrique de 5 mm de diamètre et 80 mm de longueur. Le système permet de travailler avec une seule source en obturant l'autre, l'opération normale se faisant avec un rayonnement provenant des deux sources, simultanément.

La détection du faisceau transmis est assurée par un "compteur à scintillations", comportant un cristal de Iodure de Sodium, activé au Thallium [$\text{NaI}(\text{Tl})$], dont l'épaisseur optimale pour la combinaison des deux sources utilisées est : 2,54 cm (1 pouce) de diamètre et 5,08 cm (2 pouces) d'épaisseur. Le passage du rayonnement gamma au travers du scintillateur produit une excitation des atomes de celui-ci qui, en revenant à un état stable, émettent des photons lumineux. La détection de ce rayonnement lumineux est obtenue par un photomultiplicateur accolé au cristal du scintillateur. Il en résulte une impulsion électrique dont l'amplitude est proportionnelle à l'énergie du photon gamma qui l'a engendrée. C'est un phénomène dit de fluorescence (scintillation = lumière émise par une substance phosphorescente). Il est lié à la présence de défauts, dits centres activateurs (impuretés, non stoechiométriques) (ASCH et al., 1982). Le cristal est transparent aux radiations qu'il émet.

Les photons gamma sont alors détectés indirectement par la scintillation que provoquent les électrons libérés par effet photoélectrique et Compton. Ce type de détecteur présente l'intérêt d'une grande efficacité à la détection des rayons gamma (VACHAUD, 1968), ainsi que des taux de comptage élevés.



SOURCES

DETECTEUR

Figure 2.4 Vue schématique de l'ensemble sources radioactives-détecteur.

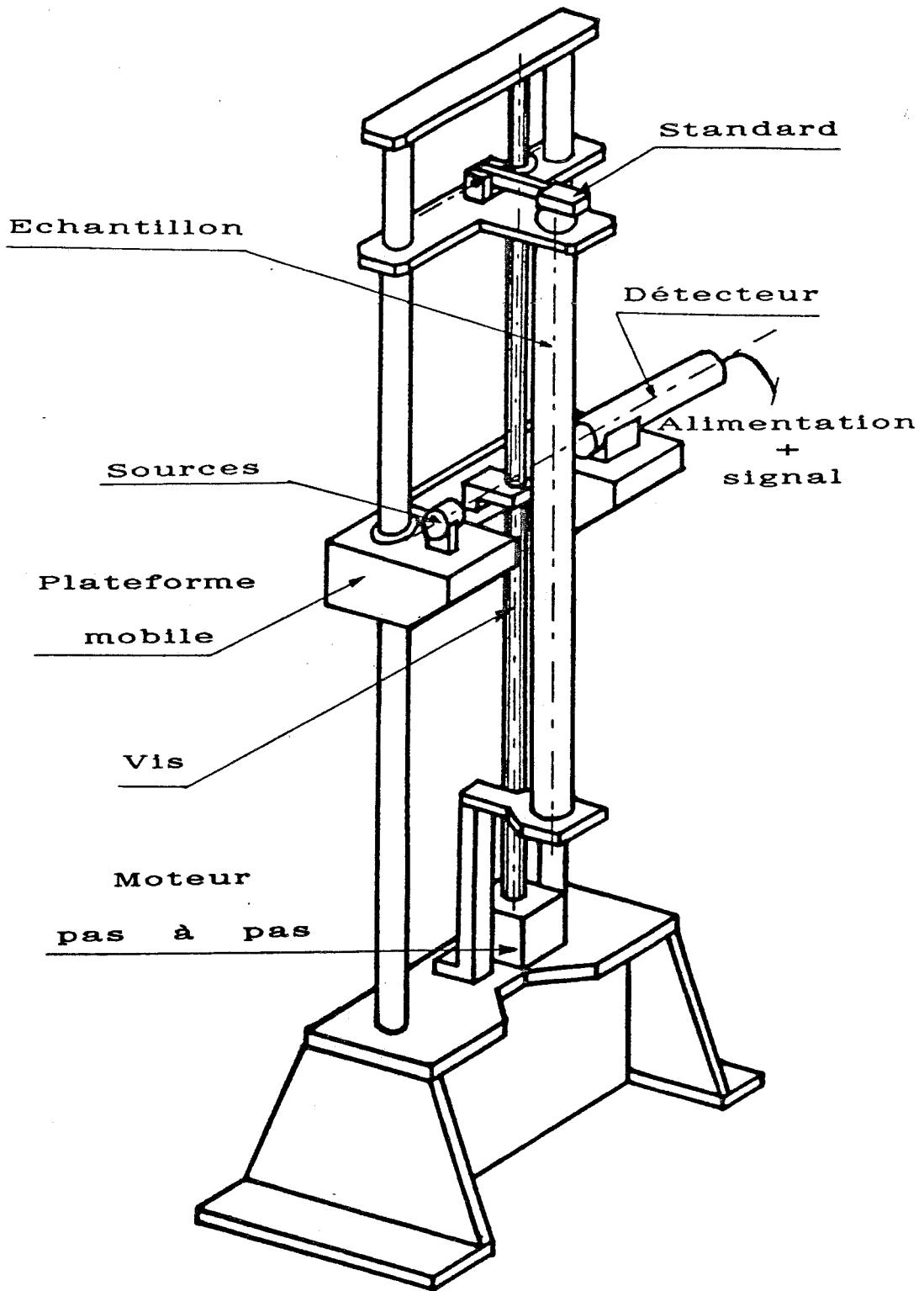


Figure 2.5 Schéma du banc gammamétrique double-sources.

L'intérêt du photomultiplicateur réside, d'abord, dans sa grande sensibilité associée à un bruit de fond minimal et à une rapidité élevée. Son association, avec une photocathode-fenêtre, permet d'adapter au mieux sa courbe de réponse spectrale au spectre du rayonnement étudié. Il a, cependant, besoin d'une alimentation haute tension (T.H.T.), stabilisée, qui, en plus de la fragilité du détecteur, rend son utilisation très délicate, en particulier, vis-à-vis des variations de température de l'ensemble cristal plus photomultiplicateur.

Le signal électrique à la sortie du détecteur, consiste en une série d'impulsions de niveau variable. Elles traduisent le nombre de photons gamma incidents ainsi que leur énergie. Elles sont ensuite réparties en un grand nombre de classes, reconstituant ainsi le spectre d'émission des sources. Les spectres de l'Américium et du Césium, présentés figure (2.1), ont été obtenus par un "Analyseur Multicanaux".

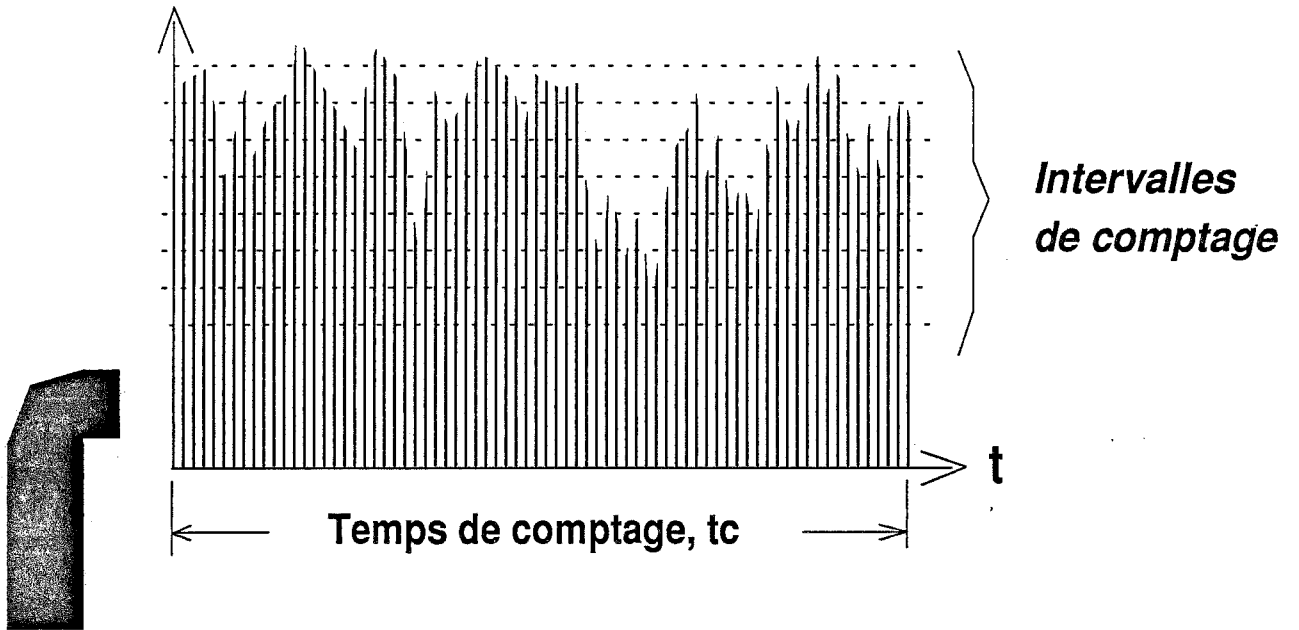
La photo1 montre le container des sources ainsi que le détecteur, montés sur une plateforme mobile positionnée à une cote quelconque de l'échantillon.

Le banc gamma double-sources (photo 2a), schématisé figure (2.5), qui a été développé, est constitué d'un bâti fixe, permettant de supporter une colonne de sol de 1,5 m de hauteur maximum, ou tout autre dispositif expérimental (par exemple une cellule oedométrique ou triaxiale). Il comporte également une plateforme mobile, entraînée par une vis sans fin, mue par un moteur pas à pas. Elle supporte, d'une part les deux sources radioactives, et d'autre part le détecteur ; leurs collimateurs étant parfaitement alignés sur le même axe horizontal perpendiculaire à la colonne et distants de 20 cm.

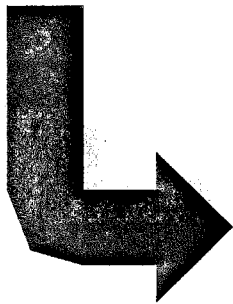
2.2.2 Chaîne de Mesures et Pilotage du Dispositif

Le signal de sortie du détecteur du rayonnement gamma est formé par un train d'impulsions en forme de peigne, d'amplitudes variables, proportionnelles à l'énergie des photons gamma qui les engendrent. La décomposition en fréquences de toutes ces impulsions, selon des niveaux d'énergie fixes, donne la forme du spectre discret, des sources radioactives. Le nombre d'impulsions par intervalle correspond, alors, au nombre de photons transmis, entre deux niveaux d'énergie. Cette analyse du signal est illustrée, de manière très schématique, par la figure (2.6). L'instrument utilisé pour un tel traitement, ainsi que pour la

Amplitude des
impulsions émises
par la source



**ANALYSEUR
MULTI-CANAUX**



Nombre d'impulsions
par canal pour t_c

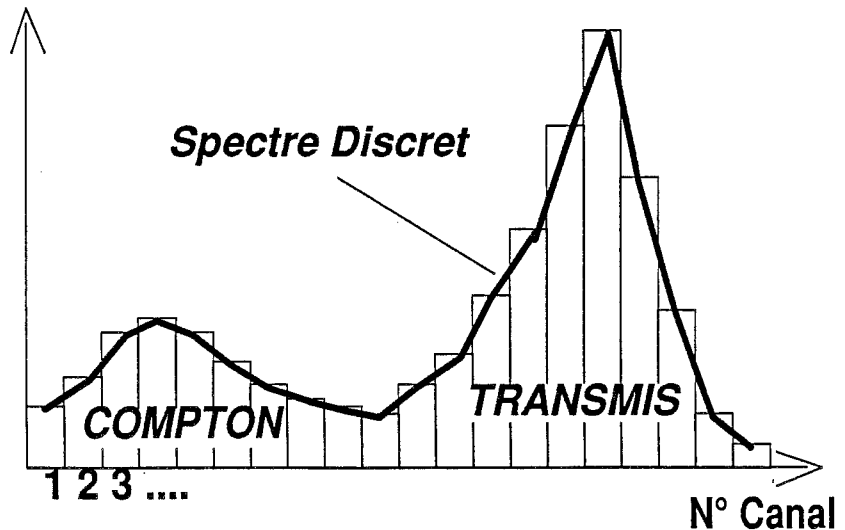


Figure 2.6 Transformation des impulsions émises par une source gamma en son spectre discret, par l'analyseur multicanaux, sur un temps de comptage t_c .

visualisation du spectre, est un analyseur multicanaux. Sa finesse de résolution réside dans le nombre d'intervalles (ou canaux) qu'il utilise pour discrétiser et classer le train d'impulsions. Il comporte les éléments classiques de toute chaîne de mesures de rayonnement utilisée par le passé (VACHAUD, 1968 ; WACK, 1968 ; THONY, 1970 ; STROONIJDER et DeSWART, 1974 ; AYORINDE, 1983 ; HOPMANS et DANE, 1986) : un amplificateur, un sélecteur de canaux, les compteurs d'impulsions, une horloge qui contrôle le temps de comptage et un transmetteur de données permettant la gestion de l'analyseur par un ordinateur. La figure (2.7) donne le schéma de principe de l'ensemble du banc. La photo 2b présente l'analyseur multicanaux ainsi que les autres équipements électroniques utilisés.

Deux analyseurs multicanaux ont été successivement utilisés dans le cadre de ce travail ; tous les deux assurant également l'alimentation haute tension (THT) du détecteur. Un analyseur à 256 canaux, employé initialement, pour les essais de faisabilité de la mesure, s'est relevé peu approprié au système double-source ; son faible nombre de canaux ne permettant pas une définition correcte du pic d'émission de l'Américium. Si au plan de la faisabilité, les résultats obtenus pour des essais de courte durée ont été jugés encourageants, pour des essais de longue durée, nous avons préféré adopter un système plus performant (2048 canaux) permettant une définition plus fine des spectres.

Pour le système fonctionnant en configuration double-sources, le spectre observé est la superposition des spectres de chacune des deux sources (fig. 2.8). En effet, le système détecte, mesure, classe et enregistre les impulsions, en fonction de leur amplitude, provenant des photons gamma, qu'ils soient transmis ou rétrodiffusés par effet Compton. Ce point sera traité dans la section 2.3. La forme des spectres, en particulier l'étalement du pic de Césium, est due à l'utilisation du détecteur au NaI(Tl). CRONEY et al., (1971), ont conduit une étude comparative portant sur différents analyseurs multicanaux (4096 et 400 canaux) associés à des détecteurs NaI(Tl) et Germanium-Lithium (Ge(Li)). Par souci d'économie, ils suggèrent l'utilisation du détecteur NaI(Tl) associé à l'analyseur 400 canaux. Les autres combinaisons (4096c. + Ge(Li) ; 4096c. + NaI(Tl)) plus onéreuses, permettent une meilleure définition des spectres, mais n'améliorent pas significativement l'étalonnage du système (N_0 , μ_w , μ_s pour Am et Cs). Les auteurs ne testent pas la combinaison : 400c. + Ge(Li).

MONTAGE

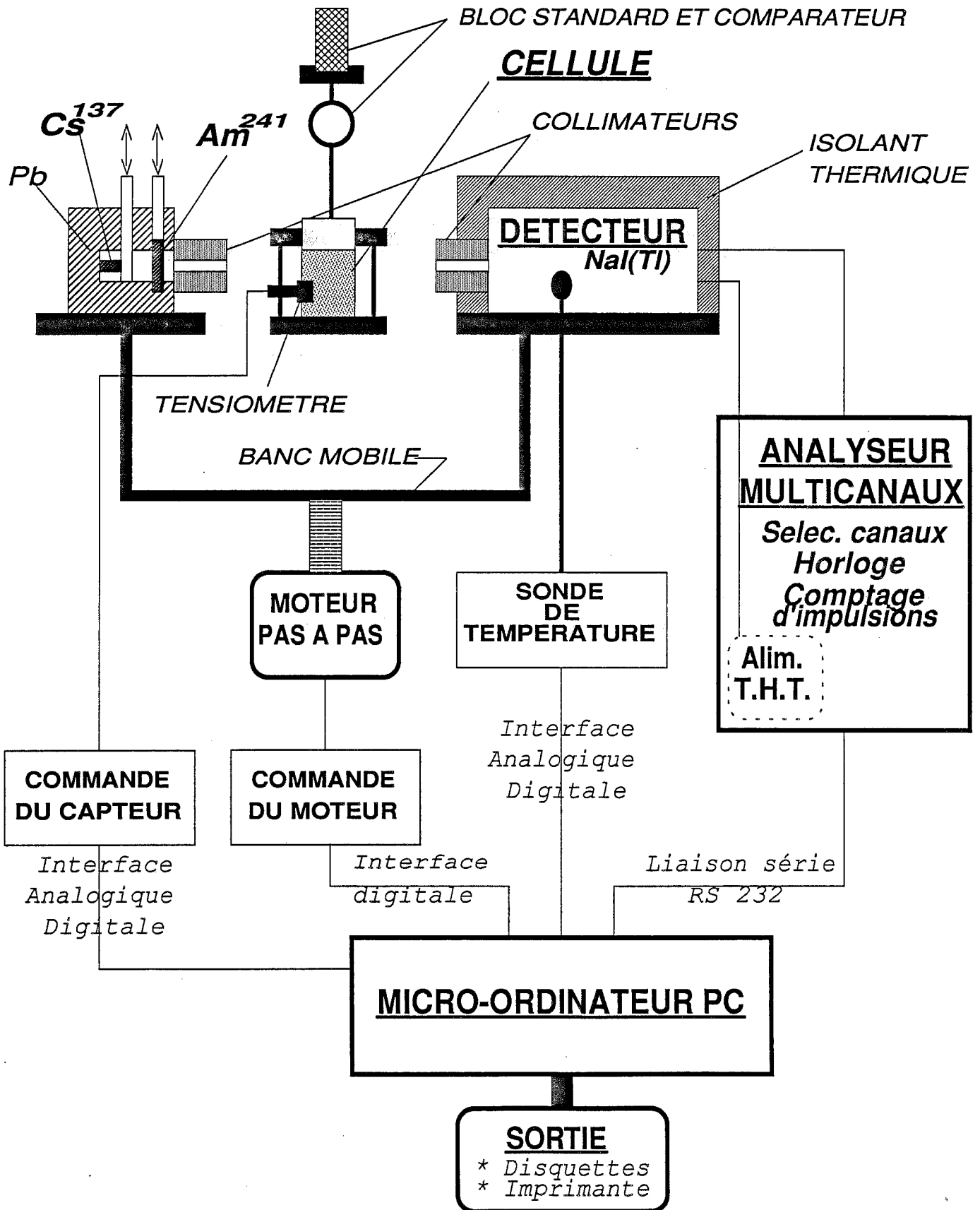


Figure 2.7 Dispositif expérimental du banc gammamétrique double sources.

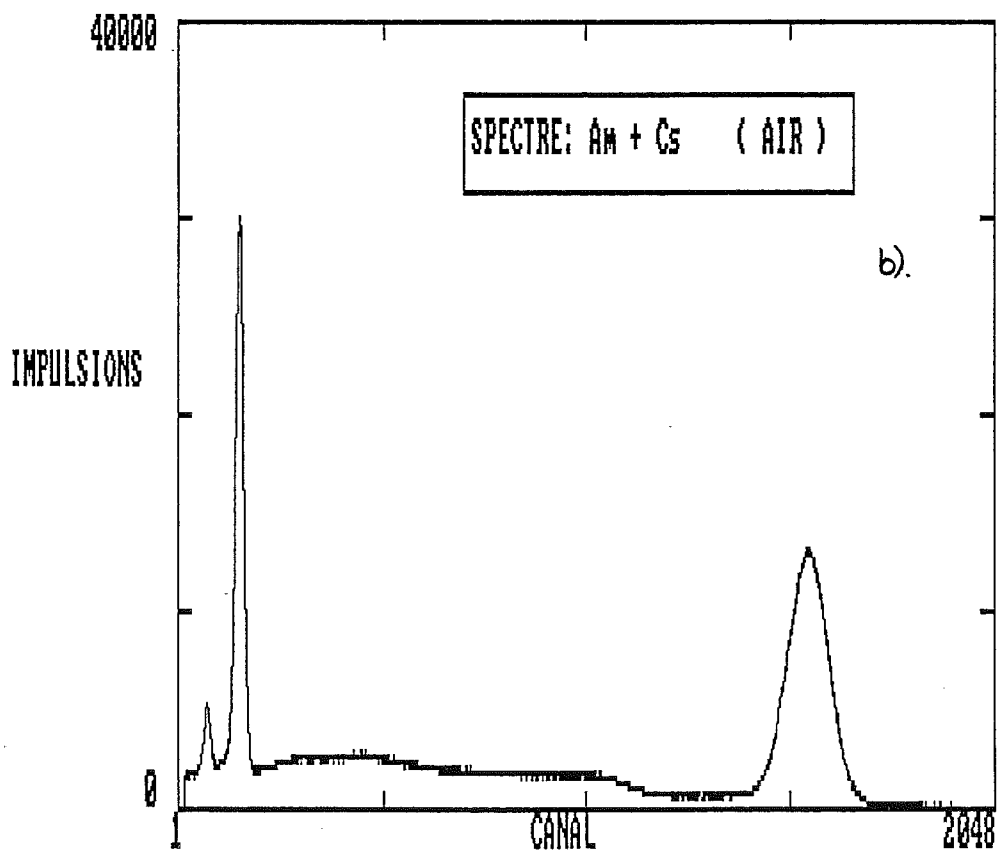
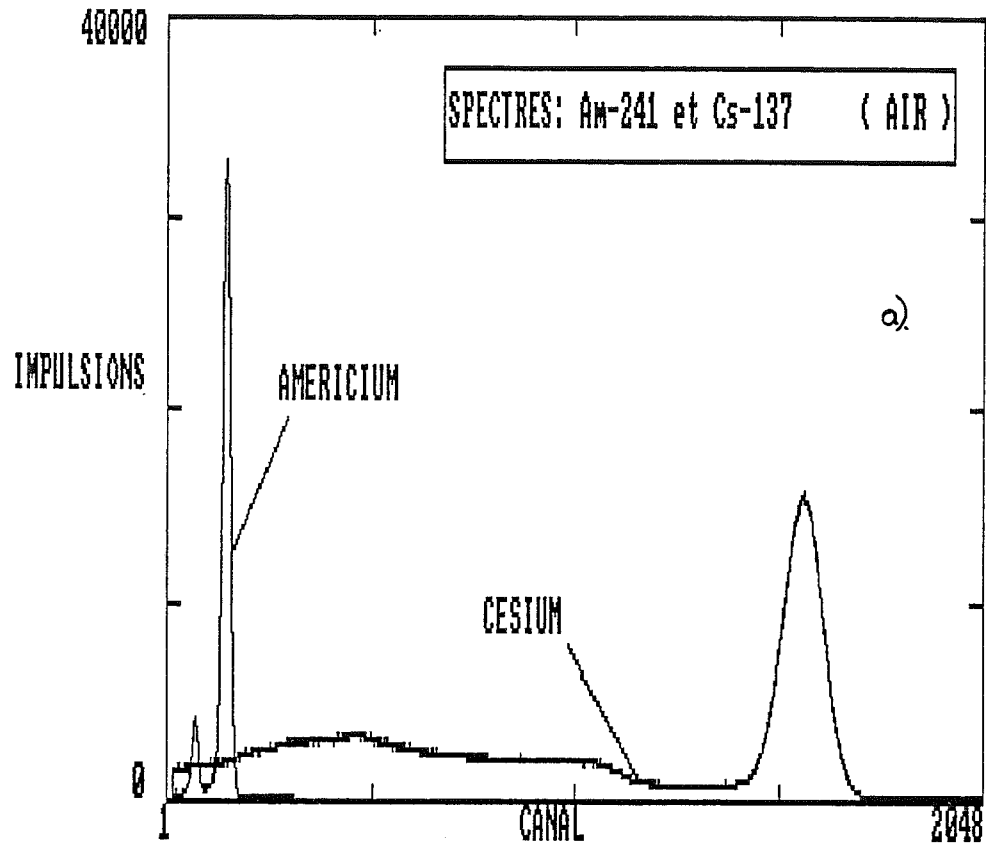


Figure 2.8 Spectres : Am, Cs (a) et Am+Cs (b) mesurés par l'analyseur 2048 canaux et le détecteur NaI(Tl). Comptage sur 200 s à travers de l'altuglass.

Leur raisonnement, bien que valable, ne peut-être utilisé que pour la mesure des profils $\rho_d(z)$ et $\theta_w(z)$ à l'équilibre, et non pour des essais transitoires, car les valeurs de N^{Am} et N^{Cs} doivent être déterminées au même instant.

La chaîne de mesure du banc gammamétrique comporte également la mesure de la température du détecteur par une sonde platine (de sensibilité $0,1^\circ\text{C}$) (fig. 2.7). En effet, la localisation des pics, en particulier pour les forts niveaux d'énergie (pic du Cs), est en corrélation avec la température du détecteur. Cette température varie, même, si par précaution, le bâti expérimental a été placé dans une salle climatisée ($22^\circ \pm 1^\circ\text{C}$), et le détecteur a été enveloppé d'un isolant thermique. L'acquisition des températures est effectué au même temps que les comptages.

Le moteur pas à pas (fig. 2.7), commandé par ordinateur, assure le déplacement vertical de la plate-forme, au pas près, soit : $0,0125 \text{ mm}$.

Un logiciel, écrit en Quick Basic, a été conçu et développé pour notre montage expérimental. Il assure le pilotage complet du banc gammamétrique : déplacement de la plateforme, acquisition des spectres, de la température et de la lecture tensiométrique. Chacune de ces fonctions peut également être exécutée séparément de façon manuelle.

2.3 METHODOLOGIE D'EXPLOITATION DES COMPTAGES

2.3.1 Données Gammamétriques Brutes

La loi de décroissance exponentielle d'atténuation du rayonnement pour un sol humide, équation (2.7), n'est valable que pour une source mono-énergétique. Les comptages $N(z,t)$ et $N_0(z)$ sont les nombres de photons transmis par le sol humide et par le porte-échantillon vide. Le nombre $(N_0 - N)$ correspond au nombre de photons absorbés par effet photoélectrique, par le milieu. Une fois connus les coefficients d'absorption massique, les valeurs des comptages permettent de calculer $\rho_d(z,t)$ et $\theta_w(z,t)$. Ces valeurs sont obtenues à partir du spectre d'énergie des deux sources Am+Cs. Ici nous exposons le passage des données brutes (les spectres) aux données nettes (les comptages), avant de présenter l'étalonnage du système.

En raison du principe de détection (section 2.2), les spectres fournis par l'analyseur, lorsque l'on travaille en configuration double-sources, sont la superposition des spectres complets de chacune d'elles. La figure (2.9) présente les spectres complets Am+Cs dans l'air et à travers un bloc d'aluminium. On y distingue trois pics : pic du Césium, pics de l'Américium et de son correspondant effet Compton ; ces deux derniers se superposent au pic, très étalé, du domaine Compton du Césium. Deux problèmes se posent alors. Tout d'abord, la détermination des intervalles d'énergie, donc le nombre de canaux qui correspond aux comptages des photons émis et non absorbés (voir § 2.1) pour l'Américium et le Césium. Ensuite, dans chaque intervalle, quelles sont les contributions de chaque source, afin de déterminer les comptages N^{Am} et N^{Cs} .

Nous appellerons Fenêtres d'Énergie, les intervalles entre deux canaux contenant les photons comptés à même niveau d'énergie d'émission. Nous définissons ainsi, une fenêtre 1 dans le domaine d'énergie de l'Américium (60 keV) ; et une autre, 2, dans le domaine d'énergie du pic du Césium (662 keV). Elles sont schématisées figure (2.10). Leur détermination est assez simple grâce à l'emploi de l'analyseur multicanaux. En effet, en considérant le spectre complet de l'Américium ou du Césium, en configuration mono-source, il permet, pour un spectre donné, le repérage des canaux correspondants au comptage maximum, d'une part, et au comptage minimum entre les pics des photons transmis et rétrodiffusés, d'autre part, et le repérage du canal à partir duquel les comptages mesurés correspondent au bruit de fond du système de mesure. La fenêtre d'énergie retenue sera celle comprise entre le canal du minimum séparant l'effet Compton du photoélectrique et le

canal séparant le pic du bruit de fond. Les taux de comptages N_1 et N_2 seront les intégrales des spectres sur ces intervalles.

Sur un très grand nombre de réalisations, à travers des absorbants différents, et avec l'analyseur 2048 canaux, nous avons pu conclure, pour la fenêtre N_1 (Américium), que dans 95% des cas au moins, elle se trouvait entre les canaux 93 et 183. Le même type d'étude pour la fenêtre N_2 (Césium) montre que le minimum à gauche du pic est très étalé et mal défini, et que le canal qui correspond au maximum varie en position de plus ou moins 40 canaux, bien que la forme du spectre soit conservée. Cela nous a conduit à considérer la fenêtre N_2 de 510 canaux d'amplitude, et à chaque réalisation de la centrer par rapport au maximum d'impulsions. La figure (2.10) présente, sur deux spectres différents, les fenêtres d'énergie retenues :

$$\begin{array}{llll} \text{FEN\^ETRE 1} & \text{Canaux} & : & 93 - 183 \quad (\text{fixe}) \\ \text{FEN\^ETRE 2} & 510 \text{ Canaux} & \text{\`a position variable} & \end{array} \quad (2.15)$$

les taux de comptages N_1 et N_2 étant les surfaces respectives.

Les fenêtres ainsi définies dépendent, cependant, des réglages électroniques du système de détection ; en particulier, des gains et seuils de l'analyseur multicanaux, de la THT du détecteur, et de la géométrie de collimation. Une modification intervenant dans l'un de ces paramètres oblige à redéfinir les fenêtres d'énergie et à réétalonner tout le système pour les nouvelles fenêtres. Le tableau 2.4 résume, à titre d'exemple, quelques valeurs rencontrées dans la littérature, des intervalles d'énergie (en keV ou nombre de canaux) pour différents systèmes gammamétriques double-sources Am+Cs.

Les figures (2.9) et (2.10), montrent que on voit que pour un temps de comptage donné :

a) La fenêtre 1 contient : les photons Am + une portion du compton de Cs
+ bruit de fond.

b) La fenêtre 2 contient : les photons Cs + bruit de fond.

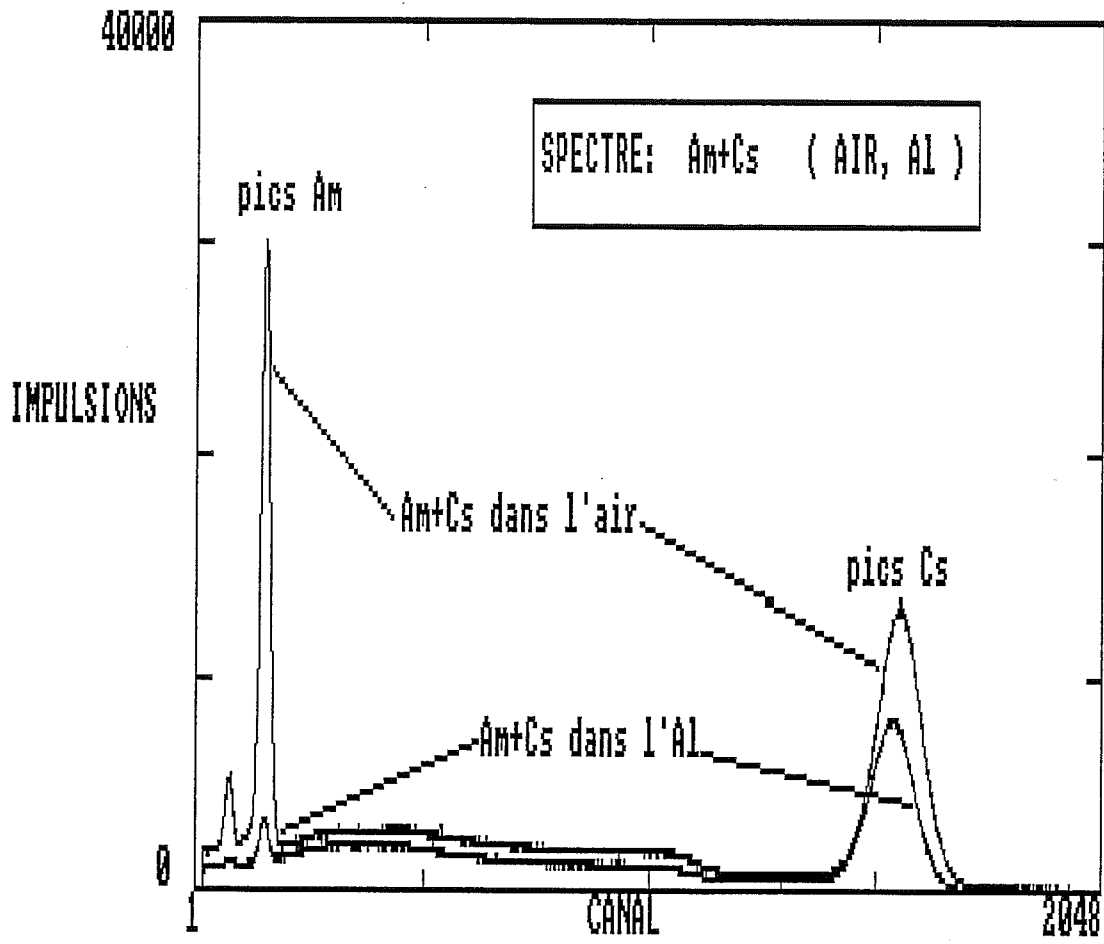


Figure 2.9 Spectres (Am+Cs), mesuré dans l'air et à travers un bloc d'aluminium de 3 cm d'épaisseur.

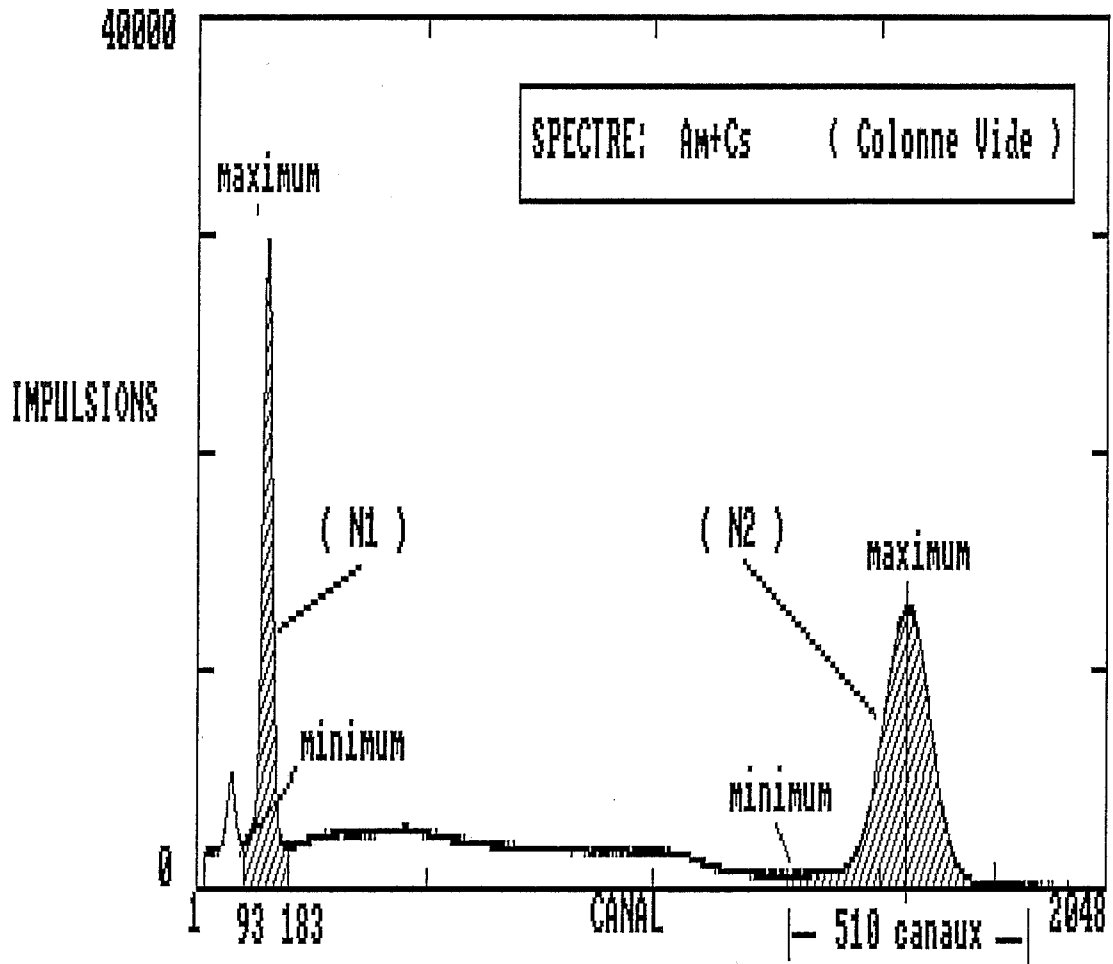


Figure 2.10 Fenêtres d'énergie pour le calcul des taux de comptage, pour l'analyseur 2048 canaux. Le spectre (Am+Cs) détecté est la superposition des spectres individuels Am et Cs.

Le bruit de fond correspond aux taux de comptages du spectre mesuré avec les deux sources fermées ; ils sont négligeables par rapport aux comptages N_1 et N_2 . Si dans la fenêtre 1 (de l'Américium), nous supposons l'existence d'une relation entre la portion Compton du Césium, N^{Cs} , et la valeur correspondante du pic N^{Cs} , nous pouvons écrire :

$$N^{Am} = N_1 - N^{Cs} = N_1 - f(N^{Cs}) \quad (2.16a)$$

$$N^{Cs} = N_2 \quad (2.16b)$$

où N^{Am} et N^{Cs} sont les données nettes à utiliser pour le calcul de la masse volumique sèche et de la teneur volumique en eau.

La fonction $N^{Cs} = f(N^{Cs})$ sera déterminée dans la section 2.4 relative à l'étalonnage.

Tableau 2.4 Exemples d'intervalles d'énergie pour l'intégration des spectres de double-sources gamma Am+Cs

REFERENCE	FENÊTRE 1 (Am)	FENÊTRE 2 (Cs)
COREY et al., 1971	canaux 17-35 analyseur à 400 c.	canaux 205-565 analyseur à 400 c.
MANSEL et al., 1973	40-80 keV	460-860 keV
GIOT et al., 1978	35-85 keV	550-750 keV
AYORINDE, 1983	34-86 keV	551-751 keV
HOPMANS et DANE, 1986	35-85 keV	560-770 keV
FERRAND et al., 1986	39.5-80.5 (± 0.4) keV	565.5-800.5 (± 0.4) keV
STILLWATER et KLUTE, 1988	canaux 30-95 ⁽¹⁾ analyseur à 900 c.	canaux 525-850 ⁽¹⁾ analyseur à 900 c.

(1) Non précisés clairement par les auteurs.

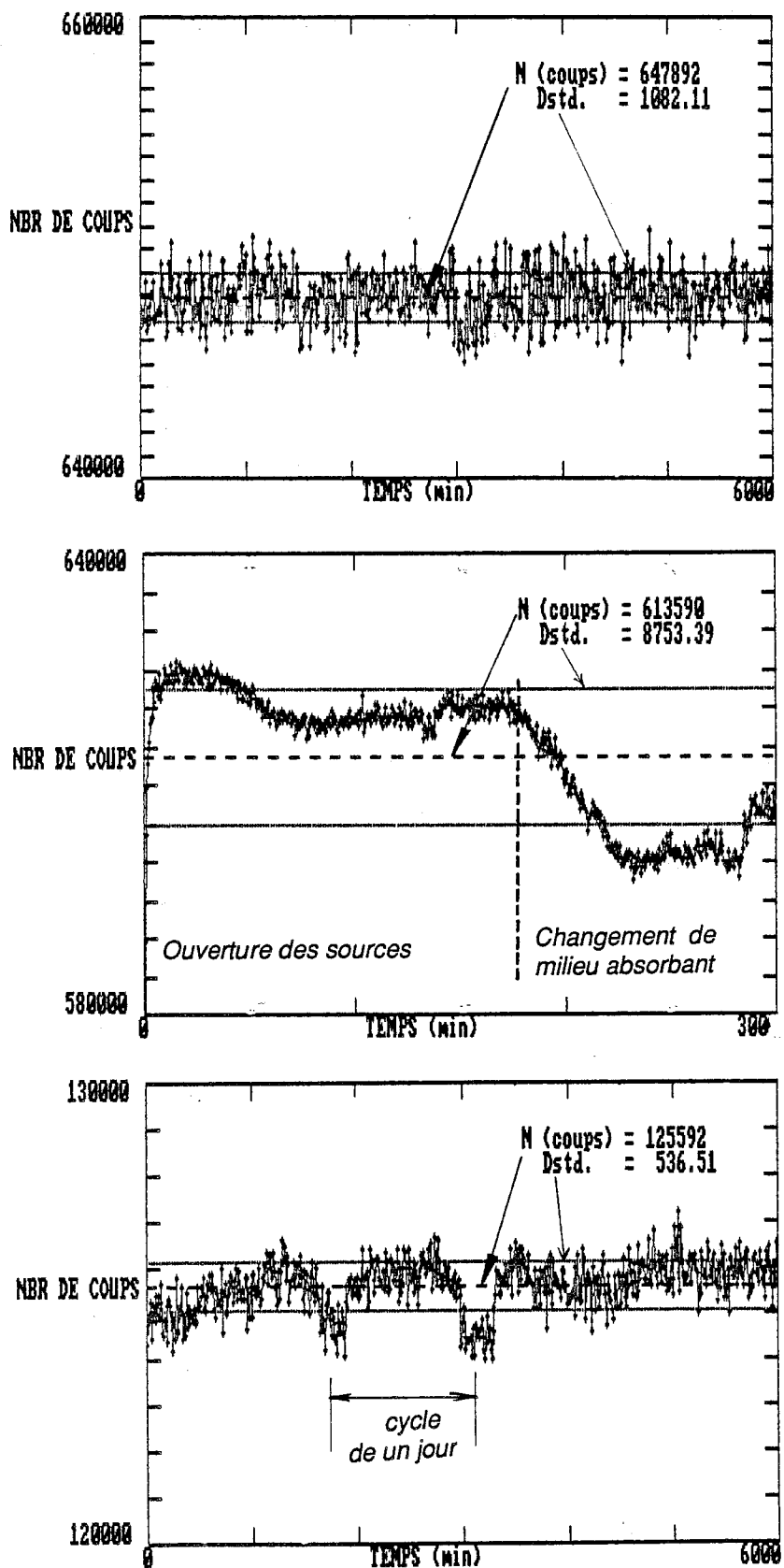


Figure 2.11 Evolution temporelle des comptages bruts dans la fenetre du Césium : comportement normal (a), effet sur les comptages après changement de milieu absorbant (b) ; oscillations dues aux variations de température du détecteur dans la fenetre de l'Américium (c).

2.3.2 Répétitivité des Comptages Gammamétriques

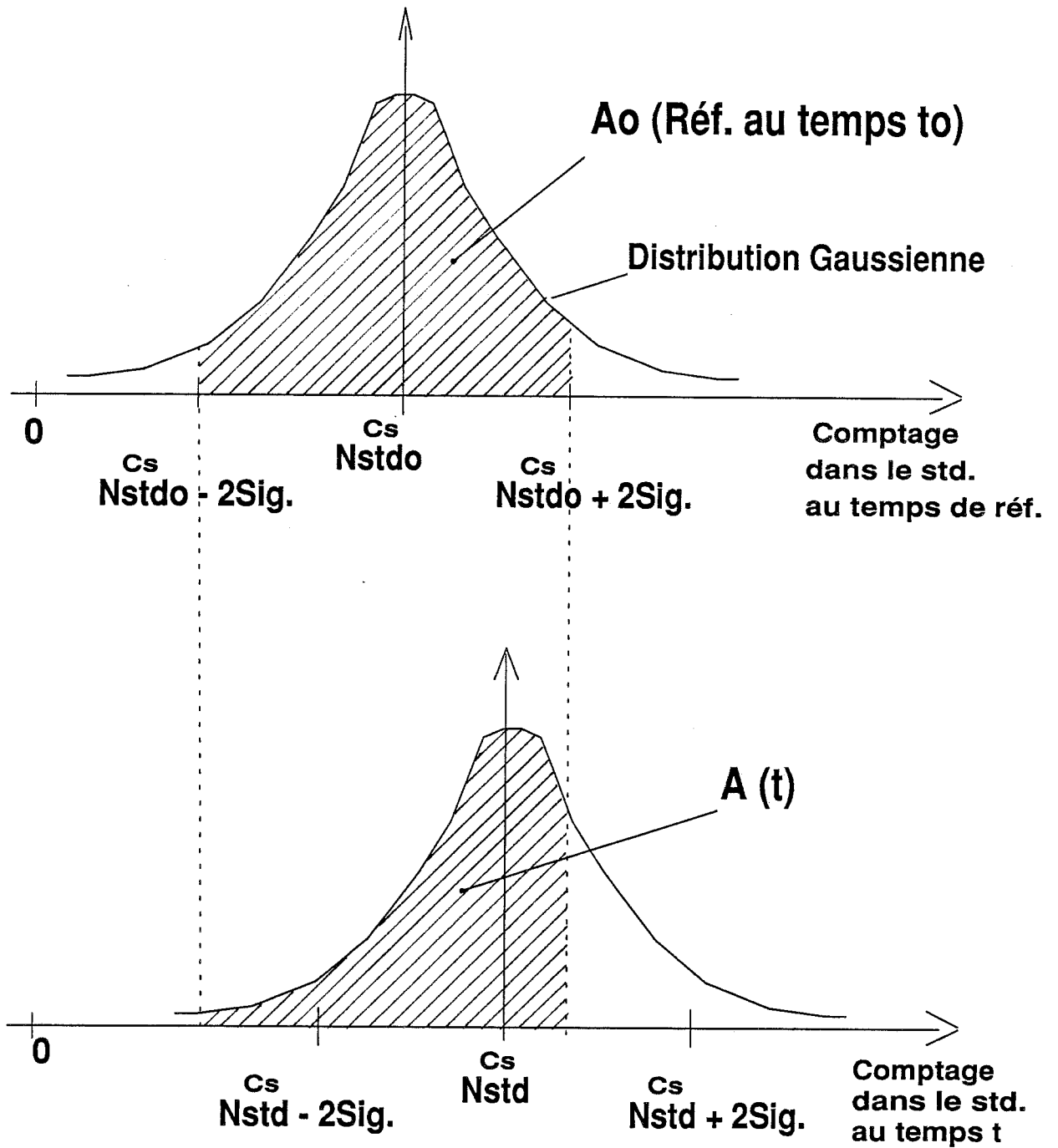
Un grand avantage du système automatique d'acquisition des spectres, est l'accès relativement facile à des séries temporelles de comptages. Une première vérification de la fiabilité du système consiste à étudier la répétitivité des comptages bruts, N_1 et N_2 , définis dans le paragraphe 2.3.1. Elle témoigne de la stabilité de l'étalonnage du système et de la représentativité des mesures de masse volumique sèche et de teneur en eau, effectuées à différents temps. Cette étude préliminaire a été menée en faisant varier successivement le milieu absorbant, le temps de comptage, les fenêtres d'énergie et l'intervalle de temps entre deux comptages. L'objectif est l'étude de l'évolution de ces comptages, acquis à différentes échelles de temps (en continu, à l'heure, à la journée, et cela sur plusieurs jours) afin de mieux interpréter les données lors du suivi de phénomènes ayant des temps caractéristiques différents.

De façon générale, l'évolution de ces comptages se présente comme une fluctuation aléatoire autour d'une valeur qui évolue de façon cyclique à l'échelle de la journée ; en particulier pour la fenêtre 2 (Césium). La figure (2.11) présente un exemple de ces variations. Les traits en pointillés désignent la moyenne et écart-type de chaque série. Ces oscillations et dérives proviennent principalement : de l'émission aléatoire des sources, de l'électronique de mesure (incontrôlables), de l'évolution journalière de la température du détecteur (amortie, en partie, par son isolation thermique), de la mise en régime permanent du détecteur après ouverture des sources ou après changement brutal de milieu absorbant aux produits (coefficient d'absorption) \times (masse volumique) très différent (par exemple entre l'air et le sol).

Les précautions élémentaires à prendre pour éviter de tels effets sont, évidemment, de contrôler la température du détecteur, d'attendre la mise en régime permanent de celui-ci avant d'initier une série de mesures, et d'éviter le passage du faisceau dans l'air, lors de la scrutation d'un échantillon. Cependant, une étude plus détaillée de ces paramètres peut-être utile dans la recherche d'une meilleure précision de la mesure.

2.3.3 Correction des Comptages par Rapport à un Standard

La loi d'atténuation du rayonnement permet le calcul de ρ_d et de θ_w lorsque le rapport entre les comptages dans le sol (N) et dans le porte échantillon vide (N_0) est mesuré. Afin de prendre en compte les erreurs dues aux oscillations et dérives temporelles du système de



CORRECTION PAR RAPPORT AU STANDARD SI
 $A(t) / A_0 \leq 0,5$

Figure 2.12 Exemple d'application du critère de correction par rapport au standard, dans la fenêtre du Césium dans un bloc standard en Aluminium.

mesure, nous avons élaboré une procédure de correction automatique des comptages bruts, par comparaison aux comptages à travers un milieu pour lequel les paramètres d'absorption du rayonnement sont constants dans le temps ; dit "standard".

Appelons respectivement (n^{Am}, n^{Cs}) et (n_o^{Am}, n_o^{Cs}) les couples des comptages nets à travers le matériau standard, aux temps t et t_o . Si l'on considère que les dérives du système de mesure sont identiques pour le milieu poreux à étudier et pour le standard, alors, il est possible de corriger les comptages selon les expressions :

$$N^{Am / std} = N^{Am} \frac{n_o^{Am}}{n^{Am}} \quad (2.17a)$$

$$N^{Cs / std} = N^{Cs} \frac{n_o^{Cs}}{n^{Cs}} \quad (2.17b)$$

La correction des comptages selon les équations (2.17) ne doit pas être effectuée systématiquement, mais uniquement lorsque les comptages dans le standard, aux temps t et t_o , apparaissent significativement différents. Le critère d'application de cette correction est alors le suivant : à partir de deux séries de comptage standard, de moyennes n_o^{Cs} et n^{Cs} , et d'écart-types $\sigma_{n_o^{Cs}}$ et $\sigma_{n^{Cs}}$, auxquels sont associées deux courbes de Gauss, figure (2.12), on calcule les surfaces, A_o et $A(t)$, hachurées. Elles sont considérées significativement différentes lorsque :

$$A(t) / A_o \leq 50 \% \quad (2.18)$$

Dans ces conditions, il conviendra de corriger les comptages dans le milieu à étudier selon les équations (2.17).

La figure (2.13) résume schématiquement ce critère appliqué à une longue série de comptages standard, dans la fenêtre du Césium. On a supposé ici une distribution gaussienne des comptages, bien que l'émission suive une distribution de Poisson, car la mesure intègre en plus les effets dus aux fluctuations de température et de dérives de l'électronique.

L'épaisseur du matériau servant comme standard (Aluminium) a été choisie de façon à ce que l'atténuation du faisceau soit comparable à celle produite par un sol humide dans sa cellule d'essai.

t1 : $A/A_0 \leq 0.5$, corr./std

t2 : $A/A_0 > 0.5$, pas de corr./std.

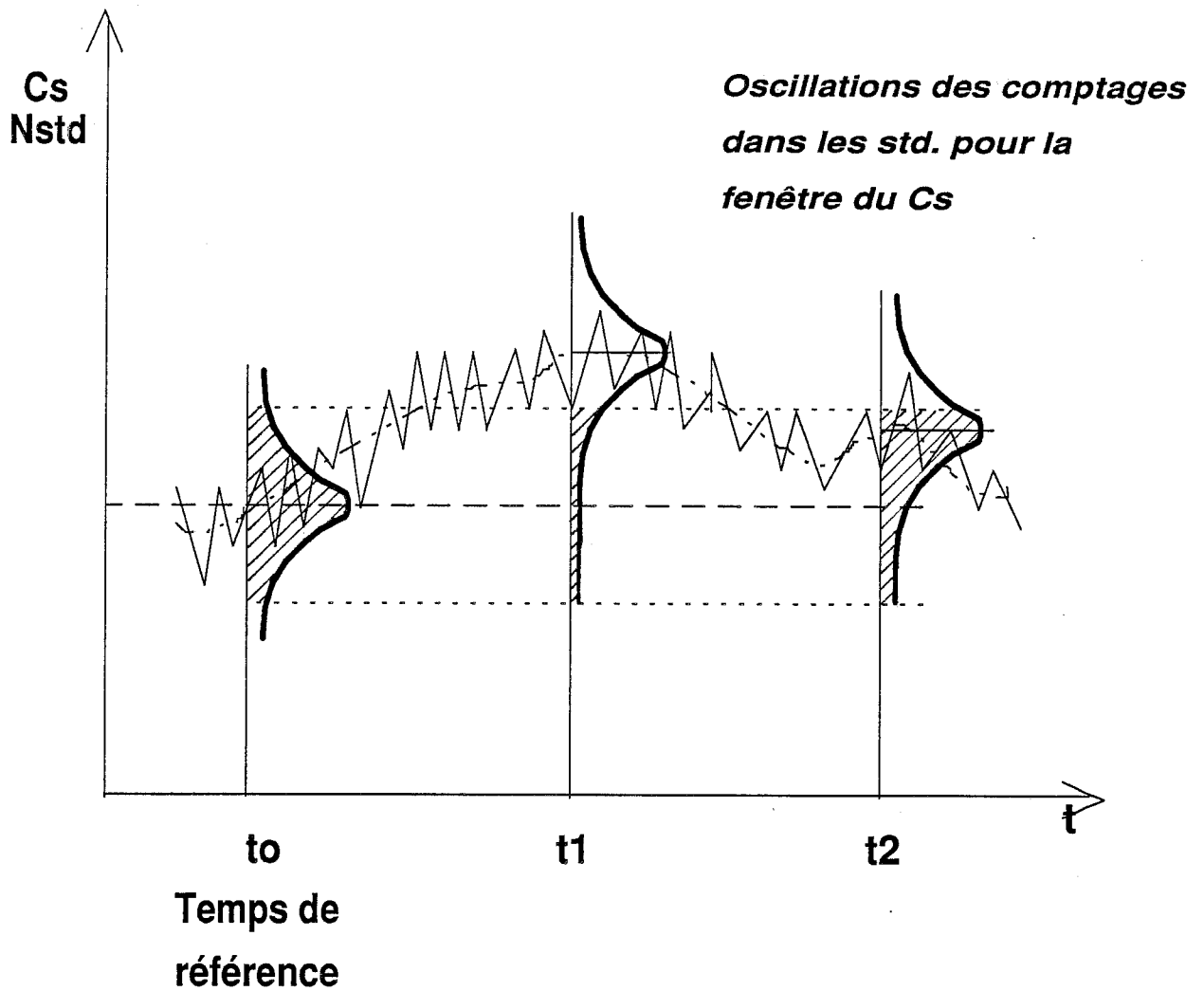


Figure 2.13 Exemple d'utilisation du critère de correction par rapport au standard, appliqué à une série temporelle de données (fenêtre de du Cs ; temps de référence t_0)

2.4 ETALONNAGE DU SYSTEME DOUBLE-SOURCES

2.4.1 Dérive Naturelle des Radioéléments

La période des sources Am et Cs, donnée dans le tableau 2.1 (§ 2.1.3), est calculée d'après une loi de décroissance exponentielle de l'activité de la source, $a(t)$:

$$a(t) = a_0 e^{-\alpha t} \quad (2.19)$$

où, a_0 est l'activité initiale de la source

$\alpha = \ln 2 / T$ est la constante de décroissance, T étant la période du radioélément

(T = 458 ans pour l'Am ; T = 30 ans pour le Cs)

La dérive naturelle des radioéléments a pour conséquence la diminution des comptages avec le temps. Ainsi, pour une période de un mois, les variations de comptages sont :

- Pour l'Am : $(\Delta N / N)_{Am} = 1,26 \cdot 10^{-4}$
- Pour l'Cs : $(\Delta N / N)_{Cs} = 1,92 \cdot 10^{-3}$

Pour un essai durant de un à deux mois, l'erreur sur les comptages due aux dérives des radioéléments sera donc négligeable, à condition que l'étalonnage du système soit établi au début. En revanche, sur une année, l'utilisation d'un même étalonnage (mesure des coefficients d'absorption, détermination de la fonction de correction de l'effet Compton) pour différents essais peut conduire à des erreurs inacceptables ; en particulier pour la fonction de correction de l'effet Compton du Cs (voir éq. (2.16), § 2.3.1), sa période étant assez courte.

2.4.2 Temps Mort du Système

Le détecteur, le pré-amplificateur et l'amplificateur acquièrent l'information (impulsions) de manière continue. Par contre, l'analyseur multicanaux traite les impulsions de manière discrète, par intervalles de temps où il est successivement actif et inactif. De ce fait, les impulsions arrivant lors des périodes d'inactivité ne peuvent pas être comptées. Cela se

traduit par une perte de comptage. Ce même phénomène se produit, également, dans les chaînes de mesure avec seulement deux canaux.

Soit τ_c , le temps minimum (ou **temps mort**) séparant deux impulsions dans le système de comptage. Ce temps dépend du système de mesure et de la collimation. Le tableau 2.5 montre, à titre d'exemple, des valeurs de temps morts reportées dans la littérature. Différentes méthodes de détermination du temps mort sont possibles (voir références du tableau 2.5). Celle retenue ici, consiste, à l'aide d'un générateur d'impulsions connecté à l'analyseur de spectre, mis à la place du détecteur, à déterminer le seuil de fréquence pour lequel toute impulsion simulée est enregistrée. Le temps mort est la valeur réciproque de la fréquence de génération lorsque ce seuil est atteint. Pour les fenêtres considérées ici, il a été estimé à **3 μ s/impulsion** ; mais il est certain qu'il doit varier pour chacun des 2048 canaux, selon la valeur des amplitudes générées.

Tableau 2.5 Exemples de temps mort affectant les comptages Am+Cs, τ_c en μ s/impulsion

REFERENCE	FENÊTRE 1 (Am)	FENÊTRE 2 (Cs)
MANSELL et al., 1973	2	2
STROOSNIJDER et DeSWART, 1974	4.75	6.50
NOFZIGER et SWARTZENDRUBER, 1974	6.2	3.2
GIOT et al., 1978	15	3.6
AYORINDE, 1983	6.1 \pm 0.2	3.8 \pm 0.2
HOPMANS et DANE, 1986	2.5	2.5
STILLWATER et KLUTE, 1988	1.09	1.21

Les valeurs observées N_{obs} , peuvent alors être corrigées, de manière approximative par l'expression (MANSEL et al., 1973) :

$$N = N_{obs} [1 - \tau_c N_{obs} / t_c]^{-1} \quad (2.20)$$

Les pertes relatives de comptage sont évaluées par l'expression :

$$[N - N_{obs}] / N_{obs} = [1 - \tau_c N_{obs} / t_c]^{-1} - 1 \quad (2.21)$$

On observe qu'elles seront d'autant plus importantes que le taux de comptage observé est grand. Ce sera notamment le cas pour les comptages effectués dans le porte-échantillon vide, et pour la fenêtre du Césium.

Cette correction est faite systématiquement avant tout traitement des données gammamétriques.

2.4.3 Fonction pour la Correction de l'Effet Compton

La fonction de correction de l'effet Compton (éq. (2.16), § 2.3.1) a pour objet de déterminer la part de l'effet Compton du Césium mesuré dans la fenêtre de l'Américium. Comme condition préliminaire, il faut avoir établi les fenêtres d'intégration des spectres, le temps mort du système et le critère de correction éventuelle par rapport au standard.

L'hypothèse principale pour établir une telle relation est son indépendance avec le milieu absorbant. Elle a été déterminée en travaillant en configuration mono-source Cs ; les interactions qui peuvent exister entre les deux sources, en configuration Am+Cs, étant négligées. La figure (2.14) montre la relation entre les intensités de comptage Césium dans les fenêtres 1 et 2, pour différentes épaisseurs de différents absorbants : Aluminium, Altuglass, Eau, Sable sec. Les épaisseurs ont été choisies de façon à couvrir le domaine des valeurs des intensités I^{Cs} ($I^{Cs} = N^{Cs} / t_c$) susceptibles d'être rencontrées dans les essais.

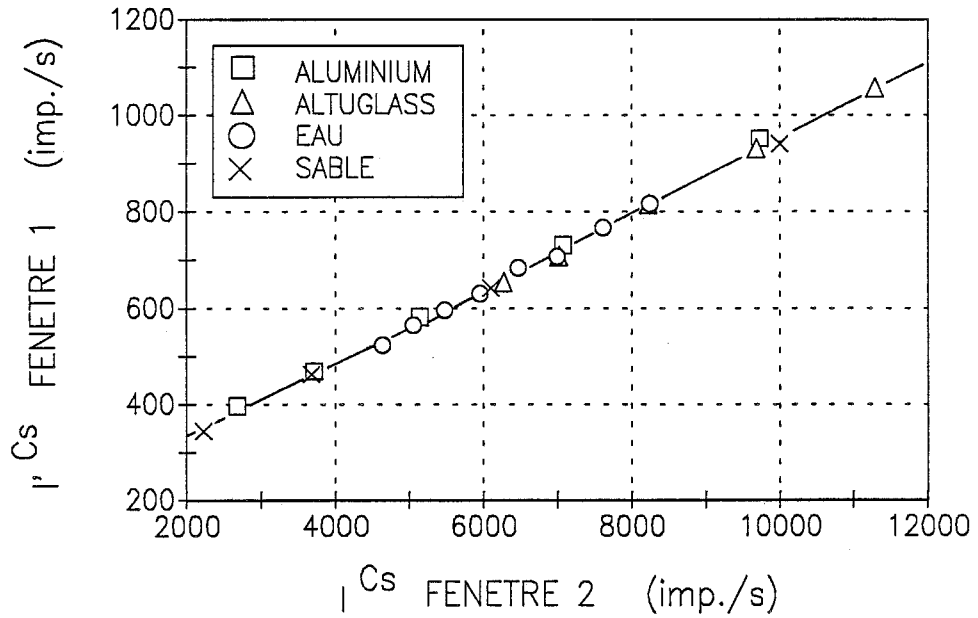


Figure 2.14 Fonction de correction de l'effet Compton du Césium. Intensité de comptage dans la fenêtre 1 (de l'Am), en fonction de l'intensité de comptage dans la fenêtre 2 (du Cs), mesurée en configuration mono-source.

En théorie, c'est la géométrie du système gamma double-sources qui détermine la probabilité pour qu'un photon produise une impulsion d'énergie donnée. Une correspondance linéaire entre I^{Cs} et N^{Cs} est reportée par WOOD et COLLIS-GEORGE (1980), STILLWATER et KLUTE (1988) (le rapport N^{Cs}/I^{Cs} serait alors constant). Cependant d'autres utilisateurs du système double-sources (NOFZIGER et SWARTZENDRUBER (1974) ; GIOT et al. (1978) ; SWARTZENDRUBER et al. (1980) ; AYORINDE (1983) ; HOPMANS et DANE (1986)) trouvent des non linéarités pour les intensités de comptage les plus élevées. Comme dans notre cas, cela peut-être attribué à une correction de temps mort non appropriée ou à des limitations du système de mesure pour les intensités élevées. En effet, pour les intensités supérieures à 10000 imp/s , et pour des temps de comptage relativement grands (de l'ordre de 5 min), la surcharge en impulsions produit un blocage ou saturation du système. Il faut donc éviter les configurations de travail correspondant à des comptages trop élevés.

La fonction d'approximation retenue est :

$$I^{Cs} = 193,2794 + 7,08584 \cdot 10^{-2} I^{Cs} + 6,15648 \cdot 10^{-7} (I^{Cs})^2 - 8,88453 \cdot 10^{-12} (I^{Cs})^3 \quad (2.22)$$

le coefficient de corrélation étant : $R = 0,99906$.

L'ordonnée à l'origine (différente de 0) est attribuée aux différences dans les comptages de base (ou bruit de fond) entre les fenêtres 1 et 2. Ce bruit de fond est plus important aux faibles énergies, donc dans la fenêtre 1 où est mesuré I^{Cs} . On notera que les données utilisées pour la détermination de la fonction de correction Compton (fig. 2.14) sont corrigées par rapport au standard, si nécessaire, et tiennent compte du temps mort du système.

Remarque : Pour éviter la correction de l'effet Compton du Césium dans la fenêtre de l'Américium , STROOSNIJDER et DeSWART (1974), placent perpendiculairement les sources Am et Cs, chacune ayant son propre détecteur. Ces auteurs notent une très faible influence du Césium dans la détection de l'Américium. Leur système expérimental étant plus lourd, et donc plus couteux, ne conduit pas, cependant, à une meilleure détermination de ρ_d et θ_w . De plus, les mesures effectuées selon deux diamètres orthogonaux, supposent implicitement, l'homogénéité transversale et l'isotropie du milieu.

2.4.4 Coefficients d'Absorption Massique

2.4.4.1 Coefficient d'Absorption Massique de l'Eau

Les coefficients d'absorption massiques de l'eau ont été obtenus par l'atténuation du faisceau par des lames d'eau d'épaisseurs différentes et connues (fig. 2.15a). En effet, en l'absence du sol, le système d'équations (2.8) (§ 2.1.2) s'écrit :

$$N^{Am} = N_o^{Am} \exp[(- \mu_w^{Am} \rho_w) x] \quad (2.23a)$$

$$N^{Cs} = N_o^{Cs} \exp[(- \mu_w^{Cs} \rho_w) x] \quad (2.23b)$$

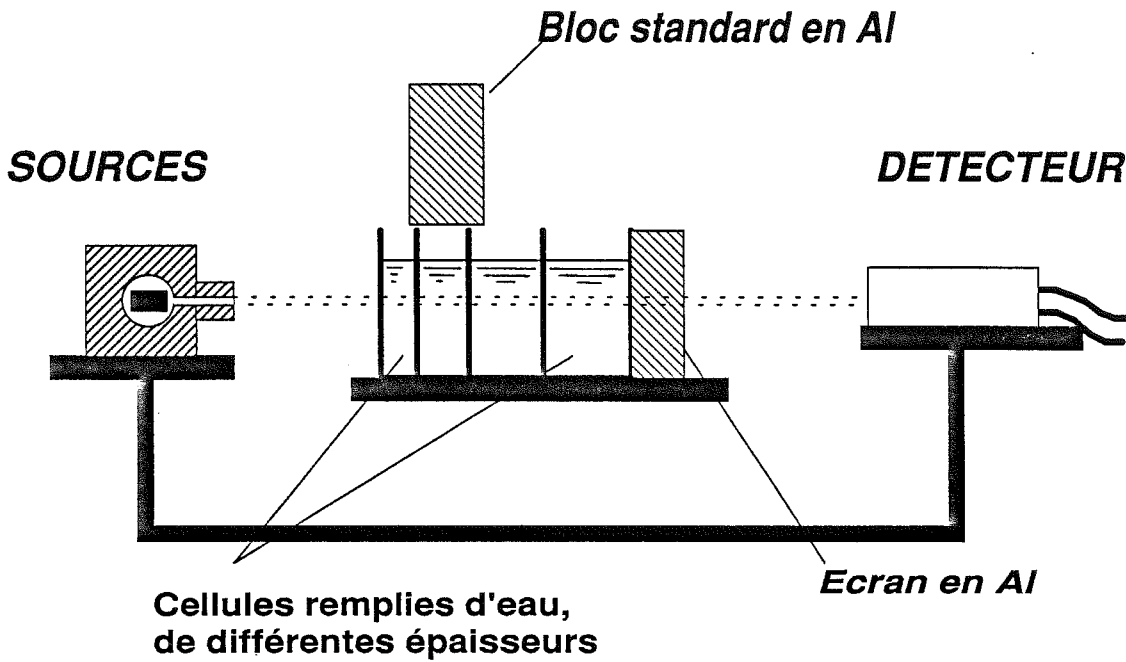
soit,

$$\ln(N_o / N)^{Am} = \mu_w^{Am} \rho_w x \quad (2.24a)$$

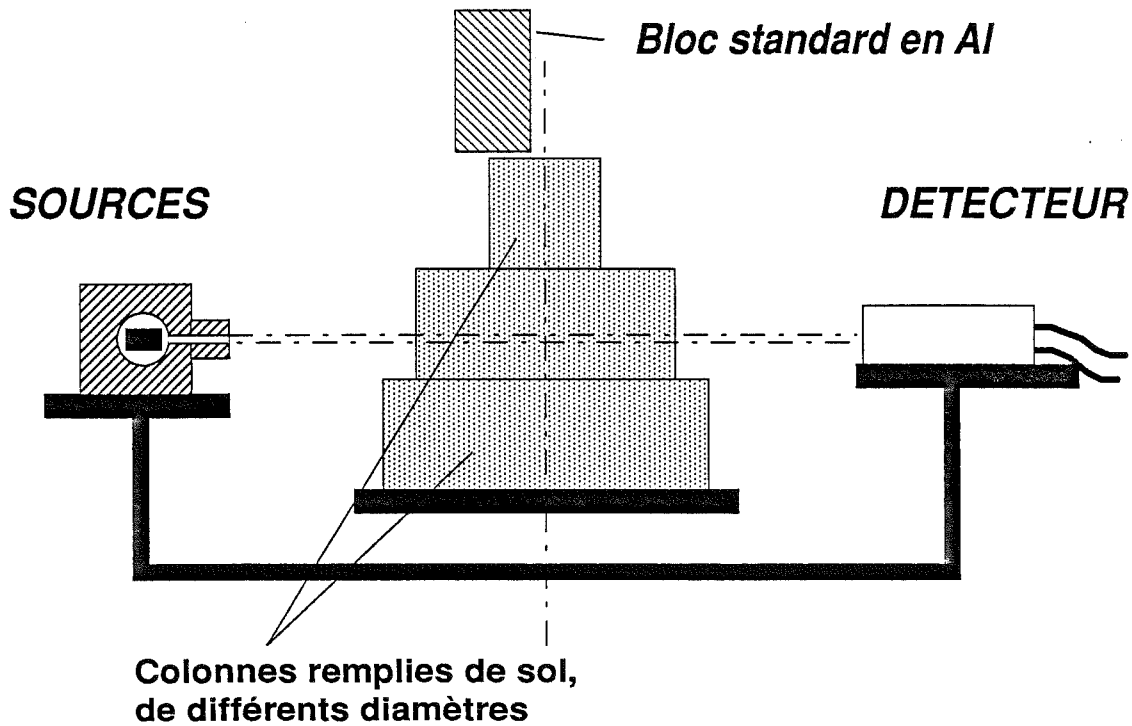
$$\ln(N_o / N)^{Cs} = \mu_w^{Cs} \rho_w x \quad (2.24b)$$

où x est l'épaisseur de la lame d'eau considérée. L'établissement de la corrélation linéaire entre le logarithme des comptages et la lame x (VACHAUD, 1968 ; THONY, 1970 ; VAUCLIN, 1971) permet d'obtenir le produit $\mu_w \rho_w$ pour l'Américium et le Césium, en configuration mono ou double-sources. Dans ce dernier cas, la correction d'effet Compton est effectuée.

La figure (2.16) présente les résultats pour les fenêtres d'énergie fixées au paragraphe 2.3.1, en configuration mono ou double-sources. Il résulte de cette figure que la corrélation linéaire est excellente quelle que soit la configuration considérée. Le tableau 2.6 résume les valeurs des coefficients. Dans les quatre cas considérés (fig. 2.16 et tableau 2.6) les ordonnées à l'origine, compte-tenu des écart-types associés, sont significativement nulles.



(a) - Détermination du coefficient d'absorption massique de l'eau



(b) - Détermination du coefficient d'absorption massique du sol.

Figure 2.15 Schéma des montages expérimentaux utilisés pour la détermination des coefficients d'absorption massique de l'eau (a) et du sol (b).

Tableau 2.6 Coefficients d'absorption massique de l'eau pour l'Américium et le Césium, en configuration mono et double-sources.

CONFIGURATION	μ_w (cm^2/g) $\rho_w = 1 \text{ g/cm}^3$	Ecart-type σ_{μ_w} (cm^2/g)	Coeff. de corrélation
Am (seul)	0.1941	< 0.0005	> 0.9999
Am (dans Am+Cs)	0.2046		

Cs (seul)	0.08303	< 0.00005	> 0.9999
Cs (dans Am+Cs)	0.08377		

Les différences constatées avec les valeurs théoriques (voir tableau 2.2, § 2.1.4) sont dues, d'une part, à la géométrie de mesure (angle solide réel dû à la collimation) (THONY, 1970 ; GROENEVELT et al., 1969), et d'autre part, à la fonction de correction de l'effet Compton pour la configuration Am+Cs. Les valeurs à retenir sont, évidemment, celles calculées en configuration double-sources, dont les comptages ont été corrigés comme exposé aux paragraphes antérieurs : 2.3.3, 2.4.2 et 2.4.3.

Une précaution additionnelle a été prise comme le montre la figure (2.15a). Elle a consisté à placer un écran en Aluminium afin de réduire les taux de comptage, en les ramenant aux valeurs normales des taux de comptage dans un sol humide. Cet écran a été placé entre la source et le détecteur, alternativement du côté source et du côté détecteur. Nous n'avons pas observé de différences significatives dans les valeurs du coefficient d'absorption, pour les différentes positions de l'écran, contrairement aux résultats de GROENEVELT et al. (1969), grâce, probablement, à une meilleure collimation du faisceau.

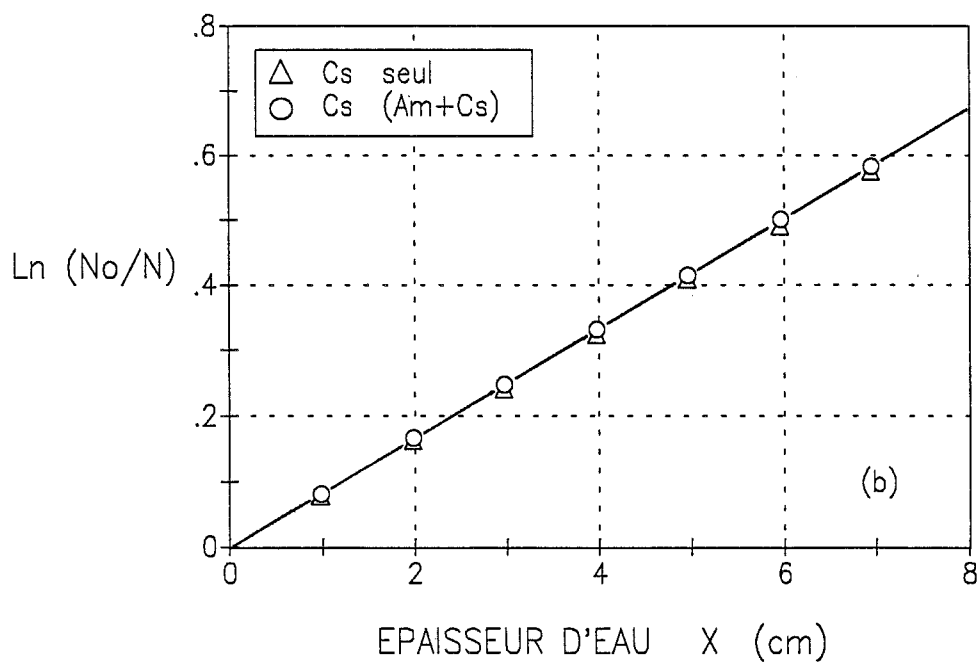
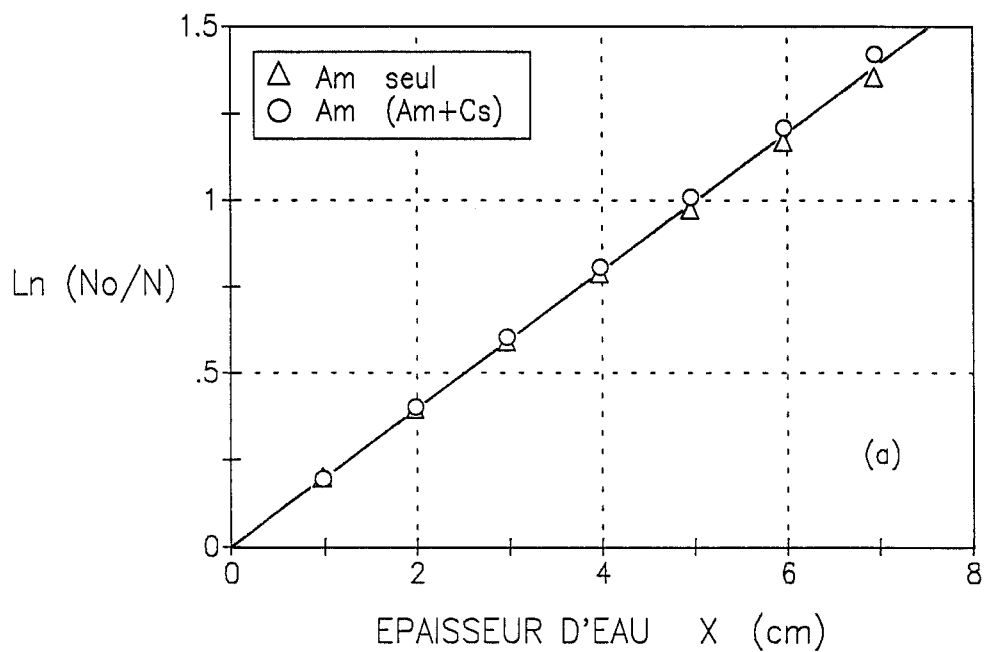


Figure 2.16 Correlation entre les comptages et l'épaisseur de lames d'eau pour l'Américium (a) et pour le Césium (b) en configuration mono et double-sources.

2.4.4.2 Coefficient d'Absorption Massique du Sol

Contrairement à l'eau, l'hétérogénéité du sol fait qu'il est impossible de connaître avec précision la masse volumique sèche d'un échantillon, à une cote donnée, pour appliquer la même méthode que celle utilisée dans la détermination de μ_w . Nous avons opté, alors, pour la mesure globale du coefficient d'absorption massique du sol d'échantillons pour lesquels la masse volumique moyenne, $\bar{\rho}_d$, et la teneur volumique en eau moyenne, $\bar{\theta}_w$, sont connues ; le cas le plus simple étant l'échantillon sec : $\bar{\theta}_w = 0$. A titre d'exemple, la figure (2.15b) présente le dispositif pour trois échantillons de diamètres différents superposés les uns aux autres. Pour un échantillon, de diamètre constant, le système d'équations d'atténuation (2.8) permet d'écrire (avec : $\rho_w = 1 \text{ g/cm}^3$, μ_s et μ_w constants) :

$$x^{-1} \sum_{i=1}^n \ln(N_o / N)_i^{Am} = \mu_s^{Am} \sum_{i=1}^n \rho_{di} + \mu_w^{Am} \sum_{i=1}^n \theta_{wi} \quad (2.25a)$$

$$x^{-1} \sum_{i=1}^n \ln(N_o / N)_i^{Cs} = \mu_s^{Cs} \sum_{i=1}^n \rho_{di} + \mu_w^{Cs} \sum_{i=1}^n \theta_{wi} \quad (2.25b)$$

où n est le nombre de cotes de mesure dans l'échantillon.

La division des deux équations par n conduit aux deux expressions suivantes :

$$\mu_s^{Am} = \{ (n x)^{-1} \sum_{i=1}^n \ln(N_o / N)_i^{Am} - \mu_w^{Am} \bar{\theta}_w \} / \bar{\rho}_d \quad (2.26a)$$

$$\mu_s^{Cs} = \{ (n x)^{-1} \sum_{i=1}^n \ln(N_o / N)_i^{Cs} - \mu_w^{Cs} \bar{\theta}_w \} / \bar{\rho}_d \quad (2.26b)$$

On notera que lorsque le sol est sec les termes $\mu_w \bar{\theta}_w$ disparaissent.

Les coefficients d'absorption massique du sol, pour les différents essais que nous avons réalisés (section 2.5 et chap. 3) sont donnés dans le tableau 2.7, pour la configuration double-sources, avec les corrections de temps mort, par rapport au standard, si nécessaire, et de l'effet Compton. Les écarts-types de ces déterminations sont assez variables d'un

matériau à un autre. Nous avons donc retenu, comme borne supérieure : $5 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2/\text{g}$ pour l'Américium et $5 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^2/\text{g}$ pour le Césium.

Comme nous le verrons dans le paragraphe suivant, le coefficient d'absorption massique du sol doit être déterminé avec un grand soin pour que la mesure de ρ_d et θ_w soit acceptable.

Tableau 2.7 Coefficients d'absorption massique⁽¹⁾ des différents matériaux étudiés, pour la configuration Am+Cs

MATERIAU ⁽²⁾	μ_s^{Am} (cm ² /g)	μ_s^{Cs} (cm ² /g)
Argile du CEA (voir § 2.5.4)	0.3132	0.07641
Mortier SABLE + PLÂTRE (voir § 2.5.4)	0.3326	0.06537
SABLE-LIMONEUX (voir § 2.5.4)	0.3326	0.0629
LIMON + BENTONITE (Infiltration-Gonflement, chap 3)	0.3603	0.07599

(1) Pour certains matériaux, un nombre très réduit de déterminations a rendu certaines mesures plus imprécises que d'autres.

(2) Les paragraphes où les matériaux sont présentés, sont indiqués entre parenthèses.

2.5 QUALITE DE LA MESURE GAMMAMETRIQUE DOUBLE-SOURCES

2.5.1 Sources des Erreurs de Mesure

L'objectif poursuivi dans l'étude de la qualité des résultats du système gammamétrique double-sources est la recherche de la fiabilité des mesures de $\rho_d(z,t)$ et $\theta_w(z,t)$ lors d'un essai transitoire, non destructif, et par conséquent, unique. Comme dans tout travail expérimental, les sources d'erreurs de mesure sont très diverses, qu'elles soient accidentelles ou systématiques.

Dans les paragraphes précédents (2.1 à 2.4) nous avons explicité la méthodologie de traitement des données gammamétriques et les différentes sources d'incertitude qui en découlent. Ces dernières peuvent être classées en deux groupes : les incertitudes de mesure dues au principe même d'émission et de détection du rayonnement gamma, et les incertitudes provenant de l'étalonnage du système, préalable indispensable à la résolution du système d'équations conduisant au calcul de ρ_d et θ_w .

Le premier groupe d'incertitudes correspond :

1. à la désintégration et émission aléatoire des sources
2. à la détection de la radiation liée, d'une part, à la performance du détecteur : temps de résolution à taux de comptage élevés, modification du fonctionnement par variation de température du détecteur, faux comptages par absorption photoélectrique des photons dans le détecteur, ou saturation du détecteur, effets parasites par rayonnements reçus du milieu où se trouve le détecteur (par exemple présence d'autres sources dans la salle de travail) ; d'autre part, à la performance des équipements auxiliaires, et notamment l'électronique de mesure et l'analyseur multicanaux, l'équipement de contrôle des acquisitions (ordinateur) et des logiciels de support, l'enregistrement des données. La détection de la radiation dépend également de la géométrie de collimation du faisceau.

Le second groupe d'incertitudes provient de la propagation des erreurs liées à la détermination de la fonction de correction de l'effet Compton, des coefficients d'absorption massique et du diamètre des échantillons, dans la résolution des équations (2.10).

Dans la suite, nous présentons les résultats d'essais qui ont permis d'évaluer la faisabilité de la gammamétrie double-sources pour déterminer simultanément la masse

volumique sèche et la teneur volumique en eau, ainsi qu'une estimation des erreurs théoriques associées.

2.5.2 Erreur sur la Mesure des Comptages

Les fluctuations statistiques, liées à l'émission radioactive, ont été décrites au paragraphe 2.1.3. Le nombre de photons émis obéissant à une loi de POISSON, caractérisée par sa moyenne N et son écart-type $\sigma_N = \sqrt{N}$ (éq. (2.11)) ; l'erreur relative qui en résulte est

alors :

$$\Delta N / N = 1 / \sqrt{N} \quad (2.27)$$

L'étude de longues séries temporelles (semblables à celles présentées fig. 2.11) réalisées pour divers matériaux, permet de caractériser l'erreur aléatoire de la détection du rayonnement. Pour la fenêtre de l'Américium, la variance moyenne est de l'ordre de $2,0 N^{Am}$, tandis que pour la fenêtre du Césium elle est de l'ordre de $1,5 N^{Cs}$. La variance, plus élevée pour l'Américium, provient de l'incertitude liée à la correction de l'effet Compton. L'erreur réelle, sur la détection du rayonnement, est alors sensiblement plus grande que celle obtenue par l'équation théorique (2.27). Les écart-types des comptages retenus sont :

$$\sigma_N^{Am} = 1,4 \sqrt{N^{Am}} \quad (2.28a)$$

$$\sigma_N^{Cs} = 1,2 \sqrt{N^{Cs}} \quad (2.28b)$$

La figure (2.17) permet de comparer, en fonction du nombre d'impulsions (ou comptage), le pourcentage de variation des erreurs relatives de comptage ($\Delta N/N$ réel pour Am et Cs), par rapport à l'erreur relative théorique donnée par l'équation (2.27). On observe que quelque soit le cas, pour diminuer l'écart-type d'un facteur 2, il faut multiplier le temps de comptage par 4. On rappelle que ce temps de comptage doit être compatible avec les vitesses d'évolution des phénomènes transitoires étudiés.

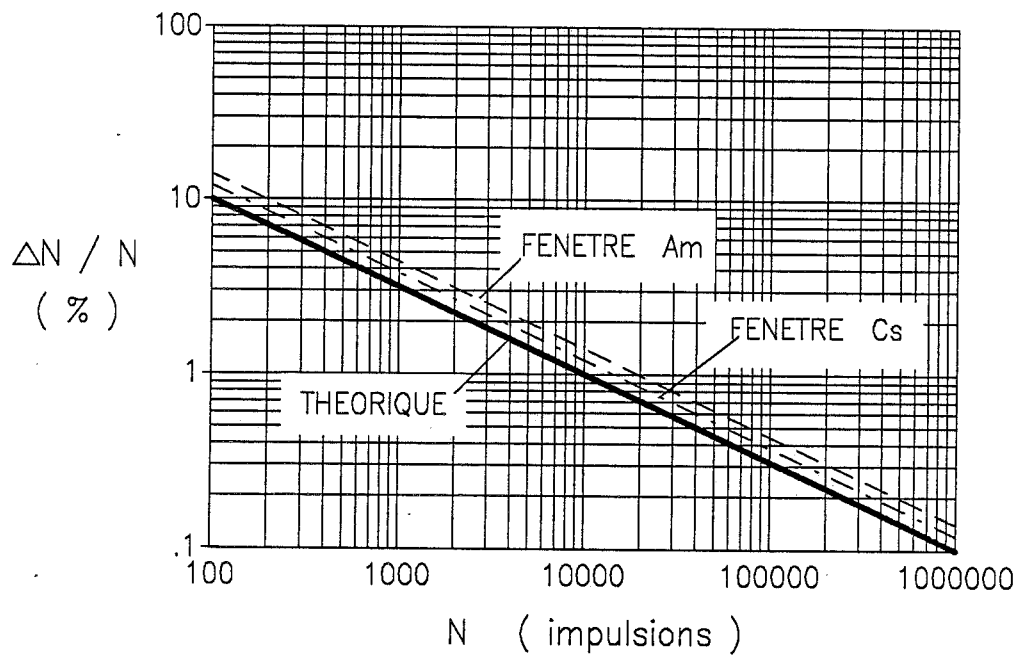


Figure 2.17 Ecart-type relatif de comptage (en pourcentage) en fonction du nombre total d'impulsions pour : les fenêtres de l'Américium, du Césium et théorique, pour une loi d'émission suivant une distribution de Poisson.

2.5.3 Calcul Théorique des Variances Expérimentales Associées à ρ_d et θ_w

Le calcul des écart-types de ρ_d et θ_w , à partir de la loi d'absorption (système d'équations (2.9) et (2.10)), permet d'estimer les erreurs induites par l'étalonnage du système d'acquisition et par l'incertitude sur les comptages. L'étude de ces erreurs est un préalable indispensable tant au plan de la conception de l'appareillage qu'au plan des protocoles expérimentaux à mettre en oeuvre.

Les équations (2.10) font apparaître ρ_d et θ_w comme des fonctions de neuf paramètres p_i entachés d'incertitudes.

$$\rho_d = \rho_d (N_o^{Am}, N_o^{Cs}, N^{Am}, N^{Cs}, \mu_s^{Am}, \mu_s^{Cs}, \mu_w^{Am}, \mu_w^{Cs}, x) \quad (2.29a)$$

$$\rho_w \theta_w = \rho_w \theta_w (N_o^{Am}, N_o^{Cs}, N^{Am}, N^{Cs}, \mu_s^{Am}, \mu_s^{Cs}, \mu_w^{Am}, \mu_w^{Cs}, x) \quad (2.29b)$$

En assimilant ρ_d et $\rho_w \theta_w$ à des fonctions aléatoires de variables elles-mêmes aléatoires (GARDNER et al., 1972 ; MANSELL et al., 1973 ; NOFZIGER, 1978 ; GRISMER et al., 1986) les variances associées peuvent s'exprimer par :

$$\sigma_{\rho_d}^2 = \sum_{i=1}^9 (\partial \rho_d / \partial p_i)^2 \sigma_{p_i}^2 \quad (2.30a)$$

$$\sigma_{\theta_w}^2 = \sum_{i=1}^9 (\partial \theta_w / \partial p_i)^2 \sigma_{p_i}^2 \quad (2.30b)$$

On notera que ces expressions supposent d'une part l'indépendance entre les variables, d'autre part la distribution gaussienne des erreurs considérées comme petites (pour pouvoir négliger le 3^{ème} ordre dans le développement de Taylor). Les dérivées partielles, intervenant dans les expressions (2.30), représentent la sensibilité de ρ_d et θ_w à une plus ou moins grande incertitude σ_{p_i} sur la valeur du paramètre p_i . L'expression de chaque terme figurant dans les équations (2.30) est donnée dans l'Annexe 3.

Les variances totales de ρ_d et θ_w peuvent être décomposées en trois termes :

$$\sigma_{\rho_d}^2 = \sum_{i=1}^4 (\partial \rho_d / \partial N_i)^2 \sigma_{N_i}^2 + \sum_{i=5}^8 (\partial \rho_d / \partial \mu_i)^2 \sigma_{\mu_i}^2 + (\partial \rho_d / \partial x)^2 \sigma_x^2 \quad (2.31a)$$

$$\sigma_{\theta_w}^2 = \sum_{i=1}^4 (\partial \theta_w / \partial N_i)^2 \sigma_{N_i}^2 + \sum_{i=5}^8 (\partial \theta_w / \partial \mu_i)^2 \sigma_{\mu_i}^2 + (\partial \theta_w / \partial x)^2 \sigma_x^2 \quad (2.31b)$$

soit :

$$\sigma_{\rho_d}^2 = \sigma_{\rho_d \text{ min}}^2 + \sigma_{\rho_d \text{ etal}}^2 + \sigma_{\rho_d x}^2 \quad (2.32a)$$

$$\sigma_{\theta_w}^2 = \sigma_{\theta_w \text{ min}}^2 + \sigma_{\theta_w \text{ etal}}^2 + \sigma_{\theta_w x}^2 \quad (2.32b)$$

Les premiers termes du membre de droite, correspondent à l'erreur résultant des comptages. Elle est due à l'émission aléatoire du rayonnement et à sa détection, et sera appelée : Erreur Minimum. Les deuxièmes termes traduisent les incertitudes d'étalonnage : Erreur d'Etalonnage. Les troisièmes termes sont associés aux incertitudes sur la détermination de l'épaisseur d'absorbant : Erreur sur x. De plus, ils permettent l'étude des épaisseurs optimales d'échantillons, supposant connus par ailleurs les autres paramètres. Comme il est montré dans l'annexe 3, les erreurs de mesure de ρ_d et θ_w dépendent des valeurs de (ρ_d, θ_w) elles-mêmes, et des neuf autres variables présentées ci-dessus.

Le tableau 2.8 résume les valeurs d'étalonnage d'un essai décrit dans le chapitre 3, et pour lequel nous avons étudié les erreurs théoriques de mesure. Les résultats, présentés sous forme de courbes (figs. 2.18, 2.19 et 2.20), visent à apprécier la contribution de chacune des variances partielles aux variances totales (éqs. (2.32)).

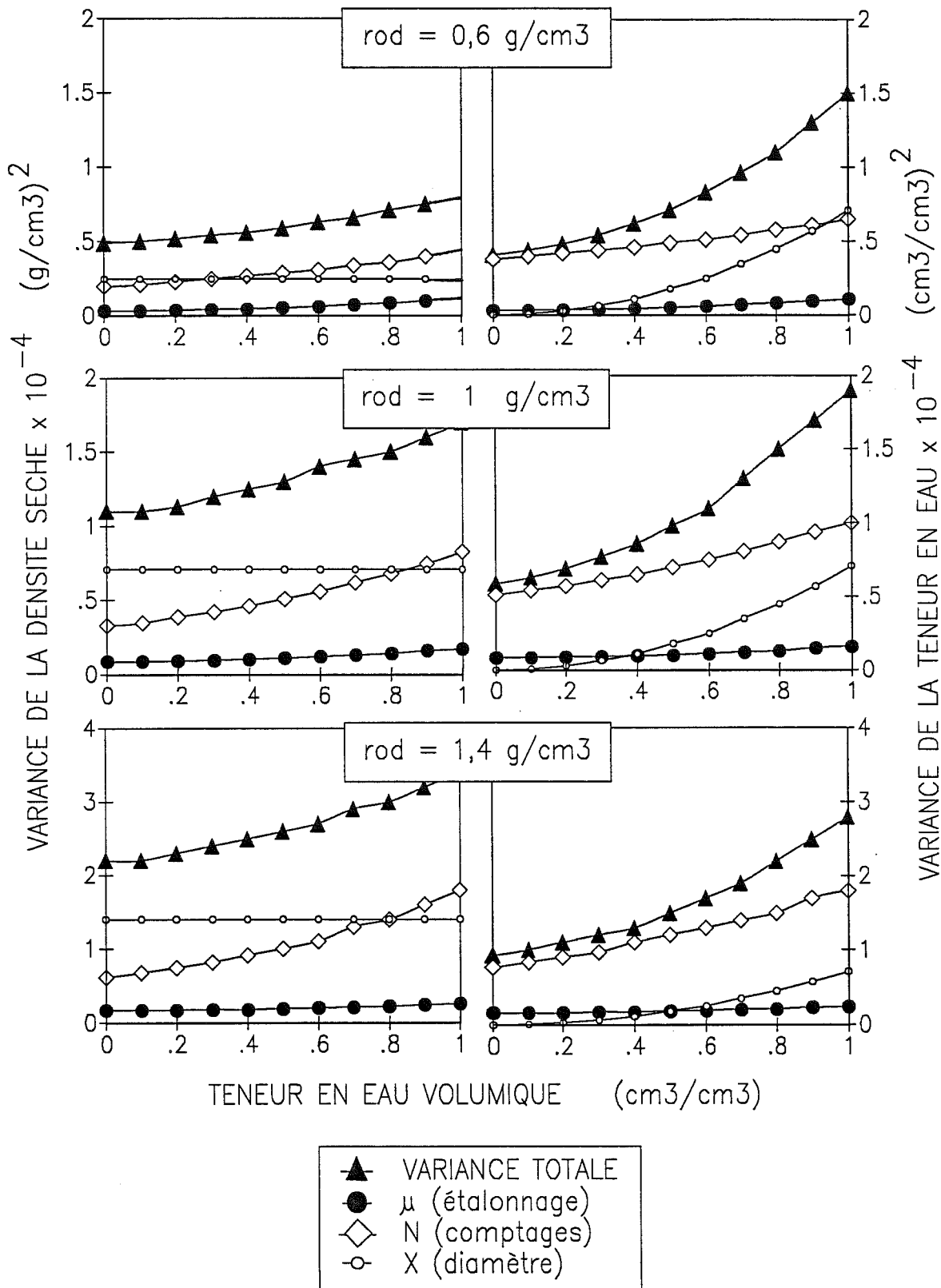


Figure 2.18 Exemple de calcul des variances théoriques totales et partielles de ρ_d et θ_w (contribution des comptages, de l'étalonnage et du diamètre). Les paramètres utilisés sont reportés au tableau 2.8.

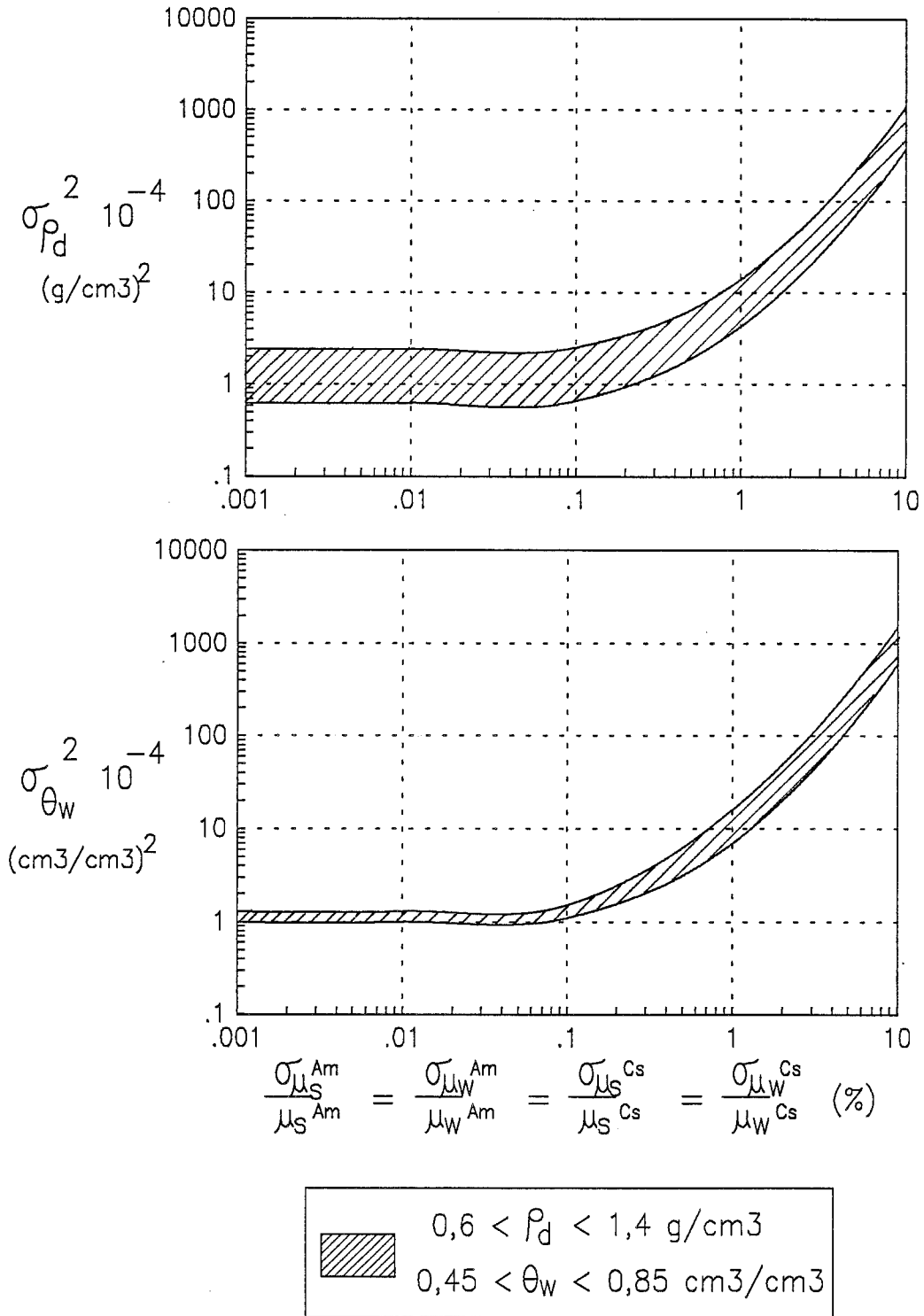
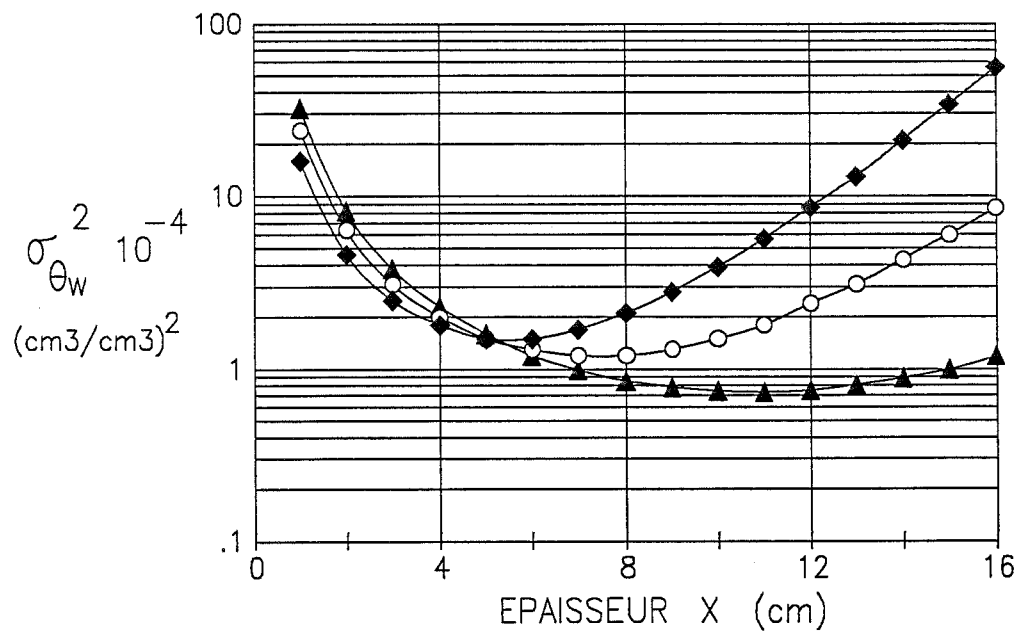
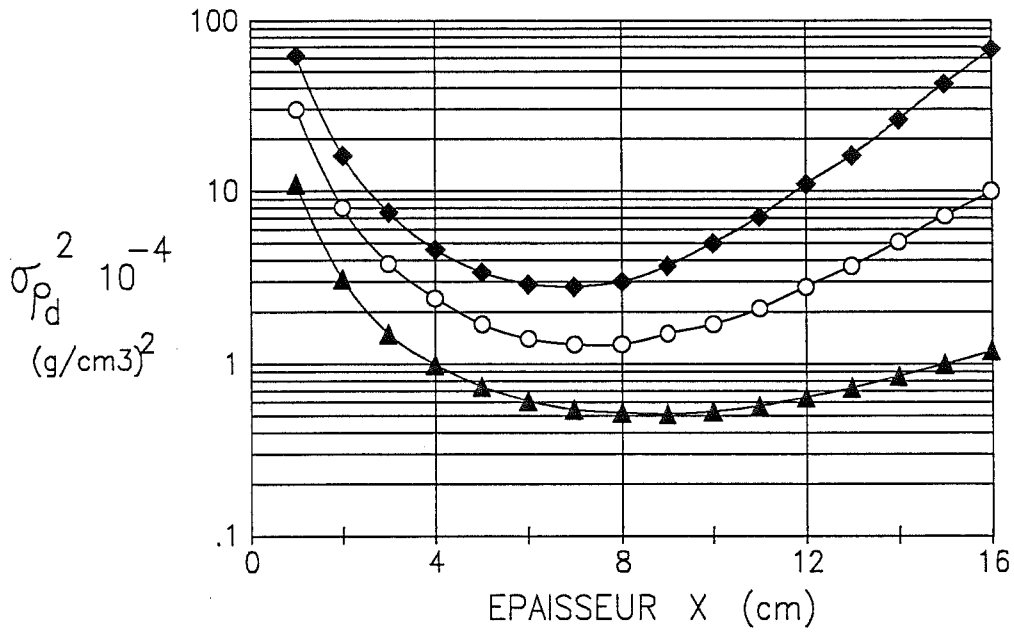


Figure 2.19 Variances théoriques totales de ρ_d et θ_w en fonction des écarts relatifs (supposés identiques) des coefficients d'absorption massique. Diamètre de l'échantillon : $x = 5,95 \text{ cm}$ $\sigma_x = 0,05 \text{ cm}$.



	ρ_d (g/cm^3)	θ_w (cm^3/cm^3)
▲	0,4	0,8
○	1,0	0,7
◆	1,4	0,4

Figure 2.20 Détermination de l'épaisseur optimum d'un échantillon selon le critère de variance totale minimum.

Tableau 2.8 Paramètres utilisés pour la mesure gammamétrique de ρ_d et θ_w dans le cas du LIMON + BENTONITE (essai infiltration-gonflement n° 1, chap. 3)

Fenêtre 1	AMERICIUM	:	[93 , 183]	fixe
Fenêtre 2	CESIUM	:	[L = 510 canaux]	centrée sur le maximum
Temps de Comptage		:	$t_c = 200$ s	
Correction des Comptages		:	- Standard - Temps Mort	(voir § 2.3.3) (voir § 2.4.2)
Correction de l'Effet Compton		:	éq. (2.22)	(voir § 2.4.3)
<u>Diamètre Intérieur de l'Echantillon</u>		:	$x = 5.95$ cm	$\sigma_x = 0.05$ cm
<u>Coefficients d'Absorption Massique (cm²/g) :</u>				
- SOL	:	$\mu_s^{Am} =$	0.3603	$\sigma_{\mu_s}^{Am} = 0.0005$
		$\mu_s^{Cs} =$	0.07599	$\sigma_{\mu_s}^{Cs} = 0.00005$
- EAU	:	$\mu_w^{Am} =$	0.2046	$\sigma_{\mu_w}^{Am} = 0.0005$
		$\mu_w^{Cs} =$	0.08377	$\sigma_{\mu_w}^{Cs} = 0.00005$

La figure (2.18) présente, pour trois valeurs de ρ_d , les évolutions des variances totales, $\sigma_{\rho_d}^2$ et $\sigma_{\theta_w}^2$, et de leurs trois composantes, en fonction de θ_w . Les calculs ont été effectués avec les paramètres donnés tableau 2.8. On observe que la variance totale augmente avec la masse volumique sèche et avec la teneur volumique en eau : plus le milieu est dense, plus l'atténuation du rayonnement est forte, plus les taux de comptage sont faibles, conduisant à des erreurs relatives (σ_N / N ; voir éq. (2.28)) plus élevées. C'est en particulier le cas pour la fenêtre de l'Américium, où une part importante de l'erreur provient de la correction de l'effet Compton.

Dans le calcul de la variance de la masse volumique sèche, la contribution de σ_x^2 apparaît constante, quelle que soit la teneur en eau, et elle augmente avec ρ_d (voir éq. (A3.3i), annexe 3). Les faibles écarts sur x se traduisent directement en termes de masse

volumique sèche. Dans la variance des teneurs en eau, l'influence du diamètre se traduit de la même façon (voir éq. (A3.4i), annexe 3) en fonction de la teneur en eau. Cette erreur prendra donc de l'importance lorsque le milieu sera dense et proche de la saturation.

Finalement, les variances dues aux erreurs de détermination des coefficients d'absorption massique paraissent relativement faibles par rapport aux autres termes. Cela provient du fait de la bonne précision dans leur estimation pour cet essai. A ce propos, la figure (2.19) présente l'évolution des variances totales de ρ_d et θ_w (pour les valeurs ρ_d et θ_w indiquées), en fonction de l'erreur relative (σ_μ/μ) sur les coefficients d'absorption massique.

Dans cette figure, on s'aperçoit que lors de l'étalonnage du système, afin de limiter au maximum l'erreur induite par le manque de précision dans la détermination de ces coefficients, il faut que l'erreur relative (σ_μ/μ) soit inférieure à 0,5% ; ce qui est très difficile.

Dans l'essai considéré (tableau 2.8), l'erreur relative maximum porte sur le coefficient d'absorption massique du Césium et elle vaut 0,7%.

Un autre aspect important de l'étude de sensibilité des équations d'atténuation est la détermination des épaisseurs optimales des échantillons. La figure (2.20) présente la variation des variances de ρ_d et θ_w en fonction de x , lorsque ce dernier est mesuré avec une précision de 0,05 cm quelle que soit sa valeur, toute chose étant égale par ailleurs (tableau 2.8). Il apparaît que les épaisseurs optimales (correspondant au minimum de variance) varient en fonction de ρ_d et θ_w . Pour l'essai tableau 2.8, la figure (2.20) donne une valeur de x comprise entre 6 et 7 cm quel que soit le cas de figure considérée.

En revenant à la figure (2.18), et pour conclure sur les paramètres d'étalonnage de l'essai considéré (tableau 2.8), nous pouvons dire qu'un majorant de l'écart-type des masses volumiques densités sèches est compris entre 0,01 et 0,02 g/cm³, et entre 0,01 et 0,03 cm³/cm³ pour les teneurs volumiques en eau. Cependant, et pour mieux appréhender l'erreur réelle de mesure, ainsi que pour démontrer la faisabilité de la mesure gammamétrique, nous avons réalisé quelques essais simples de validation. Ils sont présentés ci-dessous.

2.5.4 Essais Préliminaires d'Etude de Faisabilité de la Gammamétrie Double-Sources

Dans le paragraphe 2.5.3, nous avons développé le calcul des erreurs théoriques affectant l'estimation de la densité sèche et de la teneur en eau à partir de la résolution du système d'équations (2.10), compte-tenu de la qualité de l'étalonnage, de la précision affectant les comptages et la mesure du diamètre des échantillons. Il est apparu que ces variances dépendent, elles mêmes des valeurs de ρ_d et θ_w . De plus, elles constituent un majorant des erreurs. Afin de mieux en appréhender la réalité expérimentale, deux méthodes sont, à priori, possibles. La première consisterait à effectuer, à un temps donné, des mesures gammamétriques des profils $\rho_d(z)$ et $\theta_w(z)$ puis à découper par tranches l'échantillon et à déterminer gravimétriquement, pour chaque tranche, l'humidité et la masse volumique. La comparaison entre ces deux mesures conduit alors à une estimation des écarts-type expérimentaux σ_{ρ_d} et σ_{θ_w} . Cette méthode s'avère très délicate à mettre en oeuvre, en particulier, pour les mesures de masse volumique sèche de chaque tranche de l'échantillon. De plus, une telle méthode destructive nécessiterait l'utilisation de plusieurs échantillons pour un contrôle en régime transitoire. Une deuxième méthode a été retenue. Elle consiste à comparer, pour un échantillon, les valeurs moyennes de la masse volumique sèche ($\bar{\rho}_d$) et de la teneur en eau ($\bar{\theta}_w$) obtenues gravimétriquement et les valeurs moyennes correspondantes $\langle \rho_d \rangle$ et $\langle \theta_w \rangle$ obtenues par intégration spatiale des profils gammamétriques :

$$\langle \rho_d(t) \rangle = H(t)^{-1} \int_0^{H(t)} \rho_d(z,t) dz \quad (2.33a)$$

$$\langle \theta_w(t) \rangle = H(t)^{-1} \int_0^{H(t)} \theta_w(z,t) dz \quad (2.33b)$$

où $H(t)$ est la hauteur de l'échantillon

Nous avons appliqué cette méthode à trois matériaux différents (argile, sable, plâtre), pour trois tests différents.

a). **Le premier test** a consisté à étudier six échantillons (H = 10 cm et x = 6 cm de diamètre) d'une même argile, préparés et fournis par le CEA⁽¹⁾, à différentes valeurs connues de masse volumique sèche et de teneur en eau. Un échantillon contenant de l'argile sèche a servi à la détermination des coefficients d'absorption massique du matériau (selon la méthode décrite au point 2.4.4.2). Ces coefficients d'absorption ont été donnés au tableau 2.7, ci-dessus. Le tableau 2.9 donne les valeurs moyennes gammamétriques $\langle \rho_d \rangle$ et $\langle \theta_w \rangle$

obtenues à partir de la scrutation des échantillons, au pas de 5 mm (éq. (2.33)), et les valeurs gravimétriques ρ_d et θ_w à la préparation des échantillons. Ces valeurs sont également reportées sur la figure (2.21) ainsi que les écart-types théoriques de mesure gammamétriques (§ 2.5.3). De plus, des mesures ont été effectuées dans une colonne remplie d'eau. Dans tous les cas, l'intégration des profils conduit bien aux valeurs espérées, au seuil de probabilité de 95% (soit deux écarts-types). La figure (2.22) montre les profils de masse volumique sèche et de teneur en eau pour la colonne d'argile sèche ayant servi à l'étalonnage (colonne n° 6), et pour la colonne remplie d'eau. Dans cette dernière, les valeurs moyennes espérées étant 0 g/cm³ pour la masse volumique sèche, et de 1 cm³/cm³ pour la teneur volumique en eau. La figure (2.23) présente les profils de masse volumique sèche et de teneur volumique en eau pour les colonnes n° 2 et 4 (se référer également à la figure (2.21)). On observe le caractère non uniforme de ces profils, en particulier ceux relatifs à l'échantillon préconsolidé à 1000 bars (colonne n°2).

Tableau 2.9 Comparaison entre les mesures gammamétriques moyennes et gravimétriques pour l'argile CEA

COLONNE N°	MASSE VOL. SECHE (g/cm ³)		TENEUR VOL. EN EAU (cm ³ /cm ³)	
	$\langle \rho_d \rangle$ gamma.	$\bar{\rho}_d$ gravimet.	$\langle \theta_w \rangle$ gamma.	$\bar{\theta}_w$ gravimet.
1*	1.975	1.946	0.154	0.210
2*	1.847	1.833	0.275	0.323
3*	1.932	2.017	0.178	0.137
4	1.234	1.238	0.132	0.136
5	1.154	1.118	0.180	0.197
6	1.394	1.394	0.00	0
Pleine d'eau	0.009	0	0.997	1

* Echantillons consolidés à 1000 bars.

(1) Rapport de mesures effectué pour le compte du CEA (service DRDD/SESD) de Fontenay aux Roses ; IMG Groupe Hydrologie, Avril 1989 (Non diffusé).

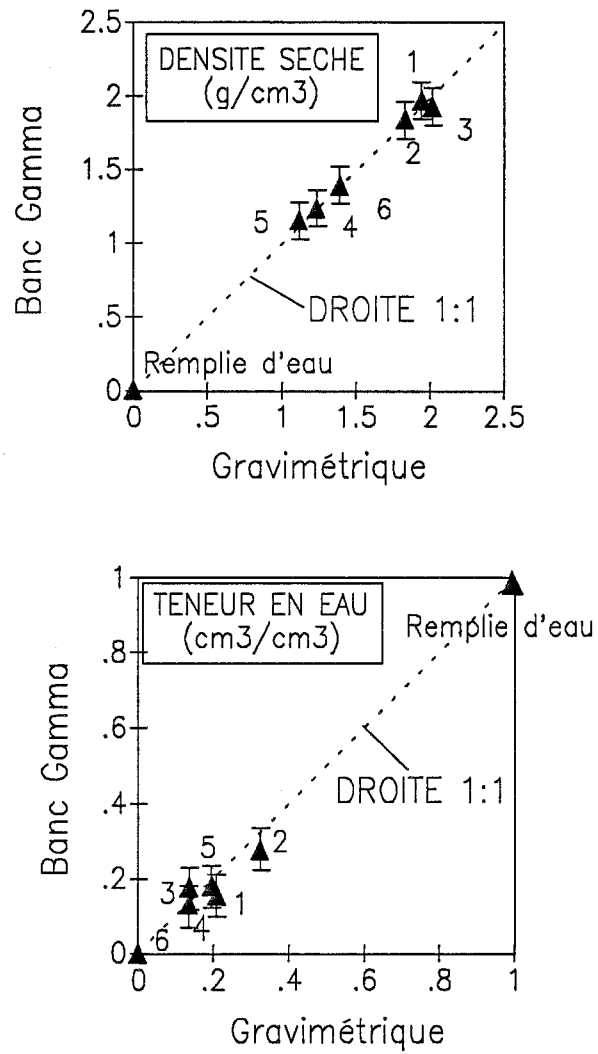


Figure 2.21 Comparaison entre les valeurs gammamétriques, moyennes spatiales des profils de teneur en eau et de masse volumique sèche, et gravimétriques, pour l'Argile CEA.

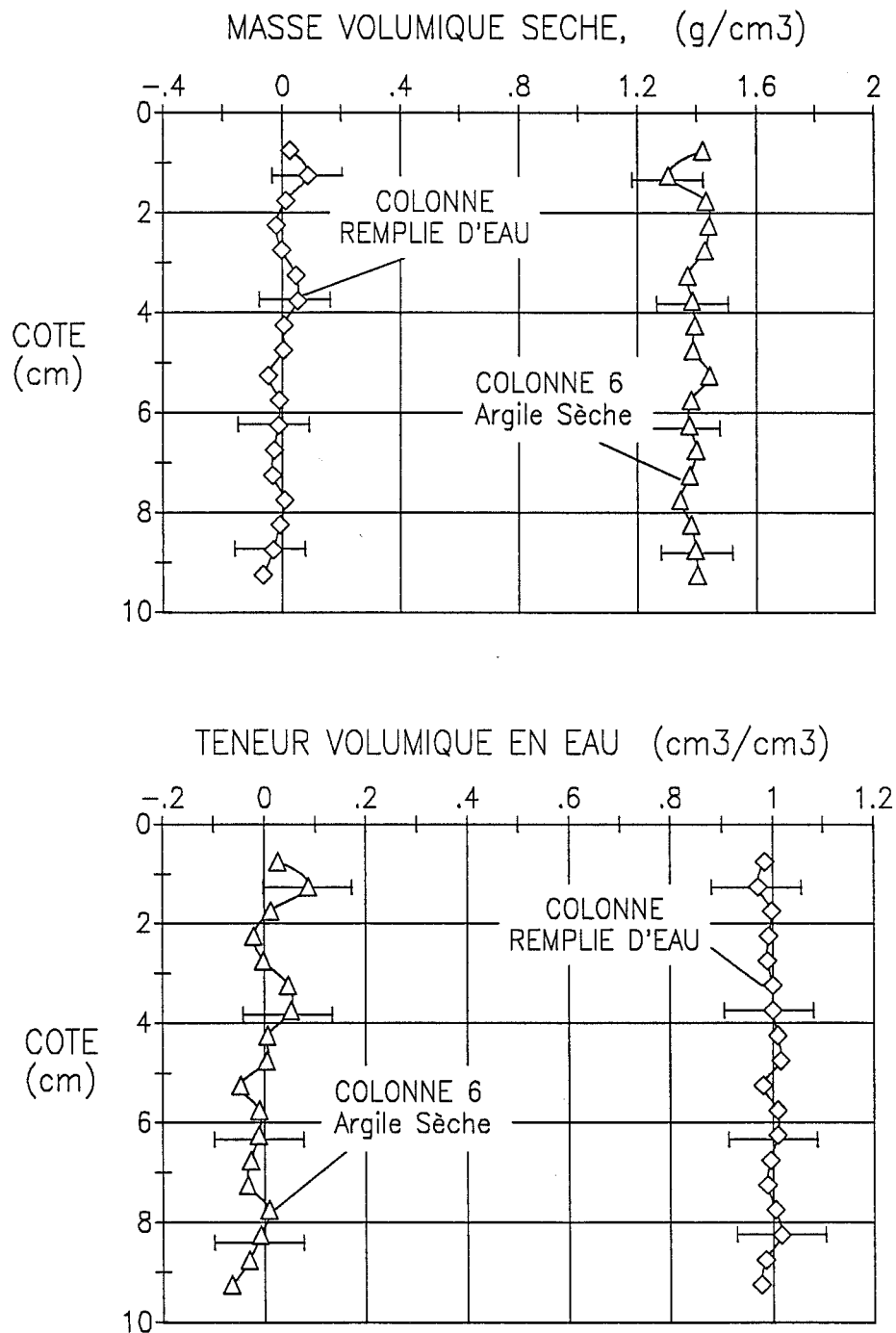


Figure 2.22 Profils de masse volumique sèche et de teneur volumique en eau pour la colonne n° 6 (Argile CEA) et la colonne remplie d'eau. Les barres horizontales correspondent à \pm deux fois les écart-types théoriques.

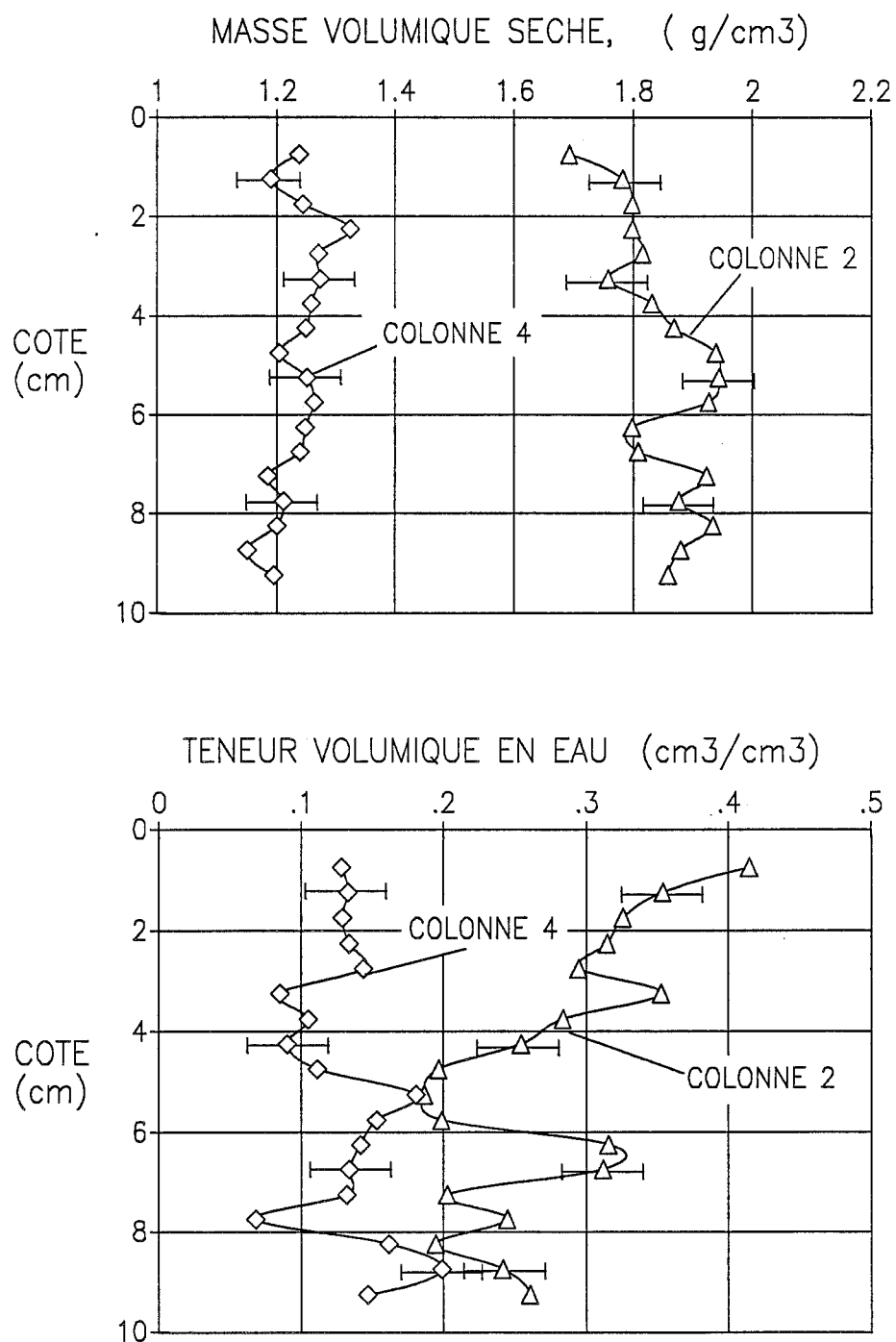


Figure 2.23 Profils de masse volumique sèche et de teneur volumique en eau pour les colonnes n° 2 et 4 (Argile CEA). Les barres horizontales correspondent à \pm deux fois les écart-types théoriques.

b). Le second test de faisabilité de la méthode gammamétrique double-sources a été le suivi d'une infiltration goutte à goutte dans un échantillon ($H = 4 \text{ cm}$; $x = 5,97 \text{ cm}$) de mortier de SABLE+PLATRE (ses coefficients d'absorption massique ont été donnés au tableau 2.7), considéré comme un milieu indéformable. La figure (2.24a) présente l'évolution du débit de l'apport d'eau à la surface de l'échantillon, en fonction du temps. L'évolution des profils hydriques est donnée figure (2.24b). L'intégration de ces profils conduit à la détermination du volume d'eau stocké dans le milieu, dont l'évolution dans le temps, reportée sur la figure (2.24a), est donnée par :

$$\langle V_w(t) \rangle = S \int_0^{H(t)} \theta_w(z,t) dz \quad (2.34)$$

où, S est la section de l'échantillon.

On notera un bon accord entre ces valeurs est celles mesurées indépendamment à partir du débit d'apport de l'eau. Les profils de masse volumique sèche sont reportés figure (2.24c). Les variations dans le temps sont faibles et aléatoires. Elles confirment le caractère non déformable du milieu, comme le montre l'absence de déplacement de la surface tout au long de l'essai. Les écarts-types expérimentaux ($\pm 0,025 \text{ g/cm}^3$) sont de même ordre de grandeur que les valeurs théoriques. L'intégration de ces profils fournit la masse de sol sec :

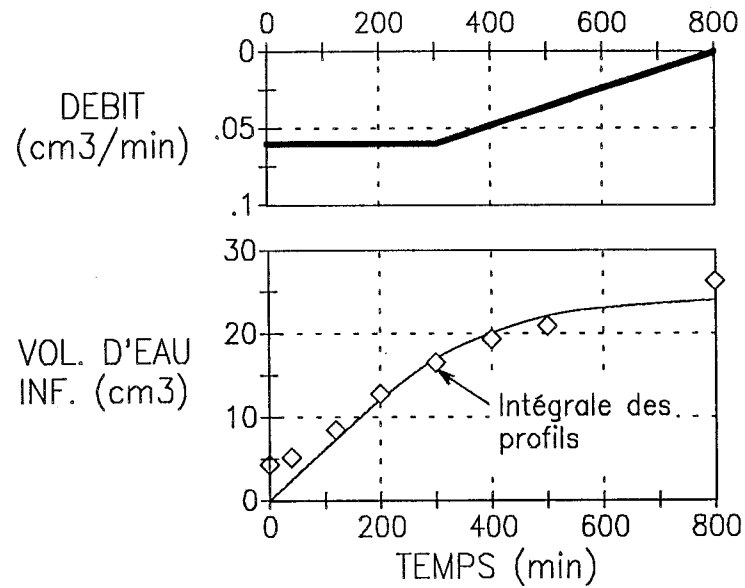
$$\langle m_s(t) \rangle = S \int_0^{H(t)} \rho_d(z,t) dz \quad (2.35)$$

La masse de sol sec doit rester constante et égale à sa valeur initiale ($m_s = 180,7 \text{ g}$). Ces valeurs sont données dans le tableau 2.10, aussi que les écarts relatifs aux différents temps :

$$\Delta 1(t) = [\langle m_s(t) \rangle - m_s] / m_s \quad (2.36a)$$

$$\Delta 2(t) = [\langle V_w(t) \rangle - V_w(t)] / V_w(t) \quad (2.36b)$$

entre les valeurs mesurées directement (m_s ; $V_w(t)$) et celles calculées par intégration des profils ($\langle m_s(t) \rangle$; $\langle V_w(t) \rangle$).



a).

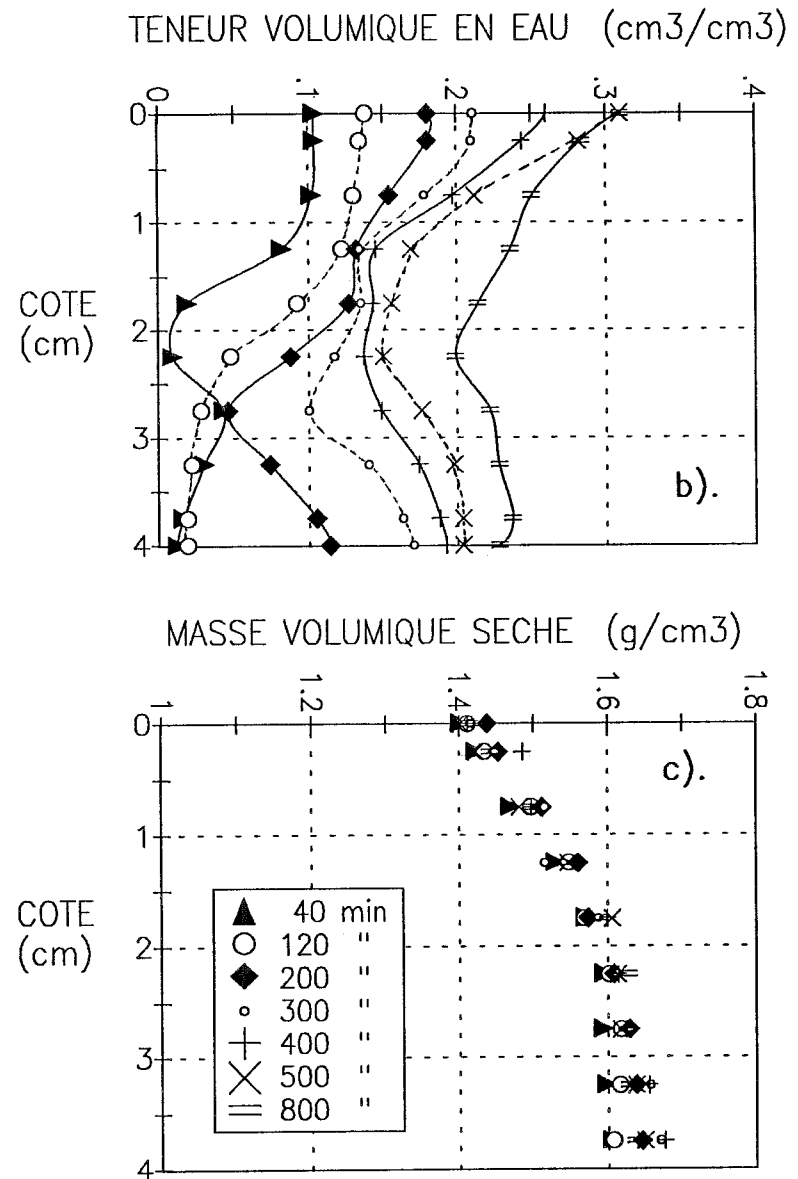


Figure 2.24 Suivi gammamétrique d'une infiltration goutte à goutte dans le mortier SABLE+PLATRE : débit et volume d'eau infiltré (a), profils aux différents temps (b) et (c).

On observe globalement (tableau 2.10) une bonne conservation des bilans de masse, avec, toutefois, une légère sous-estimation de la masse de sol par gammamétrie (-3,6% au maximum). Mis à part le début de l'infiltration, qui interesse essentiellement la couche de surface, pour laquelle la mesure gammamétrique est plus incertaine, les bilans d'eau sont assez satisfaisants et les écarts ne semblent pas présenter de biais systématique.

Tableau 2.10 Test de conservation de la masse de solide et d'eau pour le mortier **SABLE+PLATRE**(¹)

Masse initiale de solide = 180.7 g

TEMPS t(min)	MASSE DE SOLIDE (g)		VOL. D'EAU CUMULE (cm ³)		
	Calcul <m _S (t)>	Δ1%	Mesure V _w (t)	Calcul < V _w (t) >	Δ2%
0	-	-	0	4.3	-
40	174.2	-3.6%	2.4	5.1	-
120	175.7	-2.8%	7.2	8.4	16.3%
200	177.5	-1.8%	12	12.7	+6.2%
300	178.4	-1.3%	17	16.4	-2.7%
400	178.8	-1.0%	20	19.4	-3.2%
500	180.3	+0.1%	22	20.9	-5.0%
800	176.5	-2.3%	24	26.3	+9.7%

(1) 67% sable tamisé de l'Isère (0.125 < φ < 0.5 mm), et 33% de plâtre blanc comme liant.

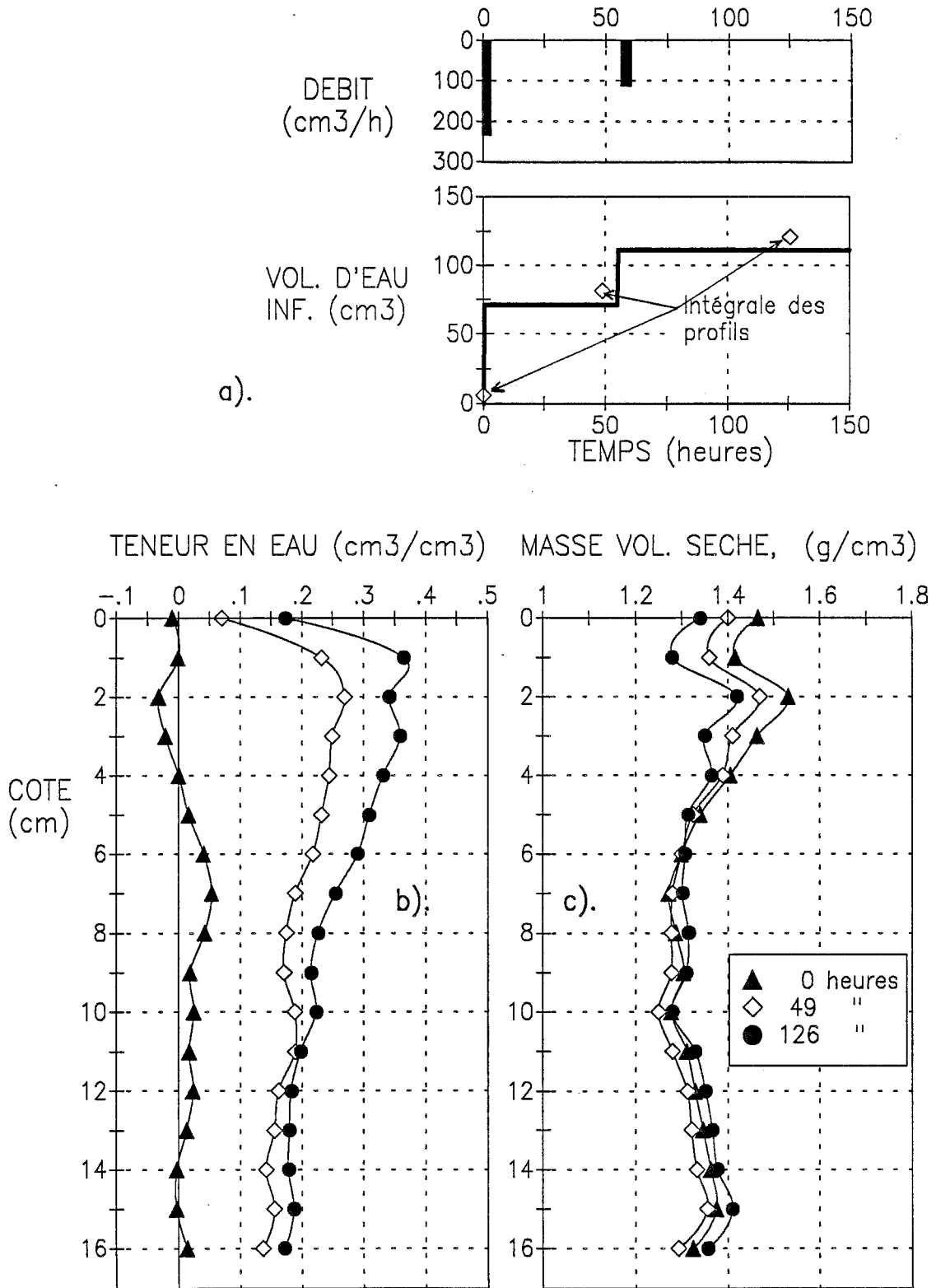


Figure 2.25 Mesure gammamétrique des profils à l'équilibre (teneur volumique en eau (b) masse volumique sèche (c)) consécutifs aux deux infiltrations (a), dans le LIMON SABLEUX.

c). Le troisième test a consisté à réaliser deux infiltrations de courte durée (20 min) séparées par une phase de redistribution (fig. 2.25a) dans un échantillon (H = 17 cm ; x = 5,95 cm) de LIMON SABLEUX, pour lequel les coefficients d'absorption massique ont été donnés au tableau 2.7. On notera que, contrairement au cas précédent, chaque infiltration a donné lieu à un gonflement sur les trois premiers centimètres de la surface. Les résultats relatifs aux états d'équilibre consécutifs aux deux infiltrations, ainsi qu'à l'état initial, sont reportés figure (2.25b) pour les profils hydriques et (2.25c) pour les profils de masse volumique sèche. Ils ont été analysés de la même façon que pour le test précédent. Bien que le milieu soit déformable, les résultats en termes de conservation de la masse de solides et d'eau apparaissent tout à fait comparables au cas précédent qui correspond à un milieu rigide.

Tableau 2.11 Test de conservation de la masse de solide et d'eau pour le LIMON-SABLEUX

Masse initiale de solide = 636.1 g

TEMPS t (heures)	MASSE DE SOLIDE (g) PAR		VOL. D'EAU CUMULE (cm ³)		
	Calcul <m _s >	Δ1%	Mesure V _w (t)	Calcul <V _w (t)>	Δ2%
0 h	637.8	-0.3%	0	5.9	-
49 h	629.4	-1.1%	71.5	81.2	+13.6%
126 h	643.1	+1.1%	111.5	120.6	+8.2%

Ces trois essais, réalisés pour des conditions différentes, et sur des matériaux différents, montrent la faisabilité et les limites de la méthode de scrutation gamma double-sources. Les résultats obtenus montrent la validité de l'estimation des écart-types de mesure fournie au paragraphe 2.5.3, ainsi que la pertinence des différentes corrections effectuées et décrites tout au long des sections 2.3 et 2.4 :

1. Correction du temps mort du système,
2. Correction par rapport au standard (si nécessaire), et
3. Correction de l'effet Compton du Cs dans la fenêtre de l'Am.

RESULTATS ET CONCLUSIONS

Grâce à la méthodologie, non destructive, gamma double-sources Am+Cs, et à la lumière des résultats obtenus, il nous paraît possible de déterminer, pour un milieu poreux partiellement saturé et déformable, les évolutions spatio-temporelles de la teneur volumique en eau ($\theta_w(z,t)$) et de la masse volumique sèche ($\rho_d(z,t)$). Ces valeurs sont les grandeurs moyennes dans un volume de sol défini par la géométrie de collimation (0,5 cm de diamètre) et le diamètre de l'échantillon et sur un intervalle de temps t_c (temps de comptage). Leur détermination nécessite une analyse complète des informations, depuis les données brutes (acquisition des spectres), jusqu'aux données physiques (les profils), en passant par des corrections diverses :

1. temps mort,
2. dérives éventuelles,
3. effet Compton,

et par l'estimation des coefficients d'absorption massique de l'eau et du matériaux sec.

Une attention particulière a été donnée à la quantification des erreurs de mesure pour divers échantillons d'épaisseur variant de 6 à 7 cm, de matériaux différents (argile consolidée ou non, mortier de sable+plâtre (rigide), limon sableux (déformable)). Les situations les plus pénalisantes correspondent, pour une épaisseur donnée, aux milieux très denses à forte teneur en eau.

Les erreurs de mesure sont de l'ordre de 0,01 à 0,02 g/cm³, pour la masse volumique sèche, et de 0,01 à 0,03 cm³/cm³ sur la teneur volumique en eau, et ce, lorsque la détermination des coefficients d'absorption massique est faite avec une erreur relative de l'ordre de 0,5%.

CHAPITRE 3

EXEMPLE DE DETERMINATION EXPERIMENTALE DE LA CONDUCTIVITE HYDRAULIQUE

CHAPITRE 3

EXEMPLE DE DETERMINATION EXPERIMENTALE DE LA CONDUCTIVITE HYDRAULIQUE

INTRODUCTION

Comme il a été établi au chapitre 1, sous certaines hypothèses relatives au mouvement de la phase solide d'un milieu poreux partiellement saturé, déformable, il est possible de déterminer, dans le cadre d'une description eulérienne de l'écoulement de l'eau, la conductivité hydraulique au sens de DARCY. La démarche proposée est illustrée ici dans le cas d'essais d'infiltration et gonflement libre. Cette étude est fondée sur l'analyse de l'évolution spatio-temporelle des profils de teneur volumique en eau et de masse volumique sèche obtenus par la spectrométrie gamma double-sources couplée à des mesures de pression d'eau par la tensiométrie.

Parallèlement, la description lagrangienne des écoulements est développée afin de vérifier les hypothèses sous-tendant l'approche eulérienne : flux de la phase solide proportionnel à un gradient de potentiel, lui même lié, linéairement, à celui de l'eau.

Le développement complet de la méthode de caractérisation sera mené pas à pas, pour un essai d'infiltration verticale et gonflement libre (appelé désormais INFILTRATION 1) sur un matériau compacté constitué d'un mélange de Limon et de Bentonite. La répétitivité de la démarche proposée sera vérifiée sur un autre essai de même nature sur le même matériau (INFILTRATION 1 bis).

Les résultats obtenus pour le matériau compacté seront également comparés avec ceux résultant d'une infiltration-gonflement sur le même matériau mais préconsolidé (INFILTRATION 2). On mettra en évidence l'influence de l'histoire de déformation sur le paramètre hydrodynamique d'intérêt : la perméabilité.

CHAPITRE 3 EXEMPLE DE DETERMINATION EXPERIMENTALE DE LA CONDUCTIVITE

3.1 REALISATION DU MODELE PHYSIQUE

3.1.1 Le Matériau Poreux : LIMON+BENTONITE

Le matériau faisant l'objet d'une caractérisation hydrodynamique est un mélange de Bentonite (20% en masse) et de Limon (80% en masse).

Il s'agit d'une Bentonite Calcique, d'appellation commerciale CV 15 (Société Française de Bentonites et Dérivées). D'origine grecque, elle est formée par 90% de montmorillonite. Impalpable, de couleur blanche légèrement crème, elle a été finement broyée et n'a pas subi de traitement aux polymères. Le tableau 3.1 donne ses principales caractéristiques. La valeur, très élevée, de la limite liquide (LL) laisse entrevoir de très grandes capacités d'absorption. Son humidité (pondérale) ambiante est de 0,16 g/g. Elle peut, également, multiplier son volume par 18 au contact de l'eau lorsqu'elle se présente sous forme de poudre. L'optimum PROCTOR est $\rho_d = 1,41 \text{ g/cm}^3$ pour $w = 0,27 \text{ g/g}$ (soit $\theta_w = 0,38 \text{ cm}^3/\text{cm}^3$) (KABBAJ, 1981).

Le Limon, de couleur grise, présente une granulométrie très uniforme, avec moins de 10% de teneur en sable fin ($\phi < 0,2 \text{ mm}$) et une teneur en argile inférieure à 5%.

Tableau 3.1 Caractéristiques physiques de la bentonite (KABBAJ, 1981)

MINERAUX	LL	LP	LR	IP	GRANULOMETRIE
Montmorillonite (90 %)	665%	58%	18.7%	607	74% < 2 μm

Pour obtenir le mélange Limon+Bentonite, nous avons malaxé à sec un poids total de 3,7 Kg, pendant 1 heure environ. Puis, progressivement, le mélange a été humecté jusqu'à atteindre une humidité $w = 0,81$ g/g, tout en continuant le malaxage. Afin d'éviter les variations de salinité qui peuvent influencer sur la physico-chimie du matériau, nous avons utilisé de l'eau distillée. En fin de malaxage, le matériau se présente comme une boue ferme de couleur gris clair. L'homogénéité de la pâte a été assurée en la laissant reposer pendant 72 heures, en la retournant toutes les 24 heures. Elle a été alors partagée en deux fractions : l'une a été utilisée pour la détermination des limites d'Atterberg (tableau 3.2), et l'autre a servi à la confection des échantillons. La masse volumique des grains solides du mélange a été estimée à : $\rho_s = 2,65$ g/cm³.

Tableau 3.2 Caractéristiques physiques du mélange

LIMON+BENTONITE

LL	=	88 %
LP	=	28 %
IP	=	60
ρ_s	=	2,65 g/cm ³

Par séchage à l'air et par malaxage, la deuxième fraction du mélange a été amenée à une humidité $w = 0,31$ g/g. En fin de malaxage, le matériau se présente sous forme de petits grumeaux homogènes. De là, une partie a été compactée dans un moule ($H = 140$ mm ; $\phi = 70$ mm) en 5 couches, puis démoulée et consolidée, au triaxial, sous une contrainte isotrope augmentée graduellement jusqu'à 5 bars (500 kPa), pendant 8 jours ; puis elle a été déchargée très graduellement afin d'éviter toute fissuration éventuelle. Les conditions moyennes finales étaient :

$$\begin{aligned} \rho_d &= 1,66 \text{ g/cm}^3 \\ w &= 0,28 \text{ g/g} \quad (\text{soit : } \theta_w = 0,47 \text{ cm}^3/\text{cm}^3) \end{aligned} \tag{3.1}$$

L'autre partie, en revanche, n'a pas subi de préconsolidation. Les deux milieux (préconsolidé et non préconsolidé) ont fait l'objet d'une caractérisation hydrodynamique en infiltration et gonflement libre.

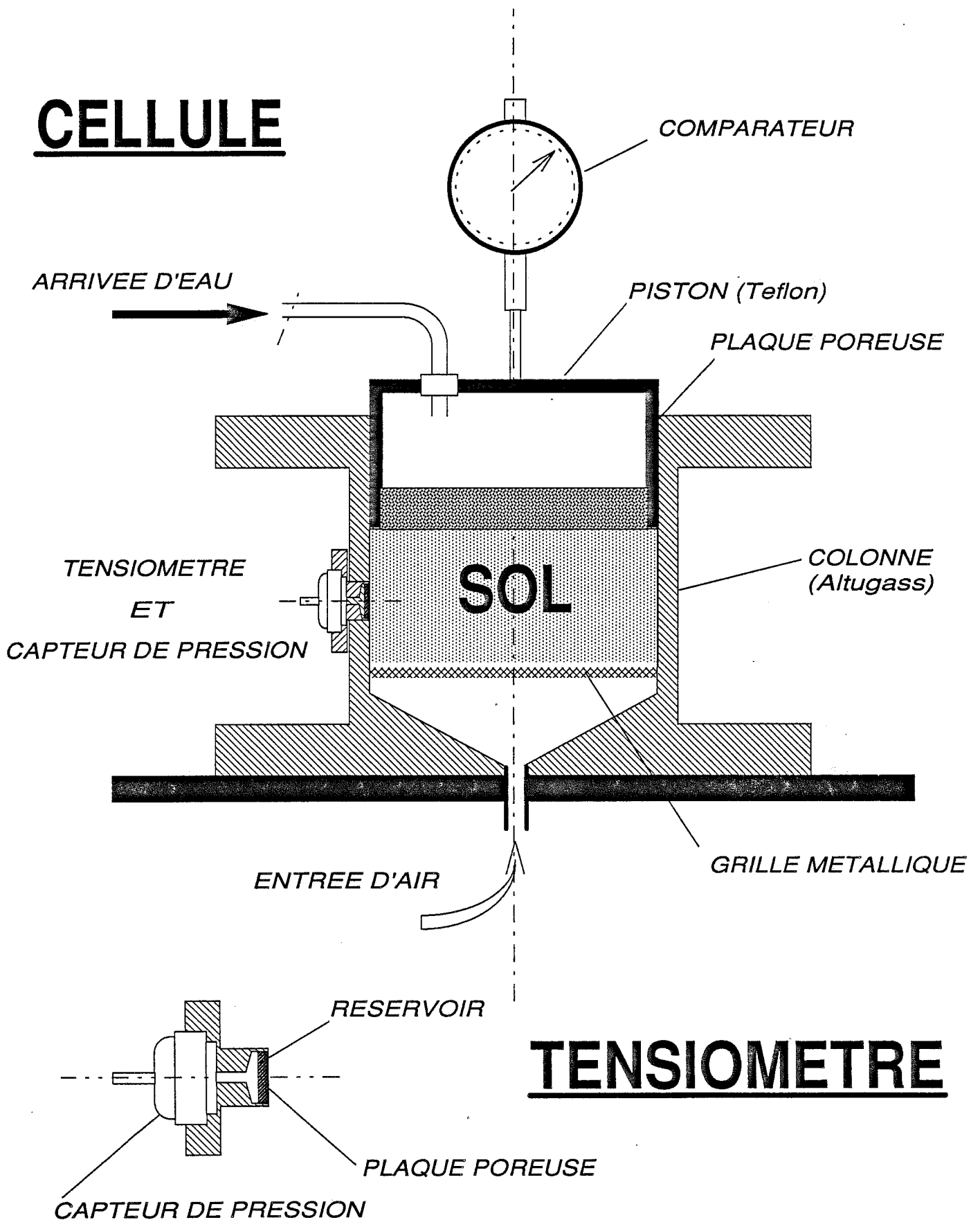


Figure 3.1 Schéma de la cellule d'essai et du tensiometre.

3.1.2 Colonne de Sol et Dispositif Expérimental

La cellule d'essai, ou par abus de langage la colonne de sol, conçue spécialement pour nos expériences, est constituée d'un cylindre amovible en altuglass de diamètre intérieur 5,95 cm ($\pm 0,05$ cm) et de 3 cm de hauteur, contenant l'échantillon de matériau (fig.3.1a). Elle est pourvue d'un emplacement horizontal pour la mesure tensiométrique, situé à 1,5 cm du bas de la cellule. De plus, elle comporte une embase et un chapeau permettant d'appliquer diverses conditions aux limites. Le système modulaire complet est présenté dans l'Annexe 4. L'altuglass est utilisé en raison de sa transparence, ce qui permet de visualiser la cinétique d'humidification (par exemple écoulement préférentiel de l'eau sur une partie de la paroi) ou des éventuels changements de structure du sol (par exemple : fissurations). Cependant, sa faible résistance ne permet pas l'application de contraintes mécaniques importantes.

Pour réaliser les essais d'infiltration, à travers la face supérieure de l'échantillon, un piston mobile, en téflon, permet l'application d'une charge hydraulique constante à travers une plaque poreuse (fig. 3.1). On notera que le poids du piston, reposant sur la surface du milieu, correspond à une contrainte appliquée estimée à 0,5 kPa. La grille métallique de l'embase assure le maintien du matériau et permet à l'air de s'échapper librement. Des précautions particulières ont été prises pour éviter l'évaporation par le tuyau d'entrée d'air, ainsi que pour assurer le centrage et l'immobilité de la colonne sur le banc gammamétrique. De même, la paroi latérale intérieure de la cellule a été graissée afin de réduire les frottements pariétaux. Un comparateur placé sur le piston permet de suivre le déplacement de la surface du sol. La photo n° 3 montre la colonne schématisée figure (3.1). A noter le piston et le tensiomètre.

Le dispositif tensiométrique, comme il a été présenté dans le chapitre 1 (§ 1.4.4, fig. 1.5), sert à mesurer la pression de l'eau dans le milieu poreux. En accord avec le schéma de principe (fig. 1.5) et comme le montre la figure (3.1), il est constitué, d'une part, d'une paroi poreuse en céramique, saturée, perméable à l'eau, et placée au contact du milieu, et d'autre part, d'un réservoir rempli d'eau. Ces deux éléments assurent la transmission de la pression vers un capteur à pression différentielle (voir aussi fig. 2.7). Le choix de la paroi poreuse est bien entendu crucial. Sa grande conductance assure la bonne transmission de la pression au capteur, sans amortissement du phénomène. Son pouvoir de rétention doit être suffisant pour autoriser la mesure des dépressions dans un milieu relativement fin et sec, sans risquer de désaturer le dispositif. Les problèmes relatifs à ce type de mesure de pression ont déjà été mis en évidence et étudiés en détail, pour des matériaux rigides (THONY, 1970). La paroi poreuse utilisée est une plaque plane (8 mm de diamètre ; épaisseur 1,8 mm) capable de

rester saturée pour des dépressions de 1 bar (100 kPa), ce qui limite son emploi à des milieux fins mais relativement humides. La photo n° 4 présente le tensiomètre réalisé pour nos essais, ainsi que le capteur associé, comparé à la bougie utilisée dans des études portant sur des matériaux à structure indéformable (ROUGER, 1988).

Le tensiomètre est placé au contact de l'échantillon une fois que la cellule, contenant le matériau, est assemblée. Afin d'éviter des perturbations dans le milieu poreux, et de piéger de l'air entre le sol et la plaque poreuse du tensiomètre, il est introduit très lentement. Avant de placer le piston qui impose la charge hydraulique et provoque l'écoulement, une scrutation du capteur de pression est faite toutes les minutes jusqu'à la stabilisation de la lecture, traduisant l'équilibre hydrostatique entre l'eau du matériau et celle du réservoir tensiométrique.

Au cours de l'infiltration, les évolutions spatio-temporelles de la teneur volumique en eau et de la masse volumique sèche sont obtenues, au pas de scrutation $\Delta z = 0,5$ cm, par le système double-sources ($\text{Am}^{241} + \text{Cs}^{137}$) déjà présenté (fig. 2.7).

On notera que les dimensions des échantillons ($H = 30$ mm ; $\phi = 59,5$ mm) ont dû satisfaire plusieurs contraintes. Tout d'abord, le diamètre doit être aussi proche que possible de la valeur optimum imposée par la gammamétrie double-sources (voir fig. 2.20, § 2.5.3). La hauteur résulte d'un compromis entre une valeur suffisamment petite pour ne pas induire des effets de frottement importants sur les parois (élancement 1/3 en mécanique de sols pour les essais oedométriques) (BOYTON et DANIEL, 1985 ; DANIEL, 1983 ; EDIL et al., 1981 ; LANGFELDER et al., 1968 et assez grande pour satisfaire la géométrie monodirectionnelle des écoulements des phases fluide et solide (hypothèse § 1.2.3), tout en permettant un nombre suffisant de sections de mesure indépendantes entre elles (6 sections pour un faisceau de rayons gamma de 5 mm de diamètre).

Nous avons effectué deux expériences d'infiltration, sous charge hydraulique constante et gonflement libre, dénommées par la suite **INFILTRATION 1** et **INFILTRATION 1bis**, sur deux échantillons non consolidés. Chacun d'eux étant compacté dans la cellule semi-statiquement en trois couches ; pour chacune nous avons procédé à une scarification assez profonde et de faible largeur afin de limiter le remaniement et de permettre une bonne interpénétration des couches entre elles. Une expérience du même genre, dénommée **INFILTRATION 2**, a également été réalisée sur l'échantillon de matériau préconsolidé à 5 bars. Tous les essais ont été réalisés en salle climatisée à la température de $22^\circ \pm 1^\circ\text{C}$.

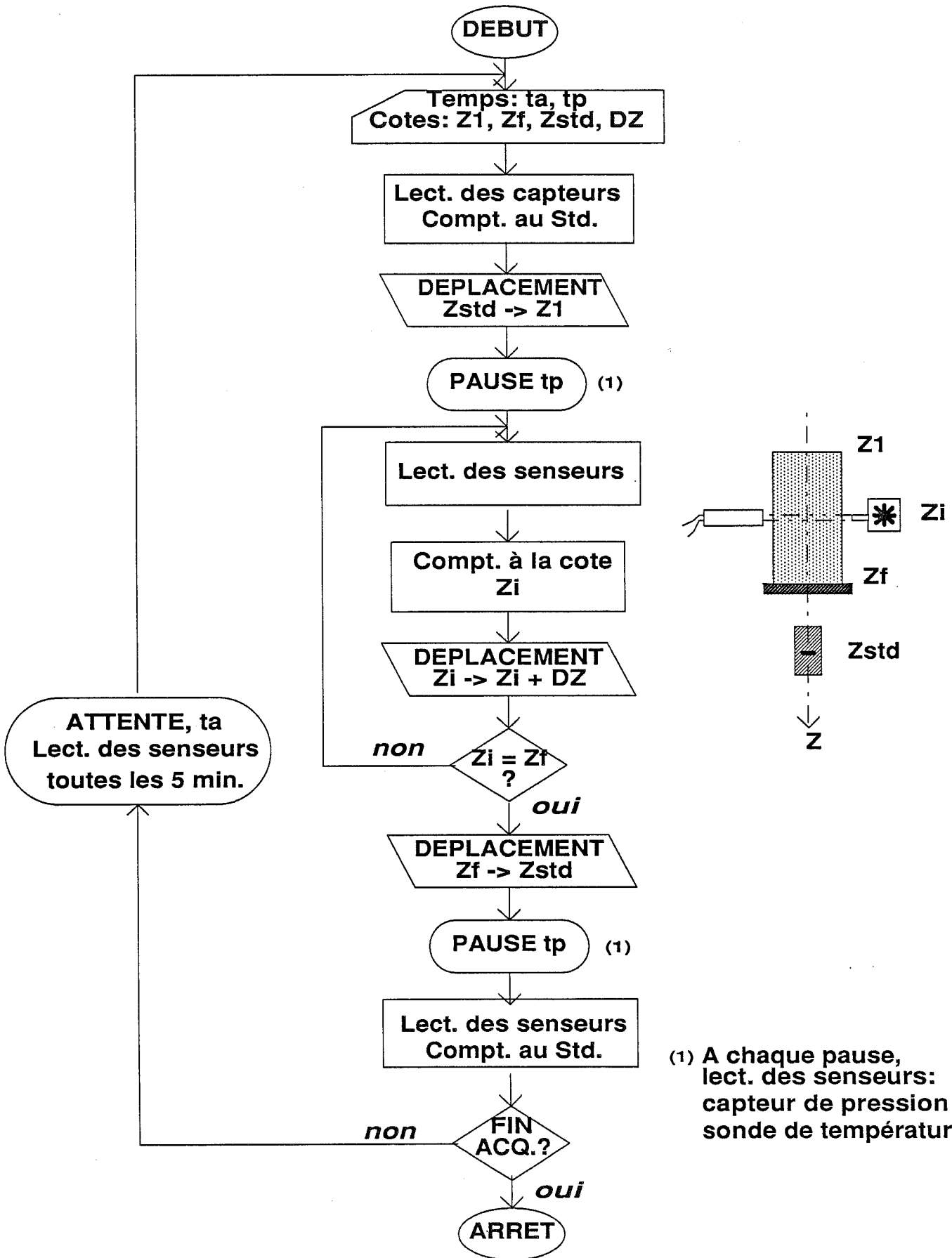


Figure 3.2 Algorithme d'acquisition des données.

3.1.3 Centralisation et Algorithme de Mesure

L'ensemble du dispositif expérimental présenté dans le paragraphe 3.1.2, et tout au long du chapitre 2 (fig. 2.7) est piloté par ordinateur. Il assure l'acquisition des données : spectres d'énergie, différence de potentiel électrique des différents senseurs (capteur de pression, sonde platine), impulsions du moteur pas à pas, et les transforme en données physiques : taux de comptage, teneur volumique en eau θ_w , masse volumique sèche ρ_d , lecture tensiométrique τ_w , température du détecteur, position z de la plateforme, temps t depuis le début de l'expérience. Les informations sont stockées sur disquette et visualisées sur imprimante. Seules, pour traitement ultérieur, les acquisitions liées au déplacement du piston et au volume d'eau infiltré n'ont pas été automatisées.

La figure (3.2) schématise l'algorithme qui a été développé. Le temps de comptage t_c , pour l'acquisition des spectres est une consigne prédéterminée par la cinétique d'infiltration lors d'essais préliminaires. Pour les matériaux très fins, nous avons retenu des temps allant de 100 à 200 secondes. Le pas entre deux scrutations (temps d'attente, t_a) peut être variable en cours d'essai, depuis 0 jusqu'à 3 heures. Le temps de pause t_p , après passage du standard à la colonne et vice-versa, ne doit jamais être inférieur à 10 minutes lorsque l'on passe de l'Aluminium au sol et de 45 minutes lorsque l'on passe de l'Aluminium à la colonne vide, en raison du temps de stabilisation du détecteur lors du changement brusque de milieu absorbant (voir § 2.3.2). Ainsi, et selon le nombre de répétitions de comptages à chaque cote (dans la colonne, m_1 , et dans le standard, m_2) une scrutation peut durer pour un échantillon de 3 cm de hauteur (au pas $\Delta z = 0,5$ cm) entre 30 minutes et 2 heures, pour des essais dont la durée est de l'ordre du mois.

3.1.4 Conditions Initiales et aux Limites des Essais d'Infiltration-Gonflement

Dans les sections 3.2 et 3.3, suivantes, on présentera les principaux résultats des 3 essais d'infiltration à charge constante et gonflement libre, pour le matériau remanié compacté dans la cellule (INFILTRATIONS 1 et 1 bis) et préconsolidé (INFILTRATION 2). Comme il a été dit au paragraphe 3.1.2, la face supérieure de l'échantillon a été soumise à une infiltration par l'intermédiaire d'une plaque poreuse montée sur un piston en téflon, évidé, servant également de réservoir (fig. 3.1), le tout soumis à une charge hydraulique imposée par un vase de Mariotte.

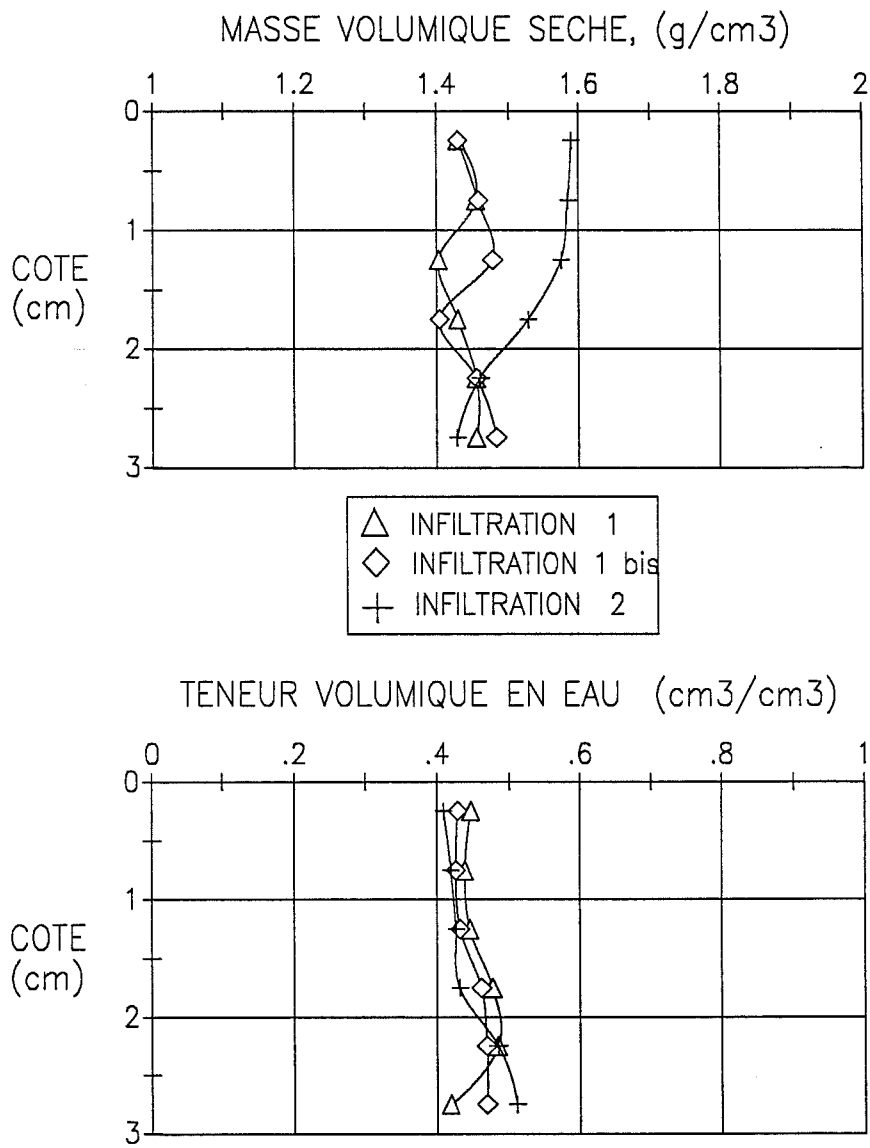


Figure 3.3 Profils initiaux pour les essais : Infiltration 1 et 1 bis (matériau remanié compacté) et Infiltration 2 (matériau préconsolidé).

Les conditions initiales et aux limites, données ci-dessous, concernent les trois phases (solide, eau, air), et sont données en vue d'une modélisation ultérieure des essais. Le tableau 3.3 donne les Conditions Initiales ($t=0$) moyennes à la réalisation des échantillons. Etant donné qu'aucune mesure n'a été faite sur la phase air, nous admettrons l'hypothèse de mise à la pression atmosphérique. Pour les phases liquide et solide, les profils initiaux de teneur volumique en eau ($\theta_w(z,0)$) et de masse volumique sèche ($\rho_d(z,0)$) sont présentés figure (3.3). On notera que pour les deux échantillons compactés (Infiltrations 1 et 1bis) ces profils initiaux sont sensiblement homogènes et comparables. Les deux essais d'infiltration réalisés permettent une étude de reproductibilité des résultats. En revanche, pour le matériau préconsolidé les profils initiaux présentent des gradients significatifs. Cela vient de sa consolidation au triaxial où seul le drainage par une face a été permis.

Le tableau 3.4 présente les Conditions aux Limites ($t>0$), régnant sur les faces supérieure et inférieure des échantillons selon le schéma de principe (fig. 3.4). Ces conditions sont données indistinctement en "flux" ou "charge". Pour la phase eau, elles s'expriment en termes de flux, par rapport à l'observateur. A la surface, elle est de la forme :

$$q_{w/o}(z_B, t) = \alpha (h_o - \delta z(t) - h_B(t)) \quad (3.2)$$

où $q_{w/o}$ est le flux d'eau à la cote $z_B(t)$; h_o la hauteur d'eau, constante, mesurée par rapport à la position de la surface du sol au temps $t=0$ ("charge constante"), soit :

$$h_o = 11,846 \text{ cm} \quad (3.3)$$

$\delta z(t)$ est le déplacement de la surface du sol, et h_B la pression d'eau régnant à l'interface plaque poreuse-matériau. α est l'impédance de la plaque poreuse, définie par :

$$\alpha = \frac{\text{Perméabilité à saturation de la plaque}}{\text{Epaisseur de la plaque}} = 1,3 \cdot 10^{-8} \text{ s}^{-1} \quad (3.4)$$

Pour la phase solide, les essais correspondent à des flux de particules nuls en B (interface plaque poreuse-matériau) et en bas de la colonne.

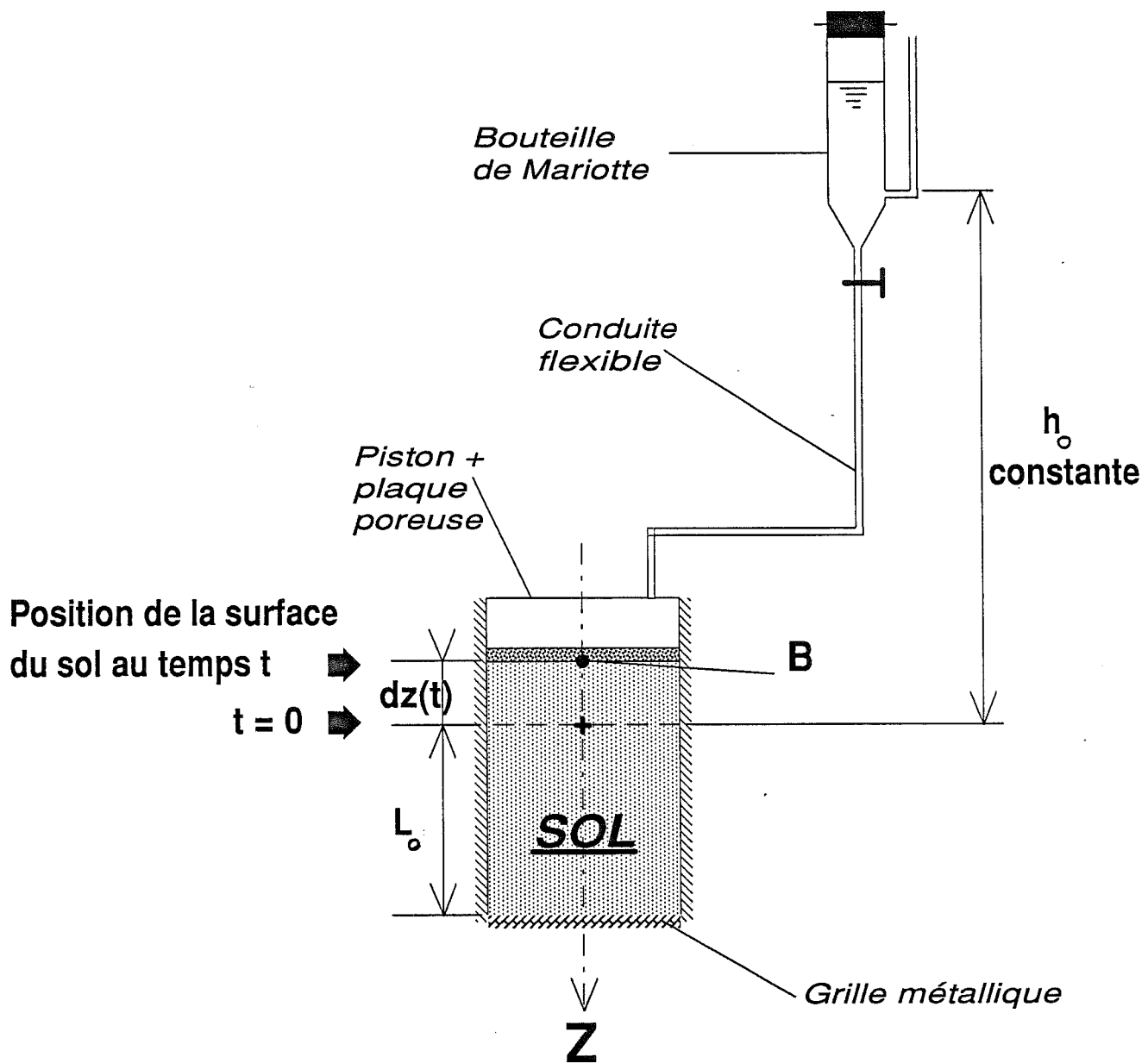


Figure 3.4 Schéma expérimental de principe des essais d'infiltration à charge constante et gonflement libre.

Tableau 3.3 Conditions Initiales Moyennes des Essais d'Infiltration (t=0)

PHASE	INFILTRATION 1 et 1bis Sol compacté	INFILTRATION 2 Sol préconsolidé
AIR	Pression atmosphérique	Pression atmosphérique
EAU	$\theta_w = 0.450 \text{ cm}^3/\text{cm}^3$	$\theta_w = 0.438 \text{ cm}^3/\text{cm}^3$
SOLIDE	$\rho_d = 1.450 \text{ g/cm}^3$	$\rho_d = 1.529 \text{ g/cm}^3$

Tableau 3.4 Conditions aux Limites (t > 0)

PHASE	INFILTRATIONS 1, 1bis et 2	
	Face supérieure $\delta z(t) (z_B)$	Face inférieure $z = L_o$
AIR	Flux d'air nul	Pression d'air = pres. Atm.
EAU	Flux : $q_{w/o}(z_B, t) = \alpha(h_o - \delta z(t) - h_B)$ $h_o = 11.846 \text{ cm}$ $\alpha = 1.3 \cdot 10^{-8} \text{ s}^{-1}$	Flux d'eau nul
SOLIDE	Contrainte appliquée totale (piston) = 0,5 kPa ou vitesse de déplacement de la surface	Flux de particules nul

Critère d'arrêt des essais. Les essais "Infiltration 1 et 1bis" ont été arrêtés lorsque les variations de hauteur des échantillons ont été inférieures à 0,02 mm en 24 heures.

Durée des essais. Pour le critère d'arrêt, défini ci-dessus, les essais d'infiltration 1 et 1bis ont duré environ 450 heures (27000 min). L'essai infiltration 2 fut interrompu à 1200 heures, le critère n'étant pas encore atteint.

TENEUR VOLUMIQUE EN EAU, (cm³/cm³)

MASSE VOLUMIQUE SECHE, (g/cm³)

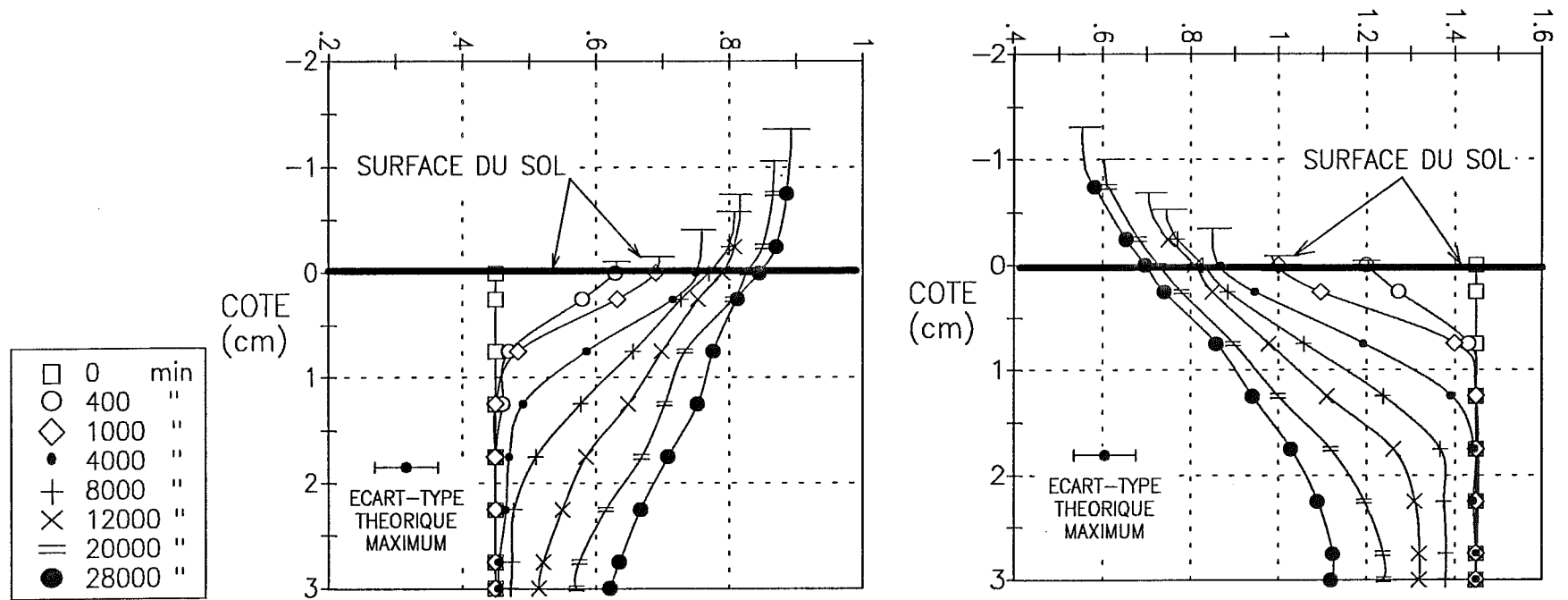


Figure 3.5 Profils de teneur volumique en eau et de masse volumique sèche pour l'essai d'infiltration-gonflement sur mélange Limon+Bentonite remanié-compacté (INFILTRATION 1).

3.2 ANALYSE DE L'ESSAI D'INFILTRATION N° 1

(Charge Hydraulique Constante, Gonflement Libre, Matériau Remanié Compacté)

3.2.1 Profils Hydriques et de Masse Volumique Sèche

Les profils hydriques et de masse volumique sèche déterminés à différents temps lors de l'essai d'infiltration sont présentés figure (3.5), ainsi qu'un majorant des erreurs expérimentales. Notons que les valeurs de ρ_d et θ_w , pour les faces supérieure et inférieure ont été obtenues par extrapolation des profils. Cependant, au fur et à mesure que le sol gonfle, de nouvelles cotes de mesure gammamétrique ont été ajoutées augmentant ainsi le nombre de points par profil. Comme nous l'avons présenté dans le schéma figure (3.4), l'axe vertical z est orienté positivement vers le bas, l'origine étant la position initiale de la surface du sol. Ainsi la position de cette surface pour chaque profil, indiquée figure (3.5) par des traits horizontaux, correspond à des cotes négatives.

Avant toute étude quantitative d'interprétation de ces profils, il est possible de faire quelques remarques qualitatives sur la cinétique d'infiltration-gonflement. A partir d'un profil hydrique initial relativement uniforme, un front d'humidification se développe progressivement, par rapport à l'observateur, "à la manière des milieux rigides" à l'exception de la surface dont la position évolue dans le temps. Ces profils ont des pentes au voisinage du front relativement faibles. Cela traduit le caractère diffusif important du phénomène d'humidification des milieux de type argileux. La teneur en eau à la surface augmente de $0,47 \text{ cm}^3/\text{cm}^3$ jusqu'à $0,87 \text{ cm}^3/\text{cm}^3$. On observe les premières variations de teneur en eau au fond de la colonne à peu près à 8000 min (130 heures environ). A partir de là, le profil hydrique tend à se linéariser ; le flux d'eau étant nul à la base, l'eau infiltrée s'y accumule.

Des remarques analogues peuvent être faites sur les profils de masse volumique sèche. Ces derniers présentent un front de gonflement se propageant vers le bas de la colonne. Les pentes des profils, dans la région du front, semblent plus raides que celles des profils hydriques. En surface, la masse volumique sèche diminue de $1,45 \text{ g}/\text{cm}^3$ initialement à $0,53 \text{ g}/\text{cm}^3$. Evidemment, l'arrivée du front d'humidification à la cote inférieure (8000 min) provoque également le gonflement à ce niveau. Les profils tendent à se linéariser par la suite.

Par rapport à l'observateur fixe, le flux d'eau est descendant et le flux de solide ascendant.

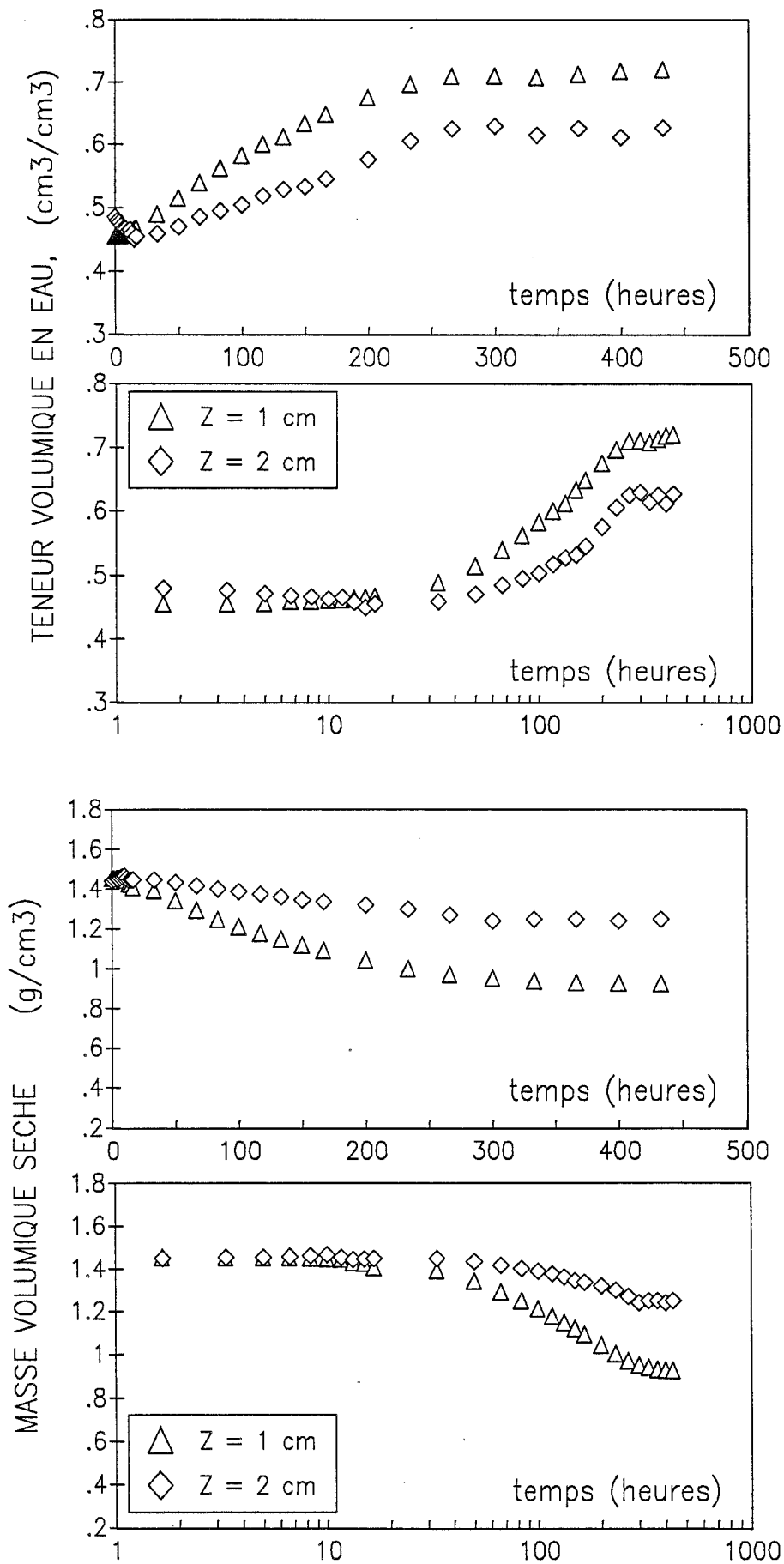


Figure 3.6 Evolution de la teneur en eau (a) et de la masse volumique sèche (b), en fonction du temps, aux cotes de mesure : $z = 1$ cm et $z = 2$ cm, pour l'essai INFILTRATION 1.

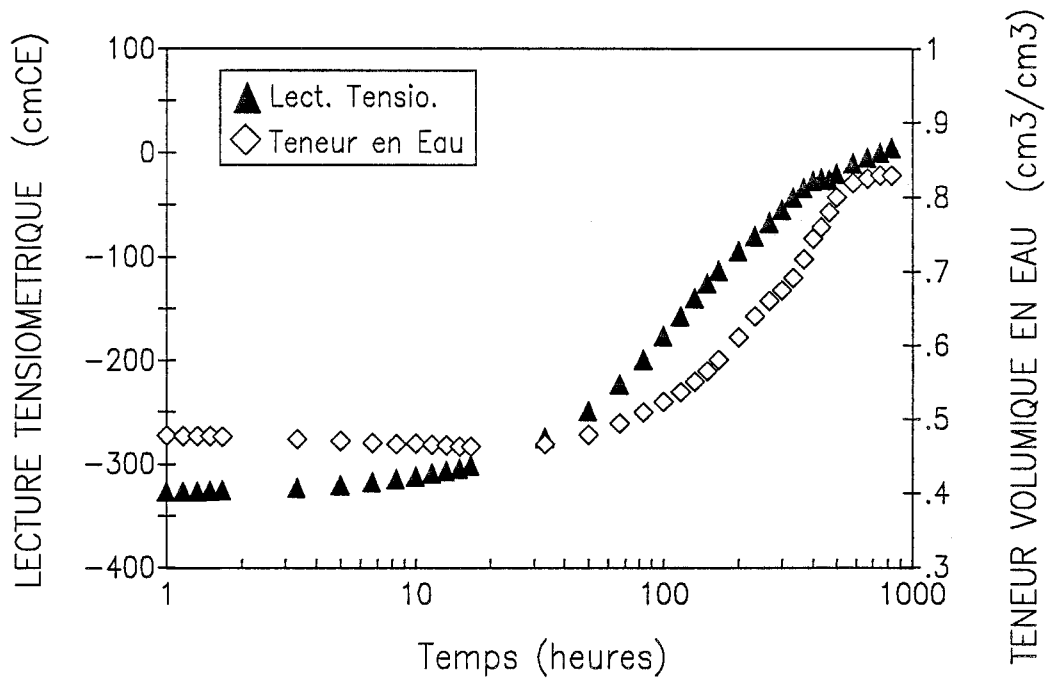


Figure 3.7 Evolution des lectures tensiométriques et de la teneur en eau à la cote d'implantation du tensiomètre ($z = 1,5$ cm), en fonction du temps, pour l'essai INFILTRATION 1.

3.2.2 Evolution de la Teneur en Eau et de la Masse Volumique Sèche

Pour ne pas alourdir le texte, nous ne présenterons en détail que les résultats relatifs à deux cotes de mesure. La figure (3.6) présente les évolutions temporelles de la teneur en eau et de la masse volumique sèche mesurées à $z = 1$ et 2 cm, par rapport à un repère fixe. Contrairement aux matériaux plus grossiers, il est difficile de déterminer clairement l'instant de passage du front à une cote donnée, l'augmentation de teneur en eau, et la diminution de masse volumique sèche, se faisant très lentement. On remarque, cependant, la forme des courbes en "S", plus ou moins aplaties, selon la position de la cote de mesure par rapport à la surface initiale du sol. Partant de valeurs identiques aux deux cotes, les valeurs finales sont différentes. Nous verrons que cela provient du fait que le gonflement des couches inférieures est conditionné par celui des couches supérieures.

On notera que ces évolutions temporelles (fig. 3.6) correspondent à des mesures effectuées par un observateur sur un volume fixe dans l'espace. Pour la masse volumique sèche, et pour la teneur en eau, c'est donc le volume qui est constant dans la mesure, et non la quantité de matière. Cela justifie, en partie, la commodité d'emploi des variables telles ρ_d et θ_w , par rapport à w (humidité pondérale) ou e (indice de vides), dans l'approche eulérienne des transferts.

3.2.3 Evolution de la Mesure Tensiométrique

L'évolution de la mesure tensiométrique, pour l'essai d'infiltration 1, enregistrée à la cote $z = 1,5$ cm est donnée figure (3.7). La précision est estimée à ± 2 cm. On a également reporté l'évolution de la teneur volumique en eau mesurée à la même cote (l'évolution de la masse volumique sèche étant analogue). Evidemment, les lectures tensiométriques augmentent lorsque la teneur en eau augmente, et ce jusqu'à l'équilibre où l'on retrouve la charge hydraulique imposée : charge appliquée plus distribution hydrostatique des pressions.

Délibérément, nous appelons "Lecture Tensiométrique" et non pression de l'eau (ou succion) l'information obtenue par le tensio-capteur. En effet, il a été établi dans le chapitre 1 (§1.4.4) que, pour un milieu déformable, cette lecture correspond, en fait, à la somme du potentiel matriciel de l'eau et de la pression induite par le gonflement du milieu (éq. (1.77)).

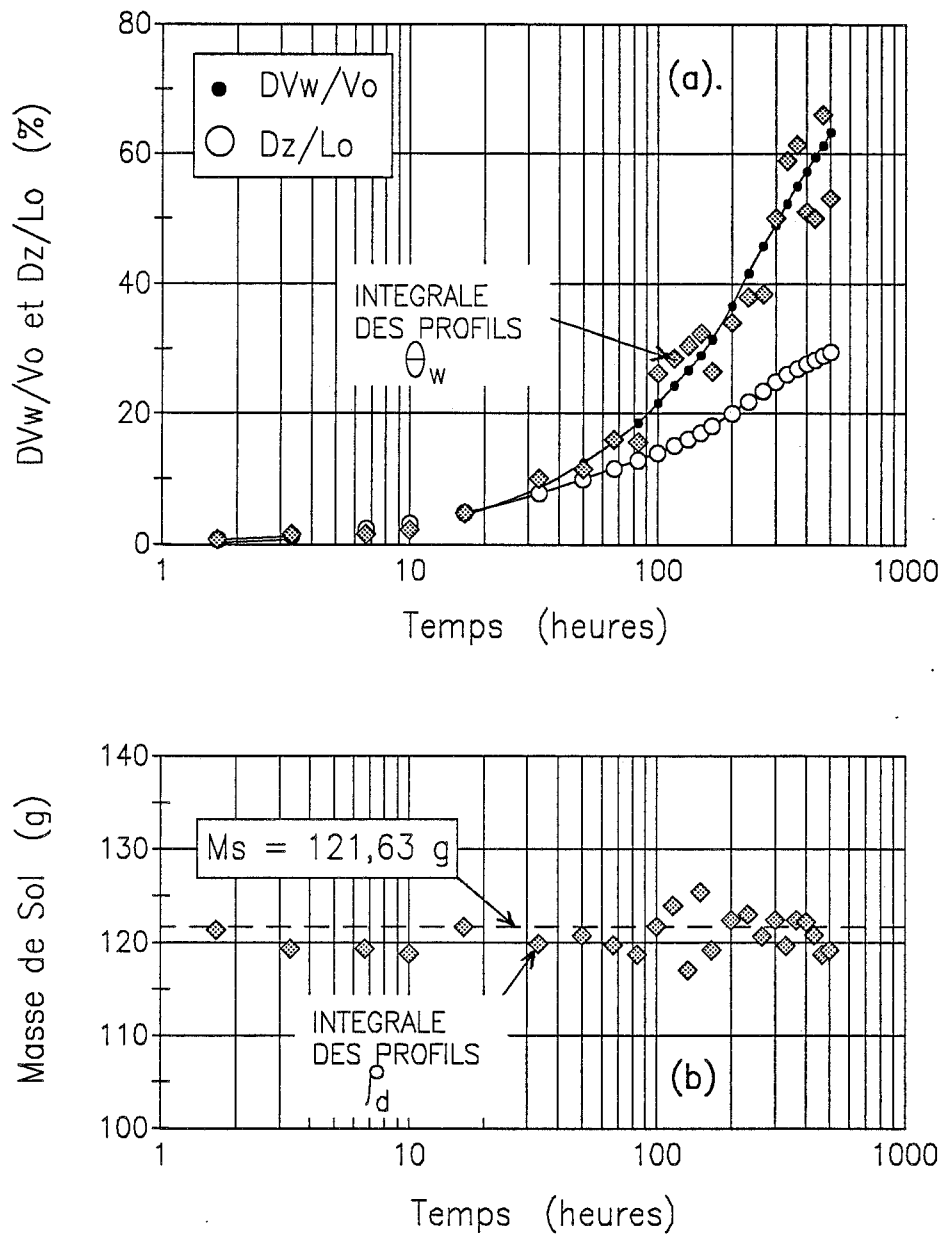


Figure 3.8 Volume d'eau infiltré et hauteur de l'échantillon rapportés aux valeurs initiales (a) et masse de sol de l'échantillon (b), comparés aux intégrales des profils obtenus par gammamétrie, pour l'essai INFILTRATION 1.

3.2.4 Evolution du Volume d'Eau Infiltré et du Déplacement de la Surface

Au cours de l'essai, le volume d'eau infiltré en fonction du temps est mesuré par lecture directe de la bouteille de Mariotte, et les déplacements de la surface du matériau par le comparateur placé sur le piston. La figure (3.8a) montre en fonction du temps, le volume d'eau infiltré, rapporté au volume d'eau total présent initialement dans l'échantillon, ainsi que la variation de hauteur par rapport à sa valeur initiale.

La loi de conservation de la masse impose à chaque instant, une égalité entre le volume d'eau infiltré et la variation de stock d'eau dans la colonne. Sur la figure (3.8a), les losanges représentent les variations de stock déterminées par le planimétrage des profils hydriques, comme indiqué figures (2.24a) et (2.25a) (§ 2.5.4). Pour la phase solide, nous avons contrôlé que la masse de sol de l'échantillon ($m_s = 121,63$ g) reste constante tout au long de l'essai (fig. 3.9b). Le très bon accord, entre les mesures directes et celles déterminées par intégration des profils d'humidité et de masse volumique sèche (écarts relatifs par rapport aux valeurs moyennes inférieurs à 5%), montre à nouveau la fiabilité des mesures gammamétriques.

3.2.5 Estimation des Flux d'Eau et de Sol par Rapport à l'Observateur Fixe

La connaissance expérimentale des profils de teneur en eau et de masse volumique, lors de l'essai d'infiltration-gonflement (fig.3.5), permet de calculer, pour n'importe quelle section de la colonne, les flux macroscopiques d'eau et de particules solides par rapport à un observateur fixe. En effet, en vertu de la loi de conservation de la masse, la variation de stock d'eau (ou de particules) dans un volume de colonne fixe, compris entre deux cotes z_1 et z_2 , est égale aux flux nets entrant et sortant du volume. Si nous considérons le volume compris entre une cote quelconque (z_1) fixe, et la base de la colonne ($z_2 = L_0$) alors les flux d'eau et de particules solides, à la cote z_1 , par rapport à l'observateur s'obtiennent par :

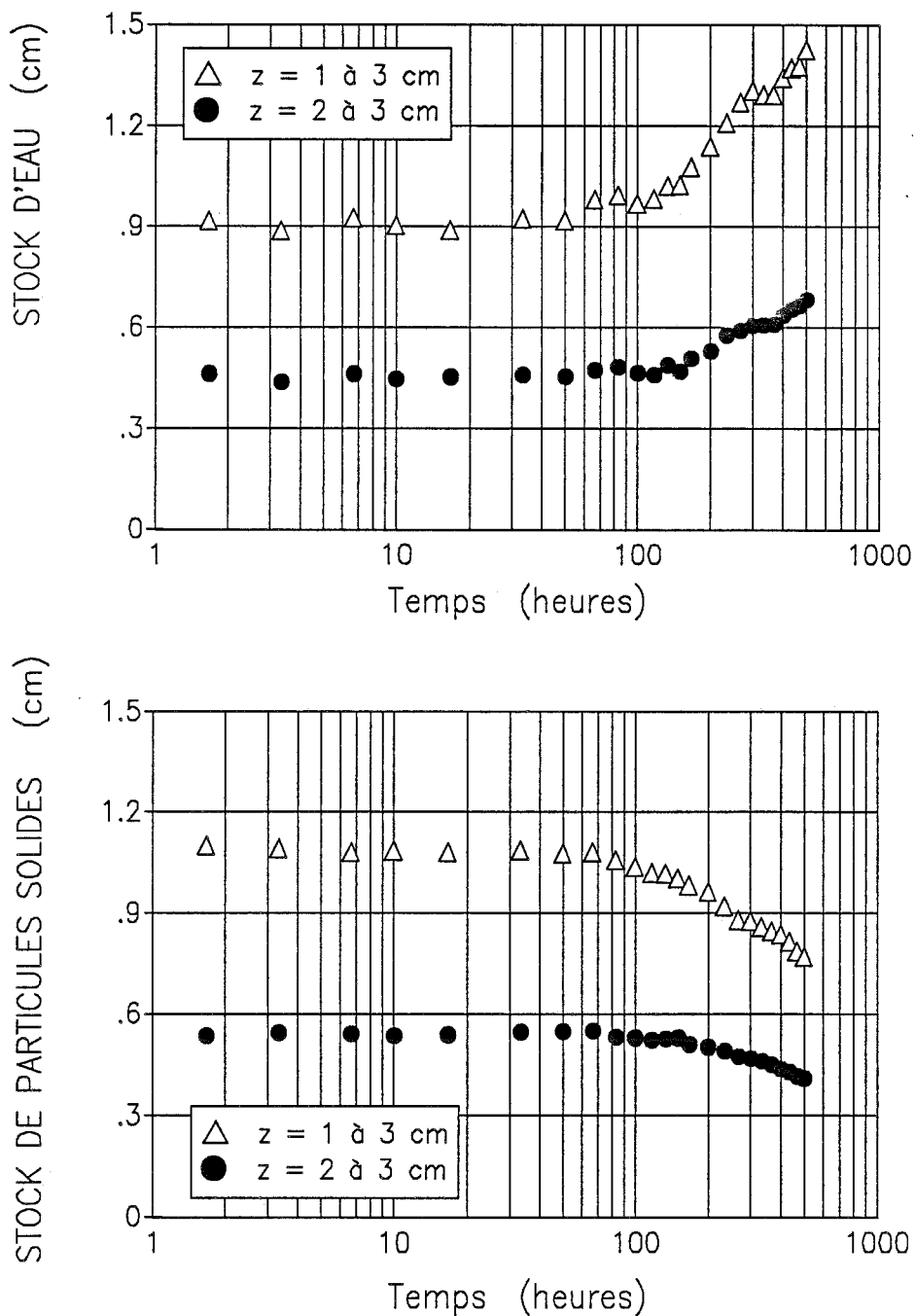


Figure 3.9 Evolution des stocks d'eau et de particules solides entre les cotes 1 et 3 cm, et 2 et 3 cm, en fonction du temps (INFILTRATION 1).

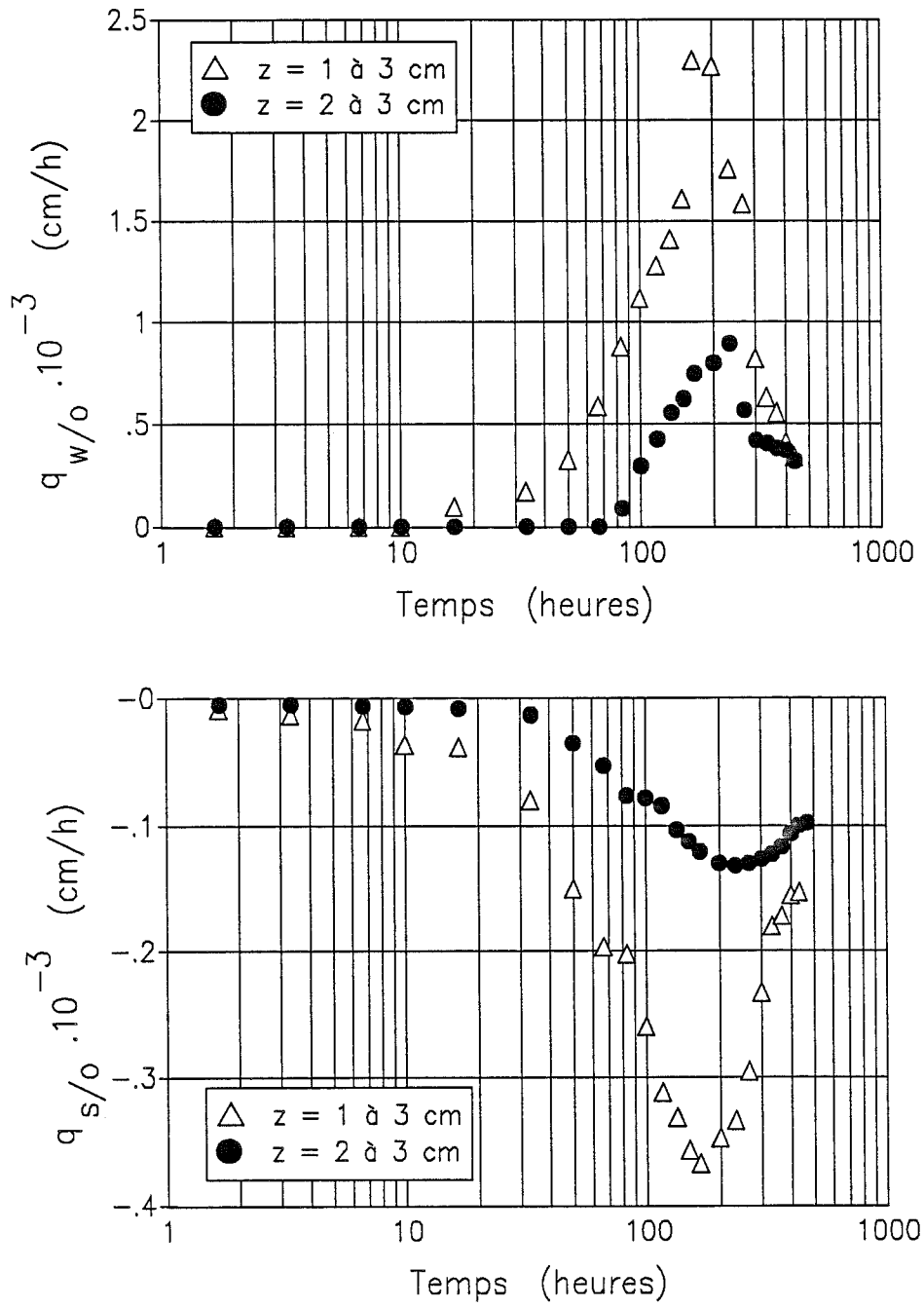


Figure 3.10 Flux macroscopiques d'eau et de particules solides, en fonction du temps, aux cotes $z = 1 \text{ cm}$ et $z = 2 \text{ cm}$, par rapport au repère fixe (INFILTRATION 1).

$$q_{w/o}(z_1, t) = d \left\{ \int_{z_1}^{L_0} \theta_w(z, t) dz \right\} / dt \quad (3.5a)$$

$$q_{s/o}(z_1, t) = d \left\{ \int_{z_1}^{L_0} [\rho_d(z, t) / \rho_s] dz \right\} / d \quad (3.5b)$$

où les termes intégrales correspondent aux stocks totaux d'eau et de particules solides au temps t . Les stocks sont obtenus par planimétrage des profils correspondants entre z_1 et L_0 . On rappelle que les flux à la cote L_0 sont nuls d'après la définition des conditions aux limites de l'essai (tableau 3.4, § 3.1.4).

La figure (3.9) présente l'évolution des stocks d'eau et de particules solides pour les tranches de matériau comprises entre 1 et 3 cm, et entre 2 et 3 cm (respectivement, $z = 1$ cm et $z = 2$ cm). Les flux apparents, calculés par dérivation des stocks (éqs. (3.5)), sont représentés figure (3.10).

La dérivation des courbes en "S", des stocks d'eau, fait apparaître un maximum de flux d'eau par rapport à l'observateur, avant qu'il ne tende à un régime permanent. Il est évident que le temps d'occurrence de ce maximum est le même que celui du point d'inflexion de la courbe de variation du stock, mais il coïncide, également, avec le point d'inflexion de la courbe de variation de la teneur en eau à la même cote, et ce aussi bien pour $z=1$ cm que pour $z=2$ cm. Ce même phénomène est constaté pour la phase solide, où, pour le même temps, le flux par rapport à l'observateur passe par un minimum.

Pour conclure, nous tenons à souligner l'importance d'accorder un grand soin à la détermination graphique des courbes de variation de stock et de ses dérivées ; condition nécessaire à une bonne caractérisation hydrodynamique du milieu.

3.3 DETERMINATION DES CARACTERISTIQUES HYDRODYNAMIQUES

3.3.1 Courbe de Gonflement de Sol

Pour la détermination de la perméabilité de DARCY du matériau, selon l'approche eulérienne, il est nécessaire de connaître la relation qui lie la variation de teneur en particules solides (ou de masse volumique sèche) à celle de la teneur volumique en eau : $\theta_s(\theta_w)$ (éq.

(1.42), § 1.3.1). C'est la courbe de gonflement-retrait pour le chemin de déformation suivi. La gammamétrie double-sources donne un accès direct à cette relation. En effet, pour l'essai d'infiltration (fig. 3.5), elle est obtenue par la mise en corrélation entre les valeurs θ_w et $\theta_s = \rho_d / \rho_s$. Pour chaque cote de mesure, il est donc possible d'établir une telle relation. La figure (3.11a) donne la courbe de gonflement du matériau pour les cotes $z = 1$ et 2 cm. Les résultats sont tout à fait analogues pour les autres cotes.

Dans l'analyse des propriétés physiques dues au gonflement-retrait des sols, nombreuses sont les variables utilisées dans la littérature pour traduire le susceptibilité de ces matériaux à changer de volume avec l'humidité. On peut citer : la porosité (n), la masse volumique sèche (ρ_d), l'indice de vides (e), le volume spécifique de solide (v_s), la variation totale de volume (ΔV), exprimés en fonction : soit de la teneur volumique (θ_w) ou massique (w) en eau, soit du degré de saturation (S_r) (BRAUDEAU, 1988 ; BRIDGE et TUNNY, 1973 ; GIRALDEZ et SPOSITO, 1983 ; McGARRY et DANIELS, 1987 ; NEUMAN et THOMASSON, 1979 ; NOFZIGER et SWARTZENDRUBER, 1976 ; SPOSITO, 1973, 1981 ; SPOSITO et GIRALDEZ, 1976 ; GIRALDEZ et al., 1983). Ainsi la figure (3.11b) reprend les données de la figure (3.11a) pour représenter la courbe de gonflement en termes de volume spécifique ($v_s = 1/\rho_d$) en fonction de l'humidité pondérale (w), comme il est suggéré par McGARRY et MALAFANT (1987) et qui coïncide avec le choix de G. SPOSITO qui en donne une interprétation thermodynamique.

Pour les matériaux argileux compactés, comme c'est le cas de l'essai infiltration 1, M. KABBAJ (1981) souligne le fait que le milieu se présente sous forme d'agrégats (saturés ou presque) où l'importance des vides entre ces agrégats déterminerait la masse volumique sèche du milieu. De plus, la fabrication des échantillons crée une orientation privilégiée des agrégats perpendiculaire à la contrainte de compactage. La figure (3.12) (tirée de M. KABBAJ (1981)) présente un schéma d'une argile compactée au-dessus de l'optimum Proctor. Cette structure particulière a des conséquences sur la forme de la courbe de gonflement.

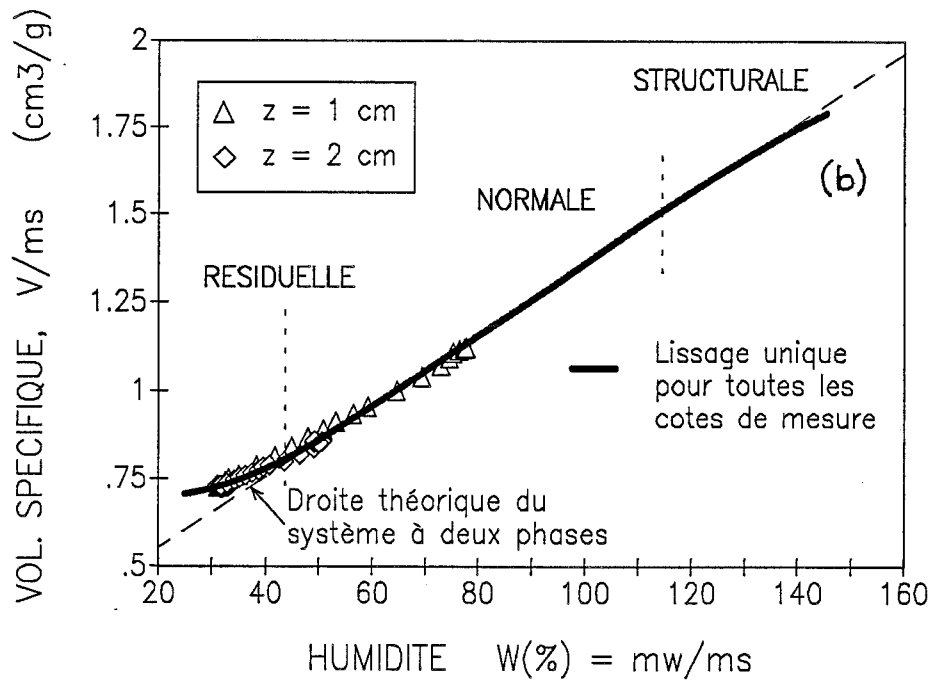
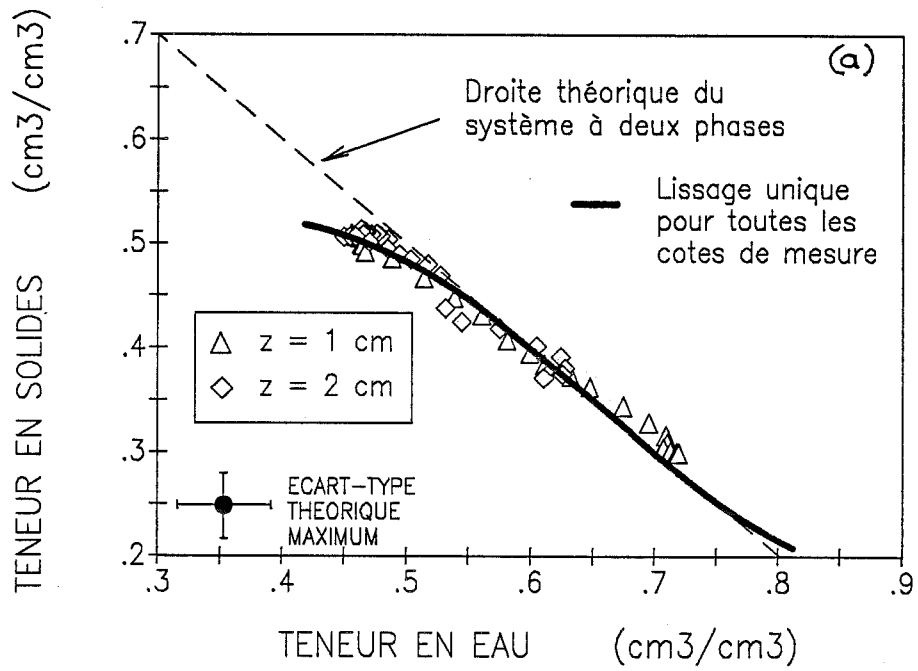


Figure 3.11 Courbe de gonflement du sol pour les cotes $z = 1$ cm et $z = 2$ cm, avec comme référence le volume de mesure (a) ou la masse de la phase solide (b) (INFILTRATION 1).

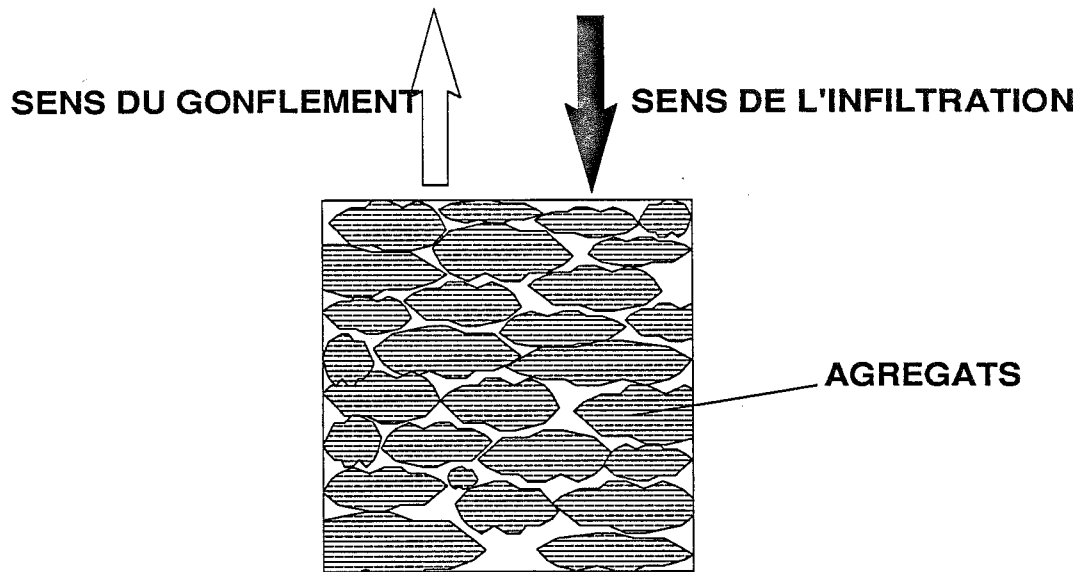
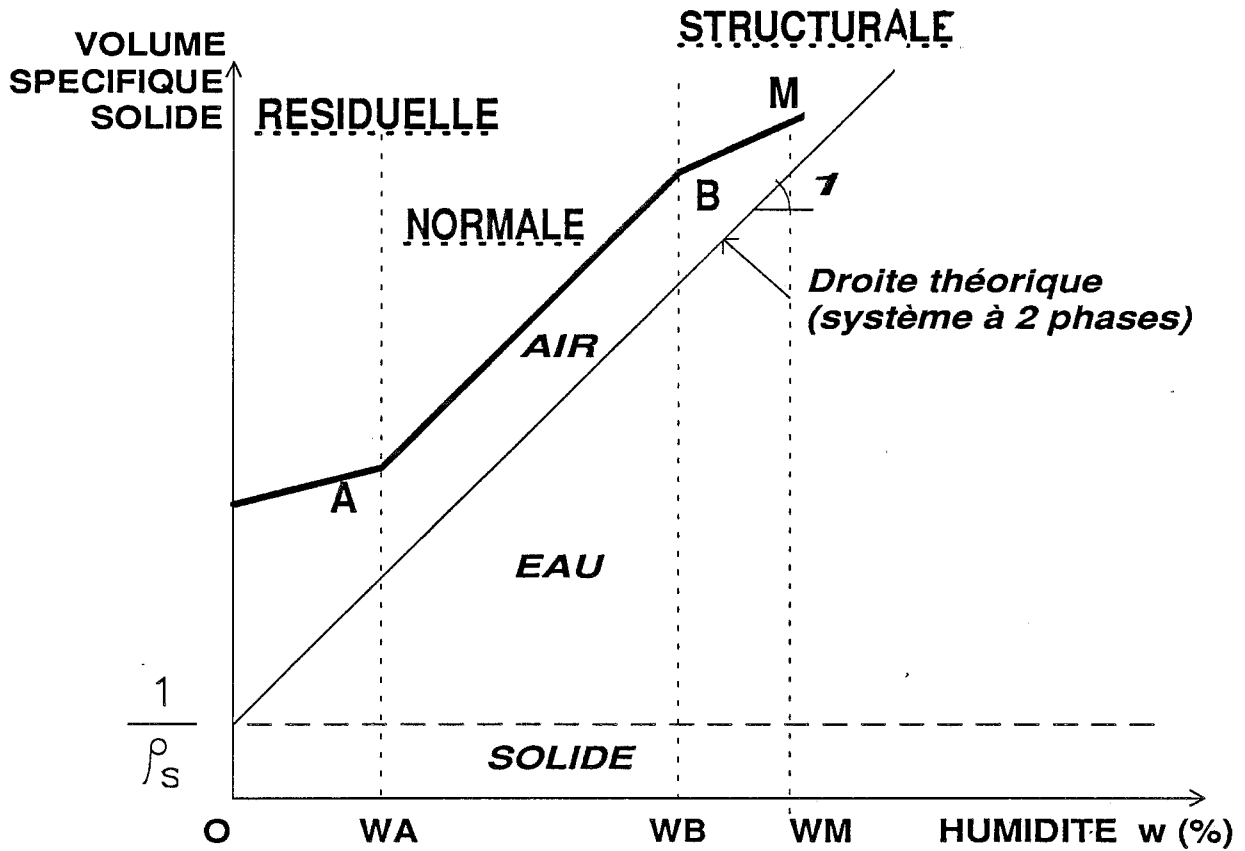


Figure 3.12 Schéma d'une argile compactée au dessus de l'optimum PROCTOR (d'après KABBAJ, 1981).



- A - POINT D'ENTREE D'AIR**
- B - LIMITE DE GONFLEMENT**
- M - WM = HUMIDITE MAXIMUM**

Figure 3.13 Modèle à trois droites pour la représentation des courbes de retrait-gonflement (d'après McGARRY et MALAFANT, 1987)

Lors d'une première approche de l'étude macroscopique du gonflement du sol étudié, où se superposent, en plus, des phénomènes microscopiques dus à la composition chimique et à la structure, il est possible de lier nos résultats au modèle de retrait-gonflement proposé par McGARRY et MALAFANT (1987) ("modèle à trois droites"), dont le schéma de principe est donné figure (3.13), ou par BRAUDEAU (1988a et b) ("modèle continu"). Ces deux modèles considèrent, pour un système à trois phases (solide, eau, air), trois zones dans la courbe retrait-gonflement : structurale, normale et résiduelle. La droite de pente 1 et d'ordonnée à l'origine $1/\rho_s$ (voir fig. 3.13) correspond à la droite de saturation théorique d'un milieu à deux phases (solide, eau).

Pour l'essai considéré, et en prenant en compte toutes les sections de mesure, il est possible d'identifier ces trois zones, bien qu'elles ne soient pas très différenciées (voir fig. 3.11b). La présence de la bentonite dans le mélange induit une zone de gonflement normal très étendue, dont la position par rapport à la droite théorique indique une phase air quasiment négligeable.

Outre la connaissance de la relation $\theta_s(\theta_w)$ et de $d\theta_s/d\theta_w$ pour le calcul de la perméabilité, la représentation de la courbe de gonflement, donnée figure (3.11b), est nécessaire pour déterminer le terme $\bar{V}_w = \partial V/\partial m_w = \partial e/\partial \vartheta$ en vue de l'interprétation des profils d'équilibre (équ. (1.57), § 1.4.2) et des mesures tensiométriques (équ. (1.77), § 1.4.4).

3.3.2 Détermination de la Courbe de Rétention d'Eau en Infiltration

Les mesures de teneur volumique en eau, effectuées à la cote d'implantation du tensiomètre ($z_r = 1,5$ cm), et les lectures tensiométriques, $\tau_w(z_r, t)$, ainsi que la courbe de gonflement du milieu ($\theta_s(\theta_w)$ ou $v_s(w)$), permettent d'obtenir la relation entre le potentiel matriciel de l'eau dans le sol et la teneur volumique en eau : $\Psi_w(\theta_w)$. Nous avons vu précédemment (§ 1.4.4, équ. (1.77)) que, sous l'hypothèse de mise à la pression atmosphérique de l'air du sol, le tensiomètre mesure la somme du potentiel matriciel Ψ_w que nous cherchons à déterminer, et du potentiel de pression. Ce dernier dépend du chemin de déformation suivi par le milieu, représentée par la courbe de gonflement.

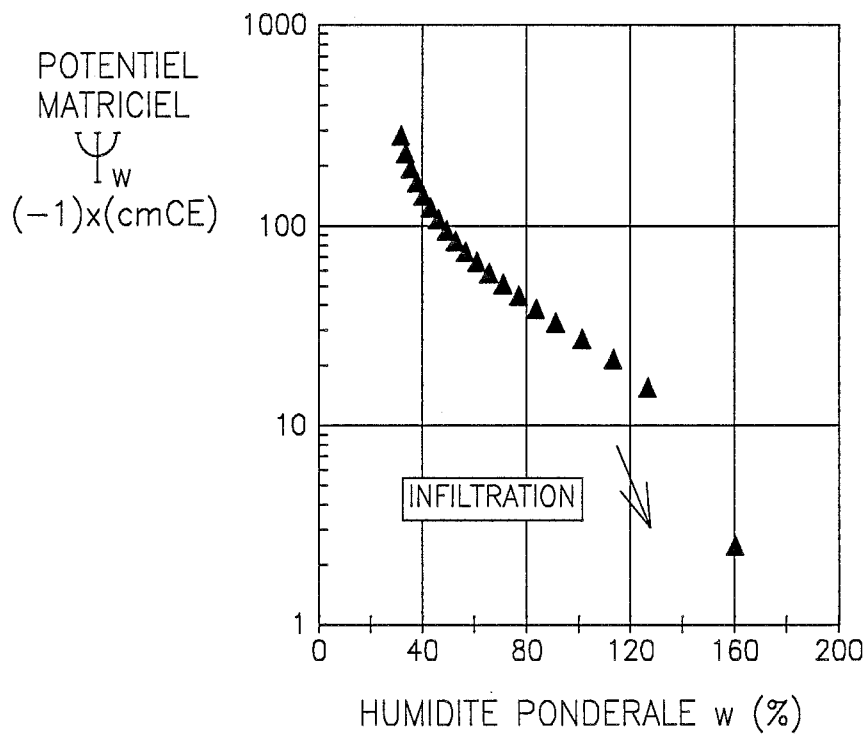
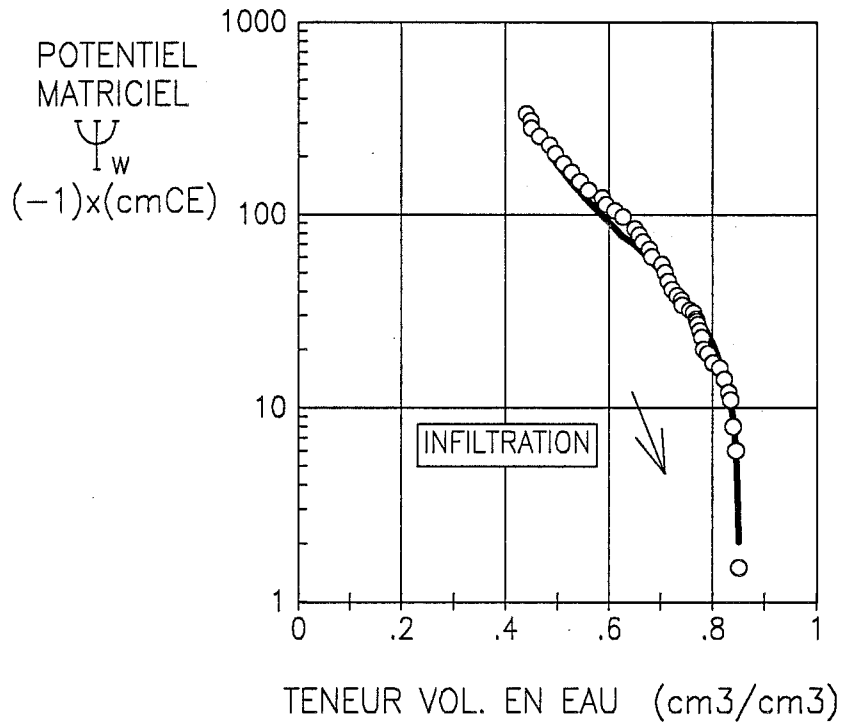


Figure 3.14 Courbe de rétention d'eau dans le sol corrigée par l'effet du gonflement, en fonction de la teneur volumique en eau (a) et de l'humidité pondérale (b) pour le chemin suivi (INFILTRATION 1).

D'après les équations (1.70) et (1.77), le potentiel matriciel de l'eau dans le sol, compte-tenu des hypothèses concernant la phase air et la pression appliquée, est donné par:

$$\Psi_m [\text{J Kg}^{-1}] = \tau_w / \rho_{w0} - \int_{z_o(t)}^{z_\tau} \rho g \bar{V}_w dz \quad (3.6a)$$

où Ψ_m et le terme intégrale (qui représente : $\Psi_p(P, w, \mu_{a0})$, voir éq. (1.70)) sont donnés en unité d'énergie par unité de masse (J Kg^{-1}) et τ_w en unité de pression (Pa) (éq. (1.77)). Par commodité, nous pouvons exprimer Ψ_m en termes de hauteur de colonne de liquide, soit :

$$\Psi_w [\text{cmCE}] = \Psi_m / g = \tau_w / (\rho_{w0} g) - \int_{z_o(t)}^{z_\tau} \rho \bar{V}_w dz \quad (3.6b)$$

Nous rappelons ici que : $\tau_w(\theta_w)$ est la lecture tensiométrique, le terme intégrale représente la correction à apporter aux lectures due au gonflement, dans laquelle $\rho = \rho_d + \rho_w \theta_w$ est la masse volumique du sol surmontant le tensiomètre. \bar{V}_w est la pente de la courbe de gonflement (fig. 3.11b) et $z_o(t)$ désigne la cote de la surface du sol au temps t.

Compte-tenu des valeurs relatives à l'essai considéré (\bar{V}_w voisin de $1 \text{ cm}^3/\text{g}$, ρ_d variant de $1,45$ à $0,8 \text{ g/cm}^3$), ce terme de correction (vue la faible épaisseur de l'échantillon) varie de $1,8$ à $2,5 \text{ cmCE}$ (si on exprime le terme intégrale des éqs. (3.6) en unité de charge hydraulique). Ces corrections sont faibles, à l'exception, peut-être, de situations proches de la saturation du milieu. En revanche, pour un sol soumis à contrainte (par exemple : essai oedométrique sur sol partiellement saturé), ou pour une mesure tensiométrique in situ, en profondeur, cette correction peut s'avérer importante. Par exemple, si la masse volumique moyenne, sur 1m de profondeur, vaut $1,8 \text{ g/cm}^3$, et que $\bar{V}_w = 1 \text{ cm}^3/\text{g}$, le terme correctif de la mesure tensiométrique vaudra : 180 cmCE !

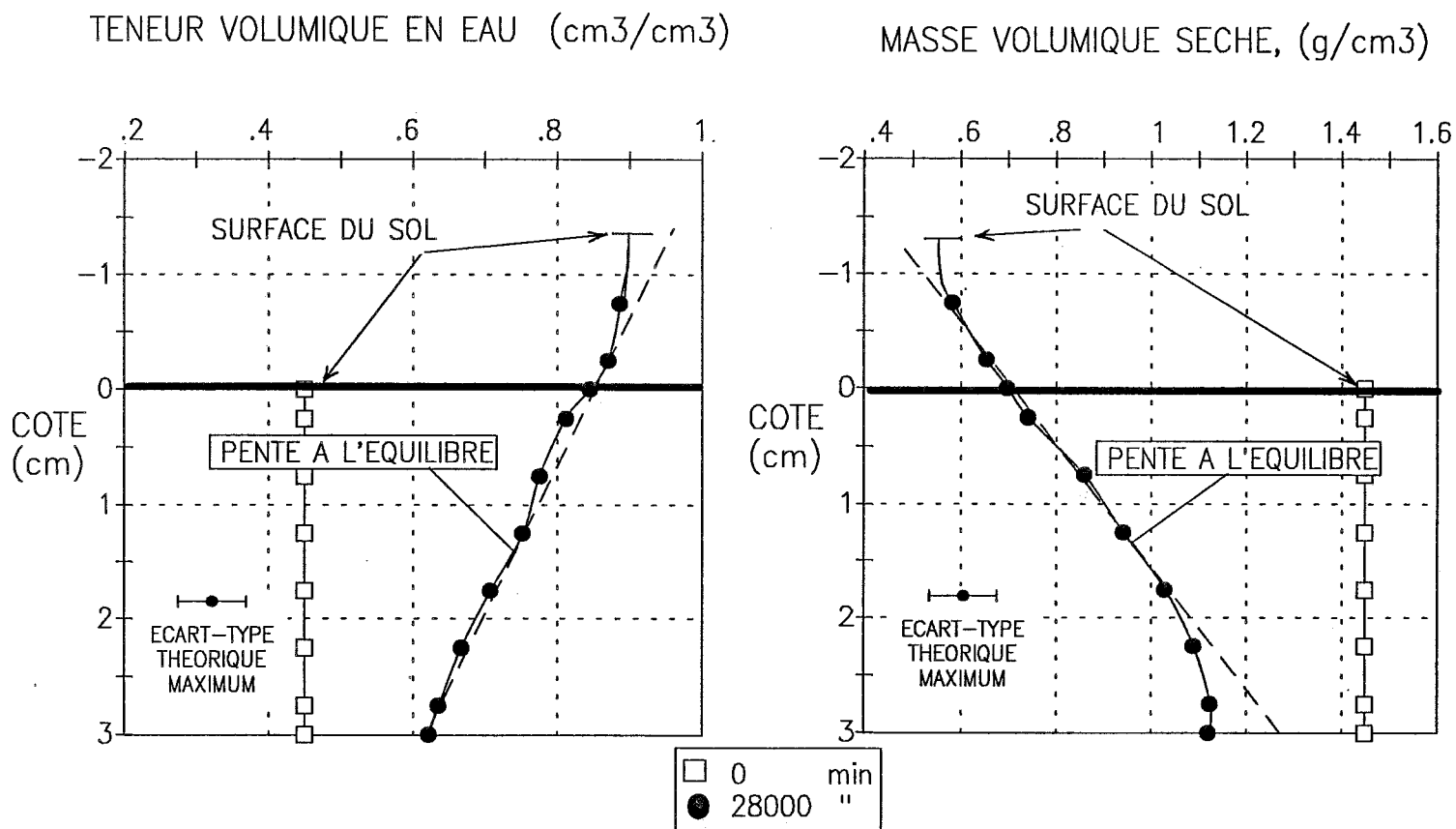


Figure 3.15 Profils de teneur volumique en eau et de masse volumique sèche à l'équilibre (INFILTRATION 1).

La figure (3.14a) présente la relation $\Psi_w(\theta_w)$ pour l'essai d'infiltration considéré. Une expression analytique, de la forme (VanGENUCHTEN, 1980 ; KOOL et al., 1985 ; PARKER et al., 1985) :

$$\theta_w = \frac{\theta_{ws} - \theta_{wr}}{\{ 1 + (\alpha |\Psi_w|)^\beta \}^\gamma} + \theta_{wr} \quad (3.7)$$

avec : $\theta_{ws} = 0,851 \text{ cm}^3/\text{cm}^3$, $\theta_{wr} = 0,326 \text{ cm}^3/\text{cm}^3$, $\alpha = 0,022$, $\beta = 1,74$ et $\gamma = 1 - 1/\beta = 0,425$, a été ajustée aux points expérimentaux. Bien que n'ayant aucun fondement théorique, cette relation permet d'obtenir facilement la dérivée $\partial\Psi_w/\partial\theta_w$ nécessaire au calcul de la perméabilité, dans la gamme des teneurs volumiques en eau explorée.

3.3.3 Analyse des Profils d'Equilibre

La courbe de rétention, figure (3.14a), est celle qui correspond au chemin de déformation donné par la courbe de gonflement figure (3.11). A l'aide des mêmes données gammamétriques, il est aussi aisé d'exprimer la courbe de rétention à l'aide de l'humidité pondérale : $\Psi_w(w)$ (fig. 3.14b). Cette dernière peut-être utilisée pour l'analyse des profils d'équilibre (voir § 1.4.2, éq. (1.57)) donnés figure (3.5) et reportés figure (3.15).

Il apparaît que le long des profils (pour les valeurs de z croissant), les teneurs volumiques en eau sont comprises entre $0,9$ et $0,63 \text{ cm}^3/\text{cm}^3$, et les masses volumiques sèches entre $0,53$ et $1,11 \text{ g}/\text{cm}^3$. Cela correspond à des humidités pondérales variant de $1,7 \text{ g}/\text{g}$ (à la surface) à $0,57 \text{ g}/\text{g}$ (à la base de l'échantillon) ; soit à un gradient moyen d'humidité : $-0,26 \text{ g}/\text{g}\cdot\text{cm}$.

Pour cette gamme de variation d'humidité, \bar{V}_w vaut approximativement $1 \text{ cm}^3/\text{g}$ et $\partial\Psi_w/\partial w$ varie entre $1,5$ et 3 cmCE par % d'humidité, environ (figs. 3.11 et 3.15). Ces valeurs reportées dans l'équation (1.57) (§ 1.4.2) conduisent à un gradient moyen d'humidité (dw/dz) compris entre $-0,29$ et $-0,25 \text{ g}/\text{g}\cdot\text{cm}$; tout à fait comparables à la pente moyenne du profil d'humidité obtenue à partir des profils de teneur volumique en eau et de masse volumique sèche. Il s'agit là d'un profil de type HYDRIC tel que défini au paragraphe 1.4.2.

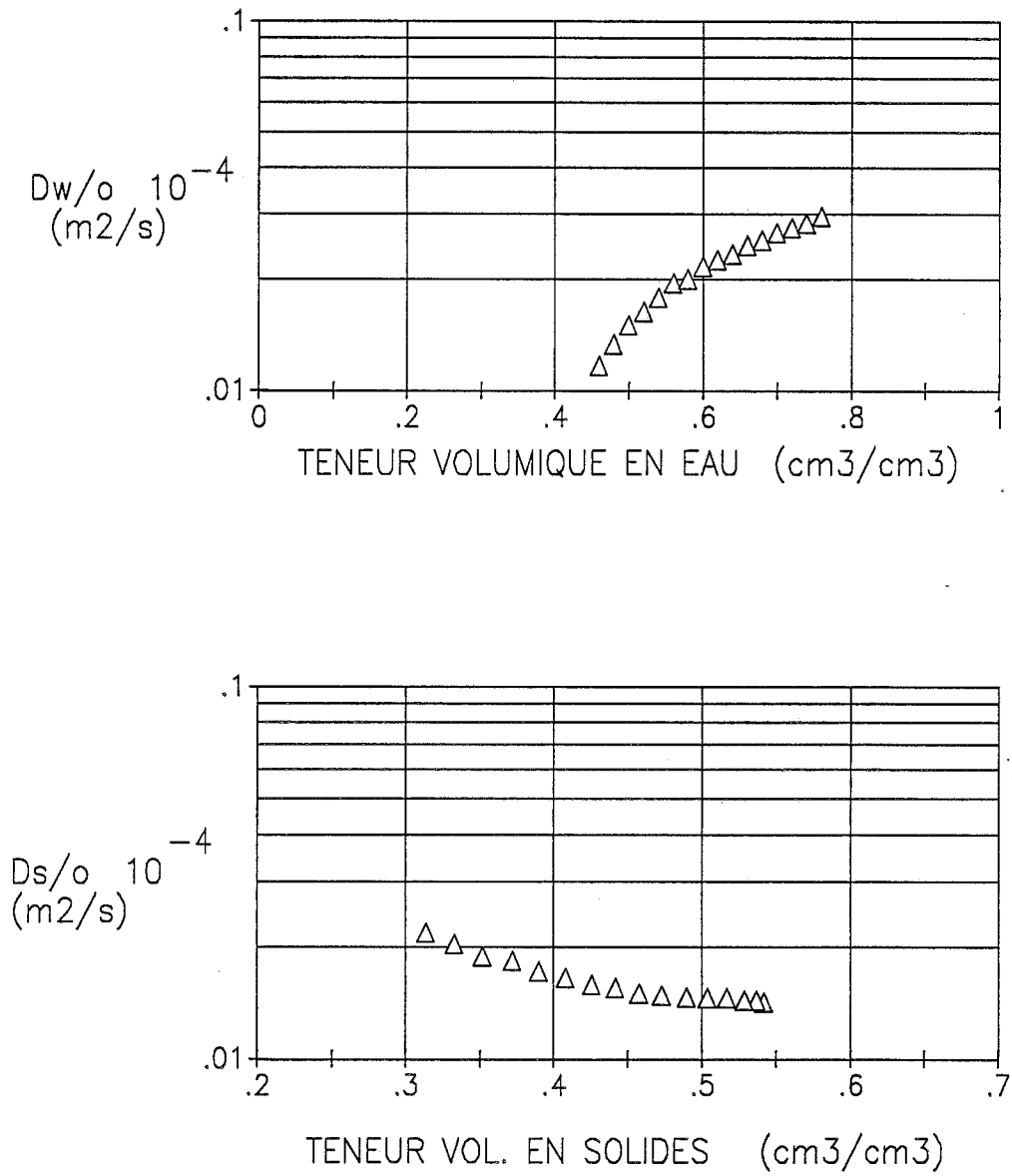


Figure 3.16 Diffusivité apparente de l'eau en fonction de la teneur en eau (a), et de la phase solide en fonction de la teneur en particules solides (b) (INFITRATION 1).

3.3.4 Estimation des Diffusivités Apparentes des Phases Solide et Liquide

Compte-tenu des conditions initiales et aux limites du problème, l'intégration des équations (1.31) (voir le point 1.2.3.2) permet, par l'analyse des profils transitoires (fig. 3.5) de déterminer les coefficients de diffusivité apparente des phases solide et liquide. Une telle intégration conduit d'abord à l'expression des flux unitaires d'eau et de particules solides ($q_{w/o}(z,t)$ et $q_{s/o}(z,t)$, fig.3.10), donnés précédemment (éq. (3.5), § 3.2.5) à une cote de l'échantillon, qui, d'après la définition des diffusivités apparentes (eq. (1.30)), s'écrivent :

$$q_{w/o} = - D_{w/o} \partial\theta_w / \partial z \quad (3.8a)$$

$$q_{s/o} = - D_{s/o} \partial\theta_s / \partial z \quad (3.8b)$$

Les équations (3.8) permettent de calculer les coefficients de diffusivité apparente à la cote z de l'échantillon, pour laquelle on connaît les flux par rapport à l'observateur et les pentes, $\partial\theta_w/\partial z$ et $\partial\theta_s/\partial z$, obtenues à partir des profils (fig. 3.5). Les diffusivités, pour les cotes $z = 1$ cm et $z = 2$ cm, sont données figure (3.16).

Les coefficients de diffusivité, ainsi calculés, sont liés au repère de mesure et dépendent également du chemin de déformation du milieu. En dépit d'une étude plus détaillée sur ces coefficients apparents, nous sommes contraints de conserver uniquement leur caractère expérimental en vue du calcul de la perméabilité.

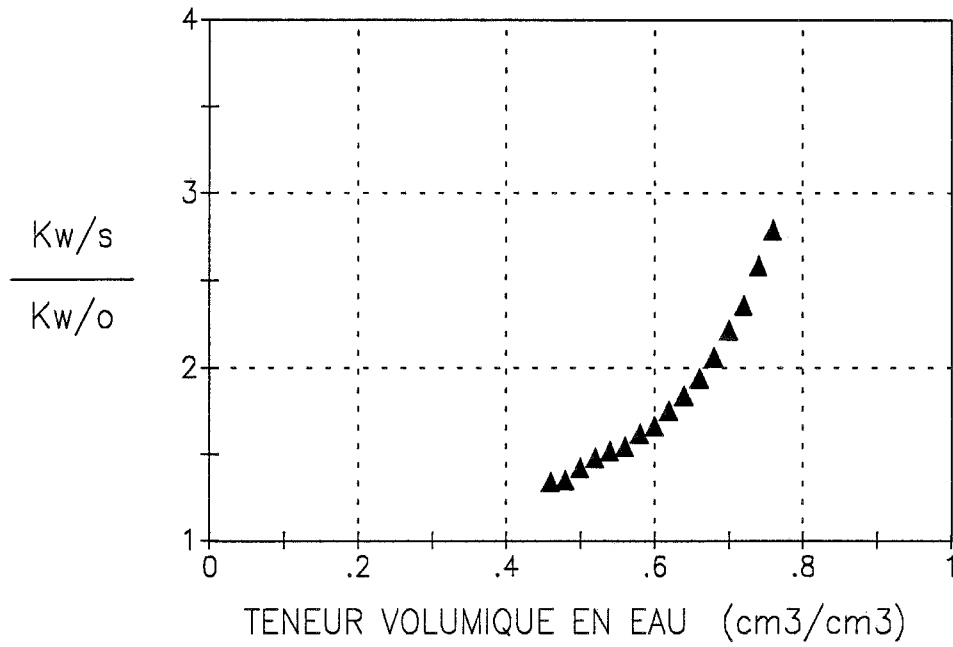


Figure 3.17 Evolution du rapport Conductivité DARCY/ Conductivité Apparente en fonction de la teneur volumique en eau pour le chemin d'infiltration-gonflement suivi (INFILTRATION 1).

3.3.5 Estimation de la Perméabilité de DARCY

3.3.5.1 Approche Eulérienne

Le coefficient de perméabilité au sens de DARCY, défini par l'équation dynamique (1.23) (voir le point 1.2.3.1) est calculé à partir de l'équation (1.42) (§1.3.1) :

$$K_{w/s} = K_{w/o} \left\{ 1 - \left(\theta_w / \theta_s \right) \left(D_{s/o} / D_{w/o} \right) d\theta_s / d\theta_w \right\} \quad (3.9)$$

dès lors que les diffusivités apparentes $D_{w/o}$ et $D_{s/o}$ sont obtenues par l'analyse des profils (§ 3.3.3), et que la relation $\theta_w(\theta_s)$ (fig. 3.11a), comme $d\theta_s/d\theta_w$, issue des mesures, est connue.

La conductivité apparente $K_{w/o} = D_{w/o} d\theta_w/d\Psi_w$ est calculée à partir de la relation $D_{w/o}(\theta_w)$ (fig. 3.16a) et de la relation $\Psi_w(\theta_w)$ (fig. 3.14a).

La figure (3.17) donne la relation entre $K_{w/s}/K_{w/o}$, calculée par l'équation (3.9), et la teneur volumique en eau. On constate que le rapport "Conductivité DARCY / Conductivité Apparente" varie entre 1,5 et 3, environ, dans la gamme des teneurs en eau mesurées. Il apparaît donc qu'une erreur du simple au triple peut être commise dans l'estimation de la perméabilité, au sens de DARCY, d'un milieu déformable lorsque l'effet de la déformation de la matrice poreuse n'est pas pris en compte. La figure (3.18) présente les valeurs de $K_{w/s}$ calculées dans la gamme de teneur volumique en eau explorée, pour le chemin de déformation suivi.

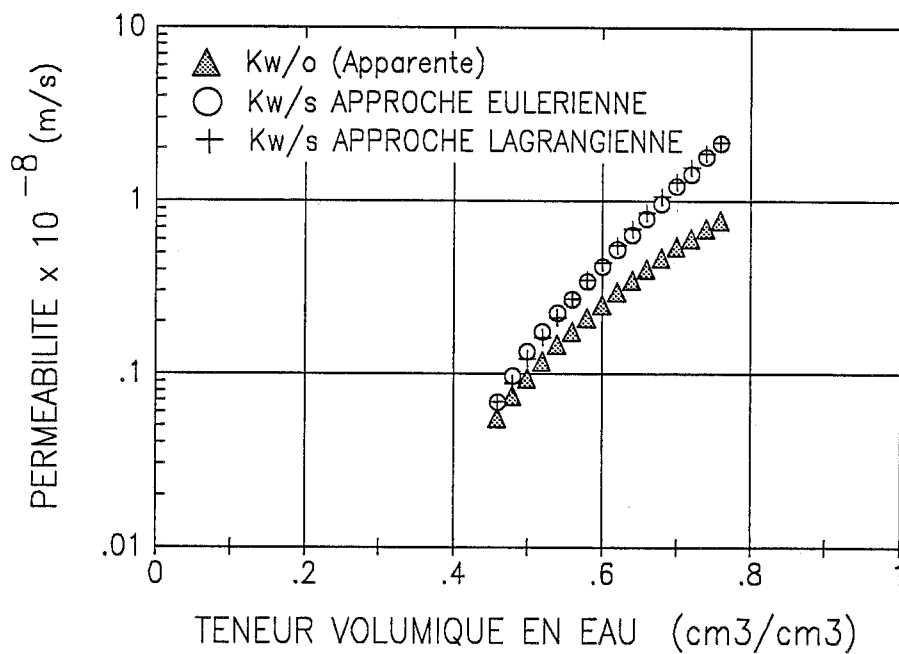
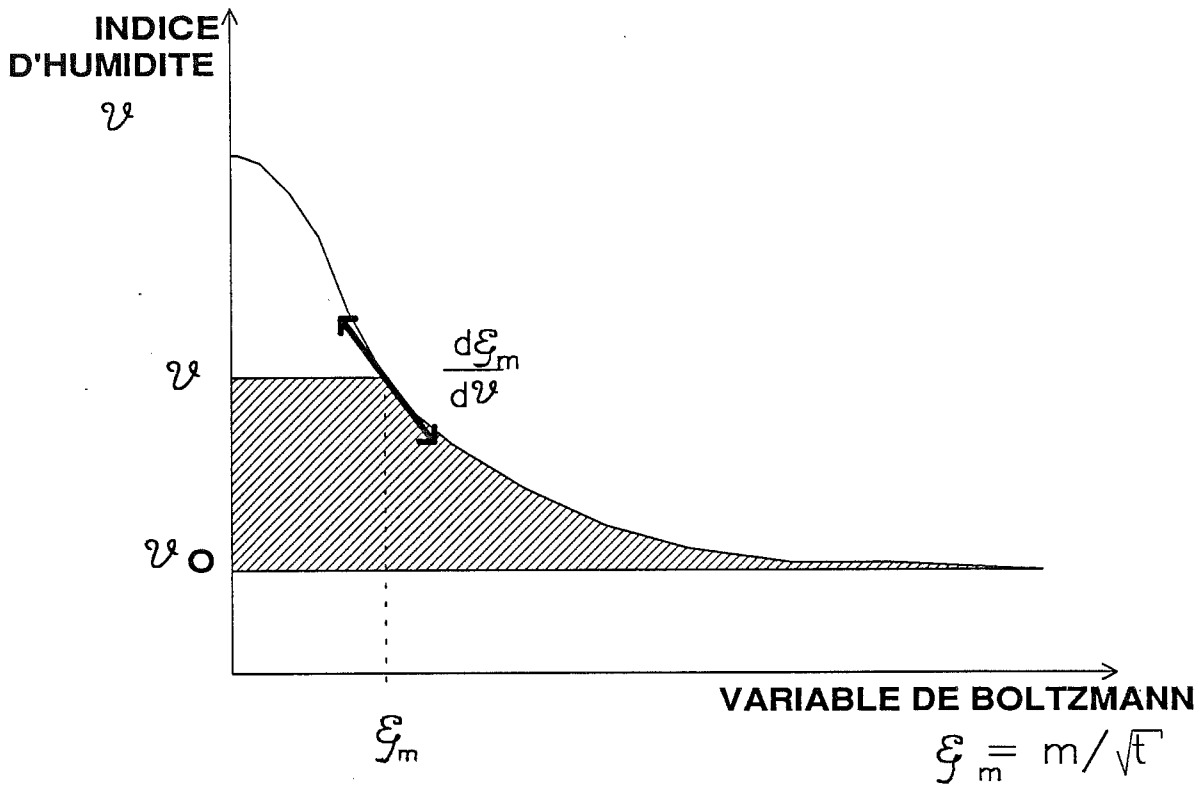


Figure 3.18 Conductivité hydraulique apparente, et de DARCY en fonction de la teneur en eau. Comparaison des approches eulérienne et lagrangienne (INFILTRATION 1).



$$Dm = -\frac{1}{2} \frac{d\xi_m}{dv} \int_{v_0}^v \xi_m(v) dv$$

Figure 3.19 Schéma de principe pour le calcul de la diffusivité matérielle en utilisant la transformée de Boltzmann.

3.3.5.2 Approche Lagrangienne

Dans le cadre d'une description Lagrangienne des transferts d'eau, nous avons vu (au point 1.2.3.3, éqs. (1.35)) que la perméabilité de DARCY, $K_{w/s}$, est liée à la diffusivité matérielle (définie par l'éq. (1.34)) par l'expression :

$$K_{w/s} = D_m [1 - (\theta_w / \theta_s) (d\theta_s / d\theta_w)] / [(\partial\Psi_w / \partial\theta_w) \theta_s^2] \quad (3.10)$$

Lorsque certaines conditions initiales (profils uniformes) et aux limites (conditions de Dirichlet) du problème sont vérifiées, nous avons vu (§ 1.3.2) que l'utilisation de la variable de Boltzmann, $\xi_m = m t^{1/2}$, permet le calcul de la diffusivité matérielle $D_m(\vartheta)$ par la relation (1.44). Cette dernière nécessite donc le calcul de l'intégrale et de la pente de la courbe $\vartheta(\xi_m)$.

La figure (3.19) présente schématiquement le principe d'une telle détermination.

La figure (3.20) donne pour toutes les sections de mesure de l'essai considéré, la relation entre l'indice d'humidité ($\vartheta = \theta_w/\theta_s$) et la variable de Boltzmann. Tous les points ont été lissés par une courbe unique. En effet, compte-tenu des erreurs de mesure des teneurs en eau et en solides, et des effets d'hétérogénéité locale du matériau, la relation $\vartheta(\xi_m)$ représente de manière satisfaisante l'ensemble des données relatives à l'essai. Cependant, seules les mesures relatives aux profils obtenus les 9600 premières minutes (160 heures) de l'essai ont été retenues. En effet, au delà, les fronts d'infiltration et de gonflement (fig. 3.5) sont affectés par la limite inférieure de l'échantillon, invalidant par là même, l'hypothèse de milieu semi-infini, nécessaire à la mise en oeuvre de cette méthode.

Les points expérimentaux ne permettent pas de préciser l'allure du raccordement à l'axe $\vartheta = \vartheta_0$ (valeur initiale de ϑ) qui peut se faire, à priori, brutalement, tangentiellement, ou de manière asymptotique. Le calcul de la diffusivité matérielle $D_m(\vartheta)$ est alors entaché d'une incertitude, sans doute importante, pour les indices d'humidité voisins de 0,7 et 0,8 cm^3/cm^3 . La courbe de diffusivité matérielle, ainsi calculée, est donnée figure (3.21).

La connaissance de $D_m(\vartheta)$ permet alors le calcul de la perméabilité de DARCY, $K_{w/s}(\theta_w)$, par l'équation (3.10), où $\theta_s(\theta_w)$ est issue des mesures (fig. 3.11a) et $\Psi_w(\theta_w)$ est la

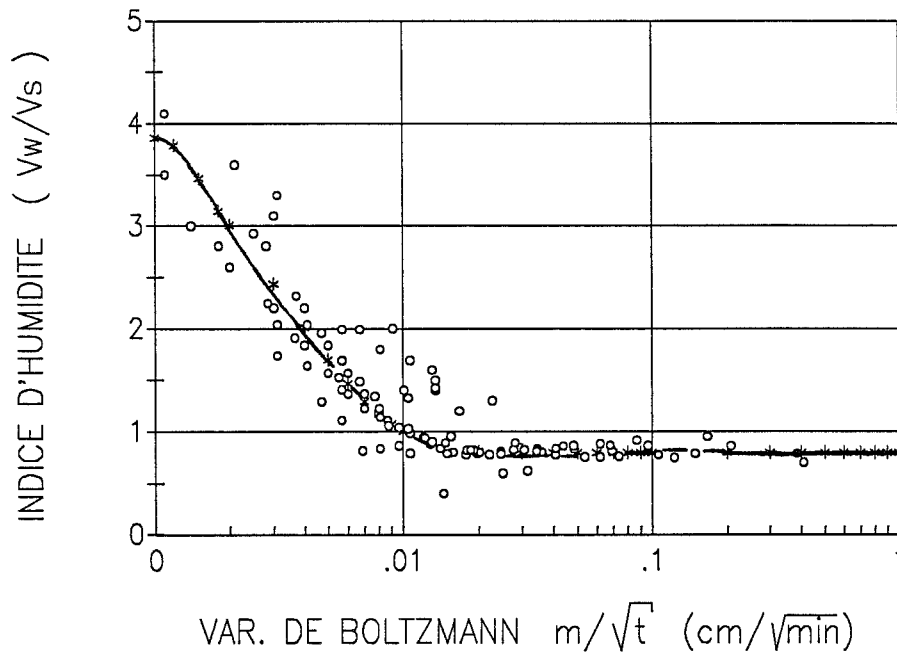


Figure 3.20 Profil type Indice d'humidité-variable de Boltzmann (unique) pour le calcul du coefficient de diffusion matériel, toutes cotes de mesure confondues (INILTRATION 1).

courbe de rétention d'eau du milieu (fig.3.14a). Les valeurs correspondantes sont reportées sur la figure (3.18) qui présente également les résultats précédents obtenus par l'approche eulérienne ainsi que la perméabilité apparente (K_{wo}).

Le bon accord entre les résultats obtenus par les approches Lagrangienne et Eulérienne tend à valider la pertinence des deux hypothèses introduites dans cette dernière, et relatives au mouvement de la phase solide : flux proportionnel à un gradient de potentiel, lui même lié linéairement à celui de l'eau (éqs. (1.28) et (1.39)).

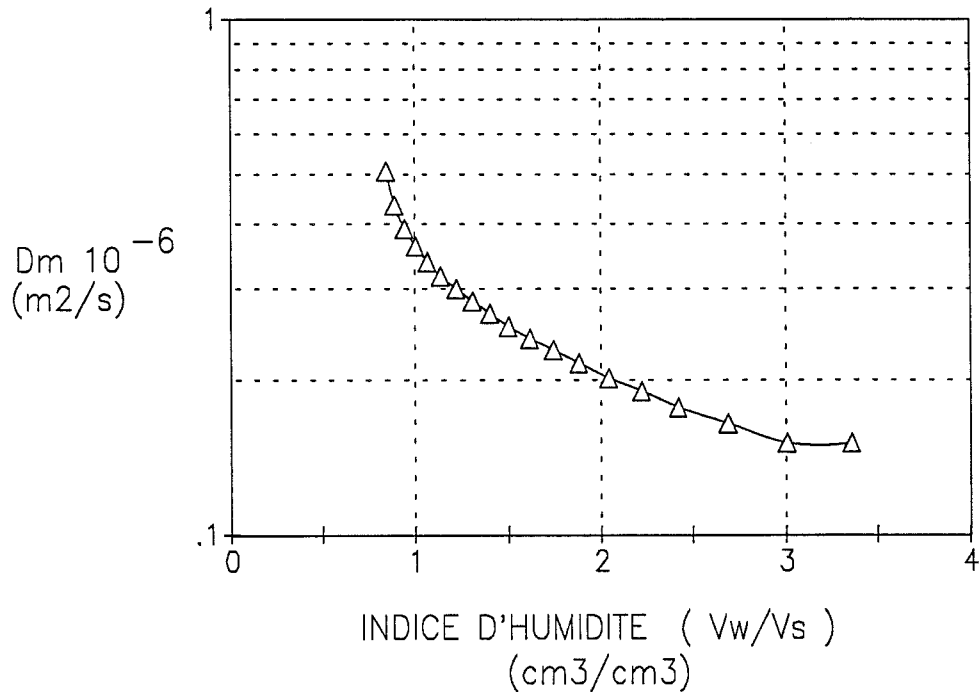


Figure 3.21 Diffusivité matérielle en fonction de l'indice d'humidité (INFILTRATION 1).

3.4 ANALYSE DES AUTRES ESSAIS D'INFILTRATION

3.4.1 Essai d'Infiltration 1 bis

(Charge Hydraulique Constante, Gonflement Libre, Matériau Compacté)

Rappelons qu'il s'agit d'une infiltration à charge hydraulique constante et gonflement libre, dans un autre échantillon que le précédent, du même mélange Limon+Bentonite, remanié et compacté dans la cellule d'essai (essai INFILTRATION 1 bis). Compte tenu des conditions initiales et aux limites, fournies tableaux 3.3, 3.4 et figure (3.3) (§ 3.1.4), cet essai peut être considéré comme une répétition de l'essai infiltration 1, et analysé comme tel.

La même méthodologie d'acquisition des informations et de traitement des données que celle développée précédemment a été utilisée. Les principaux résultats sont fournis ici. Pour plus de détail, on pourra se rapporter à ANGULO et al., (1989a et b). La figure (3.22) donne les évolutions dans le temps des profils de teneur volumique en eau et de masse volumique sèche mesurés par la spectrométrie gamma double-sources. La mise en corrélation des valeurs de masse volumique sèche et de teneur volumique en eau permet d'obtenir la courbe de gonflement, relation entre θ_s et θ_w (fig. 3.23), nécessaire au calcul de la conductivité hydraulique au sens de DARCY. Dans cette figure, sont représentés tous les temps et cotes de mesure gammamétriques.

On notera que les valeurs ($\theta_w + \theta_s$) supérieures à l'unité (ce qui est physiquement incorrect), que l'on observe notamment aux fortes humidités de la partie supérieure de l'échantillon (cotes négatives de la figure (3.22)), sont dues essentiellement aux incertitudes sur la mesure de ces deux quantités qui augmentent avec l'humidité (§ 2.5.3). De plus, on rappelle que θ_w et ρ_d (ou θ_s) sont mesurées indépendamment l'une de l'autre. Pour l'estimation de la perméabilité par l'équation (3.9), la surestimation, par les mesures, des teneurs volumiques en eau et en solides d'un facteur identique (erreur globale moyenne de +10%), et compte-tenu que θ_w et θ_s sont du même ordre de grandeur, le rapport θ_w/θ_s reste sensiblement inchangé, par rapport à celui de l'essai INFILTRATION 1. Il en va de même pour la pente $d\theta_s/d\theta_w$ car la forme de la courbe de gonflement n'est pas altérée dans ce cas. Cette erreur provient d'une dérive de l'électronique plus importante que la correction des taux de comptages par rapport au standard (voir chapitre 2) n'a pu éliminer totalement. Les profils mesurés sont alors légèrement décalés, mais leur forme est conservée. Il en va de même pour l'estimation des coefficients de diffusivité apparente, et pour le calcul du rapport $D_{s/c}/D_{w/o}$.

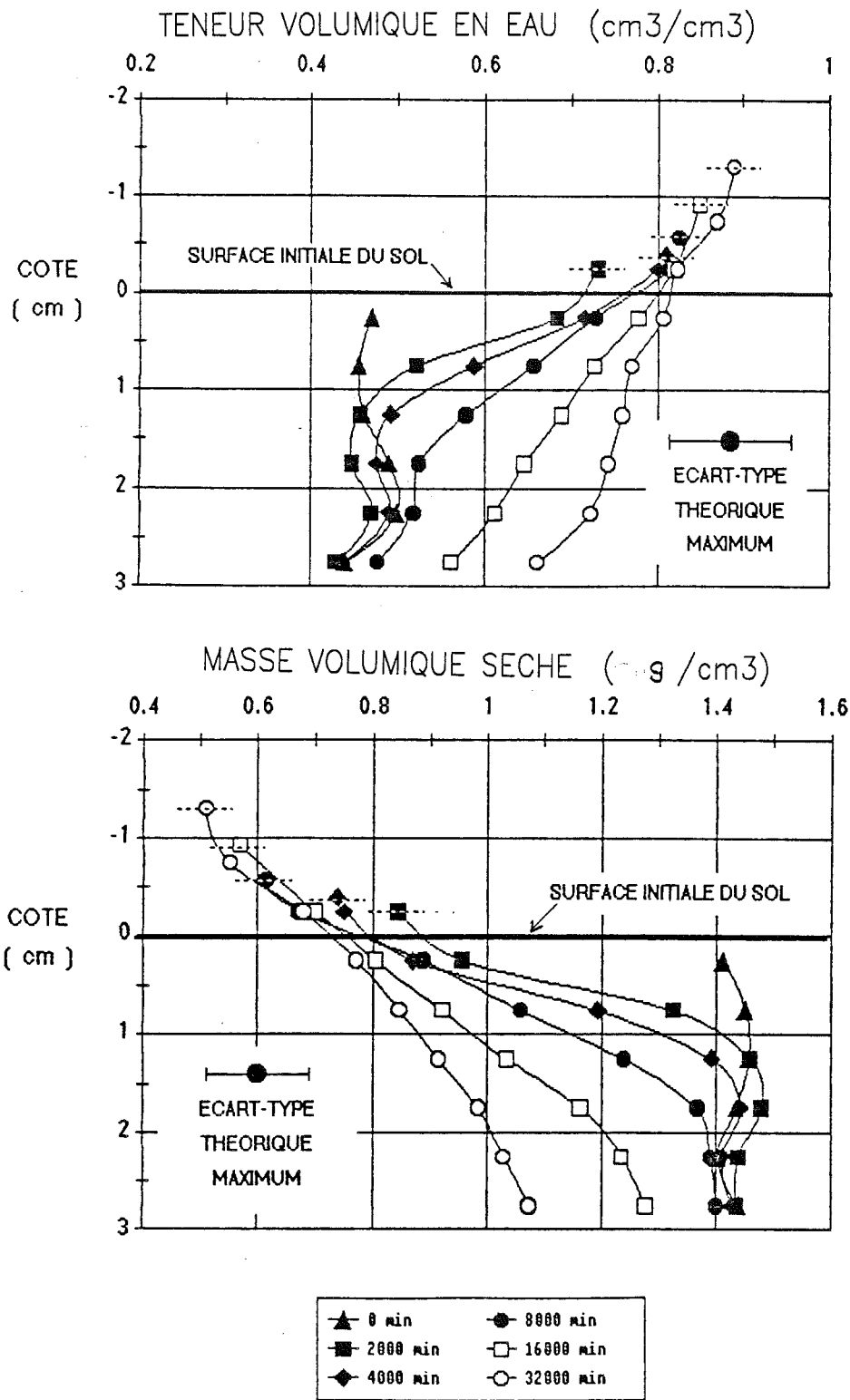


Figure 3.22 Profils de teneur volumique en eau et de masse volumique sèche pour l'essai d'infiltration-gonflement sur du Limon+Bentonite remanié-compacté (INFILTRATION 1 bis).

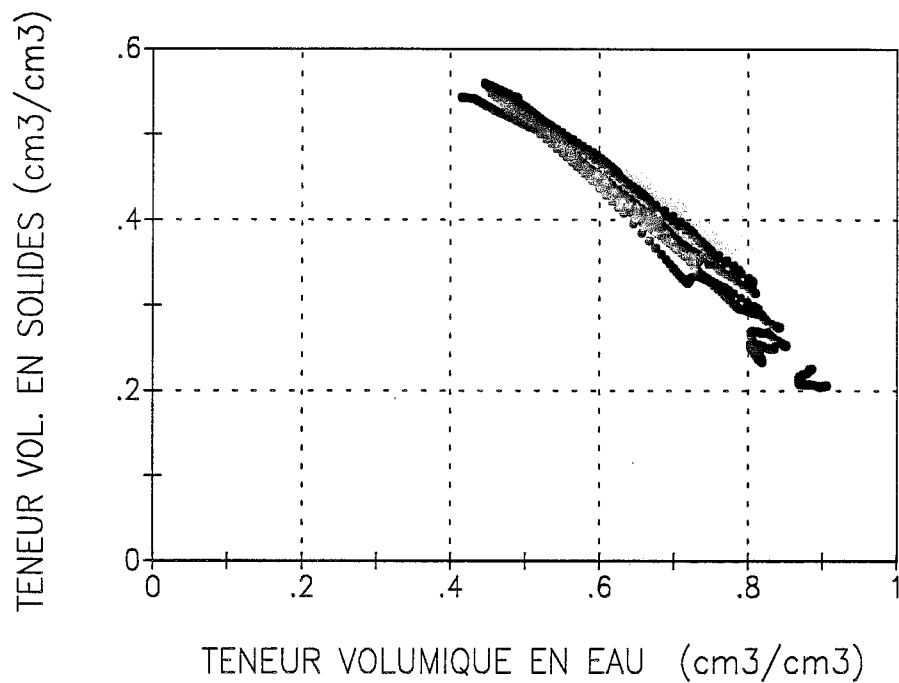


Figure 3.23 Courbe de gonflement du sol pour les essais INFILTRATION 1 bis, avec comme référence le volume, toutes cotes de mesure confondues.

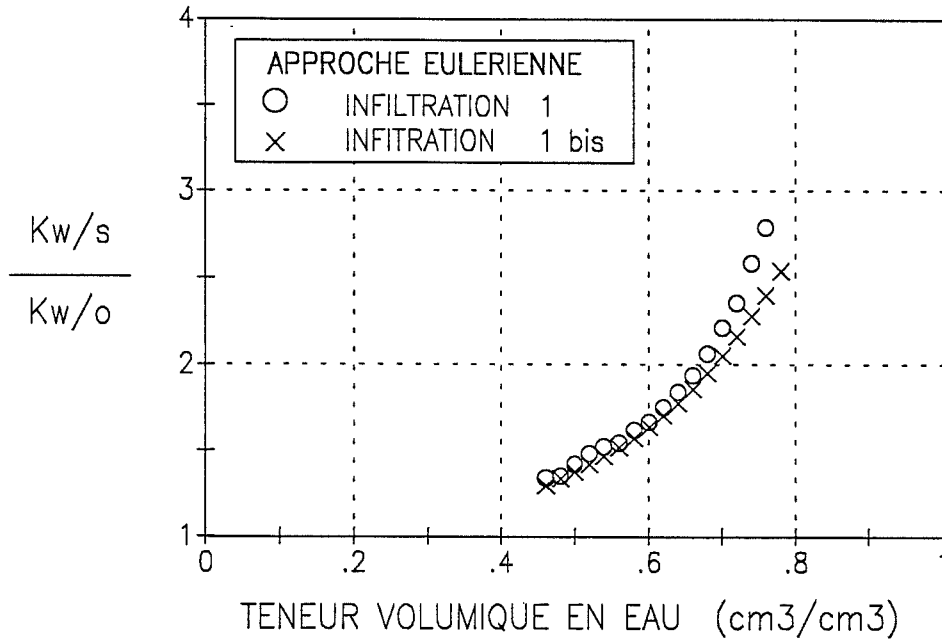


Figure 3.24 Evolution du rapport Conductivité DARCY/ Conductivité Apparente en fonction de la teneur en eau pour le chemin d'infiltration-gonflement suivi ; matériau remanié compacté (INFILTRATIONS 1 et 1 bis).

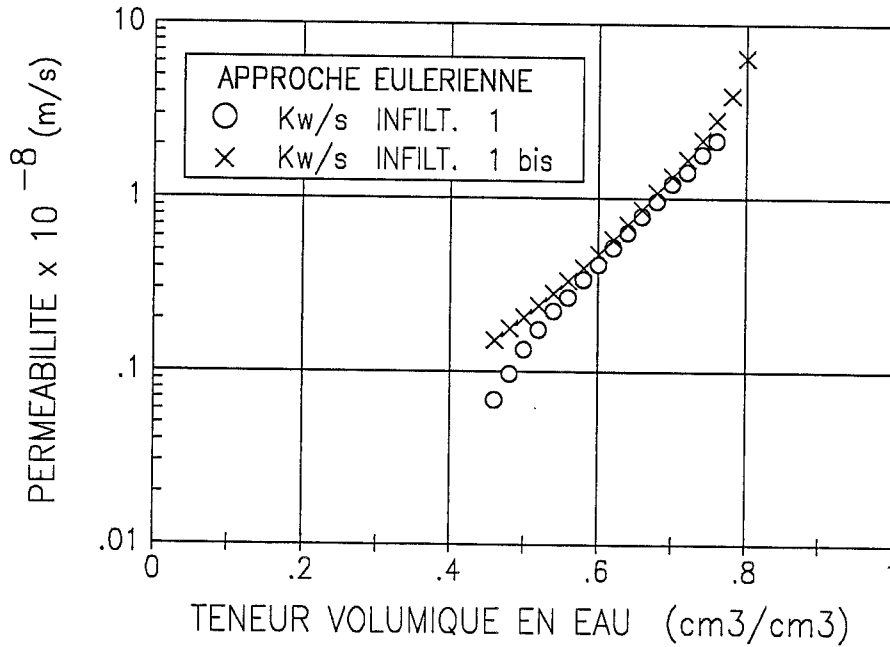


Figure 3.25 Conductivité hydraulique de DARCY en fonction de la teneur en eau, par l'approche eulérienne, pour les essais : INFILTRATION 1 et 1 bis.

La figure (3.24) donne la relation entre $K_{w/s}/K_{w/o}$ et la teneur volumique en eau. Par rapport à l'essai "Infiltration 1", le rapport Conductivité Darcy / Conductivité Apparente varie entre 1,2 et 2,6, dans la même gamme de teneur en eau. L'erreur de mesure étant élevée aux fortes teneurs en eau, peut expliquer la divergence des deux courbes à partir de $\theta_w = 0,75 \text{ cm}^3/\text{cm}^3$.

La figure (3.25) présente les valeurs de $K_{w/s}$ calculées par l'équation (3.9) (§ 3.3.4) pour les essais d'infiltration 1 et 1bis. Un très bon accord est obtenu entre les deux caractérisations.

3.4.2 Essai d'Infiltration 2

(Charge Hydraulique Constante, Gonflement Libre, Matériau Préconsolidé)

Contrairement aux essais précédents, il s'agit ici d'une infiltration à charge hydraulique constante et gonflement libre dans un échantillon préconsolidé à 5 bars (§ 3.1.2), du même mélange Limon+Bentonite. Les conditions initiales et aux limites ont été présentées tableaux 3.3, 3.4 et figure (3.3) (§ 3.1.4). On notera que par rapport aux essais précédents, la préconsolidation de l'échantillon a induit des profils initiaux (avant l'infiltration) non uniformes (fig. 3.3).

Là encore, la même méthodologie d'acquisition et d'analyse des données à été utilisée. Seuls quelques résultats synthétiques sont présentés ci-dessous. La figure (3.26) donne les évolutions dans le temps des profils de teneur volumique en eau et de masse volumique sèche mesurés par la spectrométrie gamma double-sources. On observe que jusqu'à 100 heures, environ, lorsque les fronts atteignent la cote 1,5 cm, leur développement dans le temps est analogue à ceux constatés dans les deux autres essais (figs. 3.5 et 3.22). Au delà, et jusqu'à 200 heures environ, les mouvements d'eau et de solides sont tels qu'il y a une tendance à l'uniformisation des profils : un emmagasinement temporaire d'eau se produit vers le centre de l'échantillon, privilégiant ainsi le gonflement de cette zone, puis le phénomène se poursuit jusqu'à l'arrêt de l'expérience. Une zone perturbée persiste, entre les cotes 1 et 2 cm, due certainement à la forme du profil initial ($t = 0$ heures) et à l'histoire de déformation, et ce malgré des écoulements très lents. De plus, la forme des profils finaux ($t = 1200$ heures) laissent supposer que le sol n'avait pas développé tout son potentiel de gonflement, en particulier à la base de la colonne.

TENEUR VOLUMIQUE EN EAU, (cm^3/cm^3)

MASSE VOLUMIQUE SECHE, (g/cm^3)

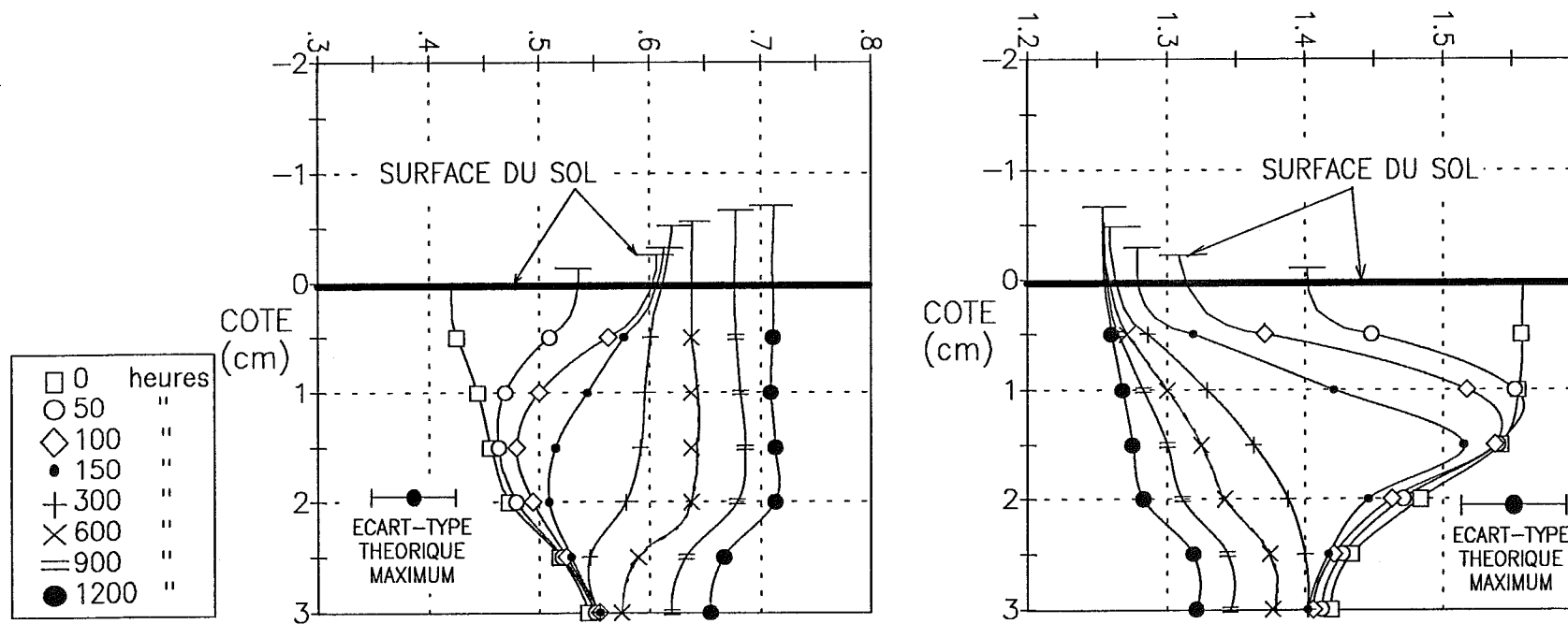


Figure 3.26 Profils de teneur volumique en eau et de masse volumique sèche pour l'essai d'infiltration-gonflement dans le mélange Limon + Bentonite préconsolidé (INFILTRATION 2).

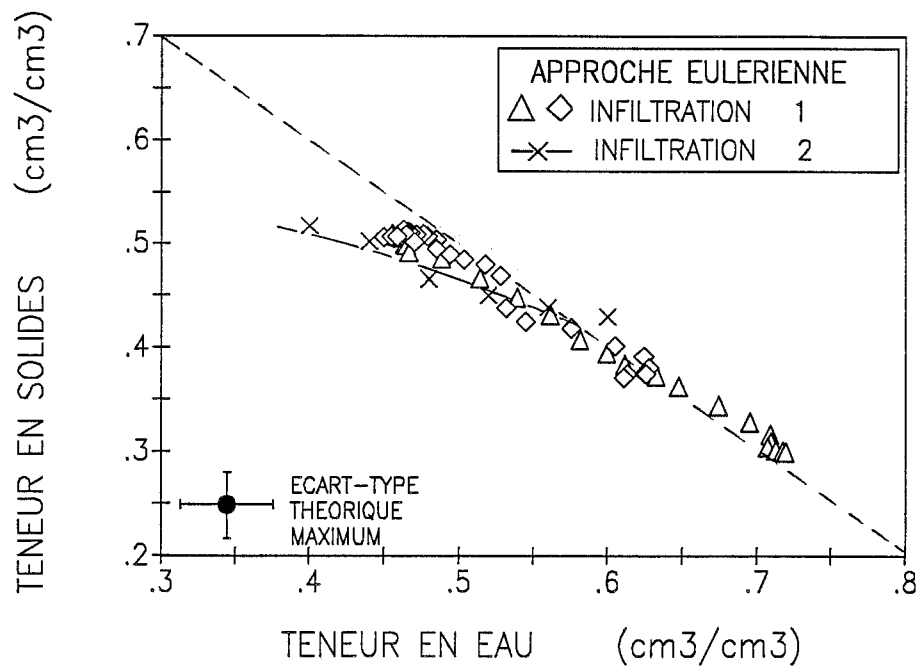


Figure 3.27 Courbe de gonflement du sol pour les essais INFILTRATION 1 (matériau compacté) et 2 (matériau préconsolidé), avec comme référence le volume de mesure.

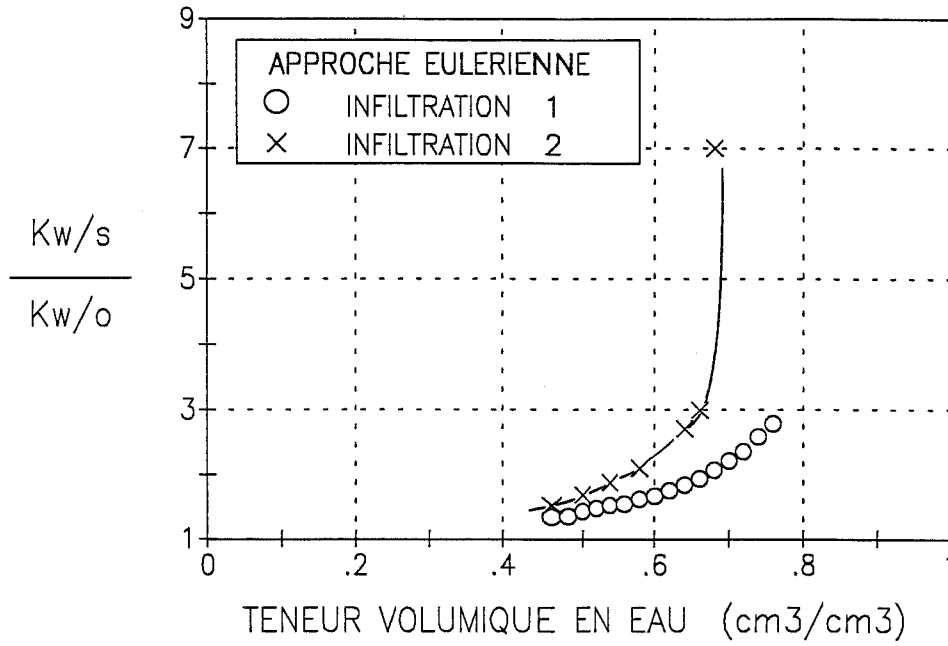


Figure 3.28 Evolution du rapport Conductivité de DARCY/ Conductivité Apparente en fonction de la teneur en eau pour les chemins d'infiltration-gonflement suivis ; matériaux compacté et préconsolidé (INFILTRATIONS 1 et 2).

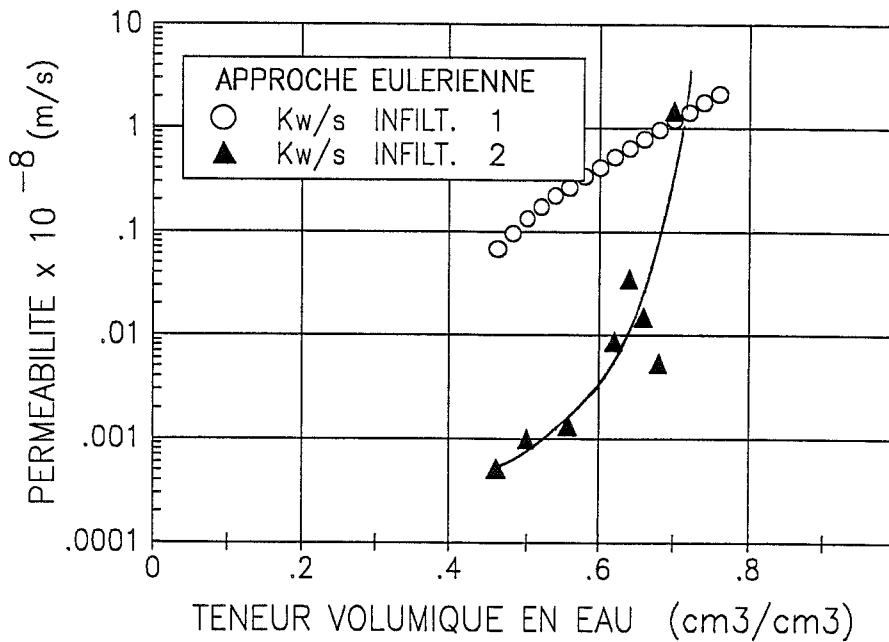


Figure 3.29 Conductivité hydraulique de DARCY en fonction de la teneur en eau, par l'approche eulérienne, pour les essais : INFILTRATION 1 et 2.

La mise en corrélation des valeurs de masse volumique sèche et de teneur volumique en eau permet d'obtenir la courbe de gonflement, relation entre θ_s et θ_w , nécessaire au calcul de la conductivité hydraulique au sens de DARCY. La figure (3.27) présente une comparaison entre les relations $\theta_s(\theta_w)$ pour les essais d'infiltration 1 et 2. L'ensemble de ces résultats laisse entrevoir l'importance des conditions initiales sur le comportement hydraulique du milieu.

La figure (3.28) donne, pour l'essai infiltration 2, la relation entre $K_{w/s}/K_{w/o}$ et la teneur volumique en eau. Par rapport à l'essai "infiltration 1", le rapport Conductivité de Darcy / Conductivité Apprente varie entre 1,5 et 3, jusqu'à une teneur en eau égale à $0,65 \text{ cm}^3/\text{cm}^3$, variation du même ordre de grandeur que pour l'essai 1 ; puis il augmente très rapidement jusqu'à 7 pour $\theta_w = 0,69 \text{ cm}^3/\text{cm}^3$.

La figure (3.29) présente, pour les essais d'infiltration 1 et 2, les valeurs de $K_{w/s}$ calculées par l'équation (3.9) (§ 3.3.4). Comme il fallait s'y attendre, le milieu préconsolidé (essai 2) est beaucoup moins perméable à l'eau que le milieu compacté (essai 1) (facteur 100) pour les faibles teneurs en eau. Ensuite, la perméabilité croît rapidement avec l'humidité jusqu'à atteindre une valeur sensiblement égale à celle obtenue pour le milieu compacté.

CONCLUSION

Grâce à une métrologie non destructive, il a été possible de déterminer, pour un milieu poreux partiellement saturé, déformable, la relation entre la conductivité hydraulique et la teneur en eau. Le bon accord entre les résultats obtenus par les approches lagrangienne et eulérienne, montre la pertinence des hypothèses sous-tendant cette dernière : flux de la phase solide proportionnel à un gradient de potentiel, lui même lié, linéairement, à celui de l'eau. Dans ce cadre, la conductivité hydraulique peut-être obtenue, d'une part, par une technique analogue à celle classiquement utilisée pour les milieux rigides, à partir des teneurs volumiques en eau et en particules solides, d'autre part, par des coefficients apparents de diffusivité, pour les phases liquides et solides.

La variation de la perméabilité de DARCY avec la teneur volumique en eau, obtenue pour le matériau compacté (INFILTRATIONS 1 et 1 bis), comparée à celle obtenue pour le matériau préconsolidé (INFILTRATION 2), montre l'influence de l'histoire de déformation du milieu sur son comportement hydrodynamique. Le chemin de déformation est représenté par la courbe de gonflement du milieu pour chaque essai.

CONCLUSION GENERALE

L'étude présentée dans ce mémoire a permis de déterminer l'interdépendance des variables et paramètres de l'écoulement dans un milieu poreux partiellement saturé, déformable. Elle a pu être réalisée grâce aux mesures, non destructives et indépendantes, des évolutions spatio-temporelles, d'une part, de la masse volumique sèche et de la teneur volumique en eau, par spectrométrie gamma double-sources, et d'autre part, de la pression capillaire obtenue par tensiométrie. Dans le cadre de ce travail, un dispositif expérimental très souple a été développé. Il pourra être utilisé dans de nombreux cas de figure, différents de celui traité ici et restreint uniquement à l'infiltration et au gonflement libre .

Pour la détermination des caractéristiques hydrodynamiques d'un milieu poreux partiellement saturé, déformable, deux méthodes de description de l'écoulement ont été utilisées : l'approche eulérienne qui décrit les mouvements des phases fluide et solide par rapport au repère de l'observateur fixe ; et l'approche lagrangienne qui considère le mouvement de l'eau par rapport à celui de la phase solide. Dans le cas de l'infiltration en gonflement libre, on montre que les deux méthodes conduisent à la même relation Conductivité au sens de DARCY - Teneur volumique en eau. L'approche lagrangienne, d'usage classique en Physique du Sol, a servi à valider, pour le cas présent, les hypothèses introduites dans l'approche eulérienne : flux de la phase solide proportionnel à un gradient de potentiel, lui même lié, linéairement, à celui de l'eau. Cette dernière méthode semble intéressante dans la mesure où elle fournit un cadre général à l'étude du transfert d'eau dans les milieux poreux partiellement saturés, déformables ou non.

L'étude d'une cinétique d'infiltration dans un milieu gonflant librement, nous a permis de mettre en évidence l'influence de l'histoire de la déformation, et des conditions initiales, sur le comportement hydrodynamique de matériaux compacté et préconsolidé.

Avec un peu de regret, plusieurs points n'ont pas été abordés. L'influence de la contrainte appliquée, en drainage ou en infiltration, sur le comportement du milieu à partir d'un état initial sec jusqu'à la saturation et de la saturation jusqu'à la fissuration, mériteraient des développements ultérieurs. Ces problèmes, avec l'expérience acquise, dans le cadre de ce travail, peuvent être traités, en un premier temps, et sans grandes modifications du dispositif expérimental, par le suivi des chemins oedométriques en drainage ou en infiltration. Par la suite, le couplage du système gammamétrique double-sources, avec une cellule triaxiale, serait un très puissant outil de recherche.

Puisse ce travail être considéré comme une contribution, aussi modeste soit-elle, au rapprochement indispensable de deux communautés scientifiques souvent trop éloignées : celle des mécaniciens des sols qui s'évertuent fréquemment à ne considérer que la déformation des sols saturés et celle des physiciens des sols qui s'acharnent à ignorer la déformation possible des sols non saturés.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- ALBERGEL A., 1984 - Etude expérimentale et numérique des transferts de masse et de chaleur vers une zone gelée dans un sol partiellement saturé. Thèse de Docteur Ingénieur, Université de Grenoble, 224 p.
- ALONSO E.E., GENS A., HIGHT D.W., 1987 - Special soil problems. General report (Session 5), 9th European Conference, Int. Soc. for Soil Mech. and Found. Eng., Dublin : 60 p.
- ALONSO E.E., BATLLE F., GENS A., LLORET A., 1988 - Consolidation analysis of partially saturated soils, application to earthdam construction. Proc. of 6th Int. Conf. on Num. Methods in Geomechanics, Innsbruck. By G. SWOBODA, Ed. Balkena : 1303-1330.
- ANDREWS J.N., HORNSEY D.J., 1972 - Basic experiments with radio-isotopes (for courses in physics, chemistry and biology), 1972 - Ed. Pitman Publishing. 285 p.
- ANGULO R., 1986 - Analyse des concepts de la mécanique des sols non saturés, mémoire DEA en Mécanique, INPG, 162p.
- ANGULO R., GAUDET J.P., THONY J.L., VAUCLIN M. - Hydrodynamique des sols déformables partiellement saturés en eau :
- 1986 - Colloque du GRECO 90 "Rhéologie des géomatériaux", Aussois, C.R. : 187-197.
- 1987 - Colloque du GRECO 90 "Rhéologie des géomatériaux", Aussois, C.R. : 269-275.
- 1988 - Colloque du GRECO 90 "Rhéologie des géomatériaux", Aussois, C.R. : 218-226.
- ANGULO R., GAUDET J.P., THONY J.L., VAUCLIN M., 1989a - Conductivité Hydraulique d'un milieu poreux partiellement saturé, déformable. I - Principes de détermination. Soumis à : C.R. Acad. Sciences (CRAS), Paris, Serie II : .
- ANGULO R., GAUDET J.P., THONY J.L. , VAUCLIN M., 1989b - Conductivité Hydraulique d'un milieu poreux partiellement saturé, déformable. II - Resultats expérimentaux. Soumis à : C.R. Acad. Sciences (CRAS), Paris, Serie II : .
- ANGULO R., GAUDET J.P., THONY J.L. et VAUCLIN M., 1989c - Détermination expérimentale des propriétés hydrodynamiques d'un milieu poreux partiellement saturé déformable. 9ème Congrès Français de Mécanique, Compte-rendus, Tome 2 : p. 442-443.
- ASCH G. et collaborateurs, 1982 - Les capteurs en instrumentation industrielle. Ed. Bordas, Paris, 778 p.
- ATKINS P.W., 1978 - Physical chemistry. Ed. Oxford Univ. Press, Oxford, 1018 p.

- AURIAULT J.L., 1984 - Relations entre les comportements micro et macro-structuraux, Thème IV, Comportement des milieux poreux saturés. Ecole d'hiver de Rhéologie des géomatériaux, IMG, CNRS, Aussois, 3 déc.
- AURIAULT J.L., 1987 - Non saturated deformable porous-media : quasistatics. *Transport in Porous Media*, 2 (1) : 45-64.
- AYORINDE O.A., 1983 - Application of dual-energy gamma-ray technique for nondestructive soil moisture and density measurement during freezing. *J. of Energy Res. Tech.*, 105 : 38-42.
- BACHMAT Y., BEAR J., 1986 - Macroscopic modelling of transport phenomena in porous media. I : The continuum approach. *Transport in Porous Media*, 1 : 213-240.
- BAMBERGER Y., 1981 - Mécanique de l'ingénieur. II, Milieux déformables. Ed. Hermann, Paris, 297 p.
- BAVEYE P., SPOSITO G., 1984 - The operational significance of the continuum hypothesis in the theory of water movement through soils and aquifers. *Water Res. Research*, 20 (5) : 521-530.
- BEAR J., PINDER G.F., 1983 - Porous medium deformation in multiphase flow. *J. of Geotech. Eng., ASCE*, 109 (5) : 734-737.
- BEAR J., BACHMAT Y., 1984 - Transport phenomena in porous media - Basic equations. *Fundamentals of transport phenomena in porous media*, Ed. J. Bear et Y. Coriapioglu, Nato Series E, n° 82 : 3-61.
- BEAR J., BACHMAT Y., 1986 - Macroscopic modelling of transport phenomena in porous media. 2 : Applications to mass, momentum and energy transport. *Transport in porous media*, 1 : 241-269.
- BIAREZ J., FLEUREAU J.M., ZERHOUNI M.I., SOEPANDJI B.S., 1987 - Variation de volume des sols argileux lors de cycles de drainage-humidification. *Rév. Française de Géotechnique*, 41 : 63-71.
- BIOT M.A., 1941 - General theory of three dimensional consolidation. *J. Appl. Phys.*, 12 : 155-164.
- BIOT M.A., 1955 - Theory of elasticity and consolidation for porous anisotropic solid. *J. Appl. Phys.*, 26(2) : 182-185.
- BOLT G.H., MILLER R.D., 1958 - Calculation of total and component potentials of water in soils. *Transactions, American Geophysical Union*, 39 (5) : 917-928.
- BOLT G.H., FRISSEL M.J., 1960 - Thermodynamics of soil moisture. *Netherlands J. Agricultural Sci.*, 8 (1) : 57-78.
- BOWEN R.M., 1980 - Incompressible porous media models by use of theory of mixtures. *Int. J. Eng. Sci.*, 18 : 1129-1148.
- BOWEN R.M., 1982 - Compressible porous media models by use of the theory of mixtures. *Int. J. Eng. Sci.*, 20 (6) : 697-735.

- BOWEN R.M., 1984 - Porous media model formulations by the theory of mixtures. Fundamentals of transport phenomena in porous media, Ed. J. Bear et Y. Coriapioglu, Nato Series E, n° 82 : 63-119.
- BOYTON S.S., DANIEL D.E., 1985 - Hydraulic conductivity test on compacted clay. ASCE, J. Geotech. Eng., 111 (4) : 465-478.
- BRAUDEAU E., 1988 - Equation généralisée des courbes de retrait d'échantillons de sol structurés. C. R. Acad. Sci., Paris, 307, Série II : 1731-1734.
- BRAUDEAU E., 1988 - Essai de caractérisation quantitative de l'état structural d'un sol basé sur l'étude de la courbe de retrait. C. R. Acad. Sci. Paris, 307, Série II : 1933-1936.
- BRIDGE B.J., TUNNY J., 1973 - The effect of gypsum treatment on the swelling of natural clods of a clay soil. Soil Sci., 115 : 414-419.
- CLOTHIER B.E., WOODING R.A., 1983 - The soil water diffusivity near saturation. Soil Sci. Soc. Am. J., 47 : 636-640.
- COREY J.C., PETERSON S.F., WAKAT M.A., 1971 - Measurement of attenuation of Cs-137 and Am-241 gamma rays for soil density and water content determination. Soil Sci. Soc. Am. Proc., 35 : 215-219.
- DAIAN J.F., 1986 - Processus de condensation et de transfert d'eau dans un matériau meso et macroporeux. Etude expérimentale du mortier de ciment. Thèse, Docteur es sciences, Univ. de Grenoble, 319 p.
- DANE J.H., KLUTE A., 1977 - Salt effects on the hydraulic properties of a swelling soil. Soil Sci. Soc. Am. Proc., 41 : 1043-1049.
- DANIEL D.E., 1983 - Permeability test for unsaturated soil. Geotech. Testing J., 6 (2) : 81-86.
- DAVIDOFF B., SELIM H.M., 1988 - Correlation between spatially variable soil moisture content and soil temperature. Soil Sci. Soc. Am. Proc., 145 (1) : 1-10.
- DOUGLAS E., Mc KYES E., 1978 - Compaction effects on the hydraulic conductivity of a clay soil. Soil Sci., 125 (5) : 278-282.
- EDIL T.B., MOTAN S.E., TOHA F.X., 1981 - Mechanical behavior and testing methods of unsaturated soils. Laboratory shear strength of soil, ASTPM, STP 740, Ed. par Yong et Townsend : 114-129.
- FERRAND L.A., MILLY P.C.D., PINDER G.F., 1986 - Dual-gamma attenuation for determination of porous medium saturation with respect to three fluids. Water Resour. Res., 22 (12) : 1657-1663.
- FREDLUND D.G., 1976 - Density and compressibility characteristics of air-water mixtures. Can. Geotech. J., 13 : 386-396.
- FREDLUND D.G., MORGENSTERN N.R., 1977 - Stress state variables for unsaturated soils. J. Geotech. Eng. Div., ASCE, GT 5, 447-465.
- FREEZE R.A., 1975 - A stochastic-conceptual analysis of one-dimensional groundwater flow in nonuniform homogeneous media. Water Resour. Res., 11(5) : 725-741.

- FRITTON D.D., 1969 - Resolving time, mass absorption coefficient and water content with gamma-ray attenuation. *Soil. Sci. Soc. Am. Proc.*, 33 : 651-655.
- GAIRON S., SWARTZENDRUBER D., 1975 - Water flux and electrical potentials in water-saturated bentonite. *Soil. Sci. Soc. Am. Proc.*, 39 (5) : 811-817.
- GARDNER W. H., CAMPBELL G.S., CALISSENDORFF C., 1972 - Systematic and random errors in dual gamma energy soil bulk density and water content measurements. *Soil Sci. Soc. Am. Proc.*, 36 : 393-398.
- GERMAIN P., 1986 - *Mécanique*. Tome I. Ed. Ellipses, Paris, 444 p.
- GIRALDEZ J.V., SPOSITO G., 1983 - A general soil volume change equation. II : Effect of load pressure. *Soil Sci. Soc. Am. J.*, 47 : 422-425.
- GIRALDEZ J.V., SPOSITO G., DELGADO C., 1983 - A general soil volume change equation : I, the two parameter model. *Soil Sci. Soc. Am. J.*, 47 : 419-422.
- GIOT J.B., GROENEVELT P.H., KAY B.D., LOCH G.P., 1978 - The applicability of dual gamma scanning to freezing soils and the problems of stratification. *Soil Sci. Soc. Am. J.*, 42 : 858-863.
- GRAY W.G., O'NEILL K., 1976 - On the general equations for flow in porous media and their reduction to Darcy's law. *Water Resour. Res.*, 12 (2) : 148-154.
- GRISMER M.E., Mc WHORTER D.B., KLUTE A., 1986 - Determination of diffusivity and hydraulic conductivity in soils at low water contents from nondestructive transient flow observations. *Soil Sci.*, 141 (1) : 10-19.
- GRISMER M.E., Mc WHORTER D.B., KLUTE A., 1986 - Monitoring water and salt movement in soils at low solution contents, *Soil Sci.*, 141 (2) : 163-171.
- GROENEVELT P.H., SWART J.G., CISSER J., 1969 - water content measurement with 60 keV gamma ray attenuation. *Bull of the Int. Ass. of Sci. Hydrology*, 13 (2) : 67-77.
- GROENEVELT P.H., BOLT G.H., 1972 - Water retention in soil. *Soil Sci.*, 113 (4) : 238-245.
- GROENEVELT P.H., PARLANGE J.Y., 1974 - Thermodynamic stability of swelling soils. *Soil Sci.*, 118 (1) : 1-5.
- HARROP-WILLIAMS K., 1985 - Clay Liner permeability : evaluation and variation. *J. Geotech. Eng., ASCE*, 111 (10) : 1211-1225.
- HASAN J.N., FREDLUND D.G., 1980 - Pore pressure parameters for unsaturated soils. *Can. Geotech. J.*, 17 : 395-404.
- HEM D.C., 1987 - Three-dimensional consolidation theory in terms of velocity of solids. *Geotechnique*, 37 (3) : 369-392.
- HILLEL D., 1974 - *L'eau et le sol : principes et processus physiques*. Ed. Vander, Bruxelles, 288 p.
- HOPMANS J.W., DANE J.H., 1986 - Calibration of a dual-energy gamma radiation system for multiple point measurements in soil. *Water Resour. Res.*, 2 (7) : 1109-1114.

- KABBAJ M., 1981 - Contribution à l'étude des propriétés mécaniques et du gonflement anisotrope d'une bentonite compactée. Thèse Docteur de spécialité, Univ. de Grenoble : 117p.
- KASSIF G., BENSHALOM A., 1971 - Experimental relation between swell pressure and suction. *Géotechnique*, 21 (3) : 245-255.
- KIRBY J.M., SMILES D.E., 1988 - Hydraulic conductivity of aqueous bentonite suspensions., *Aust. J. Soil Res.*, 26 : 561-574.
- KIREEV V., 1968 - Cours de chimie physique. Chap. 8 : équilibre chimique et équilibre de phase. Ed. Mir, Moscou : 229-243.
- KLUTE A., 1972 - The determination of the hydraulic conductivity and diffusivity of unsaturated soils. *Soil Sci.*, 113 (4) : 264-276.
- KOOL J.B., PARKER J.C., Van GENUCHTEN M.Th., 1985 - Determining soil hydraulic properties from one-step outflow experiments by parameter estimation ; I : theory and numerical studies. *Soil Sci. Soc. Am. J.*, 49 : 1348-1354.
- KRAHN J., FREDLUND D.G., 1972 - On total, matric and osmotic suction. *Soil Sci.*, 114 (5) : 339-348.
- LAMBE T.W., WITHMAN R.V., 1969 - Soil mechanics. (Mecanica de suelos). Ed. Limusa, Bogota, 1984, 582 p.
- LANGFELDER L.J., CHEN C.F., JUSTICE J.A., 1968 - Air permeability of compacted cohesive soils. *J. Soil Mech. Found. Div., ASCE*, 94 (SM4) : 981-1001.
- LLORET A., ALONSO E.E., 1980 - Consolidation of unsaturated soils including swelling and collapse behavior. *Géotechnique*, 30 (4) : 449-447.
- LLORET A. ALONSO E.E., 1981 - State surfaces for partially saturated soils. *Proc. of 10th ICSMFE, Stockholm*.
- LOCH J.P.G., KAY B.D., GROENVELT P.H., 1980 - Comments on " Moisture content and bulk density measurements using a dual-energy beam of gamma radiation ". *Soil Sci. Soc. Am. J.*, 44 : 663.
- MALVERN L.E., 1969 - Introduction to mechanics of a continuous medium. Ed. Prentice-Hall inc., Englewood Cliffs : 713 p.
- MANSELL R.S., HAMMOND L.C., Mc CURDY R.M., 1973 - Coincidence and interference corrections for dual-energy gamma ray measurements of soil density and water content. *Soil. Sci. Soc. Am. Proc.*, 37 : 500-504.
- McGARRY D., DANIELS I.G., 1987 - Shrinkage curve indices to quantify cultivation effects on soil structure of a vertisol. *Soil Sci. Soc. Am. J.*, 51 : 1575-1580.
- Mc GARRY D., MALAFANT K.W.J., 1987 a - The analysis of volume change in unconfined units of soil. *Soil Sci. Soc. Am. J.*, 51 : 290-297.
- Mc GARRY D., MALAFANT K.W.J., 1987 b - A cumulative mass coordinate to determine water profile changes in variable volume soil. *Soil Sci. Soc. Am. J.*, 51 : 850-854.

- NAKANO M., AMEMIYA Y., FUJII K., 1986 - Saturated and unsaturated hydraulic conductivity of swelling clays. *Soil Sci.*, 141 (1) : 1-6.
- NARASIMHAM T.N., 1978 - The significance of the storage parameter in saturated-unsaturated groundwater flow. Lawrence Berkeley Laboratory, Univ. of California, Berkeley : 33 p.
- NARASIMHAM T.N., 1979 - The significance of the storage parameter in saturated-unsaturated groundwater flow. *Water Resour. Res.*, 15 (3) : 569-576.
- NEARING M.A., WEST L.T., BRADFORD J.M., 1988 - Consolidation of an unsaturated illitic clay soil. *Soil Sci. Soc. Am. J.*, 52 : 929-934.
- NEWMAN A.C.D., THOMASSON A.J., 1979 - Rothamsted studies of soil structure : III. Pore size distribution and shrinkage processes. *Soil Sci.*, 30 : 415-439.
- NIMMO J.R., AKSTIN K.C., 1988 - Hydraulic conductivity of a sandy soil at low water content after compaction by various methods. *Soil Sci. Soc. Am. J.*, 52 (2) : 303-310.
- NOFZIGER D.L., 1978 - Errors in gamma-ray measurements of water content and bulk density in nonuniform soils. *Soil Sci. Soc. Am. J.*, 42 : 845-850.
- NOFZIGER D.L., SWARTZENDRUBER D., 1974 - Material content of binary physical mixtures as measured with dual-energy beam of gamma rays. *J. Appl. Phys.*, 45 : 5443-5449.
- NOFZIGER D.L., SWARTZENDRUBER D., 1976 - Water Content and bulk density during wetting of a bentonite-silt column. *Soil Sci. Soc. Am. J.*, 40 : 345-348.
- OVERMAN R.T., CLARK H.M., 1960 - Radio-isotope techniques. Ed. Mc Graw-Hill, New York, 476 p.
- PARKER J.C., AMOS D.E., STURE S., 1980 - Measurement of swelling, hydraulic conductivity in a multistage triaxial test. *Soil Sci. Soc. Am. J.*, 44 : 1133-1138.
- PARKER J.C., KOOL J.B., Van GENUCHTEN M.Th., 1985 - Determining soil hydraulic properties from one-step outflow experiments by parameters estimation. II, experimental studies. *Soil Sci. Soc. Am. J.*, 49 : 1354-1359.
- PASSMAN S.L., 1986 - Forces on the solid constituent in a multiphase flow. *J. Rheology*, 30 (5) : 1077-1083.
- PHILIP J.R., 1969 - Hydrostatics and hydrodynamics in swelling soils. *Water Resour. Res.*, 5 (5) : 1070-1077.
- PHILIP J.R., 1970 - Hydrostatics and hydrodynamics in swelling soils. *Water Resour. Res.*, 6 : 1248-1251.
- PHILIP J.R., 1975 a - Stability analysis of infiltration. *Soil Sci. Soc. Am. Proc.*, 39 : 1042-1049.
- PHILIP J.R., 1975 b - The growth of disturbances in unstable infiltration flows. *Soil Sci. Soc. Am. Proc.*, 39 : 1049-1053.
- RAATS P.A.C., KLUTE A., 1968 a - Transport in soils : the balance of mass. *Soil Sci. Soc. Am. Proc.* : 32 (2) : 161-166.

- RAATS P.A.C., KLUTE A., 1968 b - Transport in soils : the balance of momentum. *Soil Sci. Soc. Am. Proc.* : 32 (4) : 452-456.
- RAATS P.A.C., KLUTE A. 1969 - One dimensional, simultaneous motion of the aqueous phase and the solid phase of saturated and partially saturated porous media. *Soil Sci.*, 107 (5) : 329-333.
- REGINATO R.J., 1974 - Gamma radiation measurements of bulk density changes in a soil pedon following irrigation. *Soil Sci. Soc. Am. Proc.*, 38 : 24-29.
- ROUGER P., 1988 - Séchage des poreux granulaires par thermomigration : analyse théorique et résultats expérimentaux. Thèse de Docteur de l'INPG : 185p.
- SCHROEDER F.H., HOEBORN D., 1987 - Water motion in soils based on a diffusion theory of mixtures. *Proc. of the 9th Europ Conf. on Soil Mech and Found. Eng.*, Dublin : 849-855.
- SCHUURMAN E., 1966 - The compressibility of an air-water mixture and theoretical relation between the air and water pressures. *Géotechnique*, 19 (4) : 269-281.
- SKEMPTON A.W., 1954 - The pore pressure coefficients A and B. *Géotechnique*, 4 (4) : 143-147.
- SMILES D.E., 1974 - Infiltration into a swelling material. *Soil Sci.*, 117 (3) : 140-147.
- SMILES D.E., 1978 - Transient and steady flow experiments testing theory of water flow in saturated bentonite. *Soil Sci. Soc. Am. J.*, 42 : 11-14.
- SMILES D.E., HARVEY A.G., 1973 - Measurement of moisture diffusivity of wet swelling systems. *Soil Sci.*, 116 (6) : 391-399.
- SPOSITO G., 1972 - Thermodynamics of swelling clay-water systems. *soil Sci.*, 114 (4) : 243-249.
- SPOSITO G., 1973 - Volume changes in swelling clays. *Soil Sci.*, 115 (4) : 315-320.
- SPOSITO G., 1975a - Steady vertical flows in swelling soils. *Water Resour. Res.*, 11 (3) : 461-464.
- SPOSITO G., 1975b - A thermodynamic integral equation for the equilibrium moisture profile in swelling soil. *Water Resour. Res.*, 11 (3) : 499-500.
- SPOSITO G., 1975c - On the differential equation for the equilibrium moisture profile in swelling soil. *Soil Sci. Soc. Am. Proc.*, 39 : 1053-1056.
- SPOSITO G., 1981 - *The thermodynamics of soil solutions.* Oxford Clarendon Press.
- SPOSITO G., GIRALDEZ J.V., 1976 - Thermodynamic stability and the law of corresponding states in swelling soils. *Soil Sci. Soc. Am. J.*, 40 : 352-358.
- SPOSITO G., GIRALDEZ J.V., REGINATO R.J., 1976 - The theoretical interpretation of field observations of soil swelling through a material coordinate transformation. *Soil Sci. Soc. Am. J.*, 40 (2) : 208-211.

- STILLWATER R., KLUTE A., 1988 - Improved methodology for a collinear dual-energy gamma radiation system. *Water Resour. Res.*, 24 (8) : 1411-1422.
- STROOSNIJDER L., De SWART J.G., 1974 - Column scanning with simultaneous use of Am-241 and Cs-137 gamma radiation. *Soil Sci.*, 118 (2) : 61-69.
- TERZAGHI K., 1951 - Mécanique théorique des sols. Chap. 13 : Théorie de la consolidation. Ed. Dunod, Paris : 254-281.
- THONY J.L., 1970 - Etude expérimentale des phénomènes d'hystéresis dans les écoulements en milieux poreux non saturés. Thèse de Docteur Ingénieur, Univ. de Grenoble, 140 p.
- TOUMA J., 1984 - Etude critique de la caractérisation hydrodynamique des sols non saturés : rôle de l'air, influence de l'écoulement multidimensionnel de l'eau. Thèse de Docteur és Sciences, Univ. de Grenoble, 190 p.
- TOUMA J., VAUCLIN M., 1986 - Experimental and Numerical Analysis of two-phase infiltration in a partially saturated soil. *Transport in Porous Media*, 1 : 27-55.
- TRUESDELL C., 1974 - Introduction à la mécanique rationnelle des milieux continus. Ed. Masson et cie., Paris, 367 p.
- TRUESDELL C., TOUPIN R.A., 1960 - The classical field theories. Secs : 158,159,204,215,243,254,255,259,295. *Handbuch der Physik*, Tome III (1), Ed. Springer Verlag, Berlin.
- VACHAUD G., 1968 - Contribution à l'étude des problèmes d'écoulement en milieu poreux non saturés. Deuxième thèse : sur le temps de réponse des capteurs de pression associés aux tensiomètres. Thèse de Docteur és Sciences Physiques, Univ. de Grenoble, 159 p.
- Van GENUCHTEN M.Th., 1980 - A closed-form equation for predicting the hydraulic conductivity of unsaturated soils. *Soil Sci. Soc. Am. J.*, 44 : 892-898.
- VAUCLIN M., 1971 - Effets dynamiques sur la relation suction-teneur en eau, lors d'écoulements en milieu non saturé. Thèse de Docteur Ingénieur, Univ. de Grenoble
- VAUCLIN M., 1984 - Infiltration in unsaturated soils. *Fundamentals of transport phenomena in porous media*, Ed. J. Bear et Y. Coriapioglu, Nato Series E, n° 82 : 259-313.
- VAUCLIN M., 1985 - Ecoulements biphasiques eau-air dans les milieux poreux. C. R. Ecole d'été GUT, Bombannes, Sept. 1985, 42 p.
- VAUCLIN M., 1988 - Hydrodynamique dans les sols partiellement saturés, déformables. Dans : Les phénomènes de transfert dans les milieux poreux déformables. Collection " Les colloques de l'INRA " : 63-113.
- VAUCLIN M., HAVERKAMP R., 1985a - Solutions quasi-analytiques de l'équation d'absorption de l'eau par les sols non saturés. I : Analyse critique. *Agronomie*, 5 (7) : 597-606.
- VAUCLIN M., HAVERKAMP R., 1985b - Solutions quasi-analytiques de l'équation d'absorption de l'eau par les sols non saturés. II : Problème inverse : détermination de la diffusivité capillaire. *Agronomie*, 5 (7) : 607-611.

- WACK B., 1968 - Mesures par radioactivité dans les sols (1ère thèse). Thèse de Docteur es sciences, Univ. de Grenoble, 135 p.
- WHITAKER S., 1986a - Flow in porous media, I : A theoretical derivation of Darcy's law. Transport in porous media, 1 : 3-25.
- WHITAKER S., 1986b - Flow in porous media, II : The governing equations of immiscible, two-phase flow. Transport in Porous Media, 1 : 105-125.
- WHITAKER S., 1986c - Flow in porous media, III : Deformable media. Transport in Porous Media, 1 : 127-154.
- WHITE I., PERROUX K.M., 1987 - Use of sorptivity to determine field soil hydraulic properties. Soil Sci. Soc. Am. J., 51 (5) : 1093-1101.
- WOOD B.S.C., COLLIS-GEORGE N., 1980 - Moisture content and bulk density measurements using a dual-energy beam of gamma radiation. Soil Sci. Soc. Am. J., 44 : 662.
- WOODING R.A., MOREL-SEYTOUX H.J., 1976 - Multiphase fluid flow through porous media. Annual rev. of fluid mech., 8 : 233-274.
- YONG R.N., 1973 - On the physics of unsaturated flow in expansive soils. Proc. 3rd. Int. Conf. on Expansive Soils., Haifa, 2 : 1-9.
- YONG R.N., WARKENTIN B.P., 1975 - Soil properties and behavior. Ed. Elsevier Sci. Pub. Co., Amsterdam, 449 p.

ANNEXES

ANNEXE 1

QUELQUES DEFINITIONS MACROSCOPIQUES

Dans le but de familiariser le lecteur avec les notations utilisées dans le chapitre 1, nous présentons dans cette annexe quelques définitions de la mécanique des milieux continus, applicables au VER de la figure (1.1), sans entrer dans les détails d'existence ou de continuité.

A1.1 CALCUL DE LA MASSE

Dans la configuration déformée, X_t , (fig. 1.1) la densité volumique macroscopique de la phase α est définie par :

$$\rho_{\alpha}^{\text{macro}}(x,t) = \rho_{\alpha}(x,t) \theta_{\alpha}(x,t) \quad (\text{A1.1})$$

où $\rho_{\alpha}(x,t)$ est la masse volumique microscopique et $\theta_{\alpha}(x,t)$ la concentration en phase α . La masse totale de la phase, contenue dans le domaine D , sera, au temps t :

$$m_{\alpha}^D = \int_D \rho_{\alpha}(x,t) \theta_{\alpha}(x,t) dv \quad (\text{A1.2})$$

Dans l'hypothèse de phase incompressible, on a : $\rho_{\alpha}(x,t) = \rho_{\alpha} = \text{constante}$, indépendante de (x,t) ; $\alpha = \{s, w, a\}$.

A1.2 VITESSE ET ACCELERATION

La description référentielle de la vitesse et de l'accélération est donnée par :

$$v^{\alpha o}_i(X^{\alpha},t) = \partial X^{\alpha}_i / \partial t \Big|_{X^{\alpha}} \quad \text{et} \quad a^{\alpha o}_i(X^{\alpha},t) = \partial^2 X^{\alpha}_i / \partial t^2 \Big|_{X^{\alpha}} \quad (\text{A1.3})$$

Les dérivées sont calculées suivant le mouvement macroscopique de la phase α , compte-tenu de la relation de changement de repère : $x = x(X^{\alpha},t)$. La description spatiale de

la vitesse s'obtient par l'inverse du même système de coordonnées, et peut s'écrire $v^{\alpha/o}(x,t) = v^{\alpha/o}(x(X^\alpha,t),t)$.

L'accélération macroscopique peut s'établir comme suit :

$$\begin{aligned} a^{\alpha/o}_i(X^\alpha,t) &= \partial v^{\alpha/o}_i / \partial t \Big|_{X^\alpha} \\ &= \partial v^{\alpha/o}_i / \partial t + (\partial v^{\alpha/o} / \partial x_i) (\partial x_i / \partial t) \end{aligned} \quad (A1.4)$$

$$a^{\alpha/o}_i(X^\alpha,t) = dv^{\alpha/o} / dt = \partial v^{\alpha/o} / \partial t + v^{\alpha/o} \text{grad } v^{\alpha/o} \quad (A1.5)$$

A1.3 CONSERVATION DE LA MASSE

La conservation de la masse, en l'absence de source ou puits pour la phase α , se dérive de l'équation (A1.2) :

$$dm_\alpha^D / dt \Big|_{X^\alpha} = 0 \quad \text{soit} \quad d \left\{ \int_D \rho_\alpha \theta_\alpha dv \right\} / dt \Big|_{X^\alpha} = 0 \quad (A1.6)$$

Hors, $dv = J_\alpha dV_o$, J_α est le déterminant Jacobien du gradient de transformation macroscopique de la phase α : $F_{iK}^\alpha = \partial x_i / \partial X_K^\alpha$. En transformant (A1.6) dans la configuration X_o :

$$\begin{aligned} dm_\alpha / dt &= d \left\{ \int_{D_o} \rho_\alpha \theta_\alpha(x_i(X^\alpha_{K,t}),t) J_\alpha dV_o \right\} / dt \quad (A1.7) \\ &= \int_{D_o} \left\{ J_\alpha d(\rho_\alpha \theta_\alpha) / dt + \rho_\alpha \theta_\alpha dJ_\alpha / dt \right\} dV_o \\ &= \int_{D_o} \left\{ J_\alpha \left[\partial(\rho_\alpha \theta_\alpha) / \partial t + v^{\alpha/o}_i \partial(\rho_\alpha \theta_\alpha) / \partial x_i \right] \right. \\ &\quad \left. + \rho_\alpha \theta_\alpha dJ_\alpha / dt \right\} dV_o \end{aligned}$$

On rappelle ici que l'on peut écrire :

$$dJ_\alpha / dt = J_\alpha \partial v^{\alpha/o}_i / \partial x_i \quad (A1.8)$$

$\partial v^{\alpha/o}_i / \partial x_i$ étant la trace du tenseur de déformation macroscopique pour la phase α , dans le domaine D ; les vitesses correspondent au barycentre du VER.

En revenant à la configuration actuelle X_t , on a :

$$\begin{aligned} dm_{\alpha}^D / dt &= \int_D \left\{ \partial(\rho_{\alpha}\theta_{\alpha})/\partial t + v^{\alpha/o}_i \partial(\rho_{\alpha}\theta_{\alpha})/\partial x_i \right. \\ &\quad \left. + \rho_{\alpha}\theta_{\alpha} \partial v^{\alpha/o}_i / \partial x_i \right\} J_{\alpha} dV_o \quad (A1.9) \\ &= \int_D \left\{ \partial(\rho_{\alpha}\theta_{\alpha})/\partial t + \partial(\rho_{\alpha}\theta_{\alpha}v^{\alpha/o}_i) / \partial x_i \right\} dv \end{aligned}$$

Compte-tenu de (A1.6) l'équation de continuité, en variables d'Euler (voir éq. (1.4), point 1.2.1.1), s'écrit :

$$\partial(\rho_{\alpha}\theta_{\alpha})/\partial t + \partial(\rho_{\alpha}\theta_{\alpha}v^{\alpha/o}_i) / \partial x_i = 0 \quad (A1.10)$$

Cette équation peut également s'écrire en coordonnées de Lagrange. En effet, si D est le volume de contrôle dans la configuration X_t et D_o est le volume occupé par la même quantité de matière dans la configuration X_o , on a :

$$m_{\alpha}^D = m_{\alpha}^{D_o} \text{ soit } \int_D \rho_{\alpha} \theta_{\alpha}(x_i, t) dv = \int_{D_o} \rho_{\alpha} \theta_{\alpha}(X^{\alpha}_{K,t}) dV_o \quad (A1.11)$$

qui est équivalent à :

$$\int_{D_o} \rho_{\alpha} \theta_{\alpha}(x_i(X^{\alpha}_{K,t}), t) J_{\alpha} dV_o = \int_{D_o} \rho_{\alpha} \theta_{\alpha}(X^{\alpha}_{K,t_o}) dV_o \quad (A1.12)$$

valable quelque soit D_o , donc :

$$\rho_{\alpha} \theta_{\alpha}(X^{\alpha}_{K,t}) J_{\alpha} - \rho_{\alpha}(X^{\alpha}_{K,t_o}) = 0 \quad (A1.13)$$

Cette équation constitue l'équation de continuité écrite en variables de Lagrange.

ANNEXE 2 - CALCUL DE LA COORDONNEE MATERIELLE m

Cette annexe présente quelques points complémentaires relatifs au calcul de la coordonnée matérielle $m(z,t)$. Elle est définie par l'intégration de l'équation (1.20) par rapport à z . Elle représente le volume cumulé de solide, par unité de surface, à partir de la cote $x_3 = 0$ (fig. A2.1), où le flux de particules solides est nul. A cette cote, les repères des configurations de référence, X_0 , et déformée, X_t , de la figure (1.1), coïncident.

La valeur de m , au temps t , qui correspond au point z , vu par O (observateur fixe) est donnée alors par (fig; A2.1) :

$$m(z, t) = \int_0^{z_0} \{ \rho_d(z,t) / \rho_s \} dz = \int_0^{z_0} \theta_s(z,t) dz \quad (\text{A2.1})$$

Les coordonnées matérielles sont donc calculées à l'aide des profils de masse volumique sèche (ou de teneur volumique en particules solides).

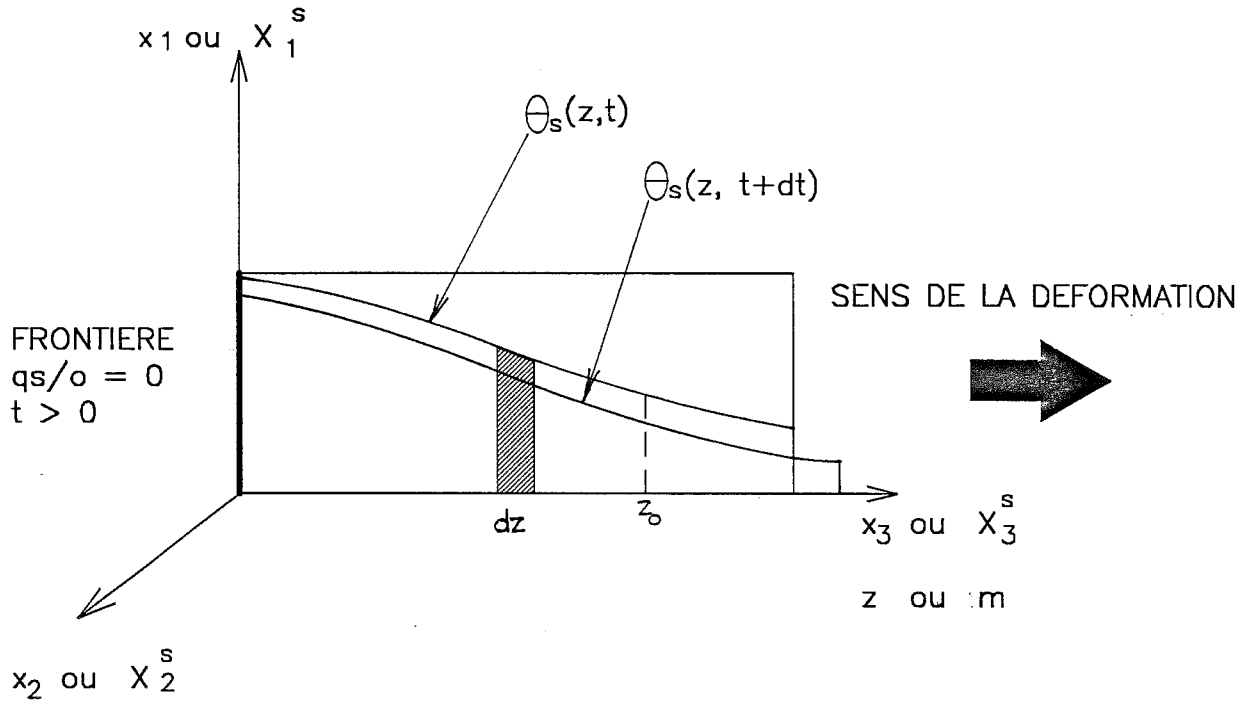


Figure A2.1 Schéma de principe du calcul des coordonnées matérielles, m .

ANNEXE 3 ERREUR THEORIQUE DANS LA MESURE DE ρ_d ET θ_w PAR GAMMAMETRIE DOUBLE-SOURCES

Dans la section 2.5 (§ 2.5.3), les variances de ρ_d et de θ_w , fonctions de (N_o^{Am} , N_o^{Cs} , N^{Am} , N^{Cs} , μ_s^{Am} , μ_s^{Cs} , μ_w^{Am} , μ_w^{Cs} , x), équations (2.30), sont données par :

$$(A3.1) \quad \{ \sigma_{\rho_d}^2 \text{ ou } \sigma_{\theta_w}^2 \} = \sum (\partial f / \partial p_i)^2 \sigma_{p_i}^2 \quad i = 1 \text{ à } 9$$

où, la masse volumique sèche et la teneur en eau sont calculées par, (éq. (2.10), § 2.1.2) :

$$(A3.2a) \quad \rho_d = \frac{\mu_w^{Cs} \ln(N_o/N)^{Am} - \mu_w^{Am} \ln(N_o/N)^{Cs}}{x [\mu_s^{Am} \mu_w^{Cs} - \mu_s^{Cs} \mu_w^{Am}]} = A / x K$$

$$(A3.2b) \quad \rho_w \theta_w = \frac{-\mu_s^{Cs} \ln(N_o/N)^{Am} + \mu_s^{Am} \ln(N_o/N)^{Cs}}{x [\mu_s^{Am} \mu_w^{Cs} - \mu_s^{Cs} \mu_w^{Am}]} = B / x K$$

Compte-tenu des équations (A3.2), dans (A3.1) nous aurons succesivement pour ρ_d :

$$(A3.3a) \quad \partial \rho_d / \partial N_o^{Am} = \mu_w^{Cs} / (x K N_o^{Am})$$

$$(A3.3b) \quad \partial \rho_d / \partial N_o^{Cs} = - \mu_w^{Am} / (x K N_o^{Cs})$$

$$(A3.3c) \quad \partial \rho_d / \partial N^{Am} = - \mu_w^{Cs} / (x K N^{Am})$$

$$(A3.3d) \quad \partial \rho_d / \partial N^{Cs} = - \mu_w^{Am} / (x K N^{Cs})$$

$$(A3.3e) \quad \partial \rho_d / \partial \mu_s^{Am} = - \mu_w^{Cs} A / (x K^2) = - \mu_w^{Cs} \rho_d / K$$

$$(A3.3f) \quad \partial \rho_d / \partial \mu_s^{Cs} = \mu_w^{Am} A / (x K^2) = \mu_w^{Am} \rho_d / K$$

$$(A3.3g) \quad \partial \rho_d / \partial \mu_w^{Am} = \{ - \ln(N_o/N)^{Cs} + \mu_s^{Cs} A / K \} / x K = - \mu_w^{Cs} \rho_w \theta_w / K$$

$$(A3.3h) \quad \partial \rho_d / \partial \mu_w^{Cs} = \{ \ln(N_o/N)^{Am} - \mu_s^{Am} A / K \} / x K = \mu_w^{Am} \rho_w \theta_w / K$$

$$(A3.3i) \quad \partial \rho_d / \partial x = - A / (x^2 K) = - \rho_d / x$$

et pour θ_w , nous aurons :

$$(A3.4a) \quad \partial \theta_w / \partial N_o^{Am} = - \mu_s^{Cs} / (x K N_o^{Am})$$

$$(A3.4b) \quad \partial \theta_w / \partial N_o^{Cs} = \mu_s^{Am} / (x K N_o^{Cs})$$

$$(A3.4c) \quad \partial \theta_w / \partial N^{Am} = \mu_s^{Cs} / (x K N^{Am})$$

$$(A3.4d) \quad \partial \theta_w / \partial N^{Cs} = - \mu_s^{Am} / (x K N^{Cs})$$

$$(A3.4e) \quad \partial \theta_w / \partial \mu_s^{Am} = \{ \ln(N_o/N)^{Cs} - \mu_w^{Cs} B / K \} / x K = \mu_s^{Cs} \rho_d / K$$

$$(A3.4f) \quad \partial \theta_w / \partial \mu_s^{Cs} = \{ - \ln(N_o/N)^{Am} + \mu_w^{Am} B / K \} / x K = - \mu_s^{Am} \rho_d / K$$

$$(A3.4g) \quad \partial \theta_w / \partial \mu_w^{Am} = \mu_s^{Cs} B / (x K^2) = \mu_s^{Cs} \rho_w \theta_w / K$$

$$(A3.4h) \quad \partial \theta_w / \partial \mu_w^{Cs} = \mu_w^{Am} A / (x K^2) = - \mu_w^{Am} \rho_w \theta_w / K$$

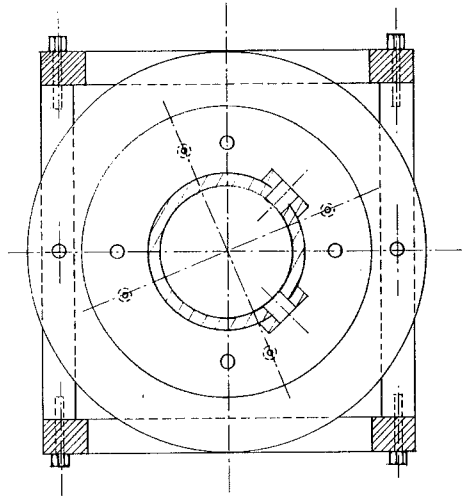
$$(A3.4i) \quad \partial \theta_w / \partial x = - B / (x^2 K) = - \rho_w \theta_w / x$$

ANNEXE 4 - SYSTEME MODULAIRE DES CELLULES D'ESSAI
Perméamètre NSD

Les figures (A4.1, 2, 3) présentent les cellules conçues pour les essais d'infiltration gonflement, appelées : PERMEAMETRE NSD (pour Non Saturé Déformable). Deux configurations d'assemblage sont possibles. La première (configuration 1), non utilisée dans le cadre de ce travail, permettrait l'étude d'un milieu stratifié, formé par un sol déformable [colonne 4] superposé à un sol indéformable [colonne 5] ; les deux pouvant s'inverser. La seconde (configuration 2) ne comporte que la colonne 4. Elle a été présentée schématiquement dans le chapitre 3 (fig. 3.1 et photo n° 3). Les deux colonnes possèdent des emplacements pour des tensiomètres.

Le système démontable présente l'avantage de pouvoir préparer les échantillons séparément. De plus, un montage général, comme celui présenté, donne la possibilité de suivre par spectrométrie gamma deux essais simultanés de gonflement libre.

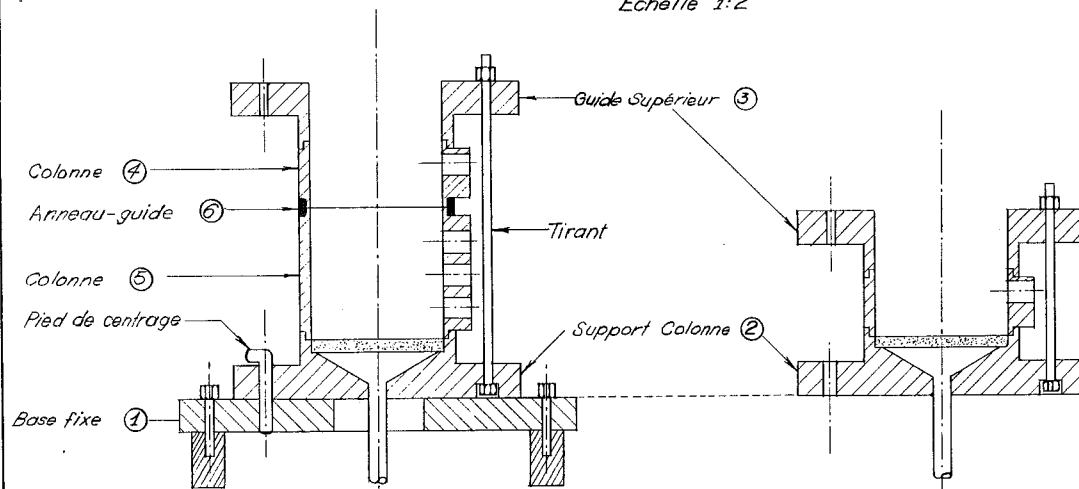
COTE DETECTEUR



COTE SOURCE

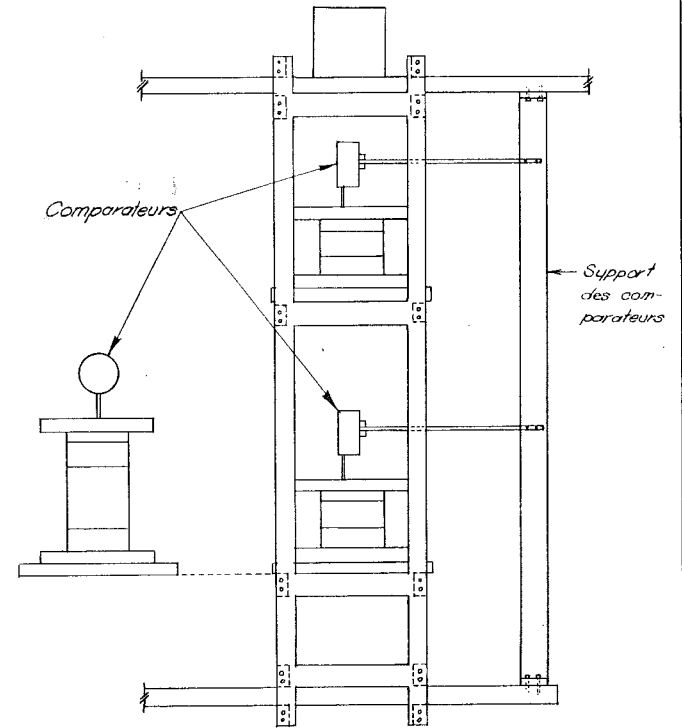
CELLULE

Echelle 1:2



CONFIGURATION N°1

CONFIGURATION N°2

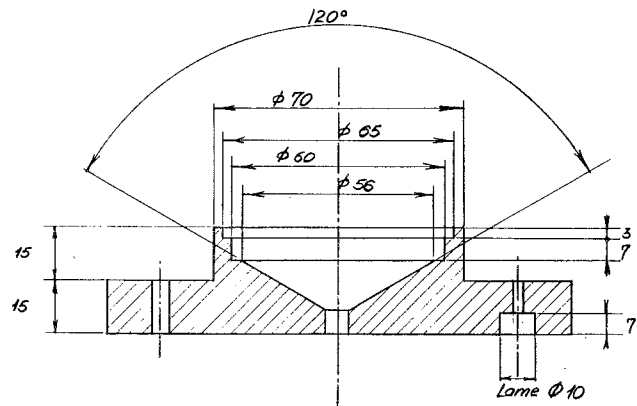
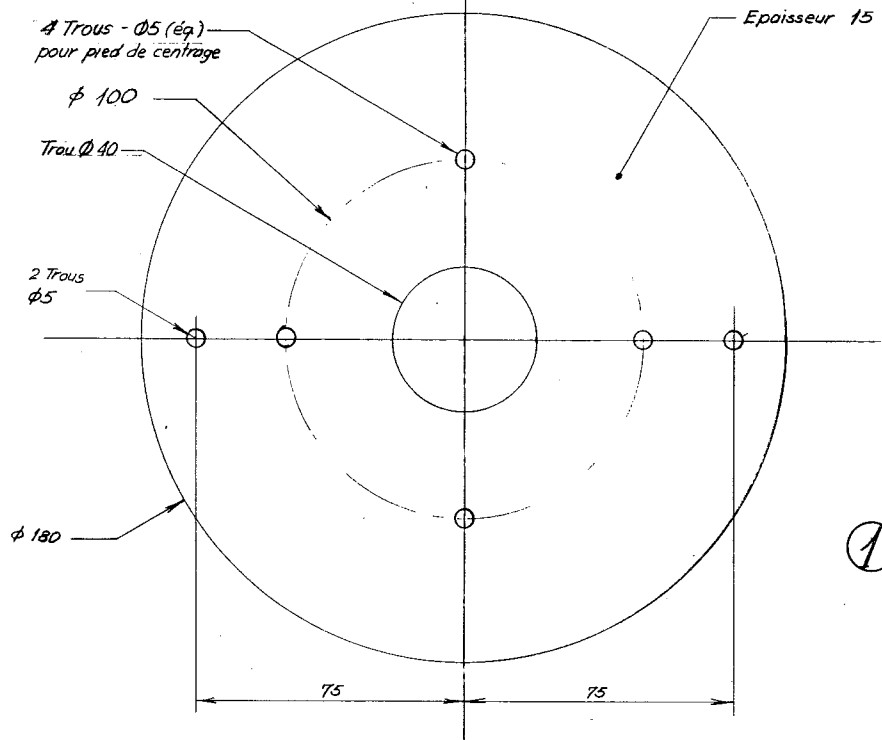
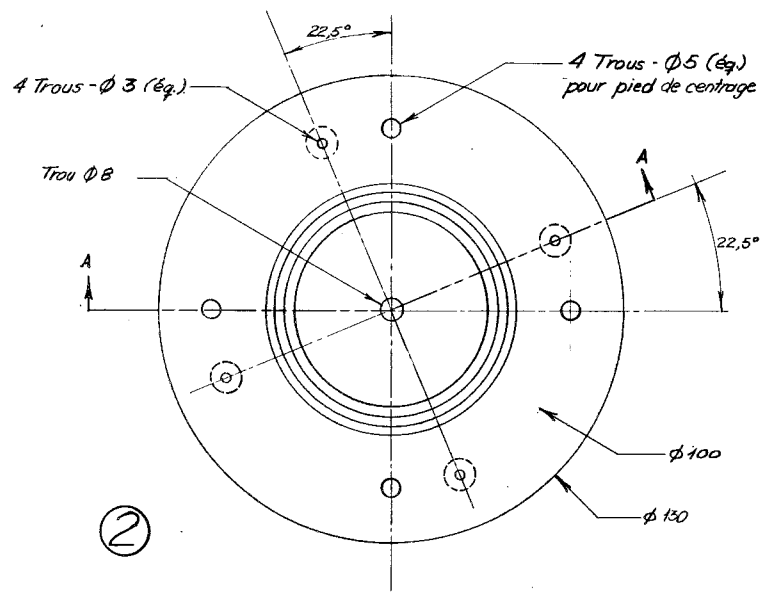


MONTAGE GENERAL

Côté Source

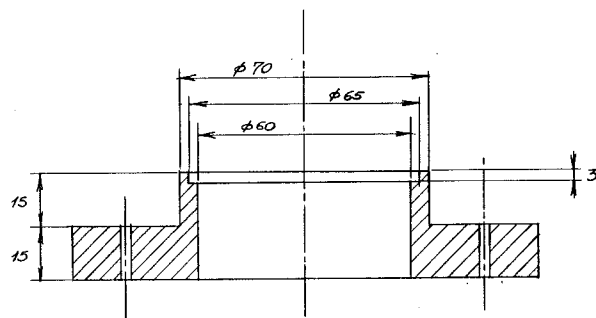
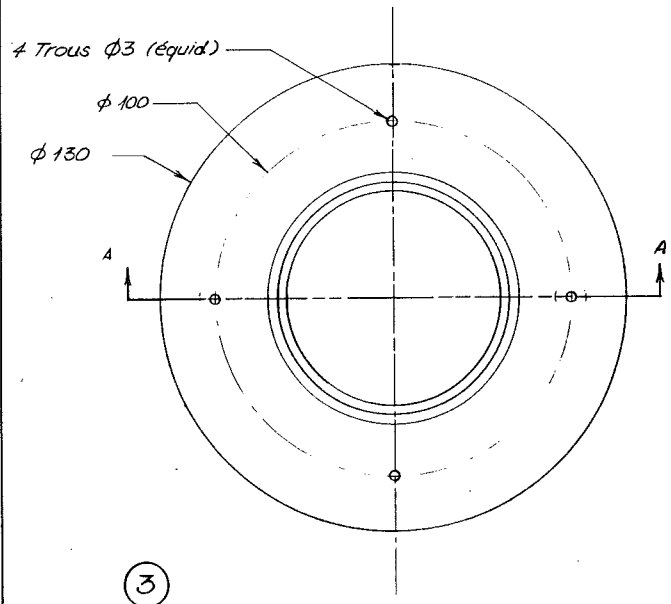
Echelle 1:5

PERMEAMETRE NSD 1	
Ech. : (indiquées)	Dessiné : R. Angulo Date : Nov. 87

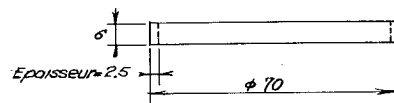
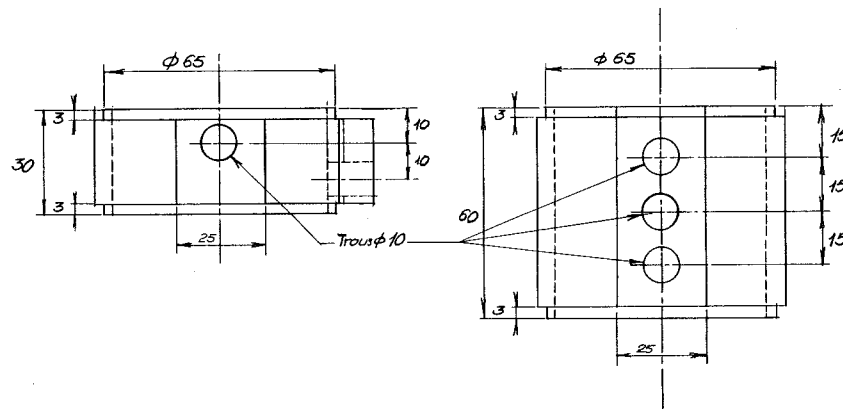
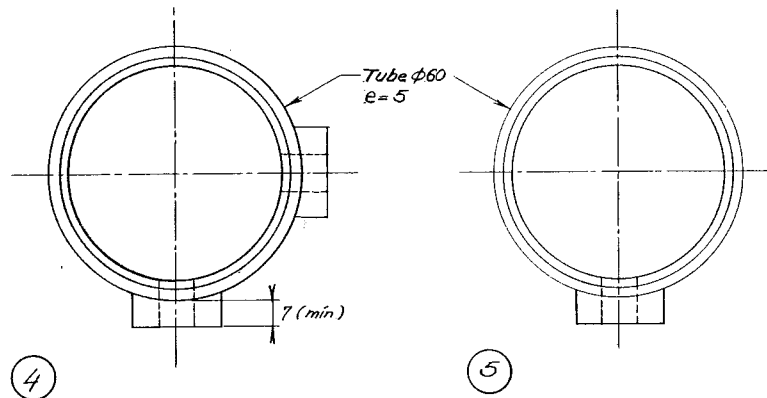


COUPE A-A

N ^o	DESIGNATION	N ^o	MAT.
1	Base fixe	2	Alxgls.
2	Support colonne	2	Plxgls.
PERMEAMETRE NSD 2			
Ech. : 4/5		Dessiné : R. Angulo	Date : Nov 87



COUPE A-A



Anneau-guide pour assemblage
des colonnes 4 et 5

Nb	DESIGNATION	Nb	MAT.
3	Guide supérieur	2	Plxgls.
4	Colonne	2	Plxgls.
5	Colonne	1	Plxgls.
6	Anneau	1	Plxgls.
PERMEAMETRE NSD			3
Ech. : 4/5		Dessiné : R Angulo	Date : Nov. 87

ANNEXE 5 - PASSAGE ENTRE LES APPROCHES EULERIENNE ET LAGRANGIENNE

En conservant les notations introduites dans le chapitre 1, l'équation de conservation de la masse de la phase fluide, lorsque son mouvement est exprimé par rapport à la phase solide, est (éq. (1.10)) :

$$\rho_d \left. \frac{d(\rho_w \theta_w / \rho_d)}{dt} \right|_{X_s} + \partial \{ \rho_w \theta_w (v_{w/o} - v_{s/o}) \} / \partial z = 0 \quad (A5.1)$$

En introduisant le gradient de déformation (1.16) et en définissant l'indice d'humidité $\vartheta = \theta_w / \theta_s$, si $\rho_w = 1 \text{ g/cm}^3$, l'équation (A5.1), monodirectionnelle verticale (ou éq.(1.26)) s'écrit :

$$\left. \frac{d(\vartheta)}{dt} \right|_m + \partial \{ \rho_w \theta_w (v_{w/o} - v_{s/o}) \} / \partial m = 0 \quad (A5.2)$$

où $X_3^s = m$ est la coordonnée matérielle selon l'axe vertical.

Dans l'approche eulérienne des transferts, les flux (éq. (1.28)) s'écrivent :

$$q_{w/o} = \theta_w v_{s/o} = - K_{w/o} \partial \Psi_w / \partial z \quad (A5.3a)$$

$$q_{s/o} = \theta_s v_{s/o} = - K_{s/o} \partial \Psi_s / \partial z \quad (A5.3b)$$

L'introduction des équations (A5.3) dans (A5.2) conduit à :

$$\frac{d\vartheta}{dt} \frac{\partial}{\partial m} \left\{ \begin{array}{c} \frac{\partial \Psi_w}{\partial \theta_w} \\ K_{w/o} \\ \frac{\partial \theta_w}{\partial \vartheta} \end{array} \frac{\partial \theta_w}{\partial \vartheta} \left[\begin{array}{c} \theta_w \frac{d\theta_s}{d\vartheta} \left(\frac{K_{s/o} \partial \Psi_s / \partial \theta_s}{\theta_s} \right) \\ 1 - \frac{K_{w/o} \partial \Psi_w / \partial \theta_w}{\theta_s} \end{array} \right] \frac{\partial \vartheta}{\partial m} \right\} = 0 \quad (A5.4)$$

Par ailleurs, si dans (A5.2) nous considérons l'approche lagrangienne, où le flux relatif d'eau par rapport à la phase solide s'écrit (éq. (1.33)) :

$$q_{w/s} = \theta_w (v_{w/o} - v_{s/o}) = - K_{w/s} \theta_s (\partial \Psi_w / \partial \vartheta) (\partial \vartheta / \partial m) \quad (A5.5)$$

nous obtenons une autre forme de l'équation d'écoulement :

$$d\vartheta / dt_m = \partial \left\{ \boxed{K_{w/s} \theta_s (\partial \Psi_w / \partial \vartheta)} \partial \vartheta / \partial m \right\} / \partial m \quad (A5.6)$$

Les équations (A5.4) et (A5.6), décrivent le même phénomène pour la variable $\vartheta(m,t)$.

Le rapprochement des termes de "diffusion" encadrés, conduit à :

$$K_{w/s} = K_{w/o} \left(1 - \frac{\theta_w}{\theta_s} \frac{d\theta_s}{d\theta_w} \frac{(K_{s/o} \partial \Psi_s / \partial \theta_s)}{(K_{w/o} \partial \Psi_w / \partial \theta_w)} \right) \quad (A5.7)$$

En posant :

$$D_{w/o} = K_{w/o} \partial \Psi_w / \partial \theta_w \quad (A5.8a)$$

$$D_{s/o} = K_{s/o} \partial \Psi_s / \partial \theta_s \quad (A5.8b)$$

il vient :

$$K_{w/s} = K_{w/o} \left\{ 1 - (\theta_w / \theta_s) (D_{s/o} / D_{w/o}) d\theta_s / d\theta_w \right\} \quad (A5.9)$$

La relation (A5.9) établit le rapprochement entre les approches eulérienne et lagrangienne, dans la même équation de mouvement de la phase fluide par rapport à la phase solide.

ANNEXE 6 - LISTE DES FIGURES

- Figure 1.1** Schéma conceptuel géométrique d'un milieu poreux partiellement saturé.
- Figure 1.2** Vitesses moyennes pour chaque phase par rapport au repère fixe (O, \hat{e}_i) .
- Figure 1.3** Définition des volumes et masses des trois phases constitutives (eau "w", air "a", solide "s"). La masse de la phase air est supposée négligeable ($m_a \cong 0$).
- Figure 1.4** Etat énergétique de l'eau dans un milieu poreux partiellement saturé déformable.
- Figure 1.5** Principe de fonctionnement du dispositif tensiométrique.
- Figure 2.1** Spectres d'énergie pour une source gamma (a), pour l'Américium-241 ($E=60$ keV) (b) et pour le Césium-137 ($E = 662$ keV) (c).
- Figure 2.2** Variation des coefficients d'absorption massique en fonction de l'énergie du rayonnement pour différents éléments (d'après B. WACK, 1968)
- Figure 2.3** Coefficients d'absorption linéaires, total et partiels, pour l'aluminium, en fonction de l'énergie d'émission (d'après OVERMAN et CLARK, 1960)
- Figure 2.4** Vue schématique de l'ensemble sources radioactives-détecteur.
- Figure 2.5** Schéma du banc gammamétrique double-sources.
- Figure 2.6** Transformation des impulsions émises par une source gamma en son spectre discret, par l'analyseur multicanaux, sur un temps de comptage t_c .
- Figure 2.7** Dispositif expérimental du banc gammamétrique double sources.
- Figure 2.8** Spectres : Am, Cs (a) et Am+Cs (b) mesurés par l'analyseur 2048 canaux et le détecteur NaI(Tl). Comptage sur 200 s à travers de l'altuglass.
- Figure 2.9** Spectres (Am+Cs), mesuré dans l'air et à travers un bloc d'aluminium de 3 cm d'épaisseur.
- Figure 2.10** Fenêtres d'énergie pour le calcul des taux de comptage, pour l'analyseur 2048 canaux. Le spectre (Am+Cs) détecté est la superposition des spectres individuels Am et Cs.
- Figure 2.11** Evolution temporelle des comptages bruts dans la fenêtre du Césium : comportement normal (a), effet sur les comptages après changement de milieu absorbant (b) ; oscillations dues aux variations de température du détecteur dans la fenêtre de l'Américium (c).

- Figure 2.12** Exemple d'application du critère de correction par rapport au standard, dans la fenêtre du Césium dans un bloc standard en Aluminium.
- Figure 2.13** Exemple d'utilisation du critère de correction par rapport au standard appliqué à une série temporelle de données (fenêtre de du Cs ; temps de référence t_0)
- Figure 2.14** Fonction de correction de l'effet Compton du Césium. Intensité de comptage dans la fenêtre 1 (de l'Am), en fonction de l'intensité de comptage dans la fenêtre 2 (du Cs), mesurée en configuration mono-source.
- Figure 2.15** Schéma des montages expérimentaux utilisés pour la détermination des coefficients d'absorption massique de l'eau (a) et du sol (b).
- Figure 2.16** Correlation entre les comptages et l'épaisseur de lames d'eau pour l'Américium (a) et pour le Césium (b) en configuration mono et double-sources.
- Figure 2.17** Ecart-type relatif de comptage (en pourcentage) en fonction du nombre total d'impulsions pour : les fenêtres de l'Américium, du Césium et théorique, pour une loi d'émission suivant une distribution de Poisson.
- Figure 2.18** Exemple de calcul des variances théoriques totales et partielles de ρ_d et θ_w (contribution des comptages, de l'étalonnage et du diamètre). Les paramètres utilisés sont reportés au tableau 2.8.
- Figure 2.19** Variances théoriques totales de ρ_d et θ_w en fonction des écarts relatifs (supposés identiques) des coefficients d'absorption massique. Diamètre de l'échantillon : $x = 5,95$ cm $\sigma_x = 0,05$ cm.
- Figure 2.20** Détermination de l'épaisseur optimum d'un échantillon selon le critère de variance totale minimum.
- Figure 2.21** Comparaison entre les valeurs gammamétriques, moyennes spatiales des profils de teneur en eau et de masse volumique sèche, et gravimétriques, pour l'Argile CEA.
- Figure 2.22** Profils de masse volumique sèche et de teneur volumique en eau pour la colonne n° 6 (Argile CEA) et la colonne remplie d'eau. Les barres horizontales correspondent à \pm deux fois les écart-types théoriques.
- Figure 2.23** Profils de masse volumique sèche et de teneur volumique en eau pour les colonnes n° 2 et 4 (Argile CEA). Les barres horizontales correspondent à \pm deux fois les écart-types théoriques.
- Figure 2.24** Suivi gammamétrique d'une infiltration goutte à goutte dans le mortier SABLE+PLATRE : débit et volume d'eau infiltré (a), profils aux différents temps (b) et (c).
- Figure 2.25** Mesure gammamétrique des profils à l'équilibre (teneur volumique en eau (b) masse volumique sèche (c)) consécutifs aux deux infiltrations (a), dans le LIMON SABLEUX.

- Figure 3.1** Schéma de la cellule d'essai et du tensiomètre.
- Figure 3.2** Algorithme d'acquisition des données.
- Figure 3.3** Profils initiaux pour les essais : Infiltration 1 et 1 bis (matériau remanié compacté) et Infiltration 2 (matériau préconsolidé).
- Figure 3.4** Schéma expérimental de principe des essais d'infiltration à charge constante et gonflement libre.
- Figure 3.5** Profils de teneur volumique en eau et de masse volumique sèche pour l'essai d'infiltration-gonflement sur mélange Limon+Bentonite remanié-compacté (INFILTRATION 1).
- Figure 3.6** Evolution de la teneur en eau (a) et de la masse volumique sèche (b), en fonction du temps, aux cotes de mesure : $z = 1$ cm et $z = 2$ cm, pour l'essai INFILTRATION 1.
- Figure 3.7** Evolution des lectures tensiométriques et de la teneur en eau à la cote d'implantation du tensiomètre ($z = 1,5$ cm), en fonction du temps, pour l'essai INFILTRATION 1.
- Figure 3.8** Volume d'eau infiltré et hauteur de l'échantillon rapportés aux valeurs initiales (a) et masse de sol de l'échantillon (b), comparés aux intégrales des profils obtenus par gammamétrie, pour l'essai INFILTRATION 1.
- Figure 3.9** Evolution des stocks d'eau et de particules solides entre les cotes 1 et 3 cm, et 2 et 3 cm, en fonction du temps (INFILTRATION 1).
- Figure 3.10** Flux macroscopiques d'eau et de particules solides, en fonction du temps, aux cotes $z = 1$ cm et $z = 2$ cm, par rapport au repère fixe (INFILTRATION 1).
- Figure 3.11** Courbe de gonflement du sol pour les cotes $z = 1$ cm et $z = 2$ cm, avec comme référence le volume de mesure (a) ou la masse de la phase solide (b) (INFILTRATION 1).
- Figure 3.12** Schéma d'une argile compactée au dessus de l'optimum PROCTOR (d'après KABBAJ, 1981).
- Figure 3.13** Modèle à trois droites pour la représentation des courbes de retrait-gonflement (d'après McGARRY et MALAFANT, 1987)
- Figure 3.14** Courbe de rétention d'eau dans le sol corrigée par l'effet du gonflement, en fonction de la teneur volumique en eau (a) et de l'humidité pondérale (b) pour le chemin suivi (INFILTRATION 1).
- Figure 3.15** Profils de teneur volumique en eau et de masse volumique sèche à l'équilibre (INFILTRATION 1).

- Figure 3.16** Diffusivité apparente de l'eau en fonction de la teneur en eau (a), et de la phase solide en fonction de la teneur en particules solides (b) (INFILTRATION 1).
- Figure 3.17** Evolution du rapport Conductivité DARCY/ Conductivité Apparente en fonction de la teneur volumique en eau pour le chemin d'infiltration-gonflement suivi (INFILTRATION 1).
- Figure 3.18** Conductivité hydraulique apparente, et de DARCY en fonction de la teneur en eau. Comparaison des approches eulérienne et lagrangienne (INFILTRATION 1).
- Figure 3.19** Schéma de principe pour le calcul de la diffusivité matérielle en utilisant la transformée de Boltzmann.
- Figure 3.20** Profil type Indice d'humidité-variable de Boltzmann (unique) pour le calcul du coefficient de diffusion matériel, toutes cotes de mesure confondues (INFILTRATION 1).
- Figure 3.21** Diffusivité matérielle en fonction de l'indice d'humidité (INFILTRATION 1).
- Figure 3.22** Profils de teneur volumique en eau et de masse volumique sèche pour l'essai d'infiltration-gonflement sur du Limon+Bentonite remanié-compacté (INFILTRATION 1 bis).
- Figure 3.23** Courbe de gonflement du sol pour les essais INFILTRATION 1 bis, avec comme référence le volume, toutes cotes de mesure confondues.
- Figure 3.24** Evolution du rapport Conductivité DARCY/ Conductivité Apparente en fonction de la teneur en eau pour le chemin d'infiltration-gonflement suivi ; matériau remanié compacté (INFILTRATIONS 1 et 1 bis).
- Figure 3.25** Conductivité hydraulique de DARCY en fonction de la teneur en eau, par l'approche eulérienne, pour les essais : INFILTRATION 1 et 1 bis.
- Figure 3.26** Profils de teneur volumique en eau et de masse volumique sèche pour l'essai d'infiltration-gonflement dans le mélange Limon + Bentonite préconsolidé (INFILTRATION 2).
- Figure 3.27** Courbe de gonflement du sol pour les essais INFILTRATION 1 (matériau compacté) et 2 (matériau préconsolidé), avec comme référence le volume de mesure.
- Figure 3.28** Evolution du rapport Conductivité de DARCY/ Conductivité Apparente en fonction de la teneur en eau pour les chemins d'infiltration-gonflement suivis ; matériaux compacté et préconsolidé (INFILTRATIONS 1 et 2).
- Figure 3.29** Conductivité hydraulique de DARCY en fonction de la teneur en eau, par l'approche eulérienne, pour les essais : INFILTRATION 1 et 2.

A U T O R I S A T I O N de S O U T E N A N C E

VU les dispositions de l'Arrêté du 23 novembre 1988 relatif aux Etudes doctorales

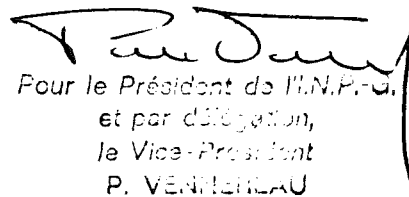
VU les rapports de présentation de

- Monsieur F.DARVE
- Monsieur B.CLOTHIER

Monsieur ANGULO JARAMILLO Rafael

est autorisé(e) à présenter une thèse en soutenance en vue de l'obtention du diplôme de DOCTEUR de L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE, spécialité "Mécanique"

Fait à Grenoble, le 28 Novembre 1989


Pour le Président de l'I.N.P.G.
et par délégation,
le Vice-Président
P. VENTRELAU

**Thèse de Doctorat de l'Institut National
Polytechnique de Grenoble**

Titre de l'ouvrage :

**CARACTERISATION HYDRODYNAMIQUE
DES SOLS DEFORMABLES
PARTIELLEMENT SATURES. ETUDE
EXPERIMENTALE A L'AIDE DE LA
SPECTROMETRIE GAMMA DOUBLE-
SOURCES**

Nom de l'auteur :

Rafael ANGULO-JARAMILLO

Etablissement :

Institut National Polytechnique de Grenoble

RESUME

Une méthode est proposée pour déterminer la conductivité hydraulique, en fonction de la concentration en eau, de milieux poreux partiellement saturés susceptibles de se déformer. Elle est fondée sur la description Eulérienne de transferts d'eau et de particules solides. Elle s'appuie sur l'analyse en régime transitoire des profils d'humidité et de masse volumique sèche obtenus par spectrométrie gamma double-sources, spécialement développée à cet effet, couplée à des mesures de pression capillaire par tensiométrie. Les résultats présentés sont relatifs à des expériences d'infiltration verticale d'eau dans des matériaux poreux compactés et gonflant librement.

Le bon accord, entre les valeurs déterminées par l'approche Lagrangienne, également mise en oeuvre, et celles dans le cadre de la description Eulérienne confirme la pertinence des hypothèses sous-tendant cette dernière. De plus, elle apparaît séduisante dans la mesure où elle peut constituer une formulation générale des écoulements d'eau, incluant les milieux déformables et rigides.

MOTS CLES

Gammamétrie double-sources ; Infiltration-tensiométrie ; Diffusivité capillaire ; Approche eulérienne ; Approche lagrangienne.