



HAL
open science

Comportement mécanique et hydraulique des sols soumis à une pression interstitielle négative - Etude expérimentale et modélisation

Said Taibi

► **To cite this version:**

Said Taibi. Comportement mécanique et hydraulique des sols soumis à une pression interstitielle négative - Etude expérimentale et modélisation. Mécanique [physics.med-ph]. Ecole Centrale Paris, 1994. Français. NNT: . tel-00257984

HAL Id: tel-00257984

<https://theses.hal.science/tel-00257984>

Submitted on 20 Feb 2008

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

Said TAIBI

Ingénieur Génie civil
de l'Ecole Nationale Polytechnique d'Alger

pour l'obtention du

GRADE DE DOCTEUR

FORMATION DOCTORALE: Mécanique des sols-structures

SPECIALITE: Mécanique des sols

LABORATOIRE D'ACCUEIL: Laboratoire de Mécanique des Sols, Structures
et Matériaux, Ecole Centrale Paris

SUJET

**Comportement mécanique et hydraulique
des sols soumis à une pression interstitielle négative
-Etude expérimentale et modélisation-**

Soutenue le 20 Décembre 1994, devant le jury composé de:

J. BIAREZ	<i>Président</i>
A. GENS	<i>Rapporteur</i>
S.J. WHEELER	<i>Rapporteur</i>
J.C. VERBRUGGE	<i>Examineur</i>
A. GOMES CORREIA	<i>Examineur</i>
B. FELIX	<i>Examineur</i>
J.M. FLEUREAU	<i>Examineur</i>

1994-59

Résumé

La thèse présente un ensemble de résultats expérimentaux sur des sols soumis à une pression interstitielle négative sur différents chemins: drainage-humidification, oedométrique, triaxial, etc... Ceux-ci mettent en évidence les différents domaines de comportement du sol et les aspects spécifiques du comportement dans chaque domaine: saturé, quasi-saturé, faiblement saturé.

Parallèlement, une modélisation à partir d'arrangement réguliers de billes est proposée et validée par confrontation avec les résultats expérimentaux; cette approche permet d'expliquer un certain nombre de comportements observés dans la réalité et est à la base d'une modélisation élasto-plastique du comportement des sols partiellement saturés utilisant un concept de contraintes effectives généralisées.

L'étude est complétée par des mesures de perméabilités polyphasiques dans différents matériaux et la recherche d'une plus grande cohérence entre toutes les propriétés de ces matériaux.

Abstract

The thesis presents an experimental study of soils submitted to a negative pore pressure on different paths: Drying-wetting, oedometric, triaxial etc... The results highlight the existence of different domains in the behaviour of soils and the specific aspects of each domain: saturated, quasi-saturated, at low degrees of saturation.

At the same time, a constitutive model based on regular packings of balls is proposed. The predictions of the model were compared to the experimental results. This approach can explain many types of behaviour observed in reality, and it is used in an elasto-plastic constitutive model of partly saturated soils based on a generalised effective stress concept.

In addition, measurements of polyphasic permeabilities in several materials were performed in order to find a general framework to explain the properties of these materials.

REMERCIEMENTS

Au terme de ce travail (réalisé dans le cadre du GRECO Géomatériaux, groupes « sols non saturés » et « Interactions »), je tiens à exprimer mes plus vifs et sincères remerciements à Messieurs: Jean Biarez, Professeur à l'Ecole Centrale de Paris, ancien directeur du laboratoire de Mécanique (Sols, Structures & Matériaux) et Jean- Marie Fleureau, Professeur à l'Ecole Centrale de Paris, pour les conditions de travail qu'ils m'ont réservées, leur disponibilité et les longues discussions constructives qui sont à l'origine de l'élaboration de cette thèse. Qu'ils trouvent ici l'expression de ma reconnaissance et ma profonde gratitude.

Je voudrais exprimer ma reconnaissance aux personnalités qui ont bien voulu me faire l'honneur et l'amitié de participer au jury:

- Monsieur A. Gens, Professeur à l'université de Catalunya.*
- Monsieur S.J. Wheeler, Professeur à l'université d'Oxford.*
- Monsieur J.C. Verbrugge, Professeur à la fac. des sci. agronom. de Gembloux*
- Monsieur A. Gomes Correia, Professeur à l'Inst. Sup. Techn. de Lisbonne.*
- Monsieur B. Félix, Ingénieur à l'ANDRA.*

Qu'il me soit également permis de remercier les techniciens du laboratoire pour la qualité de l'assistance technique qu'ils nous ont apportée. Je voudrais témoigner de l'aide cordiale que j'ai reçue de tout le personnel du Laboratoire, notamment de l'équipe « Sols non saturés » .

Merci enfin à ma famille de m'avoir supporté et soutenu.

SOMMAIRE

Remerciements

Sommaire

INTRODUCTION GENERALE

CHAPITRE I

COMPORTEMENT DES SOLS SUR CHEMINS DE DRAINAGE ET D'HUMIDIFICATION
--

I-1- Introduction	1
I-2- Classification des sols non saturés	3
I-2.1- <u>Première classe</u> : Phase liquide (eau) discontinue ($k_w=0$)	3
I-2.2- <u>Deuxième classe</u> : Phase gazeuse (air) discontinue ($k_a=0$)	5
I-2.3- <u>Troisième classe</u> : Phases eau et air continues ($k_w, k_a \neq 0$)	5
I-2.4- <u>Quatrième classe</u> : Cas particuliers des sols structurés en agrégats ("mottes")	5
I-3- Représentation globale et description des chemins de dessiccation-humidification	7
I-3.1. Cycle de dessiccation-humidification dans le plan indice des vides - pression négative	
I-3.2-. Représentation globale des changements d'état	7
I-4- Application aux matériaux étudiés	11
I-4.1. Comportement des matériaux remaniés préparés sous forme de pâte saturée	16
I-4.1.1. Chemins normalement consolidés (NC) de dessiccation	16
I-4.1.2. Chemins de dessiccation sur sol surconsolidé, initialement saturé (OC)	20
I-4.1.3-. Chemins d'humidification sur échantillons non saturés, préparés par séchage à partir d'une pâte	26
I-4.2. Chemins de dessiccation et d'humidification sur échantillons compactés de l'argile de Vieupré.	26
I-5- Synthèse du comportement des sols soumis à une pression interstitielle négative.	33
I-6- Remarques concernant la notion de "contrainte effective" dans les sols soumis à une pression interstitielle négative	42
I-7- Conclusions	48

Chapitre II

Comportement mécanique des sols saturés et quasi-saturés soumis à une pression interstitielle négative

II.1- Introduction	49
II.2- Comportement sur chemin oedométrique	50
II.2.1- Dispositifs expérimentaux	50
II.2.1.1- Oedomètre osmotique	50
II.2.1.2- Oedomètre à surpression d'air	50
II.2.2- Comportement d'une Kaolinite : argile jaune P300	53
II.2.2.1- Chemins à pression imposée par la méthode osmotique	53
II.2.2.2- Chemins à pression imposée par la méthode de surpression d'air	56
II.2.2.3- Comparaison des résultats obtenus par les deux techniques	56
II.2.2.4- Rôle du chemin suivi en contrainte totale et pression interstitielle	56
II.2.3- Comportement d'une Montmorillonite	61
II.3- Comportement sur chemin triaxial	66
II.3.1- chemins triaxiaux non drainés avec mesure de la pression négative sur la kaolinite P300.	66
II.3.1.1- Dispositif expérimental	66
II.3.1.2- Préparation des échantillons: NC et OC.	68
II.3.1.3- Résultats et discussion	72
II.4- Conclusion	81

Chapitre III

Paramètres de pression interstitielle et leurs relations avec les paramètres apparents à la rupture dans les sols

Introduction	82
Première partie: Etude bibliographique	83
III.1- Evolution de la pression interstitielle dans les sols	83
III.1.1- Compressibilité du fluide interstitiel	83
III.1.1.1- Compressibilité de l'air	83
III.1.1.2- Compressibilité de l'eau	84
III.1.1.3- Compressibilité du mélange air-eau	84
III.1.2- Paramètres de pression interstitielle	86
III.1.2.1- Pression développée sur chemin oedométrique	86
III.1.2.2- Pression développée sur chemin isotrope	90
III.1.2.3- Pression développée sur chemin triaxial	96
III.1.3- Quelques résultats expérimentaux de la littérature	97
III.2- Paramètres de plasticité parfaite apparents (ϕ_{ap}, c_{ap})	105
- Travaux de Kyvellos (1955)	
- Travaux de Bellier (1968)	
- Travaux de Manojlovic (1979)	
Deuxième partie: Etude expérimentale	110
III.3- Etude de l'évolution de la pression interstitielle: application au matériau du noyau de barrage de la Verne	110
III.3.1- Caractéristiques du matériau	110
III.3.2- Préparation des échantillons	111
III.3.3- Comportement sur chemin isotrope	113
III.3.3.1- Résultats et discussion	113
III.3.3.2- Prédiction du paramètre B	116

III.3.4- Comportement sur chemin triaxial	134
III.3.4.1- Résultats et discussion	134
III.3.4.2- Prédiction du paramètre A	136
III.3.5- Expression de (φ_{ap}, c_{ap}) en fonction des paramètres de pression interstitielle A et B.	142

CHAPITRE IV

COMPORTEMENT MECANIQUE DES SOLS NON SATURES

Introduction	149
IV. 1- Résultats récents de la littérature.	150
IV.1.1- Chemins oedométrique et isotrope	150
a) Chemins "drainés"	150
Travaux de Verbrugge (1985)	
Travaux de Vicol (1990)	
Travaux de Ghliiss (1990)	
b) Chemins "non drainés"	153
Travaux de Takla (1989)	
Travaux de Zerhouni (1991)	
IV.1.2- Chemins triaxiaux et de cisaillement simple.	158
a) Travaux d'Escario (1988)	158
b) Travaux de Zerhouni (1991)	161
c) Travaux de Wheeler et Sivakumar (1992)	163
d) Travaux de Ridley (1993)	165
IV.2- Comportement du limon de Sterrebeek non saturé	168
IV.2.1- Chemin oedométrique à pression interstitielle négative imposée.	168
IV.2.1.1- Description des essais	168
IV.2.1.2- Résultats et discussion	168
IV.2.2- Chemin triaxiaux avec mesure de la pression interstitielle négative	170
IV.2.2.1- Essais triaxiaux saturés normalement consolidés non drainés	170
a) Consolidation isotrope saturée	170
b) Essais triaxiaux saturés non drainés	170
IV.2.2.2- Essais triaxiaux non saturés "NC et OC non drainés"	174
a)- Description des essais	174
b) Résultats et discussion	175
c) Conclusion	183

CHAPITRE V

MODELISATION DES SOLS PARTIELLEMENT SATURES

Introduction	184
V-1- Etude bibliographique: Modèles en variables indépendantes.	185
V.1.1- Modèle d'Alonso et Gens	185
V.1.2- Modèle basés sur les surfaces d'état	190
V-2- Proposition d'un modèle en "contraintes effectives" à partir d'un milieu discontinu constitué d'assemblages réguliers de billes de même diamètre	192
V-2.1- Théorie	192
V-2.1.1- Construction du modèle dans le Milieu Discontinu	192
V-2.1.1.1- Hypothèses	192
V-2.1.1.2- Forces capillaires	192
V-2.1.2- Passage au Milieu Continu	196
V-2.1.2.1- Assemblages réguliers de sphères	196
V-2.1.2.2- Définition de la contrainte capillaire σ'_u	196
V-2.1.2.3- Variations de la fonction σ'_u	196
V-2.1.2.4- Influence du diamètre des grains	200
V-2.1.2.5- Effet d'une contrainte isotrope extérieure	200
V-2.1.2.6- Module élastique isotrope	203
V-2.1.2.7- Cohésion capillaire	203
V-2.1.2.8- Cas particulier des billes indéformables	207
V-2.1.2.9- Cas où les billes ne sont plus en contact	209
V-2.2- Comparaison des prédictions du modèle et des résultats expérimentaux	215
V-2.2.1- Chemins de drainage-humidification	215
V-2.2.2- Comportement en petites déformations	220
V-2.2.3- Chemins de compression isotrope	220
V-2.2.3- Critère de rupture de matériaux argileux et sableux	221
V-2.2.3.1- Chemins de cisaillement simple	221
V-2.2.3.2- Chemins de compression simple	230
V-2.2.3.3- Chemins Triaxiaux	238
V-2.2.4- Estimation de la pression de gonflement	249
V-2.3- Intégration du modèle dans la loi élastoplastique de Hujeux (thèse de Abou Bekr)	255
V-3- Conclusions	261

CHAPITRE VI

ÉCOULEMENTS POLYPHASIQUES DANS LES SOLS NON SATURÉS

-PERMEABILITÉS RELATIVES-

Introduction	262
VI.1- Etude bibliographique	263
VI.1.1- Écoulements monophasiques: Validité de la loi de Darcy.	263
VI.1.1.1- Perméabilité à l'eau	263
VI.1.1.2- Perméabilité à l'air	268
VI.1.2- Écoulements polyphasiques	279
VI.1.2.1- Introduction au concept de " <i>perméabilité relative</i> ".	279
VI.1.2.2- Validité de la loi de Darcy.	282
VI.1.2.3- Techniques de mesure des écoulements polyphasiques.	293
VI.1.2.3.1- Méthode des flux stabilisés ou mesure en régime permanent.	
VI.1.2.3.2- Méthode d'infiltration ou mesure en régime non permanent.	296
VI.1.2.3.3- Méthode indirecte de détermination des perméabilités à partir des courbes de dessiccation et d'humidification: Modèle de Van genuchten	301
VI.2- Appareil développé et résultats obtenus :	310
Perméamètre à surpression d'air.	
VI.2.1- Introduction.	310
VI.2.2- conception, principe de fonctionnement.	310
VI.2.3- Matériaux étudiés.	318
VI.2.4- Résultats expérimentaux, Interprétation des essais.	320
VI.2.5- Couplage des comportements mécanique et hydraulique des sols	330
VI.2.6- Prédiction des perméabilités relatives des matériaux étudiés à l'aide du modèle de Van Genuchten	333
VI.3- Conclusion.	342
CONCLUSION GENERALE	346
BIBLIOGRAPHIE	
ANNEXES	



INTRODUCTION GENERALE

Un des buts de la thèse est d'éclairer la complexité des sols non saturés au moyen de la méthode de la Mécanique des Milieux Continus appliquée au milieu discontinu formé de « grains ». Nous avons cherché à utiliser la même logique que pour les sols saturés (Biarez & Hicher, 1994), c'est à dire partir des propriétés du matériau discontinu polyphasique (grains solides- liquide- gaz), pour calculer le comportement du milieu continu.

La méthode de la Mécanique des Milieux Continus nécessite un classement du matériau discontinu:

I- Equations générales: valables pour tous les corps $F=m\Gamma.....$
- Thermodynamique

II- Lois de comportement:

1- des phases:

Solide:

- grains : E_g, ν_g si grains élastiques.
- inter-grains: Frottement (φ_μ) et éventuellement « colle » (ductile, fragile, visqueuse)

Dans cette étude, nous n'étudierons pas de « colle » en dehors de celle due à la capillarité de l'eau.

Liquide: Viscosité - Darcy

Gaz: Compressibilité volumétrique, Mariotte Boyle.

2- Inter-phases:

- Mouillabilité:
- Loi de Laplace: la différence des pressions de l'air u_a et de l'eau u_w dépend de l'inverse des rayons de courbure principaux de l'interface :

$$(u_a - u_w) = T \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right)$$

- Solubilité de l'air dans l'eau (Loi de Henry):
- Passage de l'eau de la phase liquide à gaz selon les tensions de vapeur.

III- Conditions aux limites:

1- mécaniques:

- action sur le solide: oedomètre....
- action sur le liquide: séchage-humidification:

2- géométriques des solide, liquide, gaz:

A) géométrie du solide: grains et arrangement des grains.

B) géométrie du liquide:

- *discontinu*: par exemple l'eau n'existe qu'aux points de contact entre grains (avec mouillabilité), la perméabilité K_w de l'eau est nulle.
- *continu*: K_w (S_r, \dots); cas particulier: saturation.

C) géométrie du gaz:

- *discontinu*: par exemple bulle de gaz ($K_a=0$). Le gaz et le liquide sont considérés comme une seule phase « fluide » compressible.
- *continu*: K_a (S_r, \dots)

Le calcul du matériau discontinu nécessite la connaissance de la géométrie du solide. On constate qu'il est nécessaire d'avoir au moins deux catégories de particules selon la préparation du matériau:

A)

- **grains élastiques**: dissociables dans l'eau. A l'origine, des grains sédimentent dans l'eau.
- **pâtes saturées**: préparées aux $w > w_L$

En général, la granulométrie des sols argileux change peu à la suite des déformations plastiques courantes du milieu continu saturé. Si l'argile saturée est dense, on peut augmenter sa teneur en eau par mélange pour obtenir $w = w_L$ ou $w = 2w_L$ sans perturber la granulométrie.

B) Mottes: Une motte est formée de grains liés par une cohésion (capillaire...) et caractérisée par un indice des vides et des propriétés mécaniques propres à chaque motte. Il existe une granulométrie à l'intérieur des mottes et un indice des vides entre mottes. Si le compactage crée des contraintes supérieures à la résistance mécanique des mottes, on peut écraser celles-ci et revenir au cas des pâtes précédentes, sinon les lois de comportement sont différentes.

IV- Calculs:

Les calculs permettant de passer du milieu discontinu au milieu continu sont complexes. Ils vont s'améliorer avec les progrès des ordinateurs, mais la méthode peut être appliquée à des cas élémentaires, par exemple à des arrangements réguliers de billes avec eau pour essayer d'améliorer nos connaissances sur les lois de comportement des sols, en particulier pour le passage des sols saturés aux sols non saturés.

Expérimentations:

Nous avons procédé par étapes, en étudiant d'abord expérimentalement le rôle de la pression interstitielle négative d'eau sur le comportement des sols, dans les domaines où ceux-ci restent saturés, et ensuite non saturés, en mettant en évidence les aspects propres à chaque domaine.

Le premier chapitre de la thèse est consacré au rôle de la pression interstitielle négative dans le comportement des sols sur des chemins de drainage-humidification (rôle de l'état initial...). La représentation de ce comportement dans 5 plans permet de mettre en relation la pression interstitielle négative u_w et les paramètres du matériau (e, S_r, w), et de définir clairement deux domaines principaux: un premier domaine où le sol reste saturé: dans ce cas, la relation de contrainte effective de Terzaghi reste valable pour les chemins Normalement Consolidés (NC) repérés par w_L et w_p et Surconsolidés (OC). Dans un second domaine, le sol est non saturé. Il est caractérisé par un arrêt des variations de volume malgré la diminution de u_w , alors que la résistance mécanique ne cesse de croître. Ces constatations sont en accord avec le calcul des forces capillaires responsables de cette augmentation de résistance, mais qui ne provoquent pas de variation de volume.

Dans le second chapitre, nous avons étudié le rôle d'une contrainte mécanique sur le comportement des sols soumis à une pression interstitielle négative, en restant dans le domaine

saturé. Cette étude menée sur une kaolinite (P300) Normalement Consolidée et Surconsolidée, a permis d'étendre la validité de la relation de Terzaghi aux chemins oedométriques et triaxiaux.

Le chapitre III aborde le cas des sols qui sont proches de la saturation ($0.8 < S_r < 1$). C'est un domaine intermédiaire entre le cas saturé et le cas franchement désaturé. Dans ce domaine, le fluide interstitiel est composé d'une phase liquide continue (eau) et d'une phase gazeuse discontinue (air). Cette phase gazeuse se trouve sous forme de petites bulles isolées dans les interstices. Nous avons étudié l'évolution des paramètres de pression interstitielle définis par Bishop et Skempton sur les chemins isotrope et déviatoire dans le cas du matériau compacté provenant du noyau du barrage de la Verne. Par ailleurs, nous avons cherché à établir une relation entre les paramètres apparents de résistance maximale (ϕ_{ap}, c_{ap}) et les paramètres de pression interstitielle A et B. La formule des contraintes effectives de Terzaghi est acceptable avec un seul fluide compressible.

Dans le chapitre IV, nous abordons le comportement mécanique des sols franchement désaturés. L'étude réalisée sur le limon de Sterrebeek a permis de mettre en évidence:

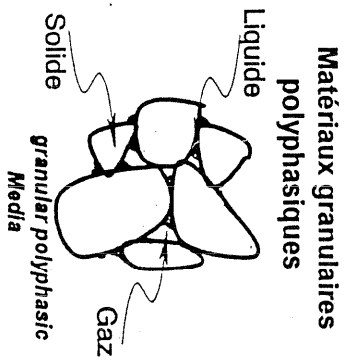
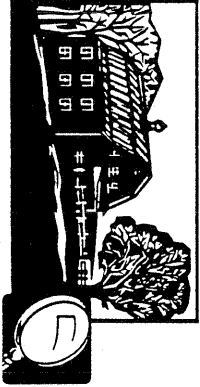
- sur le chemin oedométrique: une augmentation de la limite élastique de préconsolidation avec la pression interstitielle négative dans le plan $[\log(\sigma - u_w), e]$.
- sur chemin triaxial: une non linéarité du critère de rupture dans le plan $[p - u_w, q]$.

Ces constatations rejoignent celles faites par d'autres chercheurs (Wheeler 1992, Ridley 1993...), et permettent de conclure à la non validité de la relation de contrainte effective telle qu'elle a été énoncée par Terzaghi. Nous avons donc cherché dans le chapitre suivant à préciser le rôle des forces entre grains dues à la capillarité.

La modélisation du comportement des sols non saturés présentée au chapitre V s'appuie sur les résultats expérimentaux présentés dans les différents chapitres. Elle est abordée à partir d'un calcul du milieu discontinu basé sur la recherche des forces intergranulaires qui peuvent faire intervenir l'angle de frottement intergrains (ϕ_μ) et celui du milieu continu (ϕ_{pp}), (ϕ_{cu}) ou M. Le passage des forces capillaires à un tenseur de contrainte et complexe; mais associé à un modèle d'écroûissage spécial, il présente de nombreux avantages, notamment en assurant un passage logique du milieu saturé au milieu non désaturé, à condition de disposer d'une définition correcte de la contrainte capillaire, contribution de la pression négative à la contrainte effective. Un modèle composé d'arrangements réguliers de sphères permet de comprendre des aspects essentiels du comportement des milieux granulaires en disposant d'un milieu bien défini du point de vue géométrique et mécanique. En effet, toutes les grandeurs peuvent s'exprimer d'une façon analytique, même si les nécessaires simplifications du modèle nuisent quelque peu à sa représentativité vis-à-vis d'un milieu granulaire réel.

La résolution d'un problème « aux limites » nécessite, en plus de la loi de comportement du matériau non saturé (locale), de disposer des relations $k_w(S_r; u_a - u_w)$ et $K_a(S_r; u_a - u_w)$. Nous avons donc consacré le chapitre VI à l'étude des perméabilités polyphasiques (à l'air et à l'eau) dans les sols non saturés. Nous avons développé à cet effet un perméamètre à surpression d'air basé sur le principe des « flux stabilisés » ou « steady state », qui permet de déduire les perméabilités directement à partir des mesures dans le cas des matériaux très peu déformables puisque tous les paramètres demeurent constants pendant les mesures. En revanche, ce principe est expérimentalement compliqué, car il faut séparer les phases liquide et gaz aux bords de l'échantillon, grâce à des membranes semi-perméables. Les mesures ont été effectuées sur quatre matériaux compactés. Par ailleurs, une comparaison entre les perméabilités relatives à l'eau mesurées, et les prédictions du modèle de Van Genuchten, est présentée.

INTRODUCTION



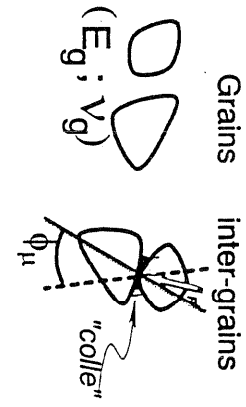
MILIEU DISCONTINU



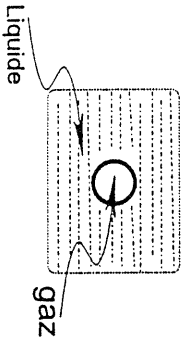
Solide

Fluides (Liquide, gaz)

Mouillabilité des grains solides par les fluides

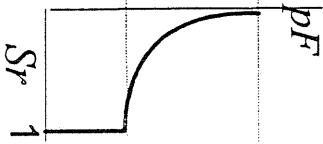
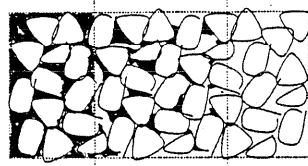
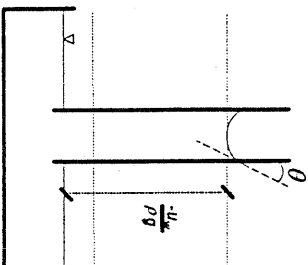


chaque fluide (compressibilité...)



interaction entre phases

Solubilité (Henry)
Liquide - vapeur
Capillarité (Laplace)



CHAPITRE I

COMPORTEMENT DES SOLS SUR CHEMINS DE DRAINAGE ET D'HUMIDIFICATION

I-1- Introduction

Lorsqu'on s'intéresse au comportement des sols à pression interstitielle négative, l'étude des chemins de dessiccation-humidification (dans lesquels le paramètre moteur essentiel est la pression interstitielle négative, en l'absence de contrainte extérieure) est un passage obligé; en effet, elle présente un double intérêt, d'une part parce qu'elle permet de mettre en évidence le rôle de la pression interstitielle négative à laquelle est soumis le sol et de comprendre cet aspect important de son comportement, d'autre part parce que de nombreux phénomènes réels suivent, en première approximation, des chemins de dessiccation ou d'humidification : retrait-gonflement des sols à faible profondeur lors de variations du niveau de la nappe phréatique, géotechnique routière, etc.

Il est habituel de distinguer dans la pression interstitielle mesurée dans un sol deux composantes (Fleureau 1992):

- une composante "osmotique" due à un déséquilibre de composition ionique entre l'eau interstitielle et la surface des particules solides (Krahn & Fredlund, 1972, Verbrugge, 1974). Ce terme ne joue aucun rôle dans le comportement mécanique du sol, mais il intervient pour perturber certains types de mesures et il convient donc de savoir l'estimer précisément;

- une composante "matricielle" qui représente le véritable paramètre du comportement rhéologique du sol. Au niveau microscopique, le concept de pression négative matricielle fait intervenir à la fois les propriétés capillaires du milieu, caractérisées par le "rayon des pores" et l'affinité de l'interface liquide-gaz pour le solide, et les propriétés d'adsorption des minéraux argileux et des ions superficiels (Tessier, 1984).

Plusieurs chercheurs (Everett, 1955; Poulouvassilis, 1970; Mualem, 1974, 1977) ont tenté de donner des descriptions mathématiques de la courbe de pF - c'est-à-dire de la relation entre le logarithme de la pression négative et le degré de saturation - pour un milieu rigide, basées sur une généralisation de la loi de Laplace pour un matériau formé de capillaires interconnectés de différentes tailles. Les résultats de Mualem permettent de prédire avec une bonne précision la forme des petits cycles de dessiccation-humidification, connaissant les enveloppes formées par le premier chemin de dessiccation à partir d'un matériau sous forme de pâte et le chemin d'humidification de ce matériau après séchage à l'étuve. D'autres auteurs (Andrei, 1977; Seker, 1980; Van Genuchten, 1980) ont proposé des expressions purement mathématiques des courbes de pF , dont les paramètres ont été ensuite corrélés aux limites d'Atterberg des sols (Sinninger & Seker, 1984; Fry, 1991). Dans tous les cas, ces approches ne prennent pas en compte la compressibilité du matériau.

Par ailleurs, l'analyse statistique de données expérimentales a conduit certains chercheurs (Lloret & Alonso, 1985, Suraj de Silva, 1987) à proposer des équations des "surfaces d'état", c'est-à-dire des relations entre la pression interstitielle négative, la contrainte totale et l'indice des vides ou le degré de saturation. Ces expressions peuvent être utilisées, entre autres, pour connaître la forme des courbes $e(-u_w)$ ou $S_r(-u_w)$ à contrainte nulle, mais elles sont extrêmement dépendantes des sols étudiés et de leur état initial et elles ne peuvent être extrapolées.

Nous présentons dans ce chapitre des résultats expérimentaux de dessiccation et d'humidification obtenus sur trois matériaux différents, dans plusieurs états initiaux, pour lesquels nous avons essayé de mettre en évidence les caractéristiques essentielles des courbes et de relier les paramètres correspondants aux grandeurs significatives telles que w_L (sols argileux) ou D_{60}/D_{10} (matériaux granulaires).

I-2- Classification des sols non saturés

Le comportement des sols soumis à une pression interstitielle négative est très liée à l'état hydrique d'une part, et au mode de fabrication de l'autre. Un premier classement nous semble nécessaire pour mieux comprendre les différences de leurs comportements mécaniques. Ce classement peut être énoncé comme suit:

Considérons un milieu triphasique partiellement saturé (grains solides, eau et air); en fonction de son état hydrique, on peut distinguer quatre types principaux de comportement (Fig I.1)

I-2.1- Première classe: Phase liquide (eau) discontinue ($k_w=0$)

L'eau forme des ménisques au point de contact entre particules; la pression à l'intérieure du ménisque est négative ($u_w < u_a$). La phase air est continue ($K_a \neq 0$) et sa pression joue un rôle, aussi bien que la pression de l'eau, dans la formulation de la force capillaire. La Fig I.2 représente ce cas.

Du fait de la pression négative de l'eau, les ménisques exercent sur les particules des forces d'attraction normales aux plans tangents. Ces forces ne peuvent donc pas provoquer de réarrangement des grains ou de changements de volume; elles contribuent néanmoins à la résistance du milieu. Expérimentalement, on rencontre ces conditions pour des teneurs en eau inférieures à la limite de retrait.

Considérons deux billes de même diamètre ($D = 2R$), entre lesquelles s'est formé un ménisque (Fig I.2 a).

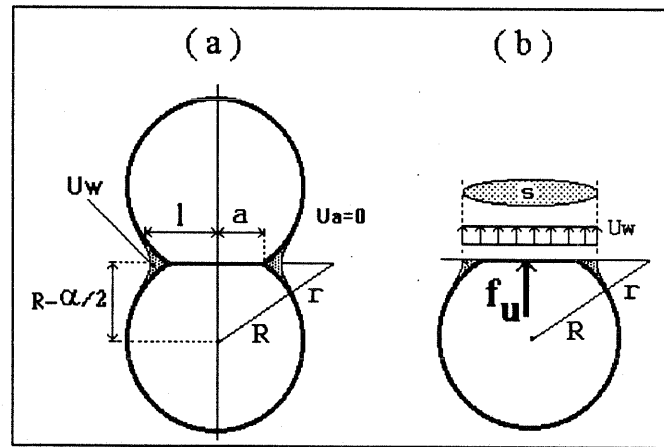


Fig. I.2 - Phase eau discontinue

La "force capillaire" f_u due au ménisque entre les deux sphères peut s'exprimer comme le produit de la pression négative et de S , section du ménisque dans le plan tangent (Fig I.2 b) :

$$f_u = (u_a - u_w) \cdot S = -u_w \cdot S ,$$

D'après la loi de Laplace, la pression négative est égale au produit de la tension superficielle par la somme des 2 courbures principales, de rayons r et l :

$$f_u = T \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{l} \right) \cdot S$$

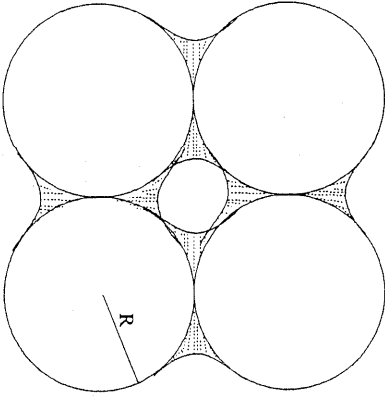
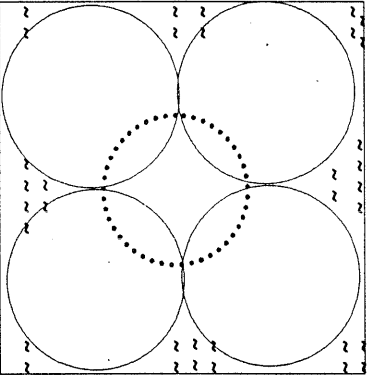
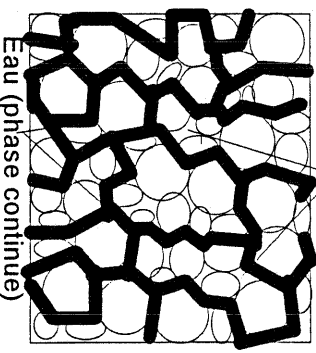
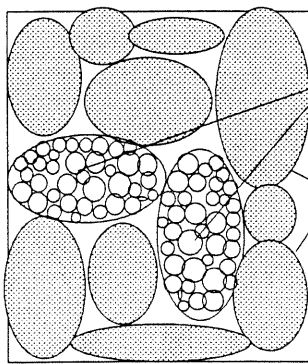
	Classe 1	Classe 2	Classe 3	Classe 4
k_w	$=0$	$\neq 0$	$\neq 0$	
k_a	$\neq 0$	$=0$	$\neq 0$	
			 <p>Air (phase continue) Eau (phase continue)</p>	 <p>Grains Mottes</p>

Fig 1.1 - Classification des sols en fonction de leurs degré d'humidité et leurs granulométrie

I-2.2- Deuxième classe: Phase gazeuse (air) discontinue ($k_a=0$)

L'air forme alors des bulles isolées à l'intérieur de l'eau, sans contact avec les grains. La présence des bulles d'air rend l'eau beaucoup plus compressible. On peut admettre alors que la notion de contrainte effective de Terzaghi est valable. Pour des grains de forme irrégulière, ou pour un arrangement irrégulier de grains sphériques, Biarez (1962) a montré que la résultante des forces externes n'était généralement pas perpendiculaire aux plans tangents : elle est donc susceptible de provoquer des déformations volumiques du milieu.

Pour un ensemble de billes de même diamètre initialement saturé, le processus de drainage suit un mécanisme souvent appelé "ink bottle", selon lequel le volume poral reste saturé tant que la pression capillaire n'est pas suffisante pour permettre le passage d'une bulle d'air sphérique à travers les seuils des pores les plus petits : le rayon de courbure et la pression négative correspondante sont appelés respectivement $r(A)$ et $-u_{wd}$. Ce point (A) est le point d'entrée d'air. Une fois que la pression négative atteint $-u_{wd}$, elle reste constante pendant la désaturation, car elle est supérieure en valeur absolue à la pression négative nécessaire pour vider les pores plus gros existant entre les billes. Ce mode de désaturation cesse lorsqu'il ne reste plus que des ménisques d'eau autour des points de contact entre les particules, c'est-à-dire au moment où la phase eau devient discontinue et la phase air continue. Le point correspondant est par conséquent situé sur la courbe de dessiccation-humidification obtenue au paragraphe précédent. On peut, de cette façon, construire la courbe de dessiccation du matériau (Fig I.3).

De la même façon, la pression négative correspondant au point C sur la courbe d'humidification ($-u_w(C)$) est plus petite que la pression nécessaire pour passer à travers les seuils de pores, ce qui signifie que le milieu va se saturer complètement sous cette même pression $-u_w(C)$. Les chemins de dessiccation et d'humidification de ce matériau "idéal" sont entièrement définis par le diamètre des billes et le type d'assemblage. On remarque l'existence d'une hystérésis entre ces deux chemins, qui est due seulement à la topologie du réseau poreux, indépendamment de l'hystérésis des angles de contact dont l'effet s'ajouterait à celui-ci.

Un point particulier peut être marqué sur la courbe de dessiccation, correspondant à des bulles d'air coincées entre les billes et complètement entourées d'eau. Le diamètre de ces bulles est tel que le système est en équilibre sous la pression ($-u_{wd}$), avec un degré de saturation bien défini (point A' sur le diagramme). Expérimentalement, on pourrait rencontrer cette situation en provoquant la cavitation de l'eau interstitielle.

I-2.3- Troisième classe: Phases eau et air continues ($k_w, k_a \neq 0$)

Expérimentalement, ce cas est observé dans les sols réels dans un domaine du degré de saturation dans lequel, les perméabilités à l'air et à l'eau sont différentes de 0 (cf chapitre VI). En effet, dès que la pression de désaturation est atteinte sur le chemin de drainage, il se produit une baisse brusque du degré de saturation; à ce moment, les pores qui sont remplis d'air communiquent entre eux, pendant que la phase eau reste continue. Cependant, cette possibilité ne peut pas exister dans un arrangement régulier de sphères puisque les diamètres des seuils de pores sont tous égaux et la saturation de ces seuils implique la saturation complète du milieu poreux.

I-2.4- Quatrième classe: Cas particuliers des sols structurés en agrégats ("mottes")

Le paramètre caractéristique du diamètre des grains (D_{10}) dans les argiles est généralement de l'ordre de quelques dixièmes de microns; Une fois humidifiées, les particules forment de petits agrégats, ou mottes, dont la dimension est de l'ordre de quelques millimètres, voire de quelques centimètres. Le comportement du sol compacté contenant des mottes est radicalement

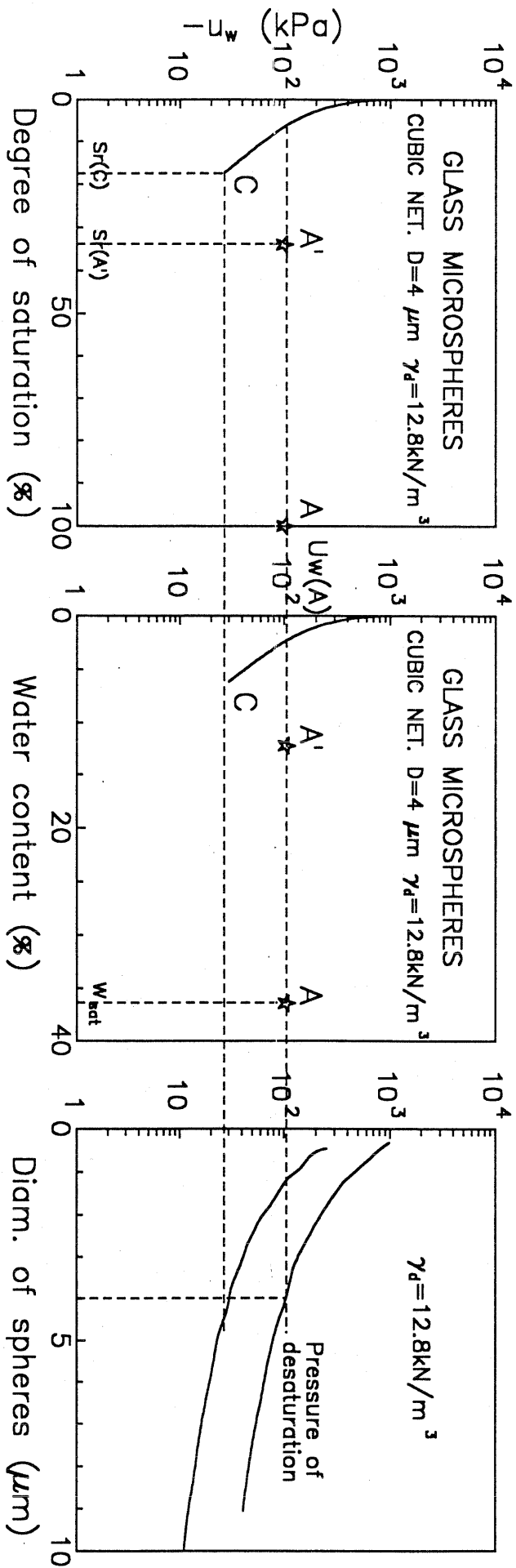


Fig I.3 - Chemins de dessiccation et d'humidification d'un arrangement cubique de billes de 4 μm de diamètre.

différent du comportement du sol constitué de grains "individuels" (lorsque il est fabriqué à partir d'une pâte par exemple) (Schreiner 1991, Tessier 1984, Alonso 1987). Il existe une granulométrie des mottes et un indice des vides entre mottes. Par ailleurs, chaque motte est formée de grains liés par une cohésion (capillaire...) et caractérisée par un indice des vides propre à chaque motte. Si le compactage crée des contraintes supérieures à la résistance mécanique des mottes, on peut écraser celles-ci et revenir au cas des "pâtes" (grains sédimentant dans l'eau), sinon les lois de comportement sont différentes.

I-3- Représentation globale et description des chemins de dessiccation-humidification

I-3.1. Cycle de dessiccation-humidification dans le plan indice des vides - pression interstitielle négative

Afin de comparer l'effet d'une contrainte totale et d'une pression négative sur les variations de volume d'un sol, considérons un essai oedométrique classique, sur l'argile blanche saturée par exemple (Fig. I.4a) : Dans le plan $[\log(\sigma'_v) ; e]$, lorsque l'on augmente la contrainte, on observe deux domaines de comportement :

- pour les contraintes plus faibles que la contrainte verticale de consolidation (σ'_c), le comportement du sol surconsolidé est quasi-élastique (tant que l'OCR n'augmente pas trop) et se traduit par un segment de droite de pente C_s ; il ne s'agit pas dans ce cas de l'élasticité vraie des essais en petites déformations, puisque l'amplitude des déformations dépasse largement 10^{-4} (Hicher, 1985), mais d'une quasi-réversibilité volumétrique.

- pour les contraintes supérieures à cette limite élastique, le sol normalement consolidé se déforme plastiquement, avec écrouissage anisotrope du matériau. Le chemin suivi est sensiblement linéaire, de pente C_c , jusqu'à des contraintes d'une dizaine de MPa dans ce type d'argile, puis l'indice des vides tend asymptotiquement vers 0 (Naskos, 1985, Takla, 1989).

En partant d'une pâte, préparée à une teneur en eau égale à 1.5 fois la limite de liquidité de l'argile, on observe une allure analogue des courbes si l'on porte l'indice des vides en fonction du logarithme de la pression négative (Fig. I.4b). On retrouve en particulier l'existence d'un domaine surconsolidé jusqu'à la limite élastique ($-u_{wc} = 10$ kPa), suivi d'un domaine de déformations plastiques. Cependant, ce chemin présente une différence fondamentale par rapport au chemin oedométrique saturé : l'existence d'un palier quasi-horizontale lorsque la pression négative dépasse un seuil de l'ordre de 2 MPa pour l'argile blanche. L'humidification réalisée à partir du point de séchage maximum (à l'étuve) montre que, du point de vue des déformations volumiques, le palier correspond à un comportement réversible du sol.

I-3.2. Représentation globale des changements d'état

La Fig. I.5 représente le premier cycle de dessiccation-humidification de la pâte d'argile blanche, dont la teneur en eau initiale est égale à 1.5 fois la limite de liquidité: les 3 graphiques de la partie droite représentent les variations de l'indice des vides, du degré de saturation et de la teneur en eau avec la pression négative ou le pF. Sur les 2 graphiques de la partie gauche, l'indice des vides et le degré de saturation sont tracés en fonction de la teneur en eau.

Le premier graphe (A) est la courbe de retrait usuelle, où l'indice des vides remplace le volume total. Sur un chemin de dessiccation, le sol suit d'abord la droite de saturation, d'équation : $e = (\gamma_s / \gamma_w) w$. Ensuite, lorsque la teneur en eau décroît, l'indice des vides tend vers une valeur constante. La limite de retrait (w_{SL}) est définie comme la teneur en eau du sol saturé correspondant à

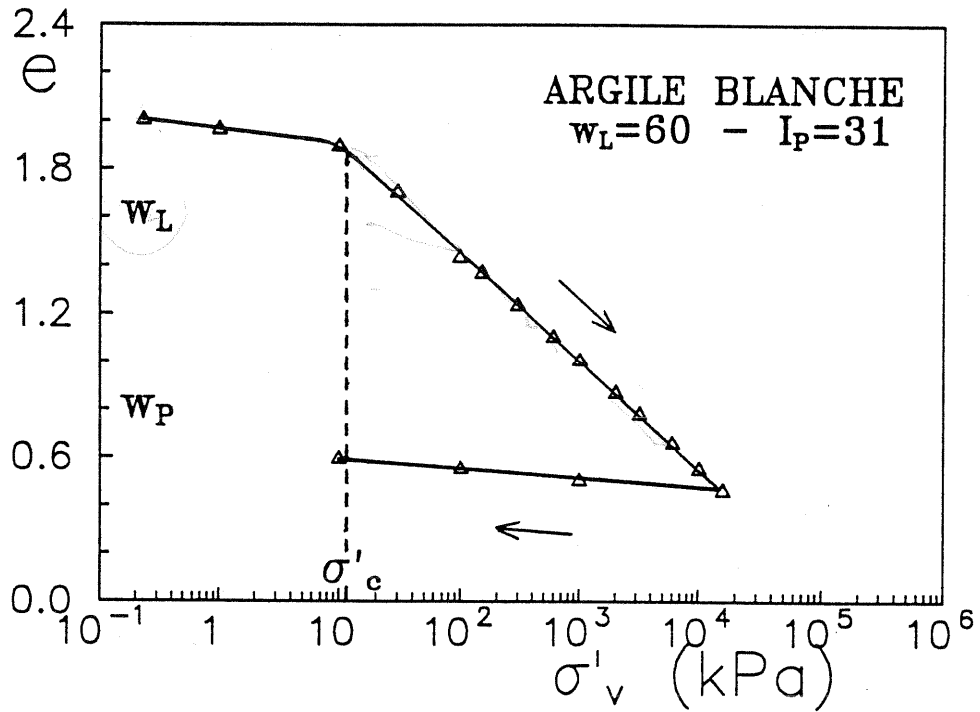


Fig 1.4.a- Chemin oedométrique classique sur l'argile blanche saturée (Takla, 1989)

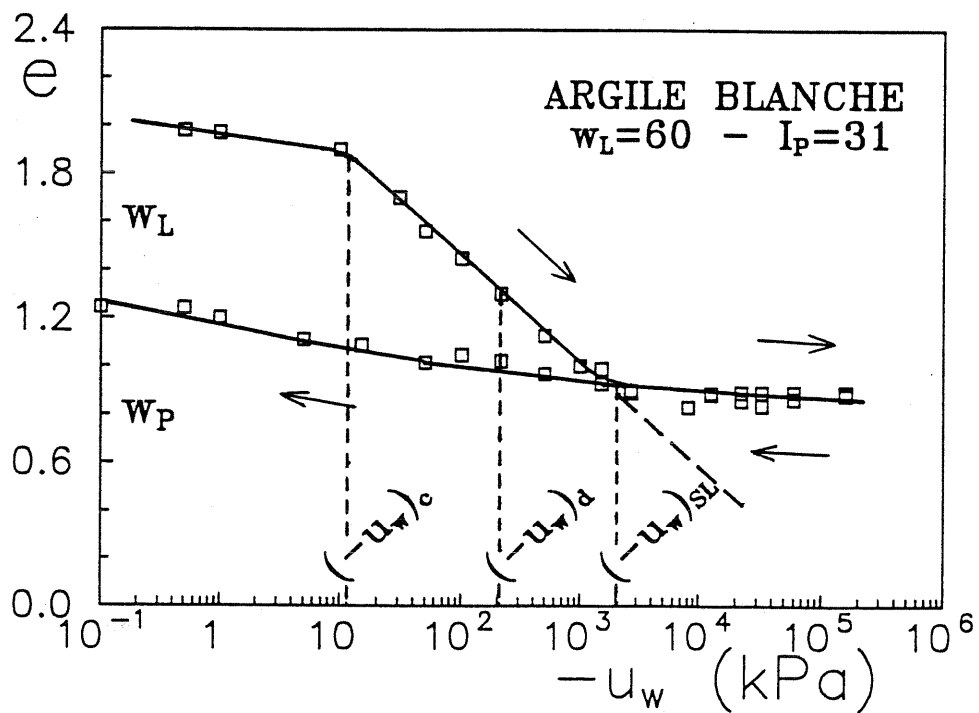


Fig 1.4.b- - Premier cycle de dessiccation-humidification sur l'argile blanche préparée sous forme de pâte ($w_i = 1.5 w_L$) (Zerhouni, 1991)

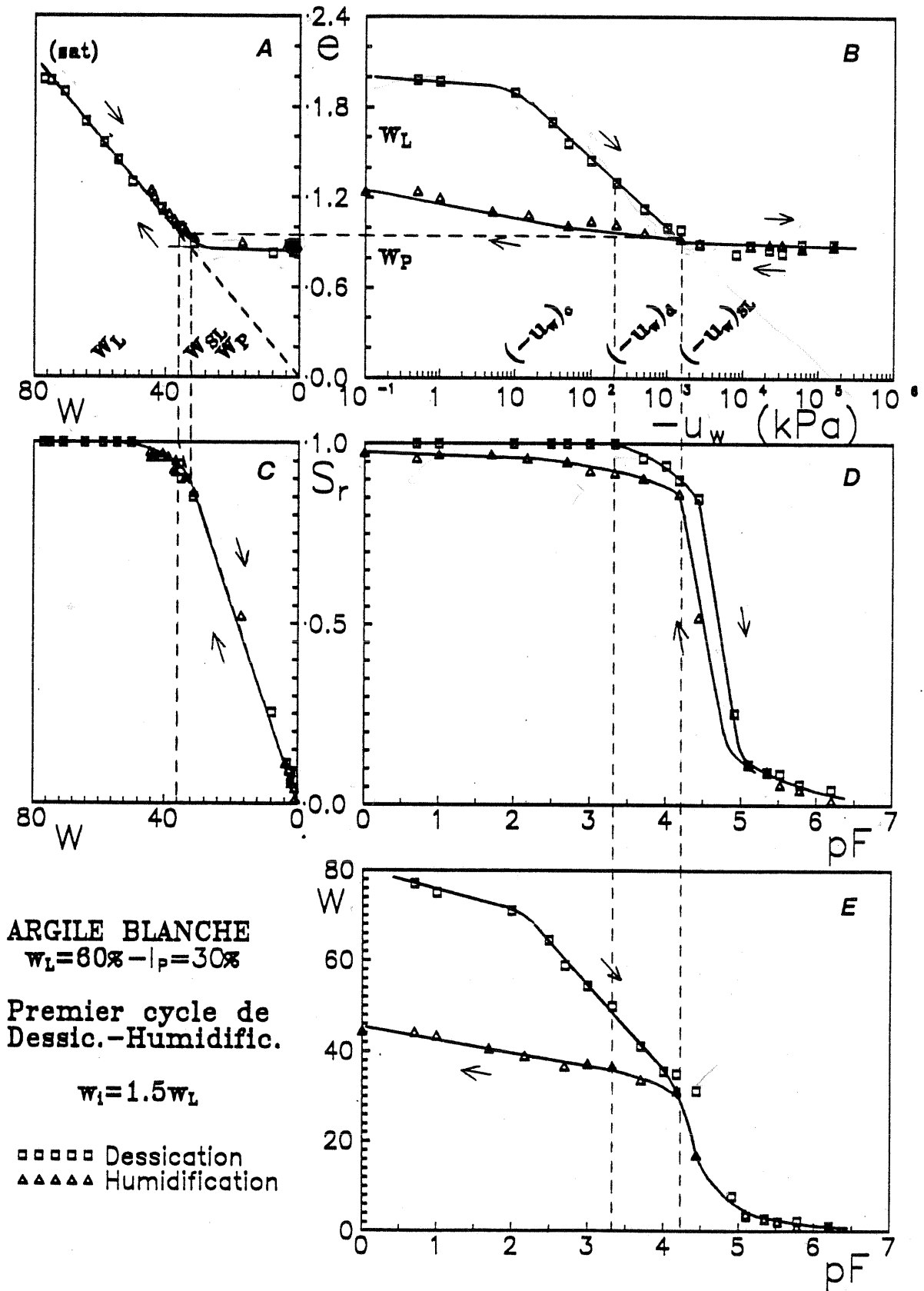


Fig 1.5- Premier cycle de dessiccation-humidification sur l'argile blanche initialement sous forme de pâte à $w_i = 1.5 w_L$ (Zerhouni, 1991)

l'indice des vides final du sol après passage à l'étuve; elle correspond donc à l'abscisse du point situé à l'intersection de la droite de saturation et de l'asymptote horizontale de la courbe lorsque w tend vers 0. On constate dans ce cas que sa valeur est légèrement supérieure à la limite de plasticité du sol.

Le second graphe (B) est la courbe de compressibilité que nous avons décrite dans le paragraphe précédent. Le coude de la courbe où débute le palier de retrait constitue un point caractéristique de ce graphe. Par analogie avec la limite de retrait, nous désignerons par pression négative de retrait, $-u_{wSL}$, l'abscisse de ce point, proche du point de flétrissement des plantes.

Le graphe (C) met en évidence le domaine de teneur en eau dans lequel le sol reste saturé. Lorsque la teneur en eau devient inférieure à celle du point d'entrée d'air, le degré de saturation diminue très rapidement, presque linéairement avec la teneur en eau. Partant de cette observation expérimentale, il est possible de suggérer une définition conventionnelle du point d'entrée d'air, à l'intersection de cette droite et de la ligne horizontale pour $S_r = 1$. Cette construction fournit une détermination assez précise de ce point, souvent mal défini dans le plan $[w - e]$.

Le graphe (D) montre les variations du degré de saturation avec le pF : lorsque l'on augmente progressivement la pression négative, le sol reste quasi-saturé jusqu'à une pression de l'ordre de 2 MPa, puis le degré de saturation décroît rapidement pour atteindre approximativement 0.1 pour $-u_w = 10$ MPa. Cette pression négative de désaturation, $-u_{wd}$, plus faible que la pression négative de retrait, caractérise également le comportement du matériau lorsque l'on part d'un sol saturé sous forme de pâte.

L'effet de la pression sur l'indice des vides apparaît donc étroitement lié à la saturation du matériau : la phase de compressibilité maximale de l'argile correspond au domaine où le sol est quasi-saturé, tandis que l'indice des vides ne varie presque plus lorsque le degré de saturation descend au dessous de 0.80.

La diminution rapide de S_r se traduit par une chute de la teneur en eau (Graphe E). Ce graphique correspond à la courbe usuelle de pF, dans laquelle on a inversé les axes afin de mettre en évidence les correspondances entre les variations de e , S_r et w et celles de la pression négative. Tant que la pression négative est plus faible que $-u_{wd}$, les variations de teneur en eau et de degré de saturation sont liées, alors que la teneur en eau varie avec le degré de saturation pour les pressions plus élevées.

Si l'on considère à présent le chemin d'humidification de l'échantillon séché à pF 7, dans les 5 graphes de la Fig. I.5, on constate que l'hystérésis des cycles dépend du domaine de pF considéré:

- de pF 7 à pF 5, la teneur en eau et l'indice des vides changent peu, le degré de saturation varie de 0 à approximativement 0.1. L'hystérésis entre la dessiccation et l'humidification est négligeable. Dans ce domaine de pression, l'eau forme des ménisques entre les particules. Les forces d'attraction interparticulaires dues à la pression négative à l'intérieur des ménisques sont normales aux plans tangents entre les particules et ne peuvent donc pas produire un réarrangement de la structure; elles contribuent néanmoins à la résistance du matériau, qui augmente avec la pression négative, jusqu'à une limite correspondant à un maximum des forces intergranulaires.

L'augmentation ou la diminution du rayon des ménisques est un mécanisme quasi-réversible dans un sol dont les particules sont parfaitement mouillables par l'eau comme une argile. En revanche, lorsque le mouillage n'est pas parfait, dans les sables ou les billes de verre, par exemple, l'hystérésis des angles de contact peut créer une certaine irréversibilité des chemins de dessiccation dans ce domaine (Fleureau *et al.*, 1988).

- De pF 5 à pF 4, l'augmentation de teneur en eau et de degré de saturation est plus importante, tandis que l'indice des vides reste sensiblement constant. Il s'agit là d'une phase intermédiaire de resaturation où des pores de plus en plus gros se saturent progressivement. Le comportement des pores les plus gros est encore régi par un mécanisme de ménisques tandis que les pores les plus petits se comportent comme un matériau saturé. Dans ce domaine, l'hystérésis

entre le chemin de dessiccation initial et le chemin d'humidification est importante dans le plan [pF ; S_r] et résulte essentiellement d'un effet de type "ink-bottle", c'est-à-dire de la différence de remplissage résultant du franchissement d'un seuil de pore en humidification ou en dessiccation (Mualem, 1974; Fleureau, 1979).

- En dessous de pF 4, le sol est quasi-saturé. Alors, les forces interparticulaires ne sont plus normales aux plans tangents entre particules (Biarez, 1962). Si leur obliquité excède l'angle de frottement de la phase solide, elles produiront un réarrangement des particules, avec changement de volume. Dans ce cas, la pression négative est équivalente à une contrainte isotrope appliquée aux grains. Sur un chemin normalement consolidé, ces déformations sont irréversibles tandis que, sur un chemin surconsolidé, elles sont quasi-élastiques, d'où l'hystérésis, qui apparaît principalement dans le plan [$-u_w$; e].

Les remarques précédentes s'appliquent globalement à tous les matériaux argileux remaniés ayant suivi le même processus de fabrication. Nous présentons sur les Figs. 1.6 à 1.8 les exemples de l'argile jaune, du limon d'Orly et de l'argile de Vieupré.

Indarto (1991), dans sa thèse, a montré que la courbe de saturation S_r (pF) de l'argile jaune était tout-à-fait similaire à celle de billes de verre de même diamètre (Fig. 1.9) : la désaturation se produit presque complètement entre pF 4.2 et pF 5, ce qui correspondrait à des diamètres de pores compris entre 0.1 μm et 0.01 μm si l'on suppose que la loi de Laplace est encore applicable dans ce domaine (cf. § 1.2).

On peut supposer (Fleureau 1992), que la dernière valeur correspond à celle des pores dans les plus petites entités (c'est-à-dire les "grains" élémentaires du sol), tandis que la première valeur serait celle qui correspond aux agrégats; en revanche, les matériaux naturels comme l'argile de Vieupré (dont les limites de liquidité sont pratiquement les mêmes que celle de l'argile jaune) présentent une courbe de désaturation continue depuis pF 3.5 jusqu'à pF 6, reflétant une distribution étalée des tailles de particules. Pour les matériaux usuels, on peut, en première approximation, assimiler la courbe de désaturation à un segment de droite entre le pF de désaturation et pF 5 ou 6 : La pente de cette partie linéaire apparaît d'autant plus faible que la granulométrie est plus étalée, et augmente légèrement avec w_L , la limite de liquidité jouant toutefois un rôle secondaire.

I-4- Application aux matériaux étudiés

Les matériaux étudiés sur ces chemins sont:

- une kaolinite pure, connue sous le nom d'"argile jaune".
- un limon naturel qui provient de la région d'Orly et connu sous le même nom.
- une argile provenant du noyau du barrage de Vieupré.

Une description de ces matériaux est donnée en Annexe I.

Selon les essais, les matériaux ont été préparés sous forme :

- de pâte à une teneur en eau initiale égale à une fois et demi la limite de liquidité du sol,
- d'échantillons consolidés obtenus en consolidant la pâte dans des moules oedométriques sous des contraintes statiques de 100 kPa,
- d'échantillons compactés de façon quasi-statique dans les conditions oedométriques sous des contraintes variant de 0.5 à 5 Mpa, à partir d'une poudre humide. Celle-ci est préparée par mélange de poudre sèche et d'eau et passée à travers un tamis de 5 mm d'ouverture pour éviter la formation de "mottes".

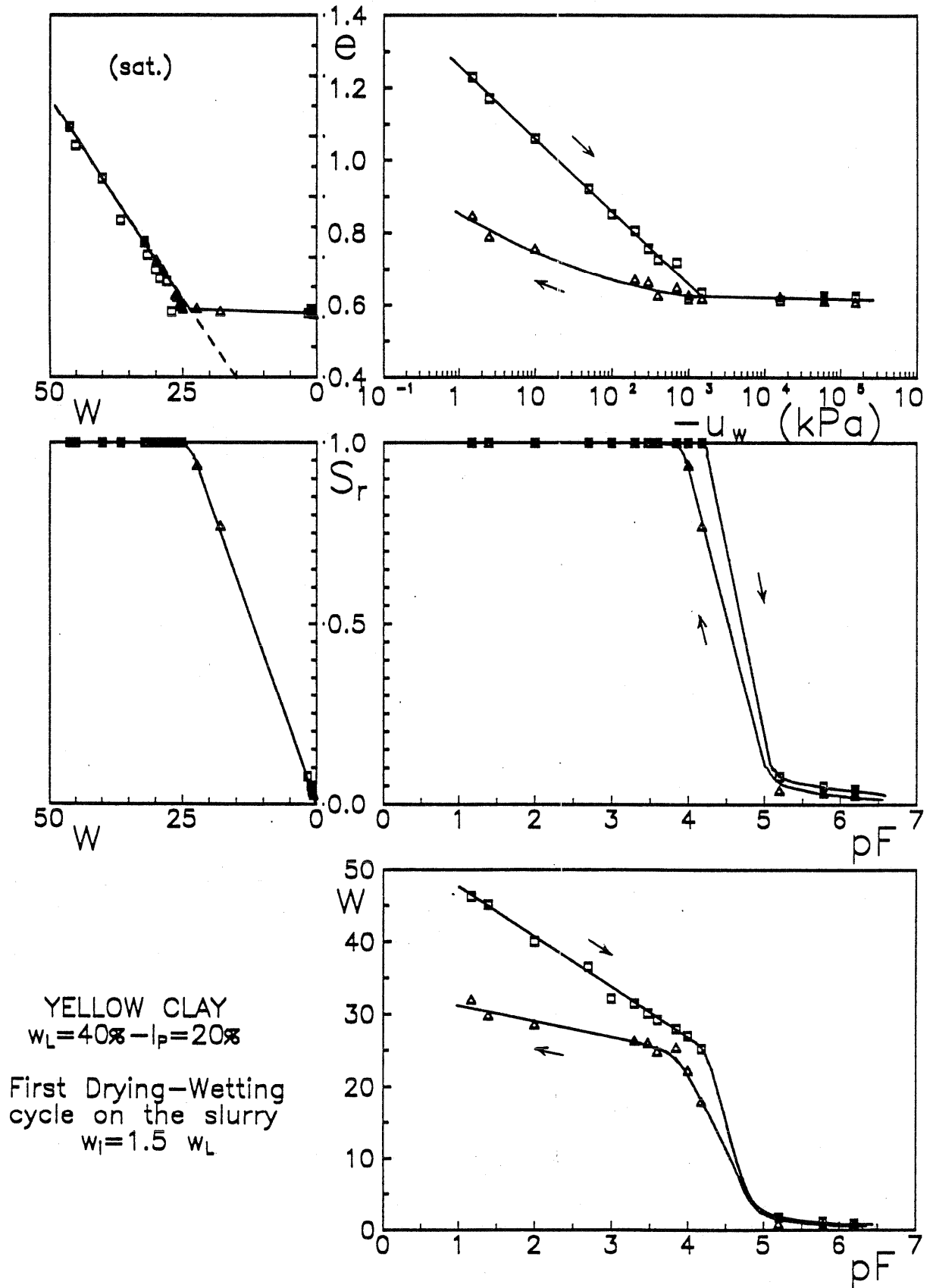


Fig I.6- Premier cycle de dessiccation-humidification sur l'argile jaune initialement sous forme de pâte à $w_i = 1.5 w_L$ (Indarto 1991)

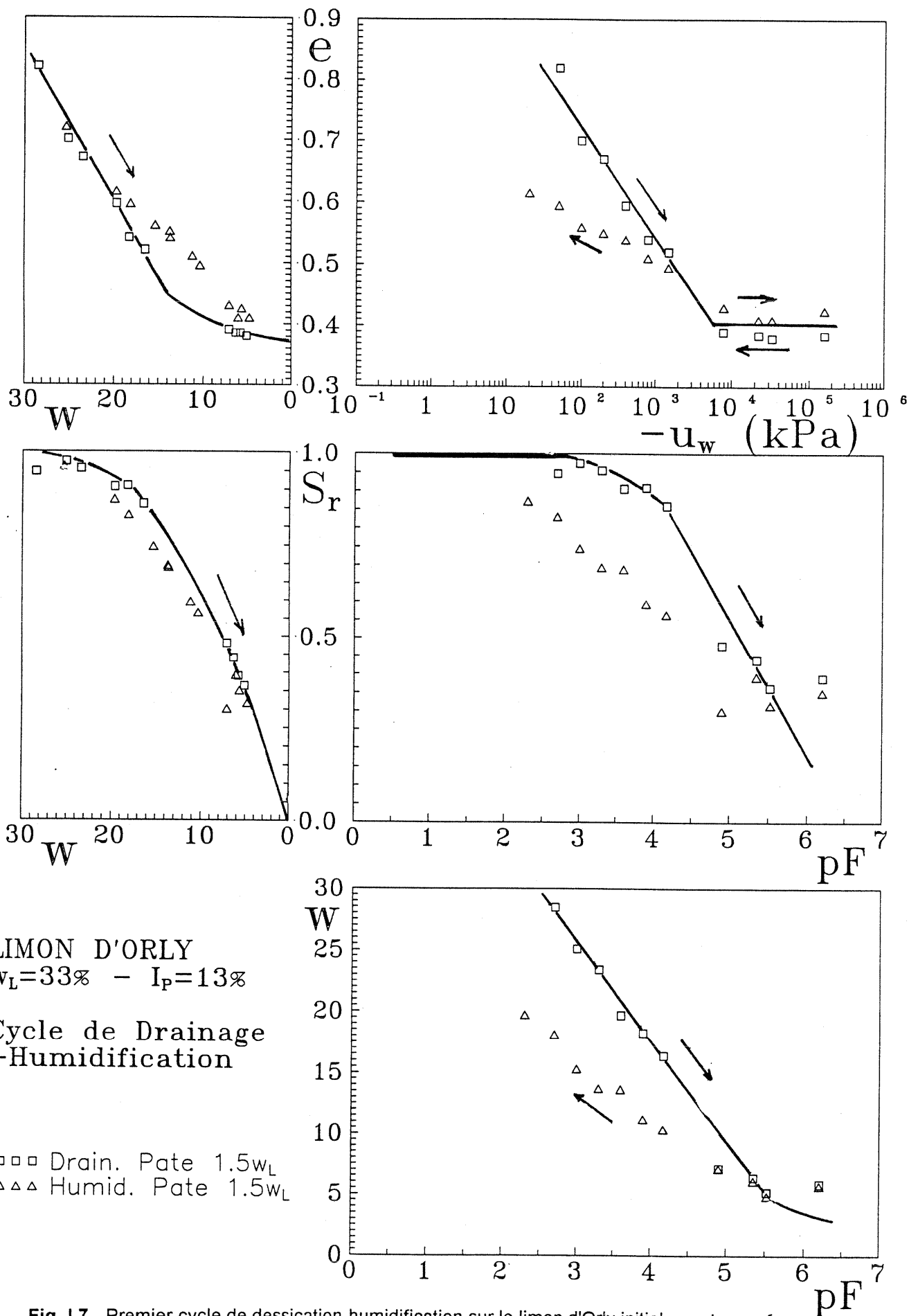


Fig 1.7- Premier cycle de dessication-humidification sur le limon d'Orly initialement sous forme de pâte à $w_i=1.5 w_L$

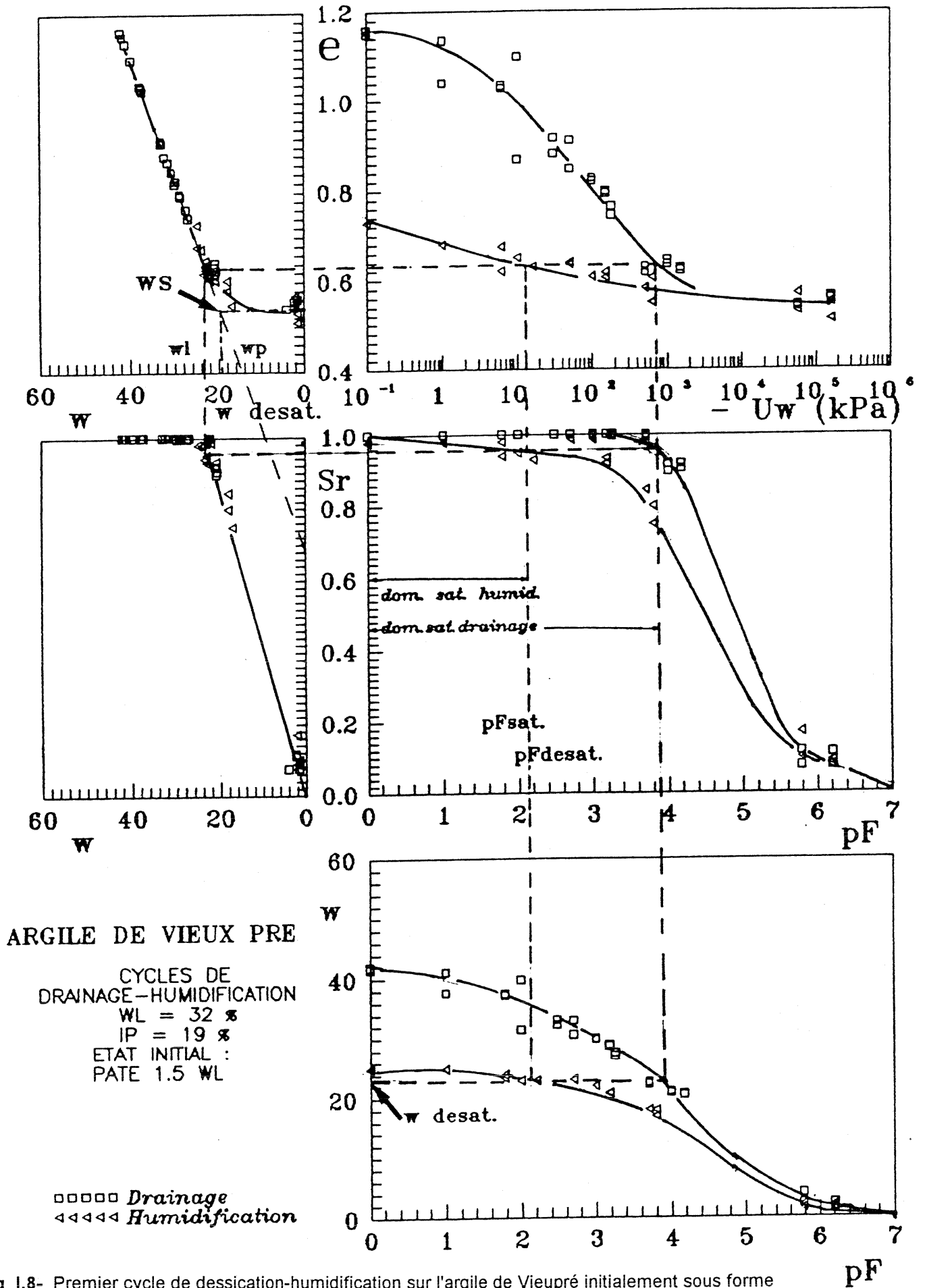


Fig I.8- Premier cycle de dessiccation-humidification sur l'argile de Vieupré initialement sous forme de pâte à $w_i=1.5 w_L$ (Indarto 1991)

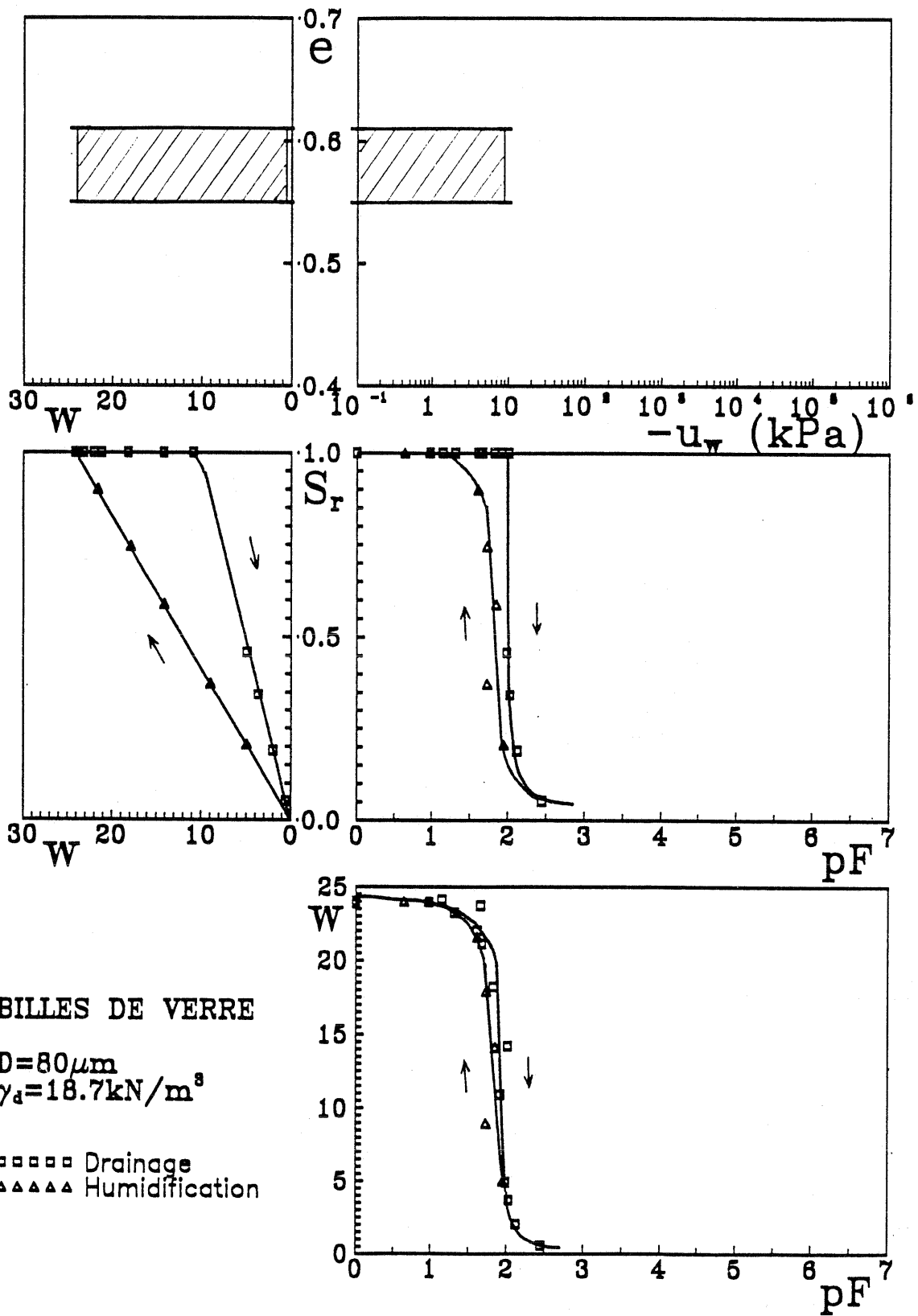


Fig I.9- Chemins de dessiccation et d'humidification sur les billes de verre d'un diamètre uniforme de 80 μm (Indarto, 1991)

La méthode utilisée consiste alors, soit à imposer à l'échantillon une pression négative connue jusqu'à ce que l'équilibre soit atteint, soit à le sécher ou l'humidifier progressivement avant de mesurer la pression correspondante; on détermine ensuite le volume externe total de l'échantillon (par immersion dans du Kerdane) et sa teneur en eau, pour en déduire l'indice des vides et le degré de saturation. Il s'agit donc d'une méthode destructive, qui nécessite un nouvel échantillon pour chaque point de mesure; en fait, compte-tenu de la faible dimension des échantillons (env. 1 cm³), la mesure est faite systématiquement sur 4 échantillons au moins, pour chaque valeur de pression. Les différentes techniques utilisées sont rappelées en annexe II.

I-4.1. Comportement des matériaux remaniés préparés sous forme de pâte saturée.

I-4.1.1. Chemins normalement consolidés (NC) de dessiccation

Un chemin normalement consolidé est obtenu en partant d'une pâte très liquide et en suivant un chemin de dessiccation. Dans le domaine normalement consolidé, une comparaison systématique a été faite, pour tous les sols étudiés, entre les chemins NC de dessiccation et les chemins isotropes ou oedométriques NC. Les figures **Figs. I.10 et I.11** présentent cet état pour l'argile jaune et l'argile de vieupré, où l'indice des vides est tracé en fonction soit de la pression négative (dessiccation), soit de la contrainte effective moyenne (isotrope ou oedométrique); dans ce dernier cas, les calculs ont été faits en prenant $K_0 = 0.5$. Pour tous les matériaux, les chemins sont assez bien représentés par des droites dans ce domaine de pressions ou de contraintes. Les droites des 3 chemins sont parallèles, la ligne de dessiccation se situant généralement entre les deux autres. Théoriquement, lorsque le sol est saturé, le champ de contraintes appliqué à une particule par l'eau qui l'entoure devrait être isotrope. L'écart par rapport à l'isotropie observé sur certains chemins de dessiccation est probablement dû à la présence des membranes semi-perméables dans un certain nombre de montages, qui créent un frottement et des contraintes de cisaillement dans le matériau, responsables de déformations anisotropes.

La pente de la droite NC de dessiccation dans le plan [$\log(-u_w)$; e] est par conséquent égale au coefficient de compressibilité habituel C_c , tant que le sol reste saturé; dans le plan [pF ; w], la pente de la droite correspondante est, elle-aussi, proportionnelle à C_c . Ce coefficient peut être déduit des corrélations avec la limite de liquidité. Sur un chemin de compression isotrope, Zervoyannis (1982) a montré, en regroupant différents résultats de la littérature, que la droite isotrope était définie, pour les sols argileux, par les deux points suivants :

$$- w = w_L \text{ pour } p' = 7 \text{ kPa,}$$

$$- w = w_p \text{ pour } p' = 1000 \text{ kPa.}$$

Ces corrélations sont reportées, sous deux formes différentes, sur les **Figs. I.12 et I.13**, en même temps que les résultats d'un certain nombre d'essais : la corrélation apparaît assez bien vérifiée (Feureau et al. 1993).

Lorsque la pression négative excède, en valeur absolue, la pression de désaturation $-u_{wd}$, le degré de saturation du sol commence à diminuer. Pour les sols étudiés et d'autres de la littérature, contenant plus de 60 % de particules plus petites que 80 μm , Zerhouni (1991) a cherché à établir une corrélation avec la limite de liquidité (**Fig. I.14**); le coefficient de corrélation est de 0.84. Il est évident que la corrélation n'est valable que sur un chemin de dessiccation normalement consolidé puisque nous verrons par la suite que la pression de désaturation dépend, dans une certaine mesure, de l'état initial du sol. C'est peut-être ce qui explique la dispersion des points expérimentaux car il est toujours

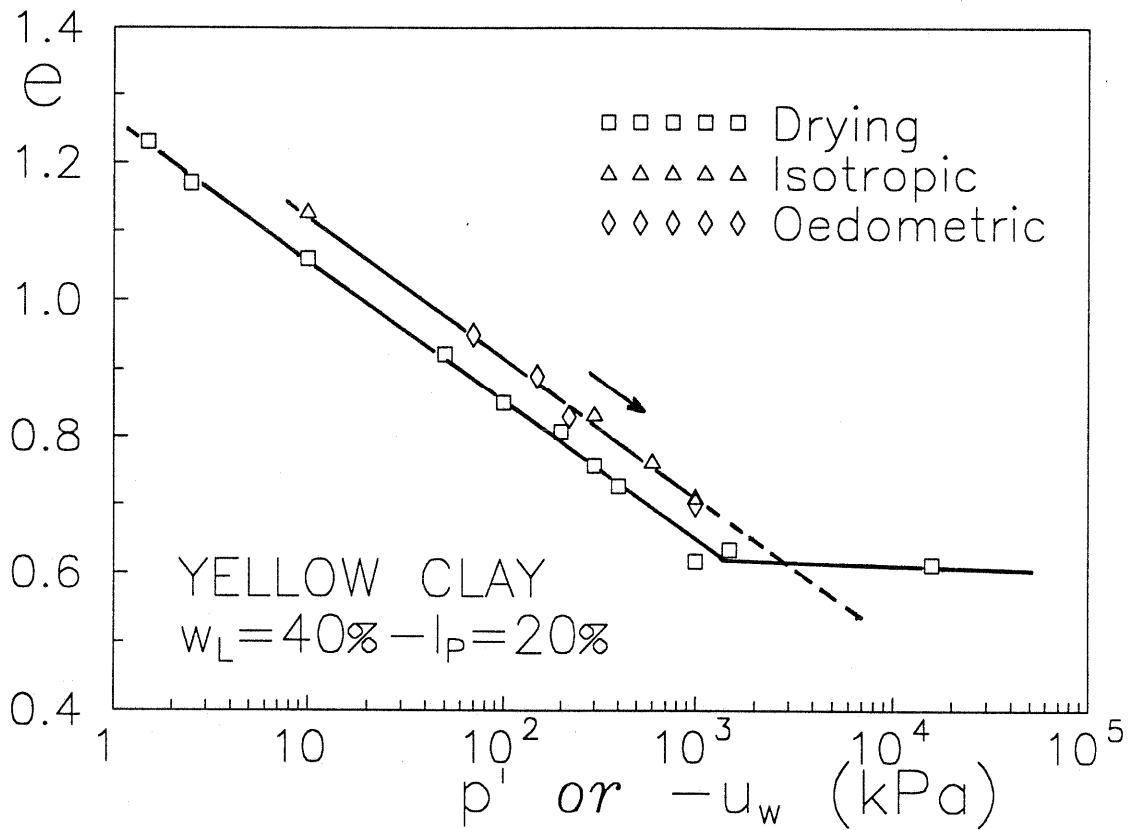


Fig I.10- Comparaison des chemins de compression oedométrique et isotrope (en fonction de $p'=p-u_w$) et du chemin de drainage NC (en fonction de $-u_w$) dans le domaine saturé pour l'argile jaune P300

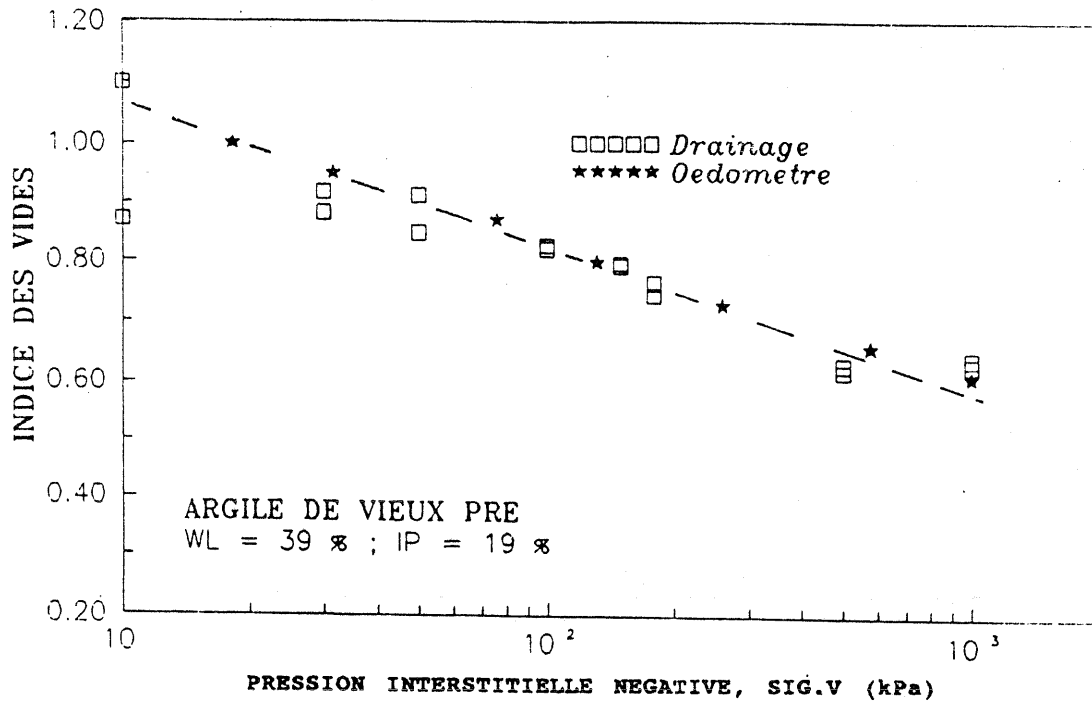


Fig I.11- Comparaison des chemins de compression oedométrique et du chemin de drainage NC (en fonction de $-u_w$) dans le domaine saturé pour l'argile de Vieupré (Indarto 1991)

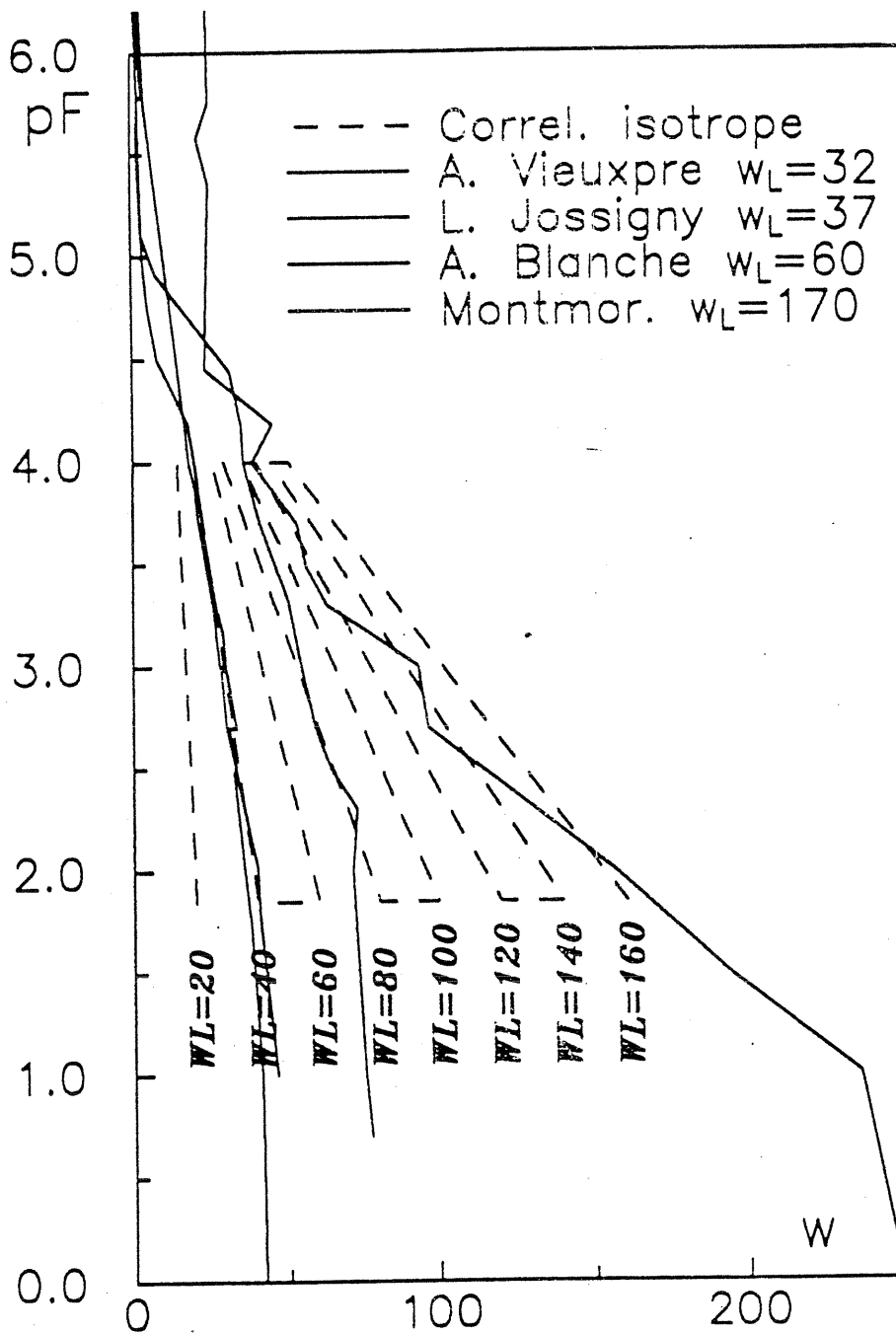


Fig I.12- Chemins de dessiccation sur 4 sols argileux et corrélations isotropes (Fleureau et al. 1993)

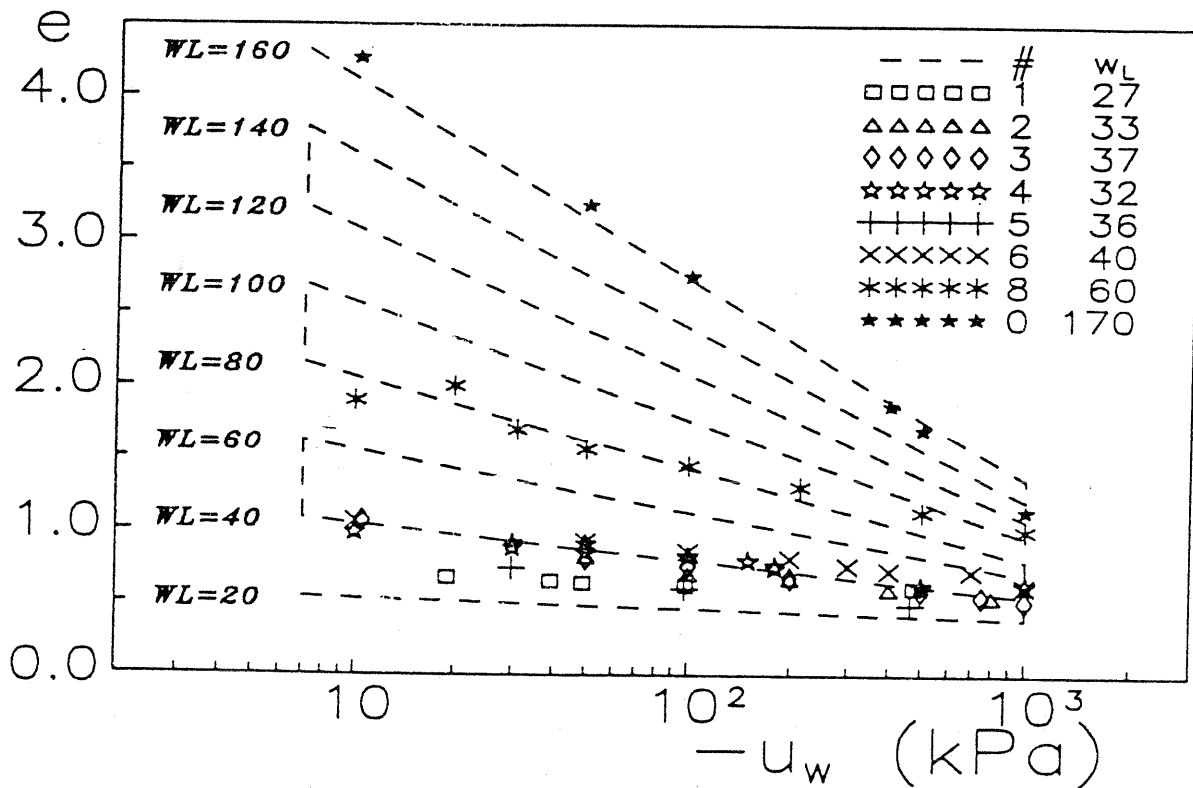


Fig I.13- Chemins expérimentaux des essais de drainage dans le domaine saturé reportés sur les corrélations isotropes de Zervoyannis (Fleureau et al. 1993)

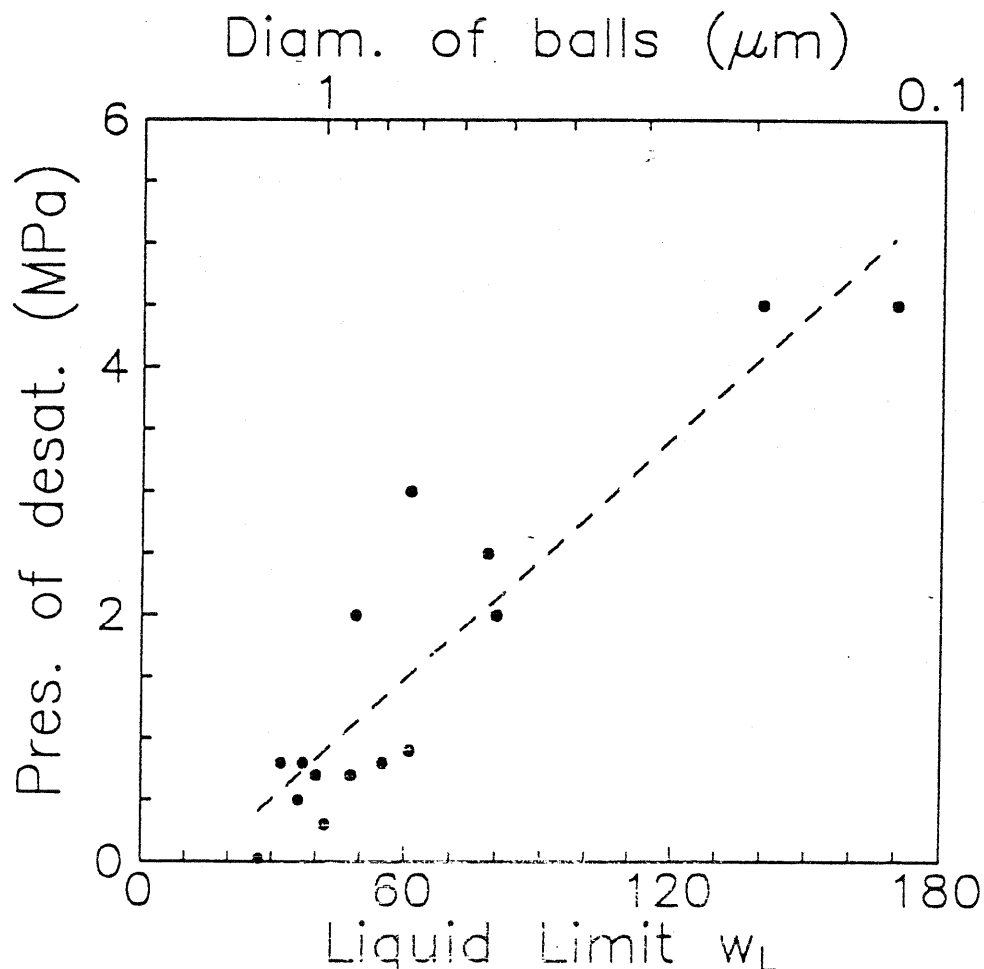


Fig I.14- Corrélation entre la limite de liquidité d'un matériau argileux et sa pression de désaturation sur un chemin de dessiccation normalement consolidé (Zerhouni 1991)

difficile, pour les essais de la littérature, de connaître précisément les conditions de préparation des échantillons.

A titre indicatif, on peut établir une correspondance entre les pressions de désaturation mesurées sur les matériaux argileux et les valeurs fournies par le modèle de billes (cf. **Chapitre V**) en fonction du diamètre des billes. C'est cette valeur qui est reportée sur la **Fig. I.14** dans le cas d'un réseau cubique. On constate que l'ordre de grandeur ainsi obtenu est compatible avec les D_{10} des particules.

I-4.1.2. Chemins de dessiccation sur sol surconsolidé (OC), initialement saturé.

La surconsolidation considérée dans ce paragraphe peut résulter soit d'une contrainte sur un chemin de compression, soit d'une pression négative sur un chemin de dessiccation. Le taux de surconsolidation (OCR) est défini comme le rapport entre la contrainte ou la pression négative maximale et la pression négative actuelle.

Les **Figs. I.15a et b**, montrent la comparaison entre les chemins de dessiccation NC et OC sur le limon d'Orly. La contrainte de consolidation oedométrique verticale est de 100 kPa. L'intersection entre les chemins NC et OC se trouve dans le domaine saturé : dans ces conditions, l'effet de la pression négative sur la microstructure du sol est le même que celui d'une contrainte isotrope et, après avoir rejoint le chemin NC, le chemin OC suit le même chemin jusqu'à pF 7, avec la même valeur d'indice des vides minimum au palier.

En revanche, dans le cas de l'argile jaune (**Fig I.16**), lorsque la contrainte de consolidation atteint 100 kPa, la désaturation de l'échantillon OC commence avant qu'il n'ait rejoint le chemin normalement consolidé; l'échantillon OC suit ensuite un chemin différent de celui de l'échantillon NC avec un palier de retrait d'indice des vides plus faible en fin de dessiccation. Dans ce second cas, la contrainte de consolidation est trop élevée pour que l'échantillon OC puisse rejoindre le chemin NC dans le domaine saturé. Une fois que le sol commence à se désaturer, la présence de ménisques entre particules se traduit par un champ de contraintes anisotrope qui, à son tour, produit des déformations anisotropes et une microstructure différente de celle d'un sol séché sur chemin normalement consolidé. Un résultat analogue a été obtenu par Zerhouni (1991) avec le limon de Sterrebeek (**Fig. I.17**), dont la pression de désaturation est de l'ordre de 20 kPa. Dans ce cas, le limon semble se désaturer bien avant d'avoir rejoint le chemin NC saturé, ce qui peut être dû à la nature minéralogique particulière de ce limon, qui n'obéit à aucune des corrélations classiques.

Si l'on reporte sur un graphique les pressions négatives de désaturation en fonction de la contrainte moyenne de consolidation, on constate que la pression de désaturation reste égale à la pression de désaturation du chemin normalement consolidé, $-u_{wd}^{NC}$, tant que la contrainte de consolidation ne dépasse pas cette valeur. Au delà, la pression de désaturation augmente avec la contrainte, le manque d'information dans ce domaine ne permet pas de proposer des relations bien définies entre ces paramètres. La **Fig I.18** montre le cas de l'argile blanche.

Dans le plan $[w ; e]$, cela signifie que la limite de retrait des matériaux dépend de l'état initial du sol et de sa consolidation : la limite de retrait n'est pas un paramètre intrinsèque du sol, à moins de partir toujours d'une pâte saturée préparée dans les mêmes conditions, ce qui confirme les constatations de Soepandji (1986).

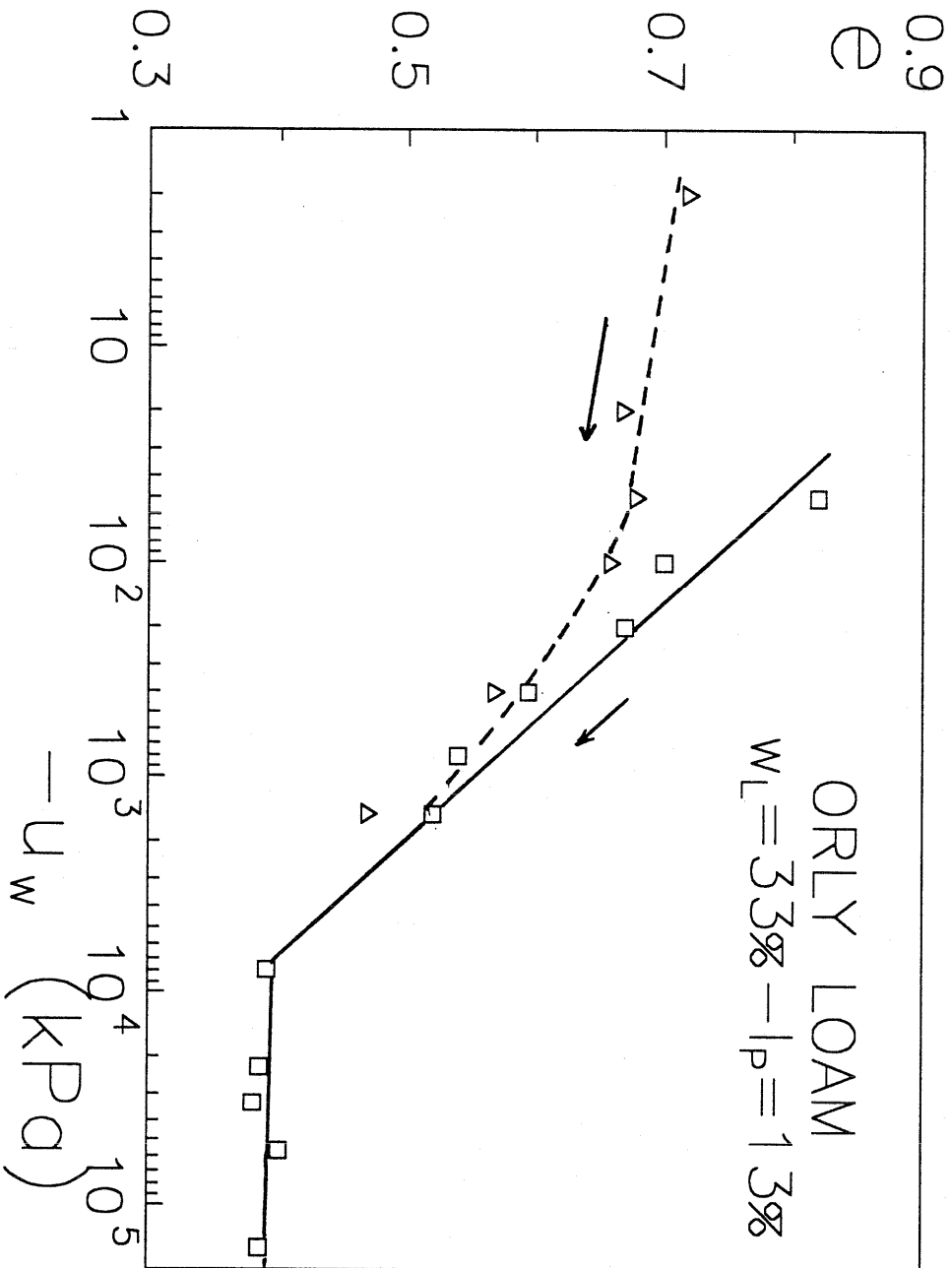


Fig 1.15 (a)- Comparaison des chemins de desiccation pour la pâte de limon d'orly préparée à $w=1.5 w_L$ et un échantillon consolidé sous 100 kPa

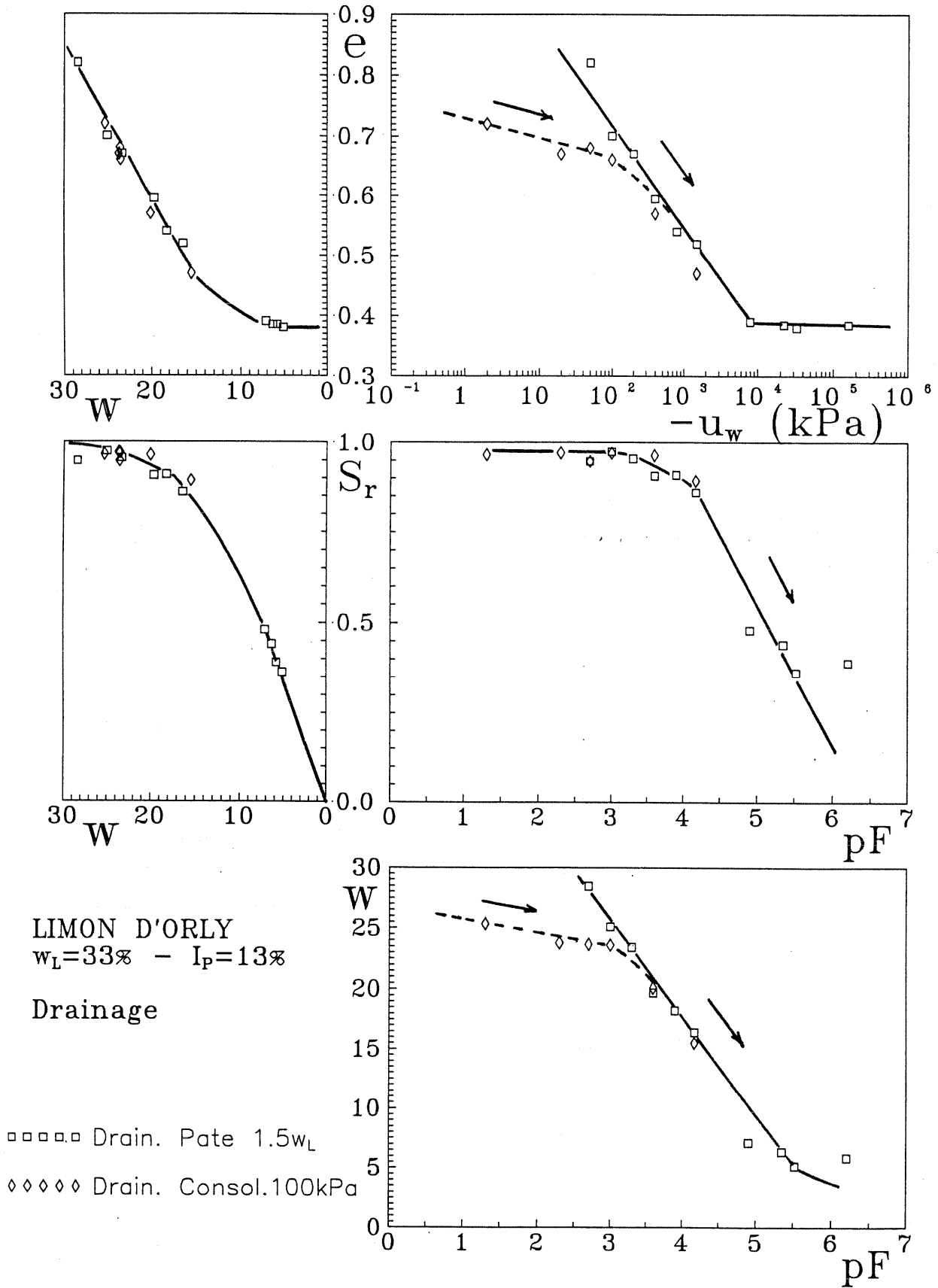


Fig I.15 b- Comparaison des chemins de dessiccation pour la pâte de limon d'Orly et un échantillon consolidé sous 100 kPa

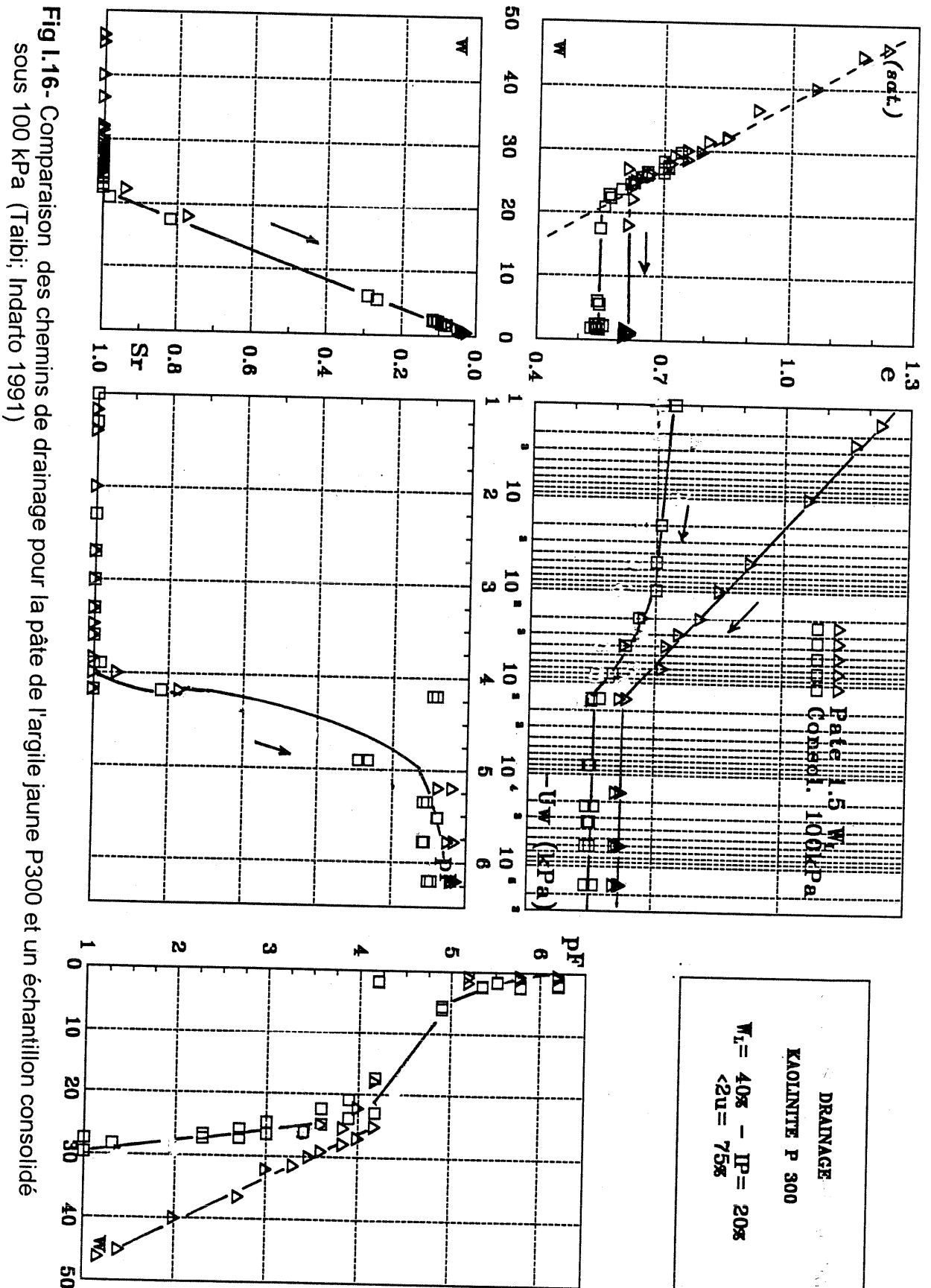


Fig 1.16- Comparaison des chemins de drainage pour la pâte de l'argile jaune P300 et un échantillon consolidé sous 100 kPa (Talbi; Indarto 1991)

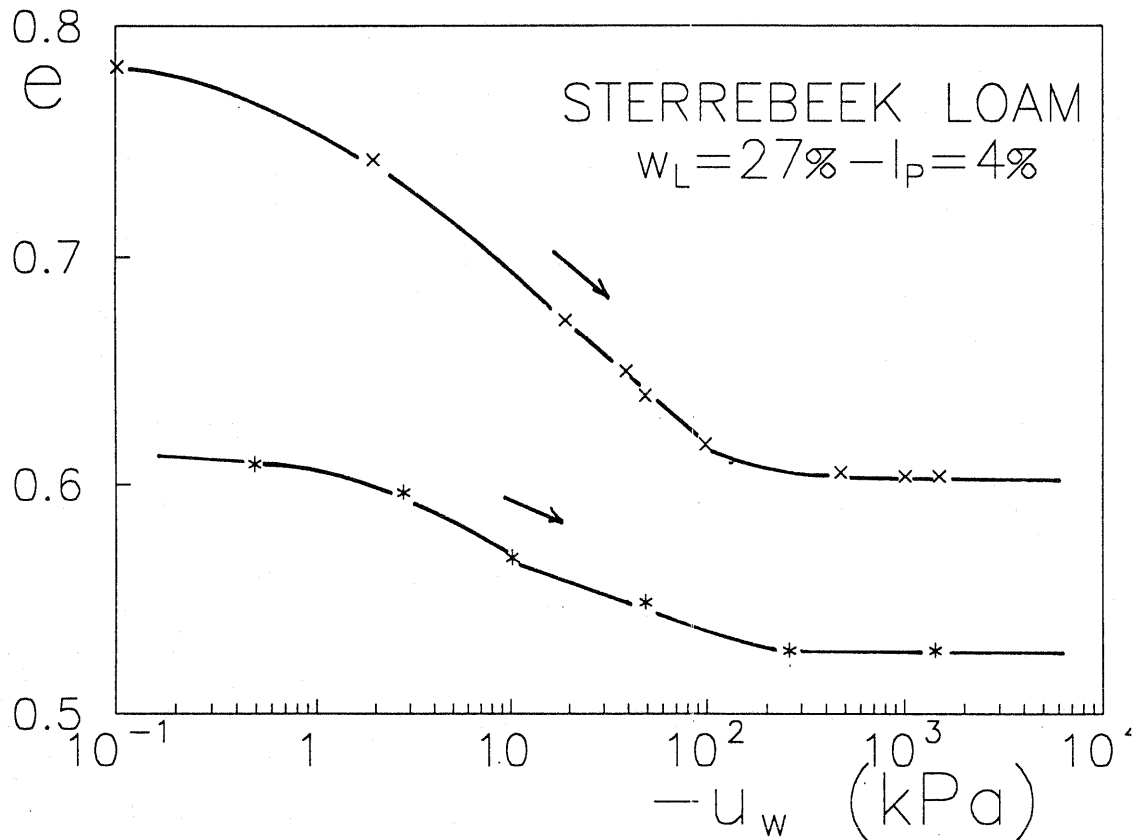


Fig 1.17- Comparaison des chemins de dessiccation pour la âte de limon de Sterrebek et un échantillon consolidé sous 200 kPa (Zehouni 1991)

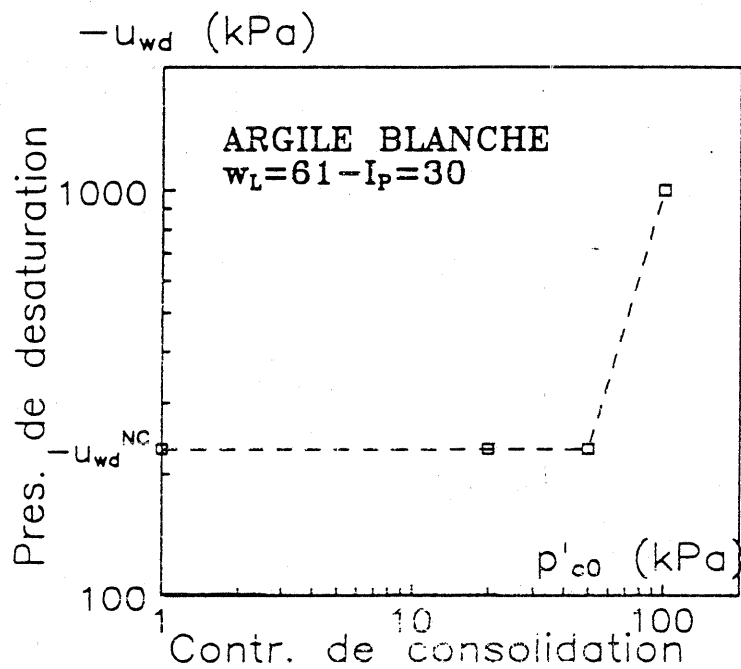


Fig 1.18- Pression négative de désaturation en fonction de la contrainte moyenne de consolidation pour l'argile blanche (Zerhouni 1991)

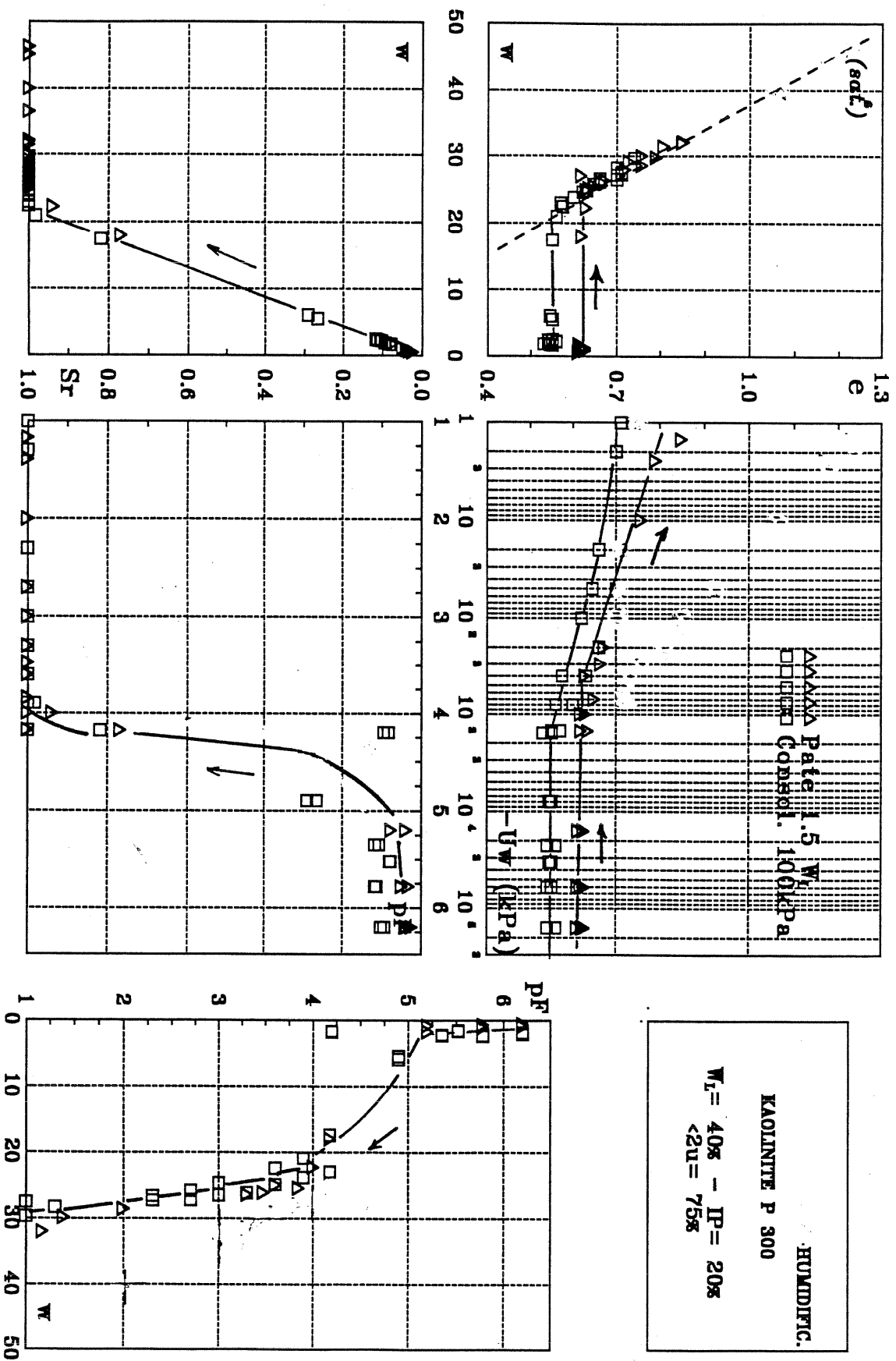


Fig 1.19- Comparaison des chemins d'humidification pour la pâte de l'argile jaune P300 et un échantillon consolidé sous 100 kPa (Taibi; Indarto 1991)

I-4.1.3.- Chemins d'humidification sur échantillons non saturés, préparés par séchage à partir d'une pâte

Il s'agit d'échantillons initialement sous forme de pâte saturée, puis séchés jusqu'à une pression négative supérieure à la pression de désaturation et enfin, humidifiés jusqu'à la saturation.

Une comparaison a été faite, dans le cas de l'argile jaune, entre les chemins d'humidification d'échantillons préparés initialement sous forme de pâte avant d'être : (a) le premier, séchée jusqu'à pF 7, (b) le second, consolidé sous une contrainte verticale de 100 kPa puis séché jusqu'à pF 7. (Fig. I.19). On remarque que dans le cas des échantillons consolidés, les points initiaux (à pF 7) se trouvent à un indice des vides plus faible. Lors de l'humidification, les chemins des deux familles d'échantillons sont parallèles et ne se rencontrent pas tant que les échantillons restent désaturés. Au delà, la pâte gonfle davantage.

D'une façon générale (Fleureau et al. 1990), ces comportements peuvent être expliqués par l'effet de la contrainte de consolidation, que celle-ci soit d'origine mécanique ou capillaire. Ainsi, les échantillons consolidés sous 100 kPa puis fortement séchés auront finalement la même contrainte de consolidation que la pâte car le séchage crée dans le sol des contraintes capillaires bien supérieures à 100 kPa. Cette conclusion doit être nuancée par le fait que le séchage peut entraîner la formation de fissures ou de microfissures dans le matériau, notamment s'il se poursuit jusqu'à pF 7. Ces fissures bloqueront ensuite en partie le gonflement de l'argile car la continuité capillaire ne sera pas assurée.

I-4.2. Chemins de dessiccation et d'humidification sur échantillons compactés de l'argile de Vieupré.

Les échantillons compactés sont préparés par compression d'une poudre humide dans un état partiellement saturé. A la fin du compactage, la contrainte verticale est supprimée et l'échantillon gonfle plus ou moins, selon la durée pendant laquelle il a été maintenu sous charge, la durée pendant laquelle il reste dans le moule après retrait de la contrainte verticale et enfin, le temps qui s'écoule entre le démoulage et le début de l'essai de séchage. Souvent, les échantillons se saturent sous charge, mais se redésaturent après retrait de la charge. Tout ceci signifie que l'histoire d'un sol compacté est très difficile à connaître précisément si des mesures très complètes ne sont pas faites à chaque étape de la fabrication, ce qui se traduit habituellement par une importante dispersion des résultats expérimentaux et rend hasardeux leur interprétation.

Sur un chemin de drainage, les échantillons compactés se comportent généralement comme des échantillons surconsolidés, et les chemins de dessiccation-humidification sont sensiblement réversibles (Fig. I.20). Ces observations rejoignent celles faites par Kheirbek-Saoud (1994) sur le matériau de la Verne (Fig I.21).

Sur la Fig I.22, nous avons regroupé des chemins d'humidification réalisés sur des échantillons à compactés à différentes contraintes (0.5, 1 et 5 MPa). On observe que plus la contrainte de compactage est élevée, plus le gonflement est important. Ces constatations rejoignent celles faites par Soemitro (1994) sur une Montmorillonite, et par Zerhouni (1991) sur l'argile blanche.

Ces résultats confirment le rôle de la contrainte de consolidation (Fleureau 1992): plus la contrainte de consolidation est élevée, plus le module élastique de gonflement du sol est grand. Comme au paragraphe précédent, cette conclusion doit être nuancée, lorsque l'on compare des échantillons compactés et des échantillons séchés, par l'influence de la microstructure du sol, qui est très différente dans les deux cas (Tessier, 1984; Alonso *et al.*, 1987; Schreiner, 1991). La préparation d'un échantillon compacté entraîne en effet l'existence de "mottes" ou d'aggrégats dont les dimensions peuvent être extrêmement variables et qui modifient sensiblement le comportement du matériau.

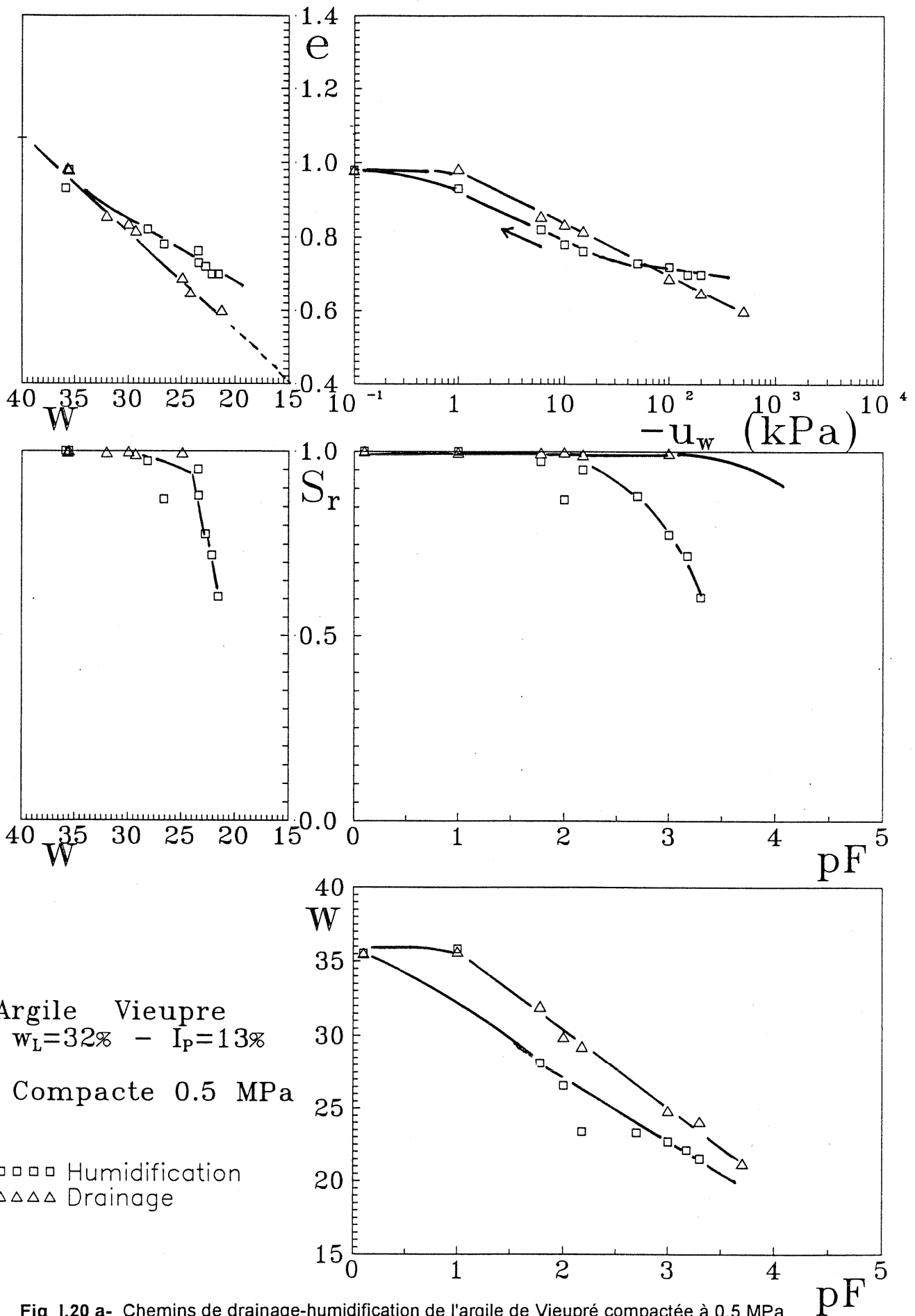


Fig 1.20 a- Chemins de drainage-humidification de l'argile de Vieupré compactée à 0.5 MPa

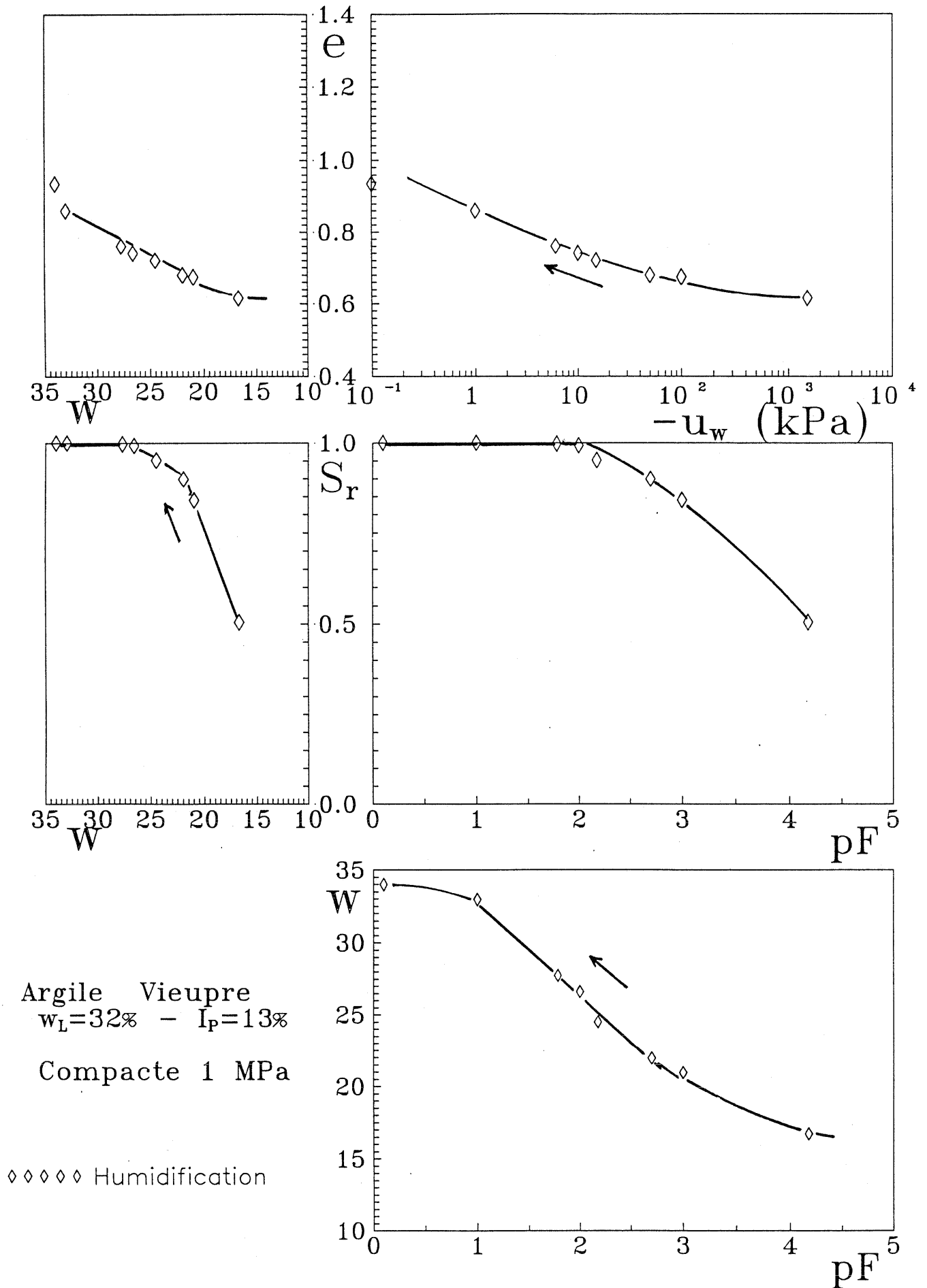


Fig I.20 b- Chemin d'humidification de l'argile de Vieupré compactée à 1 MPa

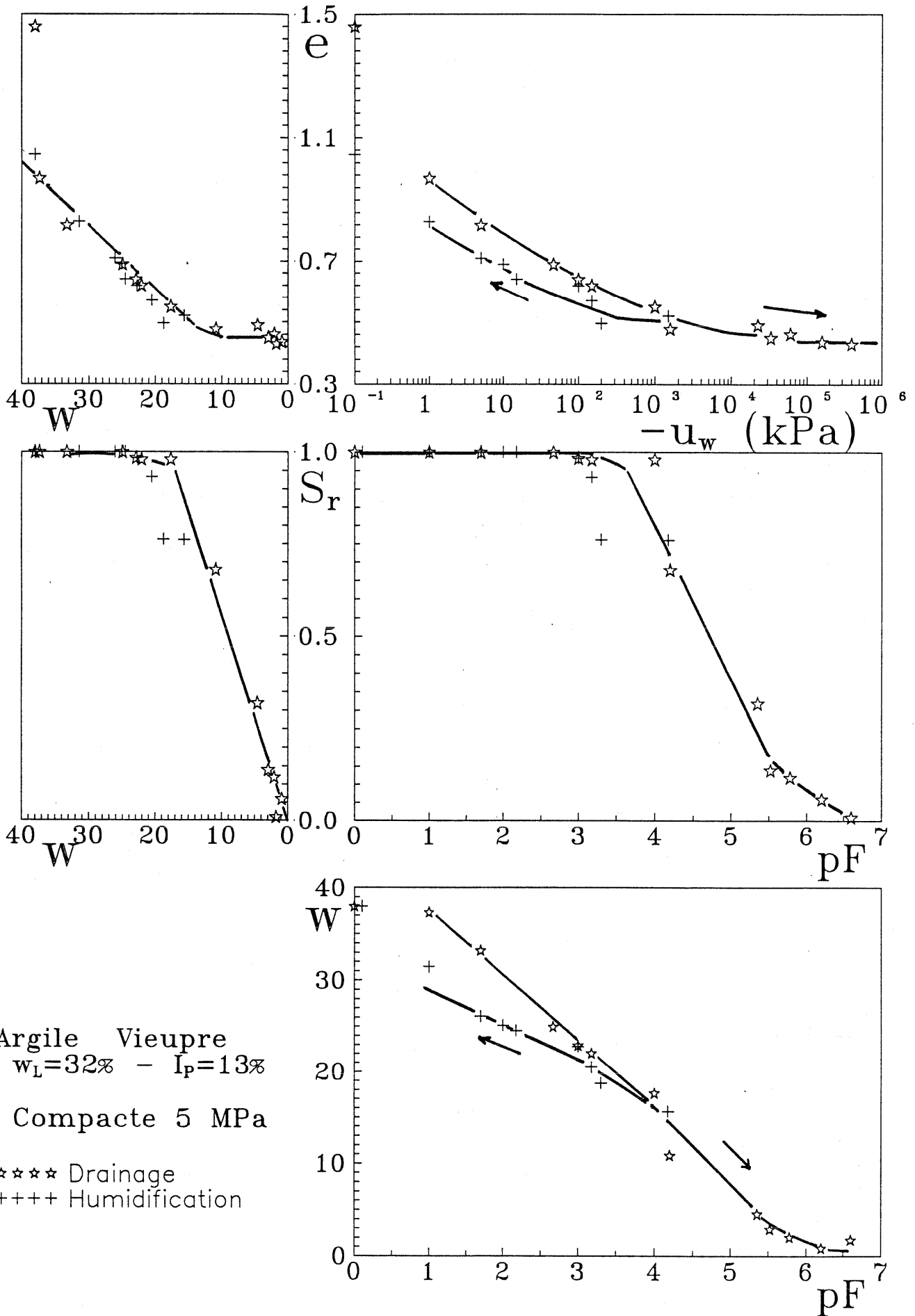


Fig 1.20 c- Chemins de drainage-humidification de l'argile de Vieupré compactée à 5 MPa

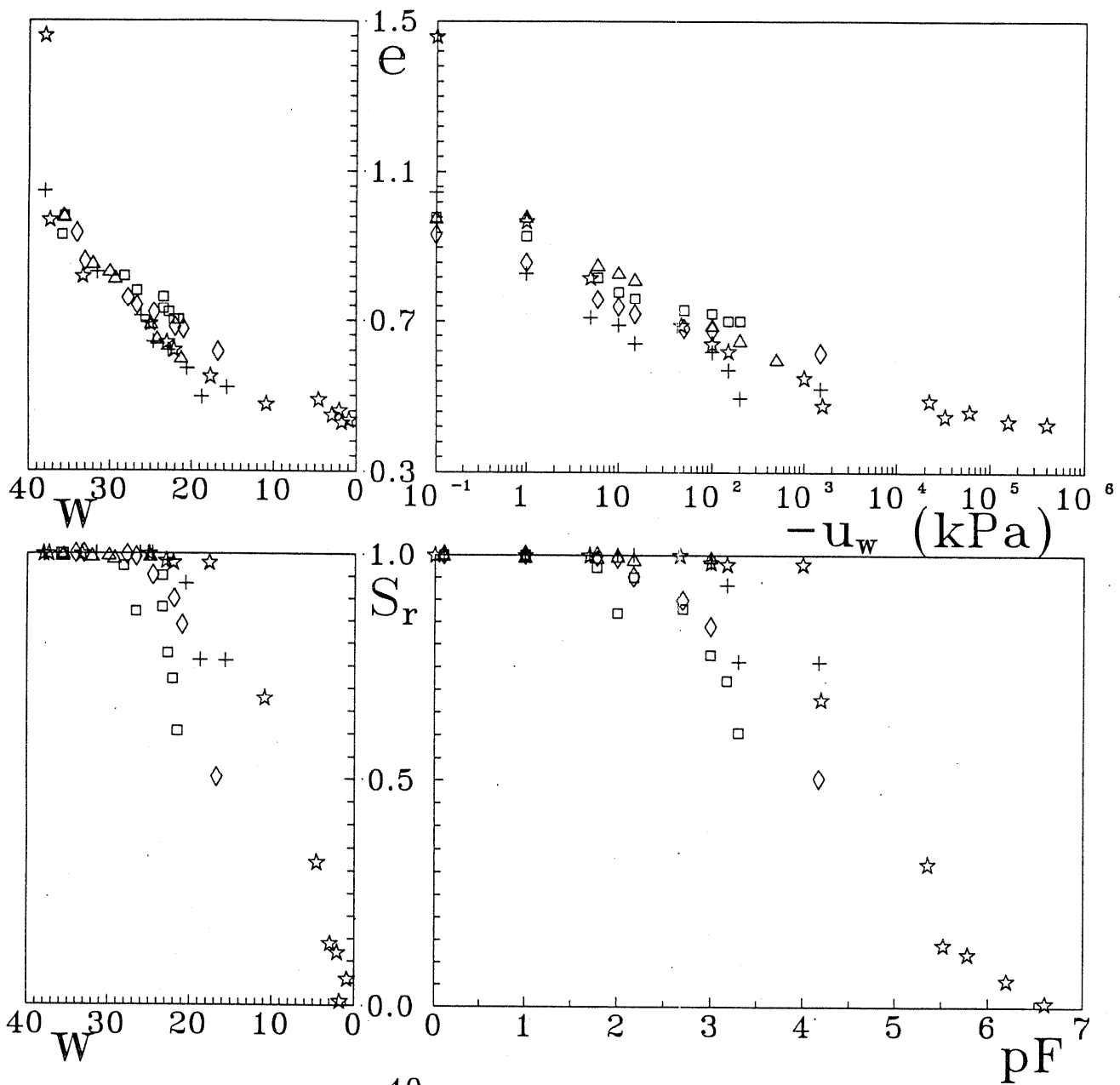
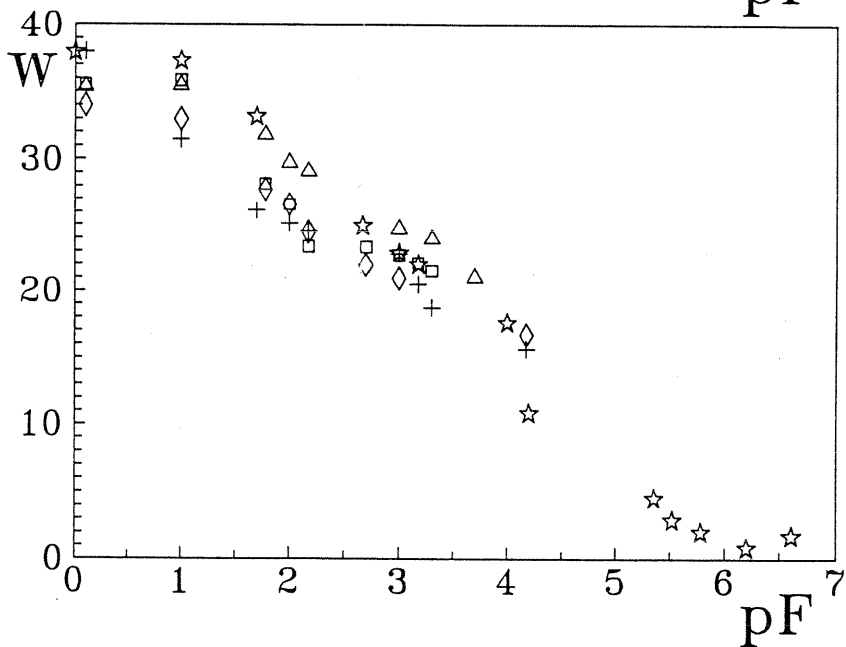
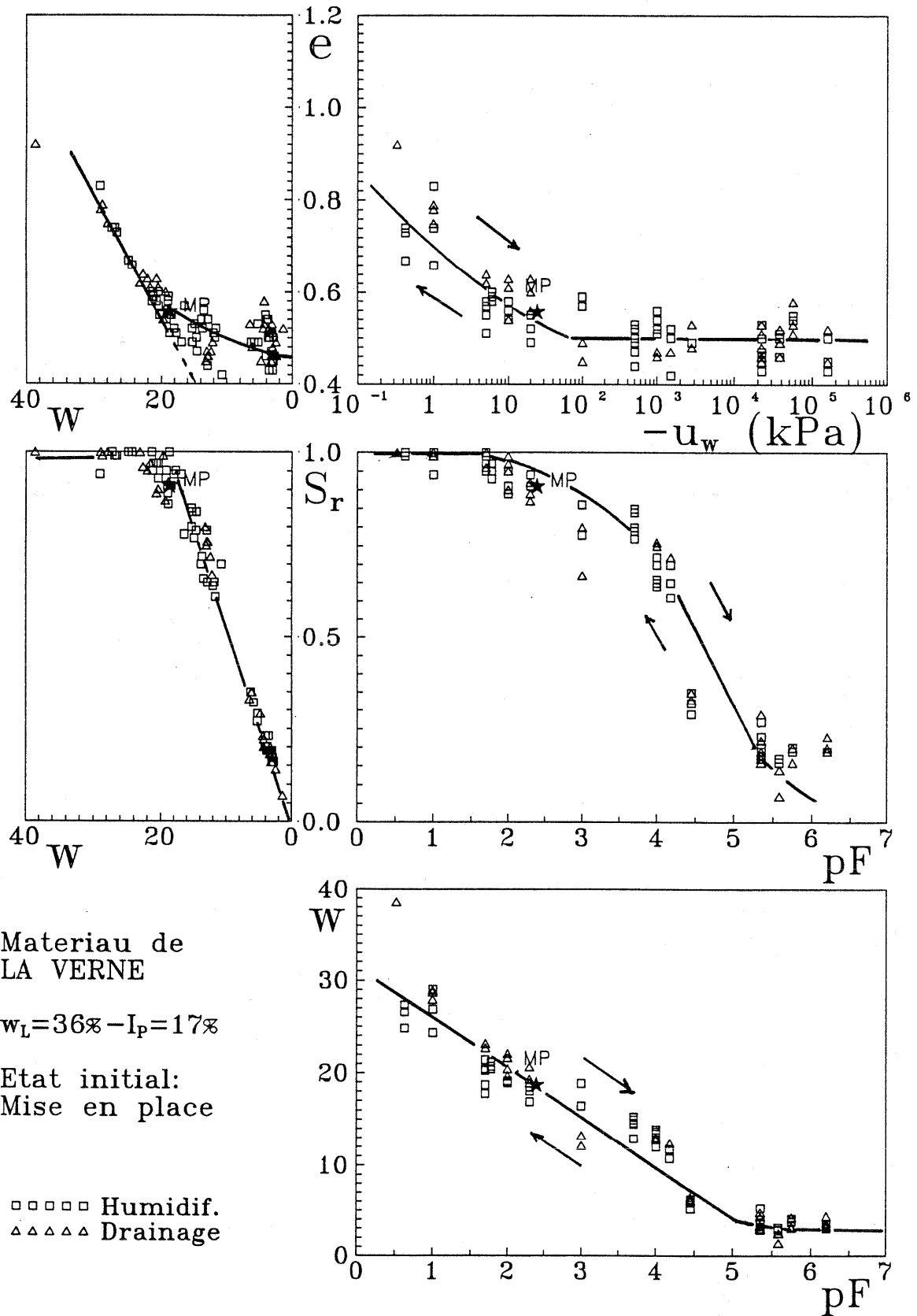


Fig I.20 (d)

Argile Vieupre
 $w_L=32\%$ - $I_p=13\%$

- comp. 0.5 MPa, Drainage
- △△△△ comp. 0.5 MPa, Humidif.
- ◇◇◇◇ comp. 1 MPa, Humidif.
- + + + + comp. 5 MPa, Humidif.
- ★ ★ ★ ★ comp. 5 MPa, Drainage





Materiau de
LA VERNE

$w_L=36\%$ - $I_p=17\%$

Etat initial:
Mise en place

□□□□ Humidif.
△△△△ Drainage

Fig I.21- Chemins de dessiccation et d'humidification sur le matériau du barrage de la Verne compacté dans les conditions de mise en place in-situ proche de l'OPN (Kheirbek-Saoud, 1994)

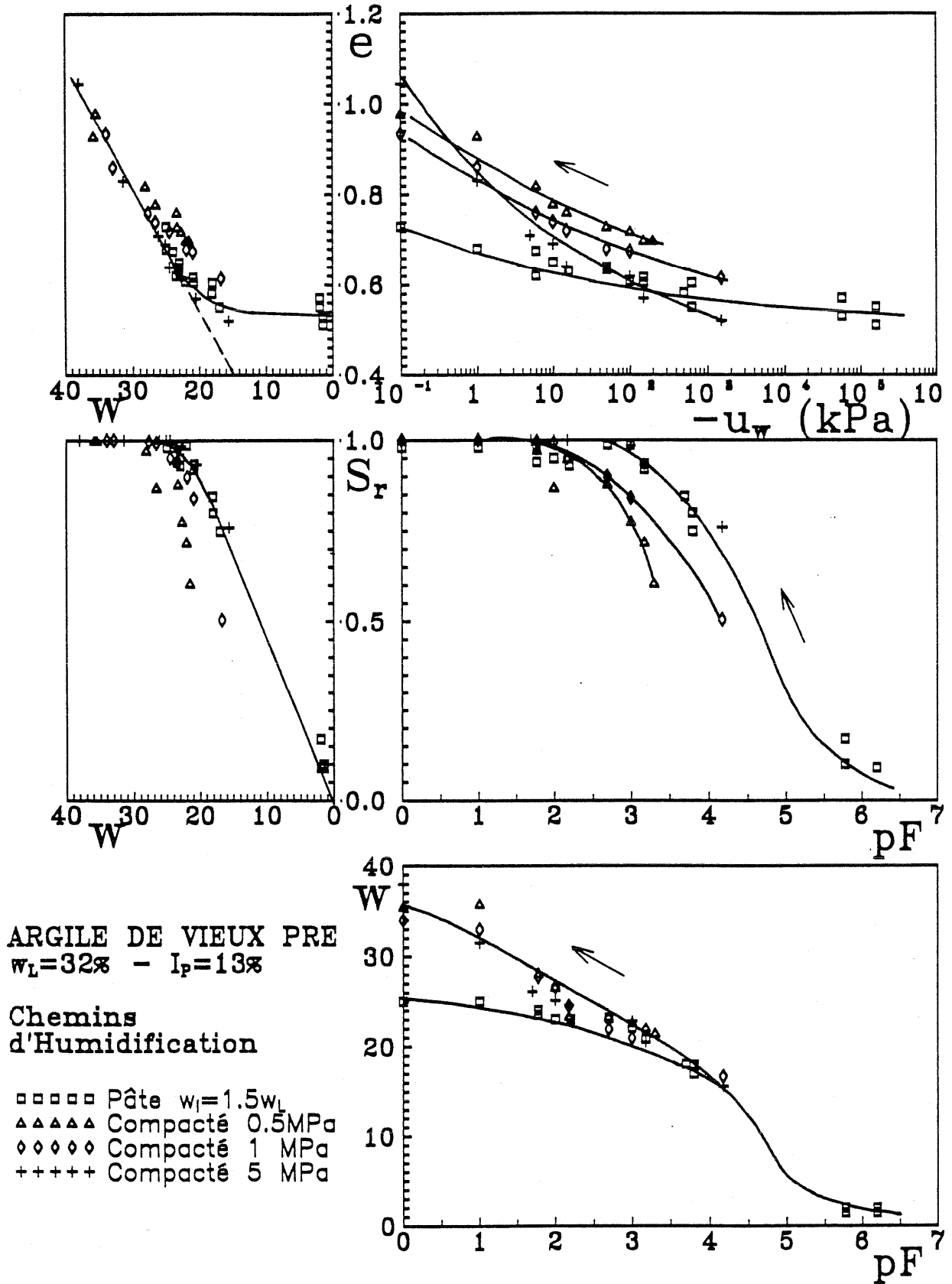


Fig 1.22 - Chemins d'humidification sur le matériau du barrage de Vieuxpré compacté dans les conditions oedométriques quasi-statiques, sous différentes contraintes

I-5- Synthèse du comportement des sols soumis à une pression interstitielle négative

Nous avons vu, dans ce chapitre, que le comportement des sols sur un chemin de drainage dépend de leur mode de préparation. Il faut donc séparer les matériaux préparés à partir d'une pâte, (donc avec un retrait important) et les matériaux compactés non saturés (avec très peu, ou sans variation de volume).

I.5.1- Chemins avec variations de volume (retrait).

Lorsque l'on soumet une pâte saturée préparée à $1.5 w_L$ à une pression interstitielle négative (chemin de séchage), son comportement dans le plan $(\log(-u_w), e)$ est caractérisé par deux domaines principaux): (1) Un domaine où l'indice des vides varie beaucoup avec la pression interstitielle négative, et (2) un domaine où l'indice des vides devient quasiment constant.

En fait, sur le chemin de drainage, le domaine où l'indice des vides varie beaucoup avec la pression négative (à gauche du palier horizontal) correspond à l'état où le matériau reste saturé. A l'échelle des grains (Fig I.23), le séchage provoque la formation de ménisques d'eau uniquement sur le contour d'un arrangement aléatoire. L'eau est continue à l'intérieur de l'échantillon et remplit tout l'espace poral. L'effet de la pression interstitielle négative dans ce cas est identique à une contrainte isotrope sur le contour de l'échantillon. Cet effet se traduit à l'échelle des grains par des forces de contact intergranulaires F inclinées d'un angle $\delta = \phi_{\mu}$ (angle de frottement entre grains), ce qui provoque des variations volumétriques plastiques (compression C_c). Par conséquent, dans ce domaine, le chemin de séchage est identique au chemin de compression isotrope du même sol saturé, mais à pression interstitielle positive ou nulle.

En revanche, dans le second domaine (Fig I.24), L'eau n'est plus continue dans l'échantillon, et se trouve localisée aux points de contact entre les grains. Dans ce cas, ces ménisques capillaires induisent des forces F qui sont orthogonales aux plans de contact, et ne provoquent plus de réarrangement des grains, donc plus de variations volumétriques plastiques (limite de retrait).

Dans le cas général, la pression interstitielle négative de désaturation est plus faible (en valeur absolue) que la pression correspondant à la limite de retrait. Donc on peut parler d'un domaine intermédiaire "quasi-saturé" où le matériau se désature faiblement ($0.8 < S_r < 1$). Dans ce cas, l'air dans le sol se trouve sous forme de bulles isolées dans les interstices, et ne joue aucun rôle dans la résistance du matériau. En revanche, il joue un rôle primordial dans la compressibilité du fluide interstitiel, par conséquent, la compressibilité du matériau sur le chemin C_c est continue dans ce domaine.

Si l'on associe au plan $(\log(-u_w), e)$, les plans $(\log(-u_w), S_r)$ et (K, S_r) (K_a : perméabilité à l'air; K_w : perméabilité à l'eau) (Fig I.25), on peut constater qualitativement ce qui suit:

- Lorsque le sol est fortement désaturé (point C), l'eau se trouve sous forme de ménisques aux points de contact entre grains, et l'espace poral occupé par l'air en phase continu est très important, d'où une perméabilité à l'air élevée. Lorsqu'on humidifie le matériau (chemin CB), le volume des ménisques d'eau au points de contact augmente mais l'eau reste discontinue dans les interstices, ce qui n'affecte pas considérablement l'espace poral réservé à la circulation de l'air; Par conséquent, la perméabilité à l'air reste quasi constante sur ce chemin CB. Ceci est confirmé par un ensemble de résultats expérimentaux. La Fig I.26, représente l'évolution de la perméabilité à l'air en fonction du degré de saturation dans le cas d'un mélange de sable et d'argile. On constate en effet, qu'en partant de l'état sec ($S_r=0$), la perméabilité à l'air varie très peu jusqu'à un degré de saturation de l'ordre de 0.8 avant de chuter brusquement.

- Par ailleurs, en partant de l'état saturé (point A), l'eau reste continue dans les interstices jusqu'à ce que la pression interstitielle négative de limite de retrait soit atteinte ($-u_{wSL}$). (point B). A partir de ce moment, l'eau se trouve sous forme de ménisques aux points de contact, donc

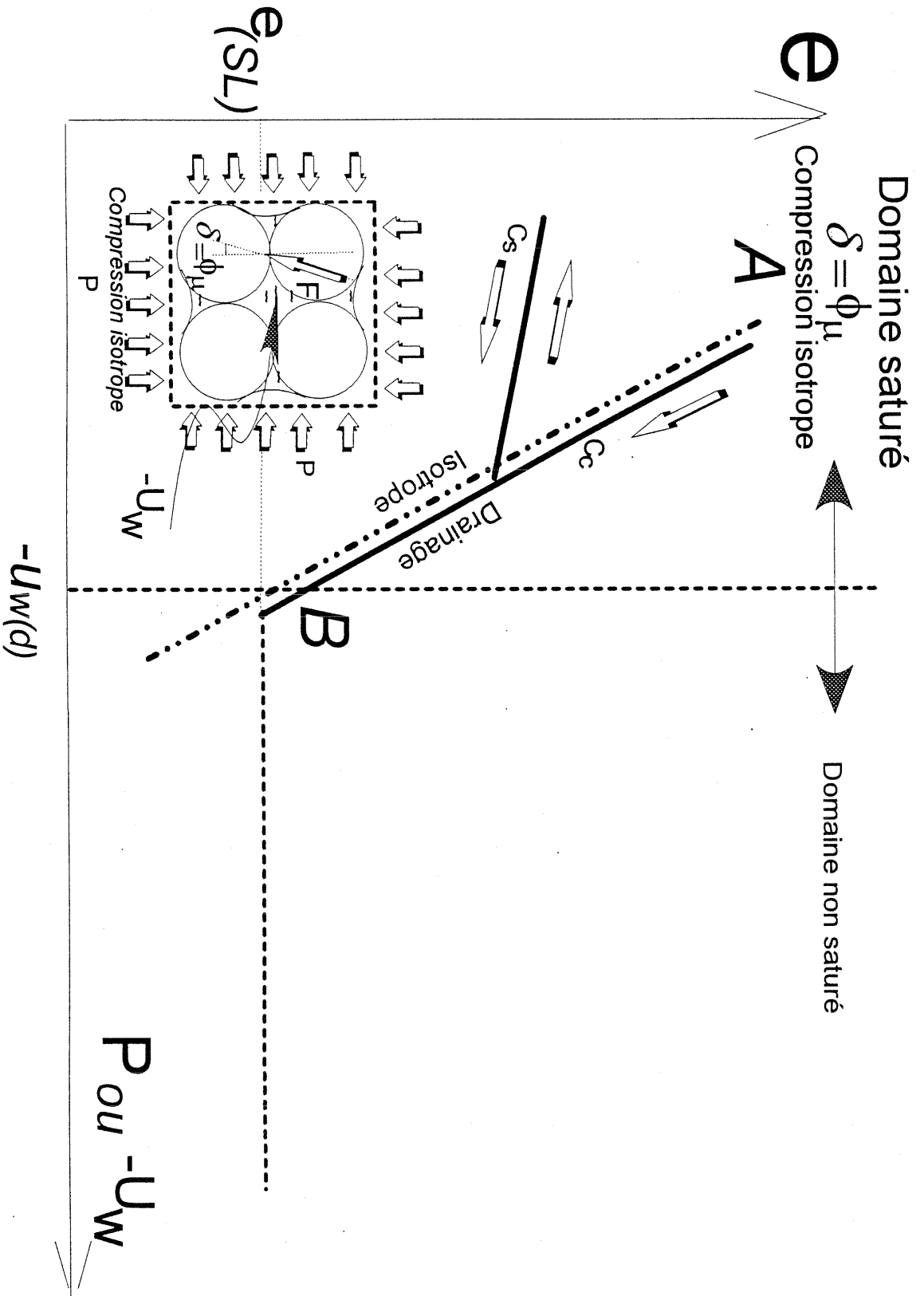


Fig. I.23- Chemin de drainage d'un sol soumis   une pression interstitielle négative dans le domaine saturé

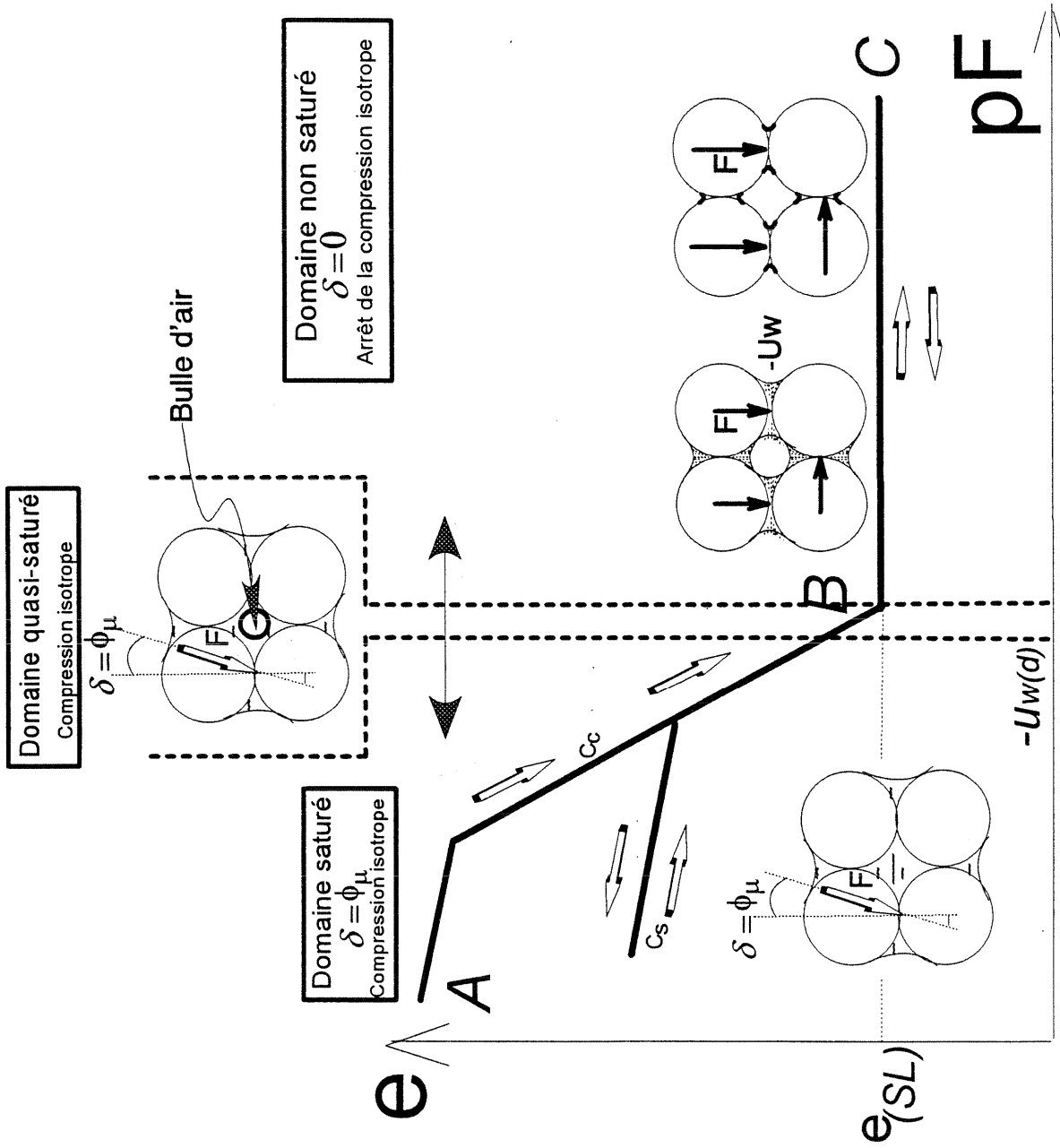


Fig I.24- Chemin de drainage d'un milieu granulaire

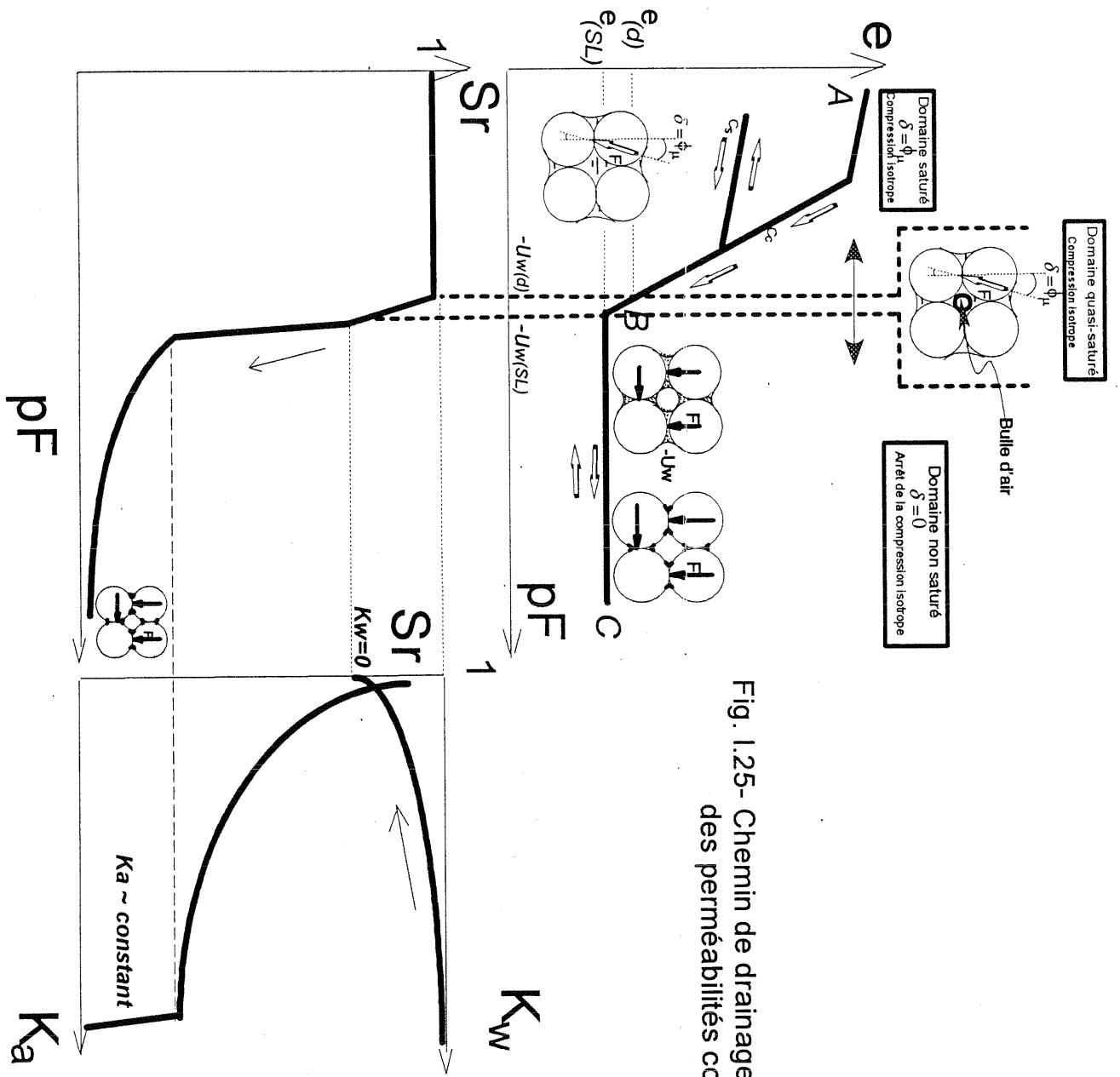


Fig. 1.25- Chemin de drainage et évolution des perméabilités correspondantes

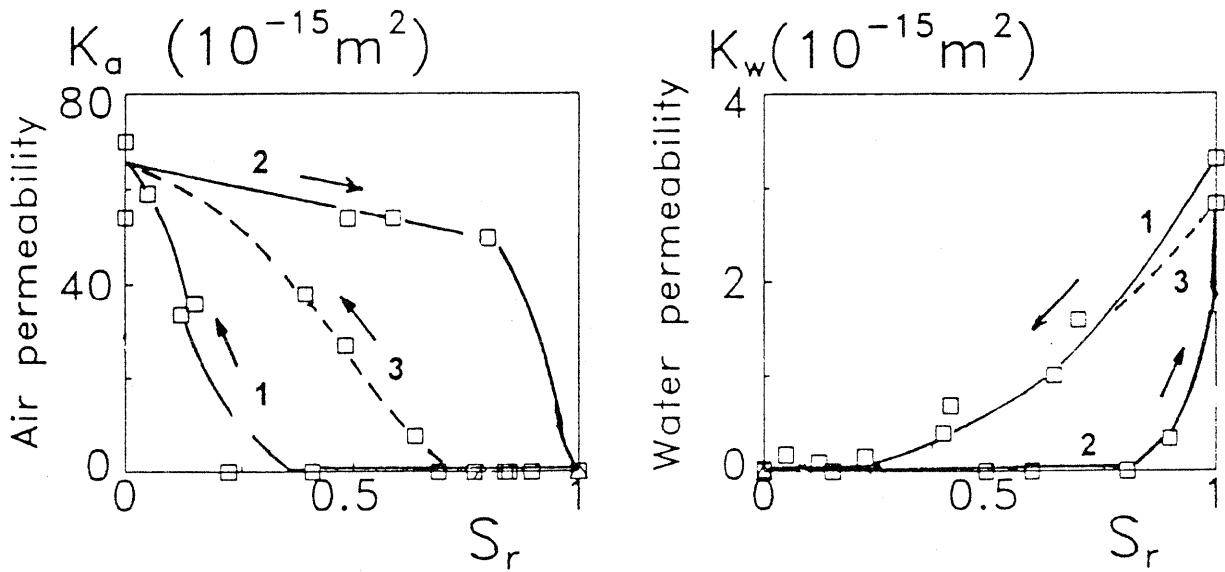


Fig I.26- Perméabilités à l'air et à l'eau d'un mélange de sables et d'argile ($D_{60}=59\mu m$, $D_{10}=4\mu m$, $w_L=18$, $I_p=14$) pendant des cycles de drainage et d'humidification.

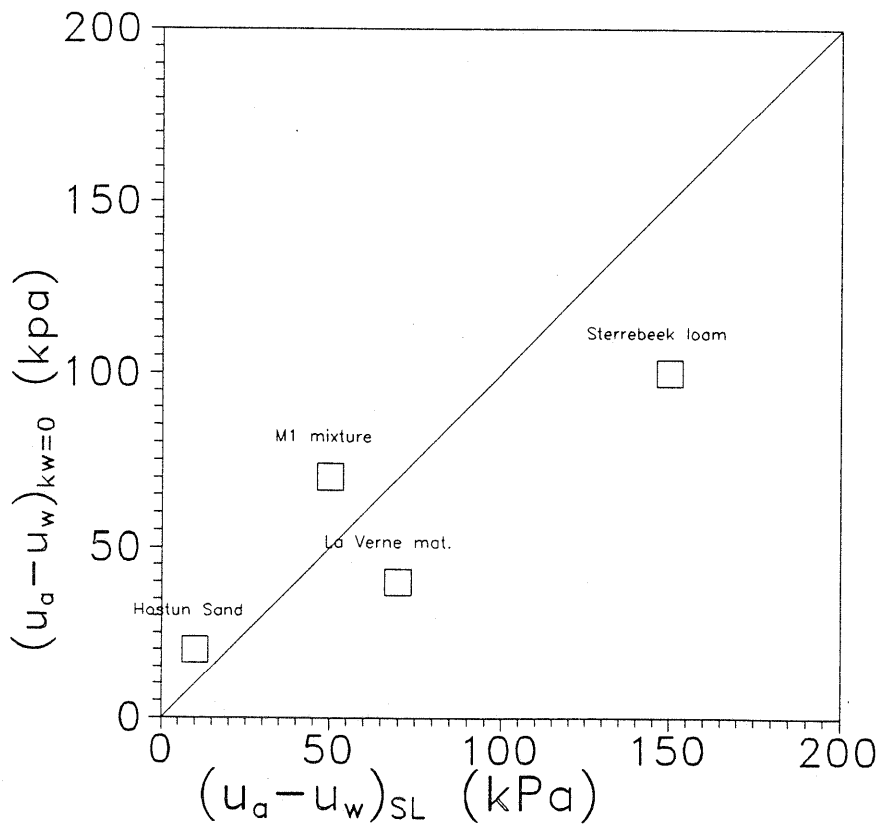


Fig I.27- Comparaison des pressions interstitielles négatives de limite de retrait et de perméabilité à l'eau nulle pour quatre matériaux.

discontinue. Par conséquent l'écoulement de l'eau sous forme liquide n'est plus possible ($K_w=0$), néanmoins le transfert est possible sous forme vapeur. Sur la Fig. I.27, nous avons comparé, pour 4 matériaux différents, les valeurs de pressions interstitielles négatives de limite de retrait et de perméabilité à l'eau nulle. On constate un bon accord général. Nous reviendrons plus en détail sur ces aspects au Chapitre VI.

1.5.2) Chemins sans variations de volume.

1.5.2.1) - grains d'une seule dimension ($d_{60}/d_{10}=1$).

- Pour un arrangement de billes de même dimension initialement saturé (par exemple cubique), le processus de drainage suit un mécanisme selon lequel le volume poral reste saturé tant que la pression capillaire n'est pas suffisante pour permettre le passage d'une bulle d'air sphérique à travers les seuils des pores les plus petits. Le séchage crée d'abord des ménisques sur le contour avec un rayon de courbure décroissant. Ceci correspond à un chemin à teneur en eau w quasi constant de A' à A dans le plan $-u_w(w)$ ou $-u_w(S_r)$ (Fig I.28). Le rayon de courbure et la pression négative correspondante sont appelés respectivement $r(A)$ et $-u_{wd}$. Ce point (A) est le point d'entrée d'air. La loi de Laplace permet de calculer cette valeur:

$$-u_{wd} (kPa) = \frac{300}{n} \frac{1}{D(\mu m)}$$

où n est un paramètre dépendant de la densité d'assemblage.

Le **Tableau I.1** donne les pressions de désaturation en fonction de la densité d'assemblage et le diamètre des particules.

γ_d	0.83	1.28	1.81
e	1.95	0.91	0.35
n	1	0.73	0.41
$-u_{wd}$ (kPa)	300/D (μm)	410/D (μm)	725/D (μm)

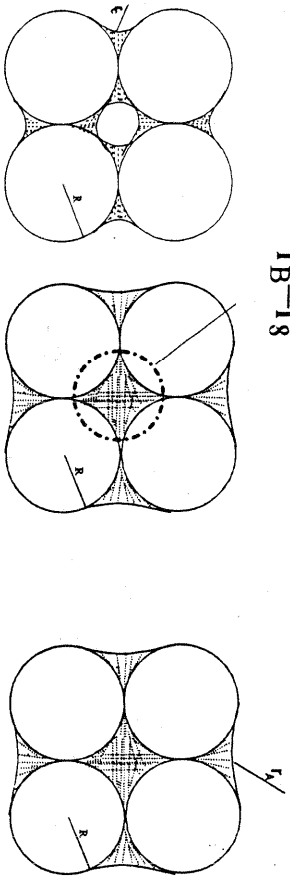
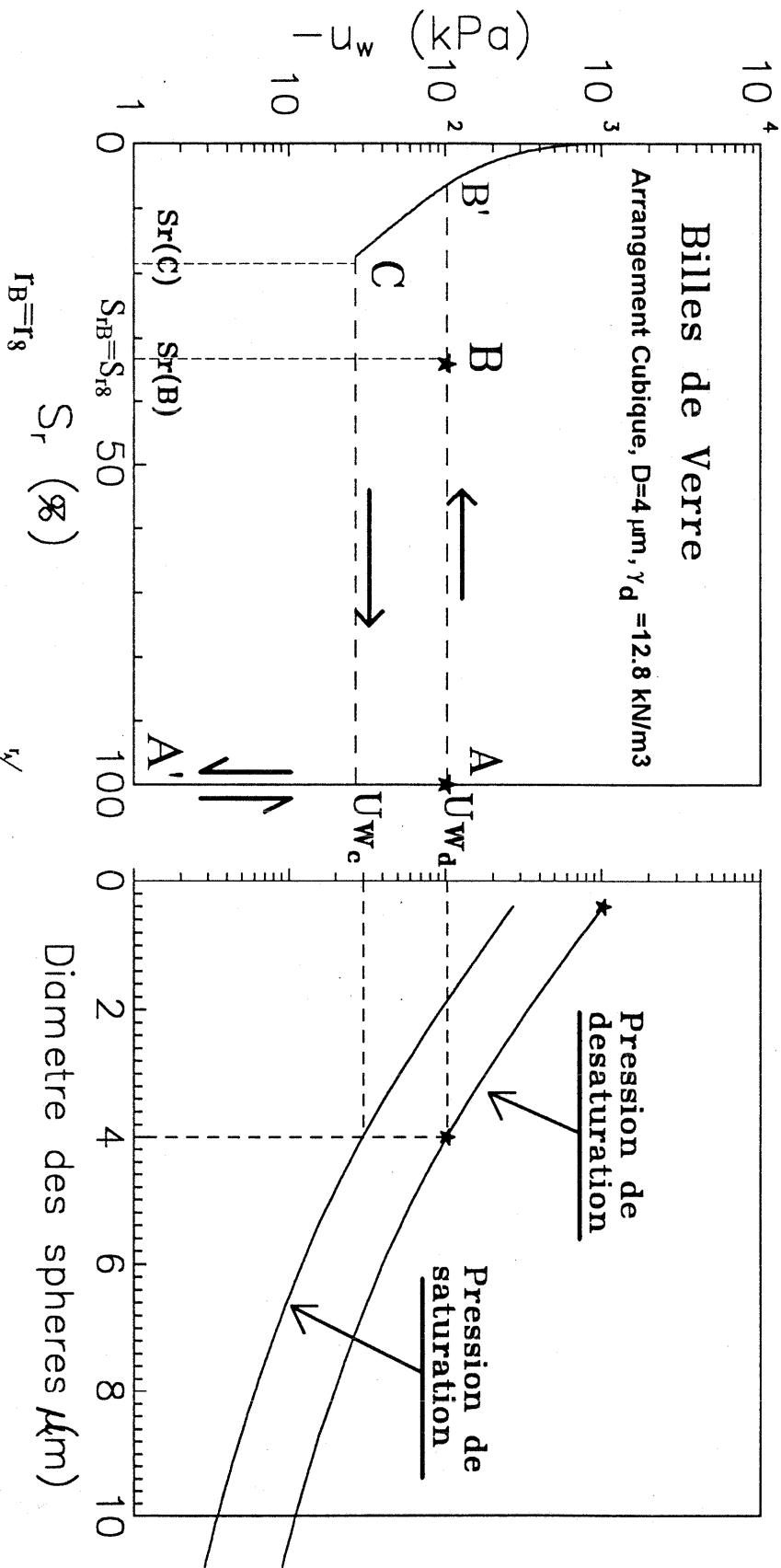
Tableau I.1- Pressions de désaturation en fonction de la densité d'assemblage et le diamètre des particules D

Si l'on imagine que l'on atteint un ménisque de rayon r_g correspondant aux sphères maximales inscrites dans l'arrangement cubique, on peut supposer un nombre quelconque de sphères remplies d'eau ou d'air à la même pression u_g . Ceci conduit au palier horizontal du point A au point B où la saturation S_{rg} correspond à toute les sphères remplies de gaz. Ce mode de désaturation cesse lorsqu'il ne reste plus que des ménisques d'eau autour des points de contact entre les particules, c'est-à-dire au moment où la phase eau devient discontinue et la phase air continue (point B'). Ce point se trouve sur le chemin de drainage calculé par le modèle de billes (cf Chap V).

Par ailleurs, Le modèle de billes permet de calculer un chemin d'humidification, à partir d'un état où le matériau est pratiquement sec. Il est valable tant que les ménisques sont indépendants les uns des autres ($r=r_c$). Cependant, compte-tenu des hypothèses faites (mouillabilité parfaite, etc.), les mécanismes sont réversibles, de telle sorte que les calculs restent valables pour un chemin de dessiccation entre les mêmes limites.

La pression négative correspondant au point C sur la courbe d'humidification ($-u_w(C)$) est plus petite que la pression nécessaire pour passer à travers les seuils de pores, ce qui signifie que le

Fig I.28 - Construction théorique des courbes de drainage -humidification pour un arrangement cubique de sphères de 4µm de diamètre



milieu va se saturer complètement sous cette même pression $-u_w(C)$. Les chemins de dessiccation et d'humidification de ce matériau "idéal" sont entièrement définis par le diamètre des billes et le type d'assemblage. On remarque l'existence d'une hystérésis entre ces deux chemins, qui est due seulement à la topologie du réseau poreux, indépendamment de l'hystérésis des angles de contact dont l'effet s'ajouterait à celui-ci.

I.5.2.1)- grains de dimensions différentes ($d_{60}/d_{10}<>1$ (désaturation progressive).

Dans ce cas, sur un chemin de drainage, les pores les plus gros sont les premiers à se désaturer et les ménisques entre les « gros » grains jouent alors le rôle majeur dans cette partie de l'essai (correspondant approximativement au D_{60} du matériau) . Une fois que ces pores sont vides, des pores de plus en plus petits vont progressivement se vider, jusqu'aux pores compris entre les « petits grains » (correspondant au D_{10} du matériau).

La validation de ce schéma a été faite avec les résultats expérimentaux sur des billes de verre de diamètre uniforme et non uniforme, ainsi que sur des matériaux naturels (cf Chap V)

La loi $[-u_{wd}(kPa) = \frac{300}{n} \frac{1}{D(\mu m)}]$ permet donc de passer de la courbe granulométrique à

la courbe de dessiccation si on définit convenablement la dimension D. A titre indicatif, nous avons superposé sur la Fig I.29 les courbes de dessiccation et granulométriques des billes de verres.

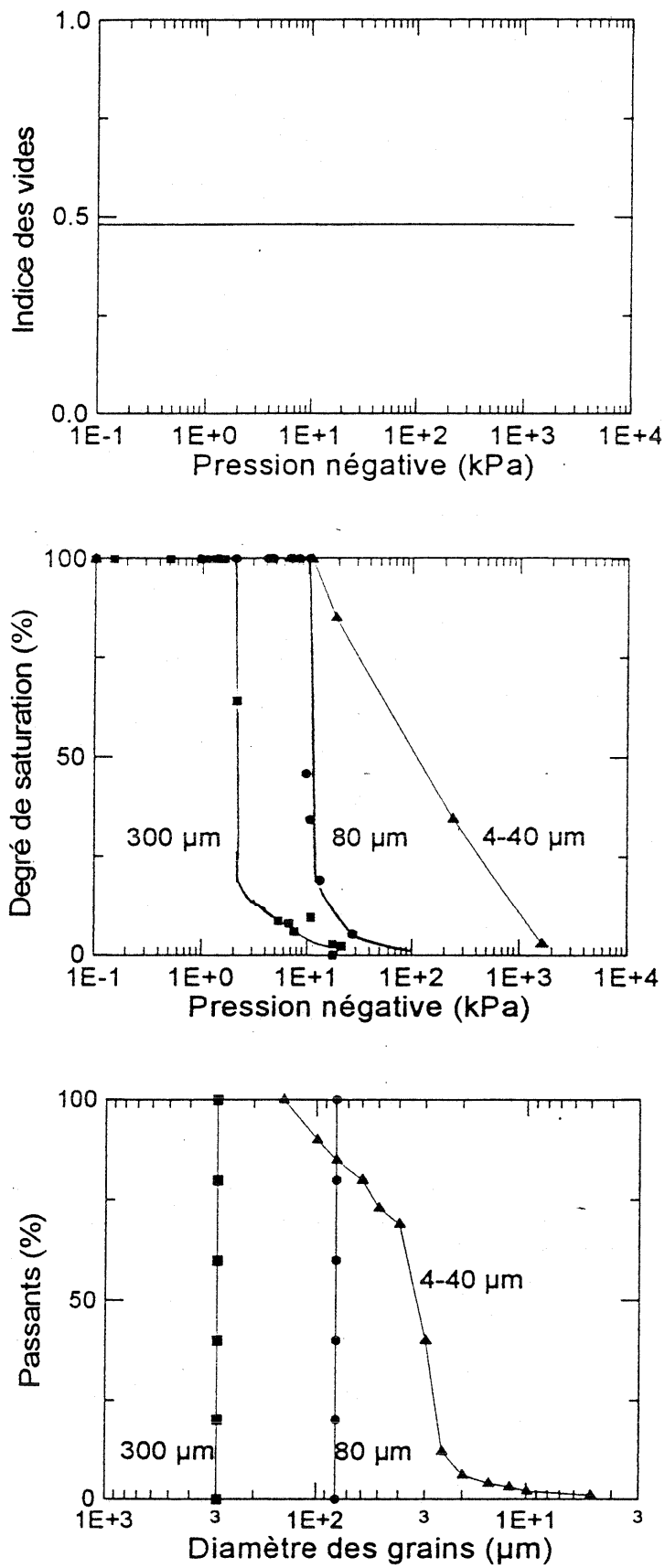


Fig. I.29 - Comparaison des chemins de dessiccation et des courbes granulométriques des billes de verre

I-6- Remarques concernant la notion de "contrainte effective" dans les sols soumis à une pression interstitielle négative

Le principe des contraintes effectives a été redéfini plusieurs fois depuis que Terzaghi l'a énoncé pour la première fois en 1936 en ces termes:

"Les contraintes en un point quelconque d'une section à travers un échantillon de sol peuvent être calculées à partir des contraintes totales principales σ_1, σ_2 et σ_3 qui agissent en ce point. Si les vides dans le sol sont remplis d'eau à une pression u , les contraintes totales principales se divisent en deux parties:

- une partie, u , qui agit dans l'eau et sur le solide avec la même valeur dans toutes les directions. Elle est appelée "contrainte neutre" ou "pression interstitielle".

- les valeurs $\sigma'_1 = \sigma_1 - u$, $\sigma'_2 = \sigma_2 - u$ et $\sigma'_3 = \sigma_3 - u$ représentent les différences par rapport à la pression interstitielle u , et sont appliquées exclusivement sur la phase solide.

Ces fractions des contraintes totales principales sont appelées "contraintes principales effectives". Une variation de la pression interstitielle ne produit pratiquement aucune variation de volume et n'a pratiquement pas d'influence sur l'état des contraintes à la rupture. Les matériaux poreux (sable, argile...) réagissent aux variations de u comme s'ils étaient incompressibles et comme si leurs angles de frottement interne étaient nuls. Les changements de tous les paramètres mesurables provoqués par les variations de contraintes tels que la résistance à la compression, à la distorsion et la résistance au cisaillement sont exclusivement dus aux variations des contraintes effectives σ'_1, σ'_2 et σ'_3 ... Toute étude concernant les sols saturés requiert la connaissance simultanée de la contrainte totale et de la pression interstitielle" (fin de citation)

Pour les sols saturés à pression positive ou nulle, ce principe est maintenant bien établi et décrit correctement leur comportement. Nous venons de voir qu'il pouvait être étendu aux sols saturés à pression interstitielle négative (Biarez et al 1988; Fleureau et al. 1993).

Par ailleurs, Skempton (1960) avait proposé une relation de la forme :

$$\sigma' = \sigma - ku$$

où le paramètre k est donné par deux expressions:

- une première expression pour les variations de résistance au cisaillement du sol, et dépendant du rapport entre l'angle de frottement intrinsèque entre les grains, et l'angle de frottement de résistance au cisaillement du sol.

- une seconde expression pour les variations de volume dans les sols, et dépendant du rapport du coefficient de compressibilité des grains solides au coefficient de compressibilité du sol.

Dans le cas où le fluide interstitiel est composé de deux phase (air et eau), le principe des contraintes effectives a été généralisé par Bishop (1959); et Aitchinson & Bishop (1960), sous la forme:

$$\sigma' = (\sigma - u_a) + \chi (u_a - u_w)$$

avec $\chi = 1$ pour les sols saturés et $\chi = 0$ pour les sols secs. Cette expression a été largement contestée dans la littérature, d'une part parce que des résultats expérimentaux montraient que χ pouvait être supérieur à 1 (Blight 1967), et d'autre part, par ce qu'elle ne rendait pas compte de certains phénomènes du comportement des sols non saturés peu denses comme "l'effondrement".

Nous avons observé au § 1.3, en partant d'une pâte ($w=1.5w_L$), le chemin de drainage était caractérisé, en première approximation, par deux domaines dans le plan (pF, e) (Fig 1.30 B):

- un premier domaine où le sol reste saturé: la variation de la pression interstitielle négative de l'eau (donc de la contrainte effective $\sigma' = u_a - u_w$) est responsable simultanément des variations de volume et des variations de résistance au cisaillement (Fig 1.30 H). En effet, lorsque les sols sont saturés, les variations de pression uniforme sur le contour créaient des forces obliques entre les grains, d'où la compressibilité isotrope plastique C_C .

- un second domaine où le sol se désature; dans ce cas l'indice des vides devient constant et l'eau, en tension, se trouve sous forme de ménisques autour des points de contact entre les grains (classe 1). Ces ménisques génèrent des forces f_U orthogonales au plan de contact entre deux grains (Fig 1.31 a). Ces forces f_U doivent s'ajouter aux forces f transmises par le solide. La résultante est ($f' = f_U + f$) (Fig. 1.31 b). Si l'inclinaison de la résultante α' est inférieure à ϕ_μ , la déformation plastique n'est pas possible.

L'humidification diminue la composante Normale f'_n , donc peut permettre une dilatation, mais simultanément δ' croît, ce qui peut conduire à $\delta' = \phi_\mu$, d'où un déplacement relatif des grains (plasticité). Si les forces f sont en général inclinées d'un angle $\delta < \phi_\mu$, il y a gonflement. Par contre, si l'inclinaison α de nombreuses forces est voisine de ϕ_μ par suite d'un déviateur de contrainte q/p assez grand, l'humidification peut produire l'"effondrement" (Fig 1.32).

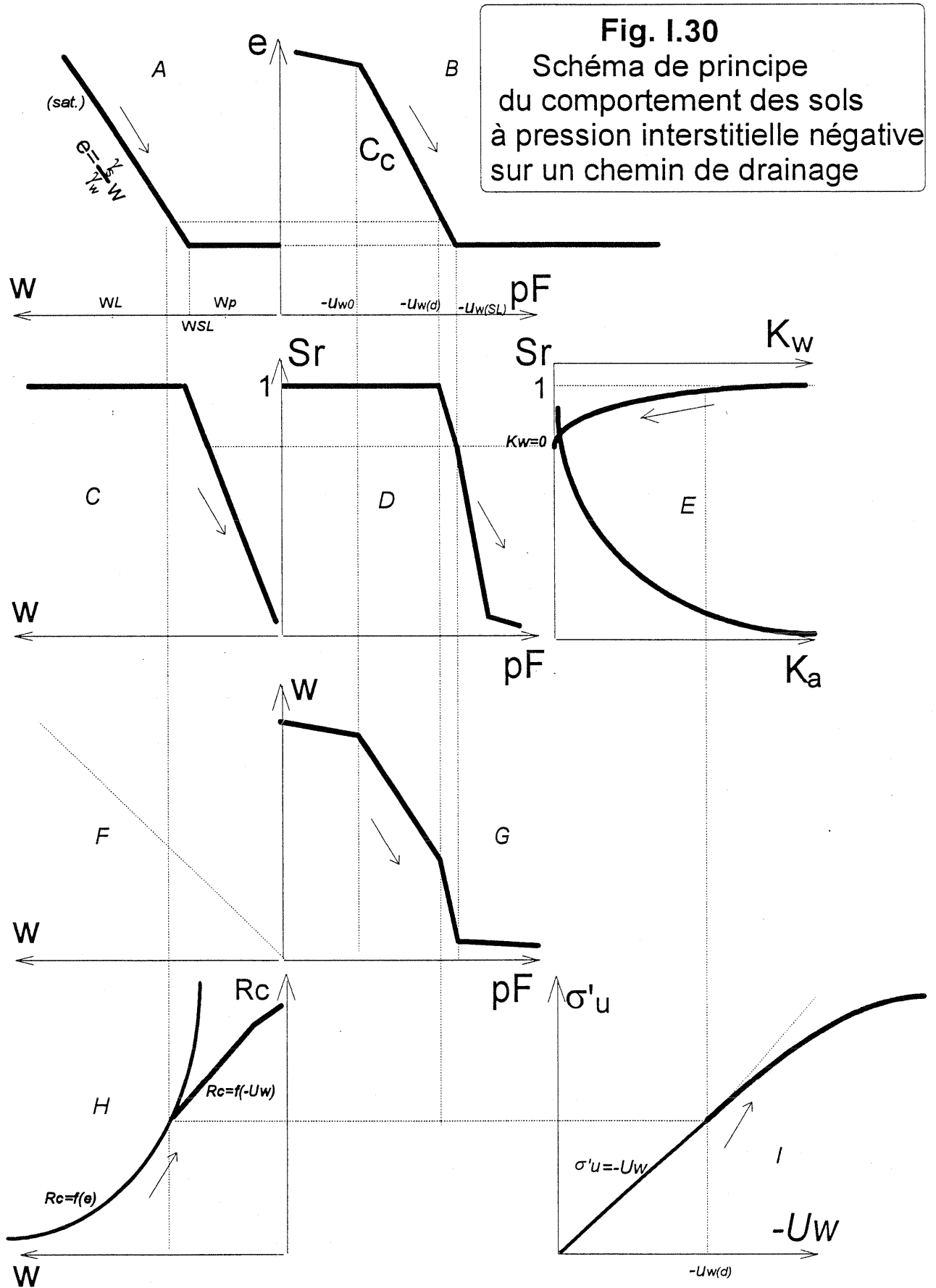
Le passage des forces de contact entre deux grains à des tenseurs usuels du milieu continu n'est pas simple (biunivoque...). Une pression uniforme sur le contour d'un échantillon $\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_3 = p$ correspond en général à des forces non orthogonales aux plans de contact entre grains, l'inclinaison de nombreuses forces atteint $\delta' = \phi_\mu$ lors de la compression "Normalement consolidé" (C_C). Par contre, il n'est pas évident que l'ensemble des forces orthogonales aux plans de contact entre grains puissent être représentées par un tenseur isotrope. En particulier quand la distribution de l'orientation des plans tangents n'est pas isotrope (Biarez, Wiendieck, C.R.A.S 1962). Nous n'admettrons donc cette hypothèse que pour une géométrie statistiquement isotrope. En second lieu, ce tenseur σ'_{ij} isotrope ne jouera pas directement sur les déformations isotropes dans l'écriture des lois de comportement.

Avec ces réserves, et pour la pratique, l'hypothèse actuelle consiste à utiliser σ'_{ij} au lieu de ($u_a - u_w$) dans l'équation de Terzaghi si ($u_a - u_w$) est supérieur à la pression de désaturation ($-u_{wd}$) si l'on part des sols initialement saturés ("pâtes").

par conséquent, à l'échelle de la mécanique des milieux continus (Chap V), on peut définir une **contrainte effective, d'origine capillaire**, notée σ'_u , (Fig 1.30 I), qui **ne provoque pas de variation de volume, mais contribue néanmoins à la résistance du matériau qui augmente avec la pression négative**, (Fig 1.30 H) (cf § 1.3.2).

En effet, si le sol est saturé, la résistance à la compression simple est fonction de l'indice des vides e (Fig 1.33). Lorsque le sol se désature, e reste constant, donc il n'y a pas d'augmentation de résistance liée à un indice des vides décroissant, mais une augmentation due à l'augmentation de la pression interstitielle négative, donc des forces de contacts dues aux ménisques, donc à la contrainte effective σ'_u . Cette contrainte capillaire ne peut donc pas être remplacée, en général, par une pression uniforme (état de contrainte isotrope). En général, cette simplification sera faite pour les déformations déviatoires et pas isotropes. d'où la nécessité de définir **deux notions de contraintes effectives pour traduire le rôle de l'eau**:

- Contrainte effective responsable de la "**compressibilité volumétrique et de la résistance mécanique**" (domaine quasi-saturé) telle qu'elle a été définie par Terzaghi. Sur un chemin de drainage, elle s'écrit: $\sigma' = u_a - u_w$



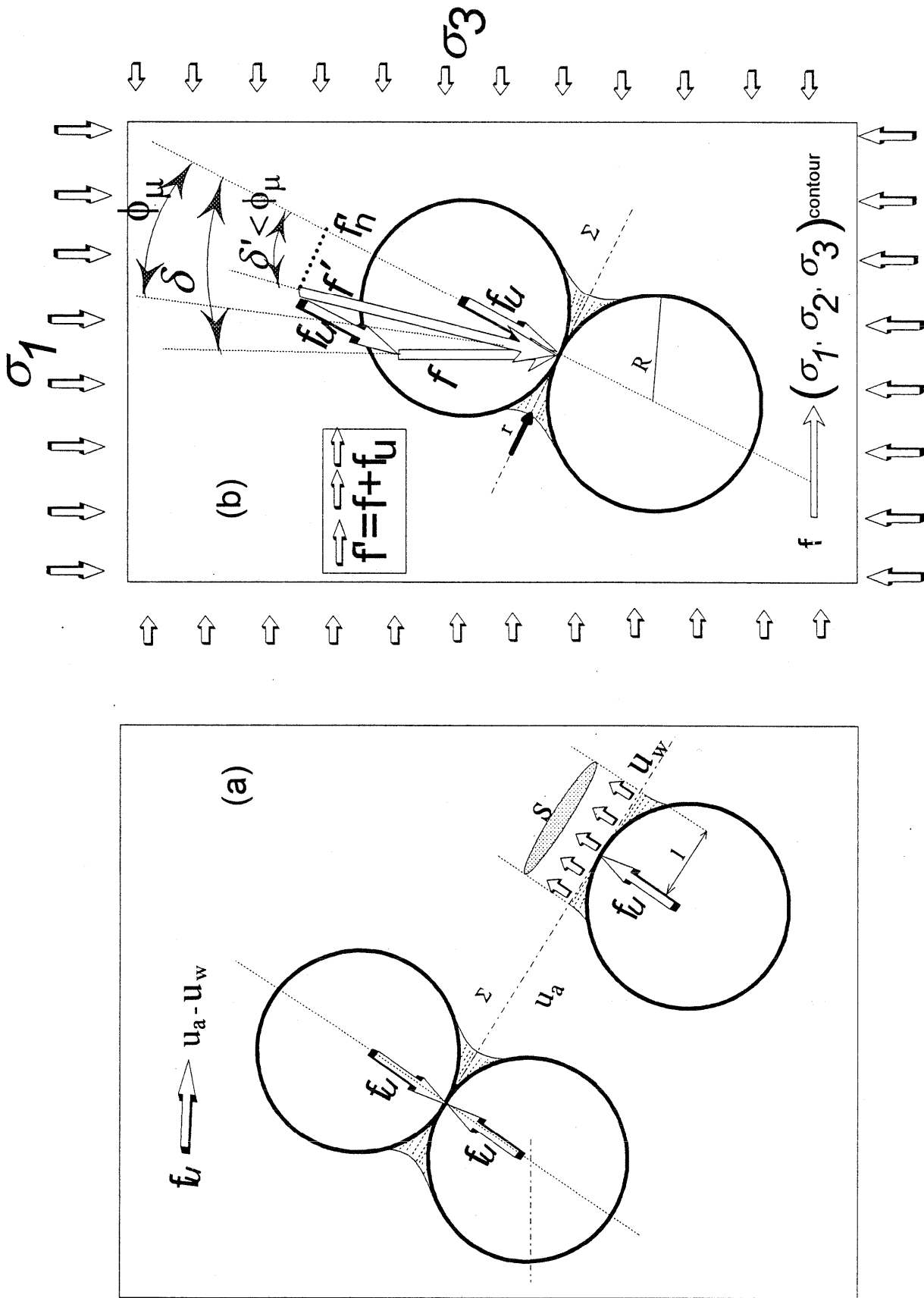


Fig I.31- Forces de contact entre deux grains (a) dues aux menisques(b) lorsqu'on ajoute l'effet de contraintes sur le contour.

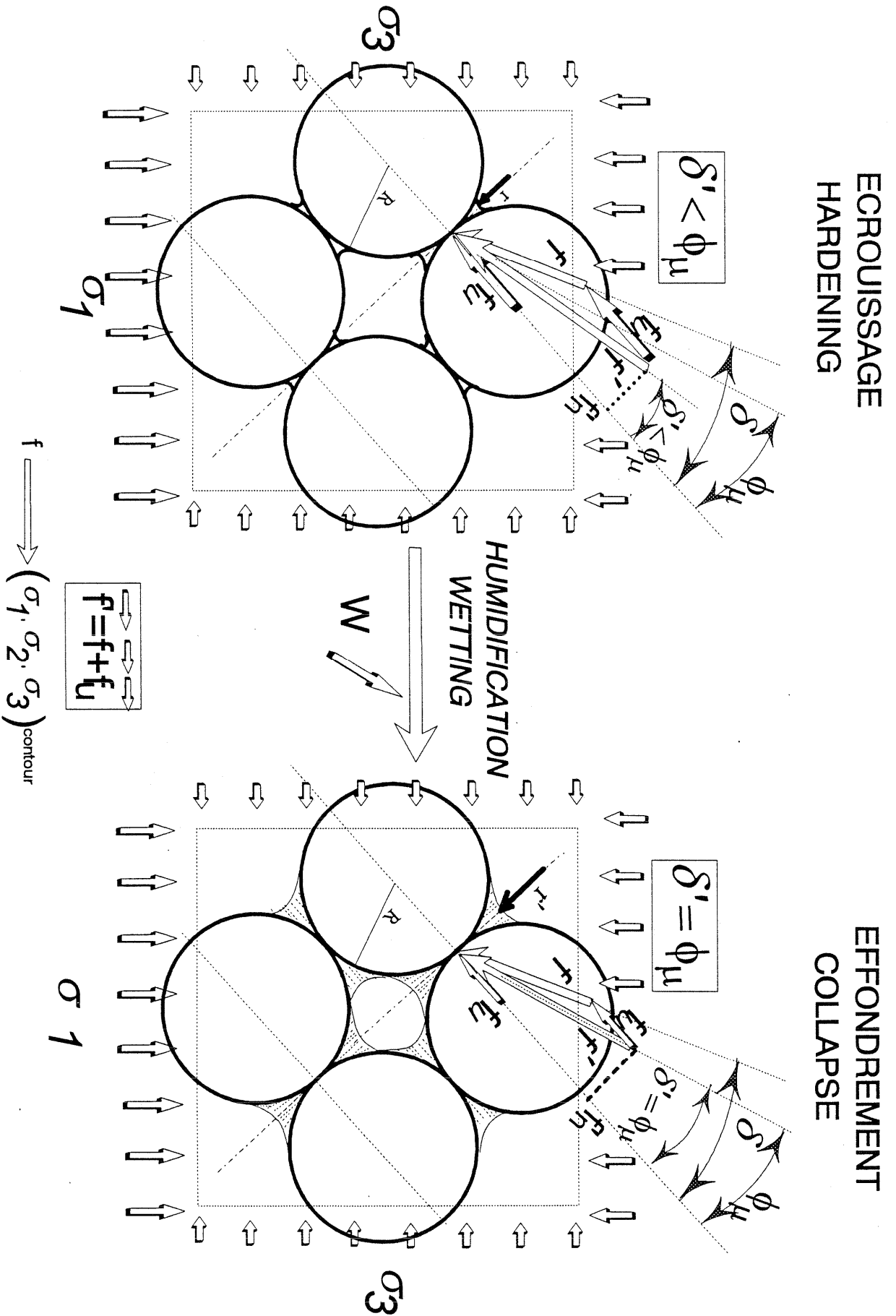


Fig I.32- Ecroissance et effondrement des milieux granulaires non saturés

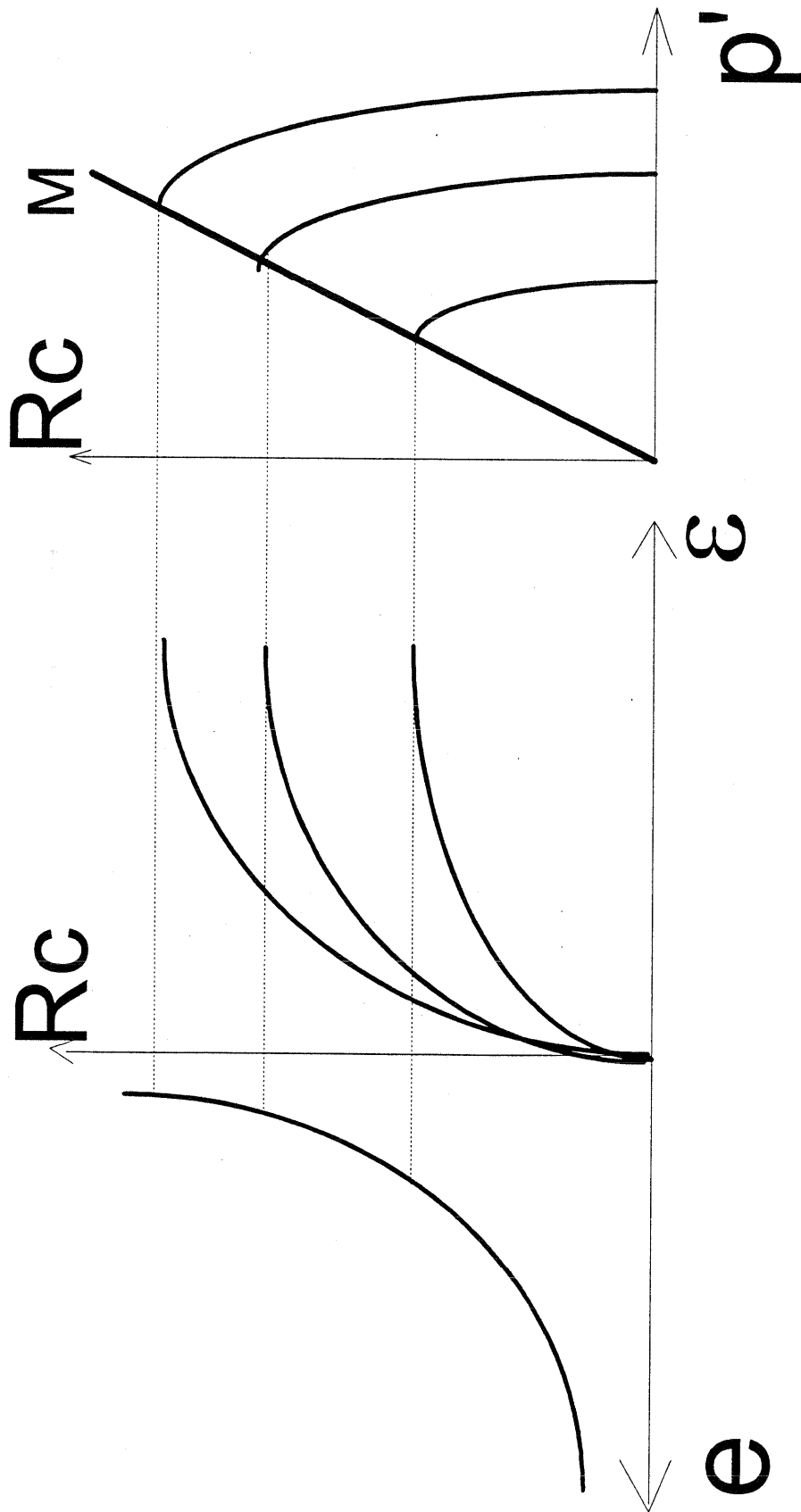


Fig I.33- Augmentation de la résistance des sols avec la densité.

- Contrainte effective de "**résistance mécanique**" (domaine non saturé), qui, dans le cas général, est une fonction de la pression négative, soit $\sigma' = \sigma'_u = f(u_a - u_w)$.

Nous reviendrons plus en détail sur cet aspect lorsque nous aborderons la modélisation des sols non saturés au chapitre V.

I-7- Conclusion

Le comportement des sols sur chemins de drainage-humidification est caractérisé par:

- un domaine plus ou moins large de pression où le sol est saturé à pression négative,
- l'existence de chemins normalement consolidés et surconsolidés dans ce domaine saturé, où la pression négative joue le rôle habituel de la contrainte, et où il est possible d'utiliser les corrélations usuelles de la littérature, avec la limite de liquidité pour les matériaux argileux.
- des pressions négatives de désaturation et de resaturation qui séparent les domaines saturé et non saturé. Sur un chemin de drainage NC, nous avons vu que la pression de désaturation était assez bien corrélée à la limite de liquidité. Sur un chemin surconsolidé, la valeur de la pression de désaturation dépend de la contrainte effective de consolidation p'_c : si p'_c est nettement inférieure à la pression de désaturation du chemin NC, $-u_{wd}^{NC}$, le matériau surconsolidé conserve la même pression de désaturation; en revanche, si p'_c est supérieure à $-u_{wd}^{NC}$, le sol se désature pour une valeur plus élevée de pression négative.

Dans le cas des sols compactés, il est difficile de connaître exactement la contrainte effective de consolidation correspondante, mais on retrouve néanmoins les deux types de comportement, illustrés par les chemins de drainage sur l'argile de Vieupré.

Lorsque la pression négative est nettement supérieure à la pression de désaturation, caractérisée par un palier horizontal dans le plan $[\log(-u_w) ; e]$. La phase intermédiaire entre la pression de désaturation et le palier correspond à une diminution quasi-linéaire du degré de saturation en fonction du pF, dont la pente peut être reliée à la granulométrie du matériau et, pour les sols fins, à sa limite de liquidité.

Chapitre II

Comportement mécanique des sols saturés et quasi-saturés soumis à une pression interstitielle négative

II.1- Introduction

Nous avons vu au chapitre I que sur des chemins de dessiccation ou d'humidification, tant que le sol était saturé, la pression interstitielle négative était équivalente à une contrainte isotrope. Autrement dit, en l'absence de contrainte totale, on peut écrire : $\sigma' = - u_w$. (Biarez et al. (1988), Zerhouni (1991), Fleureau et al. (1993)). Nous allons examiner dans cette partie le comportement des sols sur des chemins oedométriques et triaxiaux, dans le domaine de pression négative où ceux-ci restent saturés ou quasi-saturés.

Auparavant, il nous faut préciser la notion d'essais drainés ou non drainés, dans la mesure où il est possible d'imposer ou de mesurer indépendamment la pression dans chacune des phases, air ou eau. Nous pourrions ainsi définir (Fleureau 1992):

- des essais entièrement drainés, dans lesquels on impose à la fois les pressions d'air et d'eau : c'est le cas général des essais à pression négative imposée.

- des essais entièrement non drainés, où l'échantillon est complètement isolé; on mesure alors les pressions des deux phases, ou bien la pression de Laplace et la pression d'air. Il faut noter que les mesures faites par différents chercheurs (Verbrugge, 1978) ont conduit à des valeurs de pression d'air très faibles lorsque la phase air était continue. Lorsque l'air se trouve sous forme de bulles, la mesure de sa pression n'est pas possible, mais on peut penser que, dans ce cas, elle ne joue pas de rôle dans le comportement du milieu.

- des essais mixtes, dans lesquels on impose la pression d'air et on mesure la pression d'eau ou, beaucoup plus rarement, l'inverse.

En fait, Bishop et al. (1960), Matyas & Radhakrishna (1968), Fredlund & Morgenstern (1976), entre autres, ont montré que les paramètres de base qui contrôlaient le comportement des sols non saturés étaient les différences ($u_a - u_w$) et ($p - u_a$), plutôt que les valeurs de p , u_w ou u_a elles-mêmes. La notion d'essais drainés dépend donc de la pression de Laplace ($u_a - u_w$). Dans ces conditions, Fleureau (1992) désigna par:

- essais drainés* des essais dans lesquels la pression de Laplace ($u_a - u_w$) est maintenue constante

- essais non drainés*, des essais dans lesquels cette pression peut varier, cette seconde catégorie regroupant à la fois les essais dans lesquels u_a est maintenue constante et les essais où u_a varie, et où l'on mesure la pression de l'eau.

II.2- Comportement sur chemin oedométrique

Des séries d'essais ont été réalisées sur deux matériaux (Kaolinite P300 et une Montmorillonite). Le but est, d'une part, d'étudier la validité du concept de contrainte effective de Terzaghi sur ce chemin, d'autre part, de comparer deux techniques expérimentales différentes: imposition de la pression négative par solution osmotique et par surpression d'air. En effet, sur un chemin oedométrique, la pression interstitielle négative u , mesurée par référence à la pression de l'air u_a , est en fait la différence des pressions des deux phases $u = u_a - u_w$, par conséquent, celle-ci peut être obtenue indifféremment soit en diminuant la pression de l'eau, u_w , l'air se trouvant à la pression atmosphérique (par exemple la technique osmotique), soit en augmentant la pression de l'air u_a (technique de surpression d'air).

II.2.1- Dispositifs expérimentaux

II.2.1.1- Oedomètre osmotique

La méthode osmotique est une technique simple à mettre en oeuvre pour imposer des pressions interstitielles négatives comprises entre -50 et -1500 kPa. Son principe consiste à mettre l'échantillon de sol en contact avec une solution de macromolécules organiques de polyéthylène glycol PEG (poids moléculaire 20000) par l'intermédiaire d'une membrane semi-perméable ne laissant passer que l'eau. Cette solution se trouve à une pression osmotique fixée par la concentration en PEG et à l'équilibre la pression interstitielle de l'eau dans l'échantillon correspondra à cette pression osmotique. Un étalonnage donnant l'équivalence entre ces pressions est obtenu par comparaison avec les résultats obtenus par les méthodes de surpression d'air. Les étalonnages effectués par plusieurs auteurs (Indarto et ceux cités par Williams et Shaykewich) sont donnés sur la Fig II.1.

La technique osmotique a été adaptée pour la première fois à l'oedomètre par Kassif et Ben Shalom (1971). Divers développements ont été réalisés autour de ce principe; citons en particulier les travaux du Cermes-ENPC (Suraj de Silva 1987, Vicol 1990 et Cui 1993).

L'appareil que nous avons développé à l'Ecole Centrale de Paris a consisté à modifier la base d'un oedomètre de 40mm de diamètre afin d'y placer une membrane semi-perméable (Fig II.2.a). Ainsi, l'échantillon se trouve en contact avec la solution de PEG 20000 à travers cette membrane qui ne laisse passer que l'eau. Les membranes usuelles d'hémodialyse, dont le diamètre des pores est inférieur à 50 nanomètre, permettent d'empêcher le passage des molécules de PEG. Afin d'éviter l'attaque de ces membranes par les bactéries, une petite quantité d'acide benzoïque agissant comme anti-bactérien est ajoutée à la solution de PEG.

La base de l'oedomètre est reliée à un réservoir, la solution osmotique circulant entre le réservoir et l'oedomètre de telle façon à maintenir la concentration de la solution du PEG 20000 uniforme tout au long de l'essai. Afin de garantir un bon contact entre l'échantillon et la membrane, la consolidation de la pâte saturée a été réalisée dans cet oedomètre.

II.2.1.2- Oedomètre à surpression d'air

L'oedomètre à surpression d'air, inspiré des "cellules de Richards", a été développé à l'Université Libre de Bruxelles par le professeur Verbrugge. L'appareil (Fig II.2.b) est composé d'une enceinte extérieure rigide et étanche. Un piston coulisse à travers l'enceinte par l'intermédiaire d'une membrane "bellofram" assurant l'étanchéité de ce dernier. A l'intérieur de l'enceinte, on dispose d'une bague de 50mm de diamètre et 15mm de hauteur dans laquelle vient se loger l'échantillon de sol.

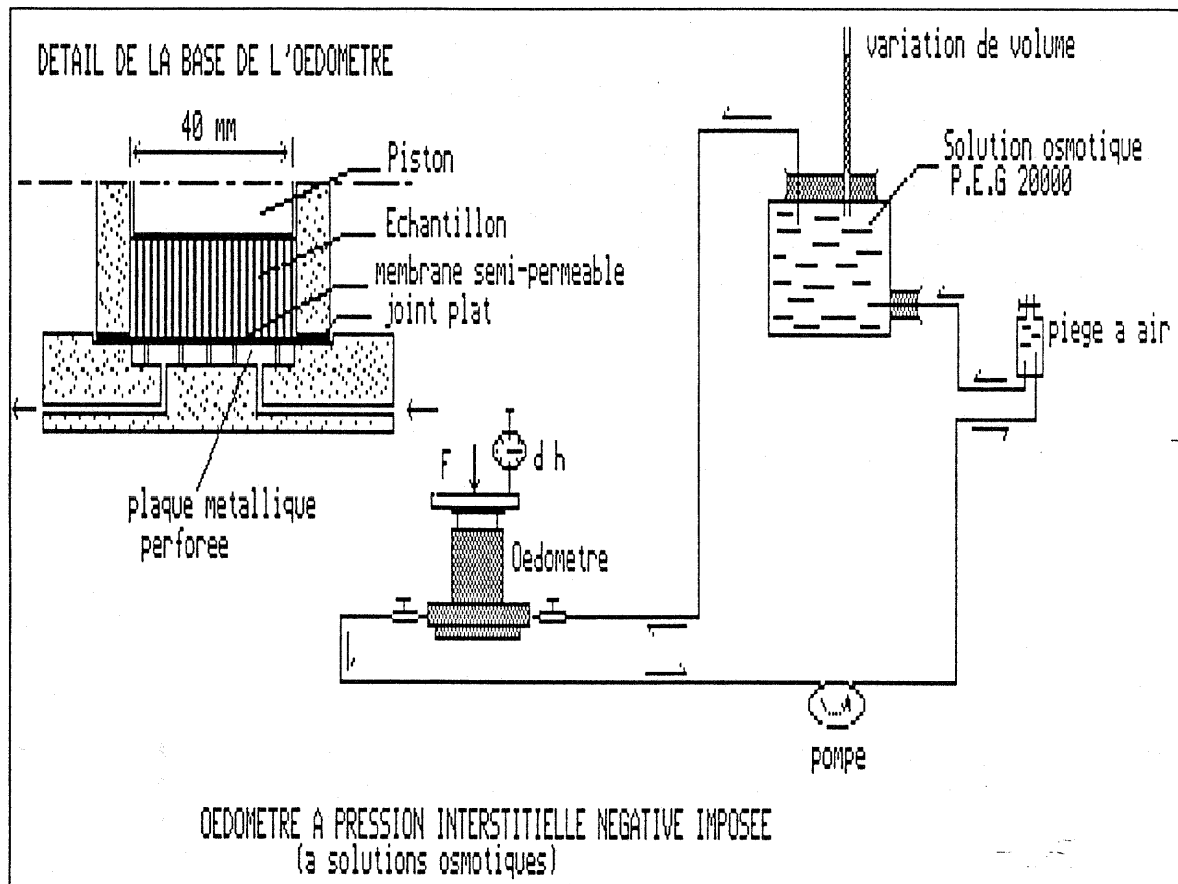


Fig II.2.a- Oedomètre à pression interstitielle négative imposée par solution osmotique

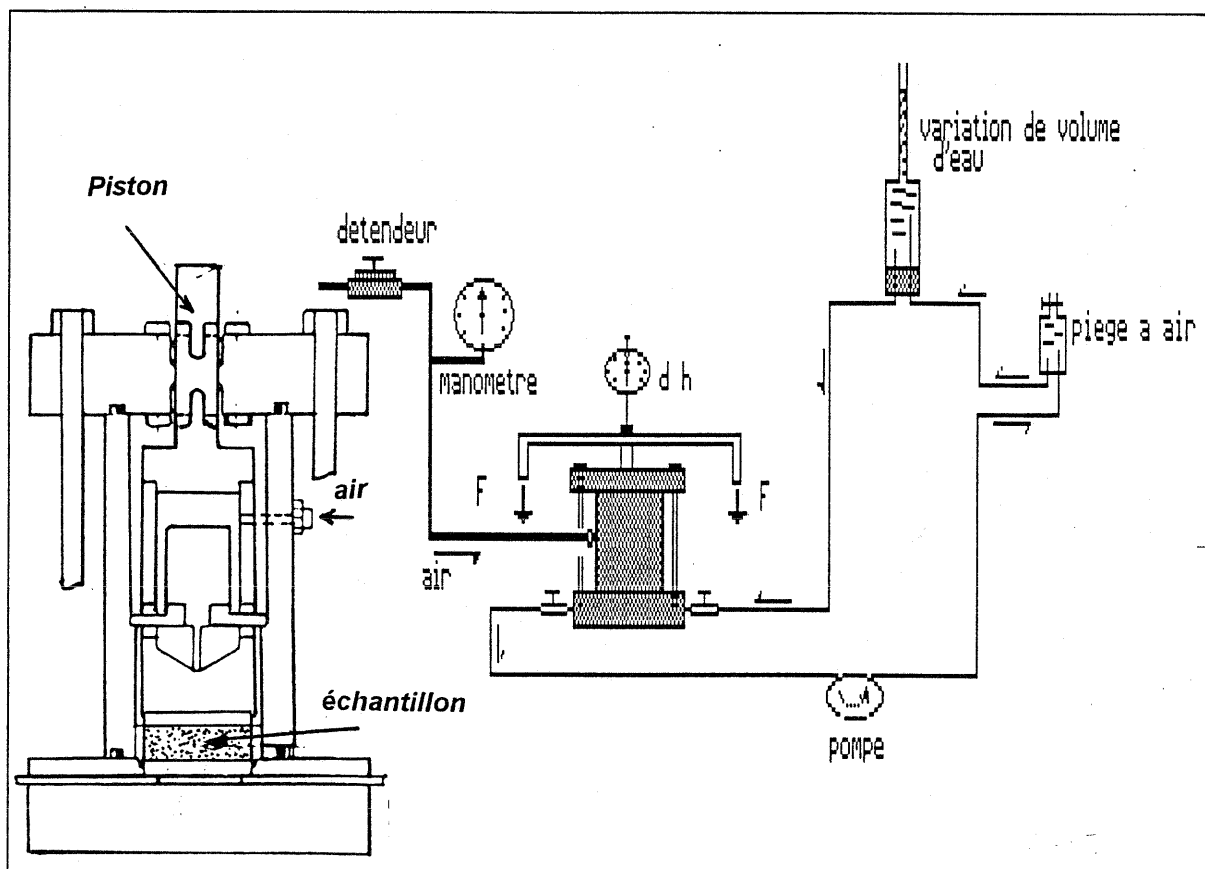


Fig II.2.b- Oedomètre à pression interstitielle négative imposée par surpression d'air (Verbrugge U.L.B)

Cette bague repose sur une base équipée d'une céramique saturée en eau. Une membrane semi-perméable se met entre la céramique et l'échantillon. Le piston transmet la contrainte totale verticale à l'échantillon par l'intermédiaire d'un cylindre creux qui s'emboîte dans la bague contenant l'échantillon. L'air sous pression est injecté latéralement dans l'enceinte et se transmet au sol à travers le cylindre creux. Une pompe permet une circulation périodique de l'eau dans la base afin de chasser les bulles d'air éventuelles et de maintenir la membrane semi perméable saturée en permanence. Cet oedomètre peut être monté aussi bien sur un bâti classique que sur une presse à vitesse de chargement constante.

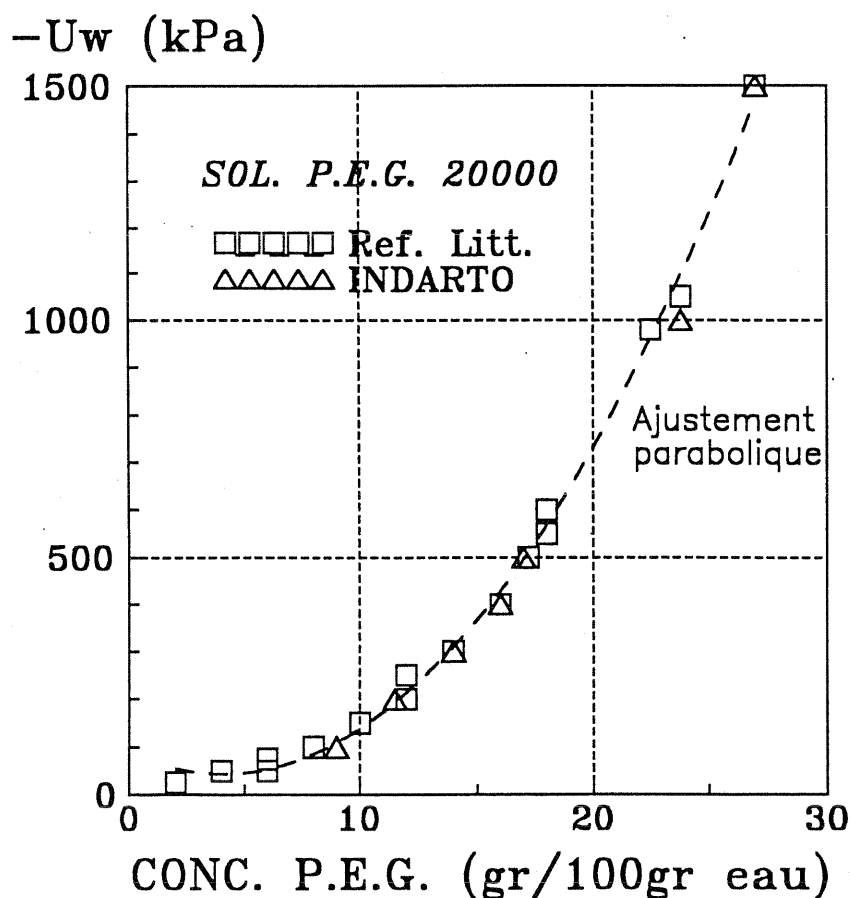


Fig II.1- Relation entre la pression interstitielle négative et la concentration de PEG

II.2.2- Comportement d'une Kaolinite (Argile jaune P300)

II.2.2.1- Chemins à pression imposée par la méthode osmotique

La kaolinite initialement sous forme de pâte ($w_i=1.5 w_L$) était d'abord préconsolidée jusqu'à une contrainte verticale de 100 kPa, puis de 200 kPa, à pression interstitielle nulle, avant d'être drainée sous des pressions négatives de 200, 400, 800 et 1000 kPa. Le chargement se poursuivait alors en maintenant la pression imposée (Fig II.3).

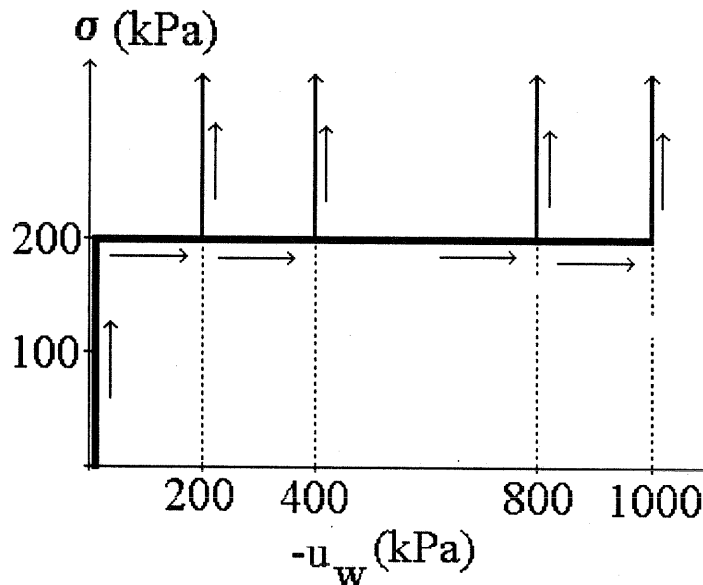


Fig II.3: Chemin en contrainte et en pression interstitielle négative

Les pressions de 200 à 1000 kPa sont insuffisantes pour désaturer le matériau qui présente une pression de désaturation, en l'absence de contrainte, de l'ordre de 1500 kPa (cf chap I).

Les résultats présentés sur la Fig II.4 montrent le comportement de ce matériau sur le chemin oedométrique dans les plans des contraintes totales (σ_v, e) et effectives ($(\sigma_v - u_w), e$). On note, sur la Fig II.4 a, la variation de l'indice des vides par drainage sous l'effet de la pression interstitielle négative imposée lorsque la contrainte totale verticale atteint 200 kPa. Cette variation de volume est d'autant plus importante que $(u_a - u_w)$ est grand. le chargement mécanique à pression interstitielle imposée qui s'ensuit met en évidence un écrouissage du matériau qui suit un chemin surconsolidé avant de tendre vers le chemin normalement consolidé. La Fig II.4 b montre que, ces courbes tracées en $(\sigma_v - u_w)$ se regroupent de façon satisfaisante autour du chemin Normalement Consolidé saturé, et justifient une interprétation en contraintes effectives utilisant la définition de Terzaghi.

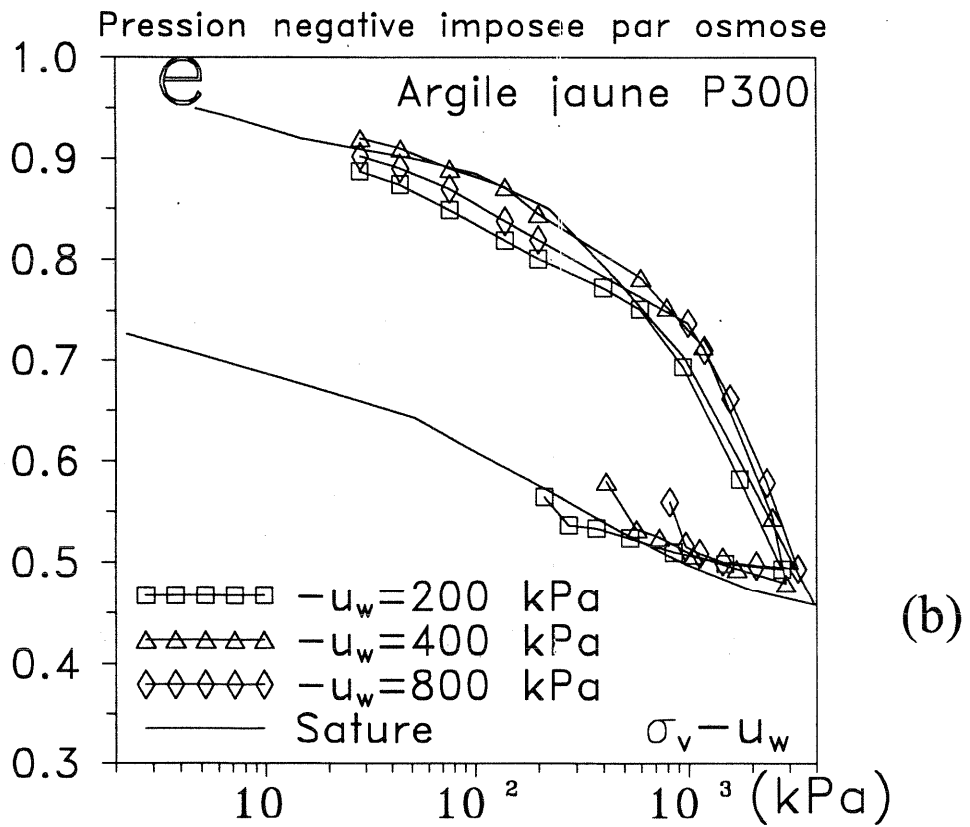
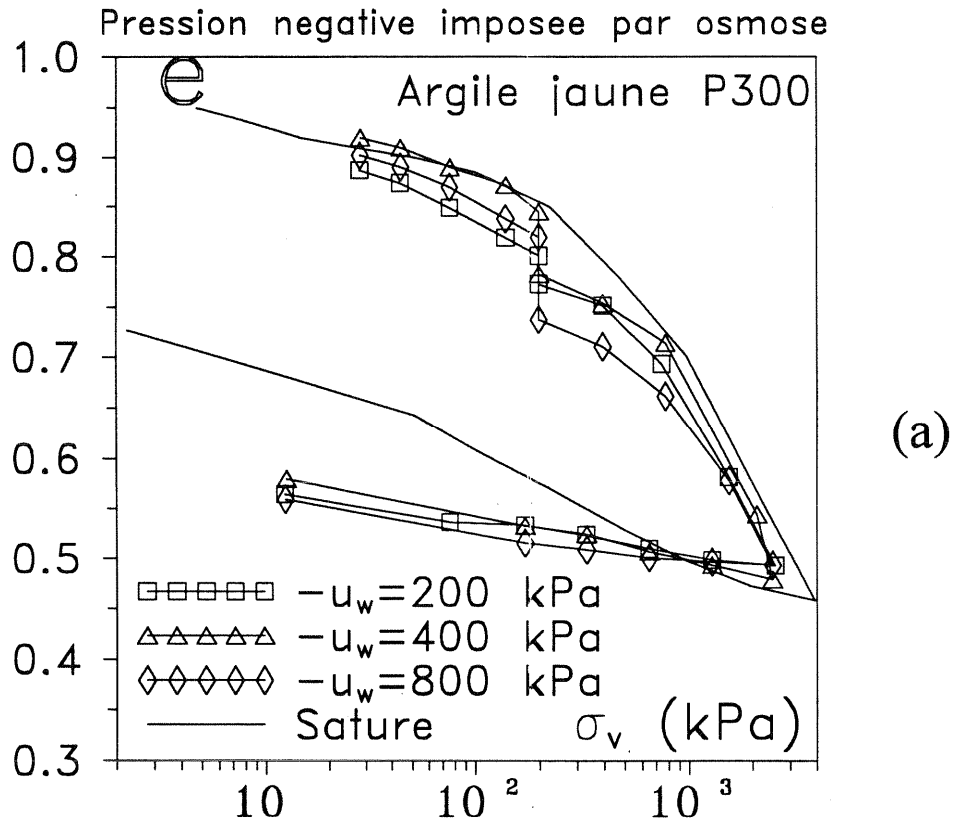


Fig II.4 - Essais oedométriques à pression interstitielle imposée par osmose sur l'argile jaune P300 en fonction de : (a) la contraintes totales (b) la contraintes effectives

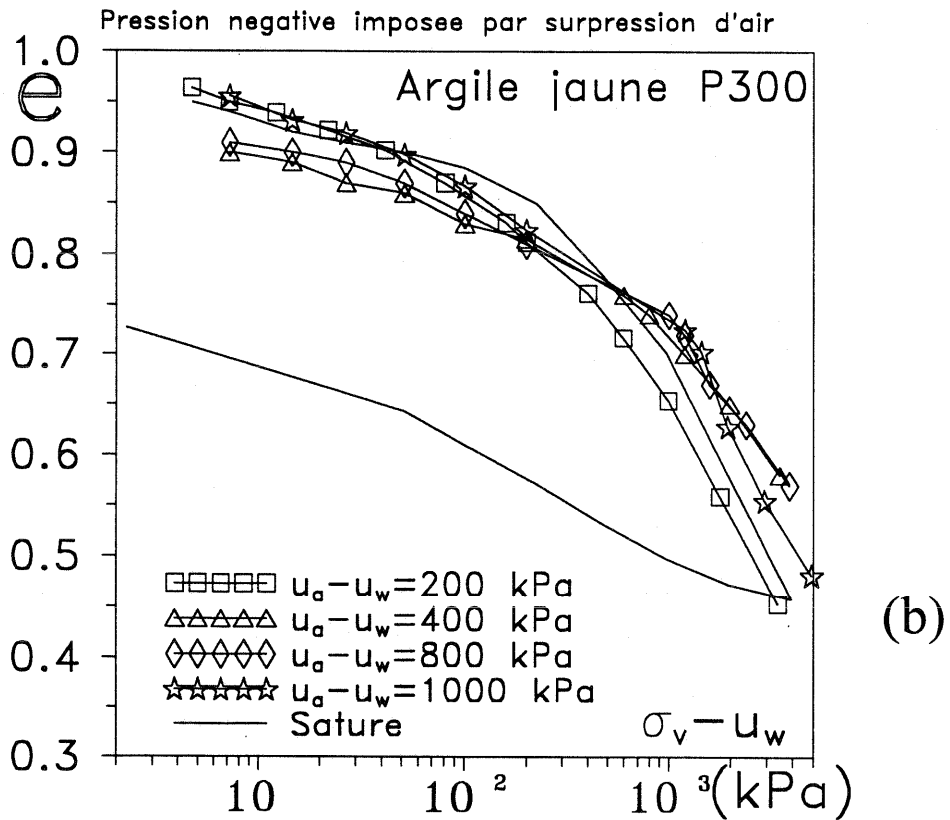
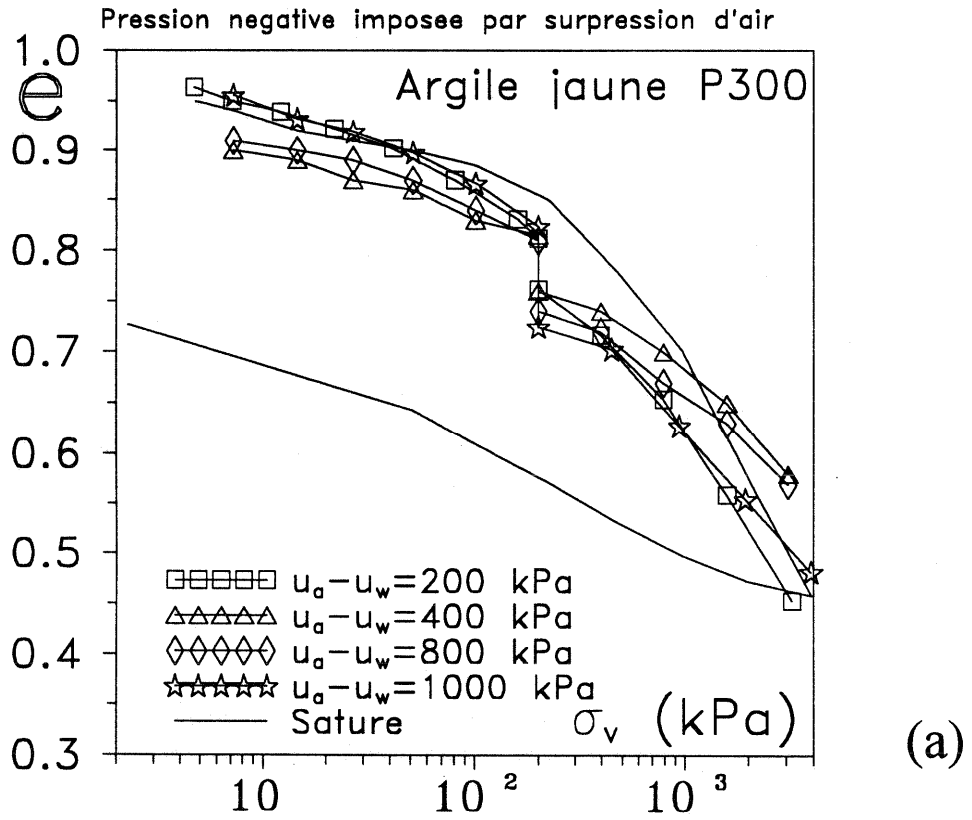


Fig II.5- Essais oedométriques à pression interstitielle imposée par surpression d'air sur l'argile jaune P300 en fonction de : (a) la contraintes totales (b) la contraintes effectives

II.2.2.2- Chemins à pression imposée par la méthode de surpression d'air

Nous avons suivi le même type de chemin en contrainte totale et en pression interstitielle négative que pour les essais avec solution osmotique (cf § II.2.2.1). Les résultats sont présentés sur la Fig II.5 a, en contrainte verticale totale, et interprétés en contraintes effectives de Terzaghi (Fig II.5 b). Les mêmes constatations sont à faire et les mêmes conclusions sont à tirer que pour les essais avec solution osmotique. En effet, ces essais, interprétés en contraintes effectives de Terzaghi montrent qu'en général (excepté pour l'essai à pression imposée 200 kPa) les courbes se regroupent autour du chemin NC saturé.

II.2.2.3- Comparaison des résultats obtenus par les deux techniques

Les résultats des deux techniques (osmotique et surpression d'air) (cf § II.2.2.1 et cf § II.2.2.2) ont été comparés deux à deux (même valeur de $u_a - u_w$ imposée) et tracés en contrainte verticale totale σ_v et en contrainte effective $\sigma_v - u_w$ (Fig II.6 à II.8).

On remarque que les courbes suivent le même chemin (aux erreurs d'expériences près), ce qui rejoint les conclusions de Fleureau et al (1993) qui ont montré par ailleurs sur les chemins de drainage et humidification que ces techniques sont équivalentes et complémentaires. Cependant, on observe sur nos courbes qu'au delà d'une contrainte effective de l'ordre de 1000 kPa, les essais avec osmose présentent une compressibilité plus élevée, parfois supérieure à celle du chemin Normalement Consolidé saturé, ceci peut s'expliquer par le fait que dans certains cas, la contrainte mécanique élevée déforme la membrane de dialyse posée sur le tamis, entraînant le percement de cette dernière et donc une surestimation de la compressibilité apparente.

II.2.2.4- Rôle du chemin suivi en contrainte totale et en pression interstitielle négative

Une série d'essais a été réalisée à l'aide de l'oedomètre osmotique pour étudier le rôle du chemin suivi en contrainte totale et en pression interstitielle négative. Trois chemins de chargement ont été sélectionnés (Fig II.9) permettant d'aboutir à la même contrainte effective verticale $(\sigma_v - u_w) = 800$ kPa. Ces chemins sont monotones croissants en contrainte totale et en pression négative et le degré de saturation reste égal à 1.

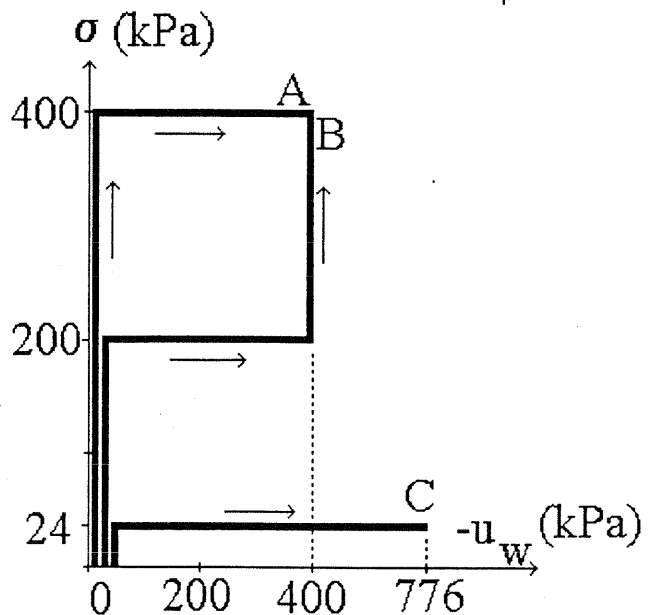


Fig II.9: chemins en contrainte et en pression avec $\sigma_v - u_w = 800$ kPa

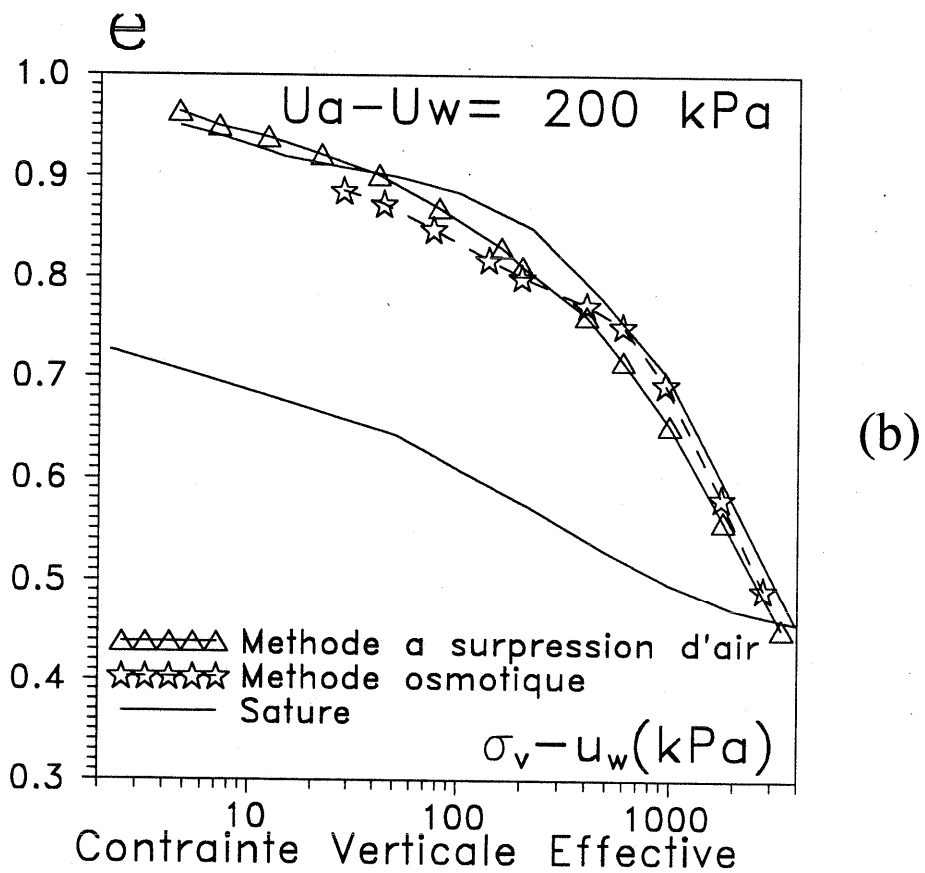
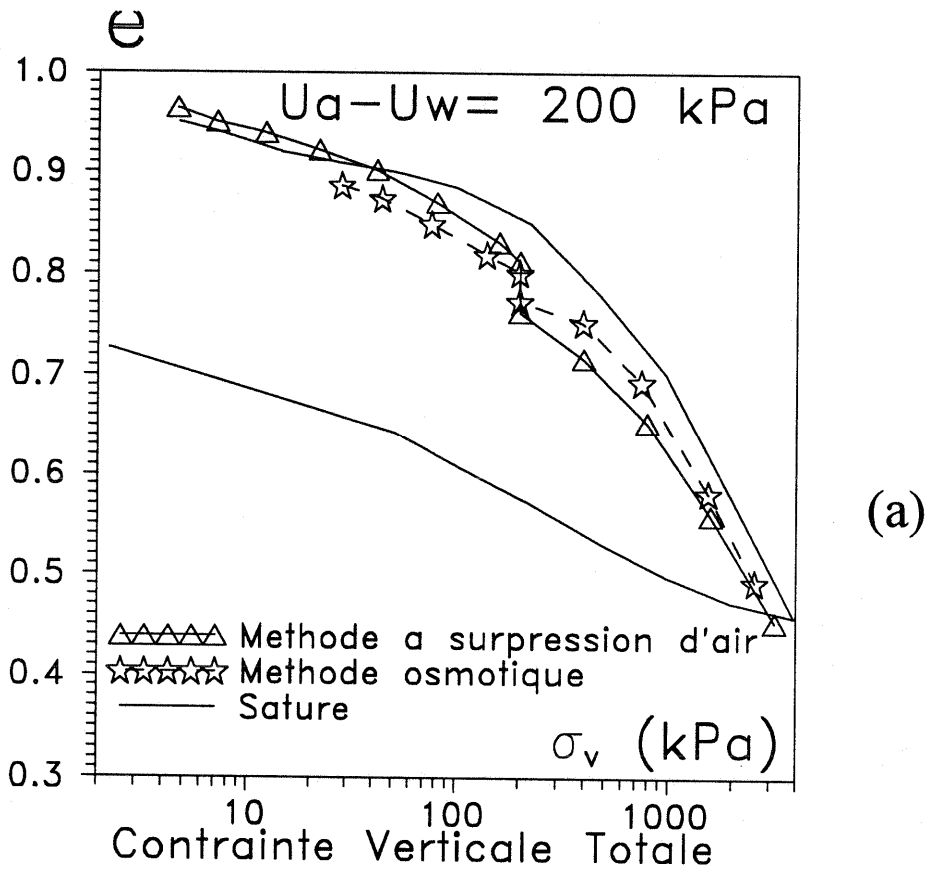


Fig II.6 - Comparaison des méthodes d'imposition de la pression interstitielle négative (osmotique et surpression d'air) : chemin oedométrique sur l'argile P300 pour $u_a - u_w = 200 \text{ kPa}$.
 (a) en contraintes totales (b) en contraintes effectives

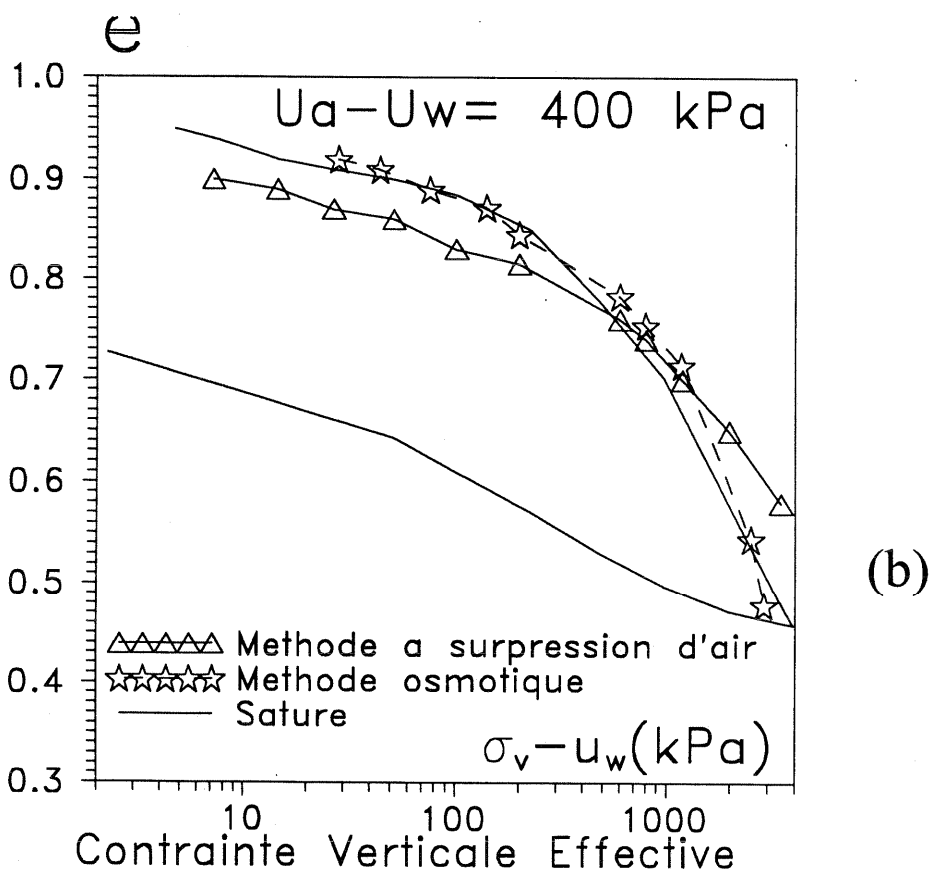
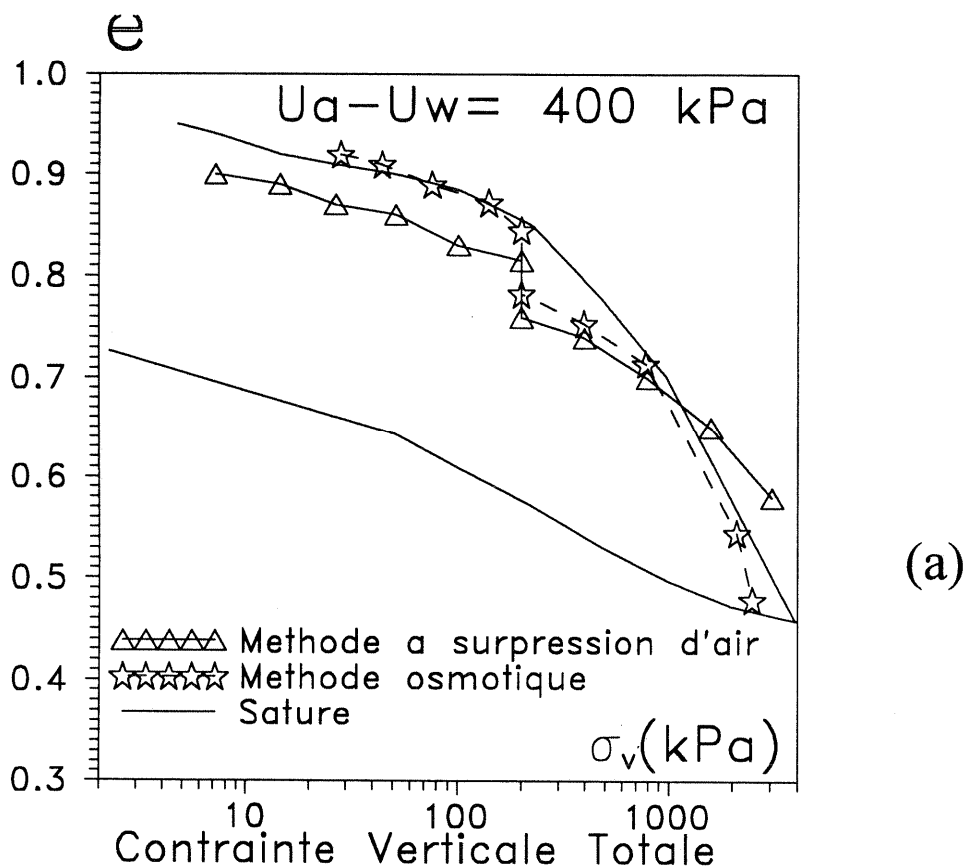


Fig II.7- Comparaison des méthodes d'imposition de la pression interstitielle négative (osmotique et surpression d'air) : chemin oedométrique sur l'argile P300 pour $u_a - u_w = 400 \text{ kPa}$.
 (a) en contraintes totales (b) en contraintes effectives

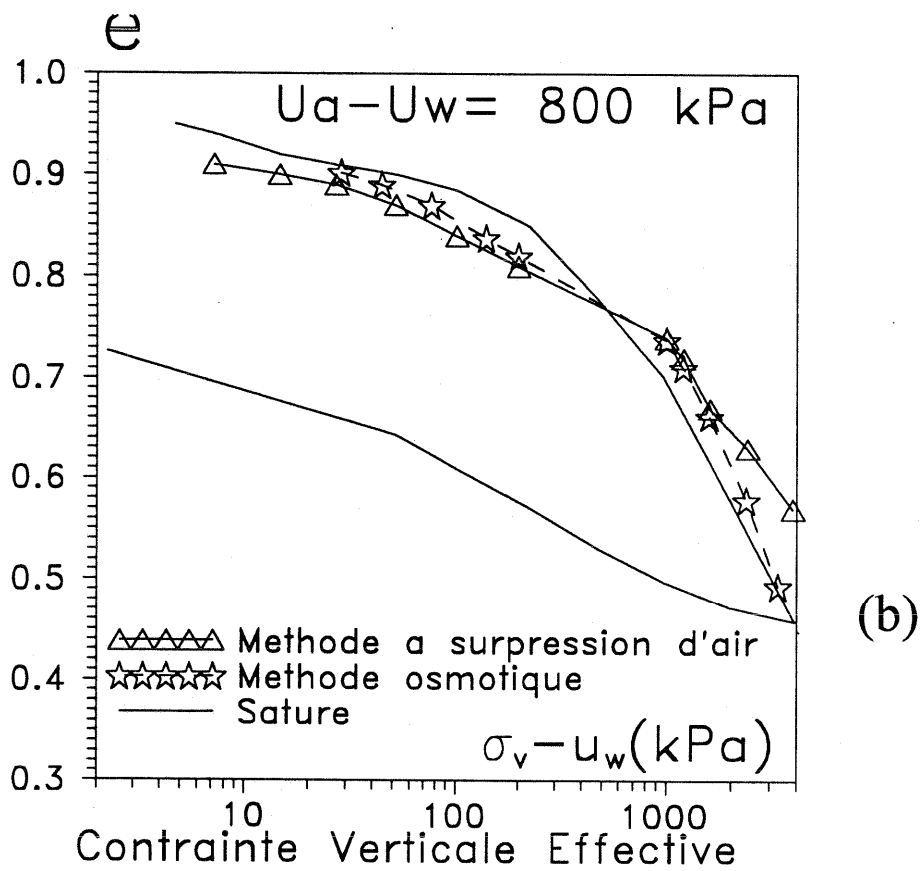
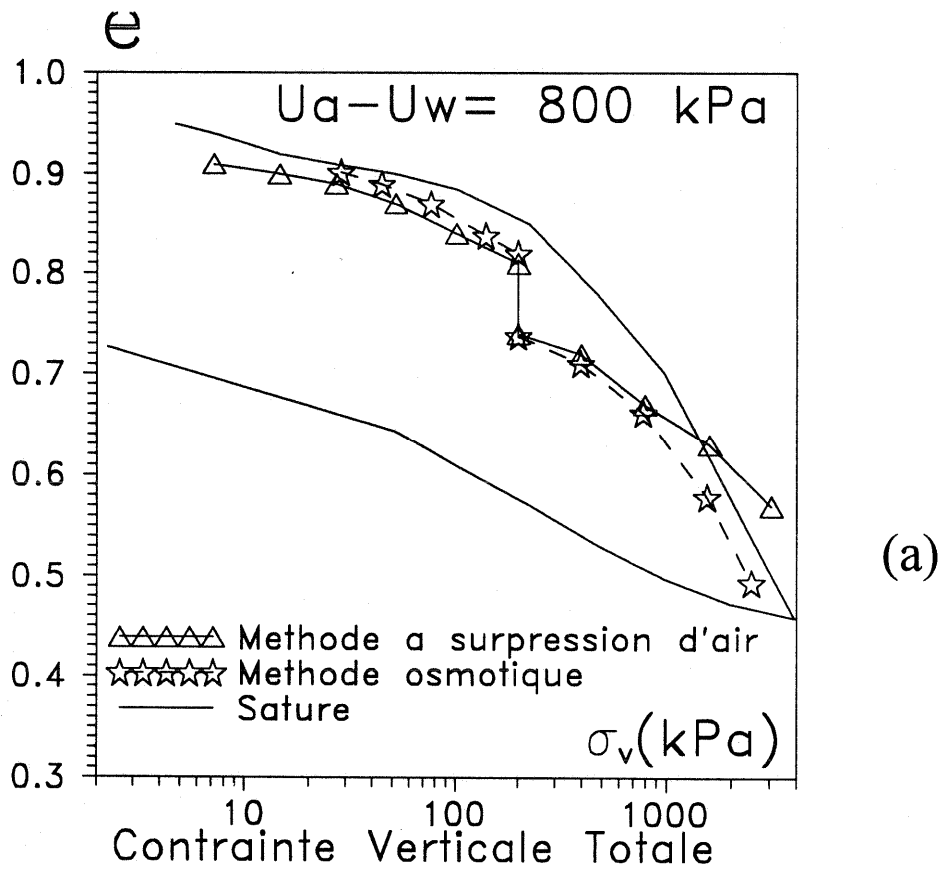
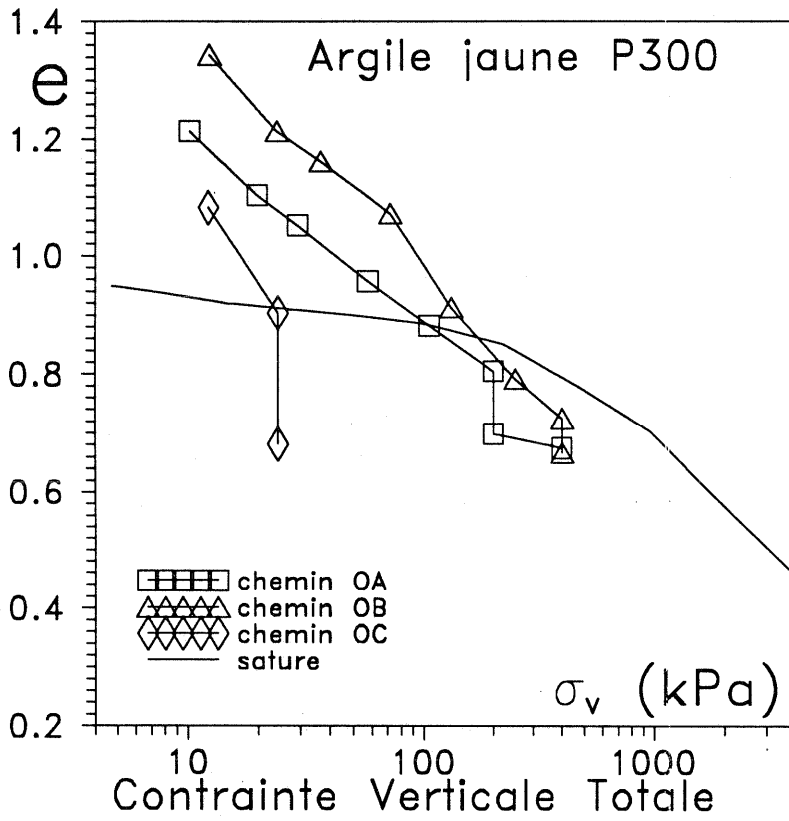
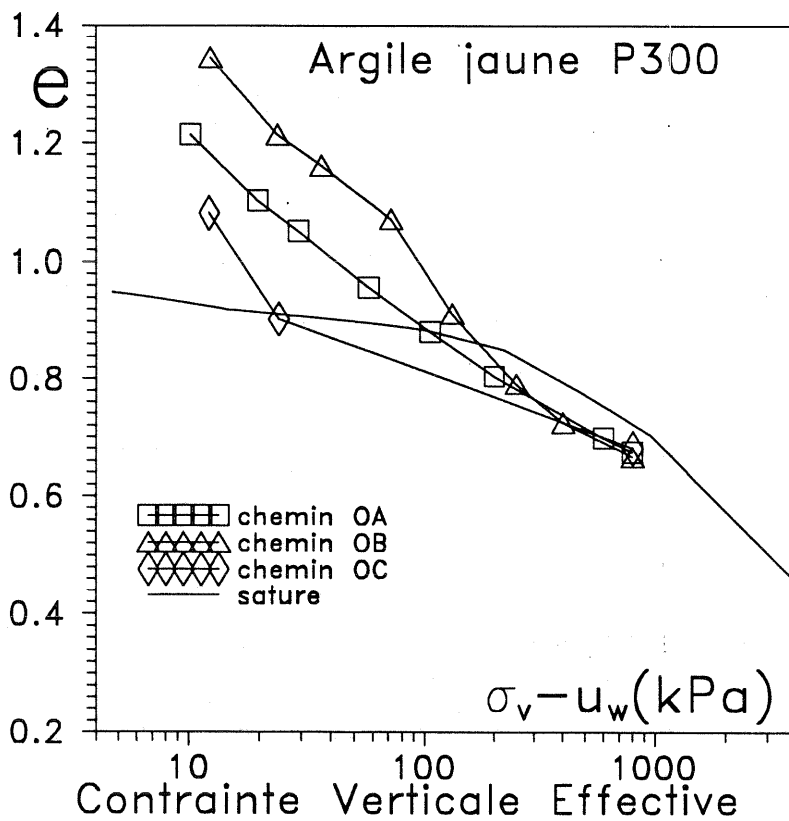
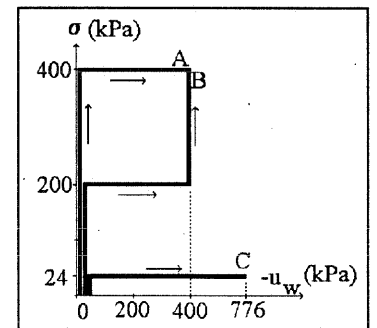


Fig II.8 - Comparaison des méthodes d'imposition de la pression interstitielle négative (osmotique et surpression d'air) : chemin oedométrique sur l'argile P300 pour $u_a - u_w = 800 \text{ kPa}$.
(a) en contraintes totales (b) en contraintes effectives



(a)



(b)

Fig II.10- Comparaison de Trois chemins combinés en contraintes totales et en pression interstitielle négative de sorte que le point final $\sigma_v - u_w = 800$ kPa. (a) représentation en contrainte totale (b) représentation en contraintes effectives.

Les résultats (Fig II.10 a et b) présentés en contrainte verticale totale σ_v et en contrainte verticale effective ($\sigma_v - u_w$) mettent en évidence le fait que malgré une dispersion de l'indice des vides initial dû à un état de consolidation initial différent des échantillons, les trois chemins de contraintes rejoignent le chemin NC saturé et aboutissent au même indice des vides final, ce qui confirme l'interprétation en contraintes effectives de Terzaghi.

II.2.3- Comportement d'une Montmorillonite

Utilisant le même dispositif expérimental osmotique, nous avons réalisé une série d'essais oedométriques sur une montmorillonite calcique. Le matériau était initialement compacté à une teneur en eau de 15 % et une densité sèche de 1.9. Il a été ensuite soumis à des humidifications à pressions négatives imposées (200, 400, 800 et 1500 kPa), sous contrainte verticale très faible. Dans ces conditions, compte-tenu de sa pression de désaturation très élevée ($-u_{wd}=4.5$ MPa), on peut estimer que le matériau est proche de la saturation ($S_r > 90$ %), même pour la valeur de 1500 kPa. A la fin de la phase d'humidification, les échantillons ont été comprimés dans les oedomètres, en maintenant constante la valeur de la pression négative choisie.

La comparaison entre les résultats des essais de gonflement, à la pression imposée de 200 kPa d'une part, et à la contrainte de 200 kPa d'autre part, est présentée sur la Fig II.11 où la déformation volumique est tracée en fonction du logarithme et de la racine carrée du temps. Dans l'état final, les deux matériaux sont quasi saturés. On constate une parfaite coïncidence des deux chemins, qui conduit à la conclusion que, dans les conditions des essais au moins, l'équivalence entre la pression interstitielle et contrainte mécanique reste valable, en dépit de l'histoire complexe du matériau et de son faible degré de saturation initial.

Sur la Fig II.12, on a représenté les variations de l'indice des vides du sol en fonction du temps pour les quatre essais de gonflement à pression interstitielle imposée. Les points finaux de ces essais correspondent aux points qui ont été reportés sur la Fig II.13. Ces graphiques présentent l'allure classique des courbes de gonflement. Ils montrent surtout le rôle très important de la pression finale (la pression imposée) sur l'amplitude du gonflement, qui s'accroît lorsqu'on se rapproche du gonflement libre. Parallèlement, la vitesse du gonflement diminue lorsque la pression imposée augmente, ainsi que le montre le graphique en fonction de la racine carrée du temps, où la pente de la partie initiale représente la diffusivité du sol, produit de la perméabilité effective par le gradient de pression.

Les essais de gonflement à pression imposée ont été suivis par des essais oedométriques, toujours avec la même pression imposée, afin de mesurer la compressibilité du sol en fin d'humidification. Les résultats de ces essais sont reportés sur la Fig II.14 dans les axes classiques. On a également fait figurer sur le graphique, en tireté, la droite du chemin oedométrique normalement consolidé saturé. On constate que l'allure de toutes les courbes est à peu près la même, avec une compressibilité initiale très faible, jusqu'à un coude correspondant à des contraintes de plus en plus élevées lorsque la pression négative augmente. Au delà de ce coude, le matériau devient plus compressible et les courbes tendent vers la courbe du matériau normalement consolidé saturé. Cependant deux remarques importantes sont à signaler:

- Le fait que la contrainte de consolidation "apparente" se trouve à droite du chemin normalement consolidé saturé est caractéristique du comportement des matériaux non saturés ($S_r < 1$) sur chemins oedométriques, sur lesquels nous reviendrons dans le chapitre III. Ceci indique que, malgré la stabilisation du gonflement, les échantillons restent probablement non saturés, ce qui laisse supposer que la montmorillonite, matériau très fin, peut colmater le circuit de la solution osmotique.

- La compressibilité quasi infinie de l'essai à pression interstitielle imposée de 400 kPa est due à la détérioration de la membrane d'hémodialyse qui s'est percée, entraînant une infiltration de la

montmorillonite dans le tamis. Par conséquent les mesures de l'indice des vides deviennent non significatives.

Ces remarques étant faites, le dispositif a été revue et amélioré pour ce type de matériau très plastique. Soemitro (1994) a réalisé des essais similaires. Les résultats des essais de compression sont représentés sur la **Fig. II.15**. En dépit de l'écart important des indices des vides entre les essais saturés et les essais à pression négative imposée, il semble que les chemins à pression négative, tracés en fonction de la contrainte verticale effective, soient convenablement situés dans le prolongement du chemin NC saturé.

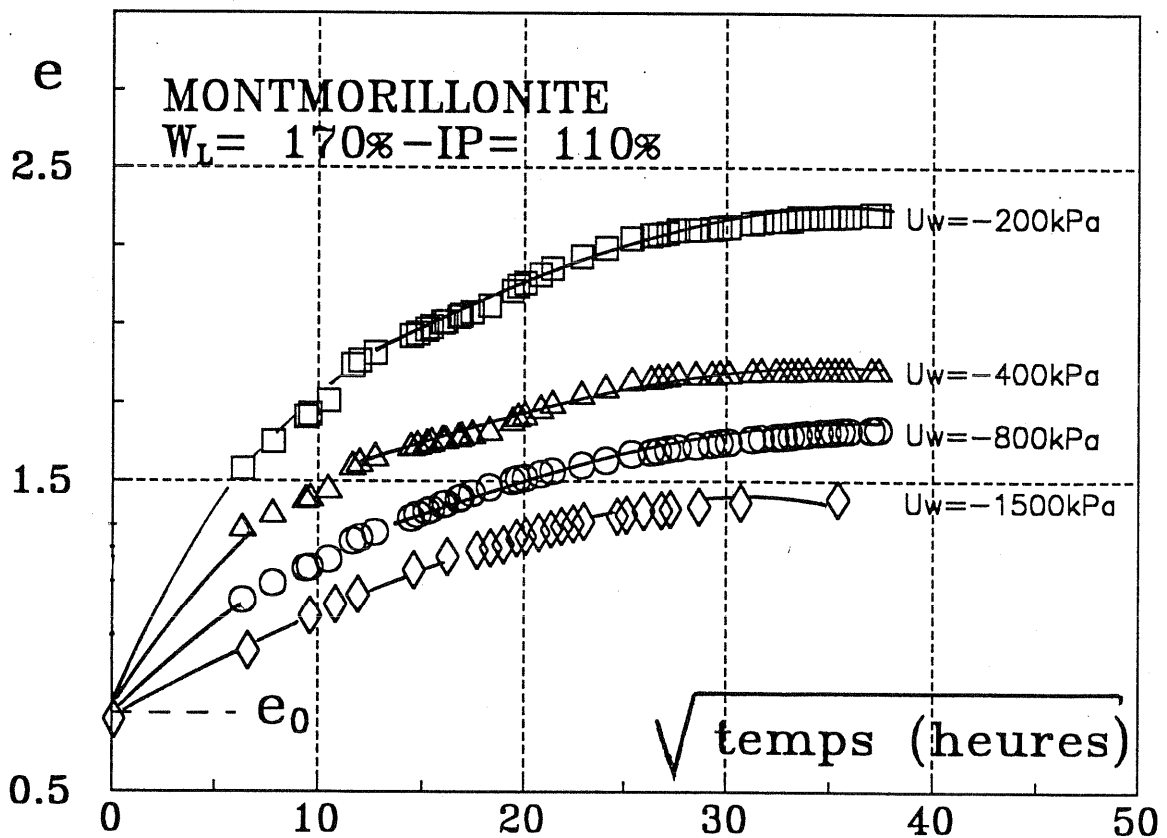
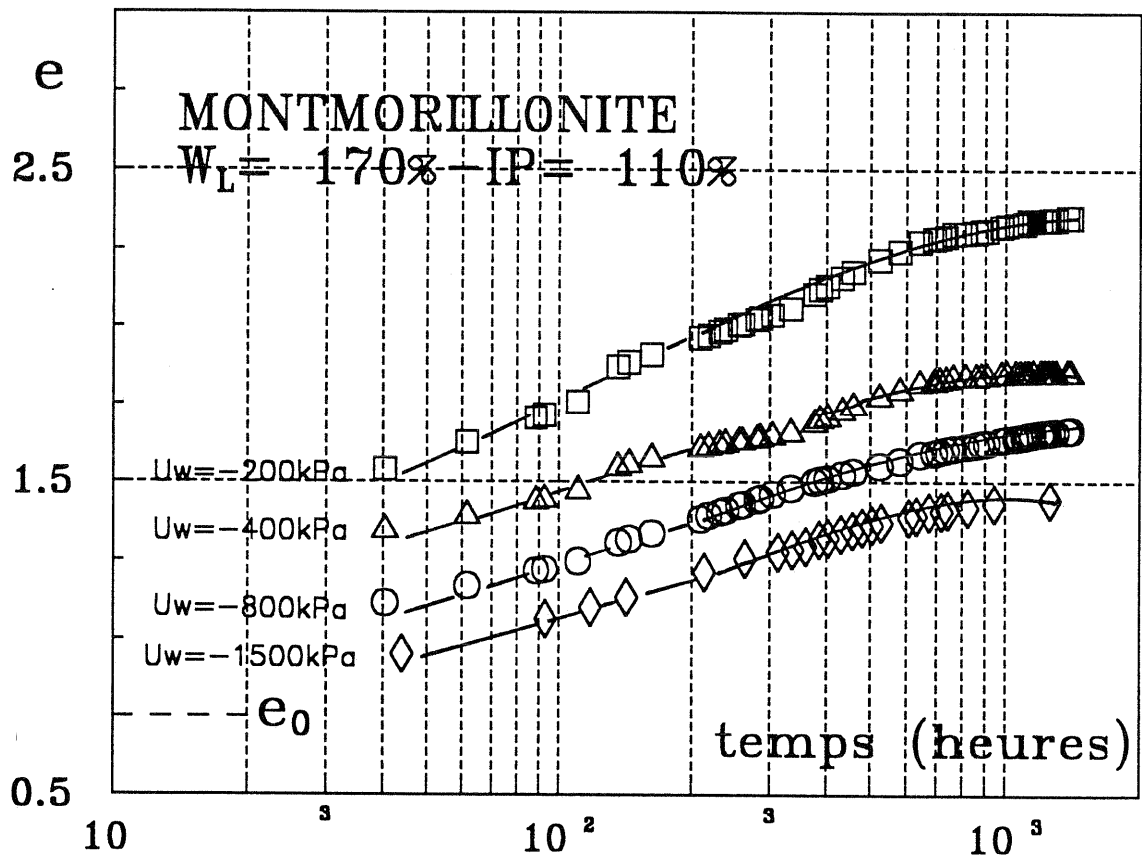


Fig II.12- Courbes d'humidification de la montmorillonite compactée, à contrainte et pression interstitielle imposée, en fonction du logarithme et de la racine carrée du temps.

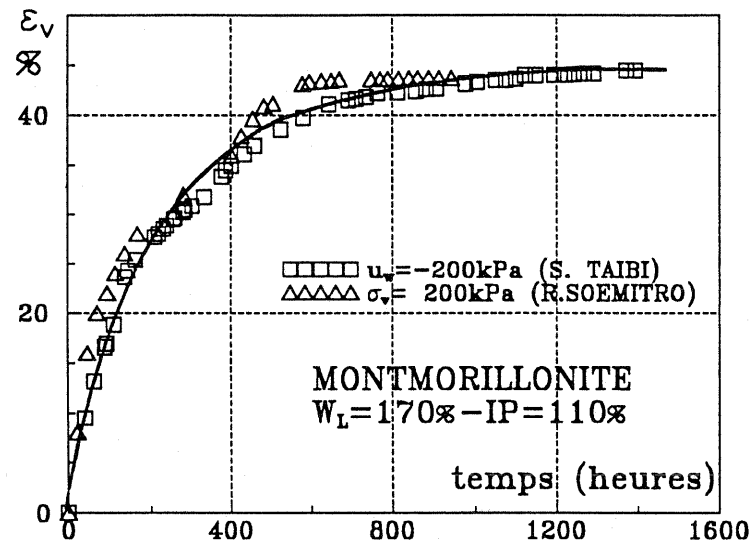


Fig II.11- Comparaison des courbes de gonflement oedométrique de la montmorillonite compactée à une pression imposée de 200 kPa et à une contrainte mécanique imposée de 200 kPa.

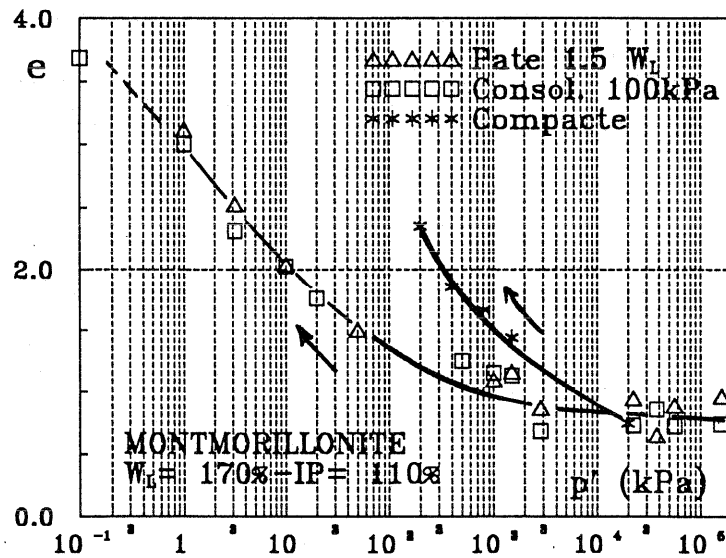


Fig II.13- Comparaison des chemins d'humidification de la montmorillonite préparée à différents états initiaux (pâte 1.5w_L drainée ou matériau compacté)

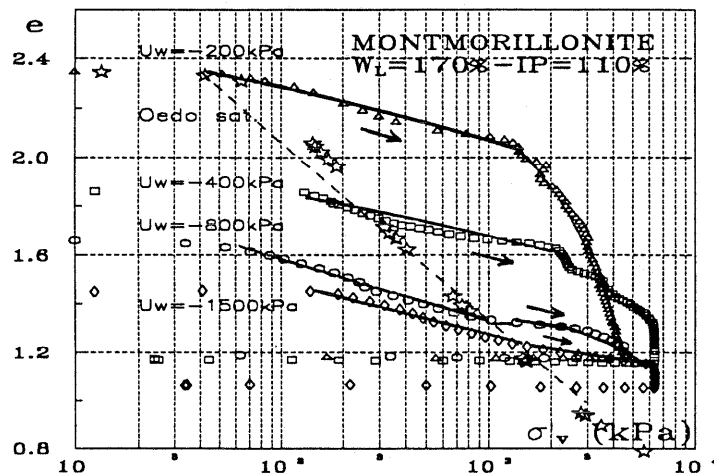


Fig II.14- Essais oedométriques à pression négative imposée sur les échantillons de montmorillonite compactée puis humidifiée. Comparaison avec la courbe oedométrique sur un échantillon préconsolidé saturé

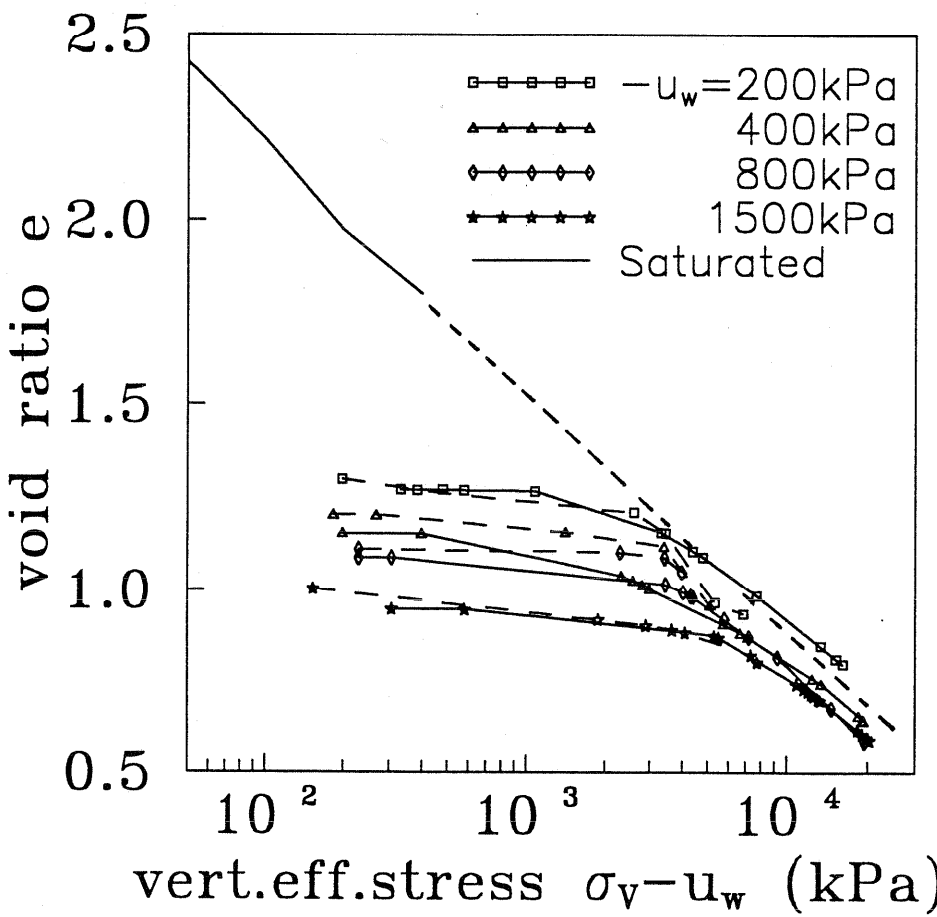
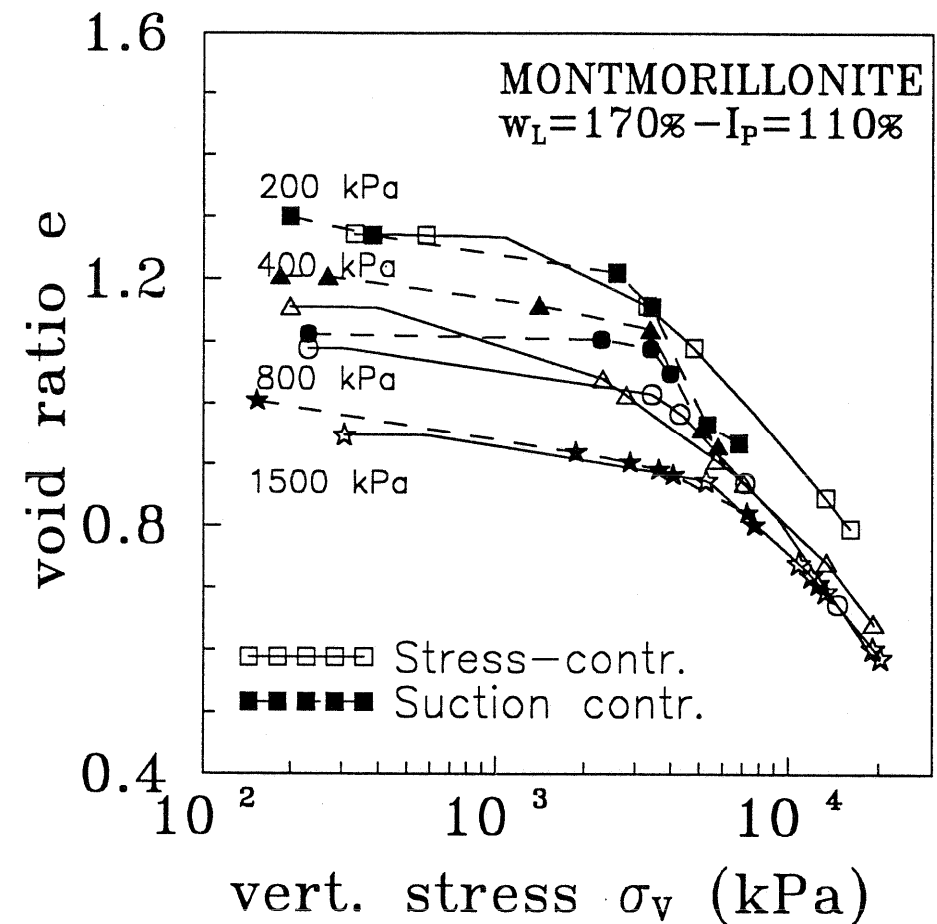


Fig II.15- Essais oedométriques à pression négative imposée sur la montmorillonite en fonction de la contrainte totale ou de la contrainte effective (Soemitro 1994)

II.3- Comportement sur chemin triaxial

Pour les chemins triaxiaux, comme pour les chemins oedométriques, lorsque la pression interstitielle est négative, la notion d'essais drainés et non drainés est liée à la pression de Laplace ($u_a - u_w$). En effet, on entend par *essais drainés*, des essais dans lesquels la pression de Laplace ($u_a - u_w$) est maintenue constante et par *essais non drainés*, des essais dans lesquels celle-ci peut varier.

On trouve dans la littérature ces deux types d'essais. dans le domaine quasi-saturés, citons les résultats récents obtenus au laboratoire par Indarto (1991), qui réalisa des essais triaxiaux **drainés** à pression interstitielle négative imposée sur le limon de Jossigny. Il s'agit d'essais où l'échantillon est soumis sur ses faces latérales à une pression d'air u_a , qui joue le rôle d'une pression de confinement et permet en même temps d'imposer la différence de pression ($u_a - u_w$) qui conditionne l'équilibre hydrique du matériau. Dans cet essai, on impose une pression d'eau nulle à travers une membrane semi-perméable, l'eau pouvant traverser librement la membrane. Deux séries d'échantillons ont été préparées: les premiers, ("normalement consolidés"), ont été drainés par application de la pression d'air jusqu'à la valeur de ($u_a - u_w$) choisie, puis écrasés dans ces conditions et les seconds, ("surconsolidés"), ont d'abord été drainés jusqu'à une pression d'air de 800 kPa, puis re-humidifiés par abaissement de la pression ($u_a - u_w$) jusqu'à la valeur choisie pour l'essai. Le rapport de surconsolidation hydrique (OCR) est le rapport de la pression négative maximale de consolidation ($(u_a - u_w)_c = 800$ kPa) à la pression négative actuelle. Indarto observe, pour l'ensemble de ses essais, l'unicité du critère de rupture de pente M dans le plan ($p - u_w, q$) défini par les essais saturés à pression positive. Les mêmes observations ont été enregistrées dans le plan ($\log(p - u_w), e$).

Par ailleurs, Kheirbek-Saoud (1994) a réalisé une série d'essais triaxiaux **non drainés** sur échantillons compactés composés d'un mélange d'argile et de sable. dans une cellule triaxiale équipée d'une céramique semi-perméable. Les échantillons, initialement préparés dans les conditions du Proctor modifié, ont été ensuite humidifiés jusqu'à des degrés de saturation compris entre 0.88 et 1. Le comportement a été étudié, d'une part à partir d'essais CU sur échantillons compactés, saturés par contre-pression d'eau, d'autre part à partir d'essais à teneur en eau constante sur les échantillons non saturés. Les chemins des essais sur échantillons non saturés présentent une allure intermédiaire entre celle d'un essai saturé non drainé et celle d'un essai drainé. Kheirbek-Saoud observe que malgré une rupture prématurée des échantillons, les points finaux des essais se placent de façon convenable sur le critère de résistance maximale défini pour les essais saturés.

Il semble donc que la définition choisie pour la contrainte effective conduise à des résultats satisfaisants pour l'interprétation des essais sur le matériau utilisé, dans un domaine de degrés de saturation compris entre 90 et 100%.

II.3.1- chemins triaxiaux non drainés avec mesure de la pression négative sur la kaolinite P300.

II.3.1.1- Dispositif expérimental

Les essais sont réalisés dans une cellule triaxial classique dans laquelle nous avons équipé la base d'une céramique semi-perméable (ELE) (Fig II.16), de 1.5 MPa de pression d'entrée d'air. Une pression d'air constante est appliquée par la tête de l'échantillon, tandis que l'on mesure la pression d'eau, positive ou négative, à la base. Contrairement au montage d'Indarto, la contrainte latérale est indépendante des pressions interstitielles (Fig. II.17 a). Il s'agit d'un essai *non drainé* à teneur en eau constante, à pression d'air u_a imposée, avec mesure de u_w .

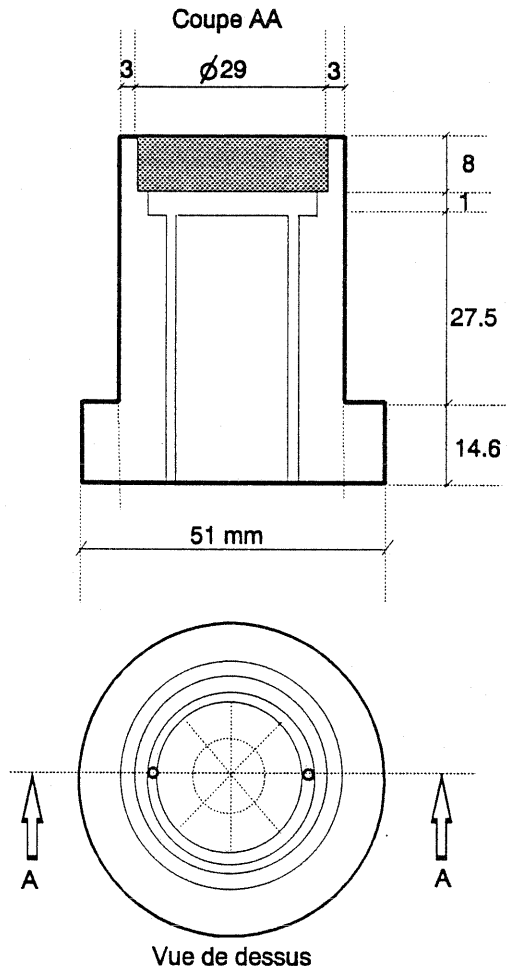


Fig II.16- base d'une cellule triaxiale équipée d'un tensiomètre

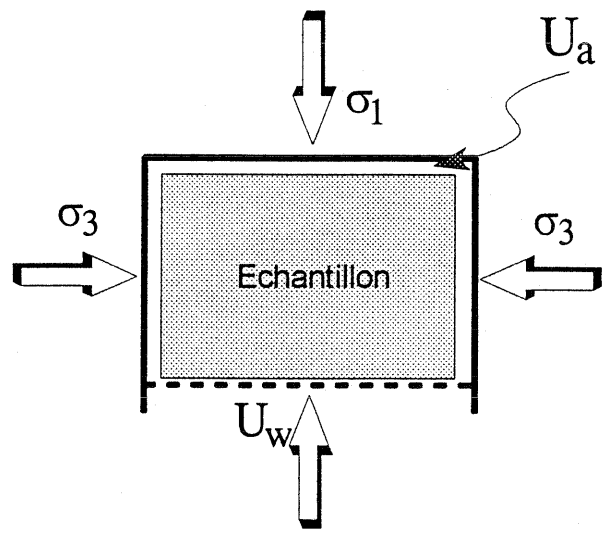


Fig II.17 a- Conditions aux limites de l'essai triaxial non drainé sur l'argile jaune.

La variation de volume de l'échantillon est mesurée par l'extérieur; en effet, un moteur pas à pas (module GDS) piloté par micro-ordinateur par l'intermédiaire d'une interface IEEE permet d'imposer la pression latérale σ_3 et de contrôler les échanges d'eau entre la cellule et l'extérieur, qui sont provoqués par la variation de volume de l'échantillon (Fig. II.17 b). Les différents capteurs (force, déplacement, pression) sont connectés à une centrale d'acquisition (Helios de Fluke). Les programmes d'acquisition et de contrôle que nous avons développés permettent de piloter entièrement le dispositif sur différents chemins (isotrope, déviatoire..)

II.3.1.2- Préparation des échantillons: NC et OC.

Deux séries d'échantillons ont été fabriquées pour les essais à pression négative imposée :

- **des échantillons Normalement Consolidés (NC) par drainage**, le matériau, initialement sous forme de pâte saturée ($w=1.5w_L$) est consolidé à 100 kPa (consolidomètre) puis un échantillon de $h/d=35/35$ (mm) est monté dans la cellule triaxiale. Cet échantillon dont la contrainte de consolidation σ'_{vc} est de 100 kPa sur un chemin oedométrique, est soumis à une contrainte de consolidation isotrope de 100 kPa, soit ($\sigma_3 = 100, u_a = 0, u_w = 0$). Le drainage est effectué en appliquant une pression d'air u_a à la tête de l'échantillon et simultanément une contrainte latérale σ_3 de manière à maintenir la différence ($\sigma_3 - u_a$) constante ($\sigma_3 - u_a = 100 \cdot kPa$) (Fig II.18).

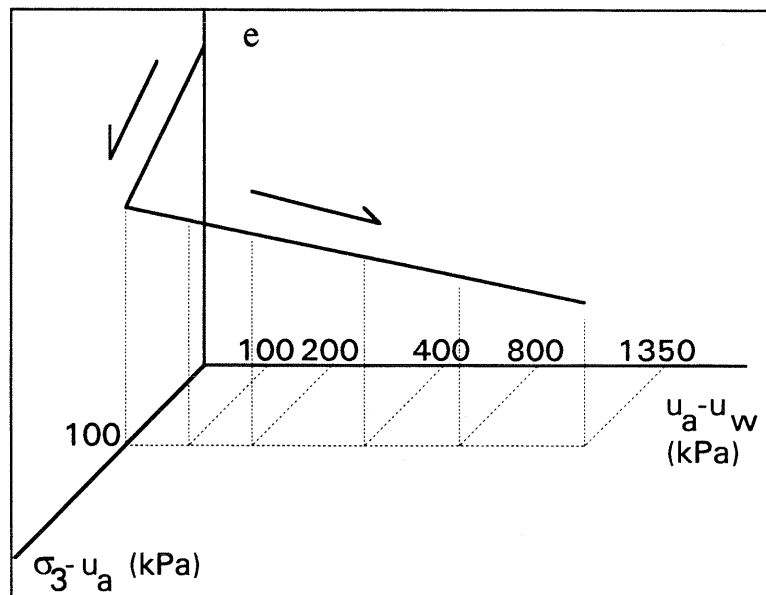


Fig II.18- Chemins Normalement consolidés

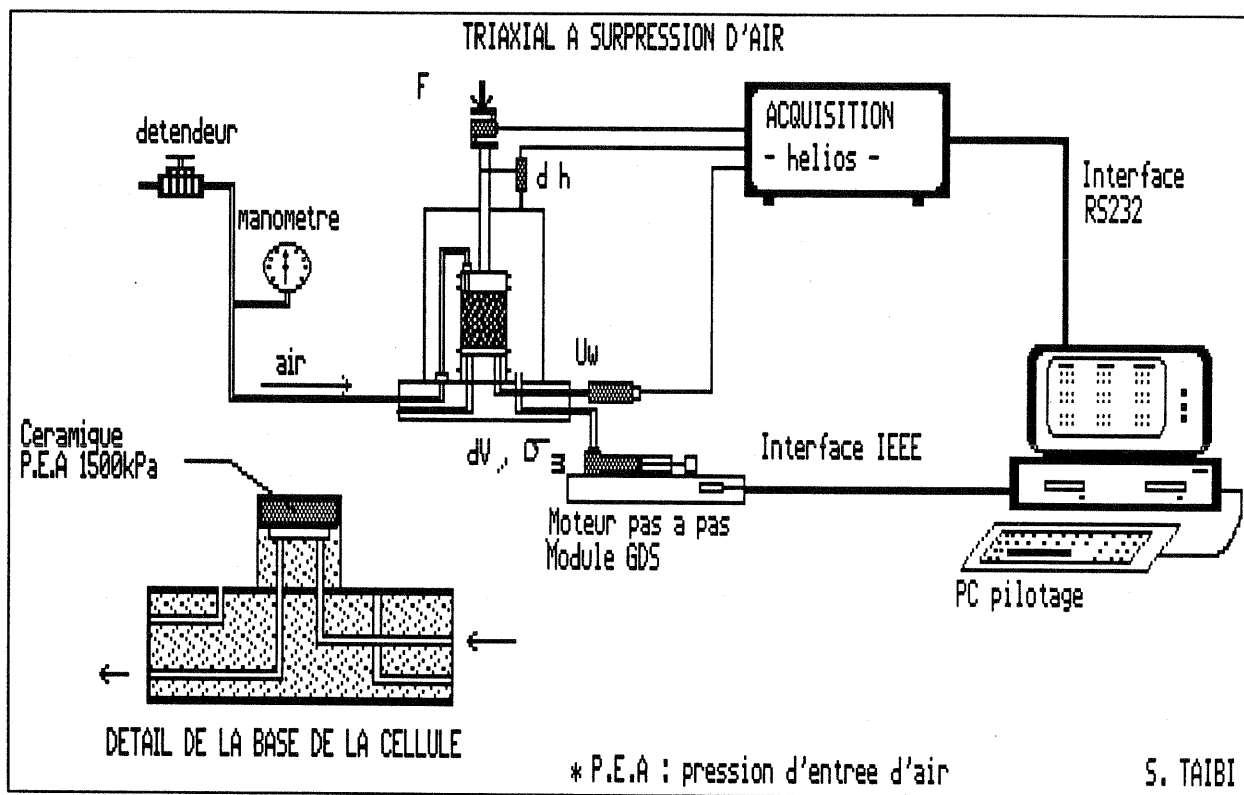
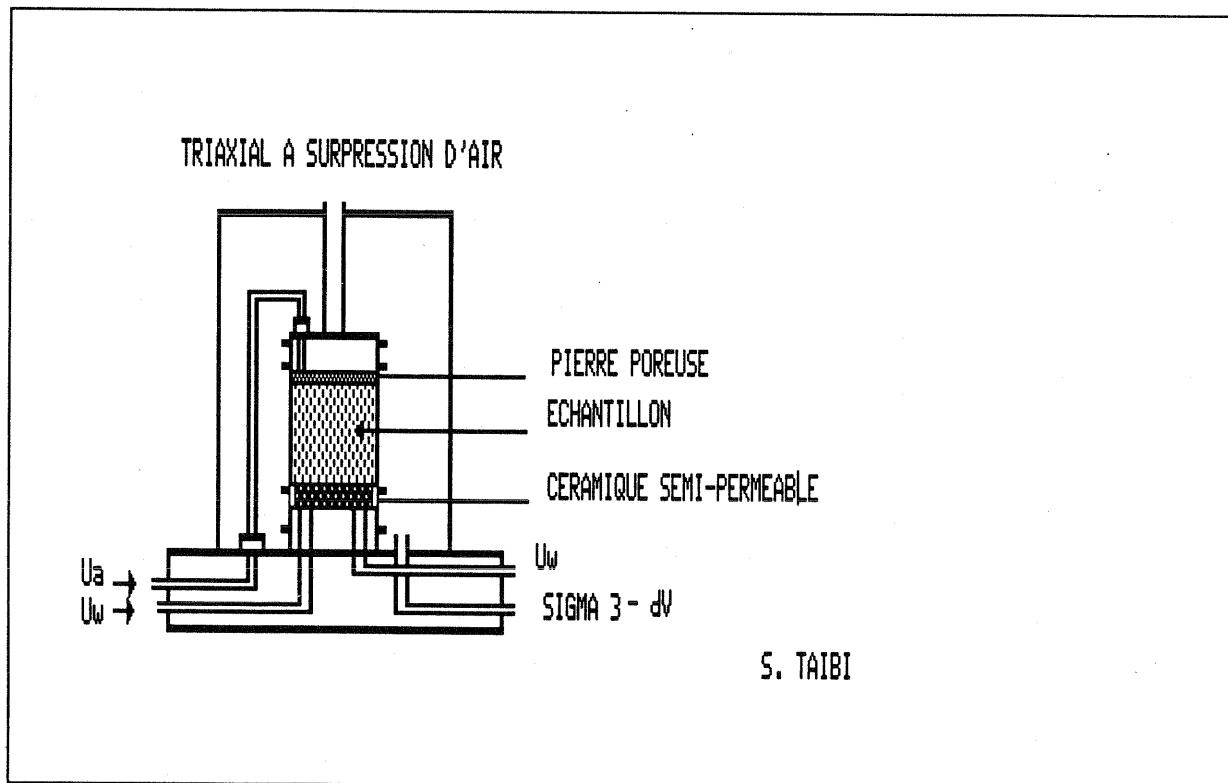


Fig II.17 b- Cellule triaxiale à surpression d'air et système d'acquisition de données.



Le tableau ci dessous résume les différentes valeurs de pressions interstitielles $u_a - u_w$ appliquées.

$u_a - u_w (kPa)$	$\sigma_3 (kPa)$	$u_a (kPa)$	$u_w (kPa)$
100	200	100	0
200	300	200	0
400	500	400	0
800	900	800	0
1350	1450	1350	0

Tableau II.1: consolidation isotrope par drainage

Une fois la consolidation terminée, l'échantillon est soumis à un chargement déviatoire (augmentation de σ_1) en maintenant $u_a = cte$ et $\sigma_3 - u_a = 100 kPa$. On mesure l'évolution de u_w tout au long de l'essai. Afin de minimiser l'apparition des bulles d'air dans le circuit d'eau, ce qui fausserait les mesures de la pression u_w , cette valeur initialement nulle est ramenée à 100 kPa. Le tableau ci-dessous résume l'ensemble des paramètres juste avant l'écrasement.

$u_a - u_w (kPa)$	$\sigma_3 (kPa)$	$u_a (kPa)$	$u_w (kPa)$
100	300	200	100
200	400	300	100
400	600	500	100
800	1000	900	100
1350	1550	1450	100

Tableau II.2: Etat de contrainte dans les échantillons juste avant l'écrasement déviatoire

- **des échantillons Surconsolidés (OC) par drainage puis humidification**, les échantillons suivent la même procédure de consolidation isotrope par drainage que les essais "NC" jusqu'à une pression négative ($u_a - u_w$) de 1400 kPa, soit:

$u_a - u_w$ (kPa)	σ_3 (kPa)	u_a (kPa)	u_w (kPa)
1400	1500	1400	0

Tableau II.3: contraintes et pressions maximales atteintes par drainage

Ensuite, les échantillons suivent un chemin d'humidification à différentes valeurs de $(u_a - u_w)$ (Fig II.19). Le rapport de surconsolidation (OCR) de chaque échantillon est égal au rapport entre la contrainte effective de consolidation et la contrainte effective initiale de chaque essai, soit:

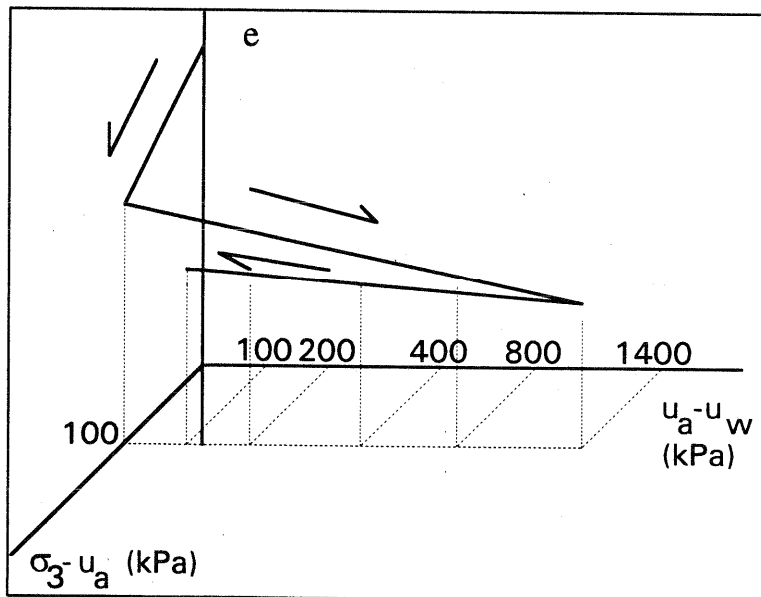


Fig II.19- Chemins Surconsolidés

$$OCR = \frac{[(\sigma_3 - u_a) + (u_a - u_w)]_{max}}{[(\sigma_3 - u_a) + (u_a - u_w)]_{humid}} = \frac{100 + 1400}{[(\sigma_3 - u_a) + (u_a - u_w)]_{humid}} = \frac{1500}{[(\sigma_3 - u_a) + (u_a - u_w)]_{humid}}$$

Comme pour les essais NC, l'application d'une contre-pression d'eau de 100 kPa juste avant l'écrasement permet de minimiser l'apparition des bulles d'air dans le circuit de mesure de la pression d'eau.

Le tableau ci-dessous résume l'état des échantillons surconsolidés après humidification:

$u_a - u_w (kPa)$	$\sigma_3 (kPa)$	$u_a (kPa)$	$u_w (kPa)$	$u_a - u_w (kPa)$
800	1000	900	100	1.67
400	600	500	100	3
200	400	300	100	5
100	300	200	100	7.5

Tableau II.4: Etat des échantillons surconsolidés juste avant l'écrasement

Tous les essais ont été réalisés avec une différence $\sigma_3 - u_a$ de 100 kPa. La vitesse d'écrasement est de 1 $\mu\text{m} / \text{min}$.

II.3.1.3- Résultats et discussion

Dans tous les cas, les pressions négatives appliquées au drainage ne permettent pas de désaturer franchement la kaolinite, au moins sur les chemins de drainage ($(-u_w)_{\text{désat}} = 1400 \text{ kPa}$). Dans le cas des échantillons surconsolidés, il se produit vraisemblablement une légère désaturation due au cyclage. Dans tous les cas, les degrés de saturation restent compris entre 95 % et 100 %. Les caractéristiques de plasticité parfaite ont été tirées de la thèse de Doahn (1984). (Fig II.20)

a/ Chemins Normalement Consolidés

Les résultats des essais sur les échantillons normalement consolidés sont présentés sur la Fig. II.21, à la fois en contraintes totales et effectives (définies au sens de Terzaghi). On remarque tout-de-suite, dans l'espace des contraintes effectives, l'allure classique des courbes de l'argile normalement consolidée. Les pressions négatives, initialement comprises entre 50 et 1350 kPa, diminuent lors de l'écrasement, ce qui correspond en fait à une augmentation de la pression liée à la tendance contractante du sol. Dans le plan $[p' ; q]$, ceci se traduit par des chemins arrondis qui rejoignent la droite de plasticité parfaite du sol NC saturé, de pente $M = 1.2$. Notons que les essais à faible pression n'ont pas tout-à-fait la même allure et apparaissent davantage comme des chemins surconsolidés.

Dans le plan $[p' ; e]$, les points initiaux des essais sont correctement situés sur le chemin de compression isotrope (peu différent du chemin NC de drainage dans le domaine saturé). Les points finaux permettent de définir avec une précision convenable l'état critique, compte-tenu de la dispersion inévitable pour des mesures faites à l'extérieur des échantillons. Cette dispersion apparaît notamment dans les variations d'indice des vides qui n'ont aucun sens pour des essais non drainés sur des échantillons qui, comme nous l'avons vu, restent sensiblement saturés.

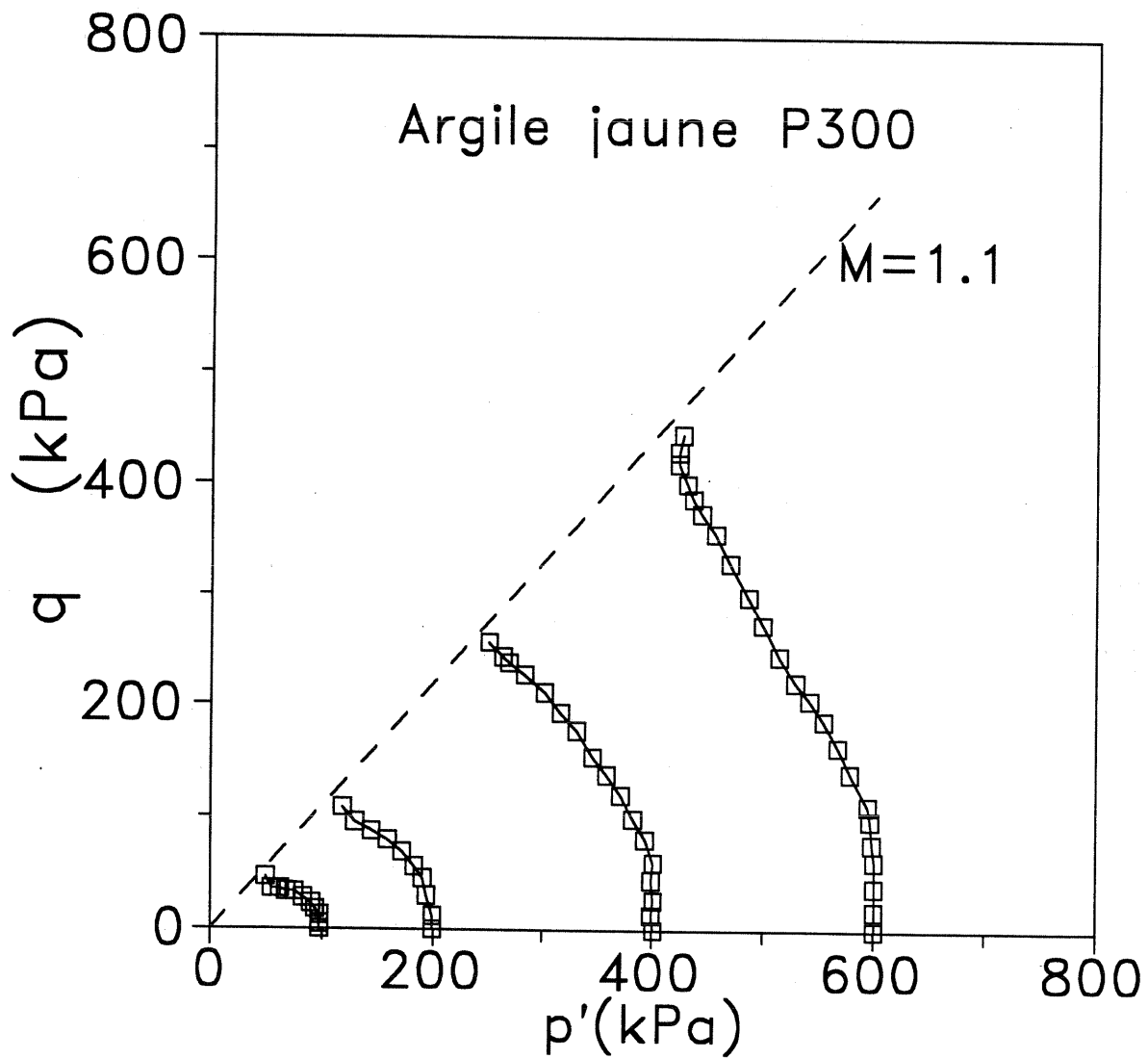


Fig II.20- Essais triaxiaux saturés NC non drainés sur l'argile jaune (d'après Doahn 1984)

b/ Chemins Surconsolidés

Les résultats des essais sur échantillons surconsolidés par drainage, puis humidification, sont représentés sur la Fig. II.22, en contraintes totales et effectives comme précédemment.

Les chemins sur échantillons surconsolidés présentent certaines caractéristiques usuelles, telles que l'existence de pics liés à la localisation des déformations, ou des variations de pression dont le sens dépend du rapport de surconsolidation : pour les OCR faibles (1.5), la pression négative décroît franchement pendant l'écrasement; elle reste à peu près constante pour les OCR de 2.8 et 4 et elle augmente légèrement (tendance à la dilatance) pour OCR = 7.8.

Dans le plan [p' ; q], les chemins ne partent pas verticalement, mais avec une pente un peu plus faible que 3, qui indique que les pressions négatives que l'on ajoute aux contraintes moyennes totales pour passer aux contraintes effectives sont probablement un peu trop fortes, au moins aux fortes pressions négatives. Ces chemins n'atteignent pas tout-à-fait la droite de PP précédente, probablement par suite d'une rupture trop rapide. Compte-tenu de la faible vitesse d'écrasement, on peut penser que la pression osmotique qui se développe dans l'argile joue un rôle non négligeable, comme l'a suggéré le Professeur Verbrugge; cependant, si cette explication doit rester présente à l'esprit lorsque l'on travaille avec des matériaux naturels, il est peu probable qu'elle puisse expliquer à elle seule les résultats obtenus dans ce cas, dans la mesure où l'on atteint assez facilement, dans un matériau modèle de ce type, un équilibre de concentration ionique entre le fluide interstitiel et le milieu extérieur.

Dans le plan [p' ; e], les points initiaux des essais doivent être situés sur le chemin de déchargement isotrope à partir de la contrainte de 1450 kPa, ce qui est correctement vérifié. On constate que les points finaux sont assez bien regroupés sur la ligne d'état critique définie pour les essais NC. Les variations d'indice des vides relativement limitées que l'on observe lors de l'écrasement résultent essentiellement de la dispersion des mesures de variation de volume, mais aussi de la légère désaturation du sol.

ARGILE JAUNE NORMALEMENT CONSOLIDÉE ($w_L=40 - I_p=20$)

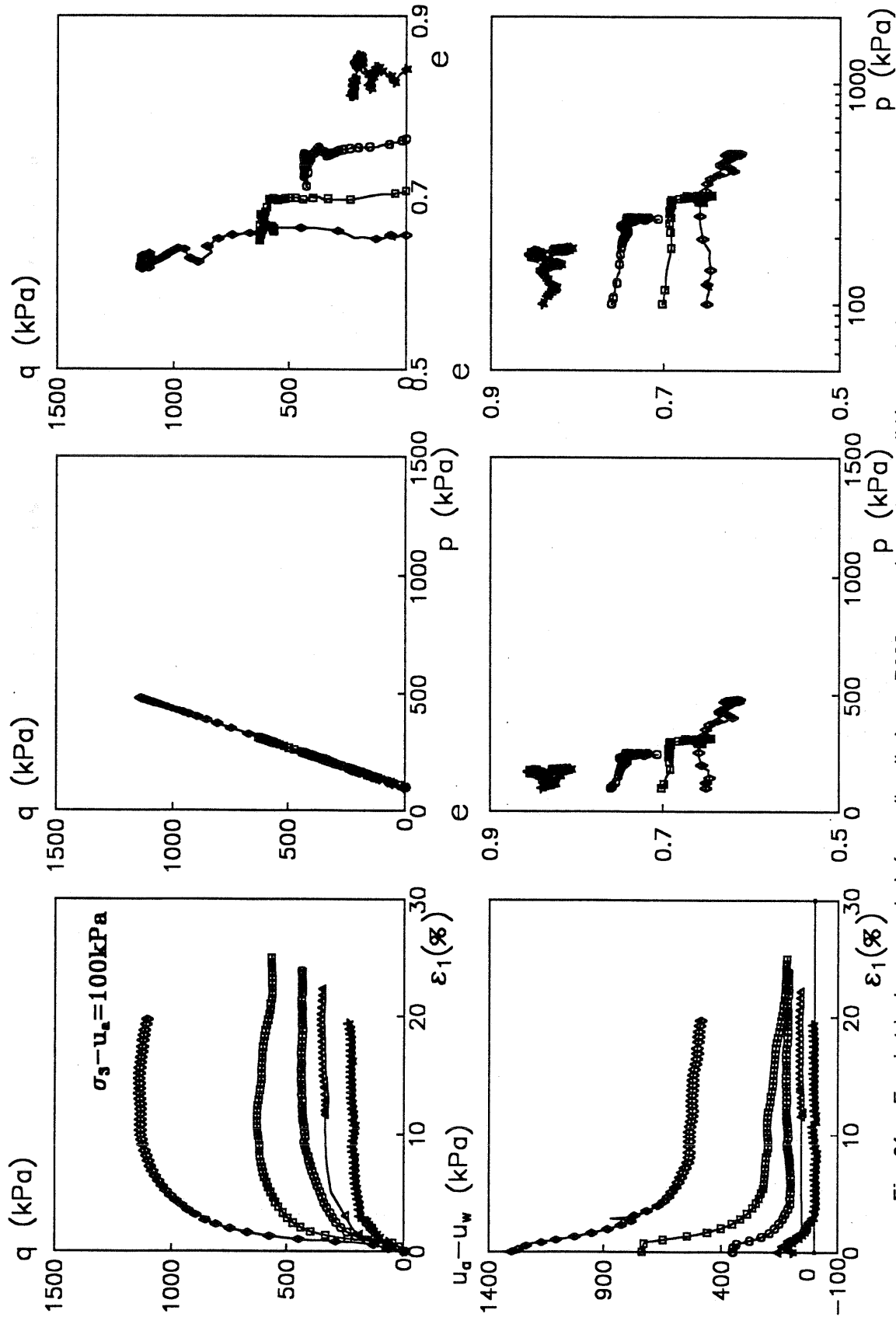


Fig 21 a- Essais triaxiaux non drainés sur l'argile jaune P300 normalement consolidée par drainage en contraintes totales.

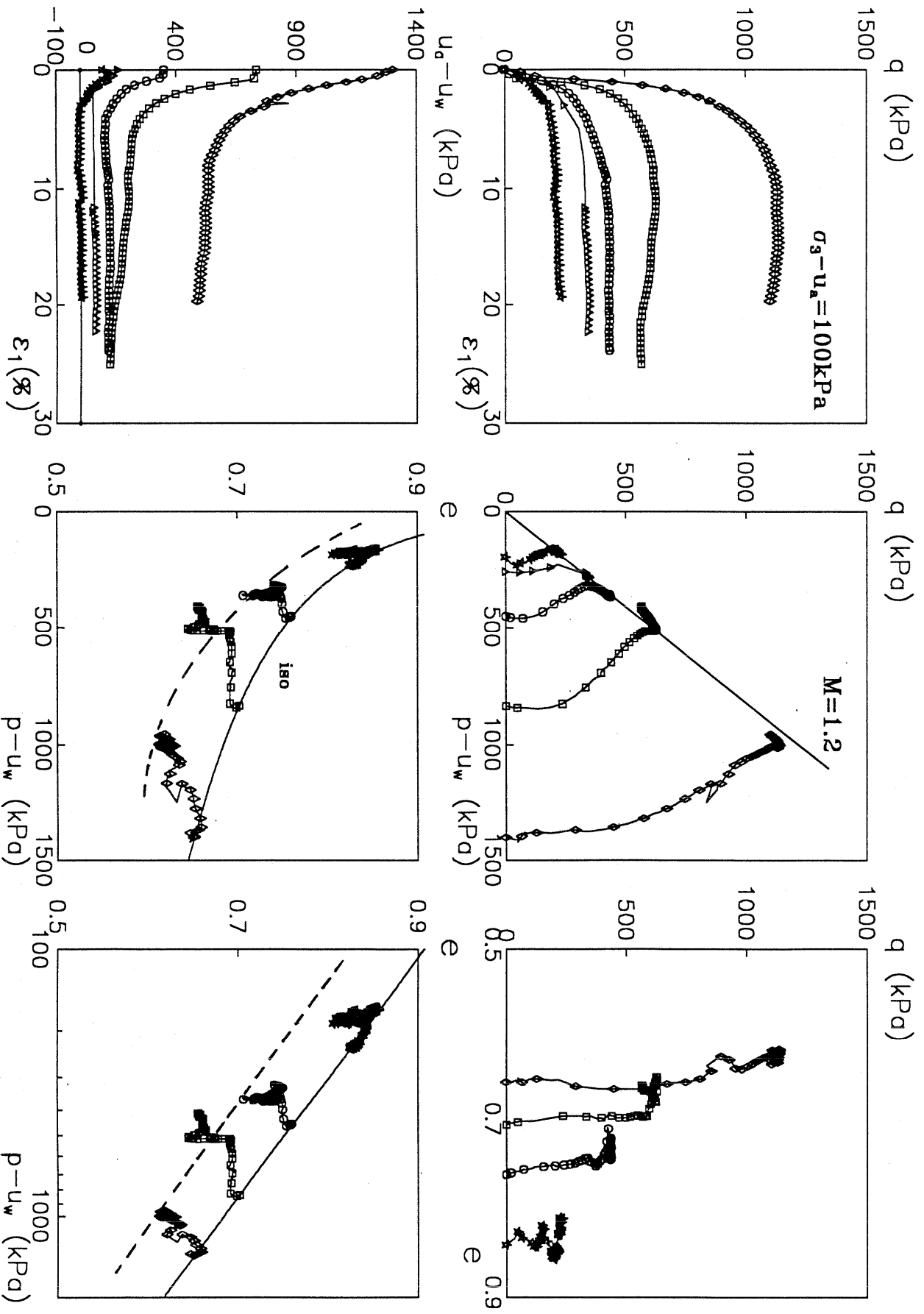


Fig 21 b Essais triaxiaux non drainés sur l'argile jaune P300 normalement consolidée par drainage en contraintes effectives

ARGILE JAUNE SURCONSOLIDÉE ($w_L=40 - I_p=20$)

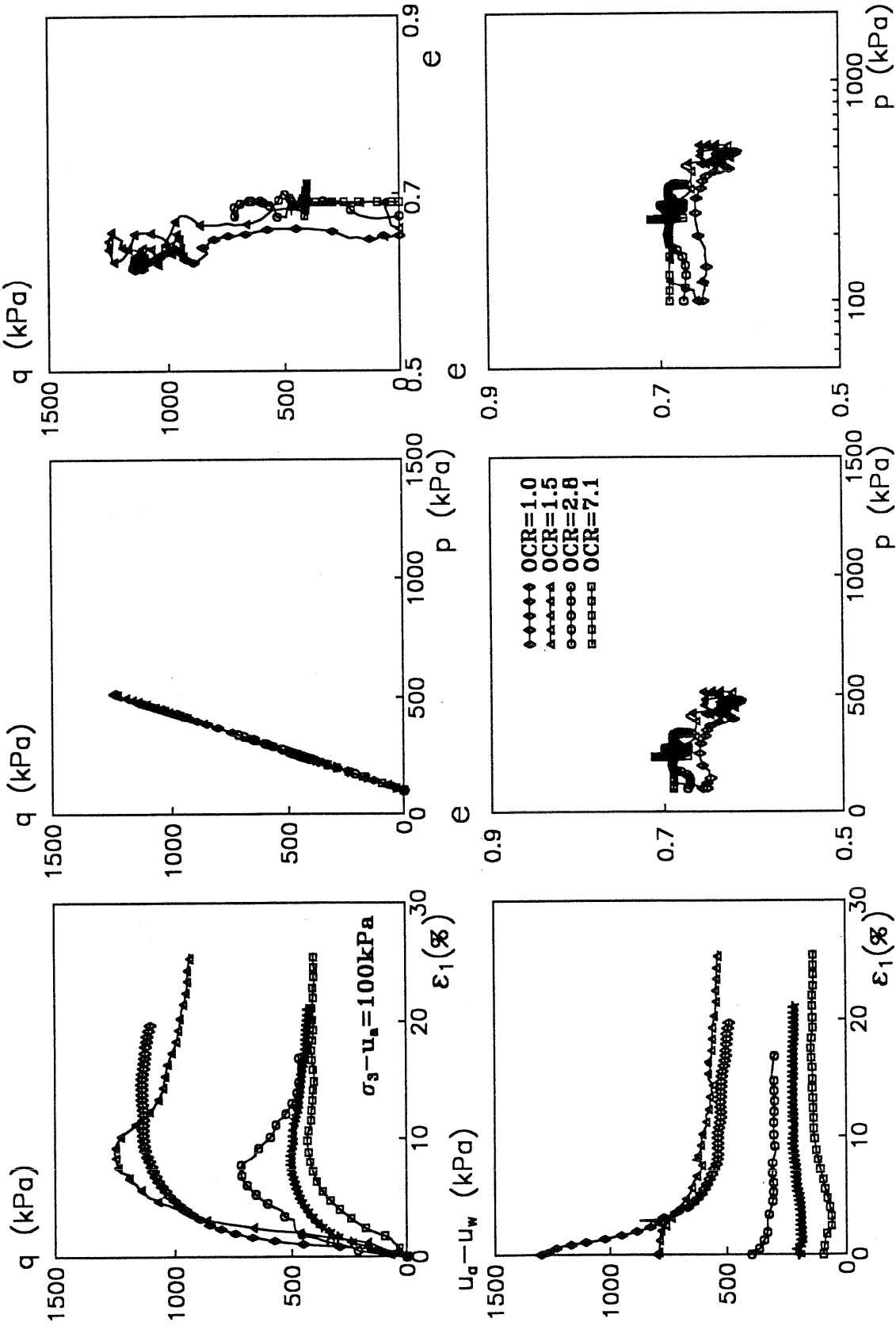


Fig 22 a- Essais triaxiaux non drainés sur l'argile jaune P300 Surconsolidée par drainage et humidification en contraintes totales

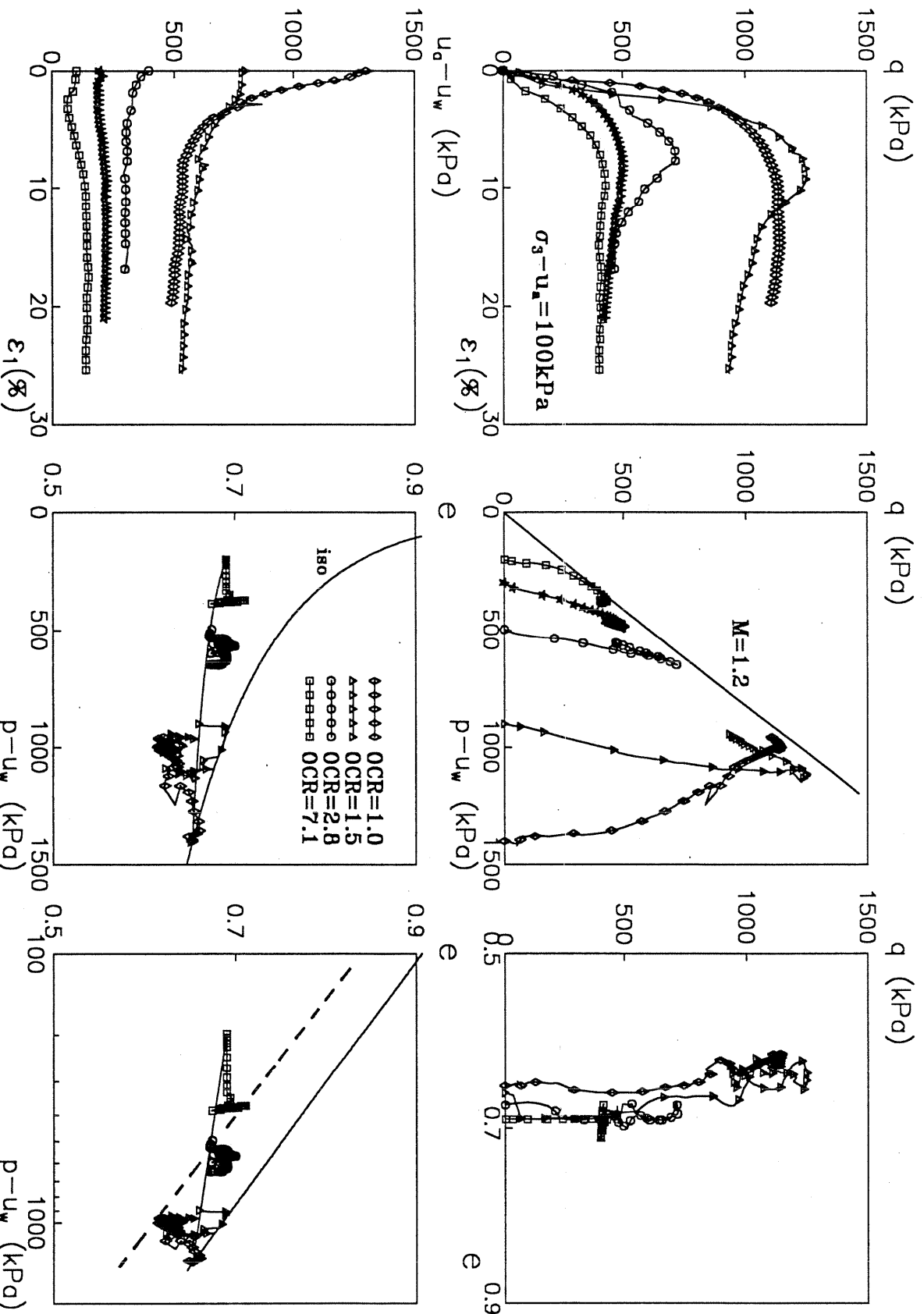


Fig 22 b - Essais triaxiaux non drainés sur l'argile jaune P300 surconsolidée par drainage et humidification en contraintes effectives

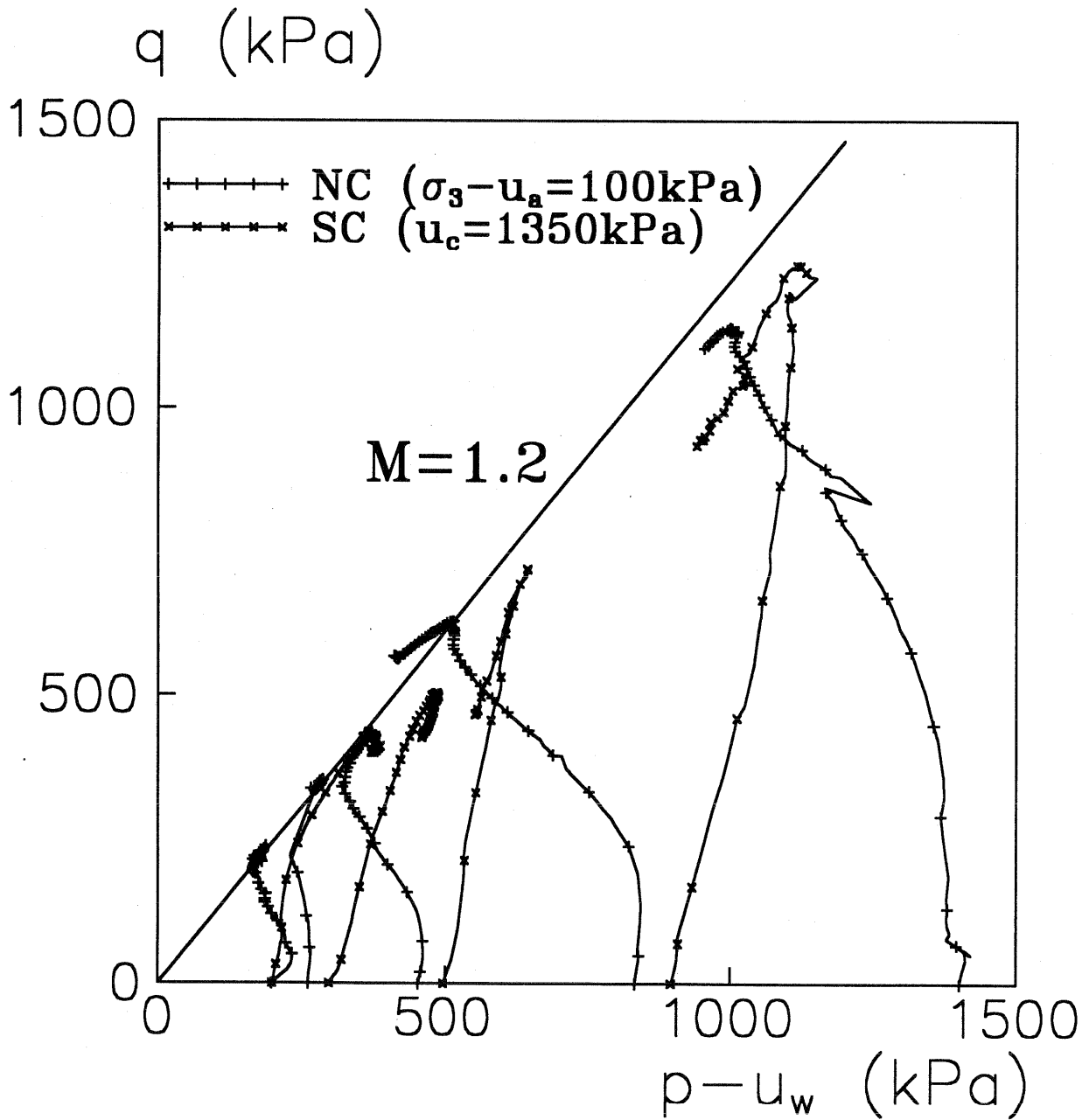


Fig II.23- Résultats de l'ensemble des essais triaxiaux sur l'argile jaune dans le plan (p', q)

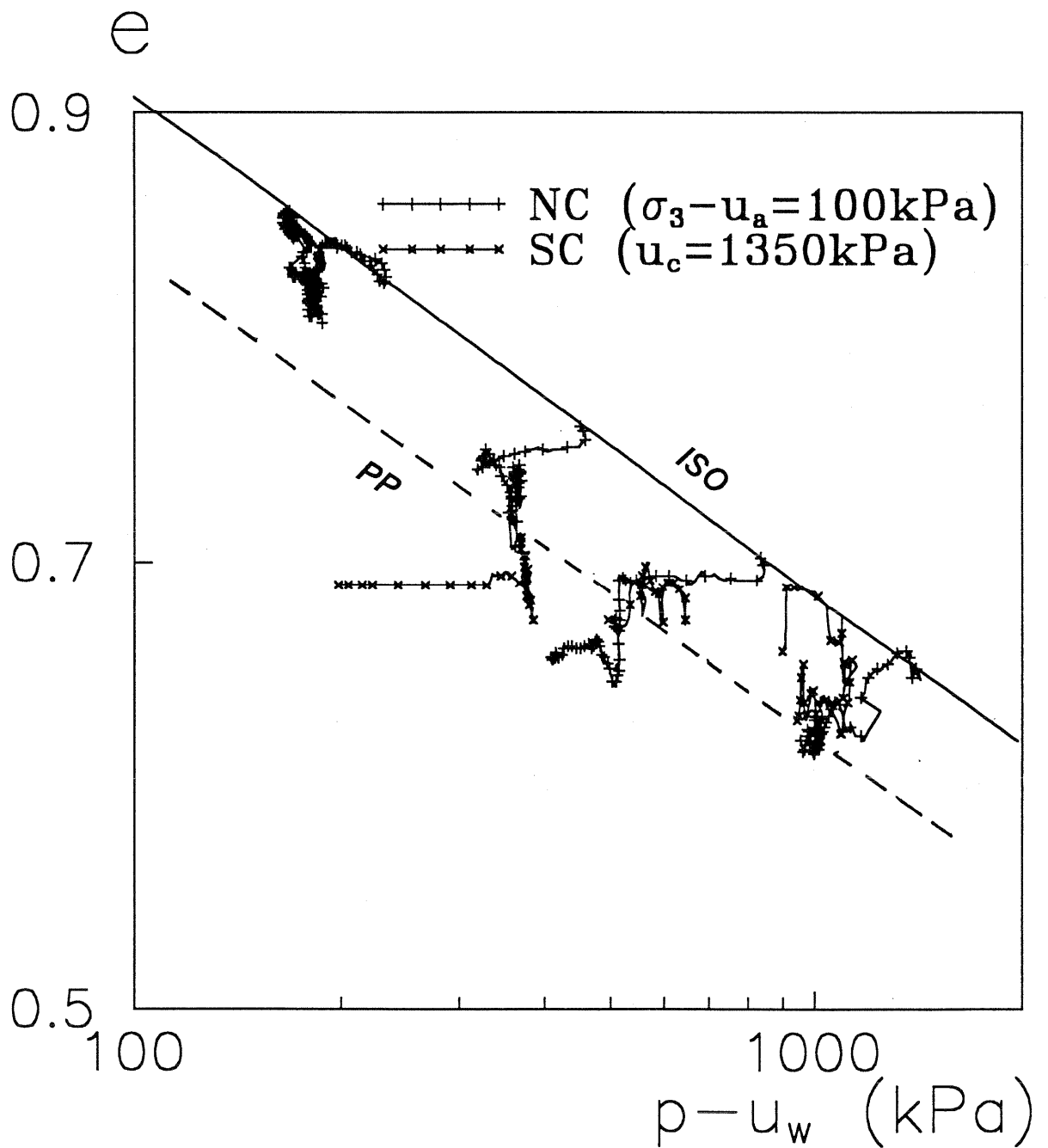


Fig II.24- Résultats de l'ensemble des essais triaxiaux sur l'argile jaune dans le plan $(\log p', e)$

II.4- Conclusion

En conclusion, nous avons regroupé sur les **Figs. II.23 et II.24** l'ensemble des résultats de ces deux séries d'essais triaxiaux sur l'argile jaune dans les plans $[p' ; q]$ et $[\log (p') ; e]$. Ces figures mettent en évidence l'unicité du critère de rupture et de l'état critique.

Cette étude a permis de mettre en évidence:

- l'interprétation des résultats en contraintes effectives de Terzaghi $\sigma_v - u_w$ est justifiée sur les chemins oedométrique et triaxial dans un domaine où le sol reste quasi saturé avec pression interstitielle négative.

- les différentes techniques utilisées sont analogues et peuvent être complémentaires (Fleureau et al. 1993). Le paramètre important est la différence des pressions des deux phases $u = u_a - u_w$.

Chapitre III

Paramètres de pression interstitielle et leurs relations avec les paramètres apparents à la rupture dans les sols

Introduction

Les matériaux compactés au voisinage de l'optimum Proctor ont un degré de saturation compris en général entre 0.7 et 1. Dans ce cas, le fluide interstitiel est composé d'une phase liquide continue (eau) et d'une phase gazeuse discontinue (air). Cette phase gazeuse se trouve sous forme de petites bulles isolées dans les interstices.

Un chargement "non drainé" de ce matériau produit des variations dans les pressions interstitielles de l'air et de l'eau. Ces variations sont représentées par des paramètres, connus sous le nom de "coefficients de Bishop et Skempton" et définis comme le rapport de la variation de pression et de la contrainte totale

Par ailleurs, la résistance maximale dans les sols non saturés dépend de plusieurs paramètres, entre autres, de l'état de saturation du matériau. Cette résistance maximale apparente est représentée par les paramètres (ϕ_{ap}, c_{ap}) , respectivement angle de frottement apparent et cohésion apparente du sol (Kyvellos 1955, Bellier 1968...). Dans ce chapitre, nous avons cherché à relier cet état de résistance maximale apparente et les coefficients de pression interstitielle de Skempton.

La première partie est une synthèse bibliographique succincte, mais nécessaire à notre avis, sur les paramètres de pression interstitielle. Cette synthèse est réalisée en partie, à partir de l'ouvrage récent "Soil mechanics for unsaturated soils" (Fredlund & Rahardjo 1993). Par ailleurs, nous citons les résultats des travaux de certains auteurs sur la résistance maximale apparente et son évolution avec le degré de saturation obtenues à partir d'essais triaxiaux "non drainés" sur des matériaux initialement compactés.

La seconde partie présente une étude expérimentale que nous avons réalisé sur le matériau du barrage de la Verne. Elle consiste à suivre l'évolution de la pression interstitielle sur chemins isotrope et déviatoire. Une simulation théorique est présentée sur ces essais. Par ailleurs, nous établissons les relations entre les paramètres apparents de résistance maximale et les paramètres de pression interstitielle. Ces relations sont validées sur les résultats expérimentaux cités dans la première partie du chapitre.

Première partie: Etude bibliographique

III.1- Evolution de la pression interstitielle dans les sols

III.1.1- Compressibilité du fluide interstitiel

Lors d'une compression non drainée d'un sol non saturé, il n'y a pas d'échange d'air et d'eau avec le milieu extérieur. Dans ce cas, La variation de volume du sol est le résultat de la compressibilité de l'air et, dans une moindre mesure, de celle de l'eau. La compressibilité du solide peut être négligée dans le domaine des contraintes rencontrées dans la pratique.

La compressibilité isotherme est définie comme la variation de volume d'une masse fixe sous l'effet d'une variation de pression par unité de volume, soit:

$$C = -\frac{1}{V} \frac{\partial V}{\partial u}$$

Dans un sol non saturé, le fluide interstitiel est constitué de trois éléments:

- eau
- air libre
- air dissous dans l'eau.

Pour étudier la compressibilité du mélange air-eau, il est nécessaire d'étudier la compressibilité de chaque phase séparément.

III.1.1.1- Compressibilité de l'air

Elle peut être exprimée par l'expression suivante:

$$C_a = -\frac{1}{V_a} \left[\frac{\partial V_a}{\partial u_a} \right]_{T=Cte}$$

La loi de Boyle, donne une relation entre le volume et la pression d'air dans le cas d'une compression isotherme non drainée:

$$V_a = \frac{\overline{u_{a0}} V_{a0}}{u_a}$$

avec:

$\overline{u_{a0}}$: pression d'air absolue initiale ($\overline{u_{a0}} = u_{a0} + \overline{u_{atm}}$)

V_{a0} : volume initial de l'air

u_a : pression absolue de l'air

On peut écrire par ailleurs:

$$\frac{\partial \mathcal{V}_a}{\partial u_a} = -\frac{1}{u_a^2} (\overline{u_{a0}} V_{a0})$$

En substituant la loi de Boyle:

$$\frac{\partial \mathcal{V}_a}{\partial u_a} = -\frac{V_a}{u_a}$$

On en déduit la compressibilité de l'air:

$$C_a = \frac{1}{u_a}$$

III.1.1.2- Compressibilité de l'eau

Elle est définie comme suit:

$$C_w = -\frac{1}{V_w} \frac{\partial \mathcal{V}_w}{\partial u_w}$$

La Fig III.1 montre des mesures de la compressibilité de l'eau (Dorsey 1940). L'air dissous provoque des différences non significatives entre la compressibilité de l'eau désaérée et l'eau saturée en air dissous.

III.1.1.3- Compressibilité du mélange air-eau

La compressibilité du mélange air-eau peut être déduit des compressibilités de chacune des phases. Considérons les relations volumétriques entre l'air, l'eau et le solide (Fig III.2); supposons que le sol à un degré de saturation S_r et une porosité n . Le volume total du mélange air-eau est la somme du volume d'eau V_w et du volume d'air V_a (c'est à dire $V_w + V_a$), le volume d'air dissous V_d est compris dans V_w , le coefficient volumétrique de solubilité H donne le pourcentage d'air dissous dans un volume d'eau. Le sol est soumis à une contrainte totale σ . En appliquant un incrément de contrainte $d\sigma$ au sol non drainé, les pressions interstitielles de l'air et de l'eau augmentent et leurs volumes diminuent.

La compressibilité du mélange eau+air s'écrit dans ce cas:

$$C_{aw} = -\frac{1}{V_w + V_a} \left[\frac{d(V_w - V_d)}{d\sigma} + \frac{d(V_a + V_d)}{d\sigma} \right]$$

Cette équation est une modification de l'équation de compressibilité du mélange air+eau proposée par Fredlund (1976); En substituant les relations de la Fig III.2, elle s'écrit (V_d constant):

$$C_{aw} = S_r C_w \left(\frac{\partial u_w}{\partial \sigma} \right) + (1 - S_r + H S_r) \frac{\left(\frac{\partial u_a}{\partial \sigma} \right)}{u_a}$$

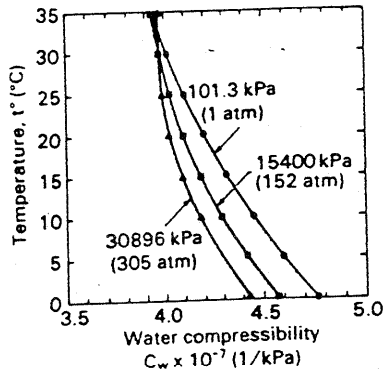


Fig III.1- Compressibilité de l'eau saturée en air (d'après Dorsey 1940)

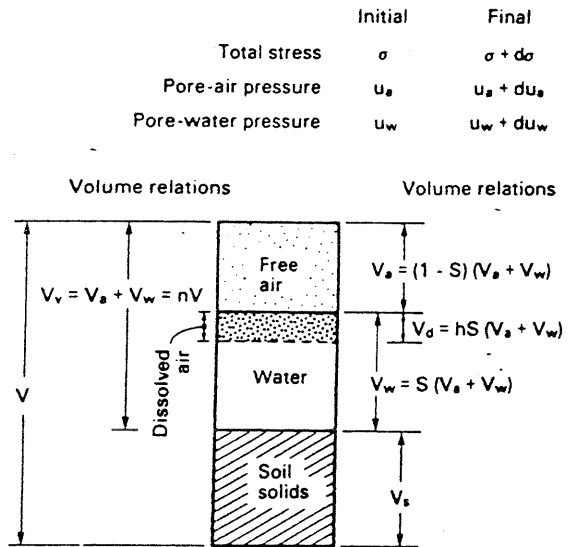


Fig III.2- Composition volumétrique du fluide interstitielle dans les sols non saturés (d'après Fredlund et Rahardjo 1993)

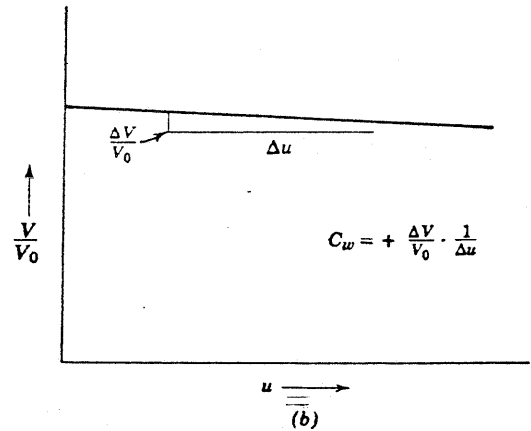
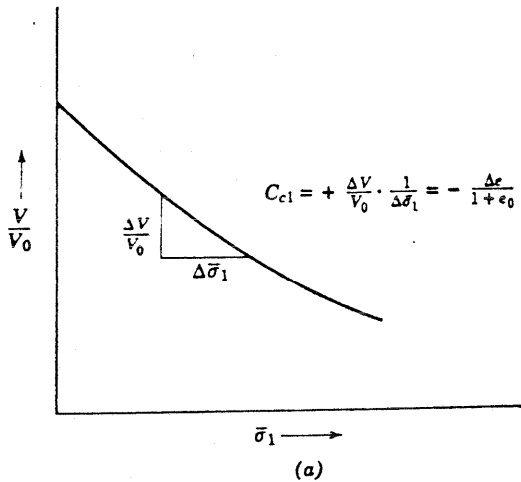


Fig III.4- Déformation monodimensionnelle (a) du squelette solide (b) de l'eau

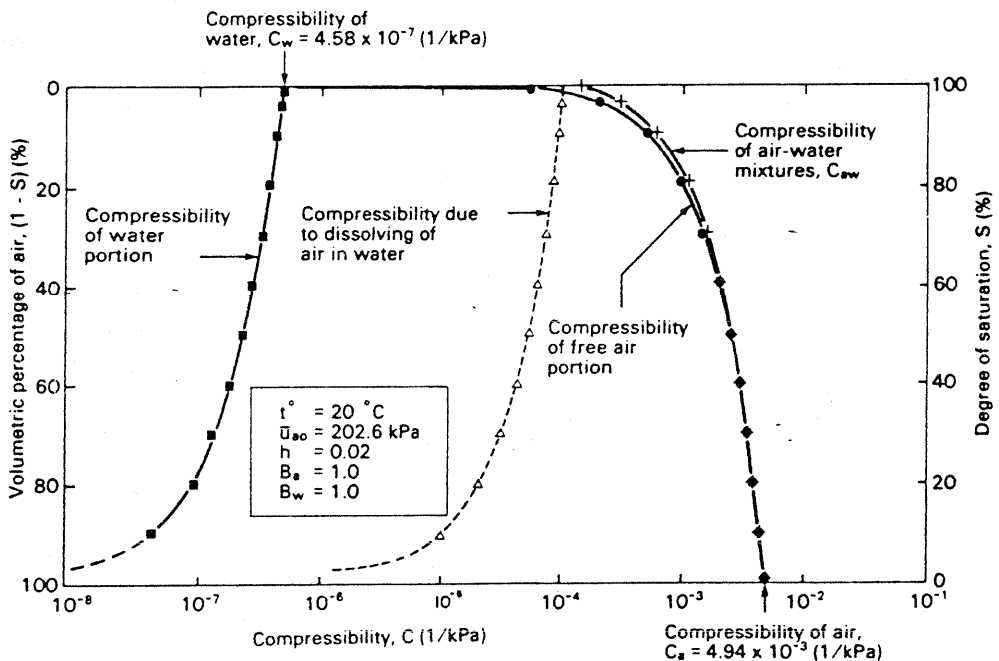


Fig III.3- Composantes de la compressibilité du mélange air-eau (d'après Fredlund et Rahardjo 1993)

II.1.2- Paramètres de pression interstitielle

Le concept de paramètres de pression interstitielle $\left(\frac{\partial u}{\partial \sigma}\right)$ fut introduit pour la première fois par Skempton et Bishop (1954). Les paramètres pour l'eau et l'air sont différents (Bishop 1961, Bishop et Henkel 1962) et dépendent en premier lieu du degré de saturation du sol.

Dans le cas d'un chargement isotrope, ce paramètre est couramment appelé B. L'équation ci-dessus s'écrit dans ce cas:

$$C_{aw} = S_r C_w B_w + (1 - S_r + H S_r) \frac{B_a}{u_a}$$

La Fig III.3 montre la contribution de chaque phase à la compressibilité du mélange interstitiel (cas où $B_a=B_w=1$, cette supposition n'est pas réaliste pour les faibles degrés de saturation), on constate ainsi l'influence prédominante de l'air libre $\left[(1 - S_r) \frac{B_a}{u_a}\right]$.

De nombreux autres chercheurs se sont intéressés à la compressibilité du mélange air+eau. Citons les travaux de Bishop et Eldin (1950) et Skempton et Bishop (1954) qui ont proposé une expression où la compressibilité de l'eau est négligée et la succion nulle; dans ce cas, la compressibilité de l'air est représentative de la compressibilité du fluide interstitiel, soit:

$$C_{aw} = (1 - S_r + H S_r) \frac{u_{a0}}{u_a}$$

Koning (1963) considéra que les variations Δu_a et Δu_w étaient égales ($B_a = B_w$) et proposa l'expression suivante:

$$C_{aw} = S_r C_w + \frac{(1 - S_r)}{u_a}$$

expression utilisée par ailleurs par Verruijt (1969).

III.1.2.1- Pression développée sur chemin oedométrique

a)- Cas d'un sol quasi-saturé:

Considérons un échantillon de sol saturé dans un oedomètre; la compressibilité de chacune des deux phases est mesurée séparément. Les Fig III.4 a et b présentent des courbes de compression pour le squelette du sol et le fluide interstitiel. la compression du squelette du sol, exprimé comme étant la pente de la courbe de [déformation volumique-contrainte effective] est :

$$C_{cl} = + \frac{\Delta V}{V_0} \frac{1}{\Delta \sigma'_1} = - \frac{\Delta e}{1 + e_0} \frac{1}{\Delta \sigma'_1}$$

La compressibilité de l'eau interstitielle est donnée par:

$$C_w = + \frac{\Delta V_w}{V_{w0}} \frac{1}{\Delta u_w}$$

Sous un chargement total, la variation de volume du squelette du sol ΔV_s doit être égale à la variation du volume du fluide interstitiel ΔV_w , soit:

$$\begin{aligned}\Delta V_s &= +V_0 C_{cl} \Delta \sigma'_1 \\ \Delta V_w &= +n_0 V_0 C_w \Delta u_w\end{aligned}$$

On peut donc écrire:

$$\begin{aligned}V_0 C_{cl} \Delta \sigma'_1 &= n V_0 C_w \Delta u_w \quad \text{avec : } \Delta \sigma'_1 = \Delta \sigma_1 - \Delta u_w \\ \Rightarrow C_{cl} (\Delta \sigma_1 - \Delta u_w) &= n C_w \Delta u_w\end{aligned}$$

$$\text{Posons: } C = \frac{\Delta u_w}{\Delta \sigma_1} = \frac{1}{1 + n \left(\frac{C_w}{C_{cl}} \right)}$$

Le rapport C est le paramètre de pression interstitielle pour un chargement non drainé sur un chemin K_0 . Le **Tableau III.1** présente des valeurs de ce paramètre, on note que pour les sols saturés usuels, C est égal à l'unité (Lambe et Whitman 1979).

b)- Cas d'un sol non saturé:

Fredlund et Rahardjo (1993) ont repris le même raisonnement en se basant sur les expressions de compressibilité définies au § III.1.1. Considérant que la compressibilité du milieu non saturé est définie comme la somme de deux termes (concept des surfaces d'état):

- la compressibilité provoquée par la contrainte totale $(\sigma - u_a)$
- la compressibilité provoquée par la pression interstitielle négative $(u_a - u_w)$

Il aboutit à la définition de deux paramètres de pressions interstitielles, l'un pour l'eau et l'autre pour l'air, soit:

Material ($S = 100\%$)	C	Reference
Vicksburg buckshot clay slurry	0.99983	M.I.T. Test
Lagunillas soft clay	0.99957	M.I.T. Test
Lagunillas sandy silt	0.99718	M.I.T. Test

Tableau III.1- Valeurs du paramètre C

Material	S(%)	B	Reference
Sandstone	100	0.286	
Granite	100	0.342	
Marble	100	0.550	Computed from
Concrete	100	0.582	compressibi-
Dense sand	100	0.9921	lities given by
Loose sand	100	0.9984	Skempton (1961)
London clay (OC)	100	0.9981	
Gosport clay (NC)	100	0.9998	
Vicksburg buckshot clay	100	0.9990	M.I.T.
Kawasaki clay	100	0.9988 to 0.9996	M.I.T.
Boulder clay	93	0.69	Measured by
	87	0.33	Skempton
	76	0.10	(1954)

Tableau III.2- Valeurs du paramètre B

Material ($S = 100\%$)	A (at failure)	Reference
Very loose fine sand	2 to 3	Typical
Sensitive clay	1.5 to 2.5	values
Normally consolidated clay	0.7 to 1.3	given by
Lightly overconsolidated clay	0.3 to 0.7	Bjerrum
Heavily overconsolidated clay	-0.5 to 0	
A		
Material ($S = 100\%$)	(for foundation settlement)	Reference
Very sensitive soft clays	> 1	
Normally consolidated clays	½ to 1	From
Overconsolidated clays	¼ to ½	Skempton
Heavily overconsolidated sandy clays	0 to ¼	and Bjerrum (1957)

Tableau III.3- Valeurs du paramètre A
(d'après Fredlund et Rahardjo 1993)

$$C_{air} = \frac{R_{2K}R_{3K} - R_{4K}}{1 - R_{1K}R_{3K}}$$

$$C_{eau} = \frac{R_{2K} - R_{1K}R_{4K}}{1 - R_{1K}R_{3K}}$$

avec:

$$R_{1K} = \frac{R_{sK} - 1 - \left[\frac{(1 - S_r + hS_r)n}{u_a m_{1k}^s} \right]}{R_{sK} + \frac{S_r n C_w}{m_{1k}^s}}$$

$$R_{2K} = \frac{1}{R_{sK} + \frac{S_r n C_w}{m_{1k}^s}}$$

$$R_{3K} = \frac{R_{aK}}{R_{aK} - 1 - \left[\frac{(1 - S_r + HS_r)n}{u_a m_{1k}^s} \right]}$$

$$R_{4K} = \frac{1}{R_{aK} - 1 - \left[\frac{(1 - S_r + HS_r)n}{u_a m_{1k}^s} \right]}$$

avec:

$$R_{aK} = \frac{m_2^a}{m_{1K}^a}$$

$$R_{sK} = \frac{m_2^s}{m_{1K}^s}$$

Les paramètres m_{ik}^j repré sentent les coefficients de compressibilité de chaque phase, dé finis par Fr

Les paramètres m_{ik}^j représentent les coefficients de compressibilité de chaque phase, définis par Fredlund (Fig III.5)

Par ailleurs, Hilf (1948) proposa une expression permettant d'évaluer la variation de la pression d'air dans les sols compactés et connue sous le nom de l'équation de Hilf:

$$\Delta \bar{u}_a = \left[\frac{\Delta n}{(1 - S_{r0})n_0 + HS_{r0}n_0 - \Delta n} \right] \bar{u}_{a0}$$

Hilf supposa que la variation de pression capillaire dans le sol était négligeable ($\Delta u_a = \Delta u_w$). Sur un chemin oedométrique non drainé, la variation de pression d'air sous l'effet d'une variation de contrainte totale verticale s'écrit alors:

$$\Delta \bar{u}_a = \left[\frac{1}{1 + \frac{(1 - S_{r0} + HS_{r0})n_0}{(\bar{u}_{a0} + \Delta \bar{u}_a)m_v}} \right] \Delta \sigma_1$$

Le paramètre de pression interstitielle d'air sécant correspondant, noté B_{ah} , s'écrit:

$$B_{ah} = \frac{\bar{\Delta u}_a}{\Delta \sigma_1} = \left[\frac{1}{1 + \frac{(1 - S_{r0} + HS_{r0})n_0}{(\bar{u}_{a0} + \Delta \bar{u}_a)m_v}} \right]$$

m_v : Coefficient de compressibilité du sol saturé surchemin oedométrique

L'analyse de Hilf, qui suppose que les paramètres de pression interstitielle de l'eau et de l'air sont égaux, et que la pression interstitielle initiale de l'eau est égale à la pression atmosphérique, permet de prédire l'évolution de la pression interstitielle d'un sol sur un chemin oedométrique, et de déduire la pression d'air de saturation (dissolution complète de l'air).

III.1.2.2- Pression développée sur chemin isotrope

a)- Cas d'un sol quasi-saturé:

La Fig III.6 montre un élément de sol soumis à un chargement tridimensionnel, la variation du volume total du squelette du sol est définie comme la somme des variations de volume dues à l'incrément de contrainte totale dans chacune des directions (Lambe et Whitman 1979). Dans le cas d'un élément de sol isotrope ($C_{c1} = C_{c2} = C_{c3}$), et sur un chemin de contrainte isotrope ($\Delta \sigma_1 = \Delta \sigma_2 = \Delta \sigma_3 = \Delta \sigma$) et ($\Delta \sigma'_1 = \Delta \sigma'_2 = \Delta \sigma'_3 = \Delta \sigma - \Delta u_w$), on définit le paramètre de pression interstitielle noté B tel que:

$$B = \frac{\Delta u_w}{\Delta \sigma} = \frac{1}{1 + n \left(\frac{C_w}{C_{c3}} \right)}$$

avec :

$$C_{c3} = \frac{\Delta V}{V_0} \frac{1}{\Delta \sigma'}$$

Le rapport B est le paramètre de pression interstitielle pour un chargement isotrope non drainé. Le Tableau III.2 présente des valeurs typiques mesurées sur différents matériaux (Lambe and Whitman 1979).

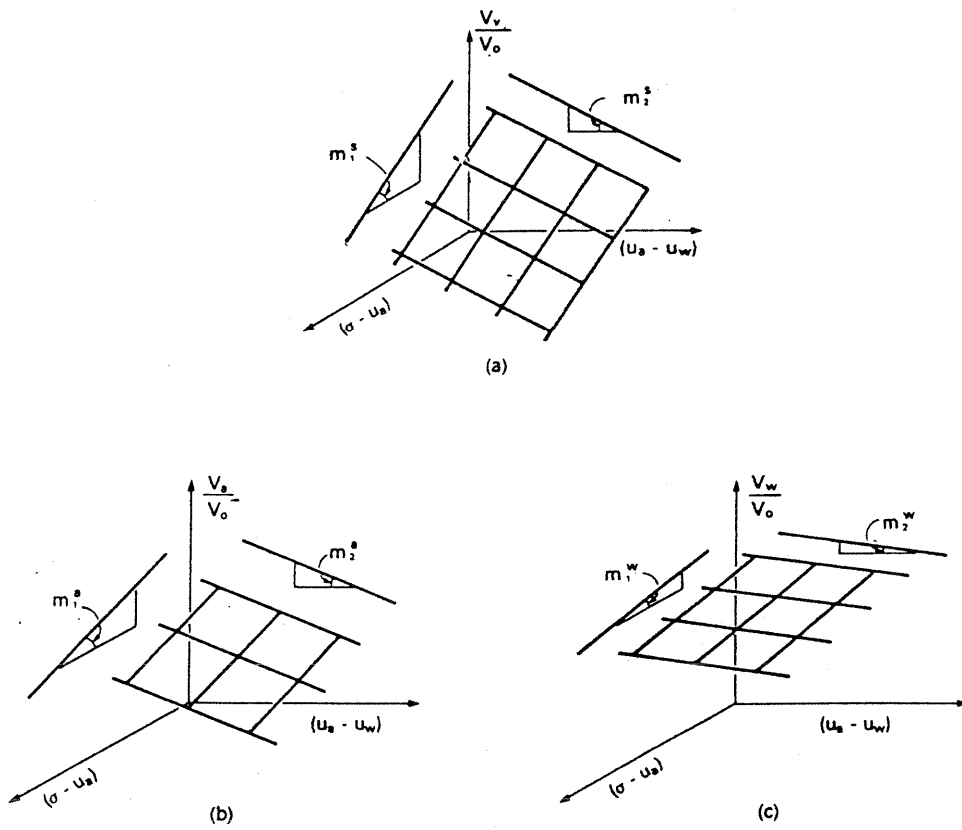


Fig III.5- Linearized portion of the constitutive relationships during one-dimensional, drained compression. (a) Soil structure constitutive surface; (b) air phase constitutive surface; (c) water phase constitutive surface. (d'après Fredlund et Rahardjo 1993)

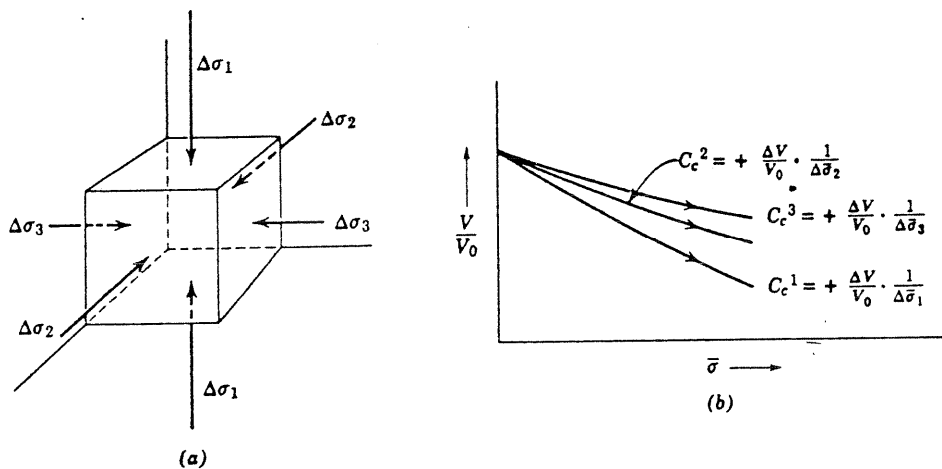


Fig III.6- Three-dimensional loading. (a) Loading. (b) Deformation.

(Lambe et Whitman 1979)

b)- Cas d'un sol non saturé:

Se basant sur le même raisonnement qu'au § III.1.2.1 (b), Fredlund et Rahardjo (1993), aboutissent à des expressions de B pour chacune des phases, à savoir:

$$B_a = \frac{R_2 R_3 - R_4}{1 - R_1 R_3}$$

$$B_w = \frac{R_2 - R_1 R_4}{1 - R_1 R_3}$$

avec:

$$R_1 = \frac{R_s - 1 - \left[\frac{(1 - S_r + HS_r)n}{u_a m_1^s} \right]}{R_s + \left(\frac{S_r n C_w}{m_1^s} \right)}$$

$$R_2 = \frac{1}{R_s + \left(\frac{S_r n C_w}{m_1^s} \right)}$$

$$R_3 = \frac{R_a}{R_a - 1 - \left[\frac{(1 - S_r + HS_r)n}{u_a m_1^a} \right]}$$

$$R_4 = \frac{1}{R_a - 1 - \left[\frac{(1 - S_r + HS_r)n}{u_a m_1^a} \right]}$$

et:

$$R_a = \frac{m_2^a}{m_1^a} \quad (\text{fig 2.5})$$

$$R_s = \frac{m_2^s}{m_1^s}$$

Les Fig III.7 et III.8 montrent le développement des pressions d'air et d'eau en fonction de la contrainte totale pour un chargement isotrope non drainé avec un degré de saturation initial $S_{r0}=70\%$. On observe que le paramètre B_w est supérieur à B_a et que tous les deux tendent vers l'unité à l'approche de la saturation. Par ailleurs, B_a croît plus vite que B_w , plus particulièrement aux faibles valeurs de S_r . Le rôle du degré de saturation initial sur l'évolution de la pression interstitielle est représenté sur la Fig III.9. Notons le rôle important de ce paramètre sur la contrainte isotrope totale de saturation, qui passe de 400 kPa pour $S_{r0}=95\%$ à 2000 kPa pour $S_{r0}=70\%$.

La Fig III.10 représente le cas d'un sol très compressible où on peut noter que les paramètres de pressions interstitielles tendent rapidement vers l'unité (aux faibles valeurs de la contrainte totale).

Par ailleurs, Croney et Coleman (1961) ont proposé un paramètre, noté α , dans le cas des essais à teneur en eau constante où l'air est maintenu à la pression atmosphérique. Dans ce cas, ce paramètre exprime le rapport entre la variation de la pression interstitielle de l'eau et la variation de

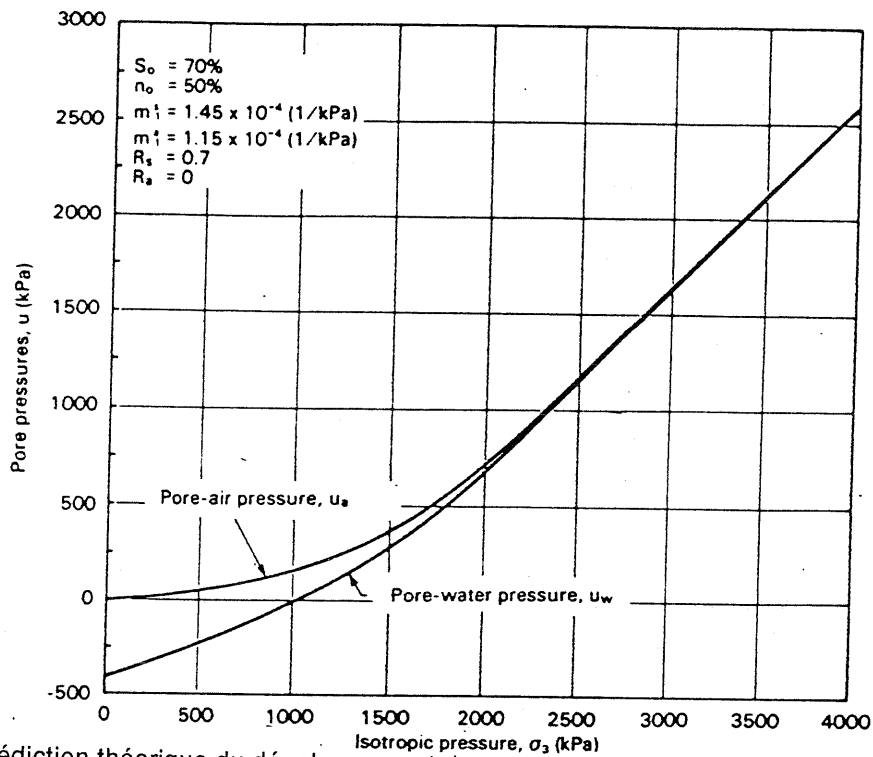


Fig III.7- Prédiction théorique du développement des pressions interstitielles de l'air et de l'eau pour un sol de degré de saturation initial égal à 70% (d'après Fredlund et Rahardjo 1993)

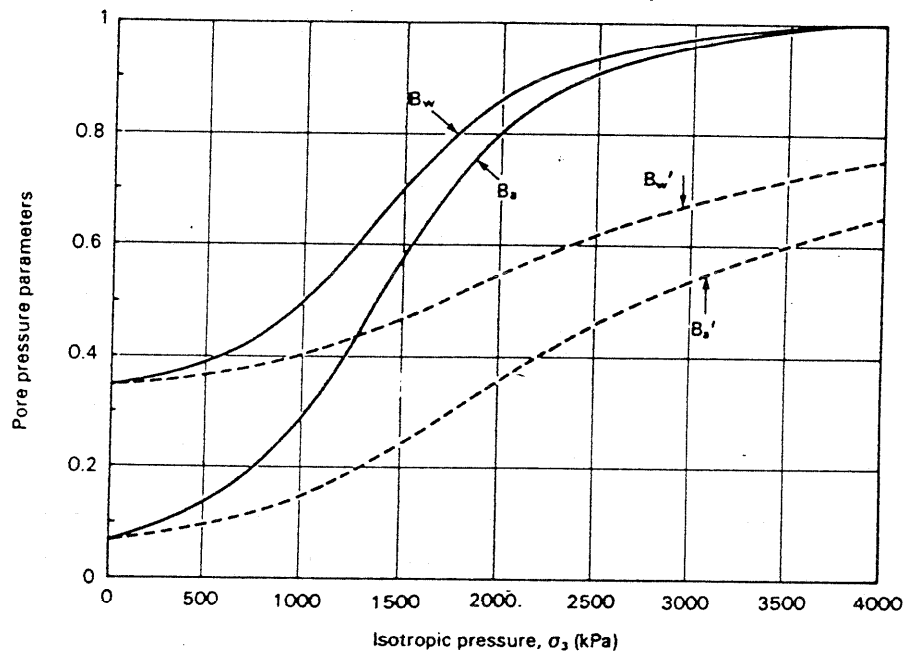


Fig III.8- Prédiction théorique du développement des paramètres de pressions interstitielles de l'air et de l'eau pour un sol de degré de saturation initial égal à 70% (d'après Fredlund et Rahardjo 1993)

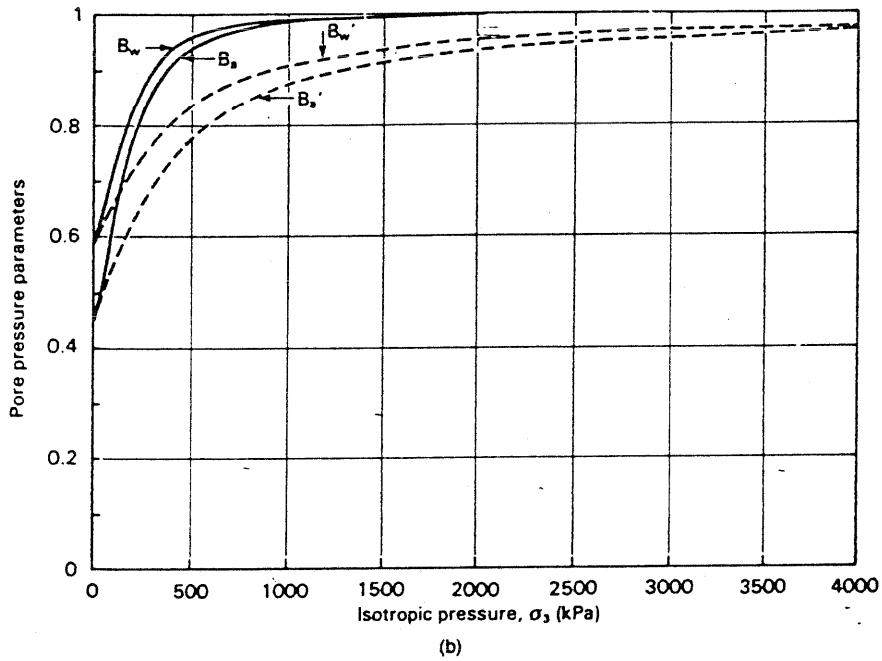
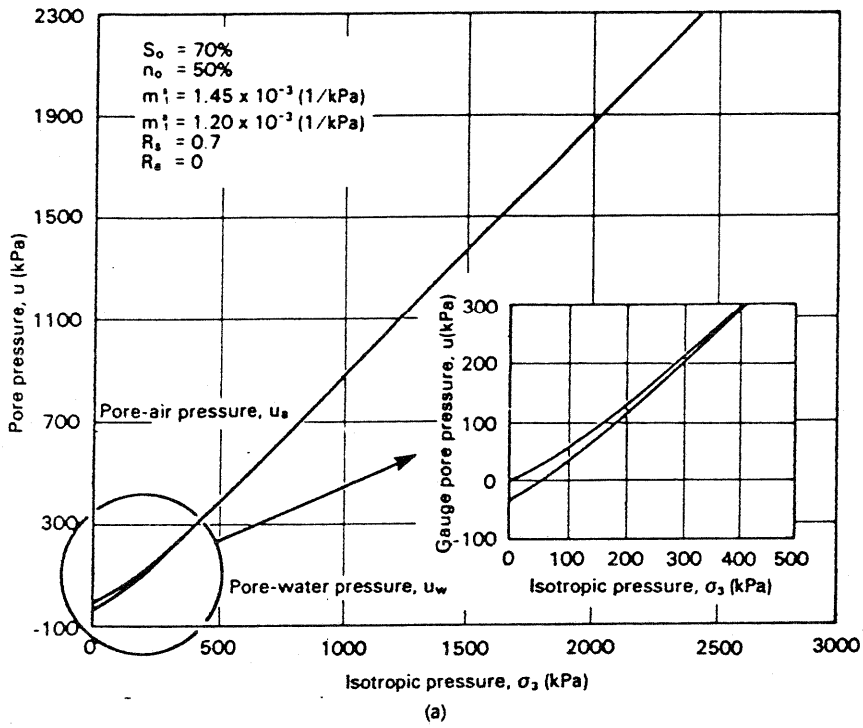


Fig III.10- Développement des (a) pressions interstitielles de l'eau et de l'air et (b) des paramètres de pressions interstitielles pour un sol très compressible (d'après Fredlund et Rahardjo 1993)

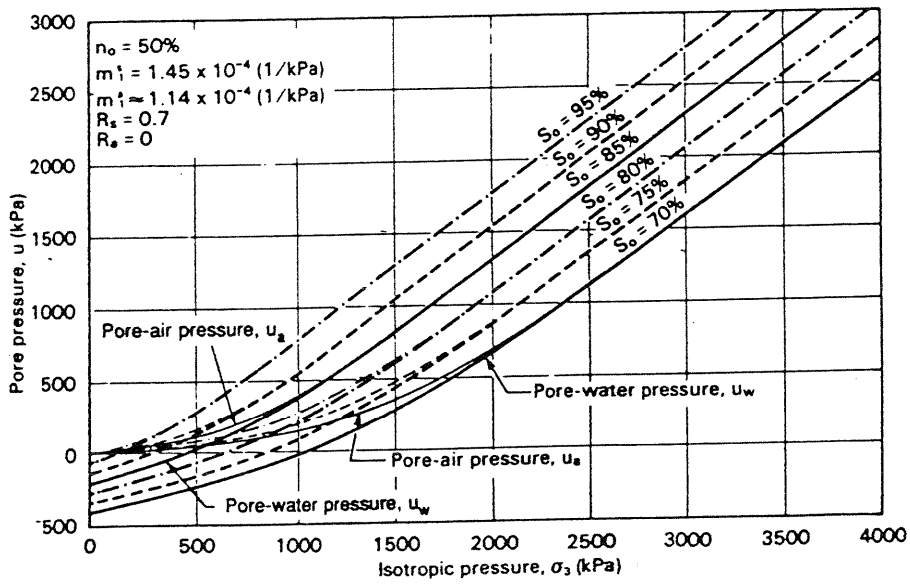


Fig III.9- Effect of initial degree of saturation on the pore-air and pore-water pressure versus isotropic pressure curves. (d'après Fredlund et Rahardjo 1993)

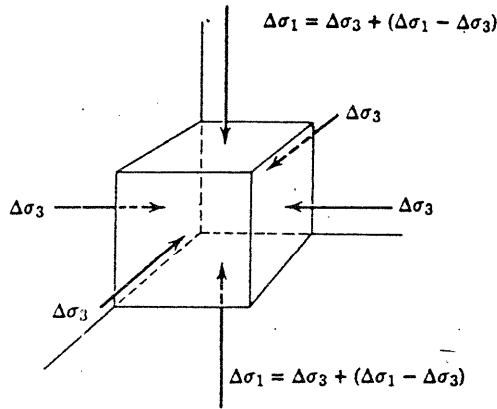


Fig III.11- Isotropic loading followed by uniaxial loading.

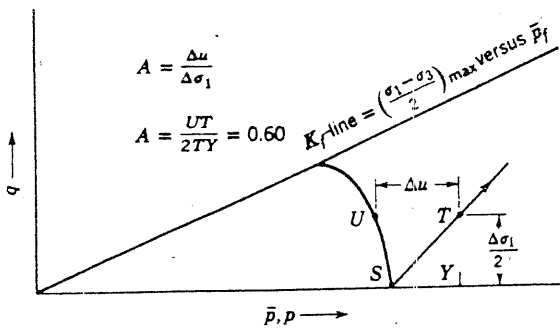
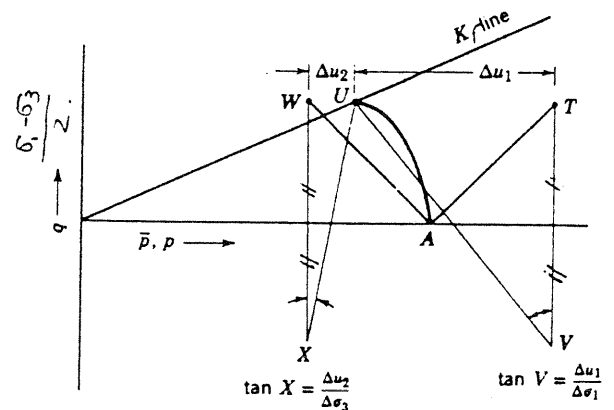


Fig III.12- The determination of A from triaxial test



Test 1: $\Delta\sigma_3 = 0$. $A = \Delta u_1 / \Delta \sigma_1 = TU / TV = \tan V$
 Test 2: $\Delta\sigma_1 = 0$. $A = (\Delta u_2 - \Delta \sigma_3) / (-\Delta \sigma_3) = 1 - WU / WX = 1 - \tan X = \tan V$

Fig III.13- The determination of A from triaxial test.

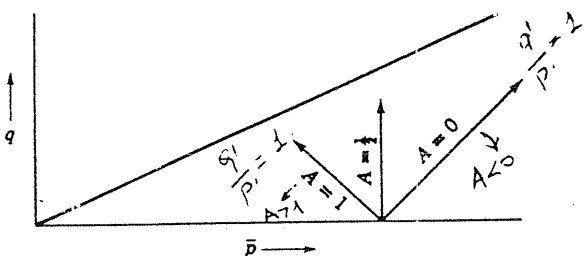


Fig III.14- Special values of A .

(Lambe et Whitman 1979)

contrainte totale. Ce paramètre a été généralisé par la suite par Bishop et Henkel (1962) au cas où la pression d'air interstitiel change avec la contrainte totale. Dans ce cas, α est défini comme suit:

$$\alpha = -\frac{\partial(u_a - u_w)}{\partial(\sigma - u_a)}$$

Dans le cas d'un essai isotrope non drainé sur un sol non saturé, ce paramètre est lié aux paramètres définis par Fredlund et Rahardjo par l'expression suivante:

$$\alpha = \frac{B_w - B_a}{1 - B_a}$$

III.1.2.3- Pression développée sur chemin triaxial

a)- Cas d'un sol quasi-saturé:

La Fig III.11 montre un élément de sol soumis à un chargement triaxial où ($\Delta\sigma_2 = \Delta\sigma_3$). Ce chargement peut être décomposé en chargement isotrope $\Delta\sigma_3$, plus un chargement déviatoire ($\Delta\sigma_1 - \Delta\sigma_3$) dans la direction principale majeure. Dans ce cas, la variation de la pression interstitielle s'écrit:

$$\Delta u_w = B\Delta\sigma_3 + D(\Delta\sigma_1 - \Delta\sigma_3)$$

avec:

$$D = \frac{1}{1 + n \frac{C_w}{C_c} + 2 \frac{C_s^3}{C_c^1}}$$

Pour un élément de sol saturé avec fluide incompressible, on peut écrire:

$$\Delta u_w = \Delta\sigma_3 + A(\Delta\sigma_1 - \Delta\sigma_3)$$

avec:

$$A = \frac{1}{1 + 2 \frac{C_s^3}{C_c^1}}$$

Pour un sol isotrope, $A = \frac{1}{3}$

Le Tableau III.3 montre des valeurs typiques de A qui, contrairement à B et C, peuvent être très différents de l'unité, et qui varie de 0 à 1. La Fig III.12 illustre la détermination de A à partir d'un essai triaxial classique. l'essai commence avec une contrainte isotrope (point S). Pendant le chargement (chemin ST), le chemin en contrainte effective (SU) est déterminé en retranchant la variation de la pression interstitielle à la contrainte totale. Le paramètre $A=UT/2TY$.

La Fig III.13 montre que A peut être déterminé en considérant différents types d'essais:

- L'essai 1: essai triaxial avec $\sigma_3 = \text{Constante}$
- L'essai 2: essai triaxial avec $\sigma_1 = \text{Constante}$

A est égal à la tangente de l'angle au point V. On constate par ailleurs que A peut être déterminé en ne considérant que les chemins en contraintes effectives et ne dépend pas des chemins en contraintes totales. Utilisant ce principe, on peut associer certains chemins en contraintes effectives à certaines valeurs de A, ce que montre la Fig III.14.

- un chemin en contraintes effectives avec une pente 1/1 vers la droite indique que A=0
- un chemin vertical en contraintes effectives donne A=1/2
- un chemin en contraintes effectives avec une pente 1/1 vers la gauche donne A=1.

Les chemins à droite de A=0 indiquent que A peut être négatif et ceux à gauche de A=1 indiquent que A peut être supérieur à l'unité. Dans la pratique, des valeurs de A négatives ou supérieures à l'unité ne sont pas couramment observées. En effet, les valeurs de A supérieures à l'unité sont associées à des structures très peu denses (sols collapsables).

Par ailleurs, si on charge un échantillon de sol dilatant, on peut développer des pressions interstitielles négatives. Ces considérations montrent que A n'est pas un paramètre intrinsèque du sol. Les Fig III.15 montrent certains facteurs influençant la valeur de A (chemins de contraintes, surconsolidation, état initial anisotrope...). Le Tableau III.3 regroupe deux groupes de valeurs de A: le premier est relatif aux valeurs à la rupture tandis que le second est relatif aux valeurs observées normalement dans les tassements de fondations.

b)- Cas d'un sol non saturé:

Fredlund et Rahardjo (1993), se basant sur le même raisonnement que dans le § III.1.2.1(b), proposent les expressions suivantes pour chacune des phases (air et eau):

$$\partial u_w = B_w [\partial \sigma_1 - (1 - A_w)(\partial \sigma_1 - \partial \sigma_3)]$$

$$\partial u_a = B_a [\partial \sigma_1 - (1 - A_a)(\partial \sigma_1 - \partial \sigma_3)]$$

avec:

B_a et B_w : paramètres isotropes définis au § 2.2.2

$$A_w = \frac{1}{B_w} \frac{\partial u_w}{\partial \sigma_1}$$

$$A_a = \frac{1}{B_a} \frac{\partial u_a}{\partial \sigma_1}$$

III.1.3- Quelques résultats expérimentaux de la littérature

Hilf (1948) publia des mesures de pression interstitielle effectuées à l'aide de deux piézomètres dans un barrage. La Fig III.16 montre l'évolution de cette pression en fonction de la contrainte totale verticale. par ailleurs, ces mesures ont été comparées aux calculs utilisant l'équation de Hilf (§ III.2.1.2.1 (b)) pour différentes valeurs du paramètre de compressibilité m_v et différentes valeurs de degré de saturation initial (Fig III.17). Notons le rôle important de ces deux paramètres; par ailleurs, le calcul est en bon accord avec les mesures ($S_{r0}=87.4\%$).

Bishop et Skempton (1954) ont publié des mesures du paramètre B (isotrope) sur trois matériaux de limites de liquidité différentes (Tableau III.4). La Fig III.18 montre l'évolution du paramètre B en fonction du degré de saturation pour un gravier argileux.

Campbell (1973) développa un appareil permettant de mesurer séparément les pressions interstitielles de l'air et de l'eau dans un échantillon de sol compacté non saturé sous un chargement isotrope. Deux types de sol ont été testés. Les Fig III.19 et III.20 représentent l'évolution de la

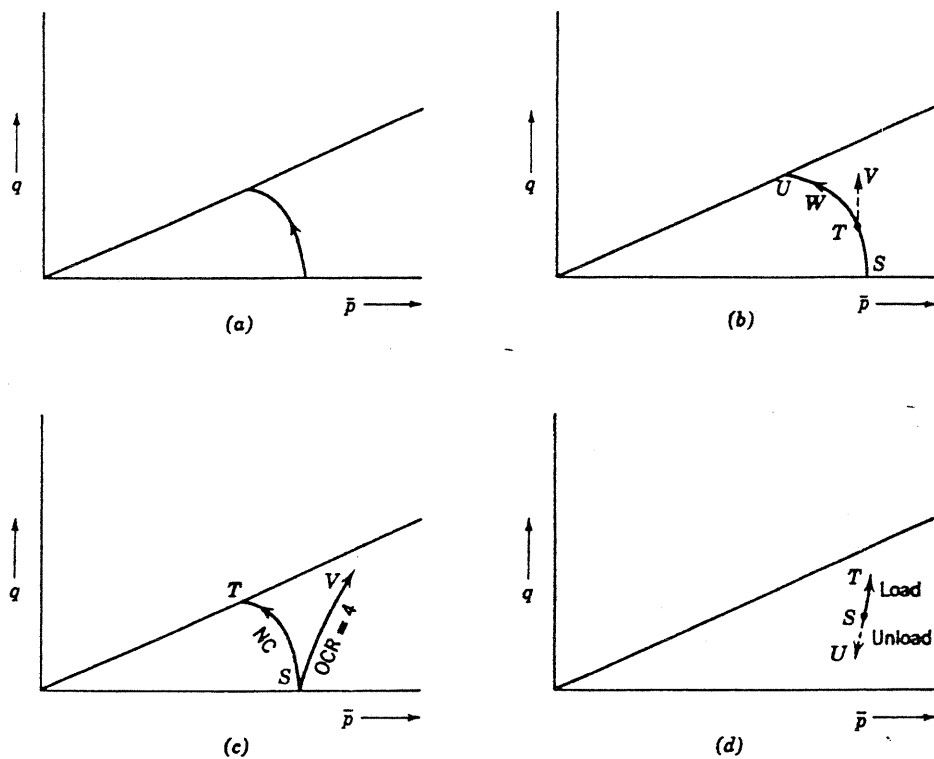


Fig III.15- Factors influencing A . (a) Strain. (b) Initial stress system. (c) Stress history. (d) Type of stress change. (Lambe et Whitman 1979)

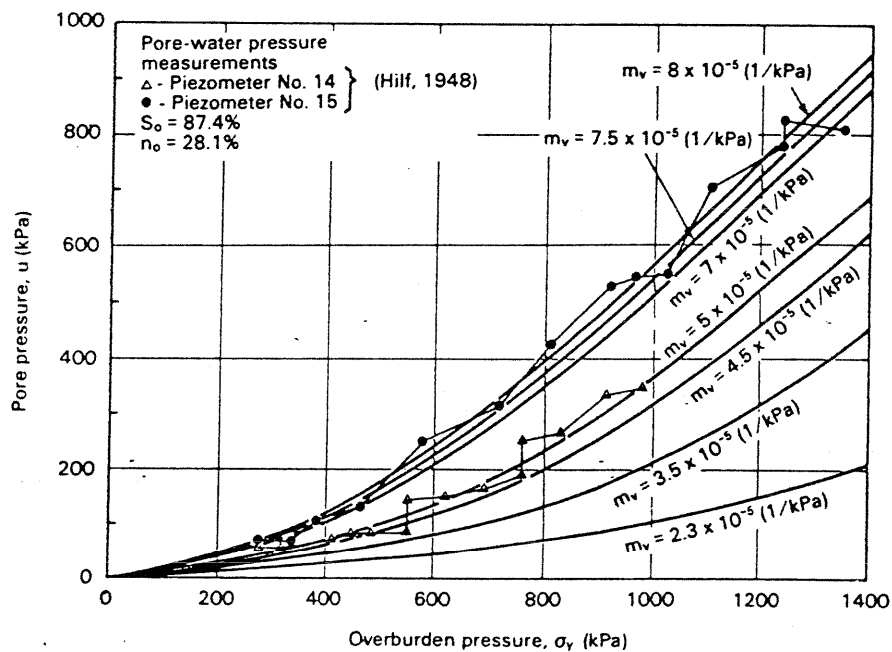


Fig III.16- Effects of coefficient of volume change on pore pressure predictions using Hilf's analysis. (d'après Fredlund et Rahardjo 1993)

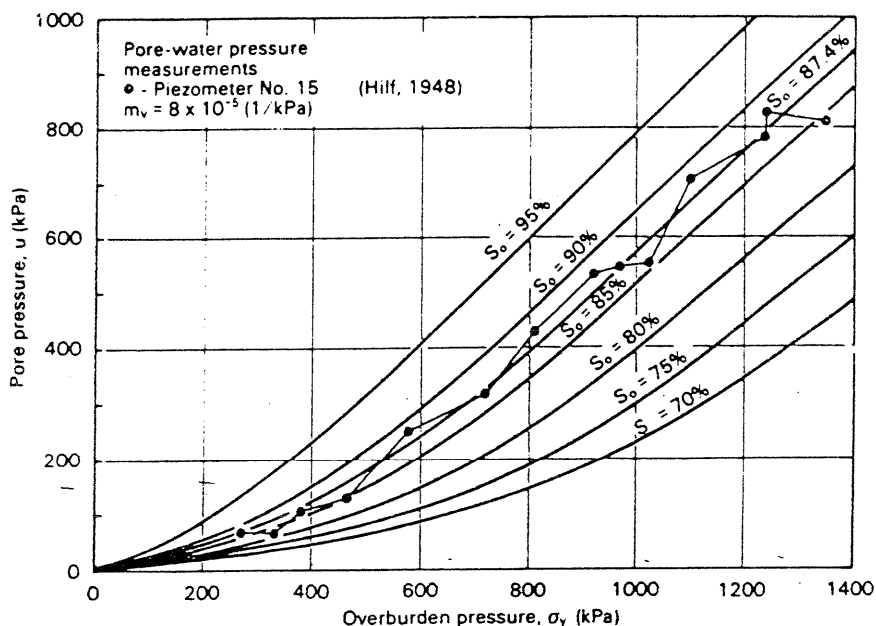


Fig III.17- Effect of initial degree of saturation on pore pressure predictions using Hilf's analysis.

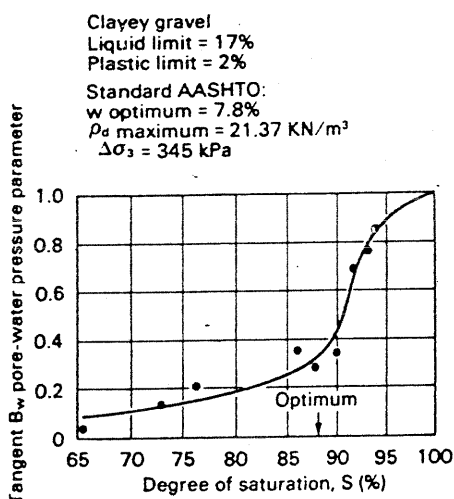


Fig III.18- Relationship between the B_w pore-water pressure parameter and the degree of saturation for a clayey gravel (from Skempton, 1954).

Tableau III.4 Tangent B_w Pore-Water Pressure Parameters for Various Unsaturated Soils (from Skempton and Bishop, 1954)

Soil	Maximum Dry Unit Weight, γ_d (kN/m ³)	Optimum Water Content, (%)	Dry Unit Weight, γ_d (kN/m ³)	Water Content w (%)	Degree of Saturation, S (%)	B_w (for $\sigma_3 = 276$ kPa)
Boulder clay (Liquid limit = 17%, plastic limit = 15%)	21.37	7.4	20.39	8.7	93	0.69
			21.37	7.4	87	0.33
			21.20	6.7	76	0.10
Moraine (Liquid limit = 22%, plastic limit = 14%)	20.42	10.4	19.79	11.4	89	0.89
			20.42	10.4	88	0.57
			20.26	9.6	80	0.35
Volcanic clay (Liquid limit = 85%, plastic limit = 55%)	10.99	49	10.99	52.8	99	0.47
			10.84	49.0	90	0.21
			10.68	51.0	90	0.12

pression d'eau pour ces deux matériaux. Les courbes indiquent une faible réponse en pression pour les faibles teneurs en eau (ou faibles degrés de saturation initiaux). Cette pression croît avec le degré de saturation, ainsi que le coefficient B. On constate par ailleurs que les échantillons avec une teneur en eau initiale proche de l'OPN, la réponse en pression interstitielle est approximativement linéaire avec une pente à 45°, ceci signifie que l'échantillon est quasi-saturé et que B vaut l'unité. Sur les Fig III.21 et III.22, on constate que B_w croît rapidement avec S_r , dès que ce dernier paramètre atteint 80%. Cette valeur est proche de la valeur à l'OPN. Le paramètre B_a (correspondant à l'air) (Fig III.23 & III.24) croît aussi avec S_r . A la saturation, la valeur de la pression d'air mesurée approche celle de l'eau; en effet, l'air se trouve sous forme de bulles isolées dans les pores et le capteur de pression d'air mesure plutôt la pression dans l'eau. Notons (Tableau III.5) que la valeur de B peut être différente de 1 à la saturation si le sol est très peu compressible (Lee & al. 1969).

La Fig III.25 montre une comparaison entre des pressions interstitielles mesurées (Bishop et Henkel 1962) et calculées à l'aide des équations de Fredlund et Rahardjo (§ III.2.1.2.2). Le calcul a été effectué en considérant des coefficients de compressibilité m_v qui décroissent avec le niveau de contrainte totale isotrope (Tableau III.6). Le bon accord constaté est lié en partie à la prise en compte de l'évolution du paramètre de compressibilité avec la contrainte.

Les Fig III.26 à III.28 montrent des résultats de trois essais triaxiaux non drainés réalisés par Knodel et Coffey (1966). Les échantillons de sol ont subi d'abord un chargement isotrope non drainé, ensuite un écrasement triaxial non drainé avec mesure dans les deux cas de la variation de volume des échantillons (Fig a). les Figs b représentent l'évolution des paramètres B_a et B_w (paramètres isotropes), alors que les Figs c représentent l'évolution des paramètres D_a et D_w ($D_a = \frac{\partial u_a}{\partial(\sigma_1 - \sigma_3)}$ et $D_w = \frac{\partial u_w}{\partial(\sigma_1 - \sigma_3)}$). Notons qu'en général, ces paramètres croissent avec la contrainte totale. On reviendra plus tard sur ces essais.

La Fig III.29 montre l'évolution du paramètre α , défini au § III.2.1.2.2 dans le cas d'essais isotropes non drainés sur deux matériaux compactés (Bishop 1961). On constate que le paramètre $\alpha = \frac{\partial(u_a - u_w)}{\partial(\sigma_3 - u_a)}$ décroît et tend vers 0 aux fortes contraintes totales, ce qui signifie que, dans ce domaine, la variation de pression interstitielle devient négligeable.

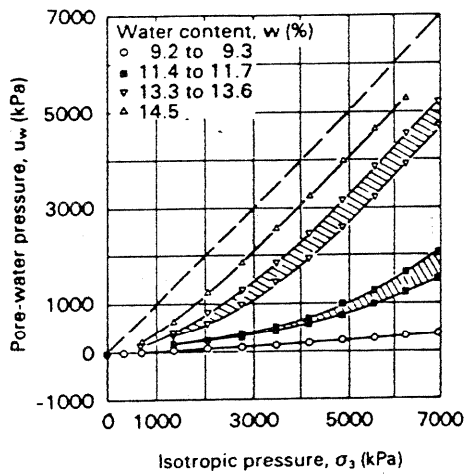


Fig III.19- Pore-water pressure development in Champaign till under isotropic, undrained loading (from Campbell, 1973).

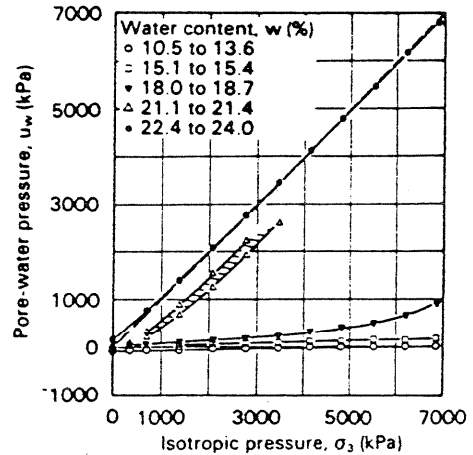


Fig III.20- Pore-water pressure development in Peorian loess under isotropic, undrained loading (from Campbell, 1973).

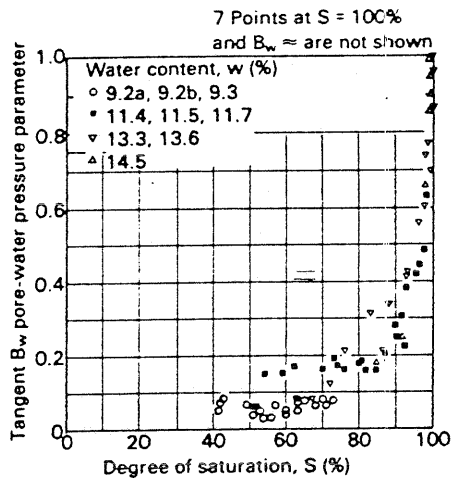


Fig III.21- B_w pore-water pressure parameter as a function of degree of saturation for Champaign till (from Campbell, 1973).

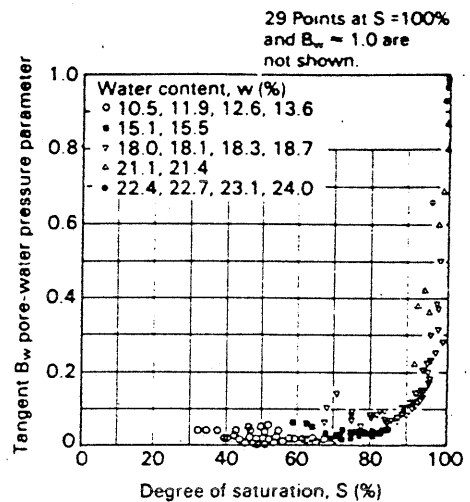


Fig III.22- B_w pore-water pressure parameter as a function of degree of saturation for Peorian loess (from Campbell, 1973).

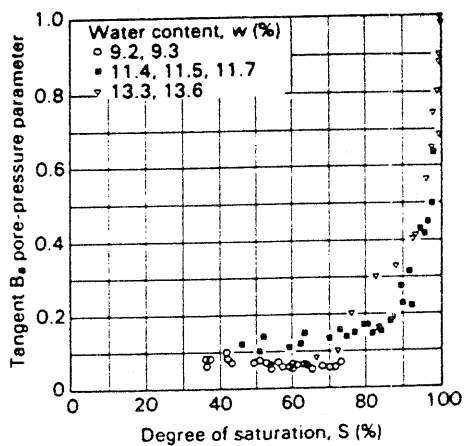


Fig III.23- B_a pore-air pressure parameter as a function of degree of saturation for Champaign till (from Campbell, 1973).

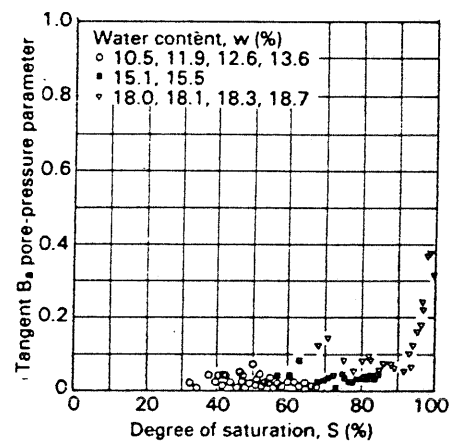


Fig III.24- B_a pore-air pressure parameter as a function of degree of saturation for Peorian loess (from Campbell, 1973).

Tableau III.5- B_w Pore-Water Pressure Parameters for Different Types of Soil at Complete and Nearly Complete Saturation (from Black and Lee, 1973)

Class of Soil	Void Ratio, ^a e	Soil Compressibility, ^a m_1^a (1/kPa)	Pore-Water Pressure Parameter, B_w		
			$S = 100\%$	$S = 99.5\%$	$S = 99\%$
Soft (i.e., normally consolidated clays)	2.0	1.45×10^{-3}	0.9998	0.992	0.986
Medium (i.e., compacted clays)	0.6	1.45×10^{-4}	0.9988	0.963	0.930
Stiff (i.e., stiff clays—sands)	0.6	1.45×10^{-5}	0.9877	0.69	0.51
Very stiff (i.e., very high consolidation pressures)	0.4	1.45×10^{-6}	0.9130	0.20	0.10

^aApproximate values.

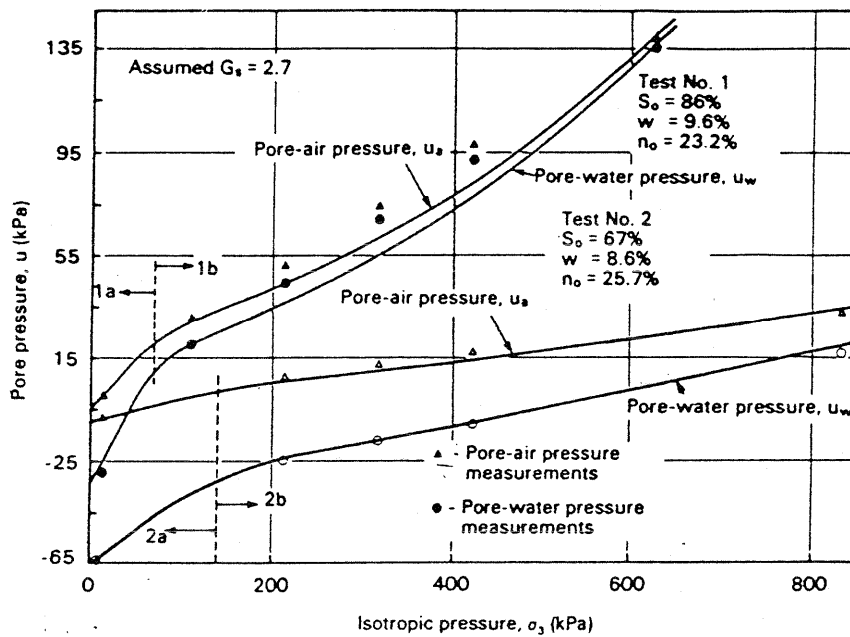
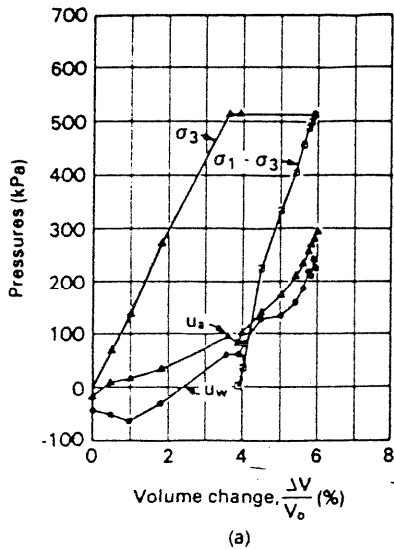


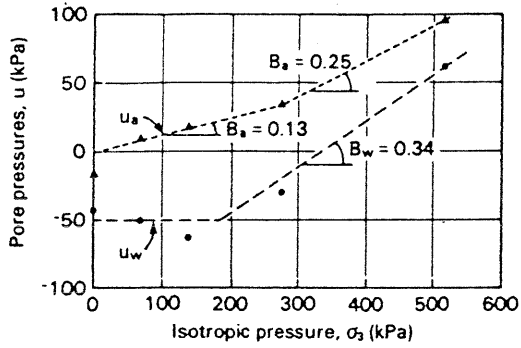
Fig III.25- Comparison of theoretical computations and laboratory measurements of pore-air and pore-water pressures (data from Bishop and Henkel, 1962).

Tableau III.6- Coefficients of Volume Change used in the Theoretical Computations of Pore Pressures on Test Data Presented by Bishop and Henkel (1962)

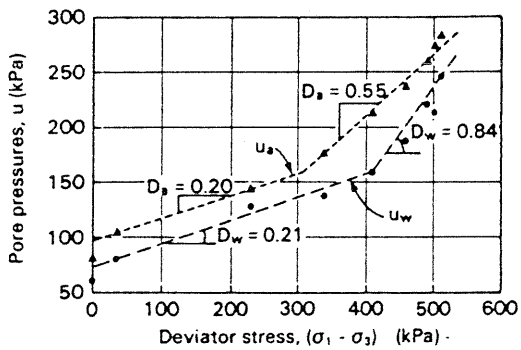
Test No.	Coefficients of Volume Change	
No. 1	$\sigma_3 < 70 \text{ kPa}$ (#1a)	$\sigma_3 > 70 \text{ kPa}$ (#1b)
	Soil structure, m_1^a	4.0×10^{-4} 2.9×10^{-5}
	Air phase, m_1^a	2.6×10^{-4} 2.9×10^{-5}
No. 2	$\sigma_3 < 140 \text{ kPa}$ (#2a)	$\sigma_3 > 140 \text{ kPa}$ (#2b)
	Soil structure, m_1^a	1.0×10^{-4} 2.6×10^{-5}
	Air phase, m_1^a	8.7×10^{-5} 2.6×10^{-5}



(a)

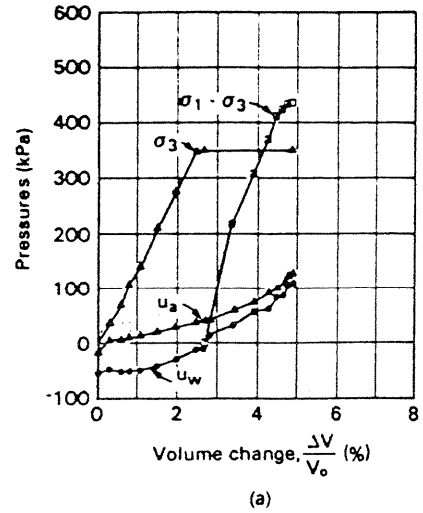


(b)

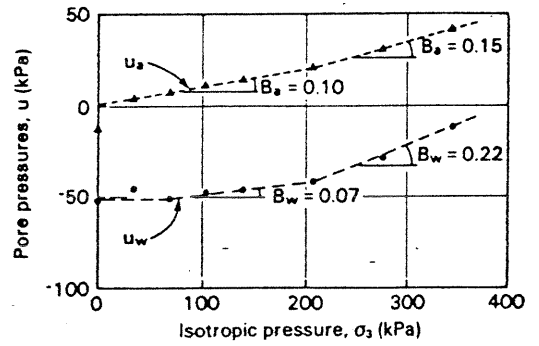


(c)

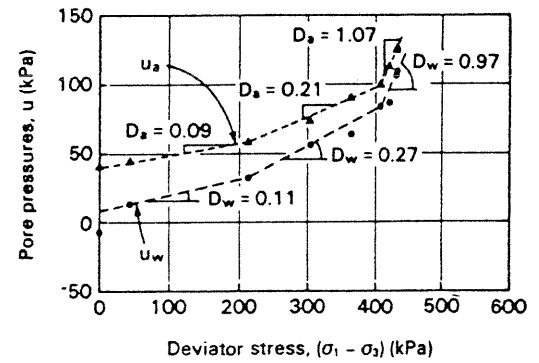
Fig III.26- Pore pressure development during undrained triaxial test no. 1. (a) Stress-strain behavior during an undrained, triaxial test (from Knodel and Coffey, 1966); (b) B_a and B_w pore pressure parameters; (c) D_a and D_w pore pressure parameters.



(a)

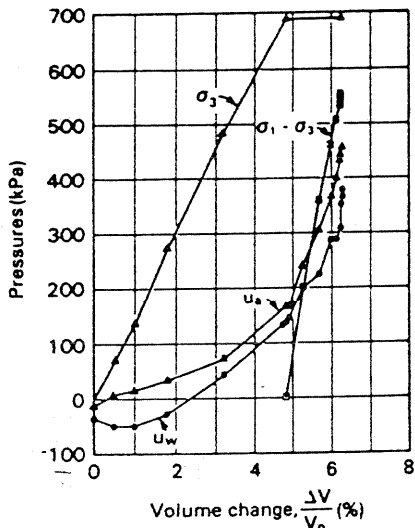


(b)

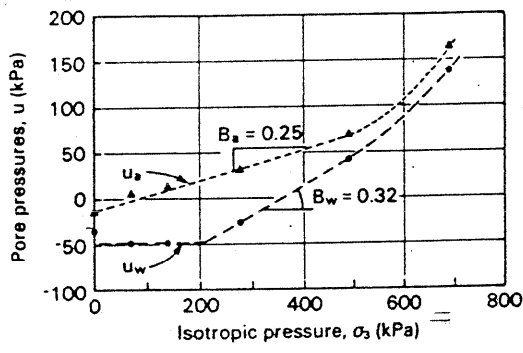


(c)

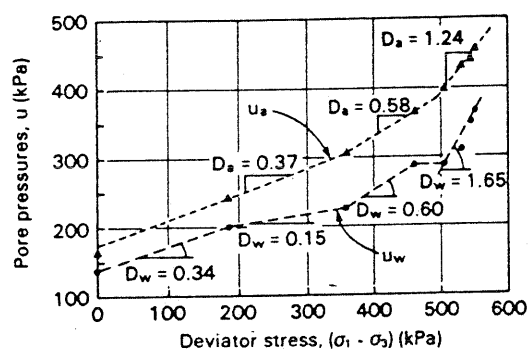
Fig III.27- Pore pressure development during undrained triaxial test no. 2. (a) Stress-strain behavior during an undrained, triaxial test (from Knodel and Coffey, 1966); (b) B_a and B_w pore pressure parameters; (c) D_a and D_w pore pressure parameters.



(a)

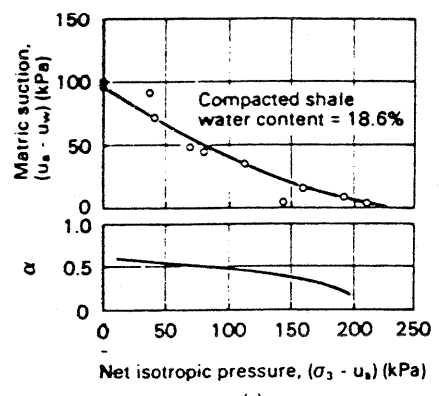


(b)

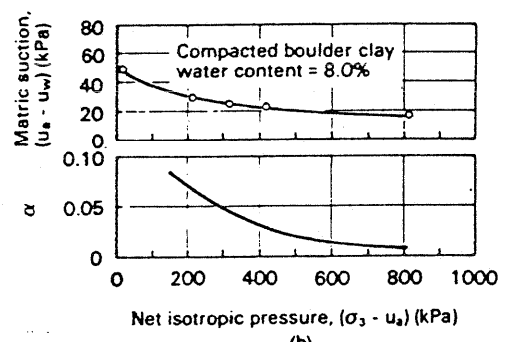


(c)

Fig III.28- Pore pressure development during undrained triaxial test no. 3. (a) Stress-strain behavior during an undrained, triaxial-test (from Knodel and Coffey, 1966); (b) B_a and B_w pore pressure parameters; (c) D_a and D_w pore pressure parameters.



(a)



(b)

Fig III.29- Experimental results showing the α parameters of two soils. (a) Development of the α parameter for compacted shale; (b) development of the α parameter for a compacted boulder clay. (Bishop, 1961a).

III.2- Paramètres apparents de plasticité parfaite (φ_{ap}, c_{ap})

- Travaux de Kyvellos (1955), Bellier (1968) et Manojlovic (1979)

Il s'agit dans les trois cas d'essais triaxiaux non consolidés, non drainés, sans mesure de pression interstitielle, effectués sur des sols compactés, à l'O.P.N. dans le cas du limon d'Orly (Kyvellos) et de l'argile de Provins (Manojlovic), et dans différentes conditions d'énergie (E_c) et de teneur en eau pour l'argile silteuse inorganique (Bellier). Les caractéristiques des sols sont reportées dans le **Tableau III.7**. On peut admettre que, dans ces conditions, l'air se trouve sous forme de bulles, sans contact direct avec les particules.

Si l'on effectue des essais triaxiaux non drainés sur des échantillons non saturés d'argile, à des contraintes latérales de plus en plus fortes, on constate que le critère de rupture dans le plan de Mohr n'est plus une droite, mais, plus précisément, que sa pente décroît lorsque la contrainte augmente : la pente, qui est proche de φ' aux faibles degrés de saturation, diminue jusqu'à 0 si la contrainte est suffisante pour saturer le matériau (**Fig. III.30**). L'interprétation des essais en contraintes totales consiste à déterminer la cohésion et l'angle de frottement apparents en fonction de la teneur en eau et du degré de saturation (**Figs. III.31 à III.33**).

Tableau III.7 - Caractéristiques des matériaux utilisés par Kyvellos, Manojlovic et Bellier

	Limon d'Orly (Kyvellos, 1955)	Argile silteuse (Bellier, 1968)	Argile de Provins (Manojlovic, 1979)
w_L	29.5	39.5	79
w_P	21.0	17.8	28
% < 80 μm	86	98	95
% < 2 mm	8	-	-
$w_{OPN}(\%)$	15.5	-	-
$\gamma_{dOPN}(\text{kN/m}^3)$	18.1	-	-

On observe dans les trois cas une diminution de la cohésion et de l'angle de frottement apparents lorsque le degré de saturation augmente, c'est-à-dire lorsque la pression négative diminue. Pour $S_r = 1$, on retrouve la valeur de l'angle de frottement non drainé. Nous reviendrons au § III.3.5 sur l'interprétation de ces courbes.

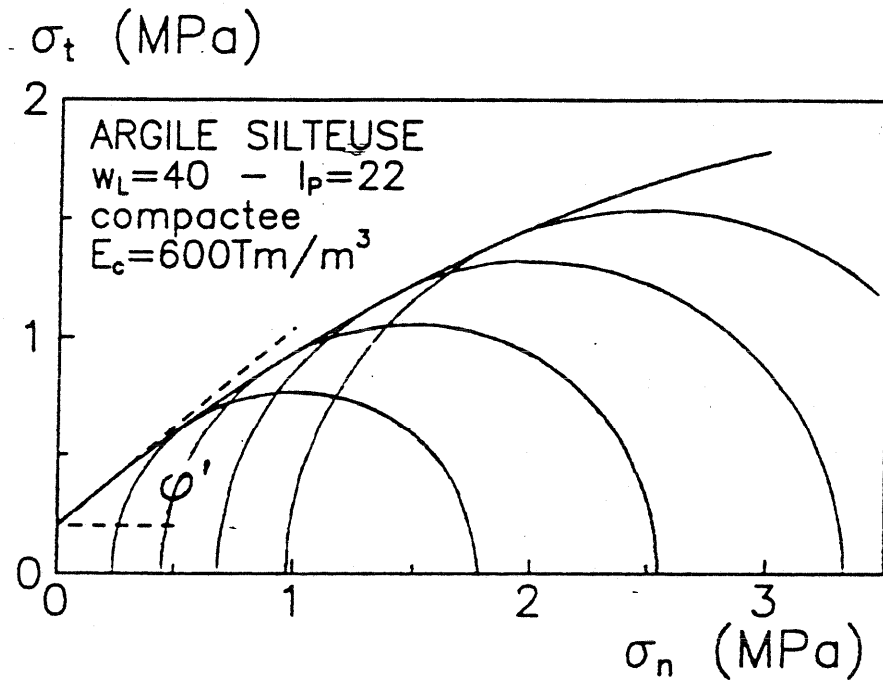


Fig III.30- Critère de rupture en contraintes totales du sol non saturé lors d'un essai triaxial non drainé

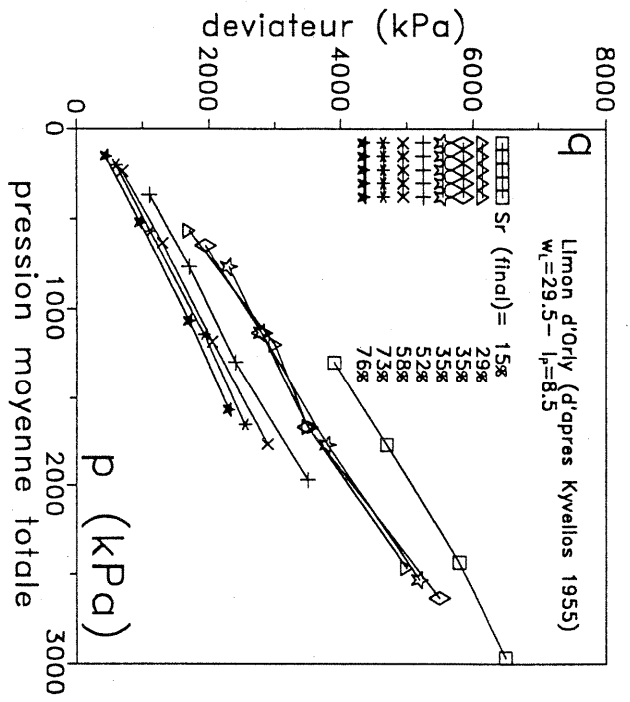
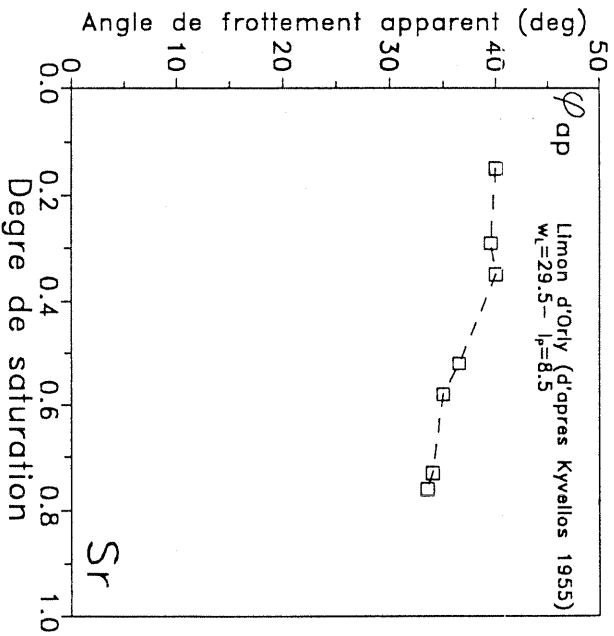
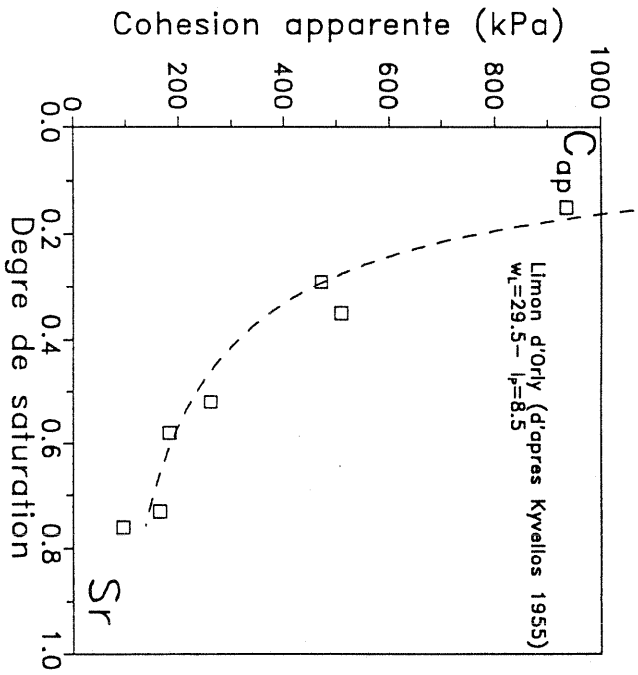


Fig III.31 - Essais triaxiaux non drainés sur le limon d'Orly. Evolution de la cohésion et de l'angle de frottement apparents en fonction du degré de saturation (Kyvellos 1965)



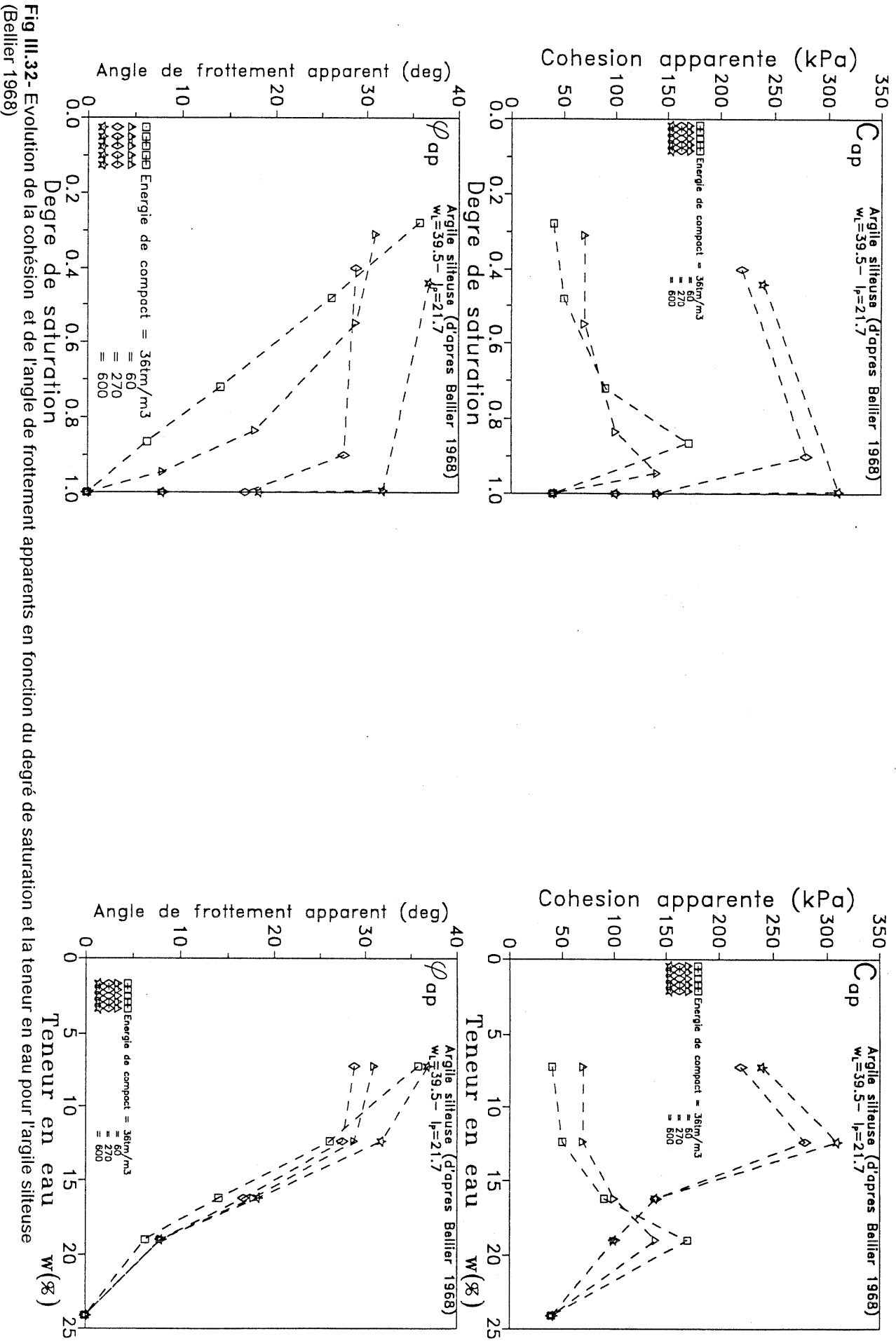


Fig III.32- Evolution de la cohésion et de l'angle de frottement apparents en fonction du degré de saturation et de la teneur en eau pour l'argile silteuse (Bellier 1968)

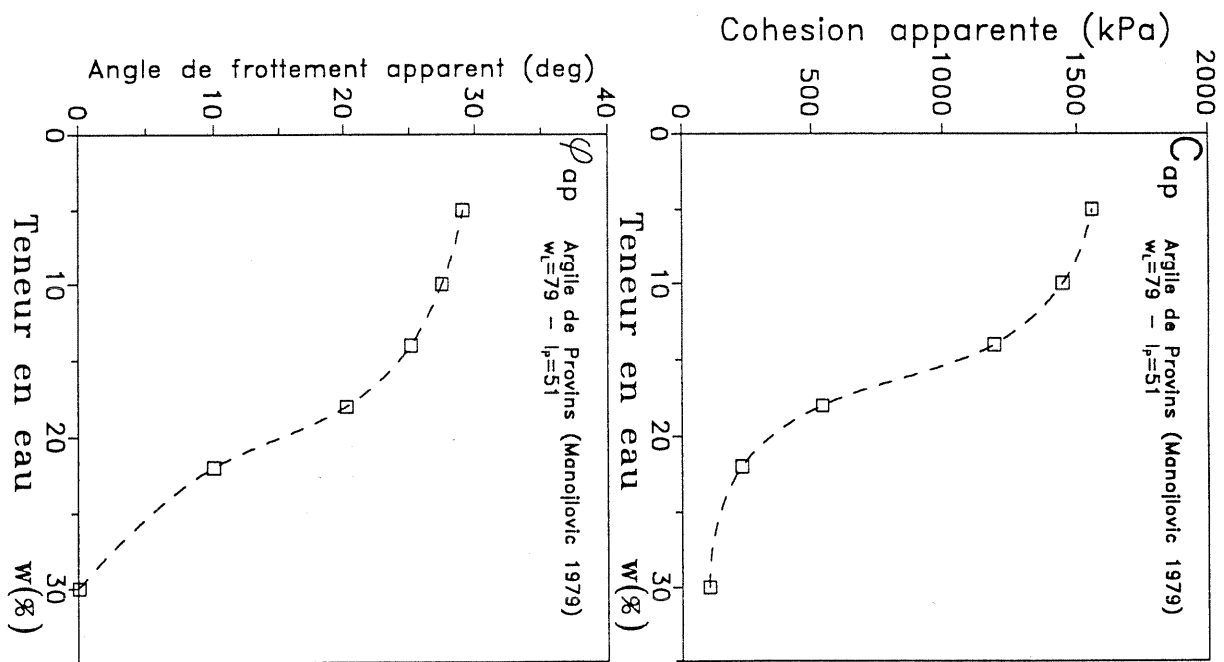
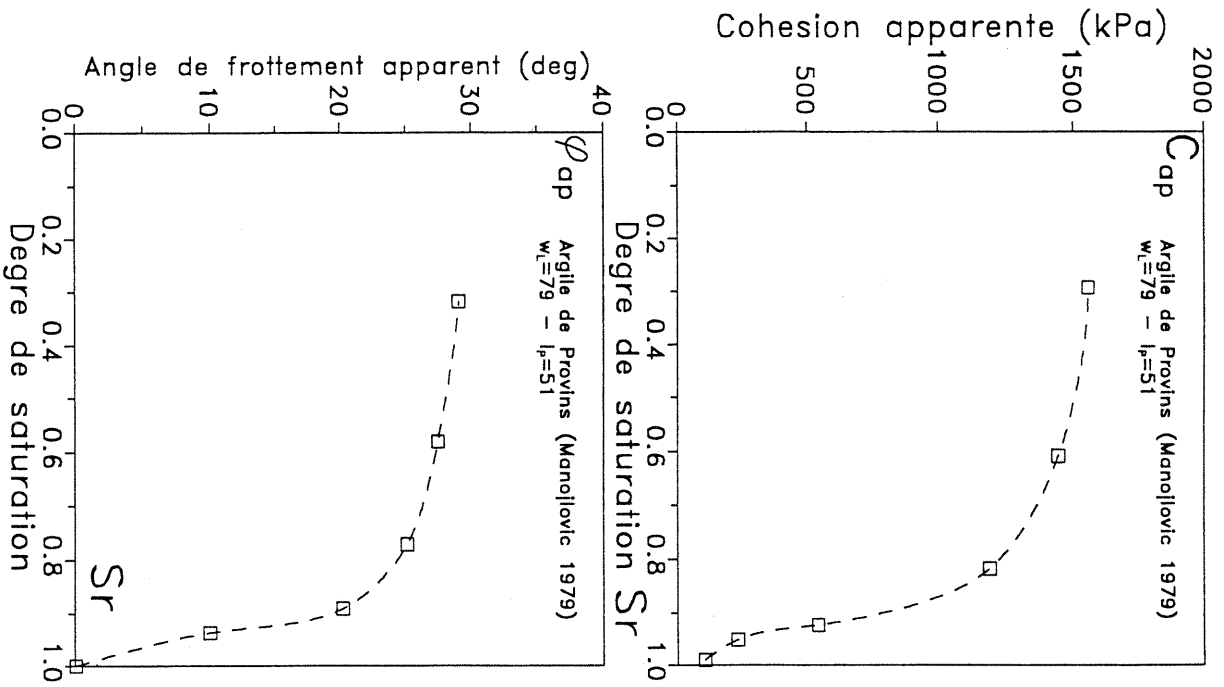


Fig III. 33 - Evolution de la cohésion et de l'angle de frottement apparents en fonction du degré de saturation et la teneur en eau pour l'argile de provins (Manojlovic 1979)

Deuxième partie: Etude expérimentale**III.3- Etude de l'évolution de la pression interstitielle:
Application au matériau du noyau de barrage de la Verne.**

Nous nous sommes intéressés à un matériau prélevé dans le noyau du barrage de la Verne, sur lequel nous avons réalisé une série d'essais afin de mettre en évidence l'évolution de la pression interstitielle, tout d'abord sur un chemin isotrope, et ensuite sur un chemin déviatoire:

III.3.1- Caractéristiques du matériau**Tableau III.8- Caractéristiques du matériau**

Provenance	Noyau du barrage de la Verne
w_L	36%
w_p	19.2%
I_p	16.8%
d_{60}	0.8 mm
d_{10}	90 μ m
d_{60}/d_{10}	9.5
<80 μ m	10%
C_C	0.24
C_S	0.04
$-u_w$ désat(NC): pression interstitielle négative de désaturation d'une pâte ($w=1.5w_L$)	10 kPa
Caractéristiques de mise en place	
$w(OPN)$	18.7%
γ_d	17.4 kN/m ³

III.3.2- Préparation des échantillons

Le sol prélevé in situ est passé au tamis de 5mm (maille carrée) afin de supprimer les gros éléments (cailloux...). puis séché. Le sol est humidifié ensuite à la teneur en eau correspondant à l'optimum proctor. La poudre humide ainsi obtenue est soigneusement conservée dans un sac étanche déposé dans une pièce à humidité contrôlée. Après un repos minimum de 24 heures, le sol humide est compacté à la densité de mise en place dans un moule de 35mm de diamètre. Le remplissage du moule se fait en trois phases:

- Première phase: un poids de sol humide, correspondant à une hauteur d'échantillon une fois compacté de 35 mm est déposé d'une manière homogène dans le moule.

- Seconde phase: un papier filtre (Whatman N° 40) découpé en cercle (D=35mm) est déposé en contact avec la surface du sol dans le moule.

- Troisième phase: un poids de sol humide, correspondant à une hauteur d'échantillon une fois compacté de 15 mm est déposé cette fois au dessus du papier filtre.

Ce moule est équipé de deux pistons. Le compactage statique sous une presse se fait en bloquant dans un premier temps le piston inférieur à une hauteur de 10 mm jusqu'à ce que le piston supérieur se met en contact avec le cylindre. Ensuite le piston inférieur est libéré à son tour et le compactage se poursuit jusqu'à la densité sèche souhaitée. (Fig III.34).

La pression interstitielle négative de l'échantillon compacté est mesurée de deux manières:

(1) par papier filtre: (Fig III.30 a). Une fois démoulé, l'échantillon compacté contenant le papier filtre est enrobé de papier aluminium et paraffiné . La mesure de la teneur en eau du papier filtre a lieu 48 heures après au minimum

(2) par tensiomètre relié à un capteur de pression absolue: (Fig III.30 b) cette mesure se fait au moment où l'échantillon est monté dans l'appareil triaxial dont la base est équipée d'un tensiomètre.

Trois échantillons ont été ainsi préparés. Leurs caractéristiques sont résumés dans le **Tableau III.9** suivant:

	w(%)	e	S _r (%)	-u _w (kPa) Papier filtre	-u _w (kPa) Tensiomètre
Essai 1	20.5	0.55	84.0	25.1	26.3
Essai 2	19.9	0.55	82.0	39.8	30.8
Essai 3	20.6	0.55	84.3	44.7	41

Tableau III.9- Caractéristiques des échantillons compactés

Notons la bon accord entre les deux techniques de mesures de la pression interstitielle négative.

v, β_s
 $\beta = \frac{P}{(1+w)\beta_s}$
 $\beta_s = \frac{P}{1+w}$



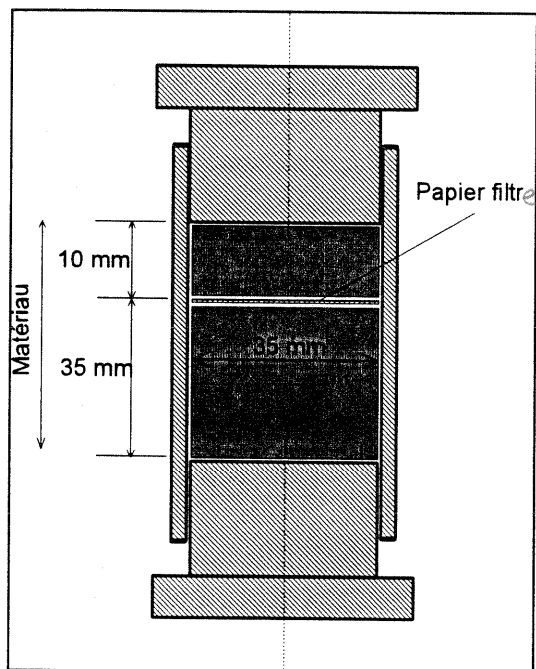


Fig III.34- Moule de compactage à double effet.

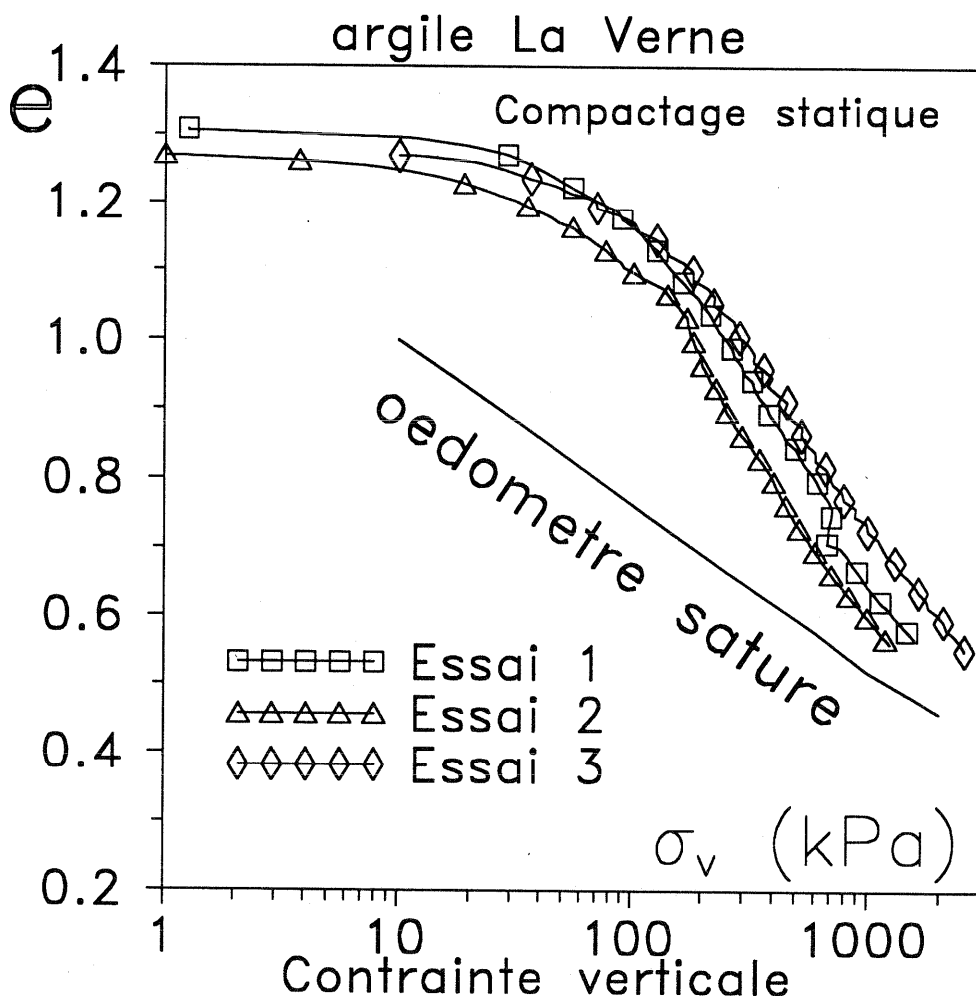


Fig III.35- Compactage statique des trois échantillons

III.3.3- Comportement sur chemin isotrope

Les échantillons sont soumis, dans la cellule triaxiale, à un chargement isotrope par palier. Les variations de la pression interstitielle et du volume sont mesurées à chaque palier. Les valeurs de ces paliers sont indiquées dans le tableau suivant:

Essai 1	0	25	50	75	100					
Essai 2	0	100	200	300						
Essai 3	0	100	200	300	400	500	600	700	800	900

Tableau III.10- Paliers de contraintes totales isotropes (kPa)

Matériel utilisé:

Une cellule triaxiale équipée d'une base spéciale, de 35mm de diamètre, a été adaptée aux mesures des paramètres non saturés du sol.

Dans la base, est logé un tensiomètre (ELE) relié à un capteur de pression absolue (**Fig III.36**). Une fois le circuit capteur-tensiomètre saturé avec de l'eau désaérée, cette technique nous permet de mesurer une pression interstitielle négative de l'ordre de 80 kPa.

Par ailleurs, un cylindre creux en Plexiglas dont l'axe coïncide avec celui de l'échantillon est fixé sur la base de la cellule (**Fig III.37**). Son rôle est de permettre la mesure de la variation de volume de l'échantillon de sol non saturé de deux manières:

- Il sert de support à une lame métallique élastique équipée de deux jauges de déformation permettant de mesurer la variation du diamètre de l'échantillon à mi-hauteur de l'échantillon.

- L'étanchéité étant assurée à la base du cylindre par deux joints toriques, le volume entre l'échantillon et le cylindre est rempli d'un liquide. Un cathétomètre placé près de la cellule permet de suivre le déplacement du ménisque de ce liquide résultant de la déformation de l'échantillon de sol.

L'ensemble des instruments de mesure est géré par une centrale d'acquisition HELIOS (FLUKE) reliée à un micro-ordinateur (**Fig III.38**).

L'échantillon est d'abord placé sur la base de la cellule et enveloppé dans une membrane en latex. Un bon contact entre l'échantillon et la base est nécessaire pour la continuité de l'eau entre le sol et le tensiomètre. Ce contact est réalisé par l'intermédiaire d'une très fine couche de pâte de kaolin. On peut mesurer ainsi la pression interstitielle de l'eau (l'air étant à la pression atmosphérique) dans le sol sous une contrainte totale nulle.

III.3.3.1- Résultats et discussion

La **Fig III.39** représente le temps de réponse du tensiomètre, c'est à dire l'évolution de la pression interstitielle négative en fonction du temps jusqu'à l'équilibre des pressions entre le sol et le tensiomètre. Nous remarquons que ce temps de réponse est de l'ordre de 4 heures.

Une comparaison des mesures de cette pression par papier filtre et par tensiomètre est résumée dans le **Tableau III.9**

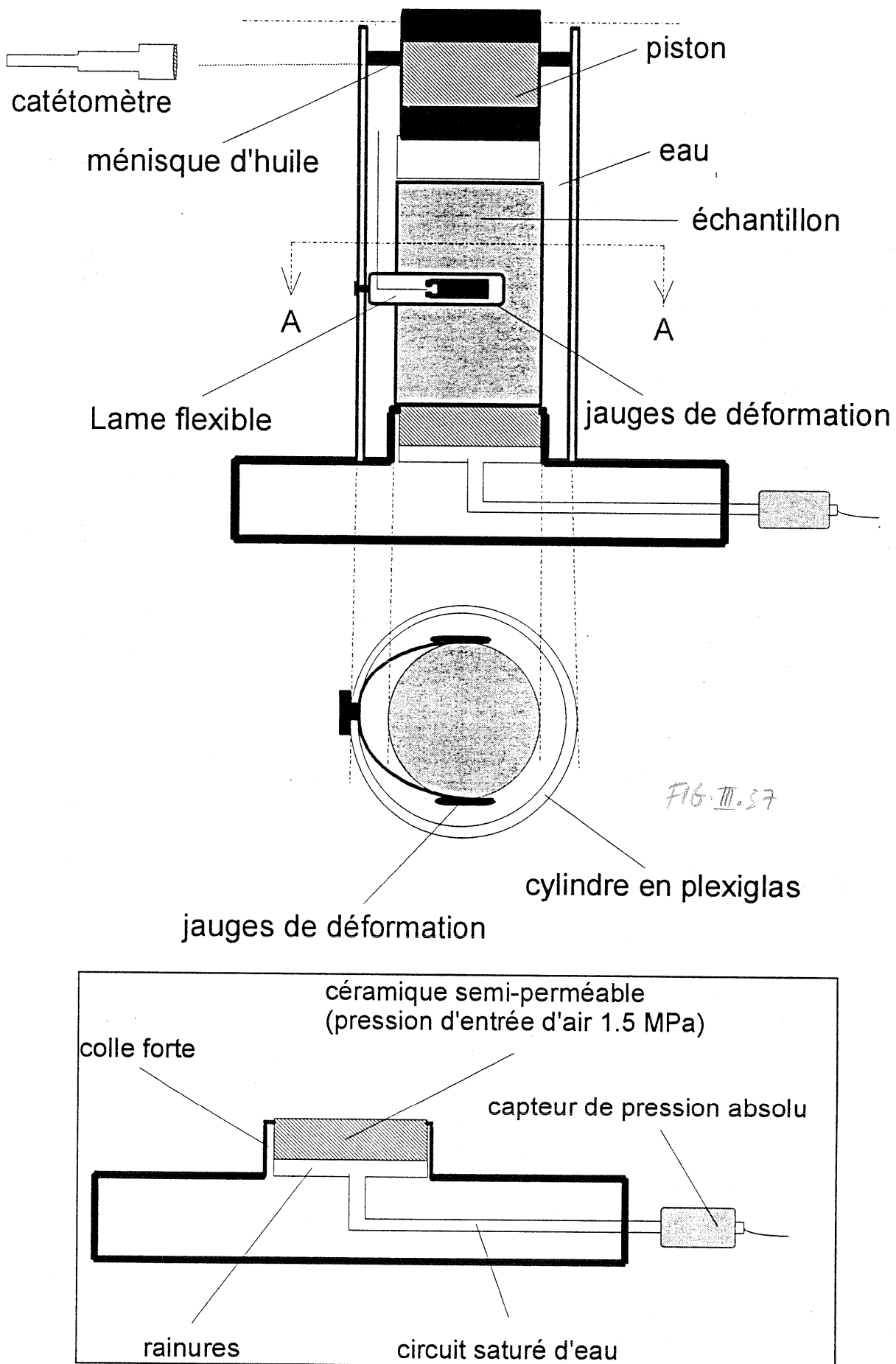


FIG. III.57

Fig III.37- Cellule triaxiale équipée d'un tensiomètre et d'un dispositif permettant de mesurer la variation de volume de l'échantillon de deux manières.

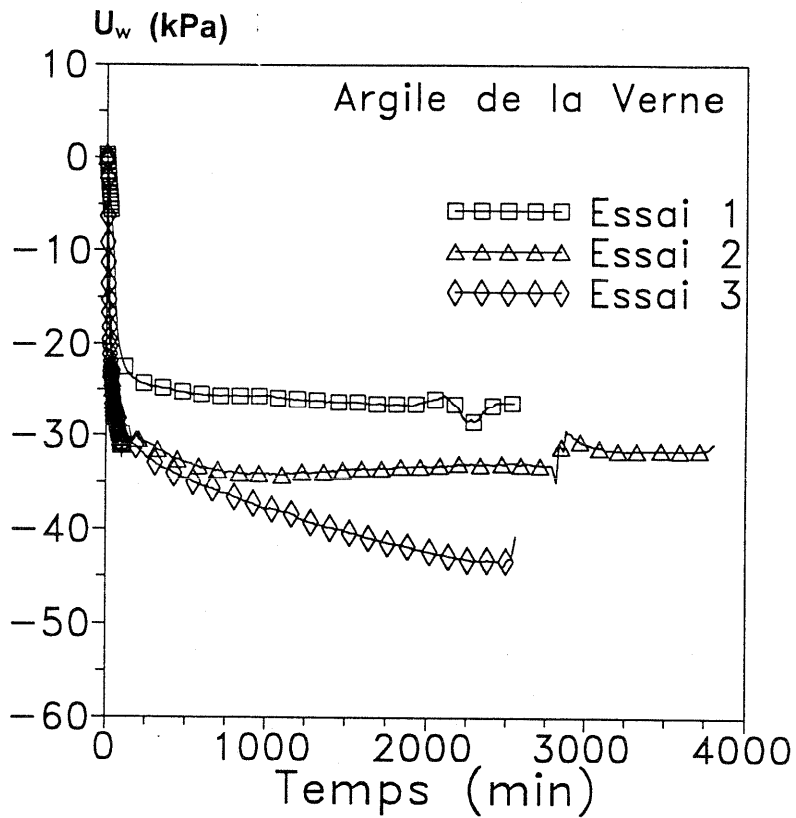


Fig III.39- Mesure de la pression interstitielle négative par tensiomètre des échantillons soumis à une contrainte totale nulle : Temps de réponse

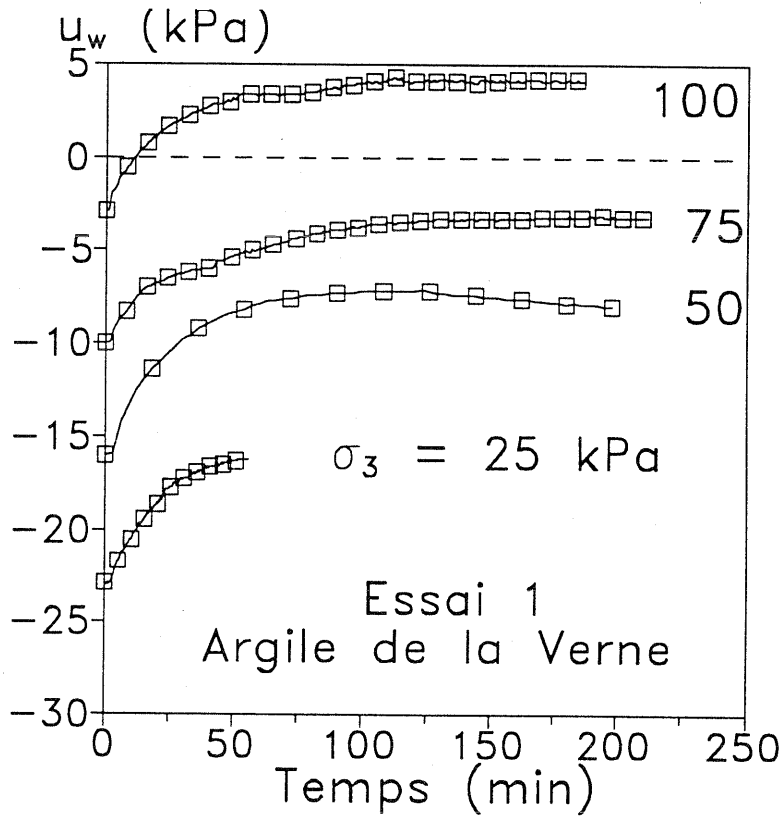


Fig III.40 (a)- Evolution des pressions interstitielles en fonction du temps pour chaque palier de chargement pour l'essai 1.

Les Figs III.40 représentent l'évolution de la pression interstitielle en fonction du temps pour chaque palier de contrainte; notons que la stabilité est atteinte en moyenne au bout de 20 minutes.

La Fig III.41 montre l'évolution de la pression interstitielle en fonction de la contrainte totale isotrope pour les trois essais. On atteint une saturation complète au sens $B=1$ pour une contrainte de l'ordre de 800 kPa correspondant à une pression interstitielle positive de 200 kPa. Son passage d'une valeur négative à une valeur positive a lieu pour une contrainte totale de 100 kPa.

La Fig III.42 représente l'évolution du paramètre B en fonction du degré de saturation pour l'essai 3 uniquement, en effet, les techniques de mesure du volume utilisées présentent certains inconvénients pour des essais de longue durée

III.3.3.2- Prédiction du paramètre B

Les échantillons étudiés étant compactés aux conditions de mise en place, leur degré de saturation initial est supérieur à 0.8. Dans ce cas, on peut supposer que la phase liquide est continue, alors que l'air se trouve sous la forme de bulles isolées dans les pores sans contact avec le squelette solide. Dans ce cas, la pression interstitielle de l'eau constitue le paramètre principal pour définir les contraintes effectives qui s'appliquent sur le squelette, alors que l'air constitue le principal facteur de compressibilité du mélange interstitiel. Nous nous sommes donc intéressés à la compressibilité de ce "mélange" qu'on a appelé fluide interstitiel sous l'effet de la variation de la pression de l'eau. Nous présentons dans ce qui suit le calcul détaillé des expressions analytiques donnant la variation du paramètre B en fonction du degré de saturation sur chemin isotrope, et dont la définition est donnée au § III.1.2.2.(a).

a) Expression analytique du paramètre B.

Un accroissement des trois contraintes totales $\Delta\sigma_1, \Delta\sigma_2$ et $\Delta\sigma_3$ sur un échantillon de sol de volume V provoque une diminution du volume du squelette ΔV et un accroissement de la pression interstitielle Δu_w .

L'accroissement des contraintes intergranulaires correspondant étant $\Delta\sigma'_j = \Delta\sigma_j - \Delta u_w$ (1), la variation de volume du squelette est:

$$-\Delta V = \frac{V}{E_i} (\Delta\sigma'_1 + \Delta\sigma'_2 + \Delta\sigma'_3) \quad (2) \quad \text{avec } E_i = \frac{E}{1-2\nu}$$

Cette diminution du volume du squelette doit être compensée par une diminution égale du volume du fluide, soit:

$$-\Delta V = \frac{nV}{E_w} \Delta u \quad (3)$$

donc :

$$\Delta u = \frac{1}{(nE_i / E_w) + 3} (\Delta\sigma_1 + \Delta\sigma_2 + \Delta\sigma_3)$$

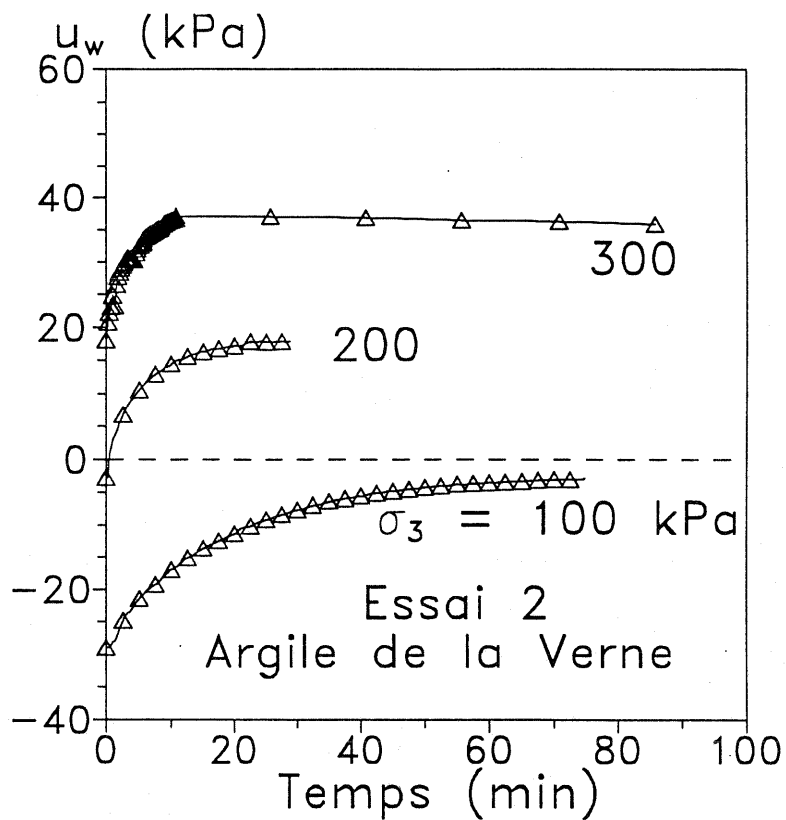


Fig III.40 (b)- Evolution des pressions interstitielles en fonction du temps pour chaque palier de chargement pour l'essai 2.

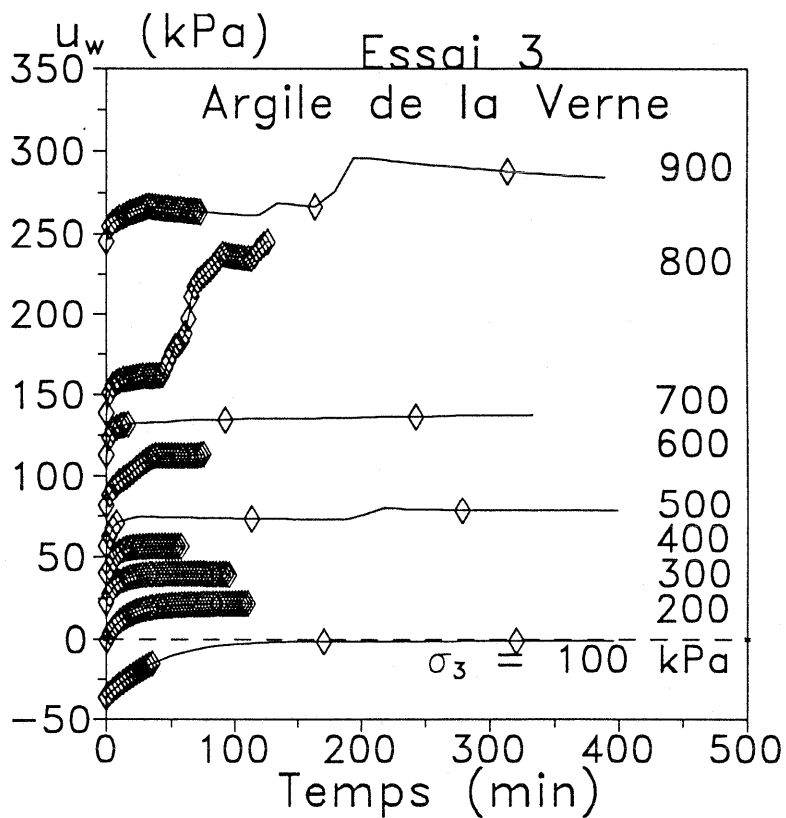


Fig III.40 (c)- Evolution des pressions interstitielles en fonction du temps pour chaque palier de chargement pour l'essai 3.

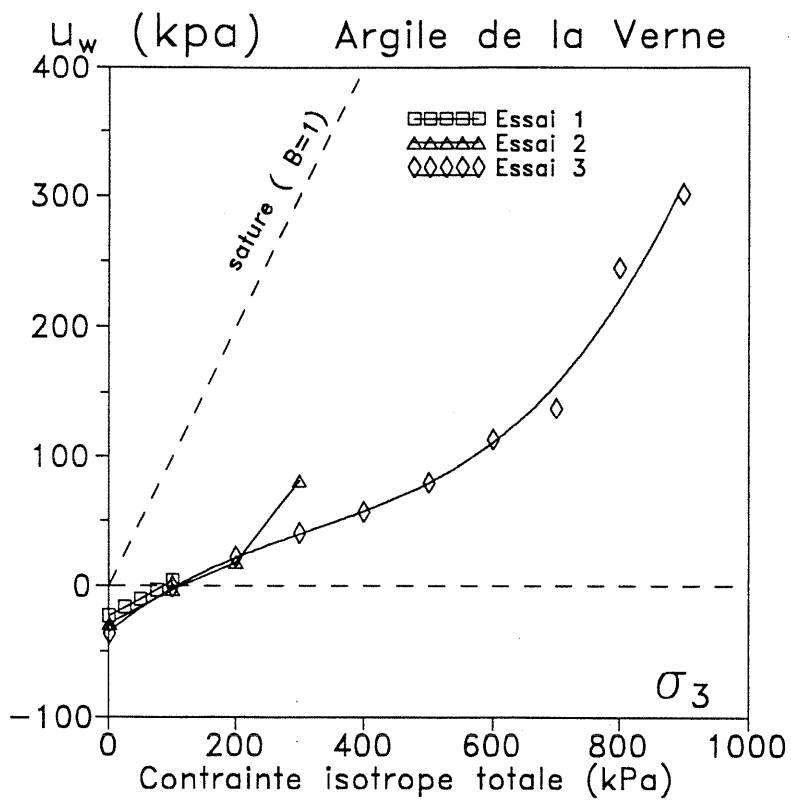


Fig III.41- Evolution de la pression interstitielle en fonction de la contrainte isotrope totale

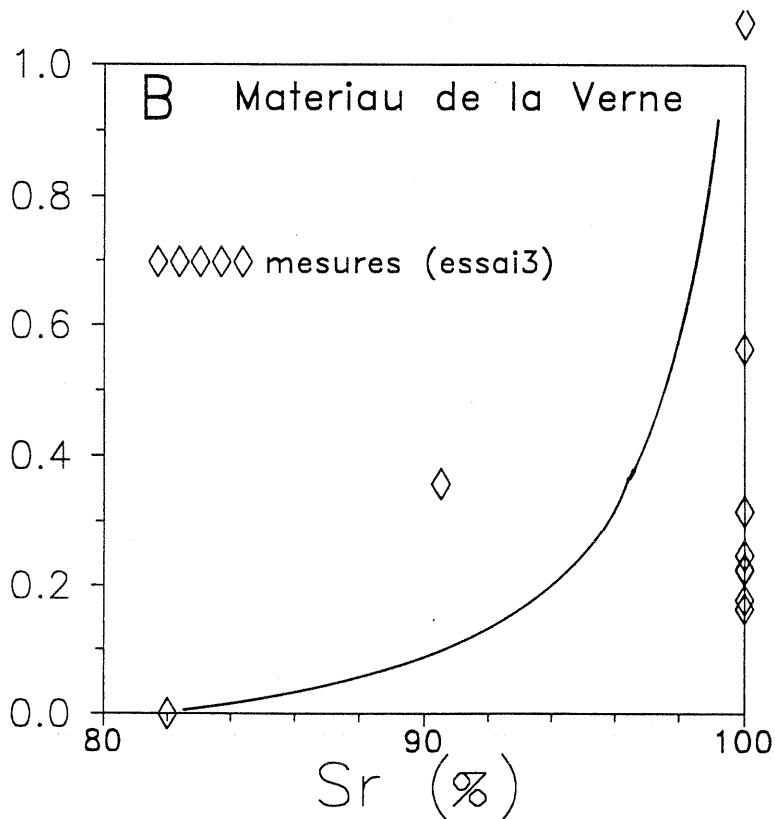


Fig III.42- Mesures du paramètre B en fonction de S_r pour l'essai 3

Lorsque la variation de contrainte est isotrope, (4) s'écrit:

$$\Delta u = \frac{1}{(nE_i / E_w) + 3} (3\Delta\sigma_i) \quad (5)$$

le module de compressibilité volumétrique du squelette étant $E_{vs} = \frac{E_i}{3}$, (5) s'écrit:

$$\Delta u = \frac{1}{1 + (nE_{vs} / E_w)} (\Delta\sigma_i) \quad (6)$$

donc

$$B = \frac{\Delta u}{\Delta\sigma_i} = \frac{1}{1 + (nE_{vs} / E_w)} \quad (7)$$

L'expression (7) relie la variation de la pression interstitielle à la variation de contrainte isotrope qui la provoque.

Pour un sol saturé, le fluide interstitiel est composé uniquement d'eau, et E_w est le module de compressibilité de l'eau. Les valeurs de E_w sont élevées (2000 MPa) et (E_{vs} / E_w) est petit; On a alors $B=1$.

b) Module de compressibilité du fluide interstitiel

Nous supposons, dans ce qui suit que la température est constante.

La loi de Henry lie le volume d'air dissous V_d au volume d'eau (à la pression u), soit:

$$V_d = HV_w$$

avec H : Coefficient de Henry

Le poids d'air dissous correspondant est:

$$P_d = H \cdot V_w \cdot \gamma_a \quad (8)$$

γ_a est le poids spécifique de l'air à la pression u .

Lorsqu'on passe d'un état 1 (u_1) à un état 2 (u_2) à teneur en eau constante, la variation du poids d'air dissous s'écrit:

$$\Delta P_d = H \cdot V_w \cdot \gamma_{a2} - H \cdot V_w \cdot \gamma_{a1} \quad (9)$$

$$\text{avec : } \gamma_{a2} = \gamma_{a1} \frac{u_2}{u_1} \quad (10)$$

$$\text{donc : } \Delta P_d = H \cdot V_w \cdot \gamma_{a1} \left(\frac{u_2}{u_1} - 1 \right) \quad (11)$$

Ce poids d'air dissous occuperait, sous la pression u_2 un volume:

$$\Delta V_d = \frac{\Delta P_d}{\gamma_{a2}} = \frac{\Delta P_d}{\gamma_{a1}} \frac{u_1}{u_2} \quad (12)$$

$$\text{soit : } \Delta V_d = HV_w \left(1 - \frac{u_1}{u_2} \right) \quad (13)$$

Donc, la variation d'air libre lorsqu'on passe de u_1 à u_2 est:

$$\Delta V_a = V_{a1} \left(\frac{u_1}{u_2} - 1 \right) - \Delta V_d = V_{a1} \left(\frac{u_1}{u_2} - 1 \right) - HV_w \left(1 - \frac{u_1}{u_2} \right) \quad (14)$$

soit :

$$\Delta V_a = (V_{a1} + HV_w) \left(\frac{u_1}{u_2} - 1 \right) \quad (15)$$

$$\Delta V_a = (n_1 V_1 (1 - S_{r1}) + n_1 V_1 S_{r1} H) \left(\frac{u_1}{u_2} - 1 \right) \quad (16)$$

En posant : $\Delta u = u_2 - u_1$

(16) s'écrit:

$$\frac{\Delta u}{u_1} = \frac{\Delta V_a / V_1}{(\Delta V_a / V_1) + n_1 ((1 - S_{r1}) + S_{r1} H)} \quad (17)$$

Cette formule permet de calculer la variation de pression interstitielle provoquée par une variation $\Delta V = \Delta V_a$ (>0) du volume total dans un essai non drainé.

Le coefficient de compressibilité du fluide est donné par:

$$E_w = \frac{\Delta u}{(\Delta V_a / V_1)} = \frac{u_1}{(\Delta V_a / V_1) + n_1 ((1 - S_{r1}) + S_{r1} H)} \quad (18)$$

soit :

$$E_w = \frac{u_2}{n_1((1 - S_{r1}) + S_{r1}H)} \quad (19)$$

En injectant l'expression (19) dans (7), on obtient une relation donnant la variation du degré de saturation en fonction du coefficient B.

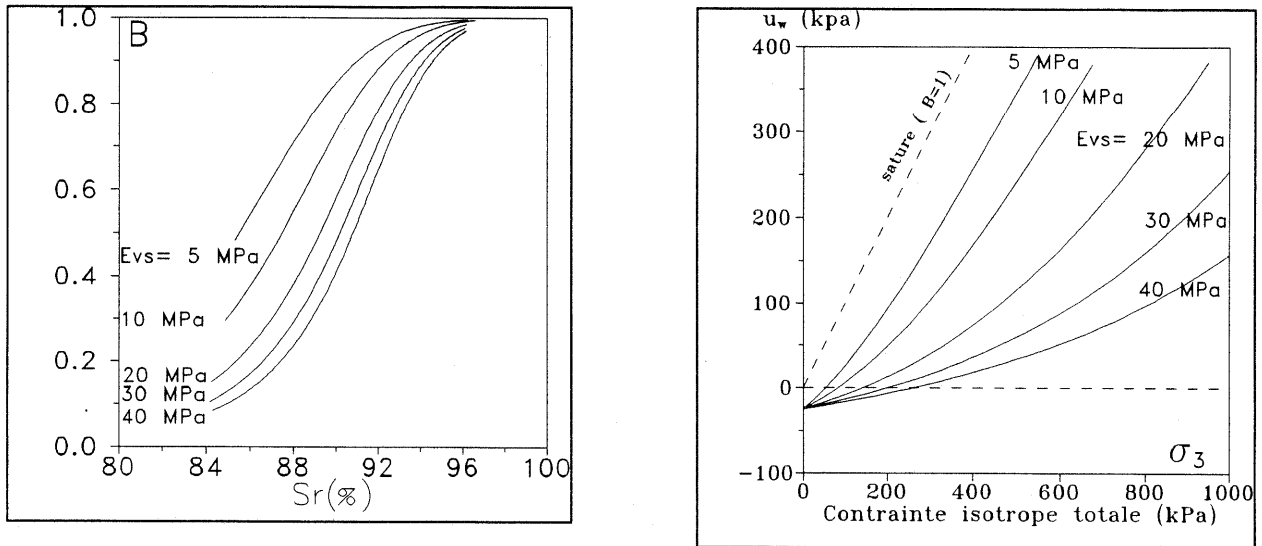


Fig III.43- Influence du coefficient de compressibilité du squelette sur l'évolution de (a) la pression interstitielle de l'eau en fonction de la contrainte totale (b) B en fonction du degré de saturation

Sur la **Fig III.43**, nous avons représenté l'influence de la compressibilité du squelette sur l'évolution de la pression de l'eau en fonction de la contrainte totale (figure a) et l'évolution du coefficient de Skempton B en fonction du degré de saturation. Les conditions initiales concernant ces calculs sont résumés dans le **Tableau III.13**.

e_0	w_0	S_{r0}	$-u_{w0}$
0.55	20.53%	84%	25 kPa

Tableau III.13- Paramètres de l'état initial pour le calcul

On constate sur la **Fig (a)** que pour un matériau très compressible, le parallélisme avec la droite $B=S_r$ est atteint pour une faible contrainte totale (environ 200 kPa), alors que pour un sol très peu compressible, ce parallélisme n'est envisageable que pour des contraintes très élevées dans le cas d'une compression isotrope non drainée. La **Fig (b)** met en évidence l'allure particulière des courbes $B(S_r)$ déduites de ce calcul. En effet, on constate une évolution avec une courbure positive jusqu'à un degré de saturation de l'ordre de 90% puis une inflexion de ces courbes tendant vers une asymptote horizontale ($B=1$). Par ailleurs, on note que pour un sol très peu compressible, B passe de 0.08 à environ 0.98 pour une variation du degré de saturation qui passe de 84% à 98%, alors que pour un sol compressible, B varie de 0.45 à environ l'unité dans le même domaine de variation du degré de saturation.

c) Application au matériau de la Verne

L'expression (7) relie la variation de la pression interstitielle à la variation de contrainte totale isotrope:

$$B = \frac{\Delta u}{\Delta \sigma_i} = \frac{1}{1 + (nE_{vs} / E_w)} \quad (7)$$

avec :

$$E_w = \frac{u_2}{n_1((1 - S_{r1}) + S_{r1}H)} \quad (19) \quad \text{: compressibilité du fluide.}$$

Par ailleurs, pour un sol compacté (donc "surconsolidé"), la compressibilité du squelette E_{vs} est donnée par l'expression suivante:

$$E_{vs} = \frac{1 + e_0}{C_s} \frac{p' - p'_0}{\log(p'/p'_0)}$$

avec C_s : coefficient de gonflement du matériau, fonction du niveau de contrainte.

La courbe de compressibilité isotrope du matériau de la verne (**Fig III.44**) permet d'observer une croissance du coefficient de gonflement avec la contrainte sur le chemin surconsolidé. Pour simplifier, considérons deux segments de droite avec les valeurs des pentes suivantes:

p'	C_s
$0 \leq p' \leq 700 \cdot kPa$	0.017
$p' > 700 \cdot kPa$	0.06

Les paramètres de l'état initial du matériau sont ceux indiqués dans le **Tableau III.13**

Les **Figs III.45 (a) et III.45 (b)** présentent une comparaison entre les résultats expérimentaux et les calculs respectivement dans les plans (σ_3, u_w) et (S_r, B) . Notons dans ce cas le bon accord entre les prédictions des calculs et les essais dans le premier plan. En effet, il est important de se donner une loi de compressibilité du squelette E_{vs} (représentée ici par le paramètre C_s) en fonction de la contrainte totale pour reproduire au mieux la réalité du comportement in situ. Dans le plan (B, S_r) , la rareté des mesures de volume fiables (essai 3 uniquement) ne permet pas de conclure avec certitude, bien qu'on observe une assez bonne prédiction de l'allure de cette courbe.

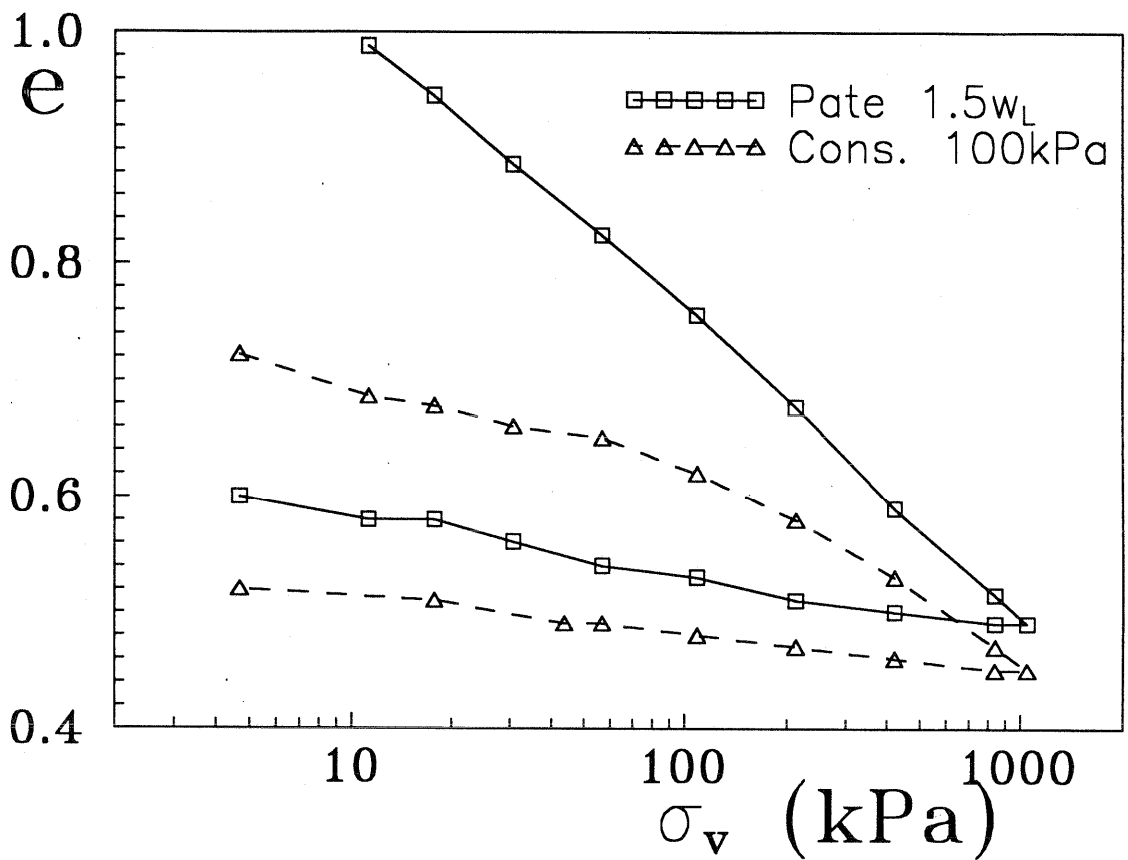


Fig III.44- Chemins oedométriques du matériau de la Verne normalement consolidé et surconsolidé

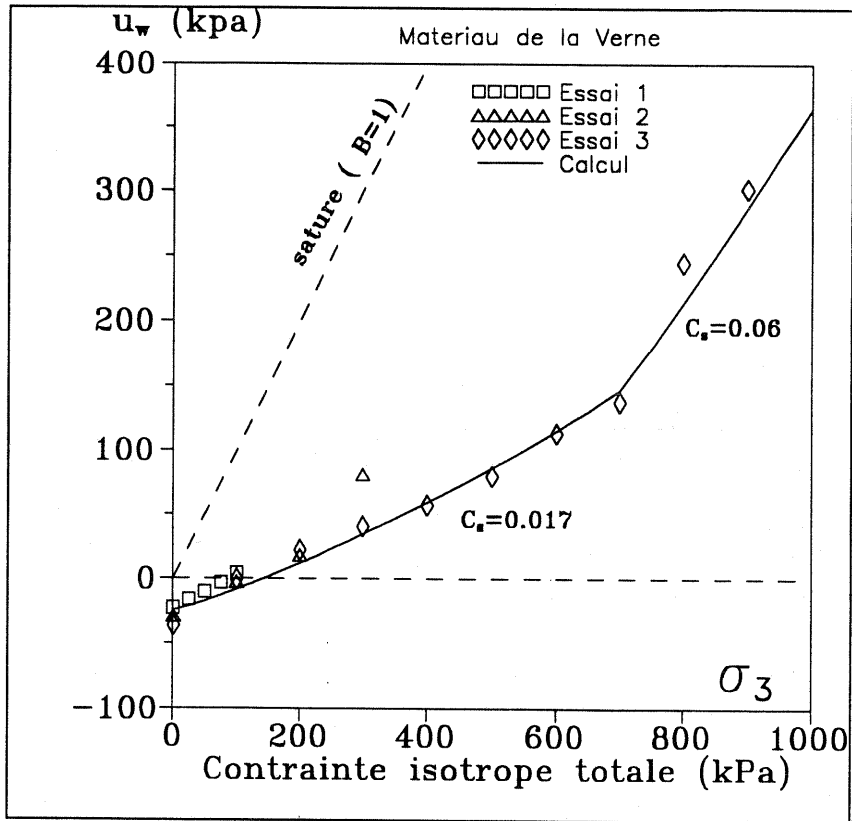


Fig III.45(a): Evolution de la pression interstitielle en fonction de la contrainte totale isotrope: Comparaison entre valeurs mesurées et calculées

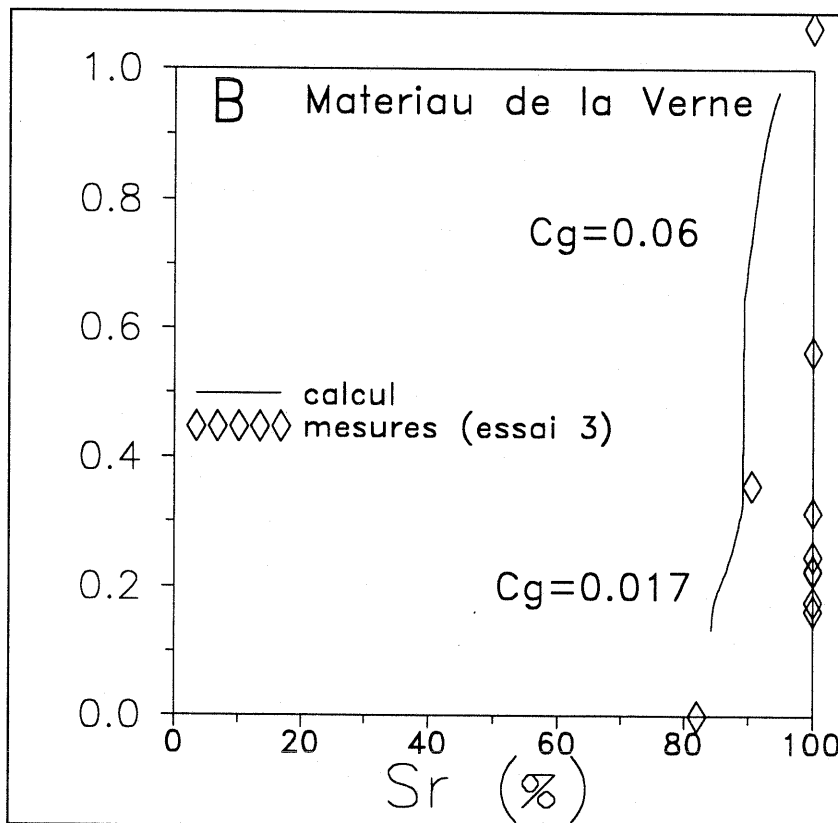


Fig III.45(b)- Relation B(Sr): Comparaison entre les valeurs mesurées et calculées.

d) passage de la pression interstitielle négative à la pression interstitielle positive.

Dans le plan (σ_3, u_w) , les résultats obtenus sur l'argile de la Verne mettent en évidence un passage continu et monotone croissant de la pression interstitielle négative à la pression interstitielle positive sans changement de courbure. Ces observations rejoignent un grand nombre de résultats de la littérature. Cependant, des comportements particuliers sont observés sur certains matériaux.

La Fig III.46a présente un essai isotrope réalisé sur un échantillon de billes de verres humides de diamètres compris entre 4 et 40 μm . L'échantillon a une densité sèche de 14 kN/m^3 et une pression interstitielle négative initiale de l'ordre de -57 kPa. Il s'agit d'un chargement isotrope non drainé où l'évolution de la pression interstitielle est mesurée grâce à un tensiomètre (l'air étant supposé à la pression atmosphérique). On peut mettre en évidence deux domaines: un premier domaine ($0 \leq \sigma_3 \leq 100\text{kPa}$) où la pression interstitielle négative chute brusquement pour atteindre une valeur de l'ordre de -4 kPa, et un second domaine ($\sigma_3 > 100\text{kPa}$) où la pression augmente très lentement, devient positive avec une tendance vers une asymptote horizontale. On peut expliquer ce comportement, qui est différent de celui observé sur l'argile de la Verne, de la manière suivante: L'échantillon est un état initial relativement peu dense pour des billes de verre. Dans ce cas la compressibilité du squelette solide est supérieure à celle du fluide interstitiel, le rapport $(E_{\text{solide}} / E_{\text{fluide}})$ tend vers 0, soit B qui tend vers l'unité. Ceci entraîne un effondrement du matériau pour de faibles contraintes totales et donc une variation brusque de la pression interstitielle. Une fois le matériau densifié, l'augmentation de la contrainte totale isotrope ne provoque pas de réarrangement important, mais plutôt des déformations élastiques des grains solides $(E_{\text{solide}} / E_{\text{fluide}})$ qui tend vers l'infini, et donc un B qui tend vers 0. Ceci se traduit par des variations minimales de la pression interstitielle. Le chemin de décharge qui est réversible confirme ce comportement cette hypothèse. La Fig III. 46c présente le résultat d'un essai isotrope sur l'argile de Vieupré ($w_L = 32 - I_p = 13$). Le matériau, initialement compacté est placé dans une cellule triaxiale à surpression d'air. L'évolution de $(u_a - u_w)$ en fonction de $(\sigma_3 - u_a)$ présente une croissance quasi linéaire jusqu'à $(u_a - u_w) = 0$, puis une stabilisation de la pression autour de cette valeur. La Fig III.46d présente un essai oedométrique sur le même matériau avec mesure de la pression négative de l'eau à l'aide d'un psychromètre (Zerhouni 1991). On peut noter dans ce cas, que la pression négative de l'eau (initialement autour de -350 kPa), tend à se stabiliser autour de -50 kPa pour une contrainte totale verticale de 2000 kPa. Par ailleurs, Bishop et Blight (1963) ont présenté un essai isotrope à teneur en eau constante sur le Selset Clay ($w_L = 11.7$) (Fig III.46e), la courbe présente une évolution logarithmique jusqu'à une pression $(u_a - u_w) = 0$.

Sur la Fig III.46f, nous avons superposé ces quatre matériaux. Notons qu'il est difficile de conclure sur ces comportements qui dépendent, pour une grande part, des techniques expérimentales utilisées. En effet, on pourrait penser que dans le cas des essais avec surpression d'air, la stabilisation de la pression autour de $(u_a - u_w) = 0$, est due au fait que lorsque la pression de l'eau atteint celle de l'air, l'échantillon peut se drainer par le circuit d'air et empêcher ainsi le passage de la pression $(u_w - u_a)$ aux valeurs positives. En revanche, pour les matériaux très denses ou très secs initialement, les observations faites sur les billes de verre semblent apporter un début d'explication à leurs comportements.

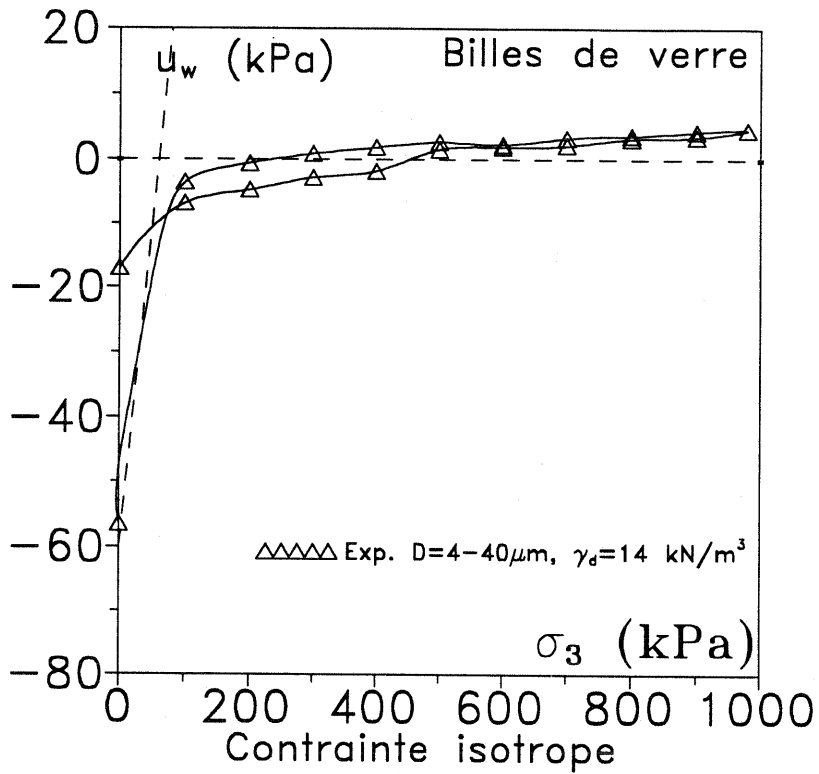


Fig. III.46(a) Essai isotrope non drainé sur un échantillon de billes de verre compacté non saturé.

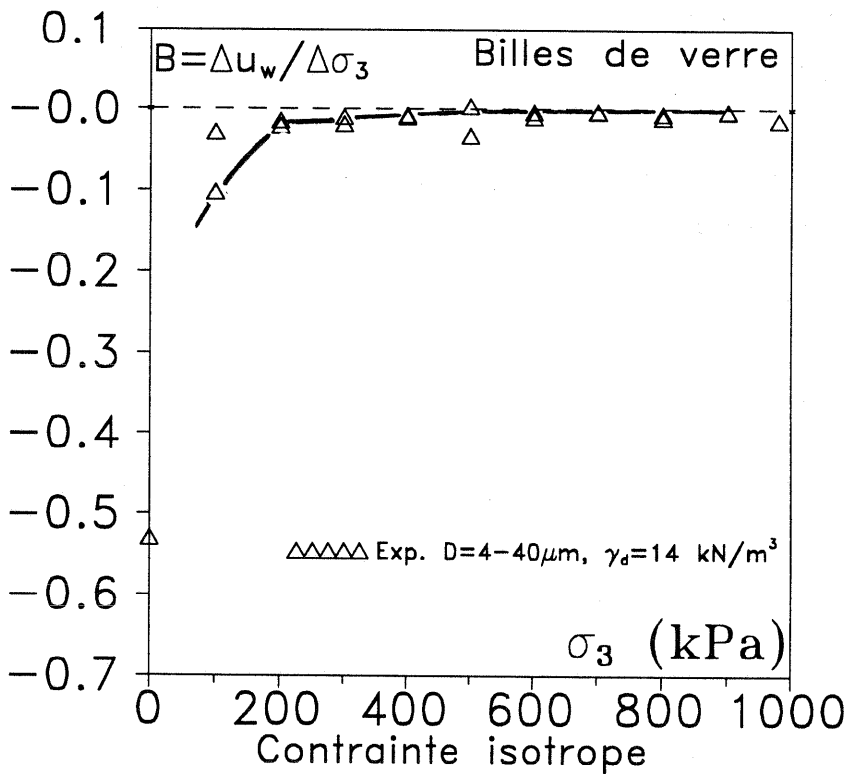


Fig III.46(b)- Evolution du paramètre B en fonction de la contrainte totale isotrope

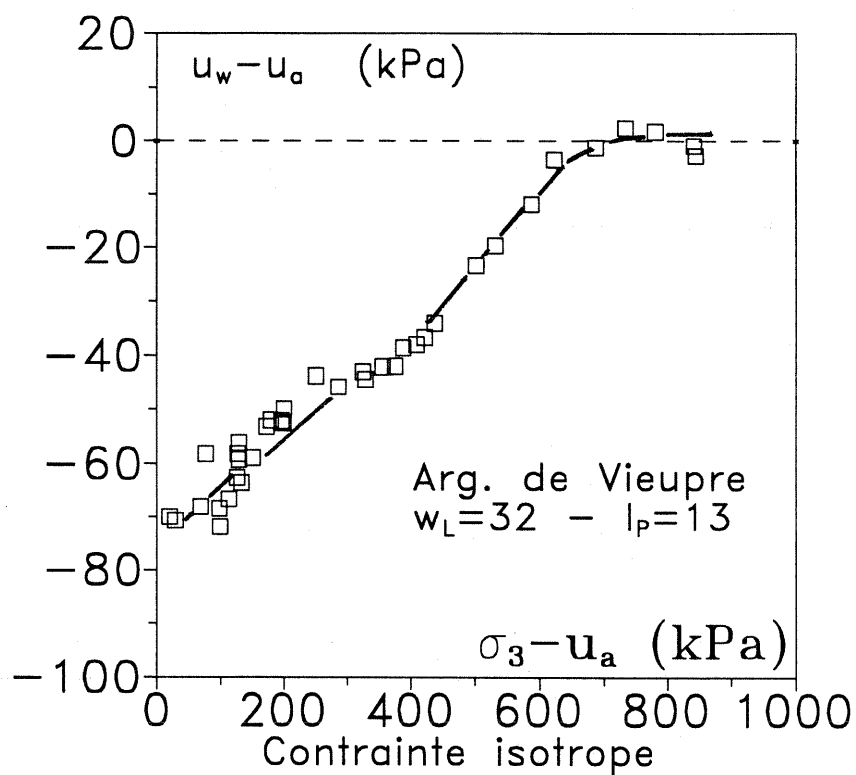


Fig III.46c- Essai isotrope dans une cellule à surpression d'air sur l'argile de Vieuxpré compactée

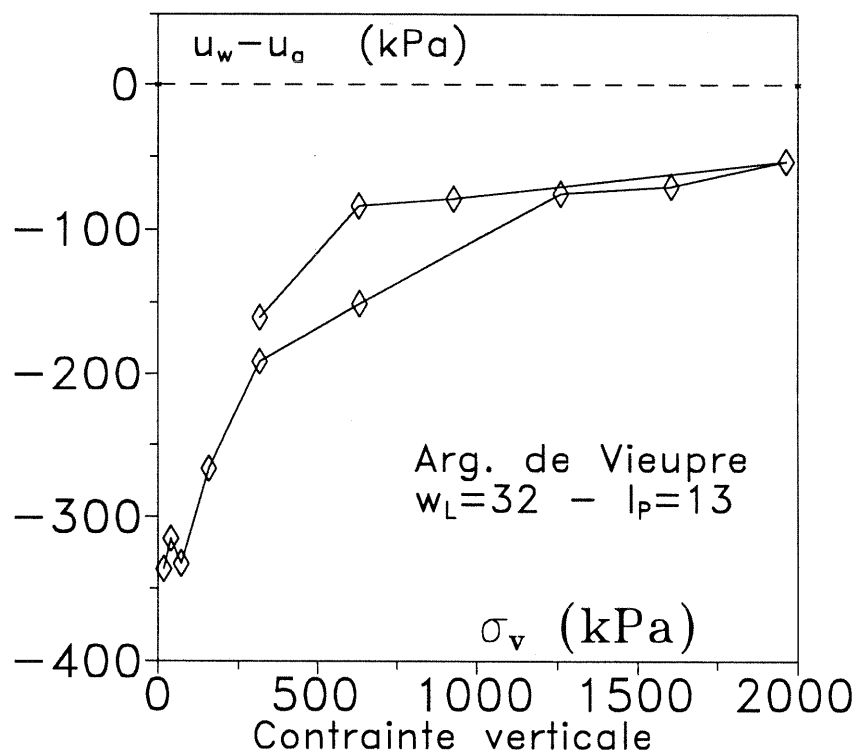


Fig III.46d- Essai oedométrique avec mesure de la pression négative par psychromètre sur l'argile de Vieuxpré compactée (Zerhouni 1991)

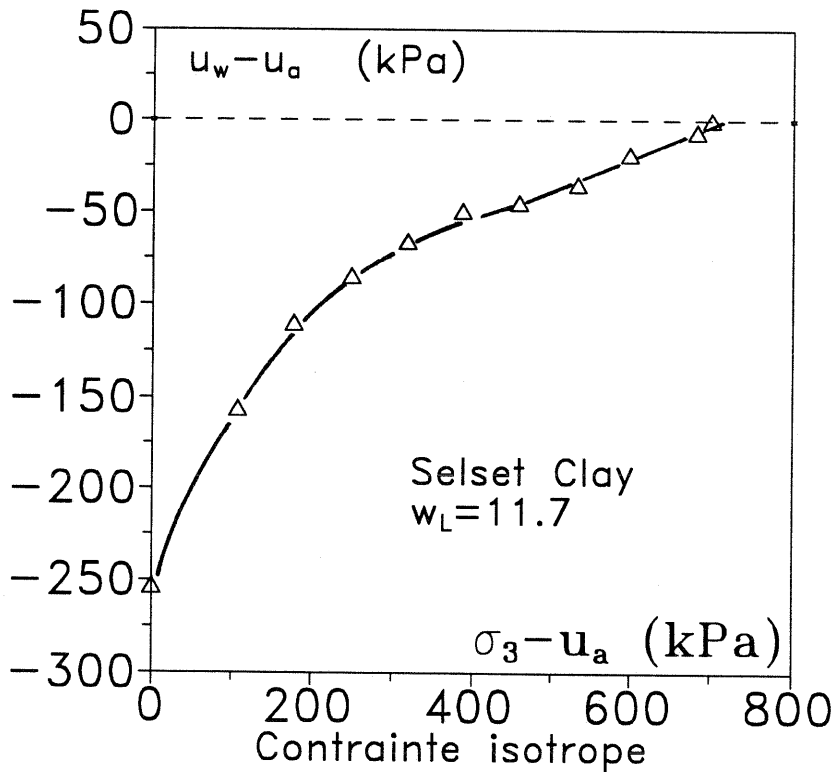


Fig III.46e - Essai de compression isotrope dans une cellule à surpression d'air sur la Sisset Clay compactée (Bishop et Blight 1963)

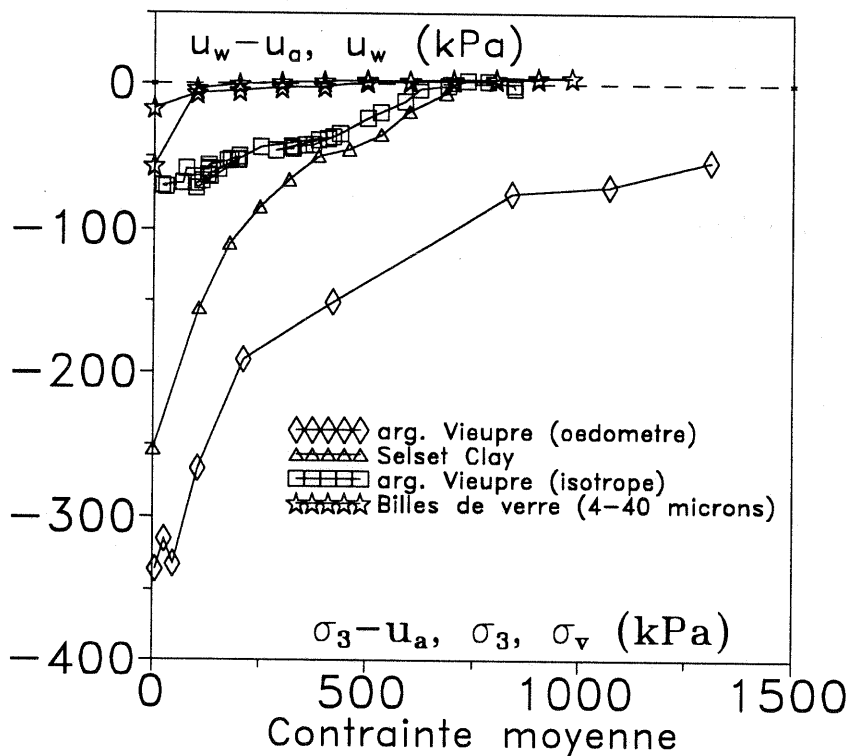


Fig III.46f - Evolution de la pression interstitielle négative en fonction de la contrainte totale. superposition des quatre matériaux.

e) Dissolution de bulles d'air dans l'eau

Dans le domaine de saturation où l'air se trouve sous la forme de bulles au sein du milieu poreux (entre 85 et 100 %), l'évolution de la dissolution des bulles d'air quand la pression de l'eau augmente peut être déduite d'un calcul simple faisant intervenir la compressibilité de chacune des phases et les échanges entre phases. Schuurman 1966 a étudié la relation entre les pression d'air et d'eau dans le cas de la compressibilité du mélange. Nous présentons dans ce qui suit une application de ce calcul au cas d'une bulle d'air coincée au centre d'un arrangement cubique de sphères de même diamètre.

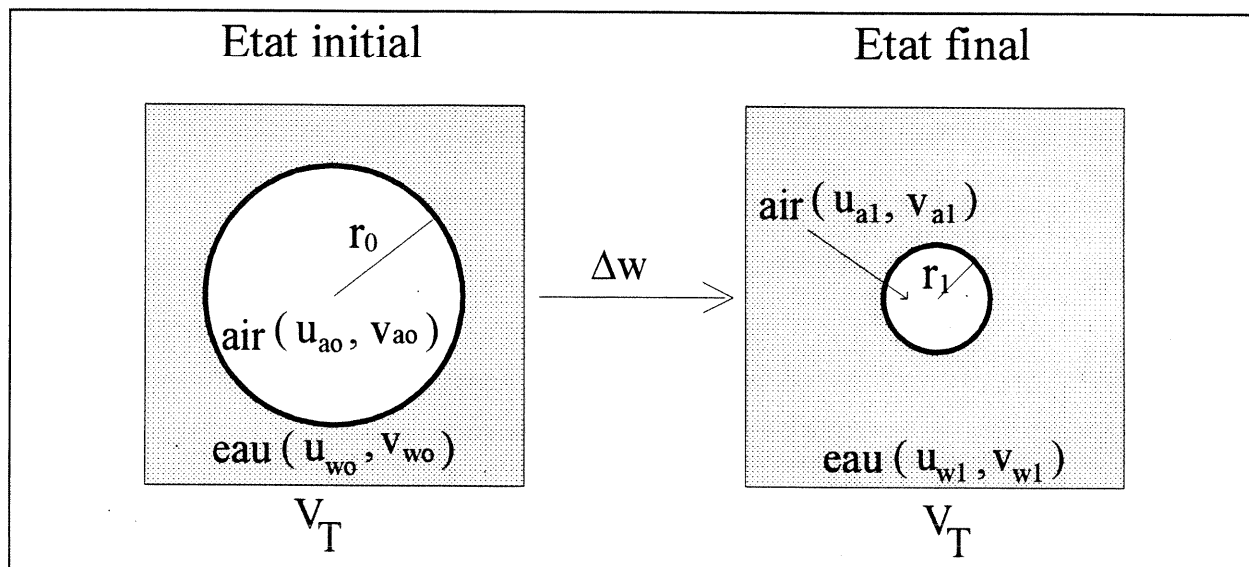


Fig III.47- Compressibilité d'une bulle d'air dans un volume d'eau

Equations générales

Considérons un volume V_T , composé d'une bulle d'air dans un volume d'eau (Fig III.47).

L'évolution de la pression d'eau u_w en fonction de la pression d'air u_a est définie en considérant les équations suivantes:

1- Dissolution de l'air dans l'eau (Loi de Henry)

$$V_{do} = HV_{wo} , \quad V_{d1} = HV_{w1} \quad (1 \ \& \ 2)$$

avec: V_d : volume d'air dissous dans l'eau

H : coefficient d'Henry

2- Loi des gaz parfaits

$$(V_{do} + V_{ao})u_{ao} = (V_{d1} + V_{a1})u_{a1} \quad (3)$$

3- Loi de Laplace

$$u_{ao} - u_{wo} = \frac{2T}{r_o}, \quad u_{a1} - u_{w1} = \frac{2T}{r_1} \quad (4 \& 5)$$

Par ailleurs, on peut écrire:

$$V_{ao} = \frac{4}{3} \pi r_o^3, \quad V_{a1} = \frac{4}{3} \pi r_1^3 \quad (6)$$

$$\text{soit: } \frac{r_o}{r_1} = \sqrt[3]{\frac{V_{ao}}{V_{a1}}}$$

$$(6) \rightarrow (5): u_{a1} - u_{w1} = \frac{2T}{r_o} \left(\frac{V_{ao}}{V_{a1}} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (7)$$

$$(3) \rightarrow \frac{u_{ao}}{u_{a1}} = \frac{V_{d1} + V_{a1}}{V_{do} + V_{ao}} \quad (8)$$

$$(4) \& (7) \rightarrow \frac{u_{ao}}{u_{a1}} = \frac{(2T/r_o) + u_{wo}}{(2T/r_o) \left(\frac{V_{ao}}{V_{a1}} \right)^{\frac{1}{3}} + u_{w1}} \quad (9)$$

$$(8) = (9) \rightarrow u_{w1} = \left(\frac{2T}{r_o} + u_{wo} \right) \left(\frac{V_{do} + V_{ao}}{V_{d1} + V_{a1}} \right) - \frac{2T}{r_o} \left(\frac{V_{ao}}{V_{a1}} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (10)$$

L'équation (10) peut s'écrire sous la forme :

$$u_{w1} = \frac{X \cdot Y}{Z} u_{a1} - J \left(\frac{V_{ao}}{(Z/u_{a1}) - V_{d1}} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (11)$$

avec:

$$X = \frac{2T}{r_o} + u_{wo}, \quad Y = V_{do} + V_{ao}, \quad Z = u_{ao} (V_{do} + V_{ao}) = u_{ao} \cdot Y, \quad J = \frac{2T}{r_o} = X - u_{wo}$$

D'après l'équation (8), u_{a1} atteint une valeur maximale limite avant dissolution complète de l'air dans l'eau. Cette condition s'exprime par:

$$V_{a1} = 0 \Rightarrow u_{a1 \max} = \frac{Z}{V_{a1}}$$

L'équation (11) possède une branche instable correspondant à la saturation complète en eau, au sens $B=1$.

Application à un arrangement cubique régulier de sphères de même diamètre

Considérons, dans un arrangement cubique de sphères indéformables de même diamètre, le cas où l'air est discontinu, sous la forme d'une bulle de rayon r_o occupant le volume sphérique tangent à 8 sphères de rayon R (Fig III.48)

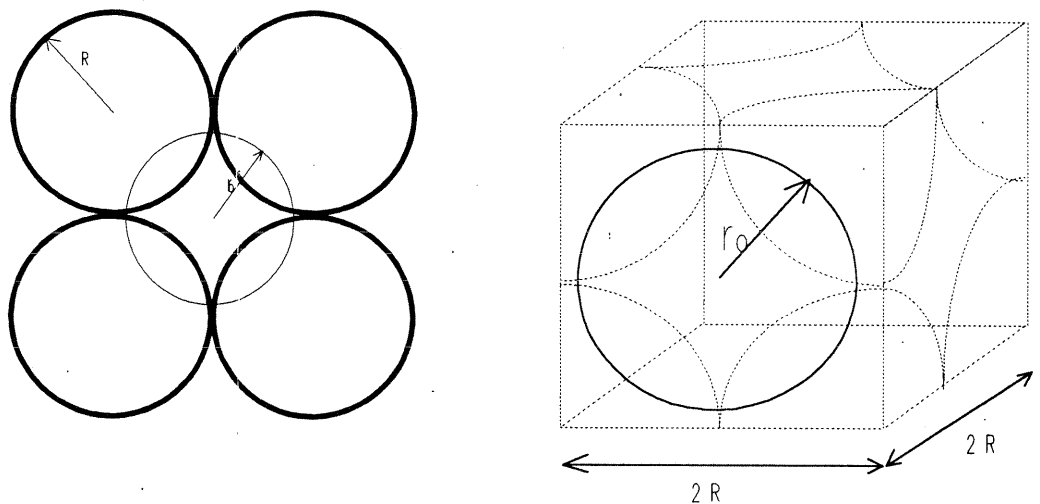


Fig III.48- Arrangement cubique: bulle d'air de rayon r_o coincée entre 8 sphères de rayon R

L'état initial est caractérisé par les paramètres suivants:

$$r_o = 0.732 R$$

$$V_{ao} = \frac{4}{3} \pi r_o^3$$

$$V_T = V_{wo} + V_s + V_{ao} = (2R)^3 = Cte$$

$$V_{wo} = V_T - V_s - V_{ao}$$

$$V_{wo} = R^3 \left(8 - \frac{4}{3} \pi - \frac{4}{3} \pi (0.732)^3 \right)$$

$$V_{do} = H V_{wo}$$

$$u_{ao} - u_{wo} = \frac{2T}{r_o} \Rightarrow u_{wo} = u_{ao} - \frac{2T}{r_o}$$

$$w_o = \frac{V_{wo} \gamma_w}{V_s \gamma_s}$$

A volume total constant, l'augmentation de la pression d'eau de Δu_w , induit une augmentation de la teneur en eau de Δw , tel que:

$$\Delta V_w = \Delta w \frac{V_s \gamma_s}{\gamma_w}$$

$$V_{w1} = V_{wo} + \Delta V_w$$

$$V_{d1} = H V_{w1}$$

$$V_{a1} = V_T - V_{w1} - V_s$$

$$u_{w1} = \left(\frac{2T}{r} + u_{wo} \right) \left(\frac{V_{do} + V_{ao}}{V_{d1} + V_{a1}} \right) - \frac{2T}{r_o} \left(\frac{V_{ao}}{V_{a1}} \right)^3$$

$$r_1 = \left(\frac{3 V_{a1}}{4 \pi} \right)^3$$

$$u_{a1} = u_{w1} + \frac{2T}{r_1}$$

$$u_{a \text{ lim}} = \frac{Z}{V_{d1}} \quad \text{avec: } Z = u_{ao} (V_{do} + V_{ao})$$

si $u_a \geq u_{a \text{ lim}} \Rightarrow$ dissolution complète de la bulle d'air

Ce calcul est représenté sur les Figs III.49 (a et b) dans le cas d'un arrangement cubique de sphères de même diamètre ($D=4$ microns). Le degré de saturation initial est alors égal à 57%. La pression initiale de l'air à l'intérieur de la bulle est supposée égale à la pression atmosphérique, dans ce cas, la pression absolue de l'eau est, selon la loi de Laplace, égale à 90 kPa. La teneur en eau initiale est de 21%. La Fig III.49 b montre l'évolution de la pression de l'eau en fonction de la pression d'air, on note la croissance quasi-linéaire de ces deux paramètres avec cependant une pente légèrement inférieure à 45°. La dissolution complète de l'air dans l'eau est atteinte pour une valeur de pression d'eau de l'ordre de 2 MPa. la Fig III.49 a représente l'évolution de $(u_a - u_w)$ en fonction du degré de saturation. On remarque une croissance avec une pente douce jusqu'à un degré de saturation de l'ordre de 90% correspondant à $(u_a - u_w)$ de 18 kPa, suivie d'une augmentation très rapide tendant vers une asymptote verticale correspondant à un degré de saturation de 1 (dissolution complète de l'air).

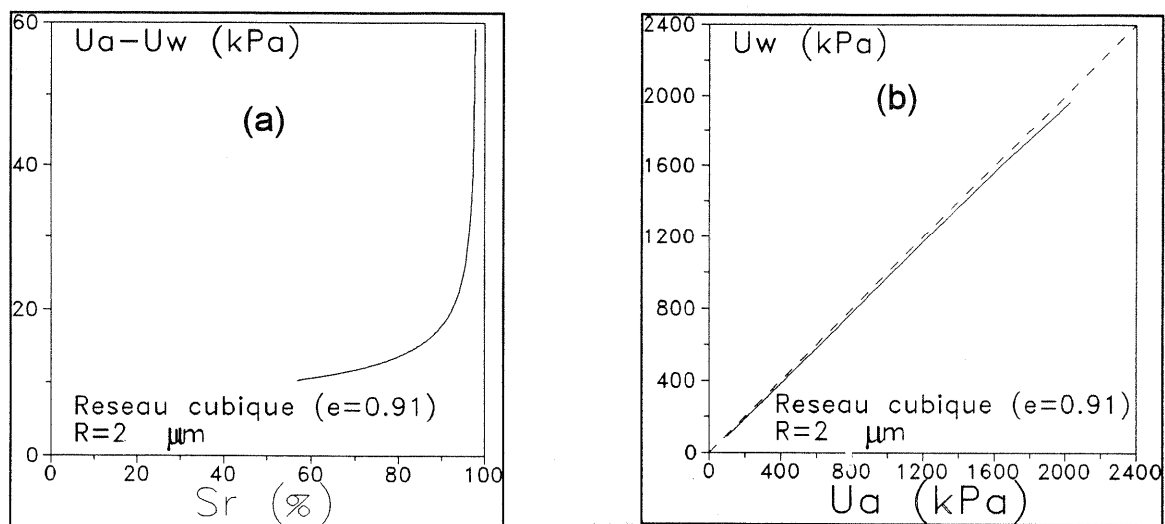


Fig III.49 : Evolution des paramètres dans un arrangement cubique de sphères avec une bulle d'air coincée entre 8 sphères.
 a) variation de $u_a - u_w$ en fonction du degré de saturation
 b) variation de u_a en fonction de u_w

Il est important de noter que cette relation $(u_a - u_w) = f(S_r)$ va à l'encontre de l'évidence expérimentale qui montre que $(u_a - u_w)$ décroît lorsque le degré de saturation augmente, c'est à dire sur des chemins d'humidification (chapitre I). Afin de clarifier ces constatations, il faut noter qu'aux faibles degrés de saturation, l'air est en phase continu dans l'espace poral et l'eau se trouve sous forme de ménisque aux points de contact entre les particules de sol. Dans ce cas, c'est l'interaction solide-liquide-gaz définie par $(u_a - u_w)$ qui joue un rôle prédominant dans la définition des forces de contact entre les particules de sol, donc dans la définition des contraintes effectives aboutissant au comportement macroscopique observé expérimentalement. En revanche, lorsque le degré de saturation dépasse les 80% dans les sols, l'eau est continue et l'air se trouve en phase discontinue sous forme de bulles isolées dans les interstices, sans contact avec la phase solide, dans ce cas, l'interaction précédente se réduit à une interaction air-eau et l'air ne contribue pas à la définition des forces de contact entre les particules solides, donc à la définition des contraintes effectives, c'est à dire au comportement macroscopique du sol. Dans ce cas, c'est la pression de l'eau qui entoure entièrement les particules solides qui joue ce rôle. En revanche, l'air occlus joue le rôle principal dans la compressibilité du fluide interstitiel dans le cas d'un chargement non drainé d'un échantillon proche de la saturation. L'approche ci-dessus décrit donc des phénomènes microscopiques et permet d'expliquer certains comportements, par exemple le "matelassage" des couches de sol compactées, et le mécanisme de saturation des échantillons de sol en laboratoire par dissolution complète de l'air dans l'eau. Nous reviendrons plus en détail sur ce point lorsqu'on abordera les perméabilités à l'air et à l'eau dans les sols non saturés (chapitre VI).

III.3.4- Comportement sur chemin triaxial

III.3.4.1- Résultats et discussion

Les échantillons présentés au § III.3.2, ont été soumis, à la fin du chargement isotrope non drainé, à un déviateur de contrainte q , en maintenant la valeur de σ_3 constante et le drainage empêché. Le dispositif expérimental décrit précédemment permet de suivre l'évolution de la pression interstitielle, donc du paramètre A , et aussi, la mesure de la variation de volume par les deux procédés décrits au § III.3.3.

L'état des échantillons à la fin du chargement isotrope est décrit dans le **Tableau III.14**

	σ_3 (kPa)	w (%)	u_w (kPa)
Essai 1	100	20.5	4.1
Essai 2	300	19.9	81
Essai 3	900	20.6	302

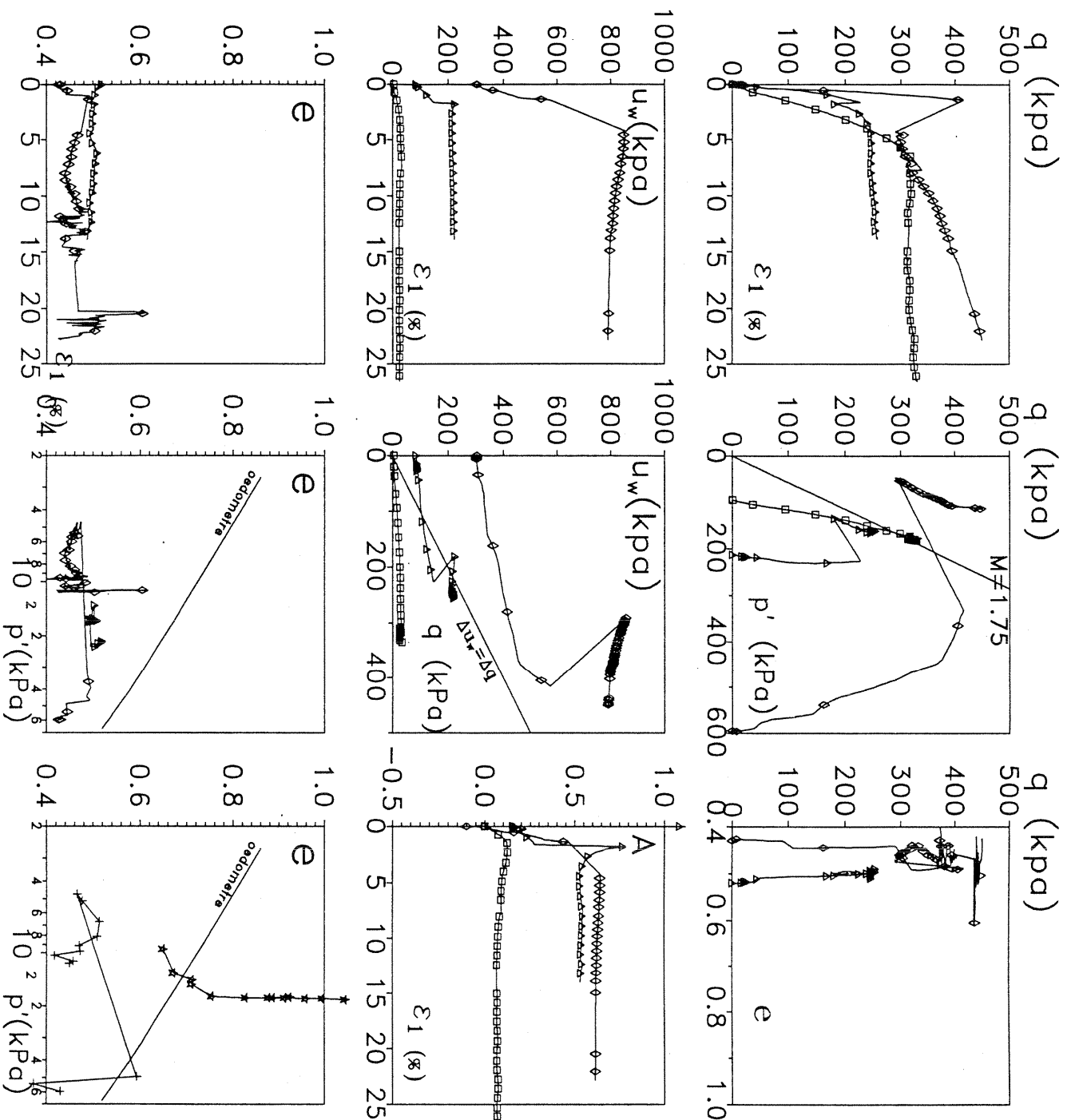
Tableau III.14- Etat des échantillons en fin de chargement isotrope

La **Fig III.50** regroupe les résultats dans les repères classiques, auxquels sont ajoutés les plans $[\varepsilon_1, A]$ et $[q, u_w]$.

Dans le plan $[\varepsilon_1, q]$, on note une augmentation quasi linéaire du déviateur jusqu'à une déformation d'environ 1.5% pour les essais 2 et 3, suivi d'une chute brusque, puis de nouveau, une augmentation du déviateur. Ce comportement n'est pas franchement observé pour l'essai 1 malgré l'apparition d'un léger "pic" pour $\varepsilon_1 \approx 8\%$; parallèlement, les pressions interstitielles augmentent rapidement puis tendent vers un palier. Ceci se traduit dans le plan $[p - u_w, q]$ par des chemins qui n'atteignent pas la droite $M=1.75$ du sol saturé Normalement Consolidé à l'exception de l'essai 1.

Dans le plan $[\varepsilon_1, e]$, la variation de volume des différents échantillons, mesurée à l'aide de la bague à jauges, reste très faible malgré une légère tendance à la dilatance de l'essai 3. Les mesures effectuées à l'aide du cathétomètre (par déplacement de liquide) semblent cohérentes pour l'essai 3 mais donnent des valeurs excessivement élevées pour l'essai 1. Il faut noter que ces techniques de mesures de volume sont fort complexes: en effet, en ce qui concerne la bague à jauges, nous avons rencontré des problèmes liés à l'étanchéité de l'ensemble du dispositif (jauges, fils, soudures...) noyé dans un liquide sous pression. Nous avons à cet effet testé plusieurs produits isolants. Certains se sont avérés plus étanches mais leur efficacité s'est réduite avec le temps, donc peu adaptés pour des essais de longue durée (>15 jours). En ce qui concerne les mesures à l'aide du cathétomètre, citons deux inconvénients principaux: l'évaporation du liquide (y compris le ménisque d'huile coiffant l'eau distillée) et les fuites infinitésimales difficilement contrôlables avec le type de matériel utilisé.

Afin d'étudier l'évolution de la pression interstitielle sous l'effet du déviateur, nous avons représenté ces essais dans les plans $[q, u_w]$ et $[\varepsilon_1, A]$. Dans le premier plan, on note une augmentation quasi linéaire de la pression interstitielle avec le déviateur, avec cependant une pente inférieure à l'unité (droite en pointillés), ceci se traduit dans le plan $[\varepsilon_1, A]$ (A défini dans ce cas



Matériau de la verne
 $w_L=36$ $I_p=17$
 Etat de compactage:
 mise en place
 ○○○○○ $\sigma_3=100$ kPa
 △△△△△ $\sigma_3=300$ kPa
 ◇◇◇◇◇ $\sigma_3=900$ kPa

Fig III.50- Essais triaxiaux non drainés sur le matériau de la Verne compacté

comme $(\Delta u_w / \Delta q)$, c'est à dire $B=1$) par une augmentation de A jusqu'à une déformation $\varepsilon_1 \approx 3\%$, suivie d'une légère baisse avant de tendre vers un palier.

III.3.4.2- Prédiction du paramètre A

Nous avons abordé au § III.1.2.3 (a) la définition du paramètre A dans le cas d'un sol quasi saturé. Nous présentons dans ce qui suit un les expressions permettant de prédire ce paramètre dans certains cas particuliers. Une comparaison avec les résultats expérimentaux obtenus sur la Verne est effectuée.

Expression analytique

Considérons un état de contrainte dans un triaxial de révolution: $(\Delta\sigma_2 = \Delta\sigma_3)$ (Fig III.51):

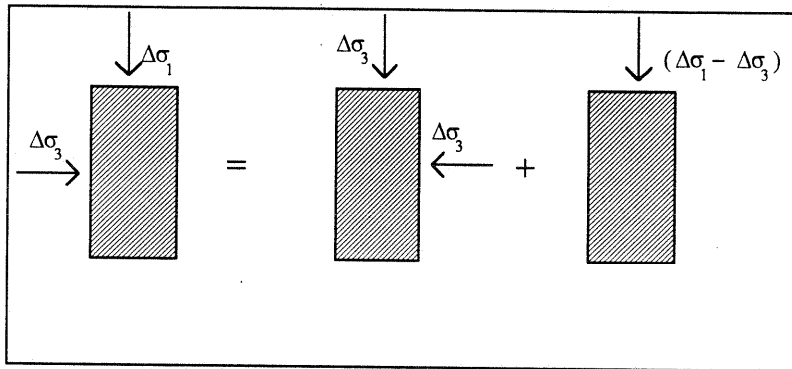


Fig III.51- Etat de contraintes dans un triaxial de révolution

Un accroissement de contraintes $(\Delta\sigma_1, \Delta\sigma_2, \Delta\sigma_3)$ provoque une diminution de volume du squelette ΔV et un accroissement de pression interstitielle Δu :

$$-\frac{\Delta V}{V} = \frac{\Delta\sigma'_1 + \Delta\sigma'_2 + \Delta\sigma'_3}{E_{isotrope}}$$

avec:

$$\Delta\sigma'_1 = \Delta\sigma_1 - \Delta u$$

$$\Delta\sigma'_2 = \Delta\sigma_2 - \Delta u$$

$$\Delta\sigma'_3 = \Delta\sigma_3 - \Delta u$$

Cette diminution du volume du squelette est compensée par une diminution égale du volume du fluide:

$$-\frac{\Delta V}{nV} = \frac{\Delta u}{E_w}$$

donc:

$$\Delta u = \frac{1}{(nE_{isotrope} / E_w) + 3} (\Delta\sigma_1 + \Delta\sigma_2 + \Delta\sigma_3)$$

par ailleurs, en écrivant :

$$E_{vs} = \frac{E_i}{3} \text{ et } B = \frac{1}{1 + (nE_{vs} / E_w)}$$

on en déduit:

$$\Delta u = B \left[\Delta\sigma_3 + \frac{1}{3} (\Delta\sigma_1 - \Delta\sigma_3) \right]$$

Donc, en élasticité, B suffit à décrire l'accroissement de pression interstitielle .

En plasticité, $\left(A \neq \frac{1}{3} \right)$, donc:

$$\Delta u = B \left[\Delta\sigma_3 + A (\Delta\sigma_1 - \Delta\sigma_3) \right]$$

Pour un essai triaxial de révolution avec $(\Delta\sigma_3 = 0)$,

$$A \cdot B = \frac{\Delta u}{\Delta\sigma_1}$$

Si le sol est saturé, dans ce cas $B = 1$ et $A = \frac{\Delta u}{\Delta\sigma_1}$

La paramètre A représente l'accroissement de la pression interstitielle dû à un accroissement du déviateur de contrainte.

Application au matériau de la Verne

Dans le cas d'un matériau élastique A vaut 1/3, la relation de Skempton s'écrit dans ce cas:

$$\Delta u_w = B \left[\Delta \sigma_3 + \frac{1}{3} (\Delta \sigma_1 - \Delta \sigma_3) \right]$$

Si nous supposons qu'à la fin de la consolidation isotrope, le sol est proche de la saturation (avec $B < 1$), la relation précédente se réduit pour un triaxial de révolution ($\Delta \sigma_3 = 0$) à:

$$\Delta u_w = \frac{1}{3} B \Delta \sigma_1$$

avec:

$$B = \frac{1}{1 + n(E_{vs} / E_w)}$$

soit:

$$\Delta u_w = \frac{1}{3} \frac{\Delta \sigma_1}{1 + n(E_{vs} / E_w)}$$

E_{vs} : représente le module de compressibilité du squelette. Dans le domaine élastique, ce module s'exprime comme suit:

$$E_{vs} = \frac{\Delta p'}{\varepsilon_v} = \frac{1 + e_0}{C_s} \frac{p' - p'_0}{\log(p' / p'_0)}$$

E_w : représente le module de compressibilité du fluide.

$$E_w = \frac{u_{w1}}{n_0(1 - S_{r0} + HS_{r0})}$$

Un calcul tout-à-fait élémentaire à l'aide de ces expressions permet de suivre l'évolution de la pression interstitielle dans un matériau élastique sous l'effet d'un déviateur de contrainte pour un sol proche de la saturation. En effet, à partir d'un état de contrainte initial isotrope (données: $e_0, u_{w0}, S_{r0}, p_0, C_s$), un incrément de déviateur de contrainte Δq provoque une augmentation de la pression interstitielle tel que:

$$\Delta u_w = \frac{1}{3} \frac{1}{1 + n(E_{vs} / E_w)},$$

Par ailleurs, les autres paramètres sont déduites des relations suivantes:

$$p = \frac{q}{3} + p_0$$

$$\varepsilon_v = \frac{\Delta p'}{E_{vs}}$$

$$\varepsilon_1 = \frac{\varepsilon_v}{1 - 2\nu} \text{ (élasticité linéaire par exemple)}$$

$$u_{w1} = u_{w0} + \Delta u_w = u_{w0} + \frac{1}{3} B \Delta \sigma_1$$

La solution d'un tel problème revient à résoudre l'équation du second degré en B suivante:

$$\frac{\Delta\sigma_1}{3} B^2 + \left[u_{w0} + n_0^2 E_{vs} (1 - S_{r0} + HS_{r0}) - \frac{\Delta\sigma_1}{3} \right] B - u_{w0} = 0$$

Les données sont représentées dans le **Tableau III.14**.

Nous avons superposés les résultats expérimentaux aux résultats du calcul sur la **Fig III.51**. Dans le plan $[q, u_w]$, on note une bonne concordance entre les résultats expérimentaux et les calculs pour une valeur du déviateur inférieure à la valeur au "pic", ce qui se traduit dans le plan $[p', q]$ par des chemins de contraintes linéaires de pente inférieure à 1/3, ce qui est le cas des essais 1 et 2. Concernant l'essai 3, l'évolution de la pression interstitielle semble être sous estimée par rapport aux mesures, qui se traduit par des divergences de comportement dans ce plan. Ne nous attardons pas sur ces comparaisons avec l'expérience puisque les hypothèses ne sont pas rigoureusement les mêmes.

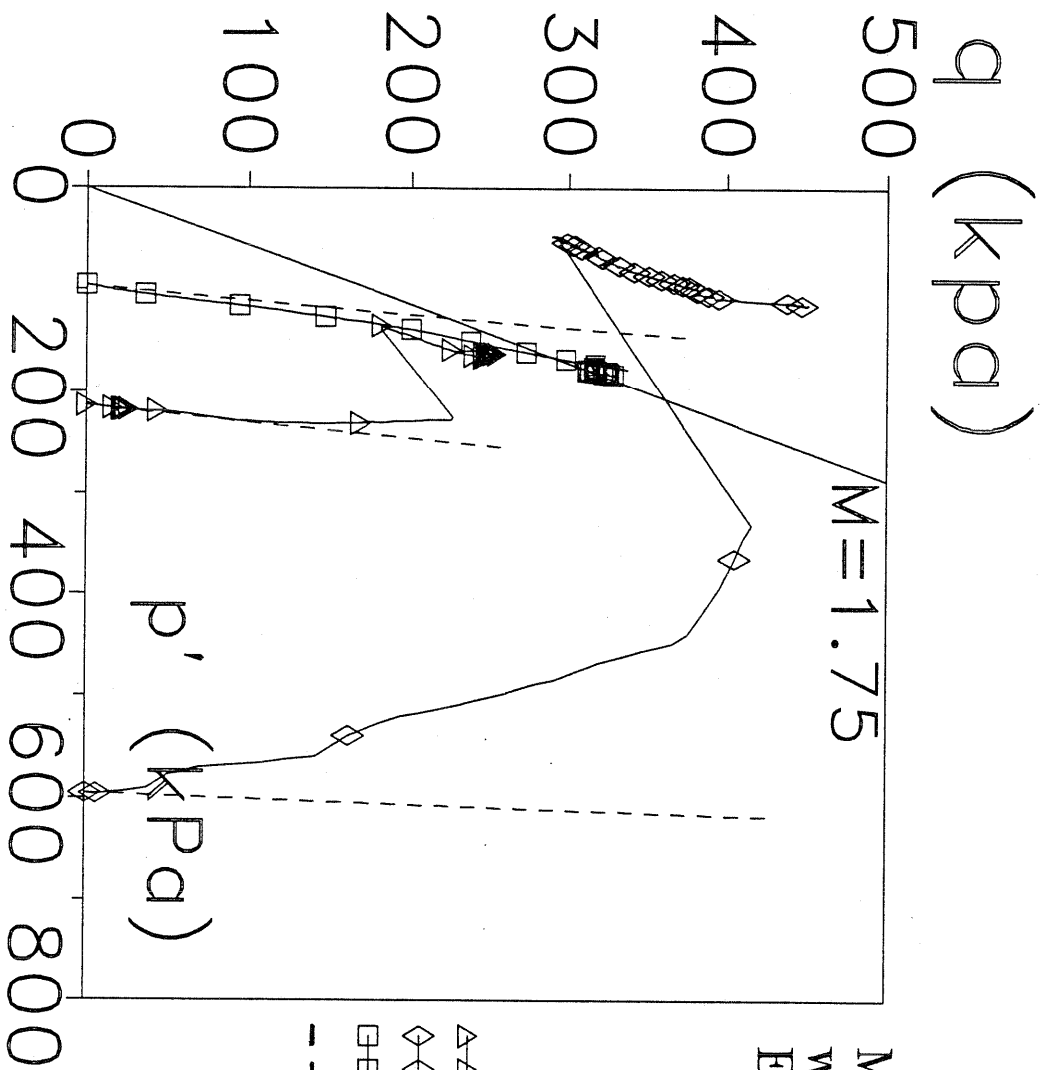


Fig III.51 (a)- Comparaison des résultats expérimentaux et calculés dans le plan (p-u_w,q)

Matériau de la verne
 $w_L=36$ $I_p=17$
 Etat de compactage:
 mise en place

- ▲▲▲▲▲▲ $\sigma_3=100$ kPa
- ◇◇◇◇◇◇ $\sigma_3=300$ kPa
- $\sigma_3=900$ kPa
- calcul

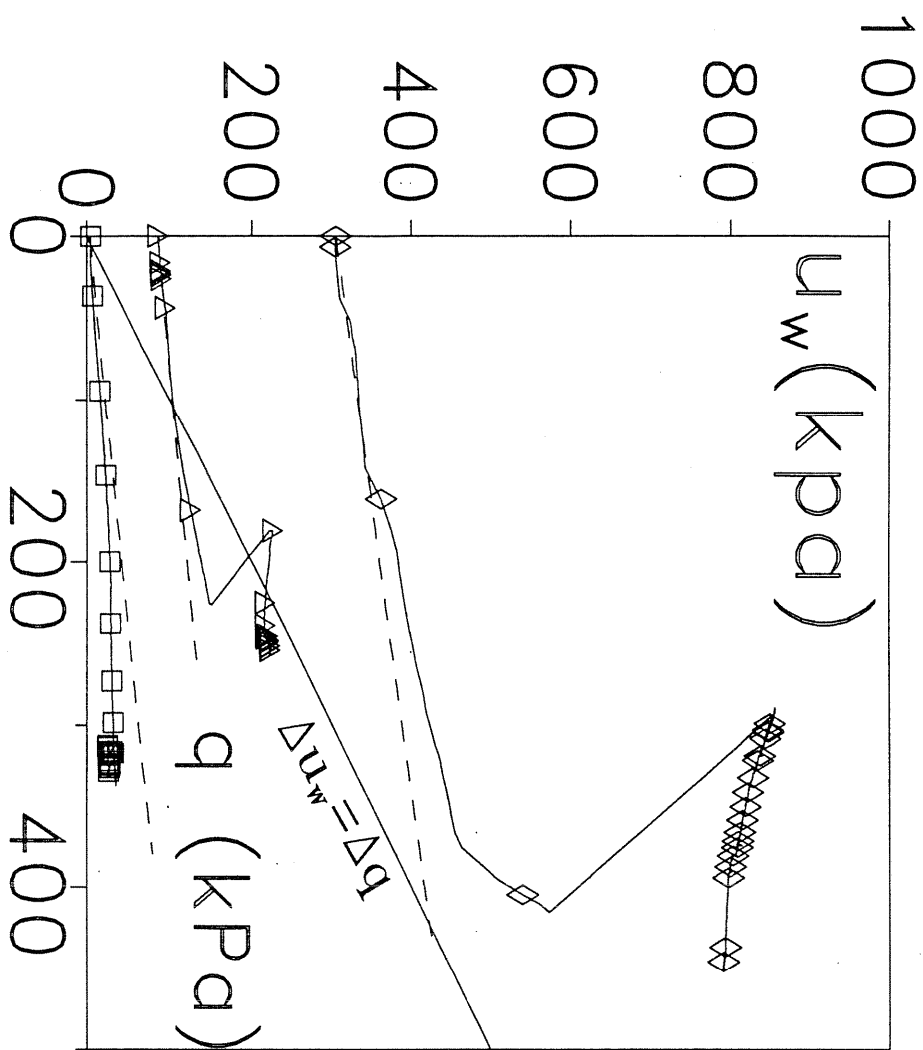


Fig III.51 (b) - Comparaison des résultats expérimentaux et calculés dans le plan (q, u_w)

Matériau de la verne
 $w_L=36$ $I_p=17$
 Etat de compactage:
 mise en place

- $\Delta\Delta\Delta\Delta\Delta\Delta$ $\sigma_3=100$ kPa
- $\diamond\diamond\diamond\diamond$ $\sigma_3=300$ kPa
- $\square\square\square\square$ $\sigma_3=900$ kPa
- Calcul

II.3.5- Expression de (φ_{ap}, c_{ap}) en fonction des paramètres de pression interstitielle A et B.

Au voisinage de la saturation, l'angle de frottement non drainé d'un sol varie beaucoup car la pression interstitielle varie aussi rapidement. A la saturation totale, l'angle de frottement non drainé est nul. La Fig III.52 représente qualitativement cet aspect dans le cas par exemple de la montée en pression dans un barrage en terre. La relation liant les paramètres apparents au degré de saturation peut être abordée comme suit:

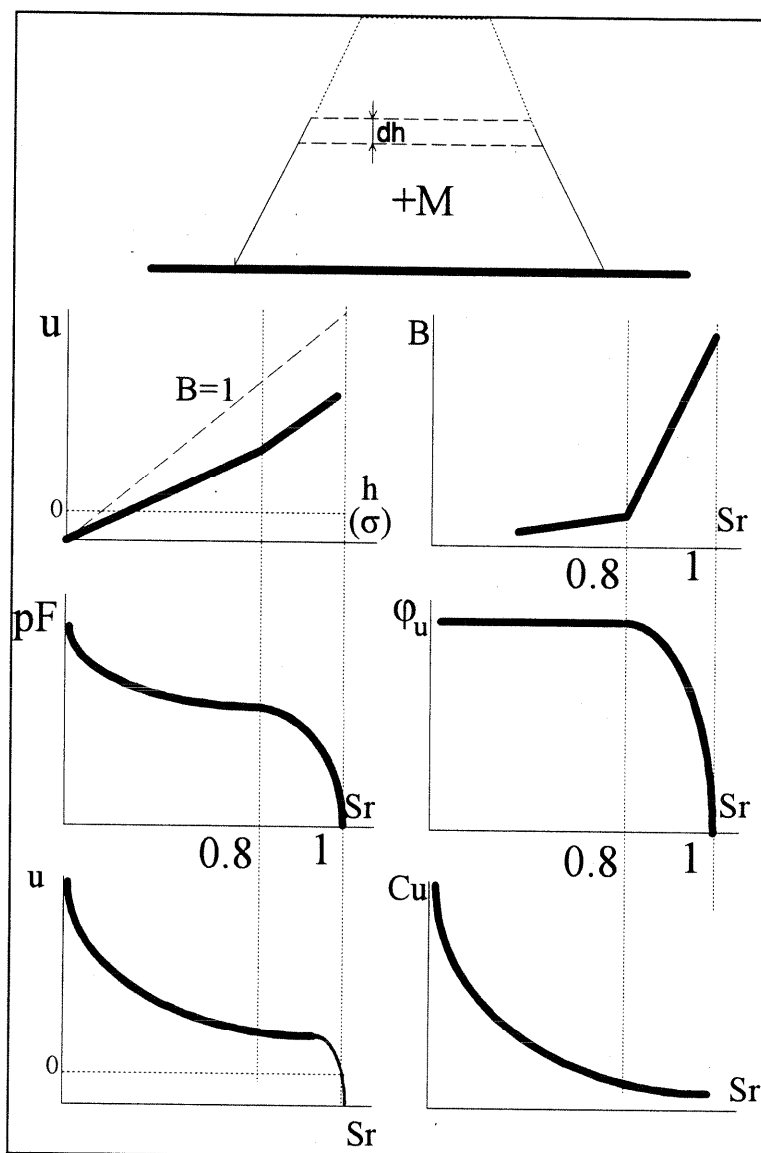


Fig III.52- Evolution des paramètres du sol dans un remblai en construction

a) Cas où le paramètre A à la rupture égale à l'unité ($A_f=1$)

Considérons un état de contrainte de plasticité parfaite. Le critère de Mohr-Coulomb, représenté en contraintes totales, met en évidence l'existence d'une cohésion apparente C_{ap} et d'un angle de frottement apparent φ_{ap} . Par ailleurs, en contraintes effectives, nous avons $C'=0$ et $\varphi' > \varphi_{ap}$ (pour un sol Normalement Consolidé). (Fig III.53).

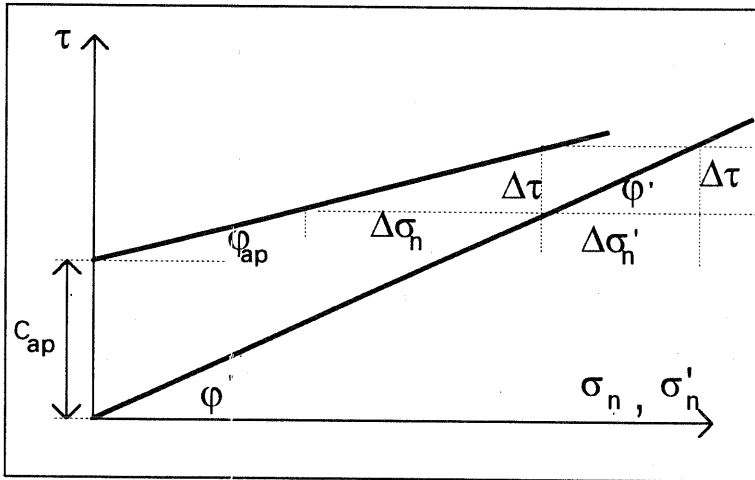


Fig III.53: Critère de Mohr-Coulomb en contraintes totales et effectives

On peut écrire:

$$\Delta\tau = \Delta\sigma'_n \operatorname{tg}\varphi' = \Delta\sigma_n \operatorname{tg}\varphi_{ap}$$

$$\Delta(\sigma_n - u) \operatorname{tg}\varphi' = \Delta\sigma_n \operatorname{tg}\varphi_{ap}$$

$$(\Delta\sigma_n - \Delta u) \operatorname{tg}\varphi' = \Delta\sigma_n \operatorname{tg}\varphi_{ap}$$

Si on suppose que le paramètre $A=1$, le paramètre B est déduit de la relation de Skempton ($B = \Delta u / \Delta\sigma_n$).

La relation précédente s'écrit alors:

$$\Delta\sigma_n(1 - B) \operatorname{tg}\varphi' = \Delta\sigma_n \operatorname{tg}\varphi_{ap}$$

$$\operatorname{tg}\varphi_{ap} = [1 - B(S_r)] \operatorname{tg}\varphi'$$

Cette relation permet de donner l'évolution de l'angle de frottement non drainé en fonction du degré de saturation.

Pour un sol saturé, $B(S_r) = 1 \Rightarrow \operatorname{tg}\varphi_{ap} = 0$, soit $\varphi_{ap} = 0$

Pour un sol sec, $B(S_r) = 0 \Rightarrow \operatorname{tg}\varphi_{ap} = \operatorname{tg}\varphi'$, soit $\varphi_{ap} = \varphi'$

Nous avons représenté sur la **Fig III.54** cette relation dans deux plans différents. La **Fig (a)** représente l'évolution du paramètre B en fonction de S_r en considérant deux valeurs du paramètre de compressibilité d squelette E_{vs} , le degré de saturation initial était de 70% et l'indice des vides de 0.59. La **Fig (b)** représente l'évolution de l'angle de frottement non drainé en fonction du degré de saturation déduit de la relation précédente. On note la chute brusque de l'angle de frottement non drainé lorsque le degré de saturation dépasse 80%.

Si on considère, pour simplifier encore l'approche, une relation linéaire du paramètre B en fonction du degré de saturation de type:

$$B = 10 S_r - 9 \quad \text{pour} \quad 0.9 \leq S_r \leq 1$$

l'expression de l'angle de frottement non drainé s'écrit alors:

$$tg \varphi_{ap} = -10 tg \varphi' S_r + 10 tg \varphi'$$

Pour $S_r = 0.9 \Rightarrow B = 0$ et $tg \varphi_{ap} = tg \varphi'$

Pour $S_r = 1 \Rightarrow B = 1$ et $tg \varphi_{ap} = 0$

Ces relations sont représentées sur les **Fig III.55**.

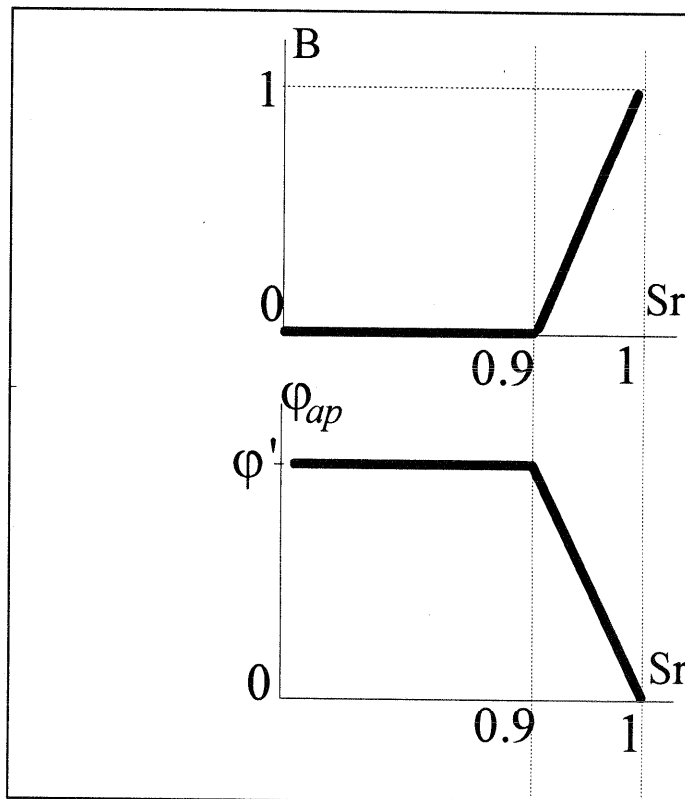
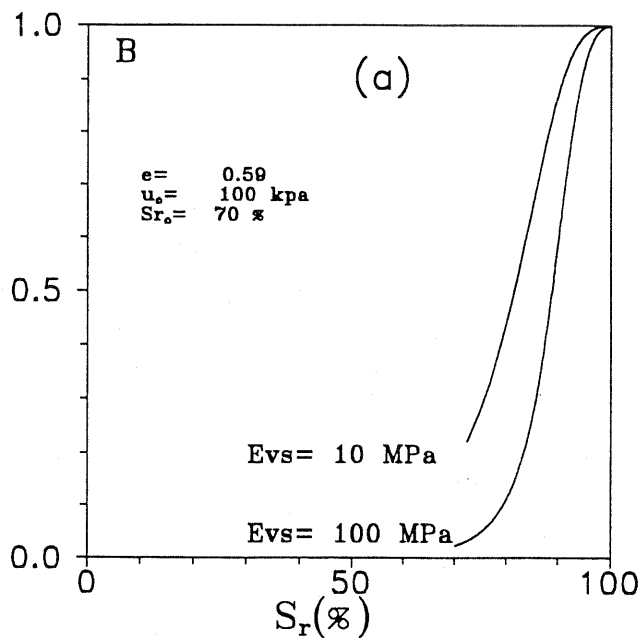
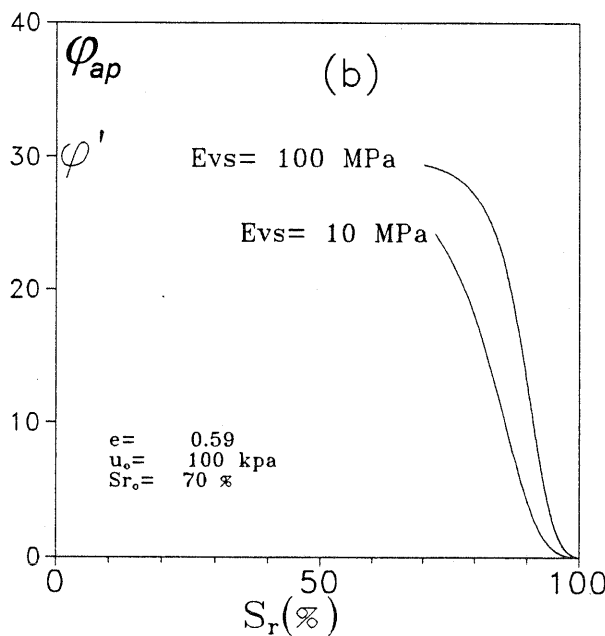


Fig III.55- Relations simplifiées des paramètres apparents en fonction de S_r



$$B = \frac{\Delta u}{\Delta \sigma} = \frac{1}{1 + n \frac{E_{vs}}{E_u}}$$



$$\frac{tg \phi_{ap}}{tg \phi'} = 1 - B(S_r)$$

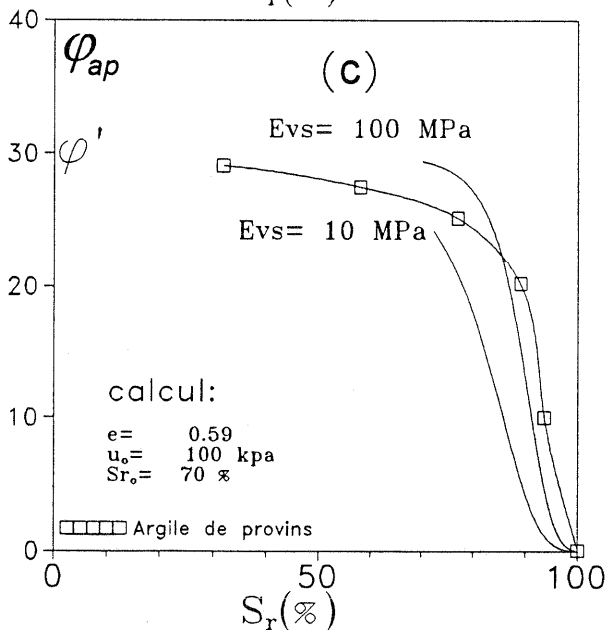


Fig III.54 - Représentation de la compressibilité du squelette dans les plans (a) $B(S_r)$, (b) $\phi_{ap}(S_r)$. (c) comparaison avec les résultats expérimentaux sur l'argile de Provins.

b) Cas où le paramètre A à la rupture est différent de 1 ($A_f \neq 1$)

Dans le cas général, où le paramètre A de Skempton est différent de 1, la relation de l'angle de frottement non drainé se généralise comme suit:

Le critère de plasticité parfaite s'écrit en contraintes totale et effective:

$$\sigma_1 = \sigma_3 \cdot \operatorname{tg}^2\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\varphi_{ap}}{2}\right) - 2C_{ap} \cdot \operatorname{tg}\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\varphi_{ap}}{2}\right)$$

$$\sigma'_1 = \sigma'_3 \cdot \operatorname{tg}^2\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\varphi'}{2}\right)$$

Un accroissement $\Delta\sigma_1$ et $\Delta\sigma'_1$ permet d'écrire:

$$\Delta\sigma_1 = \Delta\sigma_3 \cdot \operatorname{tg}^2\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\varphi_{ap}}{2}\right)$$

$$\Delta\sigma'_1 = \Delta\sigma'_3 \cdot \operatorname{tg}^2\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\varphi'}{2}\right)$$

Posons:

$$k_p = \operatorname{tg}^2\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\varphi_{ap}}{2}\right).$$

$$k'_p = \operatorname{tg}^2\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\varphi'}{2}\right).$$

Par ailleurs: $\Delta\sigma'_1 = \Delta\sigma_1 - \Delta u$

Ce qui permet d'écrire:

$$\Delta\sigma_1 - \Delta u = k'_p (\Delta\sigma_3 - \Delta u)$$

soit:

$$k_p \Delta\sigma_3 - k'_p \Delta\sigma_3 = \Delta u (1 - k'_p)$$

La relation de Skempton $\Delta u = B[\Delta\sigma_3 + A(\Delta\sigma_1 - \Delta\sigma_3)]$ conduit à:

$$k_p - k'_p = B(1 - k'_p)(1 - A + Ak_p)$$

soit:

$$k_p = \frac{k'_p + B(1 - A)(1 - k'_p)}{1 - AB(1 - k'_p)}$$

Pour un sol saturé:

$$B = 1 \Rightarrow k_p = 1 \quad (\varphi_{ap} = 0) \quad \forall (A \text{ et } \varphi')$$

$$\text{Pour } B = 0 \Rightarrow k'_p = k_p \Rightarrow \varphi_{ap} = \varphi' \quad \forall (A)$$

On remarque donc que lorsque le coefficient **B** de Skempton est égal à 0, l'angle de frottement apparent φ_{ap} est égal à l'angle de frottement effectif φ' ; lorsque **B** tend vers 1, l'angle de frottement apparent tend vers 0 quelles que soient les valeurs de **A** et de φ' . Entre ces deux valeurs, la fonction $\varphi_{ap}(B)$ est une fonction monotone décroissante. Nous avons indiqué sur la Fig III.56 l'allure de ces variations pour un sol argileux moyennement plastique.

On peut donc en déduire qualitativement la variation de φ_{ap} avec S_r : Lorsque S_r diminue, le comportement du sol tend vers celui d'un matériau drainé et φ_{ap} tend vers φ' . Au contraire, aux forts degrés de saturation, on retrouve le comportement habituel des matériaux saturés non drainés, avec un angle de frottement apparent proche de $\varphi_u = 0$. Les calculs ont été faits pour 3 valeurs du paramètre **A** (entre 0.7 et 1.3). On remarque l'influence limitée de ce paramètre sur les variations de l'angle apparent.

Les courbes déduites de calcul élémentaire présentent une allure tout-à-fait comparable à celle obtenues par Bellier et Manojlovic, tandis que les résultats de Kyvellos s'éloignent un peu de ceux du modèle (cf § III.2.).

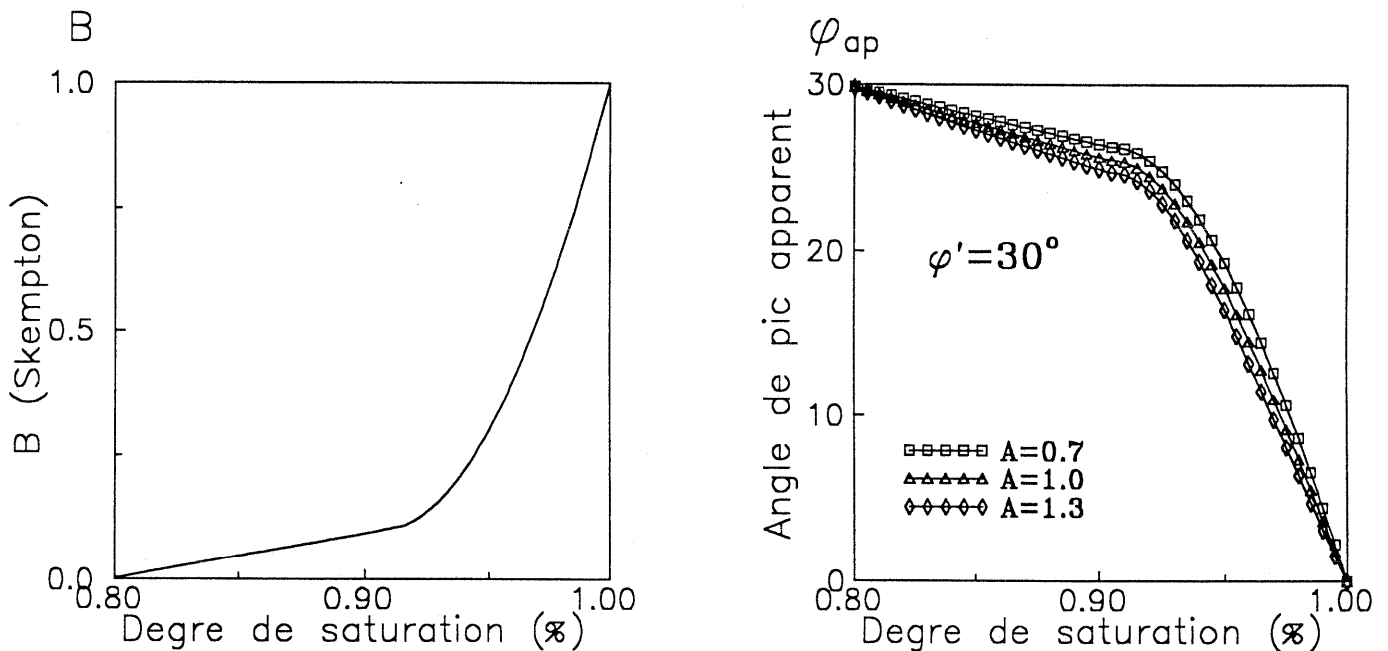


Fig. III.56 - Représentation schématique des variations du paramètre B de Skempton et de l'angle de frottement apparent en fonction du degré de saturation

Conclusion

Pour les sols compactés à droite de l'optimum proctor, ($S_r > 0.95$), l'air se trouve sous forme de bulles isolées et coincées dans les interstices du milieu poreux. L'évolution des paramètres apparents (non drainés) de résistance maximale (φ_{ap}, c_{ap}) avec le degré de saturation peuvent être liées aux paramètres de pression interstitielle A et B à la rupture.

CHAPITRE IV

COMPORTEMENT MECANIQUE DES SOLS NON SATURES

Introduction

Nous abordons dans ce chapitre l'étude du comportement mécanique sur chemins oedométrique et triaxial des sols soumis à une pression interstitielle négative lorsque celle-ci est supérieure à la pression de désaturation du matériau. Il existe dans la littérature un certain nombre de résultats d'essais triaxiaux, et surtout d'essais oedométriques. Malheureusement, il s'agit dans de nombreux cas de résultats partiels ou insuffisamment documentés.

L'objectif de ce chapitre est d'essayer de montrer les aspects particuliers du comportement des sols partiellement saturés, par rapport aux sols saturés, en vue de leur interprétation. A cet effet, nous avons donc choisi de présenter dans un premier temps quelques résultats récents de la littérature sur chemins oedométrique, de cisaillement simple et triaxial. Nous présenterons ensuite l'étude du limon de Sterrebeek sur chemins oedométrique (à pression interstitielle imposée, donc drainé) et triaxial (avec mesure de la pression interstitielle négative, donc non drainé). Le matériau est soit Normalement Consolidé par drainage, soit Surconsolidé par drainage puis humidification.

IV. 1- Résultats récents de la littérature.

IV.1.1- Chemins oedométriques et isotropes

Comme pour les essais saturés à pression interstitielle négative, on distingue dans la littérature deux types de chemins, drainés où la pression interstitielle négative est imposée, et non drainés où celle-ci est mesurée par l'une des techniques citées au chapitre I

a) Chemins "drainés"

- Travaux de Verbrugge (1985)

Leclercq et Verbrugge. (1985) ont réalisé des essais à pression interstitielle imposée sur le limon de Sterrebeek en utilisant une cellule oedométrique à surpression d'air (cf chap II). Le sol est préparé par compactage à densité sèche imposée, ensuite, il est soumis à une pression d'air par la tête de l'échantillon, la pression d'eau à la base de l'échantillon étant à la pression atmosphérique. Les résultats sont représentés sur la **Fig. IV.1** dans le plan $(\sigma_v - u_a, e)$. Les courbes sont paramétrées en $(u_a - u_w)$. Il apparaît notamment sur ces essais que la limite élastique augmente avec la pression négative et que la pente initiale du chargement plastique diminue lorsque la pression augmente.

- Travaux de Vicol (1990)

Utilisant la technique osmotique, Vicol. (1990) a réalisé des essais du même type sur le limon de Jossigny. Le matériau, initialement sous forme de pâte, a été soumis à des chemins de drainage à différentes valeurs de pression interstitielle négative imposée avec une contrainte totale constante de 25 kPa, puis, en maintenant la valeur de la pression interstitielle constante, on procède à des chargements mécaniques. La **Fig. IV.2** montre les résultats de ces essais sur des échantillons soumis à différentes valeurs de pression interstitielle négative dans le plan $(\log \sigma_v, \varepsilon_v)$. Cette représentation en variation de volume relative $(\varepsilon_v = dH/H_0)$ est inadaptée pour comparer les différents chemins de variation de volume. Par ailleurs, les résultats présentés ne mettent pas en évidence très clairement un classement de ces courbes en fonction de la pression interstitielle négative $(u_a - u_w)$.

- Travaux de Ghliiss (1990)

Par ailleurs, Ghliiss (1990) a développé un oedomètre à succion imposée par surpression d'air équipé d'une membrane semi-perméable reliée à un système de mesure des volumes d'eau entrant ou sortant de l'éprouvette. Un dispositif d'entonnement vers le haut permet d'éliminer les bulles d'air pouvant traverser la membrane. Dans le cadre d'une étude sur le comportement des corps de remblais, Ghliiss a testé des marnes argileuses compactées à l'OPN ($p=12, <80\mu m=48\%$). Il s'agit d'essais d'humidification, soit à partir de la teneur en eau de compactage, soit après séchage préalable. Les résultats sont représentés dans les plans $(\sigma - u_a, e)$ et $(\sigma - u_a, Sr)$ (**Fig. IV.3**). Les mêmes constatations que précédemment peuvent être faites, à savoir que la compressibilité diminue lorsque la pression négative imposée augmente; cependant, l'écroûissage du matériau avec la pression négative ne semble pas très évident sur ces courbes. Par ailleurs, l'auteur constate que le degré de saturation augmente avec la contrainte totale et tend vers un palier différent de l'unité dans le domaine des contraintes testées. Ces résultats ont été représentés dans l'espace des variables indépendantes (**Fig. IV.4**) et mettent en évidence une surface d'état, qui probablement n'est pas unique à cause de l'hystérésis, mais dépend du chemin suivi.

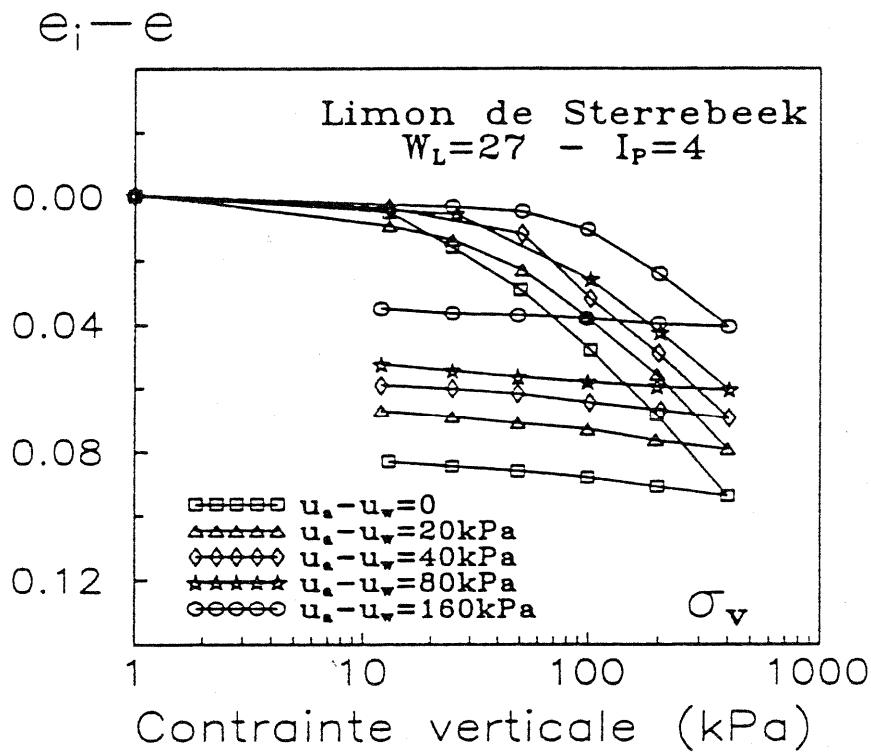


Fig IV.1- Essais oedométriques à pression négative imposée sur le limon de Sterrebeek compacté (Leclercq & Verbrugge, 1985)

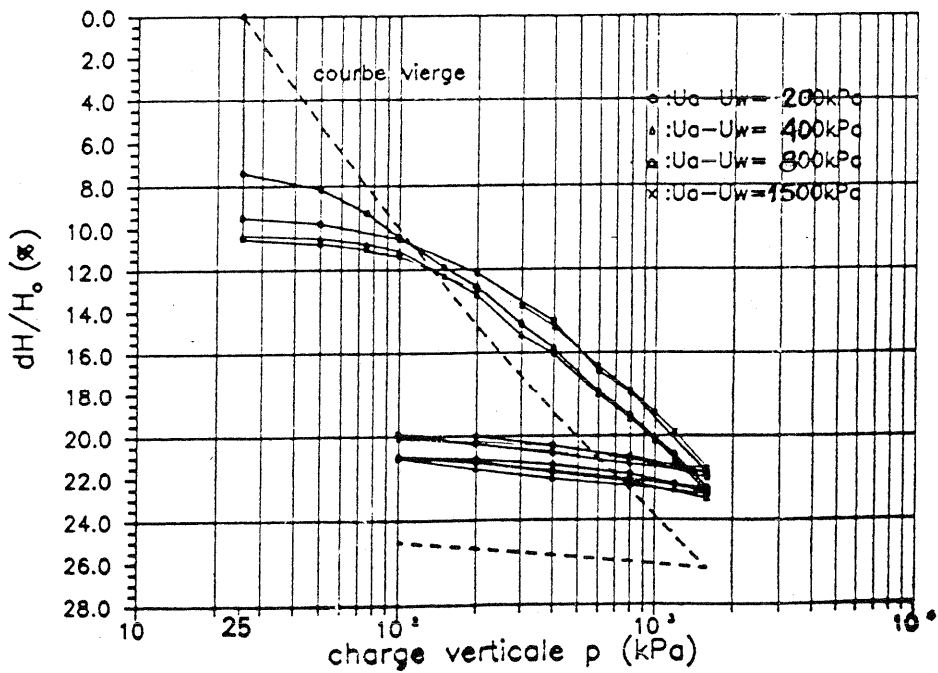
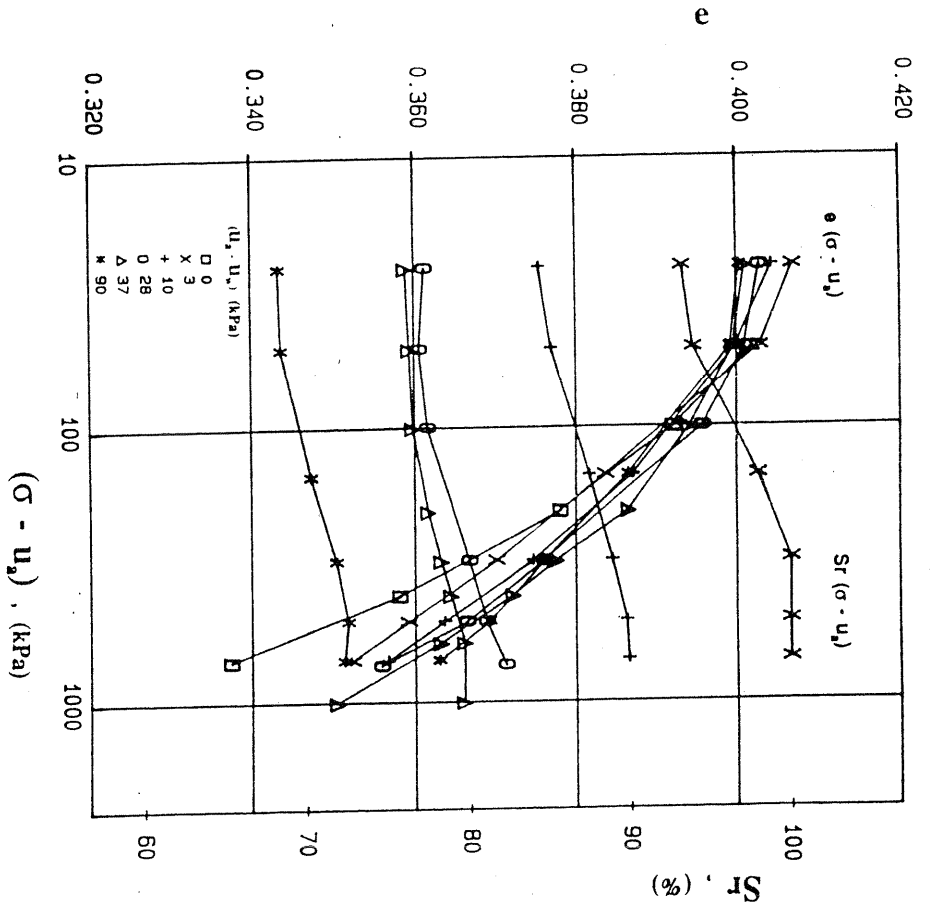


Fig IV.2- Essais oedométriques à pression interstitielle imposée sur le limon de Jossigny (Vicol 1990)



Intersection des courbes de compressibilité du sol non saturé avec celle du sol saturé

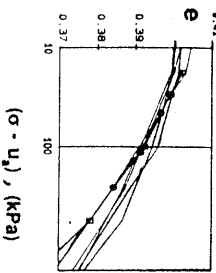


Fig IV.3- Variation de l'indice des vides e et du degré de saturation Sr en fonction de la contrainte totale $(\sigma - u_a)$, pour une succion $(u_a - u_w)$ constante. (Ghliiss 1990)

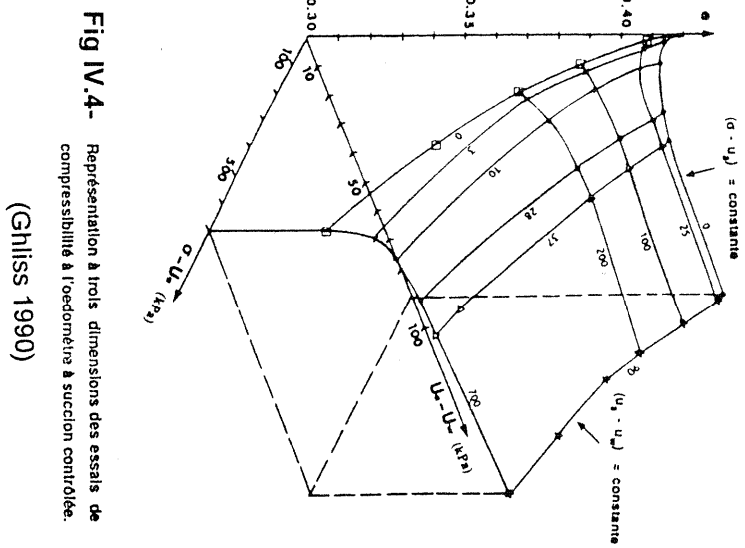


Fig IV.4- Représentation à trois dimensions des essais de compressibilité à l'oedomètre à succion contrôlée. (Ghliiss 1990)

.b) Chemins "non drainés"

- Travaux de Takla (1989)

Takla (1989) a réalisé une série d'essais oedométriques non drainés à fortes contraintes maximales (10 et 100 MPa) sur l'argile blanche faiblement compactée à différentes teneurs en eau (**Fig. IV.5 a**). Le comportement est classique : le matériau présente d'abord un aspect surconsolidé, qui se traduit par une faible variation d'indice des vides jusqu'à une contrainte limite à partir de laquelle l'indice des vides diminue rapidement jusqu'à ce que la courbe rejoigne le chemin normalement consolidé de l'argile saturée; ensuite, le module de compressibilité du mélange saturé devenant très élevé, l'indice des vides ne varie pratiquement plus lorsque la contrainte augmente et la courbe présente un palier quasi-horizontale. En réalité, pour certains essais à faible teneur en eau ($w = 1.6 \%$, par exemple), la courbe ne rejoint pas tout-à-fait le chemin NC saturé; ce comportement anormal est vraisemblablement dû à l'emprisonnement et à la mise en pression de l'air contenu dans l'échantillon à l'intérieur du moule relativement étanche utilisé pour ces essais. Plus la teneur en eau est faible et plus la pression négative initiale est élevée, ce qui se traduit par une densité de plus en plus faible, à énergie constante. Ces résultats ne se prêtent pas à une interprétation en contrainte effective puisque, tracées en fonction de $[\sigma_v + f(-u_w)]$, avec $f(-u_w) > 0$, les courbes se décaleraient vers la droite et s'éloigneraient encore plus du chemin NC saturé.

Sur la **Fig. IV.5 b**, sont reportés, dans le plan (σ_v, S_r) , les contraintes verticales totales correspondant au coude de surconsolidation, paramétrées en teneur en eau. Il s'agit de l'évolution de la limite élastique du matériau non saturé en fonction de la teneur en eau. Par ailleurs, la **Fig. IV.5 c** représente les contraintes totales à la saturation $(\sigma_{v(sat)})$ en fonction de la teneur en eau des échantillons. On peut constater que ces points sont approximativement alignés sur le chemin Normalement Consolidé du matériau saturé, tracé dans le plan (σ_v, w) . Ce résultat montre que les échantillons se saturent bien à ce niveau.

- Zerhouni (1991)

Par ailleurs, Zerhouni (1991) a réalisé une série d'essais oedométriques à teneur en eau constante sur deux matériaux compactés (argile blanche et vieupré) en utilisant un oedomètre équipé d'une sonde psychrométrique permettant de mesurer la pression interstitielle négative tout au long de l'essai. Une première série d'essais effectuée sur l'argile blanche sur des échantillons préparés à partir d'une poudre humidifiée à 27% de teneur en eau puis compactée statiquement à une densité sèche de 1.2. Les résultats représentés sur les **Fig. IV.6 a et b** montrent deux comportements distincts, à savoir:

- une partie où la contrainte verticale n'influe pratiquement pas sur les variations de volume. Ceci étant dû à la surconsolidation apportée par la contrainte de compactage et par la forte pression interstitielle négative régnant dans l'échantillon.

- une partie où le tassement de l'échantillon s'effectue et où l'on observe une forte augmentation de la pression interstitielle.

Zerhouni remarque par ailleurs que la pression interstitielle lors des cycles et en particulier dans la phase de déchargement, prend des valeurs fortement négatives et que la variation de volume correspondante est pratiquement nulle; en effet, puisqu'il n'y a pas d'apport d'eau à l'échantillon, cette pression ne se dissipe pas. Un autre essai effectué sur un échantillon de même densité sèche mais de teneur en eau plus faible (24.6%) montre (**Fig. IV.7 a et b**) que le matériau est devenu plus rigide (faible variation d'indice des vides) en raison de la pression interstitielle plus faible régnant dans l'échantillon. Dans ces essais, la position des courbes par rapport à la droite du chemin Normalement Consolidé saturé dans le plan $(e, \log \sigma_v)$ permet de conclure qu'une interprétation en contrainte effective de Terzaghi $(\sigma' = \sigma - u_w)$ n'est plus applicable.

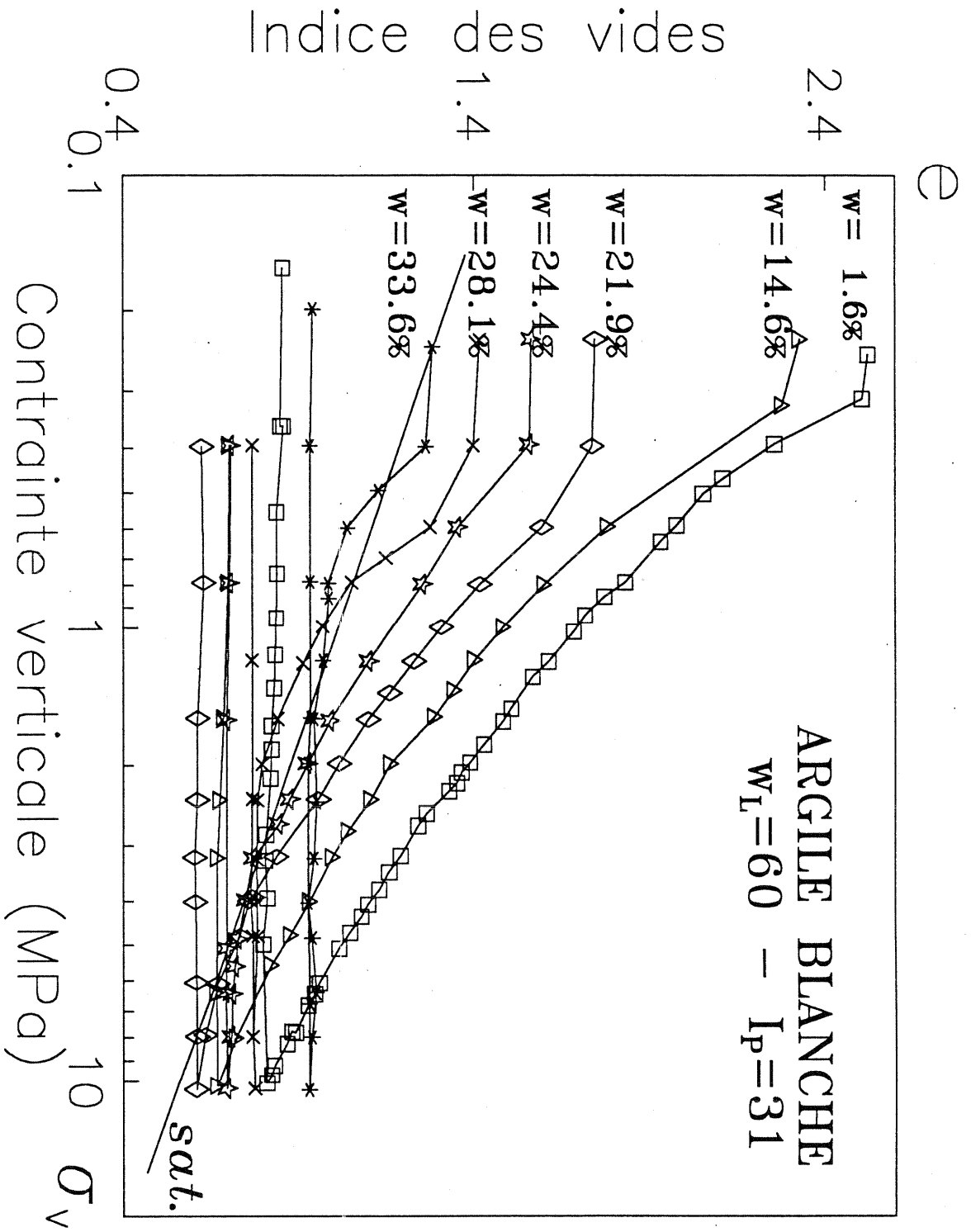


Fig IV.5 (a)- Essais oedométriques non drainés à teneur en eau constante sur l'argile blanche (d'après Takla 1989)

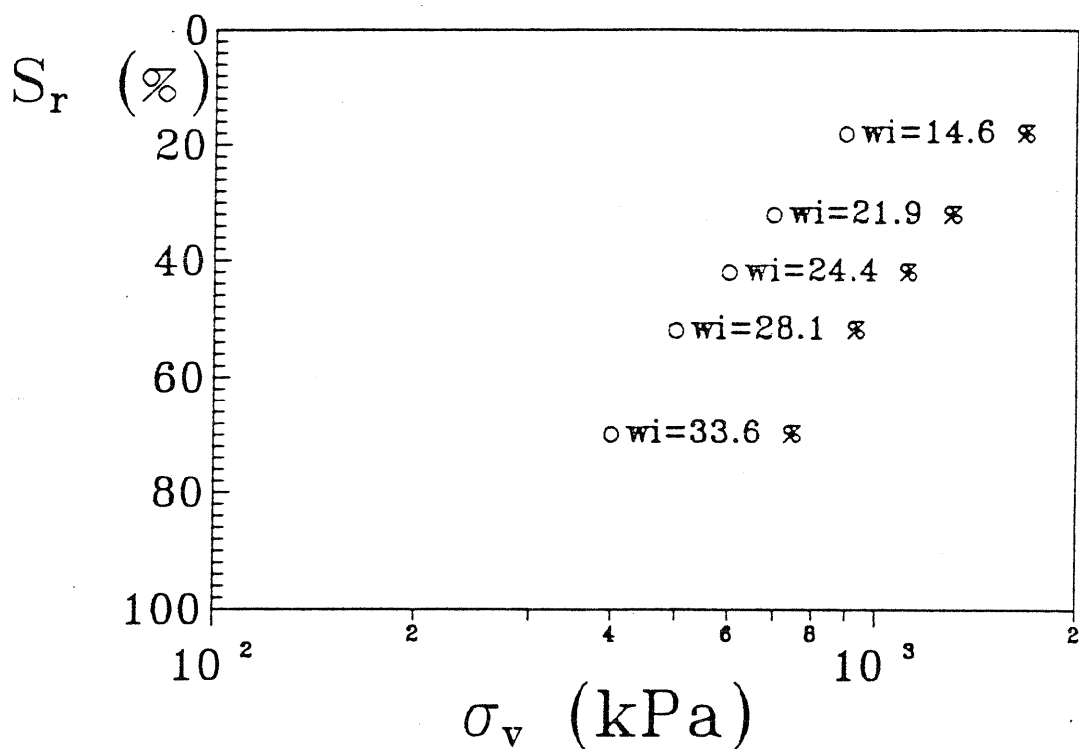


Fig IV.5 (b)- Degré de saturation au coude de surconsolidation (paramétré en teneur en eau) en fonction des contraintes totales verticales.

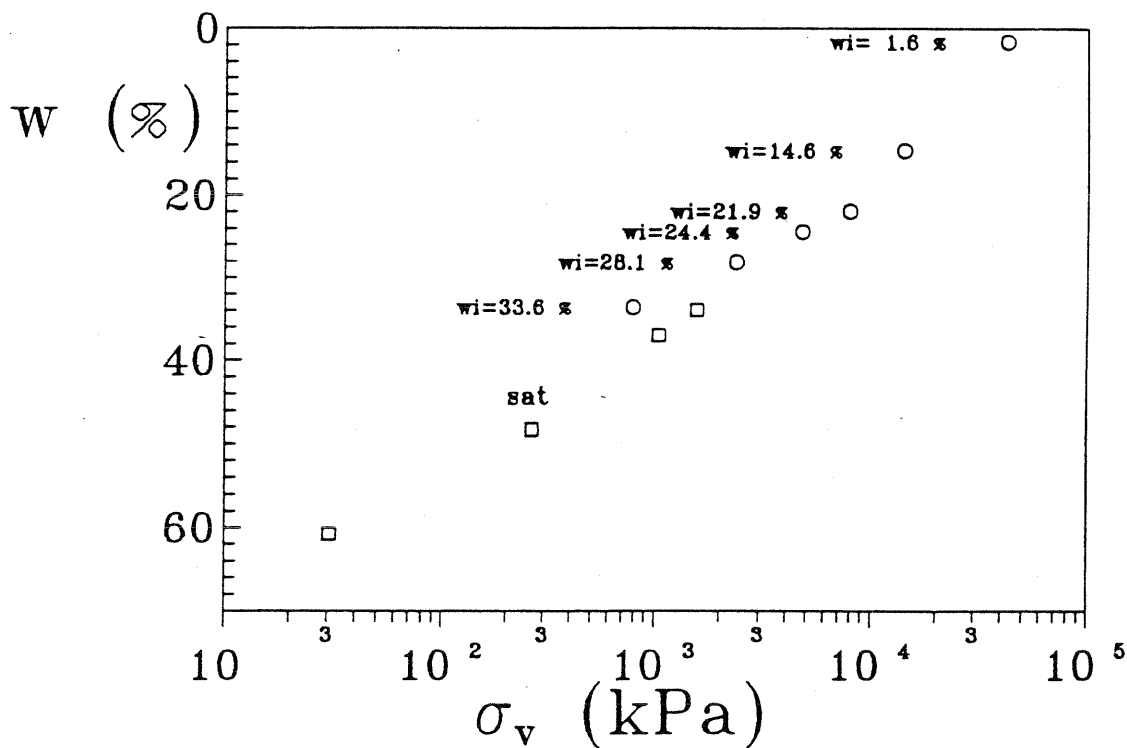


Fig IV.5 (c)- Contraintes totales à la saturation en fonction de la teneur en eau. (Soemiro 1994)

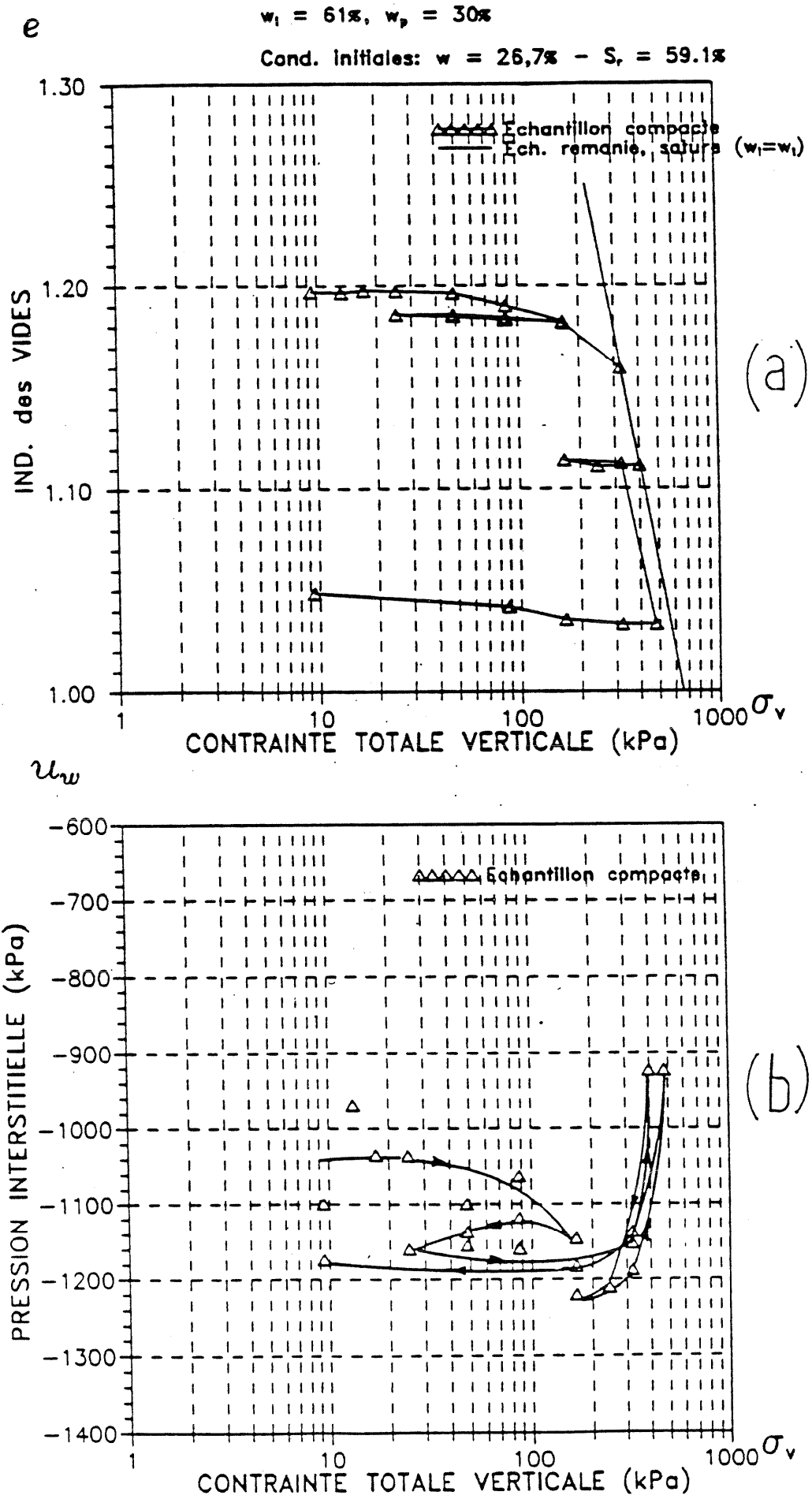


Fig IV.6- Essai oedométrique sur l'argile blanche avec mesure de la pression négative. (a) Indice des vides et (b) pression interstitielle en fonction de la contrainte verticale. (Zerhouni, 1991)

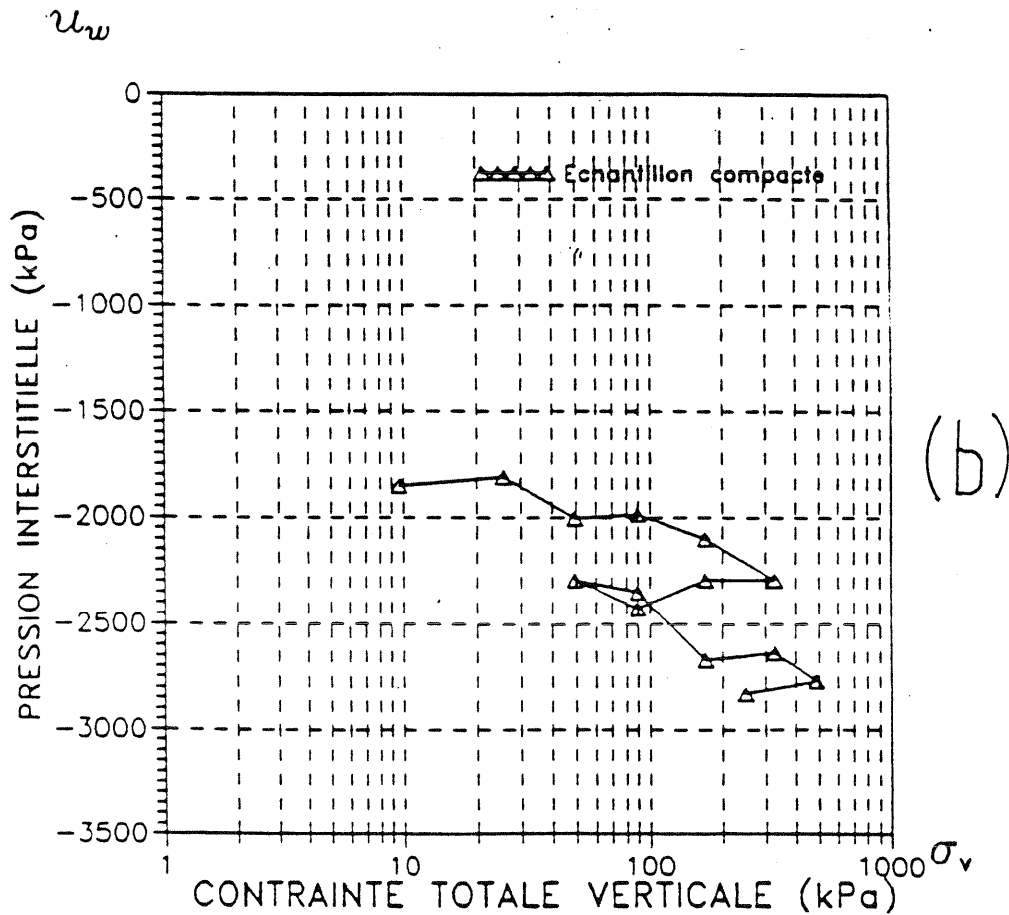
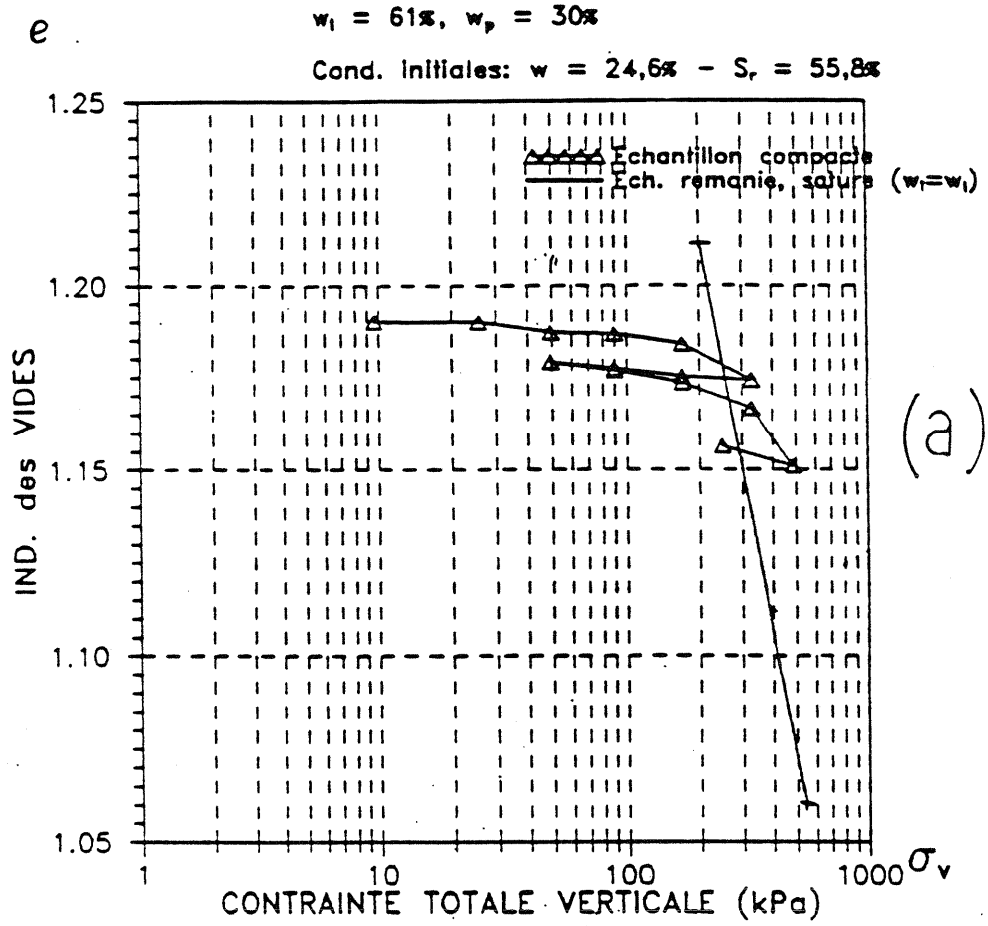


Fig IV.7- Essai oedométrique sur l'argile blanche avec mesure de la pression négative. (a) Indice des vides et (b) pression interstitielle en fonction de la contrainte verticale. (Zerhouni, 1991)

IV.1.2- Chemins triaxiaux et de cisaillement simple.

La littérature "brille" par son manque de résultats bien documentés sur les essais triaxiaux réalisés sur des sols franchement désaturés. En effet ces derniers présentent des aspects particuliers par rapport aux matériaux saturés ou secs. Le développement de cellules plus ou moins sophistiquées équipées utilisant des techniques d'imposition (osmose, surpression d'air,..) ou de mesure (tensiomètres plus élaborés, psychromètres..) de pression interstitielle négative lorsque celle-ci dépasse le domaine usuel où le sol reste quasi saturé, nous a permis de trouver ces dernières années dans la littérature des résultats formant des ensembles cohérents et interprétables. Nous nous sommes donc contentés dans cette partie de citer quelques résultats récents publiés par différents chercheurs, auxquels nous avons comparé nos travaux sur le limon de Sterrebeek. La modélisation de ces essais n'est abordée qu'au chapitre V

a) Travaux d'Escario (1988)

Escario a réalisé des essais de cisaillement direct à pression négative imposée sur 3 matériaux de référence plus ou moins argileux. L'appareil utilisé est une boîte de Casagrande, modifiée pour pouvoir imposer à l'intérieur des échantillons une surpression d'air allant jusqu'à 15 MPa, avec les membranes semi-perméables appropriées. Nous ne reviendrons pas sur les inconvénients que présente ce type d'appareillage; le grand intérêt de cette série d'essais tient à son homogénéité et au nombre très important de mesures effectuées, qui permettent de disposer d'une base de données pour l'interprétation.

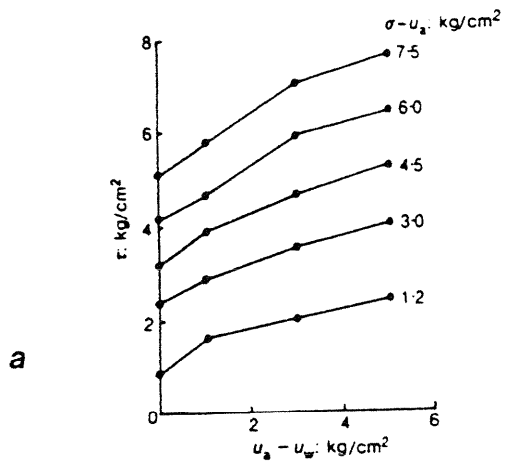
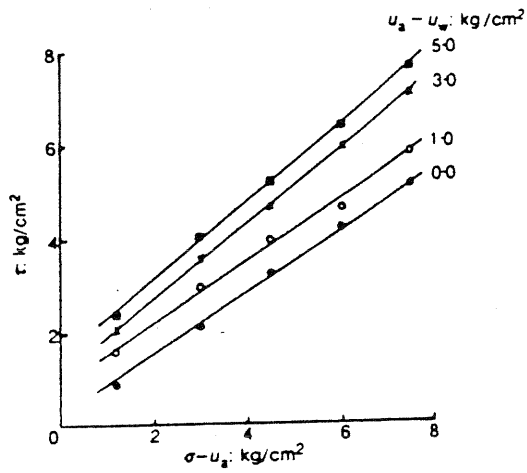
Les échantillons sont compactés à la densité sèche de l'optimum Proctor Normal, à des teneurs en eau de 3 à 5 % inférieures à celle de l'optimum. Ces conditions sont indiquées dans le **Tableau IV.1**. Les échantillons sont ensuite soumis à une contrainte verticale, puis drainés (ou humidifiés) jusqu'à la valeur de pression négative choisie pour l'essai. On procède alors au cisaillement en maintenant constante la pression; il s'agit donc d'essais drainés.

Les résultats obtenus sont présentés sur les **Figs. IV.8 et IV.9**. Ils font ressortir plusieurs points :

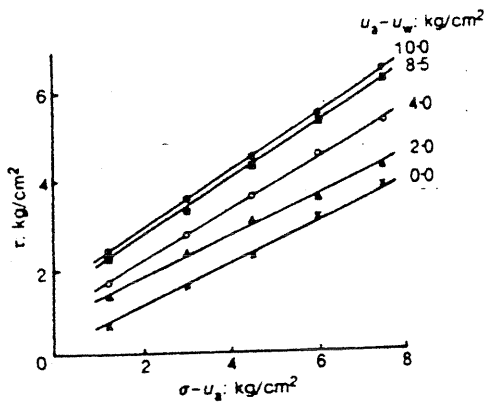
- la résistance au cisaillement varie linéairement avec la contrainte verticale et permet de définir un angle de frottement et une cohésion apparents. En fait, le degré de saturation tend à augmenter avec la contrainte, à pression constante, et ceci devrait conduire à une variation de l'angle apparent; compte-tenu du faible domaine de variation de la contrainte, on observe que l'angle reste constant.

Tableau IV.1

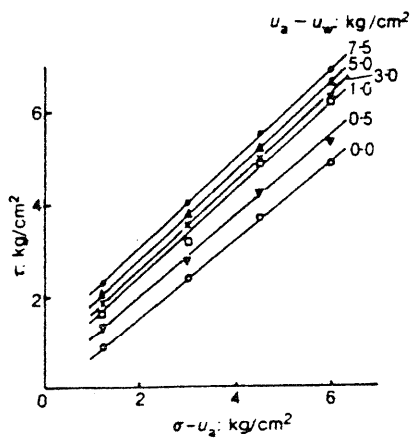
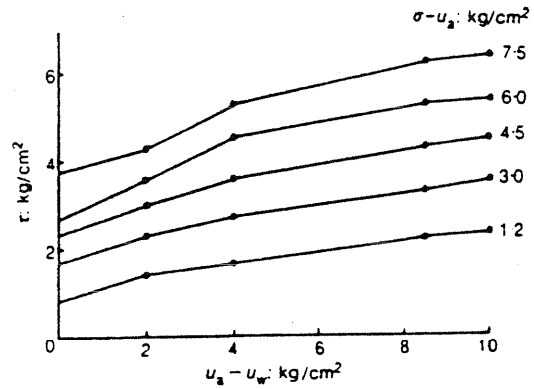
	Argile rouge de Guadalix de la sierra	Sable Argileux de Madrid	Argile grise de Madrid
w_L	33	32	71
w_P	13.6	17	35
% < 80 μm	86	17	99
γ_{dOPN} (kN/m ³)	18.0	19.1	13.3
w_{OPN} (%)	17	11.5	33.7
w_i (%)	13.6	9.2	27-29
$-u_{wi}$ (kPa)	280	70	850



a



b



c

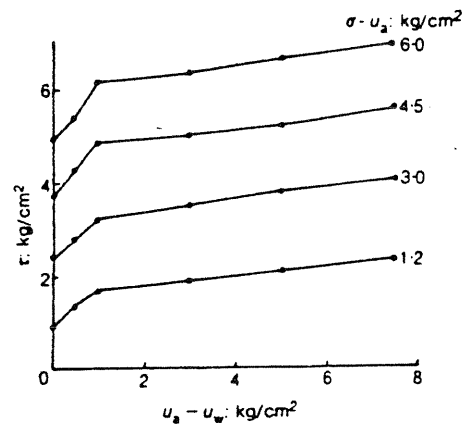


Fig IV.8- Résistance au cisaillement en fonction de la contrainte verticale ($\sigma - u_a$) et de la pression négative ($u_a - u_w$) pour les 3 matériaux étudiés : (a) Argile rouge, (b) Argile grise, (c) Sable argileux (Escario, 1980)

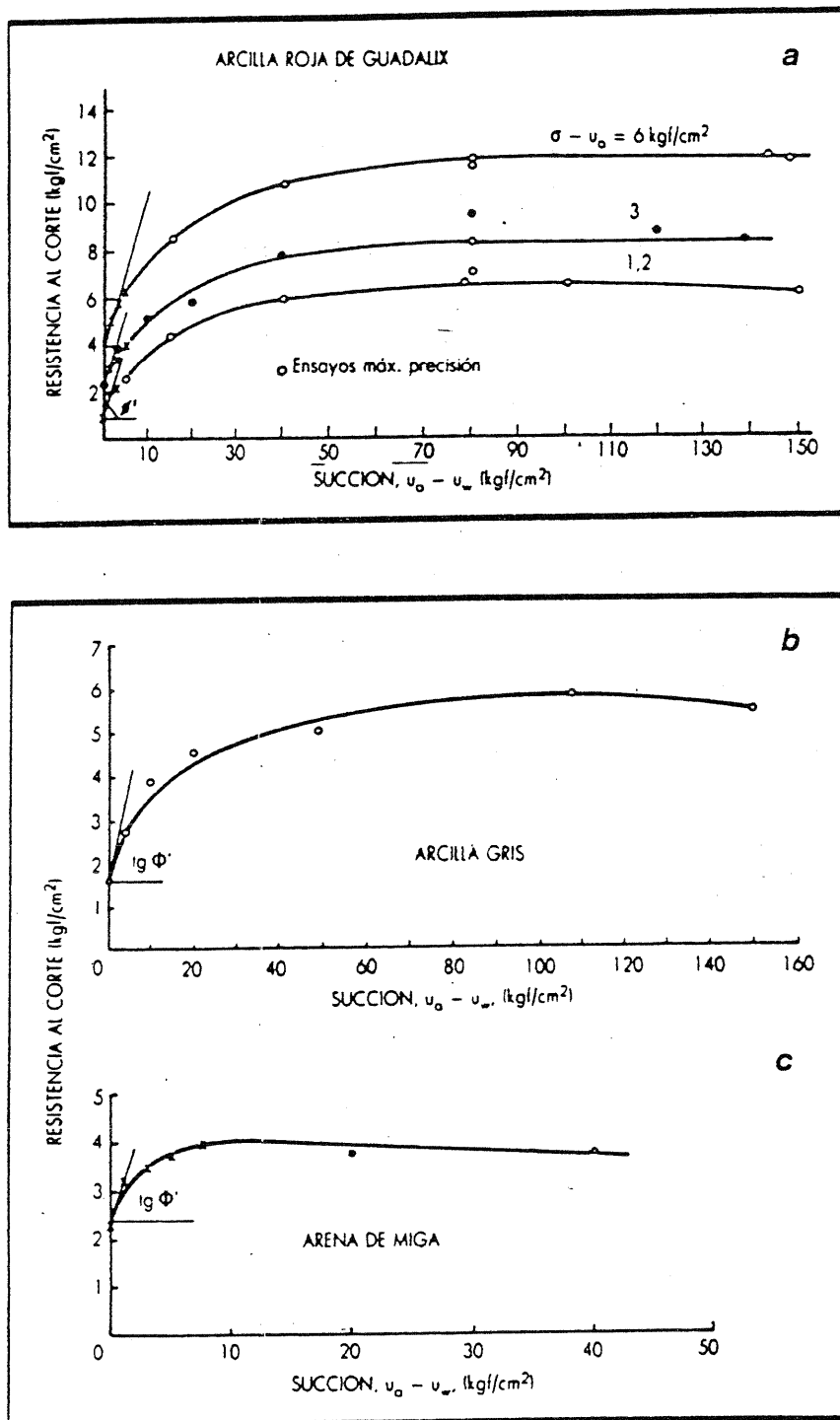


Fig IV.9- Résistance au cisaillement en fonction de la pression négative pour les 3 matériaux étudiés : (a) Argile rouge : $\sigma - u_a = 120, 300, 600 \text{ kPa}$, (b) Argile grise et (c) Sable argileux : $\sigma - u_a = 300 \text{ kPa}$ (Escario, 1980)

- en revanche, la variation de la résistance au cisaillement avec la pression négative n'est pas du tout linéaire. La courbe débute avec une pente $\tan \varphi'$ pour une pression nulle correspondant, semble-t-il, à la saturation du matériau. Escario a montré empiriquement que cette variation pouvait se mettre sous la forme :

$$[(s_m - s) / (s_m + s_a)]^{2.5} + [(\tau + \tau_b) / (\tau_m + \tau_b)]^{2.5} = 1$$

où s est la pression négative ($u_a - u_w$), et s_m , s_a , τ_b , τ_m , des paramètres à ajuster à partir des courbes.

b) Travaux de Zerhouni (1991)

Le dispositif expérimental utilise une cellule triaxiale dans laquelle la mesure de la pression négative dans l'échantillon est faite au moyen d'un psychromètre. Il s'agit d'essais non drainés à teneur en eau constante. La contrainte latérale est très faible (12 kPa), de sorte que les essais sont pratiquement des essais de compression simple. Les échantillons d'argile blanche sont séchés très lentement dans l'atmosphère d'un dessiccateur jusqu'à la valeur choisie pour l'essai. Compte-tenu de la faible valeur de contrainte latérale, les échantillons peuvent être considérés comme normalement consolidés par drainage. Les résultats sont présentés sur la Fig. IV.10. Il s'agit d'échantillons relativement peu désaturés initialement et très proches de la saturation au pic, bien que les valeurs de pression négative soient très élevées. Il se produit, dans tous les cas, une localisation des déformations qui ne permet pas d'atteindre la plasticité parfaite. De fait, la ligne des déviateurs maximum, dans le plan [$p' = p - u_w$; q], c'est-à-dire approximativement dans le plan [$-u_w$; q], ne suit pas la droite de pente M , mais présente une forme parabolique qui indique que l'effet d'un incrément de pression négative sur la résistance du sol est de plus en plus faible quand la pression augmente; dans ce cas, en effet, le rôle essentiel est joué par la pression, étant donné la faible valeur de la contrainte latérale. Ces observations rejoignent les constatations expérimentales de Escario & Saez (1986) et Toll (1990), et correspondent à la modélisation la plus récente proposée par Fredlund (1989). On remarque également, dans ce plan, l'allure des chemins suivis, représentative d'essais normalement consolidés.

De même, l'augmentation de la pression interstitielle traduit une tendance à la contractance du sol, qui correspondent au comportement habituel des matériaux normalement consolidés. Dans le plan [p' ; e], la dispersion des mesures ne permet pas d'avoir une idée très précise de la courbe d'état critique ni du fait que cette courbe soit identique pour les échantillons saturés et non saturés. Le comportement est globalement analogue à celui des sols saturés, la différence majeure étant l'allure du critère de rupture. On peut interpréter ce phénomène de deux façons différentes (Fleureau 1992):

- soit en considérant que la définition de la contrainte effective de Terzaghi est inappropriée dans ce cas, comme l'ont montré Bishop et al. (1960) par exemple, mais qu'une définition convenable permettrait d'aligner tous les points finaux, en plasticité parfaite, sur la droite de pente M . Nous reviendrons sur ce point au Chapitre V.

- soit en admettant qu'il s'agit d'une rupture fragile prématurée, avant l'entrée en plasticité du matériau. Verbrugge (1978) a mesuré, lors d'essais triaxiaux sur le limon de Sterrebeek, des déformations à la rupture qui diminuaient sensiblement lorsque la pression négative augmentait. Bellier (1968) a observé des localisations dans des échantillons compactés, comportement qui semble caractéristique des sols non saturés. Comme l'a noté Zerhouni (1991), cette localisation apparaît relativement aléatoire; en effet, les microfissures qui se forment à l'intérieur du matériau au cours du drainage et sont à l'origine du phénomène de localisation dépendent dans une large part des conditions de séchage, de l'humidité relative, de la température et de la vitesse.

ARGILE BLANCHE CONSOLIDÉE NON DRAINÉE

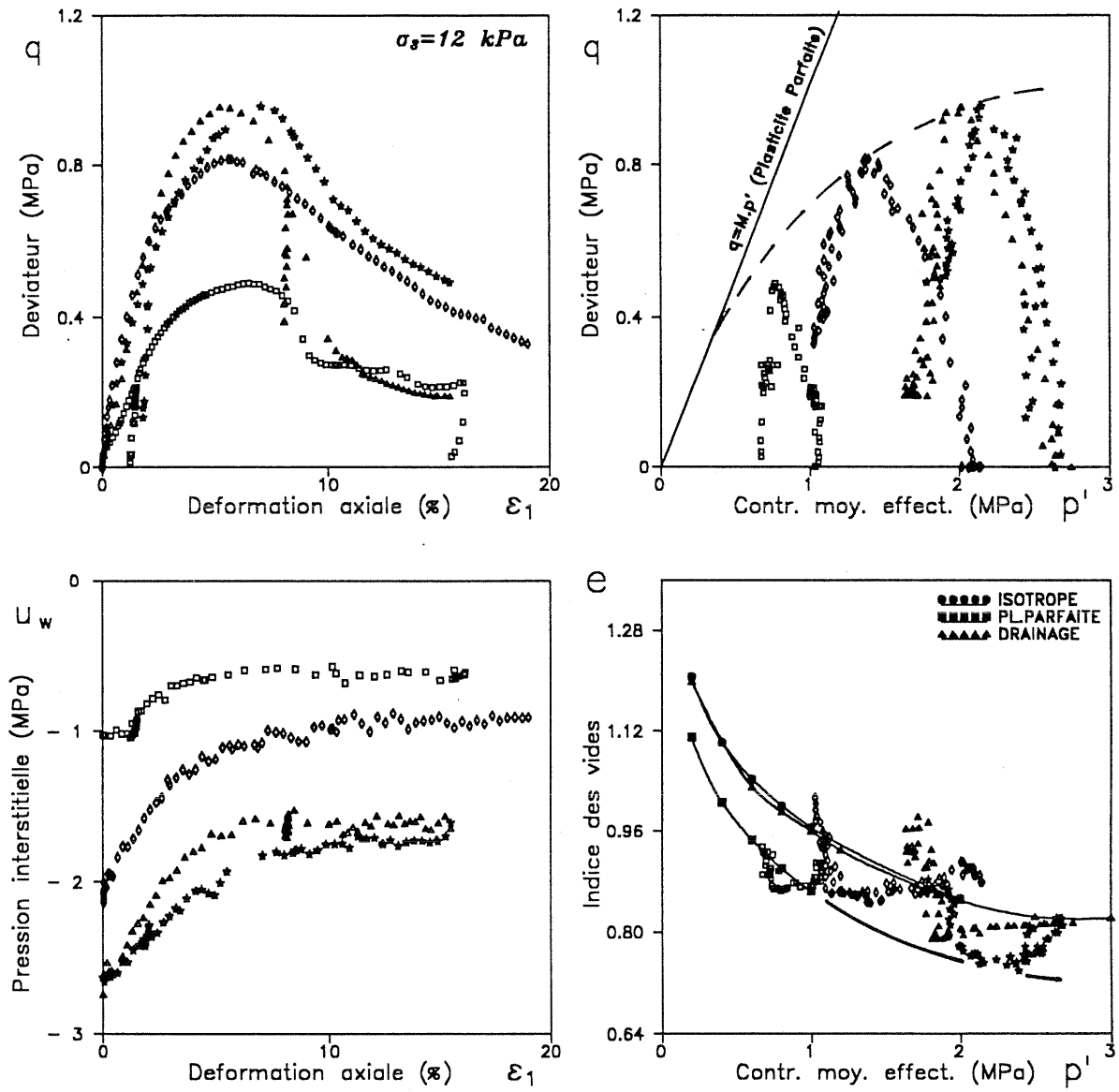


Fig IV.10- Essais triaxiaux non drainés avec mesure de la pression négative sur l'argile blanche séchée (Zerhouni, 1991)

c) Travaux de Wheeler & Sivakumar (1992)

Afin de mettre en évidence la notion d'état critique dans les sols non saturés, Wheeler & Sivakumar ont réalisé une série d'essais triaxiaux sur une kaolinite compactée. L'appareil qu'ils ont développé est un triaxial à surpression d'air doté d'instruments pilotés permettant de contrôler et/ou d'imposer séparément les pressions d'air et d'eau, la variation de volume de l'échantillon ainsi que la pression moyenne p . La pression d'eau est mesurée ou imposée à la base de l'échantillon à travers une pierre poreuse semi-perméable de 500 kPa de pression d'entrée d'air. La pression d'air est appliquée par la tête de l'échantillon.

Les échantillons de 50mm de diamètre, sont compactés dans un moule à une teneur en eau $w = w_{OPN} - 4\% = 25\%$ en plusieurs couches à une vitesse de 1.5mm/min. Chaque couche a été compactée sous une contrainte verticale de 400 kPa, ce qui donne une densité sèche $\gamma_d = 1.2g/cm^3$ et un degré de saturation $S_r = 0.54$. Après montage dans la cellule triaxiale, l'échantillon est soumis à la pression interstitielle négative souhaitée (0, 100, 200 ou 300 kPa) sous une pression de confinement $(p - u_a) = 50$ kPa. Une fois l'équilibre atteint, l'échantillon est soumis cette fois à la pression moyenne souhaitée $(p - u_a)$ en maintenant la pression interstitielle négative $(u_a - u_w)$ constante. D'après les auteurs, ce chargement isotrope permet aux échantillons légèrement surconsolidés de rejoindre la droite isotrope Normalement Consolidée. Après consolidation, chaque échantillon est cisailé selon l'un des 4 chemins de chargement suivants:

$$* \cdot u_a - u_w = Cte \Rightarrow \text{essai drain}$$

$$* \cdot e = Cte \cdot \text{et} \cdot u_a - u_w = Cte$$

$$* \cdot p - u_a = Cte \cdot \text{et} \cdot u_a - u_w = Cte$$

$$* \cdot w = Cte$$

Nous nous contentons, pour le moment, de présenter les résultats tels qu'ils sont présentés par les auteurs, nous reviendrons sur leur interprétation au chapitre IV.

La Fig. IV.11 a montre les résultats dans le plan $(p - u_a, q)$ pour les différents chemins d'écrasement effectués à $(u_a - u_w) = Cte = 200kPa$. Les points finaux aboutissent sur une droite d'état critique pour une pression interstitielle négative $(u_a - u_w) = Cte = 200kPa$ indépendamment du chemin suivi. La Fig. IV.11 b montre ces mêmes essais dans le plan $(\log(p - u_a), v = 1 + e)$. Les auteurs définissent ainsi une courbe d'état critique (en pointillés) qui est indépendante du chemin suivi. La Fig. IV.11 c regroupe l'ensemble des 19 essais réalisés pour les 4 pressions interstitielles dans le plan $(p - u_a, q)$. Les lignes d'état critiques apparaissent comme des droites parallèles pouvant être décrites par une équation de type:

$$q = Mp' + \mu(s) \cdot \text{avec} \cdot s = u_a - u_w$$

où la pente M de valeur 0.94 est indépendante de la pression négative et $\mu(s)$, un paramètre qui varie d'une façon non linéaire avec la pression négative. ces observations rejoignent celles d'Escario et Saez (1986).

La Fig. IV.11 d regroupe dans ce même plan les points finaux (ou points d'état critique) de ces essais paramétrés en succion. Notons que la droite à $s = u_a - u_w = 0$ est basse par rapport à la droite d'état critique obtenue sur des échantillons saturés remaniés, contrairement à la droite à $s = 0$ dans le plan $(p - u_a, q)$ qui correspond à l'état critique du sol saturé remanié ($M = 0.96$). La Fig. IV.11 e présente ces points d'état critique dans le plan (pression moyenne totale; teneur en eau $v_w = 1 + w$). On remarque que ces points sont bien alignés sur des droites paramétrées en s.

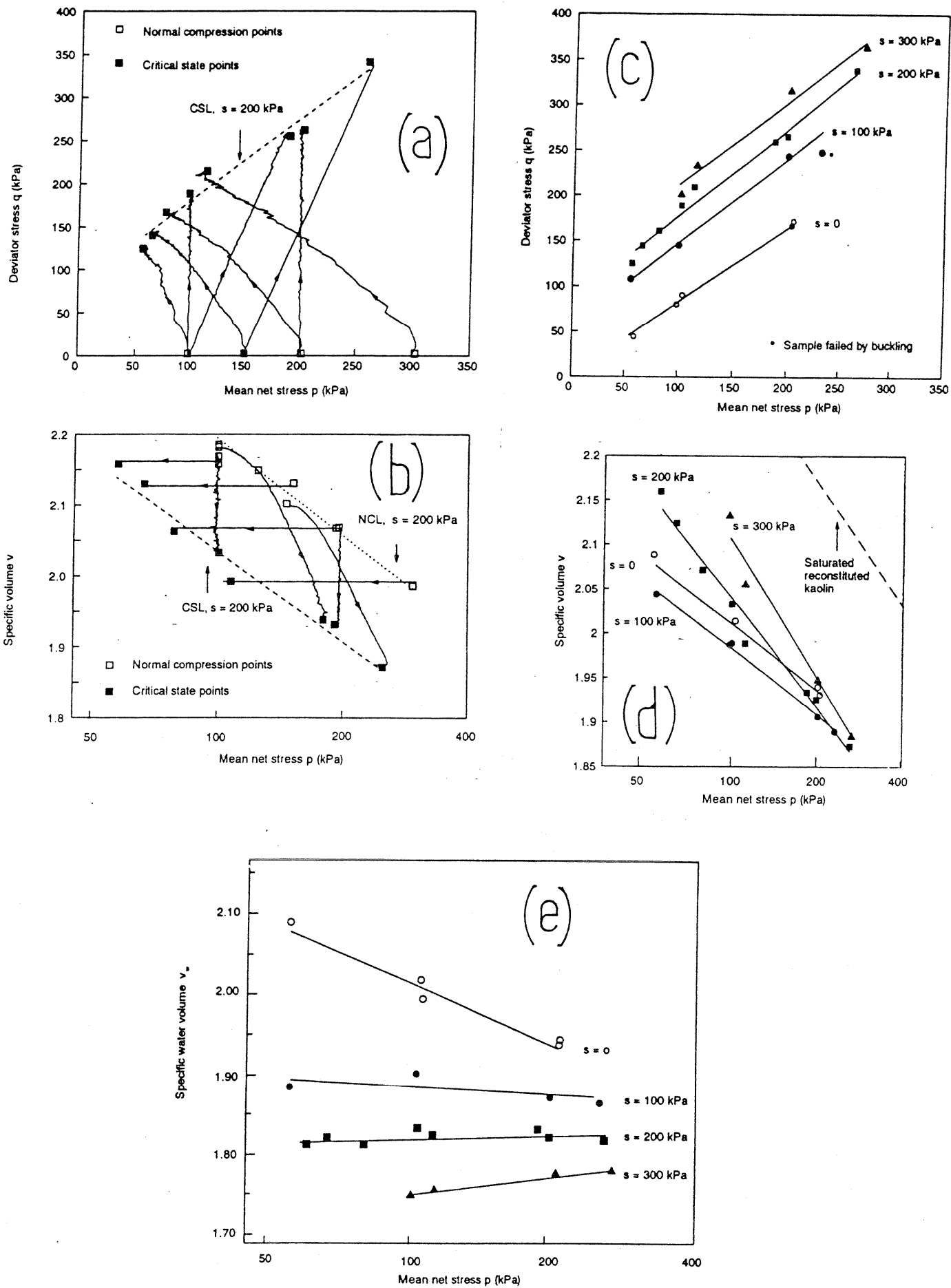


Fig IV.11- Essais triaxiaux à pression interstitielle imposée sur une kaolinite compactée (Wheeler et Savakumar 1992)

Les auteurs proposent donc de définir une notion d'état critique pour les sols non saturés tenant compte de 5 variables d'état qui sont $(p - u_a; q; u_a - u_w; v; w)$ en se basant sur le modèle d'Alonso et al. et proposent des modifications pour tenir compte des chemins à teneur en eau constante ou non drainés.

d) Travaux de Ridley (1993)

Plus récemment, Ridley a réalisé une série d'essais triaxiaux non drainés avec une contrainte de confinement nulle (compression simple) sur une kaolinite dont les caractéristiques sont les suivantes:

w_L	w_P	γ_s (kN/m ³)
64	32	26.1

Deux types d'échantillons ont été préparés:

- échantillons remaniés consolidés: La kaolinite a été préparée à $w=150\%$ puis consolidée dans un oedomètre sous une contrainte verticale de 200 kPa. Chaque échantillon est ensuite séché jusqu'à l'obtention de la valeur de la pression négative souhaitée (vérifiée à l'aide du tensiomètre) puis l'échantillon est taillé aux dimensions de l'essai (76x38mm).

- échantillons compactés: La kaolinite est préparée à une teneur en eau de $w=31\%$ et tamisée à 2.5mm ASTM, le sol est ensuite emballé dans du plastique pendant 24 h et compacté ensuite dans une cellule triaxiale.

Les caractéristiques des échantillons ainsi obtenus par les deux modes de fabrication sont résumées dans le **Tableau IV.2**

La procédure d'essai d'écrasement consiste à envelopper les échantillons dans une membrane en latex pour empêcher toute évaporation, et à écraser l'échantillon en compression simple avec mesure de la pression d'eau à la base de l'échantillon à l'aide du tensiomètre développé récemment à l'Imperial College. Deux vitesses d'écrasement ont été choisies: 2%/min et 0.5%/min.

Pour les échantillons remaniés consolidés, la **Fig. IV.12** montre les résultats obtenus dans le plan $[p - u_w, q]$. Les constatations sont de deux types:

Pour les échantillons quasi saturés avec une pression interstitielle négative (**Tableau IV.2**), on peut remarquer que pour les essais 2, 3 et 4, écrasés à 2%/min, les chemins montrent bien un comportement non drainé et rejoignent la droite $M=0.74$ du sol saturé. La même constatation est à faire pour les essais 5 et 6 qui rejoignent la droite M avec des chemins différents liés à la vitesse d'écrasement (0.5%/min). Les essais 1 et 7 n'ont pas été séchés suffisamment; par conséquent, étant consolidés initialement à 200 kPa, le séchage respectivement à 240 et 140 kPa ne leur permet pas d'être Normalement Consolidés et ces échantillons présentent ainsi un comportement légèrement surconsolidé avec une enveloppe des pics légèrement au dessus de la droite M . Ces observations rejoignent celles que nous avons faites concernant le comportement de l'argile jaune (cf chap II).

Pour les échantillons non saturés, les essais 8, 9 et 10 ne rejoignent pas la droite M . On constate que les essais 8 et 9 ($S_r=58\%$ et 55%) suivent dans une première phase de l'écrasement un chemin drainé jusqu'à une valeur du déviateur de l'ordre de 400 kPa.

Pour interpréter ces essais, Ridley s'est basé sur les travaux de Toll (1988) qui proposa l'équation d'état critique suivante dans le plan $[p, q]$:

$$q = M_a \cdot (p - u_a) \cdot + \cdot M_w \cdot (u_a - u_w)$$

TEST	WATER CONTENT (%)	e_w	e_v	DEGREE OF SATURATION (%)	SUCTION (kPa)
K-UC1	42	1.094	1.094	100	240
K-UC2	43	1.118	1.118	100	360
K-UC3	38	0.991	0.991	100	540
K-UC4	36.2	0.945	0.964	98	1010
K-UC5	35.8	0.934	0.954	98	764
K-UC6	34.3	0.896	0.947	95	975
K-UC7	45	1.175	1.175	100	140
K-UC8	20.3	0.530	0.918	58	1510
K-UC9	19.9	0.518	0.934	56	1628
K-UC10	31.8	0.829	0.916	91	1350
CK-UC1	29.3	0.766	0.766	100	700
CK-UC2	30.1	0.786	0.786	100	-
CK-UC3	32.3	0.844	0.846	100	107

Tableau IV.2- PRE-SHEARING CONDITIONS FOR UNCONFINED COMPRESSION SAMPLES
(Ridley 1993)

où $M_a \cdot et \cdot M_w$ sont les pentes des lignes d'état critiques respectivement dans les plans $[p - u_a, q]$ et $[u_a - u_w, q]$. Dans le cas d'un essai de compression simple, $q = \sigma_1 \cdot et \cdot p = \frac{\sigma_1}{3} = \frac{q}{3}$. Par conséquent, la droite d'état critique en contraintes totales dans le plan $[p, q]$ a pour pente 3.

Pour les échantillons compactés, La Fig IV.13 montre les résultats des 3 essais dans le plan $[p - u_w, q]$. Bien que la valeur initiale de la pression négative ait été de 600 kPa pour les 3 échantillons, on observe que l'échantillon 1 a subi une légère évaporation et l'essai 3 un gonflement faisant chuter sa succion à 107 kPa. Les échantillons étant initialement saturés, on observe en général un comportement classique des essais triaxiaux sur échantillon compactés (Fleureau 1992).

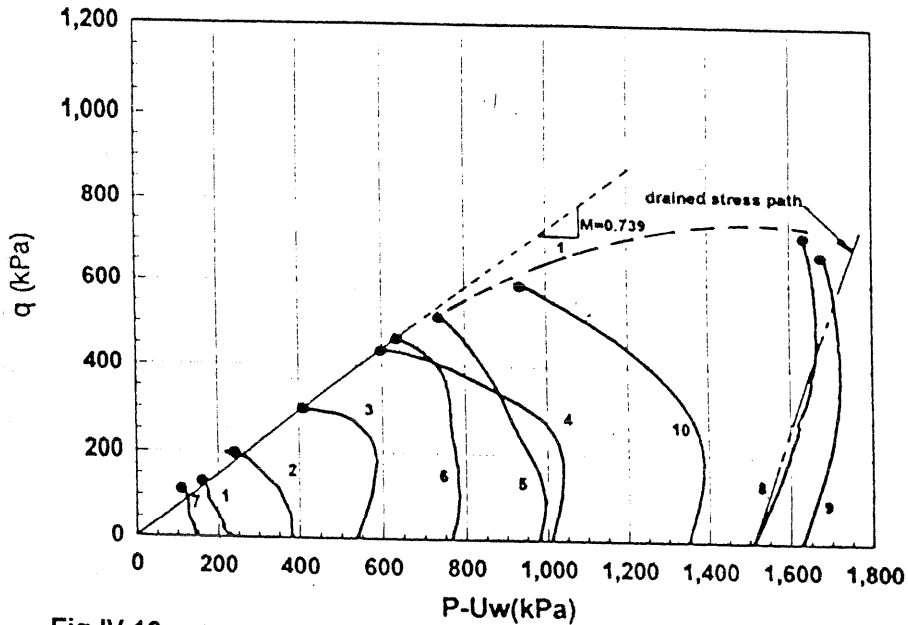


Fig IV.12- UNCONFINED COMPRESSION STRESS PATHS (Ridley 1993)

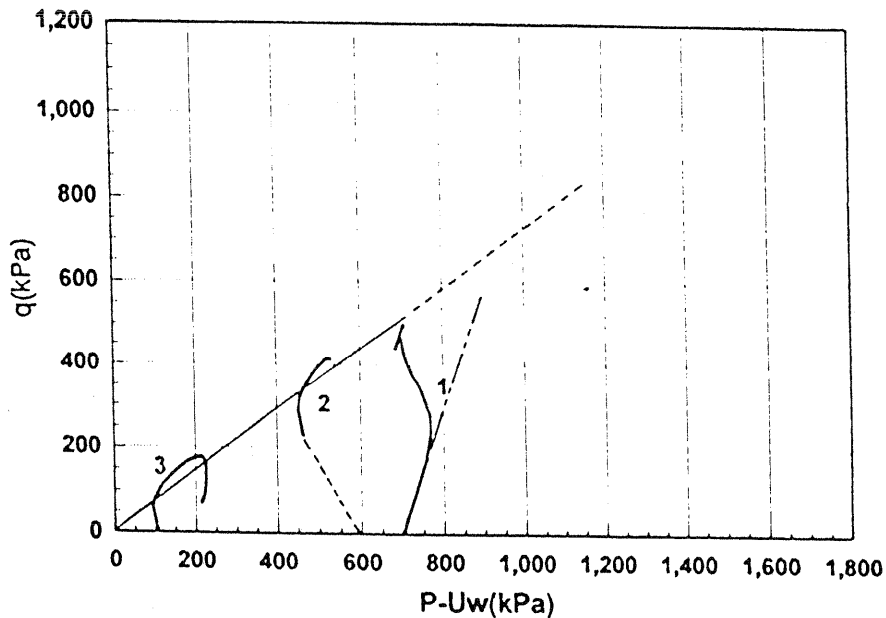


Fig IV.13- COMPACTED KAOLIN SAMPLES UNCONFINED COMPRESSION TESTS (Ridley 1993)

IV.2- Comportement du limon de Sterrebeek non saturé

IV.2.1- Chemin oedométrique à pression interstitielle négative imposée.

Une série d'essais oedométriques à pressions négatives imposées a été réalisée sur le limon de Sterrebeek en utilisant l'oedomètre osmotique et la même procédure que pour les essais "saturés" à pression interstitielle négative sur l'argile jaune (cf chapitre II).

La différence par rapport aux essais sur l'argile jaune vient de ce que la pression de désaturation du limon de Sterrebeek se situe vers 100 kPa (cf chapitre I), et que les échantillons sont donc tous plus ou moins désaturés.

IV.2.1.1- Description des essais

Les échantillons, initialement sous forme de pâte saturés ($w=1.5w_L$) sont d'abord normalement consolidés sous une contrainte verticale de 200 kPa, puis drainés à des valeurs de pressions négatives comprises entre 200 et 1500 kPa (Fig IV.14). A l'équilibre, on procède à un chargement mécanique en maintenant la pression interstitielle négative constante.

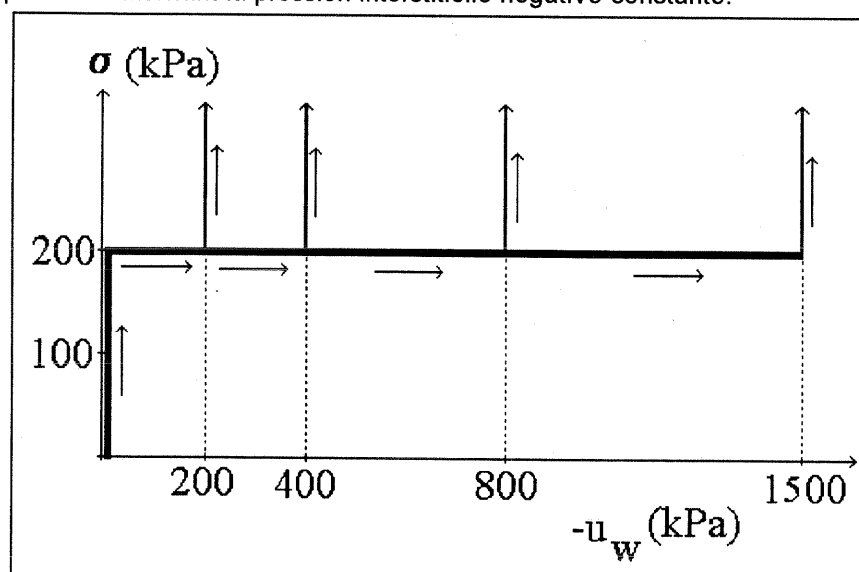


Fig IV.14- Chemins oedométriques couplés en contraintes et en pressions négatives

IV.2.1.2- Résultats et discussion

Les résultats sont représentés sur la Fig. IV.15 en fonction de la contrainte verticale totale. On retrouve la même allure que pour les essais non drainés (Takla 1989) et en particulier, le fait que la courbe du matériau non saturé dépasse la droite NC du sol saturé, avant de se rabattre asymptotiquement sur elle pour des valeurs de contraintes beaucoup plus élevées lorsque S_r tend vers 1. Ces résultats sont à rapprocher de ceux présentés par Vicol (1990) et Ghliss (1990) et, plus particulièrement, ceux de Leclercq & Verbrugge (1985), sur le même matériau, le sol étant préparé alors par compactage à densité sèche imposée (Fig. IV.1).

On obtient des résultats analogues si l'on charge le matériau de façon isotrope. Il ressort nettement de nos résultats que l'hypothèse de la linéarité du chemin avec une pente λ ($-u_w$) (cf chap. IV), une fois dépassée la limite élastique, ne représente qu'une approximation dans un domaine limité de contraintes puisque le chargement conduit à une augmentation du degré de saturation du sol, quelle que soit la pression négative imposée, et donc à un retour vers le chemin NC saturé.

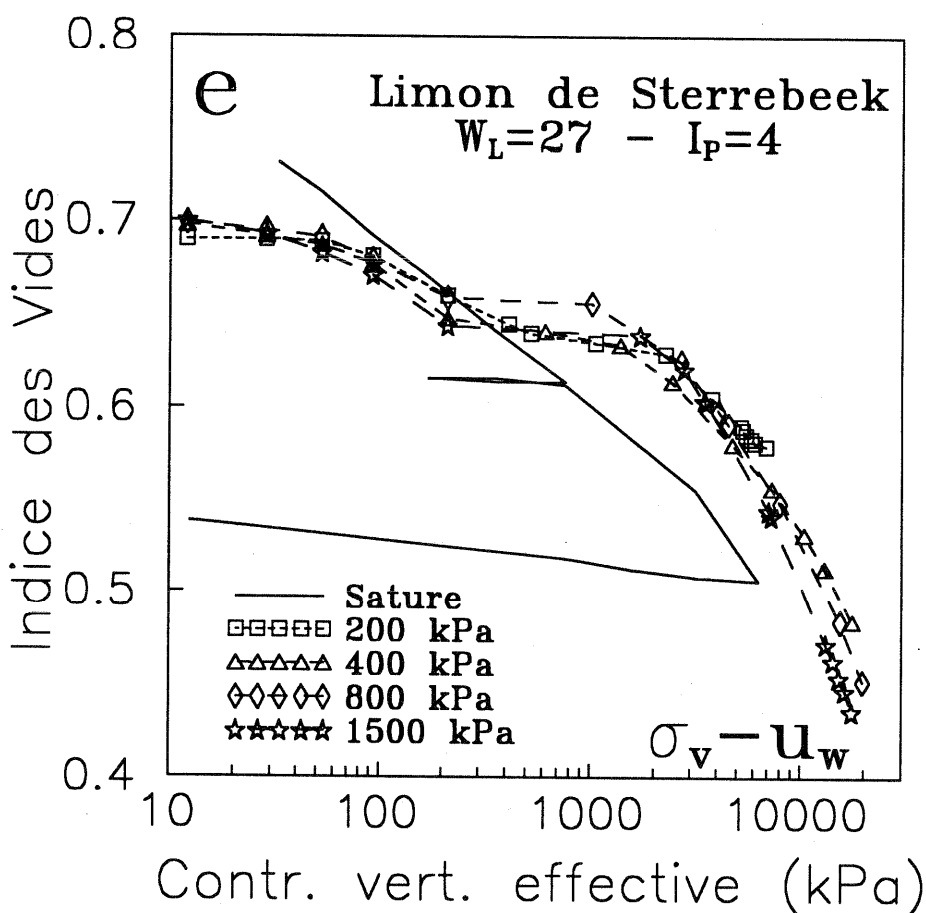
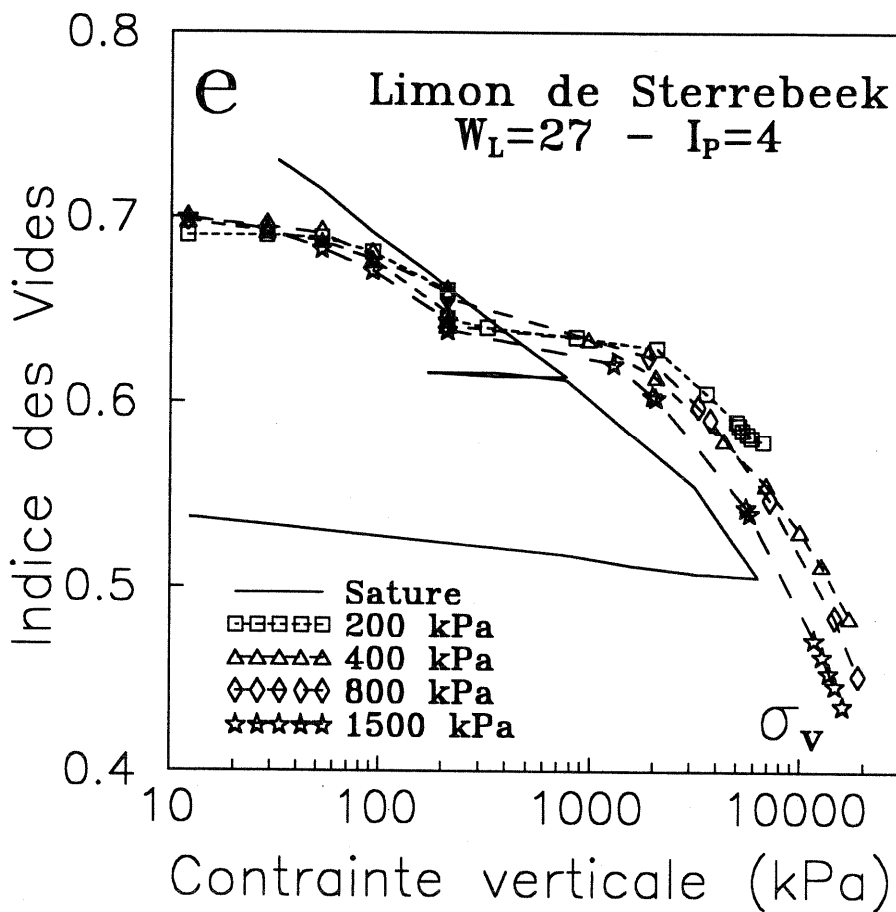


Fig IV.15- Essais oedométriques à pression négative imposée sur le limon de Sterrebeek drainé en fonction de la contrainte totale ou de la contrainte effective.

La démarche la plus satisfaisante consiste à faire intervenir une *cohésion capillaire* pour expliquer le fait qu'à une même contrainte verticale, la courbe du matériau non saturé se trouve au dessus du chemin NC. Il faut y ajouter un mécanisme d'endommagement de la cohésion capillaire, fonction du degré de saturation, pour expliquer le retour vers le chemin NC lorsque la saturation tend vers 1 (voir chap V)

IV.2.2- Chemins triaxiaux avec mesure de la pression interstitielle négative

IV.2.2.1- Essais triaxiaux saturés normalement consolidés non drainés

Pour caractériser le comportement du limon saturé sur chemin triaxial, une série d'essais normalement consolidés à partir d'une pâte préparée initialement à $w=1.5 w_L$ a été réalisée.

a) Consolidation isotrope saturée

Un essai de compressibilité isotrope sur un échantillon saturé a été réalisé afin d'avoir un comportement de référence pour les essais triaxiaux. Le sol, initialement sous forme de pâte saturée ($w=1.5w_L$) a été consolidé tout d'abord dans un moule oedométrique à une contrainte verticale $\sigma_v = 100 \text{ kPa}$, puis une éprouvette de dimension $h \times d = 35 \times 35 \text{ mm}$ ($w=23\%$) a été taillée, puis montée dans une cellule triaxiale. L'échantillon a été ensuite saturé en suivant l'évolution du paramètre B de Skempton.

La Fig IV.16 montre l'évolution de la pression interstitielle u en fonction de la contrainte totale σ_3 . Une contre-pression de 300 kPa est nécessaire pour avoir un $B=1$. La Fig IV.17 montre le résultat de la compressibilité isotrope dans le plan $[\log p', e]$, avec un cycle de décharge à $p'=500 \text{ kPa}$.

b) Essais triaxiaux saturés non drainés

Les résultats des essais triaxiaux non drainés sur le limon de Sterrebeek saturé préparé dans des conditions "normalement consolidées" sont représentés sur la Fig. IV.18. Les conditions initiales et finales de ces essais saturés sont indiquées dans le Tableau IV.3 (les conditions initiales se réfèrent au matériau en fin de consolidation isotrope, les conditions finales, au sol après déchargement).

Dans le plan $[\varepsilon_1, q]$, on note l'augmentation continue du déviateur jusqu'à une déformation de 30 % et, parallèlement, pour les faibles contraintes de consolidation, la diminution importante de la pression interstitielle après une augmentation très rapide (quelques pourcents de déformation). Ceci se traduit, dans le plan $[p', q]$, par des chemins qui commencent par rejoindre la droite de pente $\eta_{pic} = 2$ pour la suivre ensuite. La pente de cette droite correspond à un angle de frottement φ_{pic} de 42° , valeur sensiblement plus forte que l'angle de frottement effectif mentionné par Leclercq & Verbrugge (1985): $\varphi' = 32^\circ$.

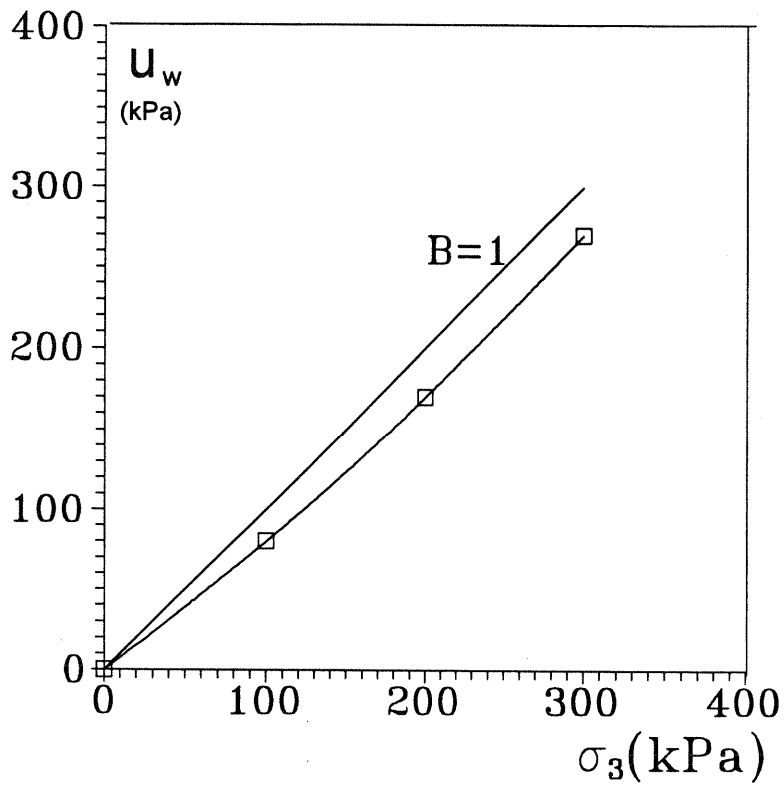


Fig IV.16- Evolution de la pression interstitielle en fonction de la contrainte totale isotrope.

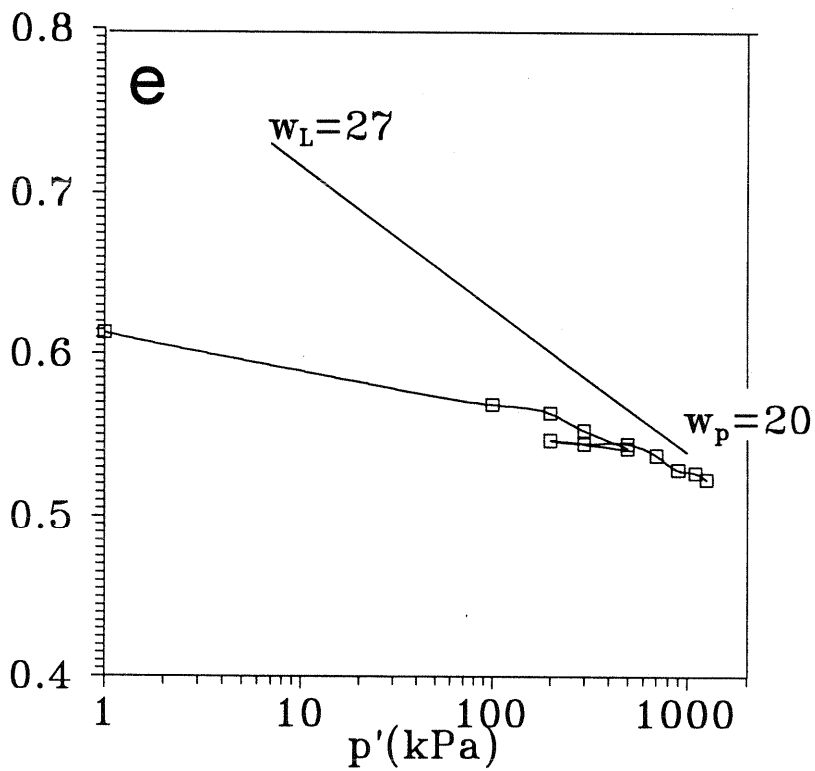


Fig IV.17- Compressibilité isotrope du limon de Sterrebeek saturé.

LIMON de STERREBEEK SATURÉ NCIU ($w_L=27$ - $I_p=4$)

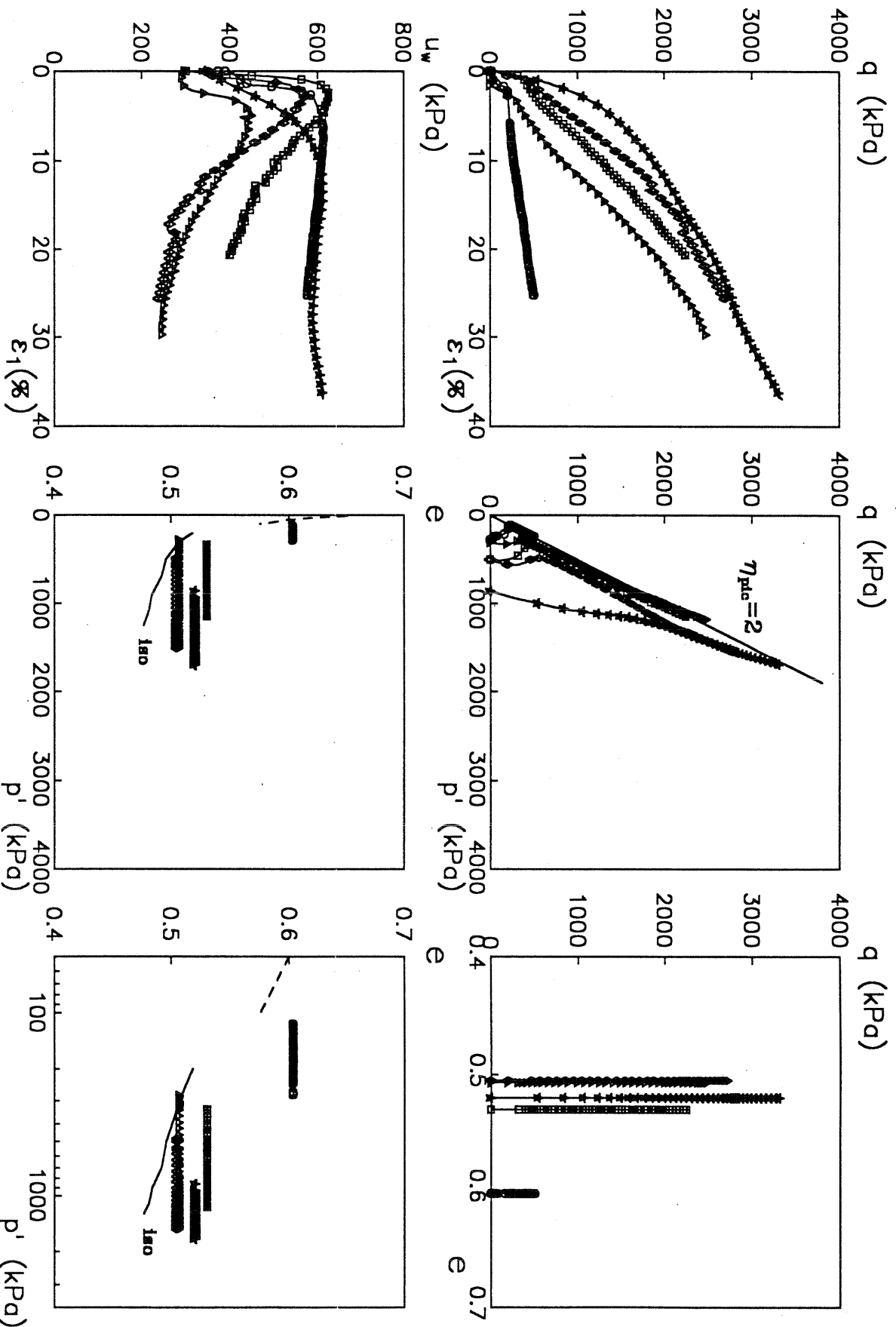


Fig IV.18- Essais triaxiaux Normalement Consolidés non drainés sur le limon de Sterrebeek.

Tableau IV.3 - Conditions initiales et finales des essais triaxiaux sur le limon de Sterrebeek saturé

Essai	p'_i kPa	w_i %	S_{ri}	e_i	w_f %	S_{rf}^*	e_f^*
S1	300						
S2	300	19.0	1	0.51	19.5	1	0.53
S3	500						
S4	525	18.0	1	0.49	18.7	1	0.51
S5	900	17.3	1	0.47	17.9	1	0.49

Ce comportement, que l'on observe souvent dans les sables, est lié à une surconsolidation fictive, due au mode de mise en place (Biarez & Hicher, 1990). La tendance à la dilatance, empêchée par l'absence de drainage, entraîne une diminution de pression pouvant aller jusqu'à la cavitation de l'eau. Dans le cas du limon de Sterrebeek, l'aspect surconsolidé apparaît aussi bien dans le plan $[p'; q]$ où les chemins montent verticalement, que dans le plan $[p' ; e]$ où l'on observe une augmentation continue de p' à indice des vides constant (essais non drainés). L'incertitude sur la position de la courbe de consolidation isotrope ne permet pas de placer précisément la ligne de plasticité parfaite; en outre, le sol présentant un comportement anormal par rapport à la corrélation $w_L - I_p$ (cf. Biarez et al. 1993), probablement en raison d'une nature minéralogique particulière et de la présence d'un fort pourcentage de sable, nous n'avons pu utiliser les corrélations de Zervoyannis (1982) pour placer approximativement les courbes de consolidation isotrope ou de plasticité parfaite.

IV.2.2.2- Essais triaxiaux non saturés "NC et OC non drainés"

a)- Description des essais

Nous ne reviendrons pas sur le montage expérimental et la préparation des échantillons, ces deux aspects ayant été présentés lors des essais sur l'argile jaune (cf. Chap II). Le matériau, normalement consolidé sous une contrainte de 100 kPa, puis drainé à des pressions négatives comprises entre 50 et 1350 kPa. Comme dans le cas de l'argile jaune, deux séries d'échantillons ont été préparées :

- les premiers, normalement consolidés par drainage jusqu'à la valeur de pression négative choisie pour l'essai (Fig IV.19),

- les seconds, surconsolidés par drainage jusqu'à 1350 kPa, puis humidifiés jusqu'à la valeur de l'essai (Fig IV.20).

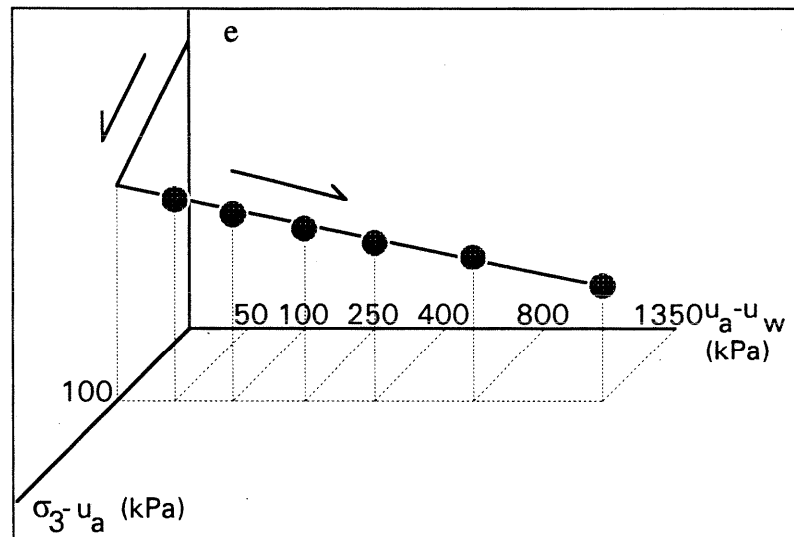


Fig IV.19- Chemins Normalement Consolidés

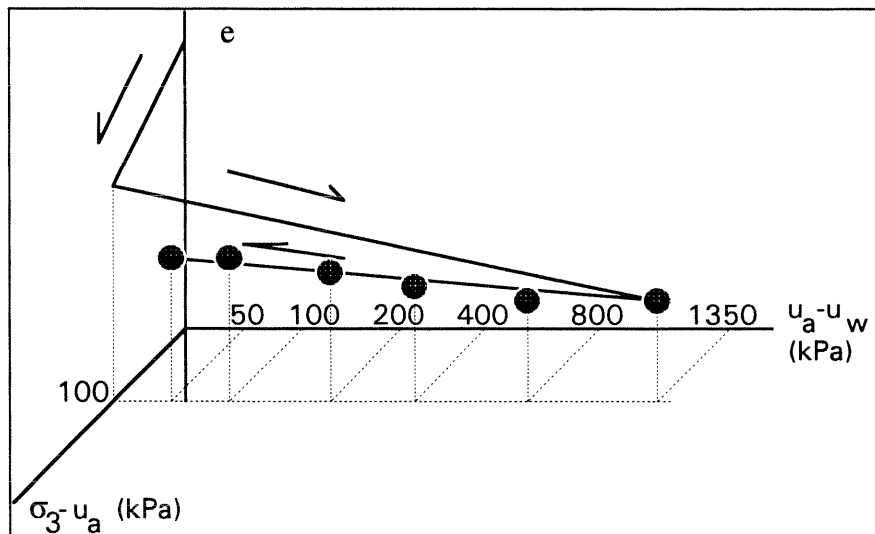


Fig IV.20- Chemins Surconsolidés

Il faut noter que la notion de surconsolidation perd quelque peu son sens dans le cas des échantillons non saturés dans la mesure où, comme l'ont montré les Figs. III.1 à III.5, le matériau peut être normalement consolidé, mais ne subir que des déformations élastiques lors d'un chargement isotrope si la limite élastique a été déplacée par la désaturation. Dans tous les cas, la contrainte latérale ($\sigma_3 - u_a$) est de 100 kPa, identique pour tous les essais.

b) Résultats et discussion

Les résultats des essais sur échantillons partiellement saturés sont représentés sur les **Figs. IV.21 et IV.22**. L'état initial et final des échantillons est indiqué dans le **Tableau IV.4** (il s'agit de l'état initial avant écrasement, après les phases de consolidation, drainage et humidification, et de l'état final après décharge : dans les deux cas, les mesures sont faites en l'absence de contrainte).

Le comportement du limon non saturé résultera de la superposition de plusieurs facteurs :

- la tendance à la dilatance, en grandes déformations, liée à son caractère surconsolidé, qui jouera le rôle principal aux faibles pressions,
- l'augmentation de rigidité avec la pression négative, prépondérante aux fortes pressions,
- l'existence de variations de volume, rendues possible par la désaturation du sol, même pour des essais non drainés.

Dans les plans $[p-u_w ; e]$ et $[\log(p-u_w) ; e]$ (**Fig. IV.24**), on observe pour tous les essais (NC et OC) des augmentations d'indice des vides, d'autant plus importantes que la pression est plus faible (surconsolidation). Aux pressions les plus fortes, les variations de volume deviennent négligeables (forces capillaires).

LIMON de STERREBEEK NORMALEMENT CONSOLIDÉ ($w_L=27$ - $I_p=4$)

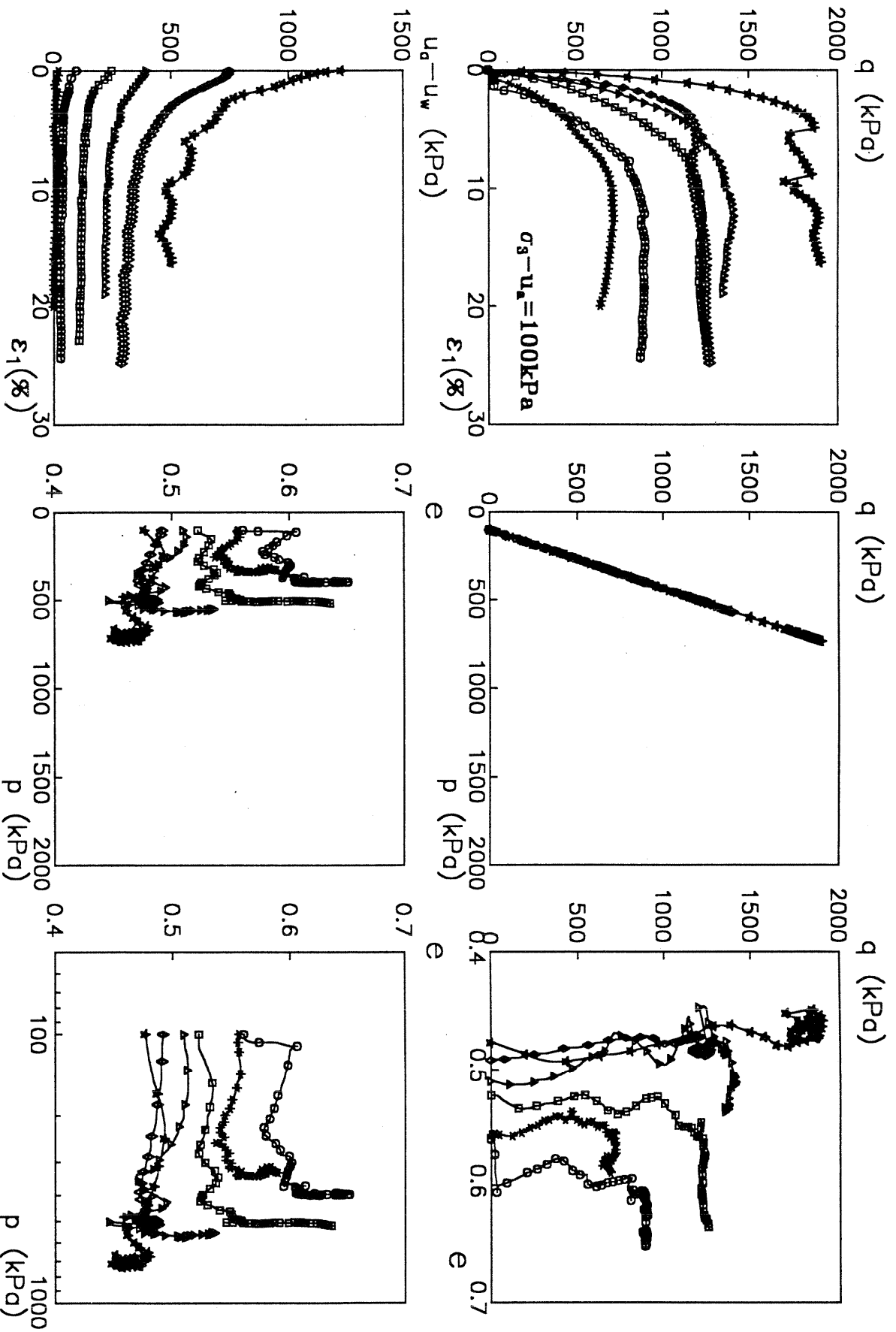


Fig IV.21 a - Essais triaxiaux non drainés sur le limon de Sterrebeek Normalement Consolidé par drainage, tracés en contraintes totales.

LIMON de STERREBEEK NORMALEMENT CONSOLIDÉ ($w_L=27 - I_p=4$)

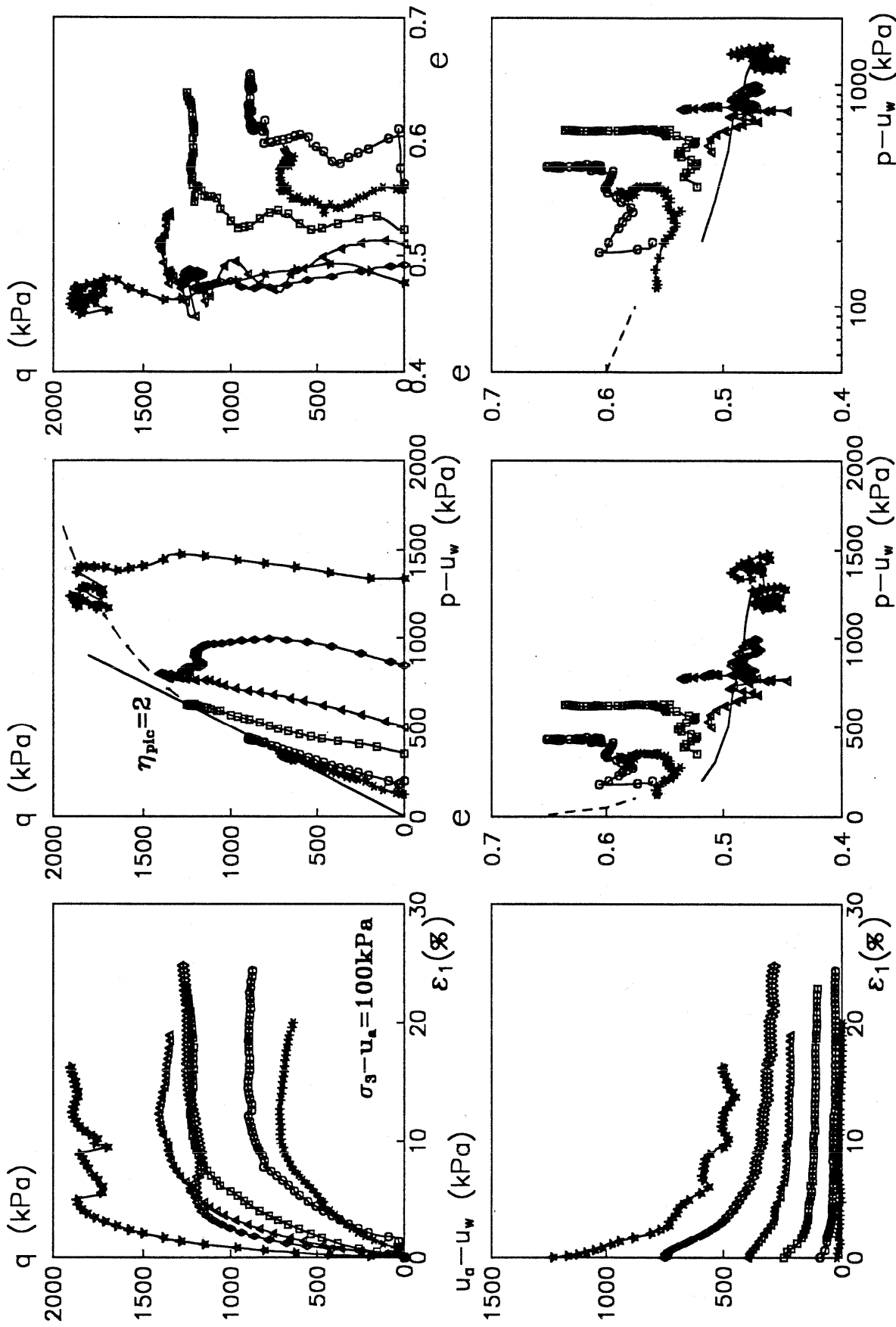


Fig IV.21 b - Essais triaxiaux non drainés sur le limon de Sterrebeek Normalement Consolidé par drainage, tracés en contraintes effectives de Terzaghi.

LIMON de STERREBEEK SURCONSOLIDE ($w_L=27 - I_p=4$)

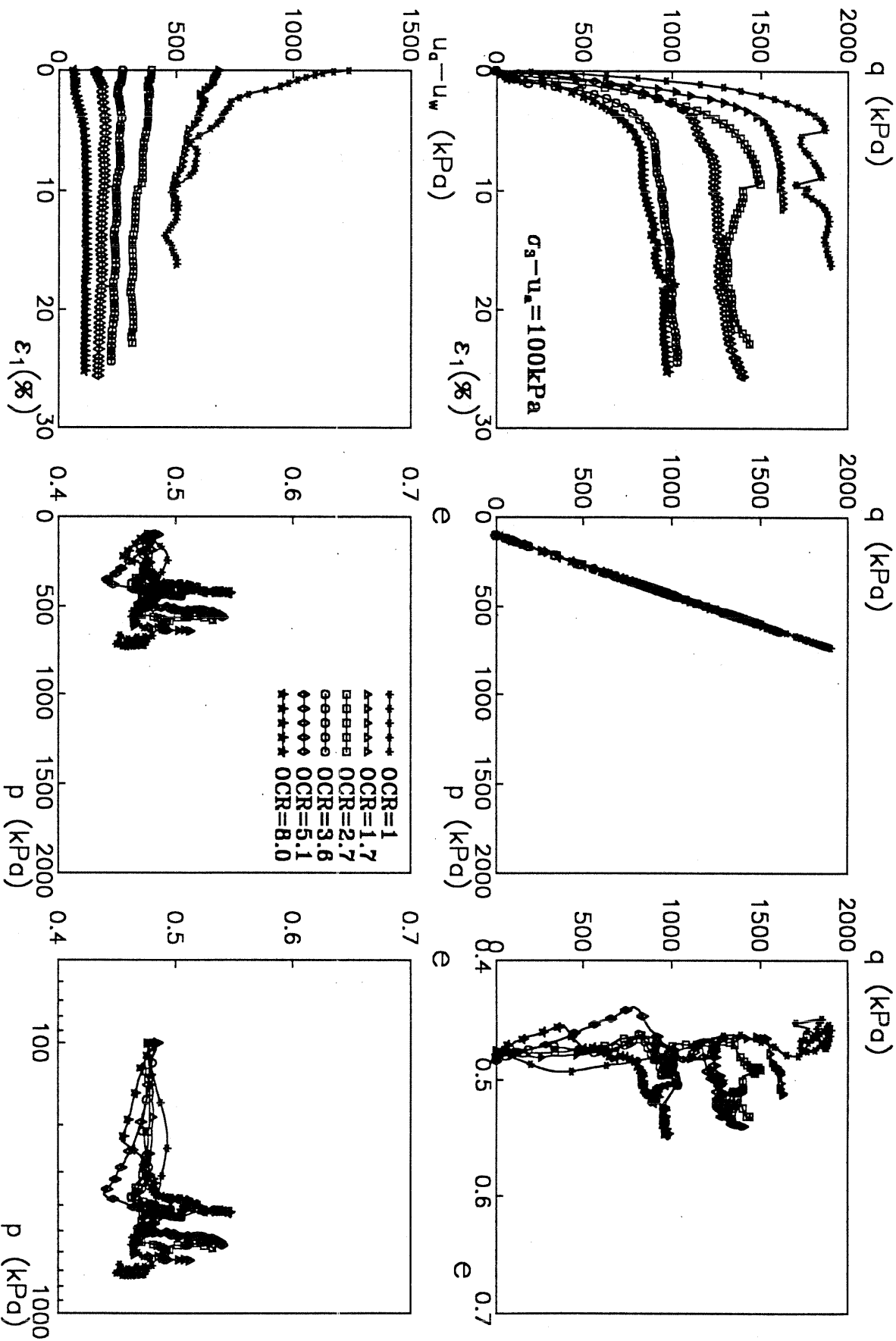


Fig IV.22 a - Essais triaxiaux non drainés sur le limon de Sterrebeek Surconsolidé par drainage et humidification, tracés en contraintes totales.

LIMON de STERREBEEK SURCONSOLIDÉ ($w_L=27 - I_P=4$)

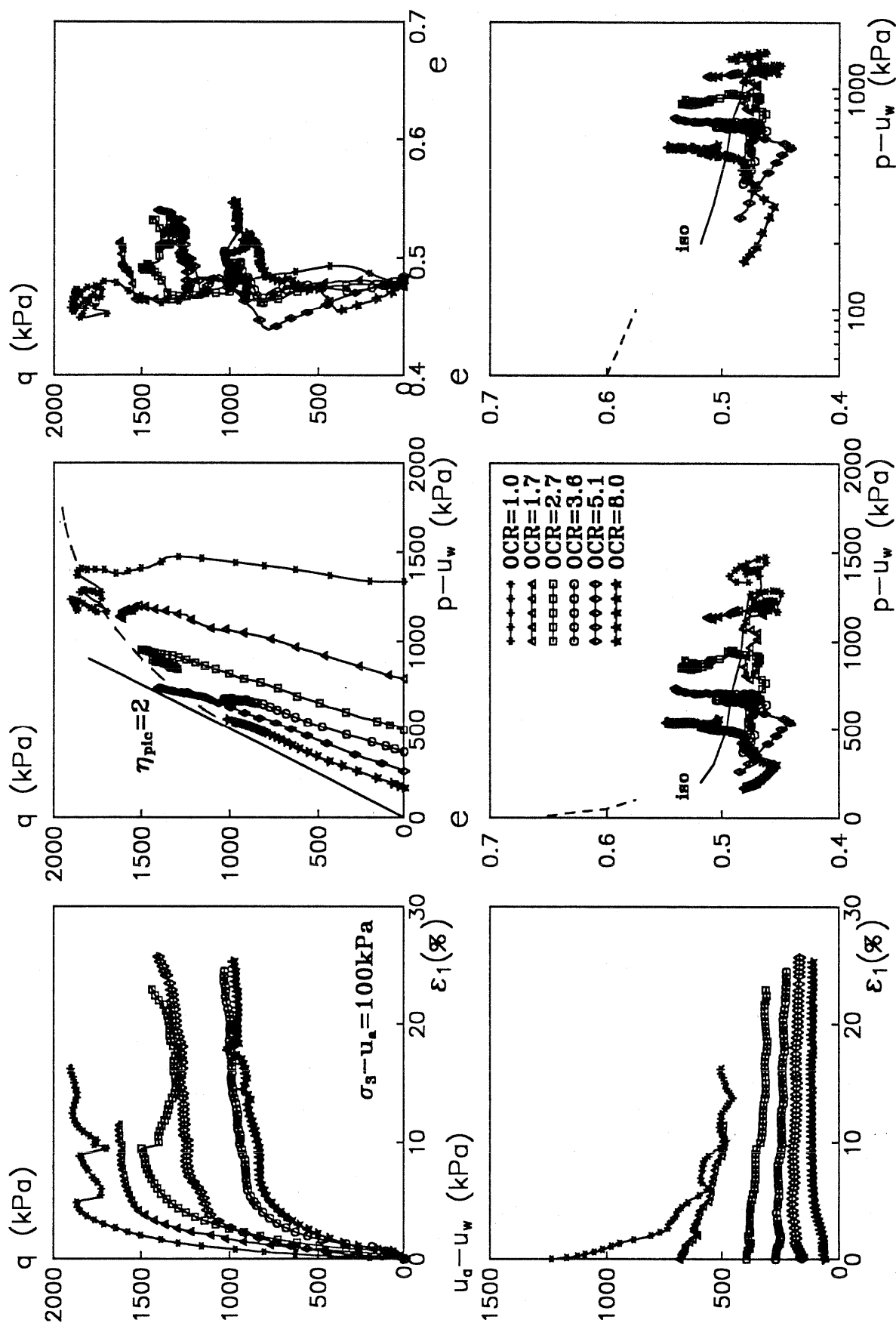


Fig IV.22 b - Essais triaxiaux non drainés sur le limon de Sterrebeek Surconsolidé par drainage et humidification, tracés en contraintes effectives de Terzaghi.

Tableau IV.4- Conditions initiales et finales des essais triaxiaux sur le limon de Sterrebeek séché non saturé

Essai	$(u_a - u_w)_i$ kPa	w_i %	S_{ri}	e_i	w_f %	S_{rf}^*	e_f^*
NC1	50	19.8	0.98	0.53	19.3	0.93	0.57
NC2	100	10.3	0.71	0.39	11.2	0.50	0.60
NC3	250	9.0	0.63	0.38	8.6	0.33	0.70
NC4	400	7.3	0.53	0.37	6.6	0.32	0.55
NC5	800	8.8	0.65	0.36	7.9	0.33	0.64
NC6	1350	0	0	0.35			
SC1	800	4.5	0.22	0.54			
SC2	400	7.3	0.39	0.50	7.2	0.30	0.62
SC3	200	5.0	0.27	0.49	6.9	0.27	0.67
SC4	100	7.5	0.39	0.51	7.1	0.30	0.63
SC5	50	5.2	0.47	0.29	8.6	0.36	0.64

* Valeurs au pic

Les mesures d'indice des vides pendant l'écrasement, très délicates à réaliser et relativement imprécises, ont été contrôlées par des mesures directes faites immédiatement avant la mise en place et après le démontage. On constate, dans l'ensemble, un accord satisfaisant des deux ensembles de mesures (**Tableau IV.4**), même si l'on note des différences au niveau des valeurs numériques.

Si l'on se réfère aux conditions de préparation des échantillons, les points initiaux des essais devraient se trouver sur le chemin de drainage correspondant à la contrainte de consolidation de 100 kPa pour les échantillons NC et sur le chemin d'humidification partant de la pression négative de 1350 kPa pour les échantillons OC. Etant donné la faible pression de désaturation du matériau (estimée à 150 kPa environ sous la contrainte totale de 100 kPa), tous ces points devraient être sensiblement sur le même palier d'indice des vides, à l'exception peut-être des points pour les pressions les plus faibles. Les mesures (**Tableau IV.4**) indiquent que ce palier correspond à un indice des vides de l'ordre de 0.35 à 0.40, légèrement plus faible que la valeur de 0.5 obtenue sans contrainte pour des échantillons consolidés sous 200 kPa (cf. chap 1).

La position des points finaux doit tenir compte des localisations, probables pour ces degrés de saturation. Cependant, la dispersion des mesures ne permet pas de conclure avec certitude quant à la position des points finaux par rapport à la droite d'état critique. Des études complémentaires sont indispensables pour éclaircir ce point, très important pour la modélisation. Différents montages

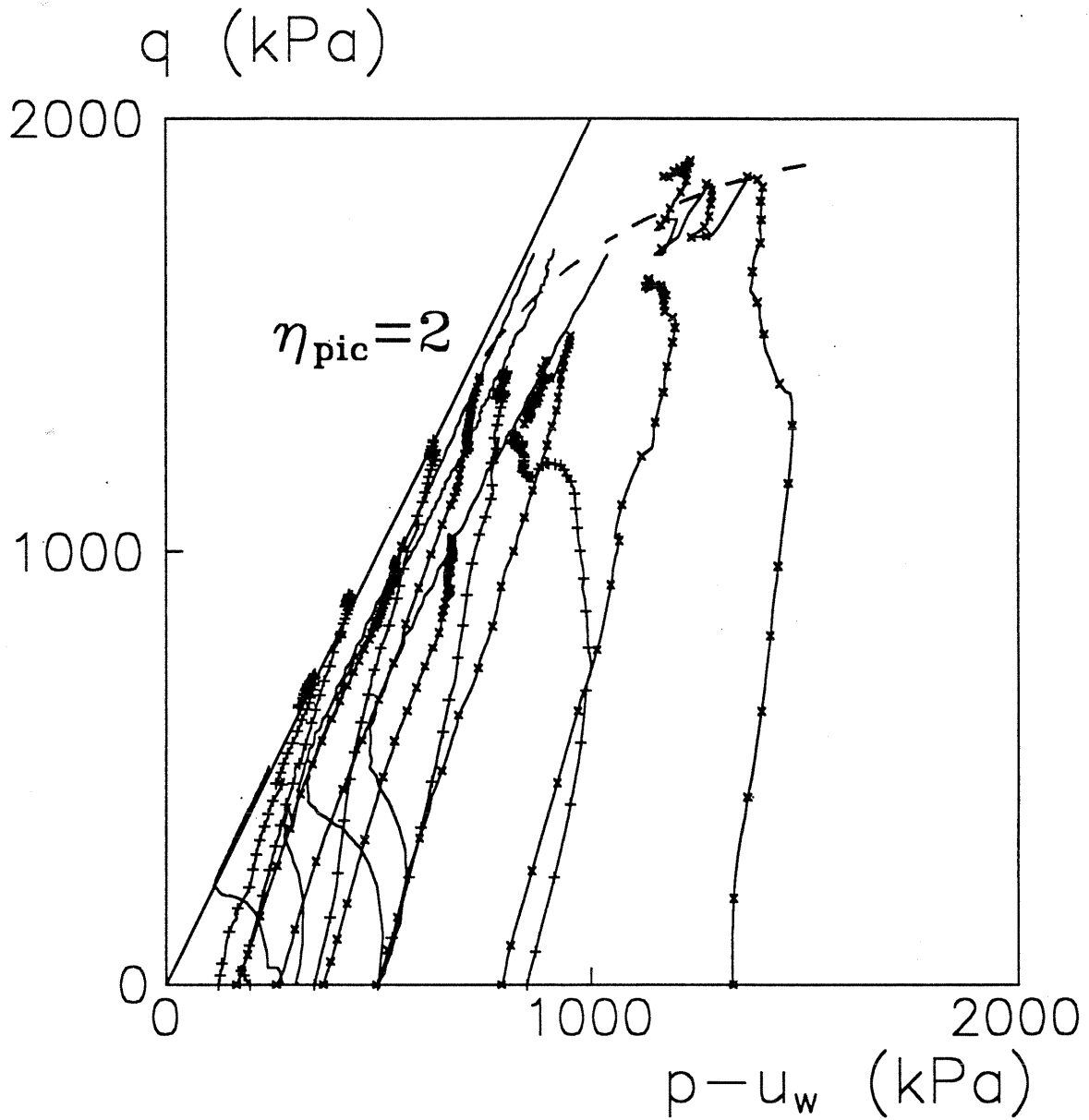


Fig IV.23 a- Résultats de l'ensemble des essais triaxiaux sur le limon de Sterrebeek dans le plan ($p'=p-u_w; q$)

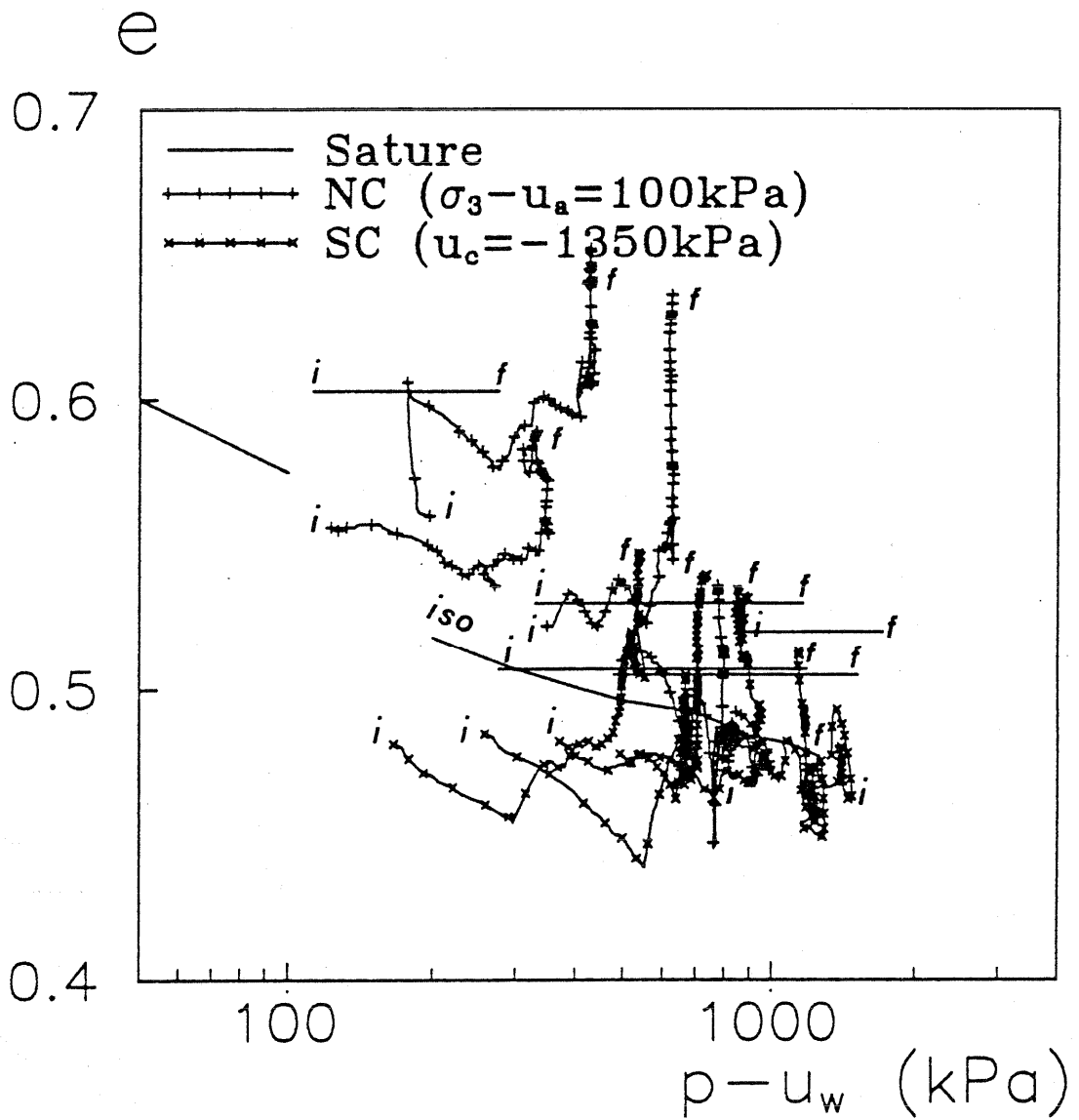


Fig IV.23 b- Résultats de l'ensemble des essais triaxiaux sur le limon de Sterrebeek dans le plan $(\log p' = \log(p - u_w); e)$

expérimentaux sont en cours de test à l'Ecole Centrale pour tenter d'améliorer la qualité des mesures de volume, mais la durée importante des essais rend les mesures délicates.

Dans le plan $[\varepsilon_1, u_a - u_w]$, l'existence de variations de volume au cours du cisaillement se traduit par une évolution des pressions interstitielles différente de celle des échantillons saturés: jusqu'à une déformation de quelques %, le volume des échantillons diminue et l'on observe une diminution de $u_a - u_w$ (augmentation de u_w); en revanche, pour des déformations plus importantes, l'indice des vides augmente et bloque les variations de pression. On note toutefois, pour les plus fortes valeurs de l'OCR, une légère augmentation de $u_a - u_w$.

Dans le plan des contraintes effectives classiques $[p' = p - u_w ; q]$ (Fig. IV.23), les chemins suivis par les échantillons NC et OC ont une pente comprise entre 3 et 4, intermédiaire entre celles des échantillons surconsolidés et des chemins drainés. Cet aspect drainé fait partie intégrante du comportement des matériaux nettement désaturés ($S_r < 0.70$).

Cependant, alors que tous les essais NC effectués à faible contrainte de confinement se terminent sur la droite de pente $\eta_{pic} = 2$ des essais saturés, la plupart des essais OC n'y parviennent pas, ce qui indique la possibilité d'une rupture prématurée de ces échantillons, bien qu'elle n'apparaisse pas dans le plan $[\varepsilon_1, q]$. A partir d'une valeur de p' comprise entre 400 et 500 kPa, les chemins ne rejoignent plus la droite $\eta_{pic} = 2$, même dans le cas du limon NC.

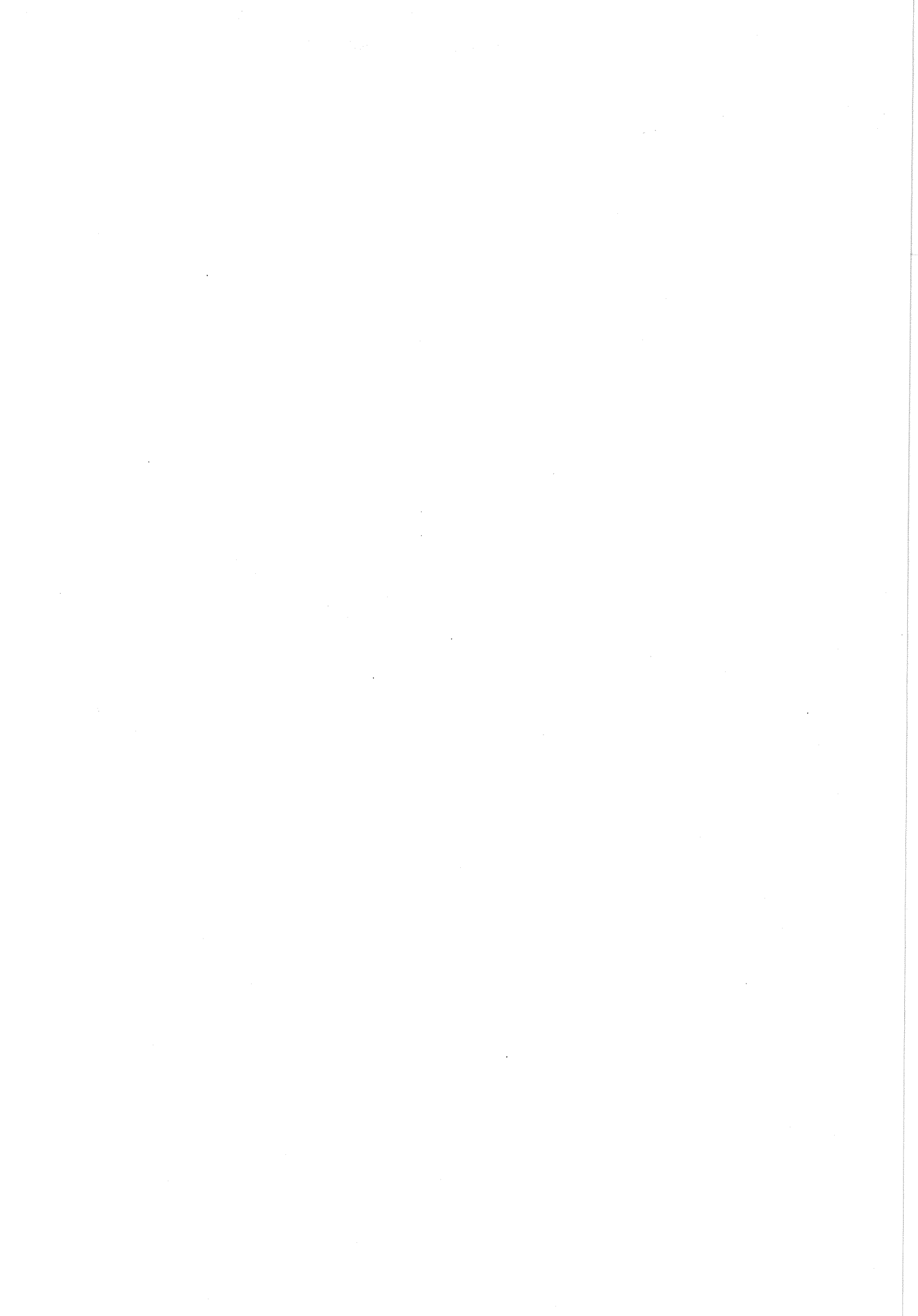
c)- Conclusion

Ce comportement, qui est analogue à celui que nous avons déjà observé dans le cas des essais de Zerhouni sur l'argile blanche, Ridley, Escario et Wheeler & al., met en évidence la forme particulière du critère de rupture. Ceci permet de tirer les conclusions suivantes:

- la cohésion apparente augmente avec la pression négative. Il s'agit de matériaux remaniés qui ont une cohésion réelle nulle. La cohésion apparente est en fait une cohésion d'origine capillaire (cf. chap IV), d'autant plus élevée que la pression négative est plus forte, ou encore que le degré de saturation est faible. En effet, la plupart des résultats disponibles (Gulhati & Satija, 1980, Leclercq & Verbrugge, 1986) mettent en évidence l'augmentation de cohésion capillaire avec la pression négative dans les sols argileux.

- de même, pour les sols les plus plastiques, l'angle de frottement apparent augmente avec la pression négative. L'angle de frottement effectif d'un matériau granulaire est théoriquement indépendant de la pression puisqu'il traduit le frottement entre grains; pour une argile, le phénomène est plus complexe et prend en compte la plus ou moins grande facilité de déplacement des particules les unes par rapport aux autres. On ne peut plus parler dans ce cas de frottement, mais de modification des interactions (électrostatiques, Van der Waals) sous l'effet d'une contrainte externe. Il est donc vraisemblable que la pression puisse jouer un rôle en modifiant ces interactions. Les résultats de la littérature montre que l'effet de la pression sur l'angle de frottement est moins net puisque l'augmentation de pression conduit, selon les auteurs, à une augmentation (Leclercq & Verbrugge, 1985; Escario, 1988) ou à une diminution (Delage *et al.*, 1987) de l'angle apparent lors d'essais drainés. Pour ces essais, la qualité du drainage joue vraisemblablement un rôle essentiel (Fleureau 1992).

Ces résultats conduisent à rejeter l'hypothèse qu'avait initialement formulée Fredlund *et al.* (1978), de linéarité du critère de rupture dans le plan $[u_a - u_w ; q]$. La non linéarité du critère de rupture dans le plan $(p - u_w, q)$ peut s'expliquer en partie par une mauvaise définition de la contrainte effective et surtout par la rupture du sol avant son entrée en plasticité parfaite. Nous reviendrons sur l'interprétation de ces résultats au chapitre IV.



CHAPITRE V

MODELISATION DES SOLS PARTIELLEMENT SATURES

Introduction

La modélisation du sol non saturé est abordée actuellement de deux façons différentes:

- d'une part, en considérant indépendamment le rôle des contraintes et de la pression négative. A la suite des recherches faites dans les années 60 (Coleman, 1962; Blight, 1967; Matyas & Radhakrishna, 1968), de nombreux modèles semi-empiriques ont été élaborés pour interpréter les variations de volume (Lloret & Alonso, 1985), la résistance (Fredlund & al., 1978) ou le comportement global du sol (Alonso & al., 1990).

- d'autre part, en s'appuyant sur le concept de contraintes effectives si l'on admet que, comme pour les sols saturés, le comportement des sols non saturés ne dépend que de la combinaison des contraintes et de la pression négative. Sous sa forme élémentaire, cette approche ne permet pas d'expliquer certains phénomènes comme la "sous-consolidation" des sols non saturés, responsable de l'effondrement. En revanche, associée à un modèle d'écrouissage du sol avec la pression négative, elle présente de nombreux avantages, notamment en assurant un passage continu du milieu saturé au milieu désaturé, à condition de disposer d'une définition correcte de la contrainte capillaire, contribution de la pression négative à la contrainte effective.

Dans ce but, un modèle composé de sphères de même diamètre a été développé. Compte-tenu de sa simplicité, l'objectif de ce modèle se limite à mettre en évidence les mécanismes mis en jeu et à fournir un ordre de grandeur de la contrainte capillaire. Le modèle est utilisé ici pour interpréter un ensemble de résultats expérimentaux obtenus sur différents matériaux partiellement saturés (très plastiques et peu plastiques) ainsi que sur du sable et des billes de verre.

V-1- Etude bibliographique: Modèles en variables indépendantes.

V-1.1-. Modèle de Alonso et Gens

Le modèle développé par Alonso et Gens à l'Université de Catalunya (Alonso *et al.*, 1990), dérivé du Cam Clay, a été conçu pour tenir compte des aspects particuliers du comportement des sols non saturés cités ci-dessus, et, en particulier, des sols compactés :

- l'existence d'un domaine "sous-consolidé" dans le plan $[p - u_a ; e]$, avec un chemin de consolidation isotrope placé au dessus de la droite NC,

- l'augmentation de la limite élastique avec la pression négative,

- le couplage entre un écrouissage du sol en contrainte et un écrouissage en pression négative,

- l'existence d'une cohésion capillaire fonction de la pression négative.

Les variations de volume sous l'effet de la contrainte totale isotrope $(p-u_a)$ sont données par les relations suivantes (Fig V.1):

- Chemin NC non saturé à pression négative imposée :

$$v = N(s) - \lambda(s) \ln\left(\frac{p}{p^0}\right); \quad \text{avec: } s = u_a - u_w$$

- Chemin OC non saturé à pression imposée (chemin réversible) :

$$dv = -\kappa(0) \frac{dp}{p}$$

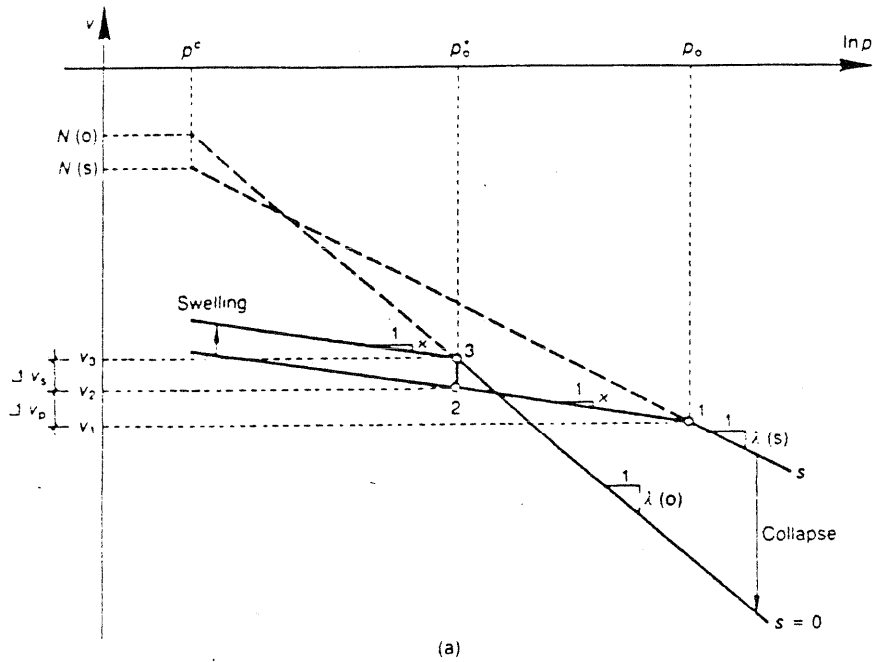
avec :

$\lambda(0)$ et $\kappa(0)$: les pentes des chemins normalement consolidé et surconsolidé dans l'espace $[\ln(p-u_a) ; v = 1+e]$

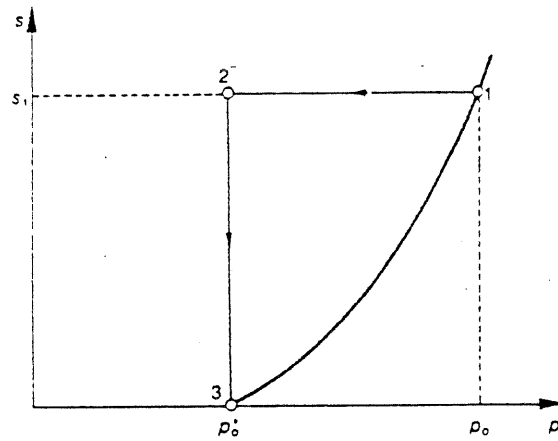
En choisissant p^0 telle que :

$$N(0) - N(s) = \kappa_s \cdot \ln\left(\frac{s + p_{at}}{p_{at}}\right)$$

où κ_s est la pente de la droite de décompression isotrope dans le plan $[\ln s ; v]$, on peut écrire :



(a)



(b)

Fig V.1- Relationship between preconsolidation stresses p_o and p_o^* : (a) compression curves for saturated and unsaturated soil; (b) stress path and yield curve in (p, s) stress plane (Alonso et al. 1990)

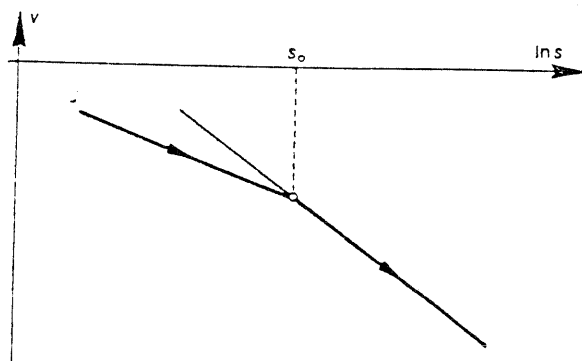


Fig V.2- Definition of yield suction s_o (Alonso et al. 1990)

$$\frac{p_c}{p^0} = \left(\frac{p_c^*}{p^0} \right)^m$$

avec : $m = \frac{\lambda(0) - \kappa(0)}{\lambda(s) - \kappa(0)}$

Cette équation définit une première limite élastique (SC). Le paramètre $\lambda(s)$ est obtenu expérimentalement à partir de la relation :

$$\lambda(s) = \lambda(0) \left[(1-r)e^{-\beta s} + r \right]$$

qui fait intervenir 3 paramètres : $\lambda(0)$, r et β .

Par ailleurs, les variations de volume sous l'effet de la pression interstitielle négative ($u_a - u_w$) sont décrites par les relations suivantes:

- Chemin NC non saturé à contrainte imposée :

$$dv = -\lambda_s \frac{ds}{s + p_{at}}$$

- Chemin OC à contrainte imposée :

$$dv = -\kappa_s \frac{ds}{s + p_{at}}$$

La seconde limite élastique (SI) est définie par la condition : $s = s_c = (u_a - u_w)_c$. (Fig.V.2)

Le couplage entre la contrainte mécanique et la pression négative se fait en écrivant qu'un incrément de déformation volumique plastique provoquera à la fois un déplacement des deux limites élastiques LC et SI. Avec les notations précédentes, l'incrément de déformation plastique sous l'effet de la contrainte est égal à :

$$d\varepsilon_{vp}^p = \frac{\lambda(s) - \kappa(0)}{v} \frac{dp_c}{p_c} = \frac{\lambda(0) - \kappa(0)}{v} \frac{dp_c^*}{p_c^*}$$

et l'incrément de déformation plastique sous l'effet de la pression négative, à :

$$d\varepsilon_{vs}^p = \frac{\lambda_s - \kappa_s}{v} \frac{ds_c}{s_c + p_{at}}$$

avec : $d\varepsilon_v^p = d\varepsilon_{vp}^p + d\varepsilon_{vs}^p$

La loi d'écrouissage, pour les deux surfaces, s'écrit en considérant qu'un incrément de déformation volumique plastique se traduira par une variation des paramètres p_c^* et s_c , suivant les relations :

$$\frac{dp_c^*}{p_c^*} = \frac{v}{\lambda(0) - \kappa(0)} d\varepsilon_v^p$$

$$\frac{ds_c}{s_c + p_{at}} = \frac{v}{\lambda_s - \kappa_s} d\varepsilon_v^p$$

On réalise ainsi un couplage entre les deux mécanismes puisque l'évolution de p_c^* et s_c dépend du même incrément $d\varepsilon_v^p$.

Sur un chemin triaxial, la ligne d'état critique, dans le plan $[p ; q]$ est une droite parallèle à la ligne de pente M du sol saturé, qui recoupe l'axe des contraintes moyennes à l'abscisse $-p_s = k s$. Le modèle prend donc en compte l'existence d'une cohésion capillaire, même si l'expression choisie pour cette cohésion apparaît un peu simplifiée. On suppose que la surface SI s'étend dans le domaine de déviateur positif selon un plan perpendiculaire à l'axe des pressions négatives. L'expression de la surface de limite élastique du Cam clay modifié est alors, dans l'espace $[p - p_a ; q ; u_a - u_w]$ (Fig. V.3):

$$q^2 - M^2 (p + p_s) (p_c - p) = 0$$

Pour définir la direction des déformations plastiques, il faut ajouter une loi d'écoulement relative à cette surface dans les plans $s = C^{te}$; on a choisi une loi non associée afin de retrouver la valeur de $K_0 = 1 - \sin \phi'$ pour les chemins à déformation radiale nulle :

$$\frac{d\varepsilon_s^p}{d\varepsilon_{vp}^p} = \frac{2q\alpha}{M^2(2p + p_s - p_c)}$$

Les composantes du vecteur déformation plastique associé à cette surface seront données par $[d\varepsilon_{vp}^p ; d\varepsilon_s^p]$. Pour la seconde surface de limite élastique liée à la pression négative, les composantes du vecteur déformation plastique seront $[d\varepsilon_{vs}^p ; 0]$, avec l'expression précédente de $d\varepsilon_{vs}^p$.

Les déformations élastiques dues à une variation de q sont calculées à partir du module déviatoire G , par :

$$d\varepsilon_s^e = \frac{dq}{(1/3)G}$$

Alonso *et al.* (1990) montrent de nombreux exemples de chemins dans l'espace des contraintes totales et des pressions négatives avec, en parallèle, l'évolution de l'indice des vides et du déviateur. La plupart de ces chemins sont théoriques et correspondent à des résultats typiques d'essais avec gonflement ou effondrement. Trois comparaisons avec des résultats expérimentaux sont également présentées, notamment avec les essais d'effondrement de Maswowe (1985). Dans tous les cas, l'accord est excellent, ce qui paraît valider parfaitement le modèle, notamment du point de vue des déformations volumiques qui posaient le problème majeur vis-à-vis de l'approche classique en contraintes effectives.

Il nous semble cependant qu'un doute subsiste quant à l'aptitude du modèle à passer des pressions négatives aux pressions positives. Ceci est illustré par l'absence de tout domaine saturé à pression négative, de même que d'un domaine non saturé à pression positive. L'expression de la loi en contraintes totales ne facilite pas ce passage et ce point nécessiterait, à notre avis, une validation complémentaire. C'est pourquoi, il nous a paru intéressant d'essayer de développer, sur la base du

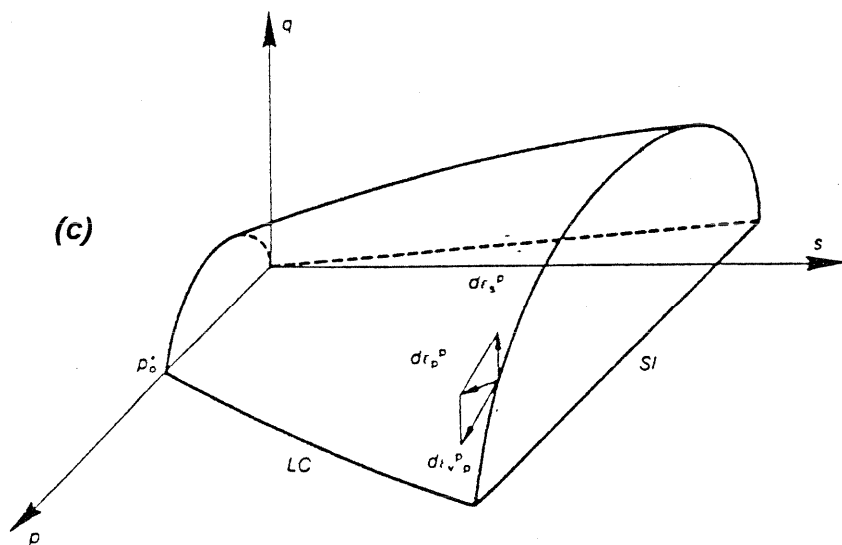
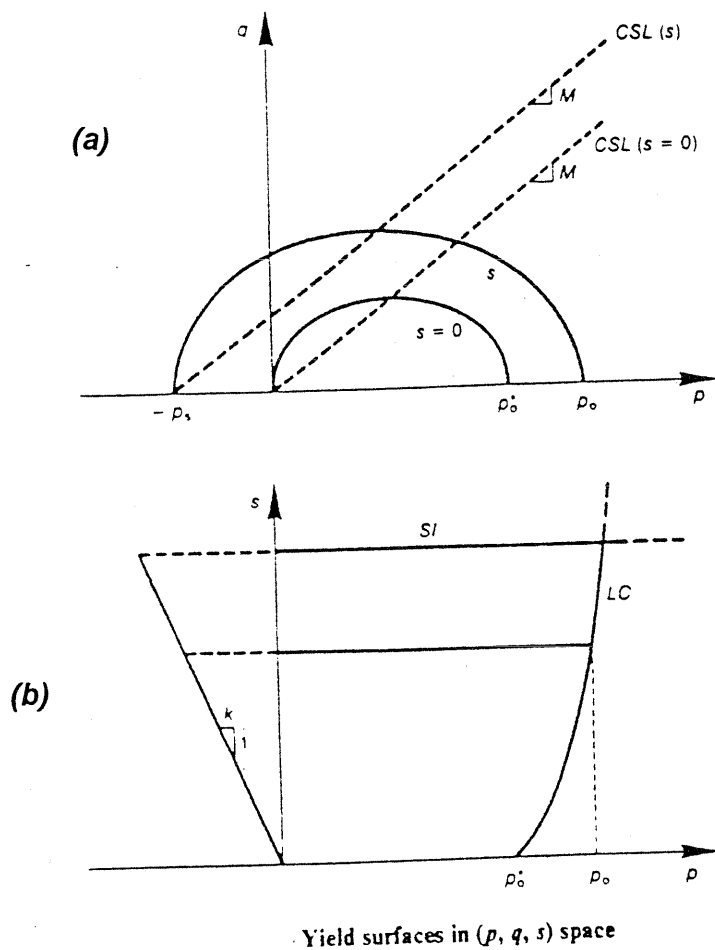


Fig V.3- Three-dimensional view of the yield surfaces in (p, q, s) stress space (Alonso et al. 1990)

modèle d'Alonso et Gens, un modèle de comportement en contraintes effectives, basé sur la loi de Hujeux (Thèse d'Abou-Bekr).

V-1.2.- Modèles basés sur les surfaces d'état

Les résultats présentés dans les chapitres précédents, permettent de préciser la forme des surfaces d'état introduites par Barden *et al.* (1969) et reprises par de nombreux auteurs (Matyas & Radhakrishna, 1968; Fredlund & Morgenstern, 1976; Lloret & Alonso, 1985; Fry *et al.*, 1991). Ces surfaces caractérisent les variations de l'indice des vides ou du degré de saturation en fonction de la pression négative d'une part, de la contrainte totale (pression moyenne isotrope ou contrainte verticale oedométrique) d'autre part. Elles sont définies *de façon empirique, pour des chemins particuliers* de dessiccation ou, le plus souvent, d'humidification. L'intérêt de cette notion vient de ce que, si l'on part d'un même état initial, les surfaces sont uniques quel que soit le chemin suivi, à condition que la fonction degré de saturation soit toujours monotone.

Considérons les chemins tels que S_r soit croissant, dans l'espace $[\ln(u_a - u_w) ; \ln(p - u_a) ; e]$: (Fleureau 1992)

Si nous partons d'un état situé sur le palier de la courbe de dessiccation, dans le plan $p - u_a = 1$, nous pouvons décrire la surface en humidifiant d'abord le matériau jusqu'à une certaine valeur de pression négative, puis en le comprimant. Si le sol est saturé, la courbe de compressibilité du sol est la droite de pente $\kappa(0)$ jusqu'à la limite élastique, puis la droite de pente $\lambda(0)$. Au dessous de la pression de resaturation, la portion de surface correspondante sera donc formée de deux plans inclinés de $\kappa(0)$ et $\lambda(0)$ dans un plan de pression fixée (Fig. V.4).

En revanche, si nous comprimons le sol à partir d'un état non saturé, son comportement en indice des vides sera d'abord quasi-élastique (de pente peu différente de $\kappa(0)$) jusqu'à une limite élastique d'autant plus élevée que $-u_w$ est plus forte. La partie correspondante de surface sera donc un plan légèrement incliné. On sait que la projection de la limite élastique sur le plan $[u_a - u_w ; p - u_a]$ est une courbe croissante à concavité vers les pressions croissantes (Alonso *et al.*, 1990), ce qui permet de limiter le plan précédent. Dans le domaine plastique, on note une décroissance des courbes de compression à pression imposée, avec une pente supérieure en moyenne à $\lambda(0)$. Pour les valeurs élevées de $p - u_a$, le sol se resature et l'on retrouve asymptotiquement la surface précédente d'inclinaison $\lambda(0)$.

On peut également décrire cette surface à partir d'un point quelconque en suivant des chemins à $p - u_a = c^{te}$. Dans ce cas, selon la valeur de $p - u_a$, le chemin d'humidification pourra être un chemin de gonflement ($p - u_a$ faible) ou un chemin d'effondrement ($p - u_a$ grand). De même, des chemins à teneur en eau constante seront caractérisés par une augmentation de la contrainte et une diminution de la pression; ces chemins couperont donc la surface de manière oblique, ce qui se traduira par une décroissance beaucoup plus rapide de l'indice des vides, une fois dépassée la limite élastique.

Les surfaces d'état sont également tracées en degré de saturation en fonction des mêmes paramètres. Dans le plan $p - u_a = 1$, on retrouvera la courbe d'humidification correspondante. Tous les chemins de compression correspondant à des pressions inférieures à la pression de resaturation formeront un plan d'équation $S_r = 1$. Ce plan se poursuivra en se rétrécissant au fur et à mesure que la pression négative augmentera. On peut donc imaginer une famille de lignes d'iso-saturation plus ou moins centrées sur un axe $[u_a - u_w = 10 \text{ MPa} ; p - u_a = 1 \text{ kPa}]$. Là encore, on retrouve bien la forme des courbes de saturation lors des compressions à teneur en eau constante en considérant l'intersection de la surface d'état avec une surface gauche ou, en première approximation, un plan oblique tel que $p - u_a$ soit croissante et $u_a - u_w$ décroissante. Des exemples de telles surfaces déterminées expérimentalement sont donnés par Lloret & Alonso (1985) : (Fig. V.5).

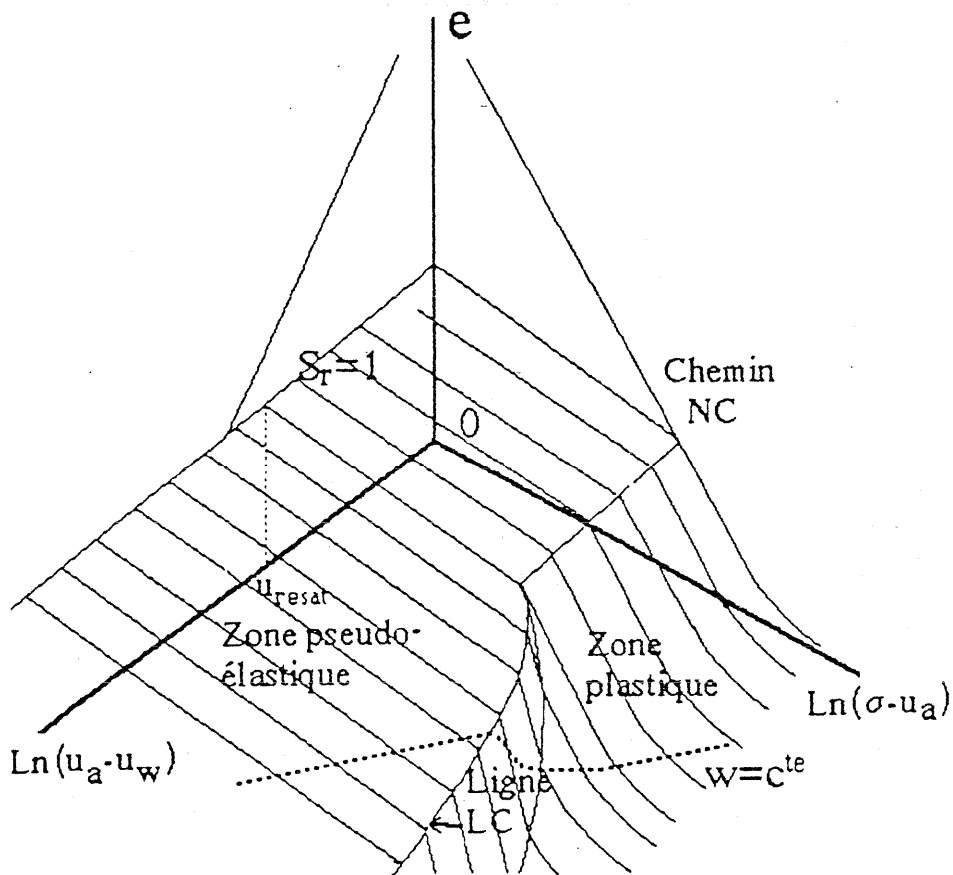


Fig V.4- Représentation schématique d'une surface d'état en indice des vides (Fleureau 1992)

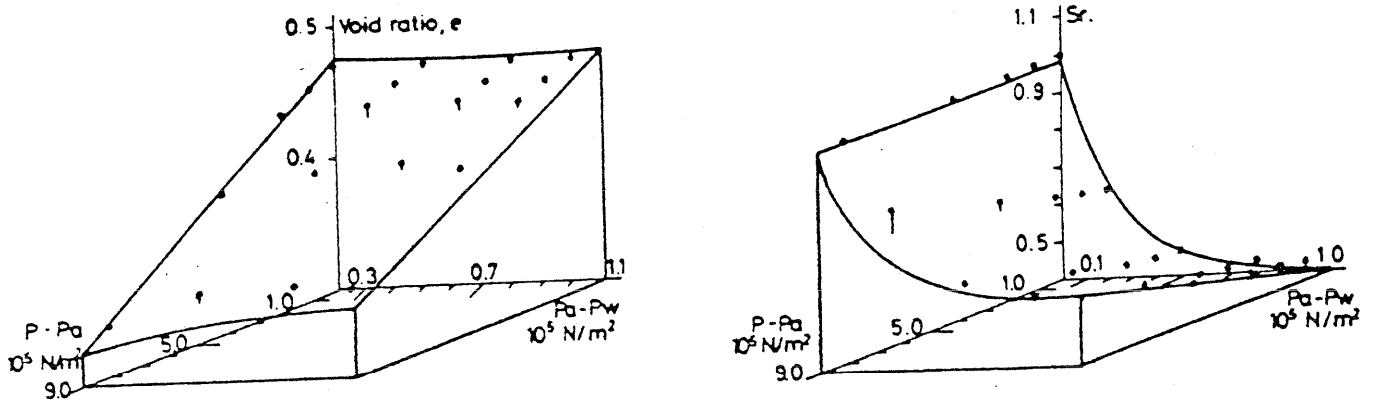


Fig V.5- Surfaces d'état en indice des vides et degré de saturation pour le sable argileux de Pinolén (Lloret & Alonso, 1985)

V-2- Proposition d'un modèle en "contraintes effectives" à partir d'un milieu discontinu constitué d'assemblages réguliers de billes de même diamètre.

L'utilisation de modèles composés d'arrangements réguliers de billes permet de mettre en évidence certains aspects essentiels du comportement des milieux granulaires secs (Biarez, 1962), en disposant d'un milieu bien défini du point de vue géométrique et mécanique, où toutes les grandeurs peuvent s'exprimer de façon analytique. Plusieurs auteurs (Haines, 1925; Blight, 1967, Escario, 1988,) ont cherché à étendre cette approche à l'étude du comportement des sols non saturés, sans que ceci débouche sur une conception globale du problème.

Récemment, un modèle similaire, composé de sphères de diamètres aléatoires dans un arrangement aléatoire, a été présenté par Gili (1988) pour étudier l'influence des forces capillaires sur les forces interparticulaires et les déplacements. Gili a pu ainsi, en utilisant l'approche de Cundall (1983), construire des milieux dont la structure est très semblable à celle des matériaux réels. Cependant, il s'agit d'un modèle essentiellement bidimensionnel et il ne semble pas, pour l'instant, que l'analyse ait pu être poussée jusqu'au niveau de la simulation du comportement mécanique de ces milieux, peut-être en raison de sa complexité. C'est l'une des raisons qui nous a conduit à nous limiter à un modèle extrêmement simple (billes de même diamètre, réseaux réguliers, etc.).

V-2.1- Théorie

V-2.1.1- Construction du modèle dans le milieu discontinu

V-2.1.1.1- Hypothèses

Considérons un milieu triphasique partiellement saturé (grains solides, eau et air), dont l'état hydrique correspond à la première classe des sols non saturés (cf chap I). L'eau forme des ménisques au point de contact entre particules; la pression à l'intérieur du ménisque est négative ($u_w < u_a$). La phase air est continue ($K_a \neq 0$) et sa pression joue un rôle, aussi bien que la pression de l'eau, dans la formulation de la force capillaire. La Fig V.6 représente ce cas.

Nous supposons que la section du ménisque est circulaire, de rayon r , et que les billes sont parfaitement mouillables par le liquide de telle sorte que le ménisque se raccorde tangentiellement aux billes ($\theta = 0$); par ailleurs, on néglige l'effet de la gravité et on suppose que les billes se déforment élastiquement en suivant la loi de Hertz. L'air est la phase continue et il est à la pression atmosphérique ($u_a = 0$).

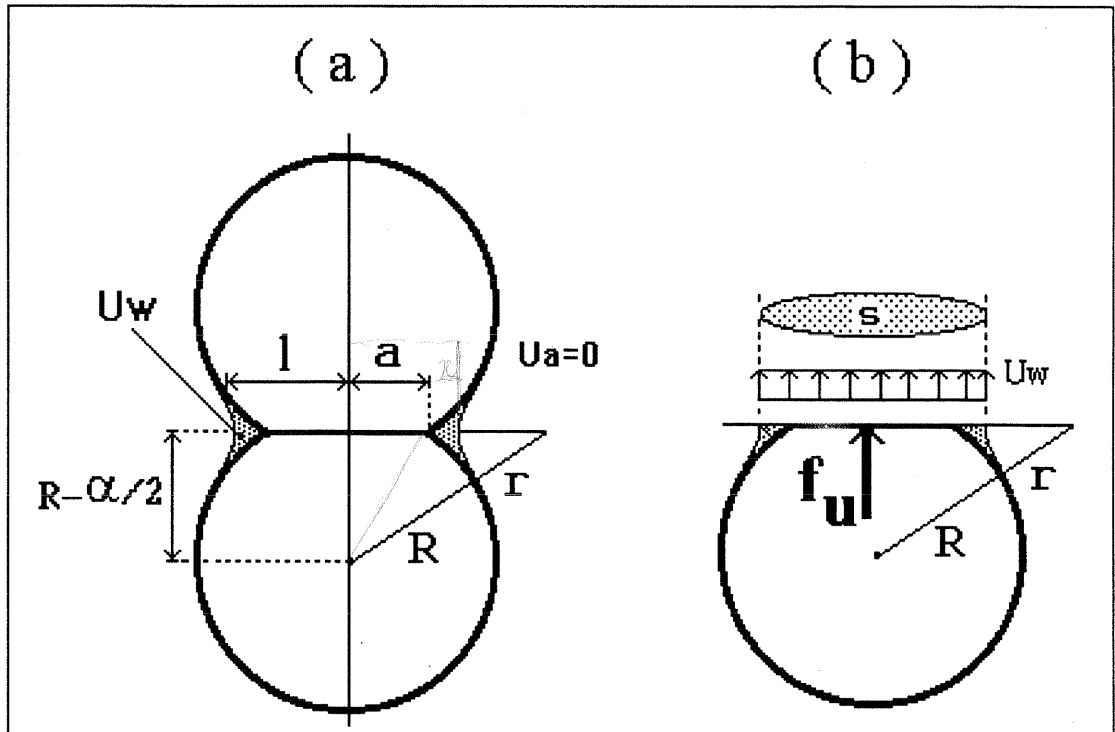
IV-2.1.1.2- Forces capillaires

Du fait de la pression négative de l'eau, les ménisques exercent sur les particules des forces d'attraction normales aux plans tangents. Ces forces ne peuvent donc pas provoquer de réarrangement des grains ou de changements de volume; elles contribuent néanmoins à la résistance du milieu. Expérimentalement, on rencontre ces conditions pour des teneurs en eau inférieures à la limite de retrait.

Considérons deux billes de même diamètre ($D = 2R$), entre lesquelles s'est formé un ménisque (Fig V.6 a).



Fig. V-6- Modèles de billes : Notations



La "force capillaire" f_u due au ménisque entre les deux sphères peut s'exprimer comme le produit de la pression négative et de S , section du ménisque dans le plan tangent (Fig V.6 b) :

$$f_u = (u_a - u_w) \cdot S = -u_w \cdot S ,$$

D'après la loi de Laplace, la pression négative est égale au produit de la tension superficielle par la somme des 2 courbures principales, de rayons r et l :

$\hat{\uparrow}$
(T)

$$f_u = T \left(\frac{1}{r} + \frac{1}{l} \right) \cdot S$$

Sous l'action d'une force f_N , normale au plan tangent de contact, les deux billes se déformeront élastiquement : leurs centres se rapprocheront de la distance α et le contact ne sera plus ponctuel, mais se fera sur une surface circulaire de rayon a . Nous supposons qu'à l'exception de la partie déformée, les billes restent toujours sphériques; les valeurs de a et α sont données par :

$$a = R\sqrt{1-m^2} = 2 \left[\frac{3(1-\nu_g^2)}{4E_g \sqrt{R}} \right]^{\frac{2}{3}} f_N^{\frac{2}{3}}$$

$$\alpha = 2R(1-m) = \left[\frac{3(1-\nu_g^2)R}{4E_g} \right]^{\frac{1}{3}} f_N^{\frac{1}{3}}$$

$E_g \nu_g$
 R

Le volume du ménisque, pour des billes déformées, est une fonction des deux paramètres adimensionnels $b = 1 + \frac{r}{R} \cdot et \cdot m = 1 - \frac{\alpha}{2R}$:

$$V_{men} = 2\pi [C_1(b, m) - C_2(b, m) - C_3(b, m) - C_4(b, m) -]$$

avec:

$$C_1(b, m) = \frac{R^3}{3} m(b^2 - m^2)$$

$$C_2(b, m) = R^3 (b-1)^2 \left[\sqrt{b^2 - m^2} \cdot a \sin\left(\frac{m}{b}\right) - \frac{2}{3} m \frac{b-1}{b} \right]$$

$$C_3(b, m) = \frac{4}{3} R^3 A(b, m) \left[A(b, m) m - \sqrt{1 - A^2(b, m)} \sqrt{1 - m^2} \right]$$

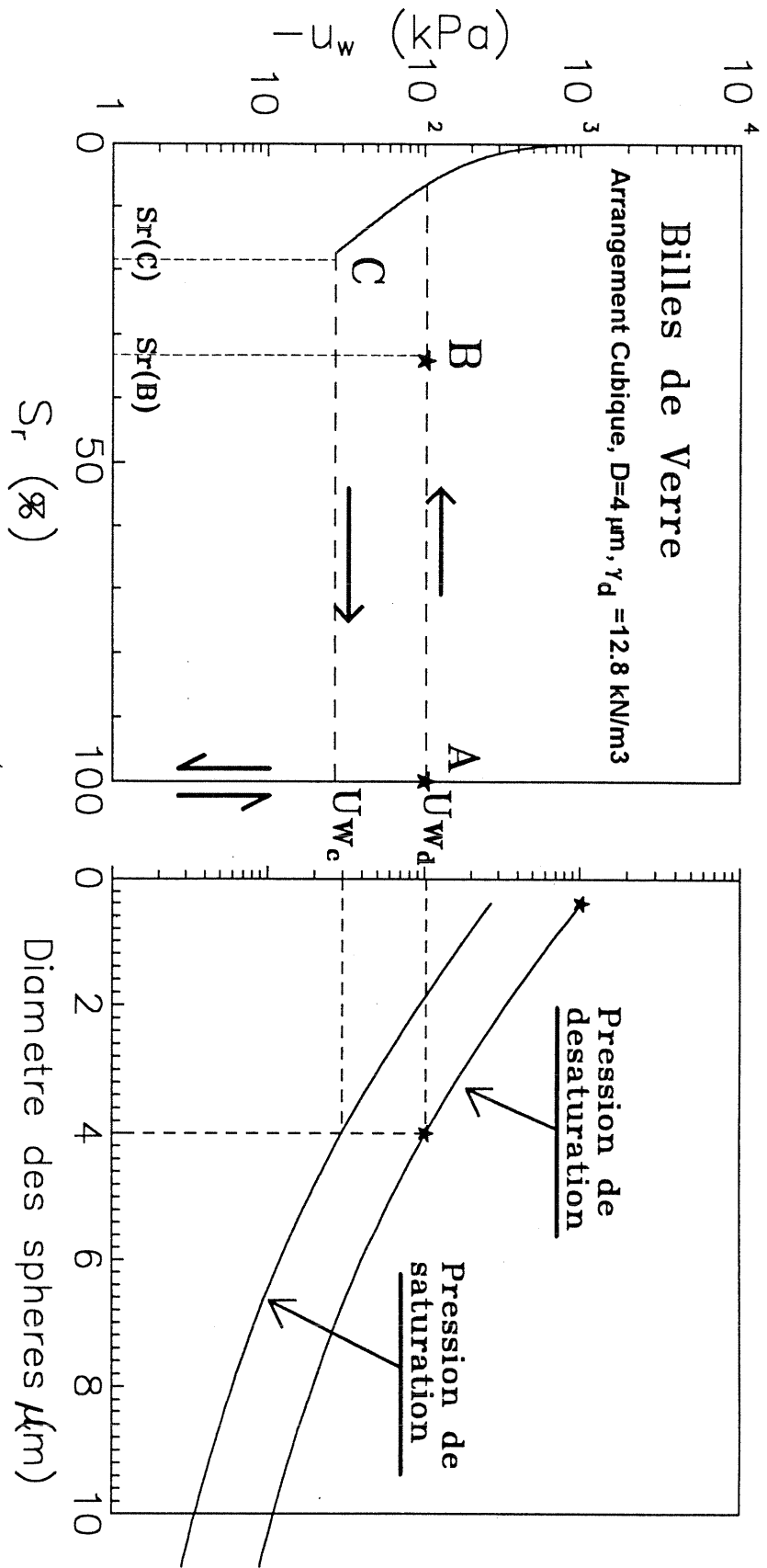
$$C_4(b, m) = \frac{1}{3} R^3 m(1 - m^2)$$

$$A(b, m) = -\frac{\sqrt{b}}{2} \sqrt{\left(\sqrt{b^2 - m^2} - \sqrt{1 - m^2}\right)^2 - (b-1)^2}$$

Lorsque les billes sont soumises à la force normale externe f_N , pour un volume constant de ménisque (conditions non drainées), la déformation des billes entraînera une augmentation du rayon de courbure du ménisque et, par conséquent, une diminution de la pression négative. Pour chaque rayon de ménisque, un processus itératif permet de déterminer les valeurs de la pression négative de l'eau et de la déformation des billes permettant de satisfaire toutes les équations.

Le calcul est fait pour un chemin d'humidification, à partir d'un état où le matériau est pratiquement sec. Il est valable tant que les ménisques sont indépendants les uns des autres ($r=r_c$) (Fig V.7). Cependant, compte-tenu des hypothèses faites (mouillabilité parfaite, etc.), les mécanismes sont réversibles, de telle sorte que les calculs restent valables pour un chemin de dessiccation entre les mêmes limites.

Fig V.7 - Construction théorique des courbes de drainage -humidification pour un arrangement cubique de sphères de 4mm de diamètre



V-2.1.2- Passage au milieu continu

V-2.1.2.1- Assemblages réguliers de sphères

Le passage du milieu discontinu au milieu continu se fait en considérant des assemblages réguliers de billes : Quatre types d'assemblages ont été étudiés, avec des densités comprises entre 0.81 (tétraédrique) et 1.81 (dodécaédrique). Les paramètres correspondants figurent dans le **Tableau V.1**.

La **Fig V.8** montre, pour les quatre densités d'arrangement, l'évolution de la pression interstitielle négative prédite par le modèle en fonction du degré de saturation, jusqu'à la limite du calcul.

V-2.1.2.2- Définition de la contrainte capillaire σ'_u :

A l'intérieur du V.E.R., la contrainte capillaire dans une direction est définie par:

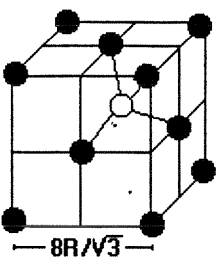
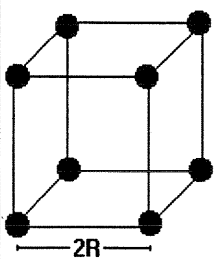
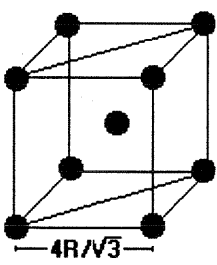
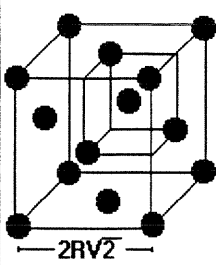
$$\sigma'_u = \frac{\sum f_{ui}}{S_{VER}}$$

où $\sum f_{ui}$ est la somme vectorielle des forces s'exerçant dans cette direction et S_{VER} , l'aire de la section du V.E.R. normale à cette direction (**Fig V.9**).

V-2.1.2.3- Variations de la fonction σ'_u

Dans le cas d'un milieu partiellement saturé, avec une phase eau discontinue, le modèle précédent permet de déduire la valeur de σ'_u (**Fig V.10**). Si le milieu est saturé, à pression positive, σ'_u est nulle; si le milieu est saturé à pression négative, σ'_u est égale à $-u_w$ (cf. Chap II). σ'_u ne représente que la partie isotrope du tenseur contrainte d'origine capillaire qui, dans le cas général d'un arrangement quelconque de particules, possède en outre une composante déviatoire.

On remarque sur la **Fig V.10** la discontinuité qui existe, dans la définition de la contrainte intergranulaire, entre le domaine saturé et le domaine dans lequel l'eau est sous forme discontinue. Cette discontinuité existe aussi dans les courbes de dessiccation-humidification, entre la pression limite de calcul du modèle et la pression de désaturation donnée par la loi de Laplace (**Fig V.7**), c'est-à-dire entre les valeurs $-u_{wG}$ et $-u_{wSL}$ que nous avons définies au Chapitre I. Expérimentalement, on retrouve le même phénomène dans les matériaux à granulométrie très serrée (billes de verre de 80 μm ou argile jaune, par exemple), alors qu'il tend à disparaître si la granulométrie est plus étalée.

Type d'arrangement	Tétraédrique	Cubique	Octaédrique	Dodécaédr
Nombre de points de contact	4	6	8	12
Volume élémentaire				
Densité	0.83	1.28	1.67	1.81
Indice des vides	1.95	0.91	0.47	0.35
K	16/√3=9.24	4	4/√3=2.31	√2=1.41

Limites de calcul (Pour billes avec $\gamma_s = 24.5 \text{ kN/m}^3$)					
Phase air continue	$(r/R)_{\max}$	0.732	0.414	0.225	0.15
	W (%)	8.5	6.76	4.01	3.31
	Sr (%)	10.72	18.18	20.91	23.12
	$-U_w$ (kPa)	0	0.00531/R*	0.0178/R*	0.0320/R*
Phase air discontinue	$(r/R)_{\max}$	1	0.732	-	0.414
	$-U_w$ (kPa)	0.015/R*	0.0205/R*	-	0.0362/R*

* R en cm

Tableau V.1- Paramètres pour les types d'arrangements considérés

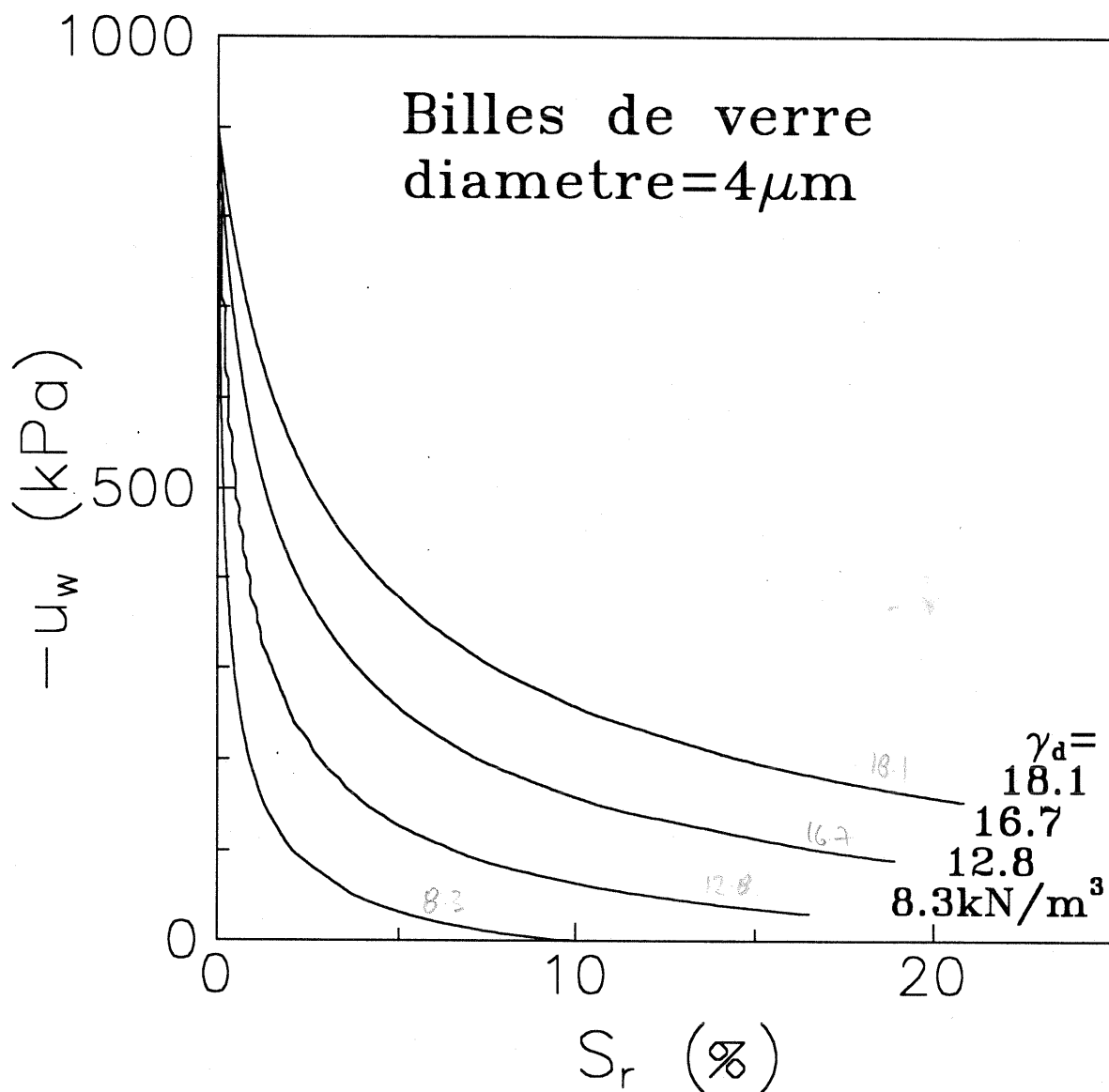


Fig V.8- Pression interstitielle négative calculée par le modèle en fonction du degré de saturation pour les arrangements lâche, moyen et dense.

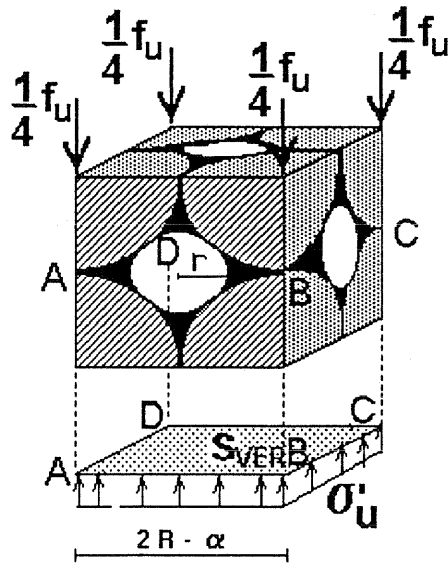


Fig V.9- Volume élémentaire représentatif (VER) pour un arrangement cubique.

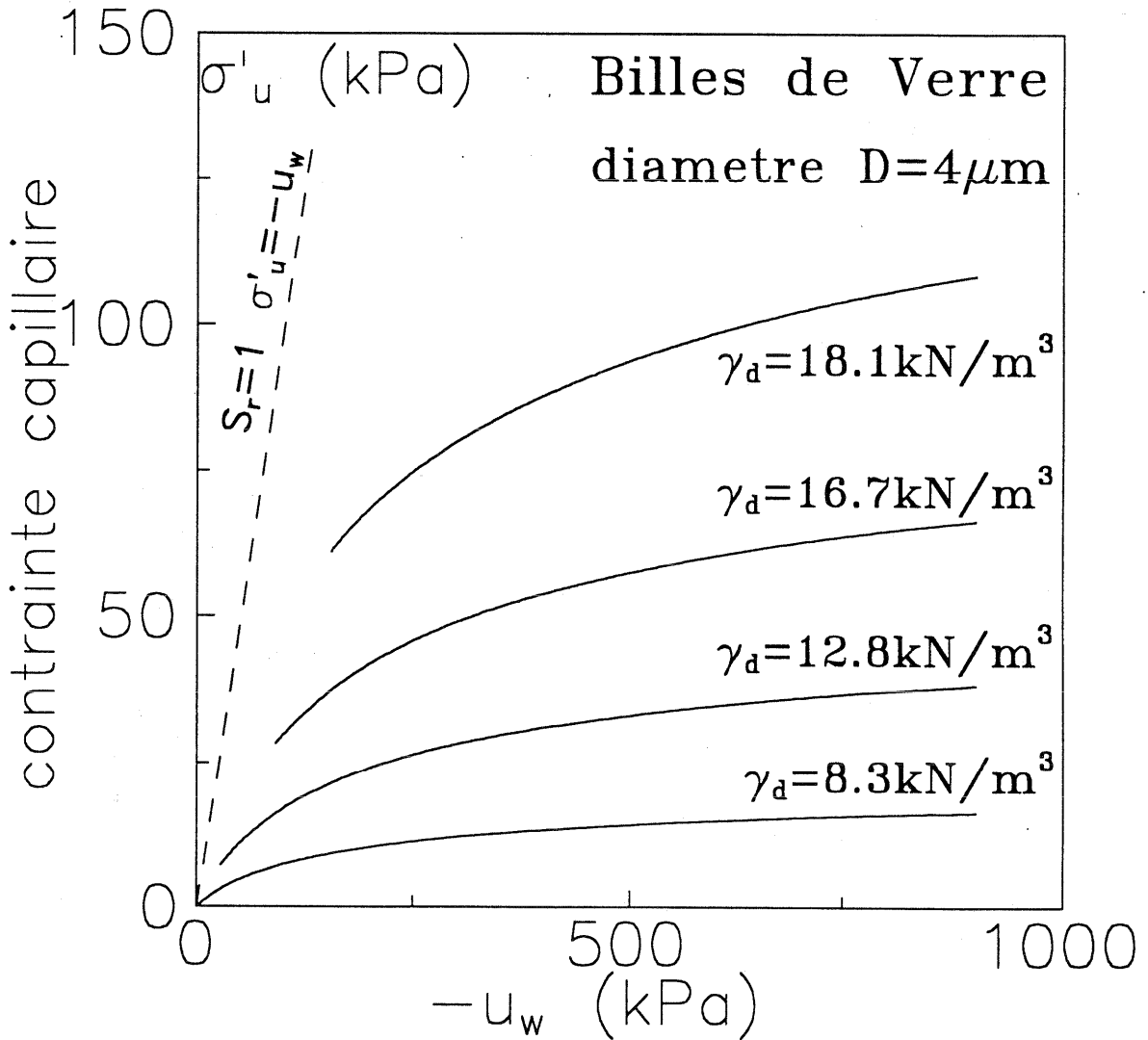


Fig V.10- Contrainte capillaire en fonction de la pression interstitielle négative pour les différents arrangements réguliers de billes de 4 μm

V-2.1.2.4- Influence du diamètre des grains

D'après la loi de Laplace, la pression interstitielle négative de l'eau est fonction des deux rayons de courbure principaux du ménisque, r et l . En explicitant ces rayons de courbures en fonction du rayon des billes R , la pression interstitielle s'écrit:

$$-u_w = \frac{\lambda}{R}$$

où λ est un paramètre dépendant des rapports $\frac{r}{R}$ et $\frac{a}{R}$ et est donné par l'expression suivante:

$$\lambda = T \left[\frac{1}{\frac{r}{R}} - \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{r}{R}\right)^2 - m^2 - \frac{r}{R}}} \right]$$

Pour un arrangement $K(e)$, et un état de déformation élastique des billes, le rapport $\frac{a}{R}$ est constant. Par ailleurs, pour une teneur en eau donnée, le rapport $\frac{r}{R}$ est constant. Par conséquent, la pression interstitielle négative est inversement proportionnelle au diamètre des billes. La Fig V.11 montre le rôle du diamètre des grains sur les pressions de désaturation (point A) et de saturation (point C) (cf chap 1). Ces pressions sont tracées pour différents diamètres (Fig V.11 b).

V-2.1.2.5- Effet d'une contrainte isotrope extérieure

En général, dans les milieux granulaires secs réels, une contrainte isotrope extérieure σ appliquée au matériau, se traduit par des forces de contact intergranulaires N qui ne sont pas perpendiculaires aux plans tangents aux particules aux points de contact. Ces forces provoquent des réarrangements des particules si leur obliquité excède l'angle de frottement du solide. Par ailleurs, dans les milieux non saturés, la force capillaire F est normale aux plans tangents. La force intergranulaire totale sera la somme vectorielle de la force "extérieure" N et de la force capillaire F ; son obliquité se trouve réduite comparée à la force dans les milieux secs. La possibilité de réarrangement de particules, donc de déformations plastiques, se trouve réduite par la présence de ménisques d'eau, et la rigidité du matériau croît.

Dans le cas d'un arrangement régulier de billes, la symétrie de la structure fait en sorte que les forces "extérieures" et les forces capillaires deviennent colinéaires et perpendiculaires aux plans tangents. La force "extérieure" N est donnée par (Biares 1962):

$$N = \sigma KR^2$$

où R est le rayon des billes et K , un paramètre dépendant du type d'arrangement (Tableau V.1).

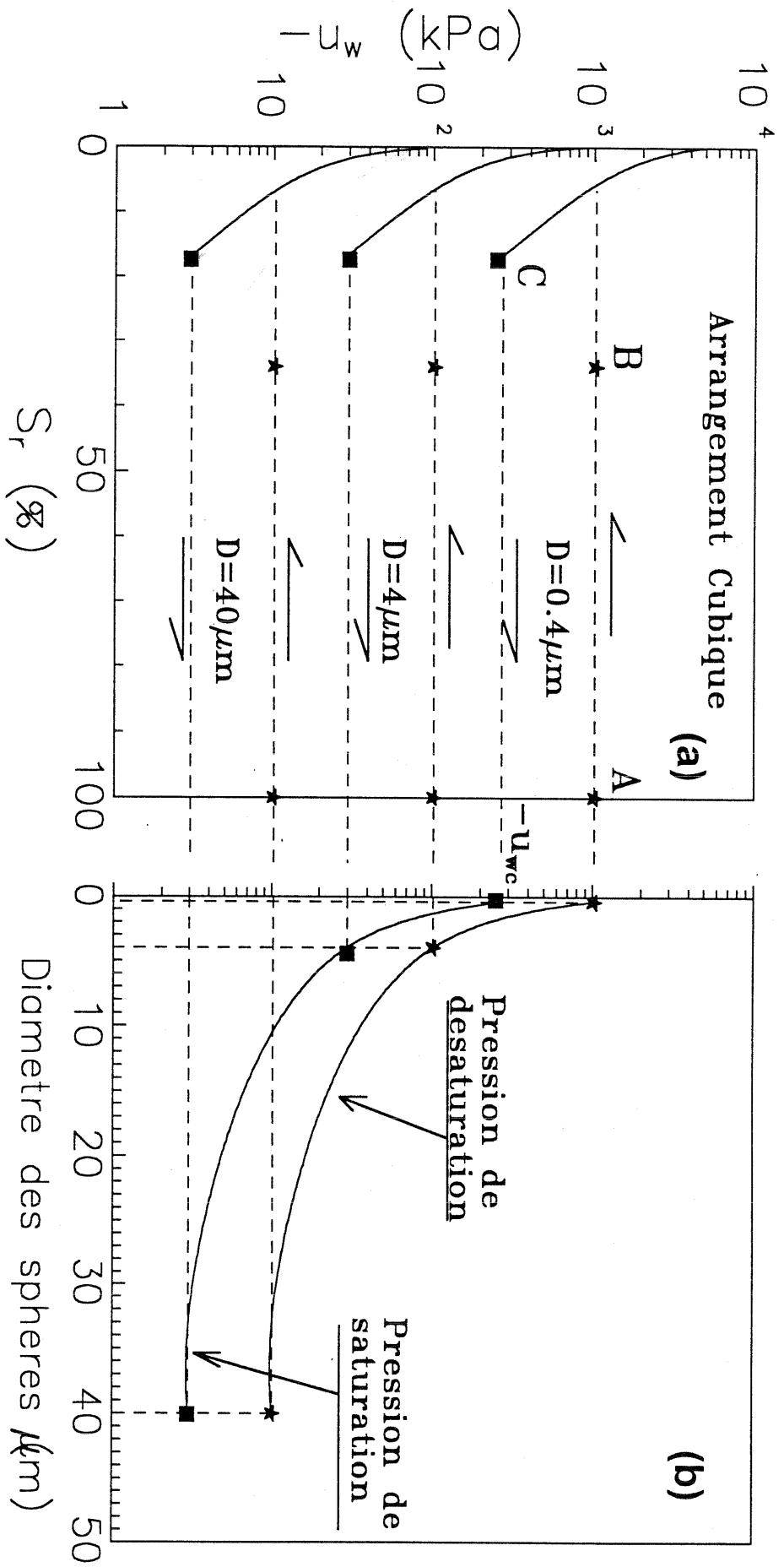


Fig V.11- (a) Pression interstitielle négative calculée par le modèle en fonction du degré de saturation pour des billes de diamètre 0,4, 4 et 40 μm
 (b) pressions de désaturation et de saturation en fonction du diamètre des billes.

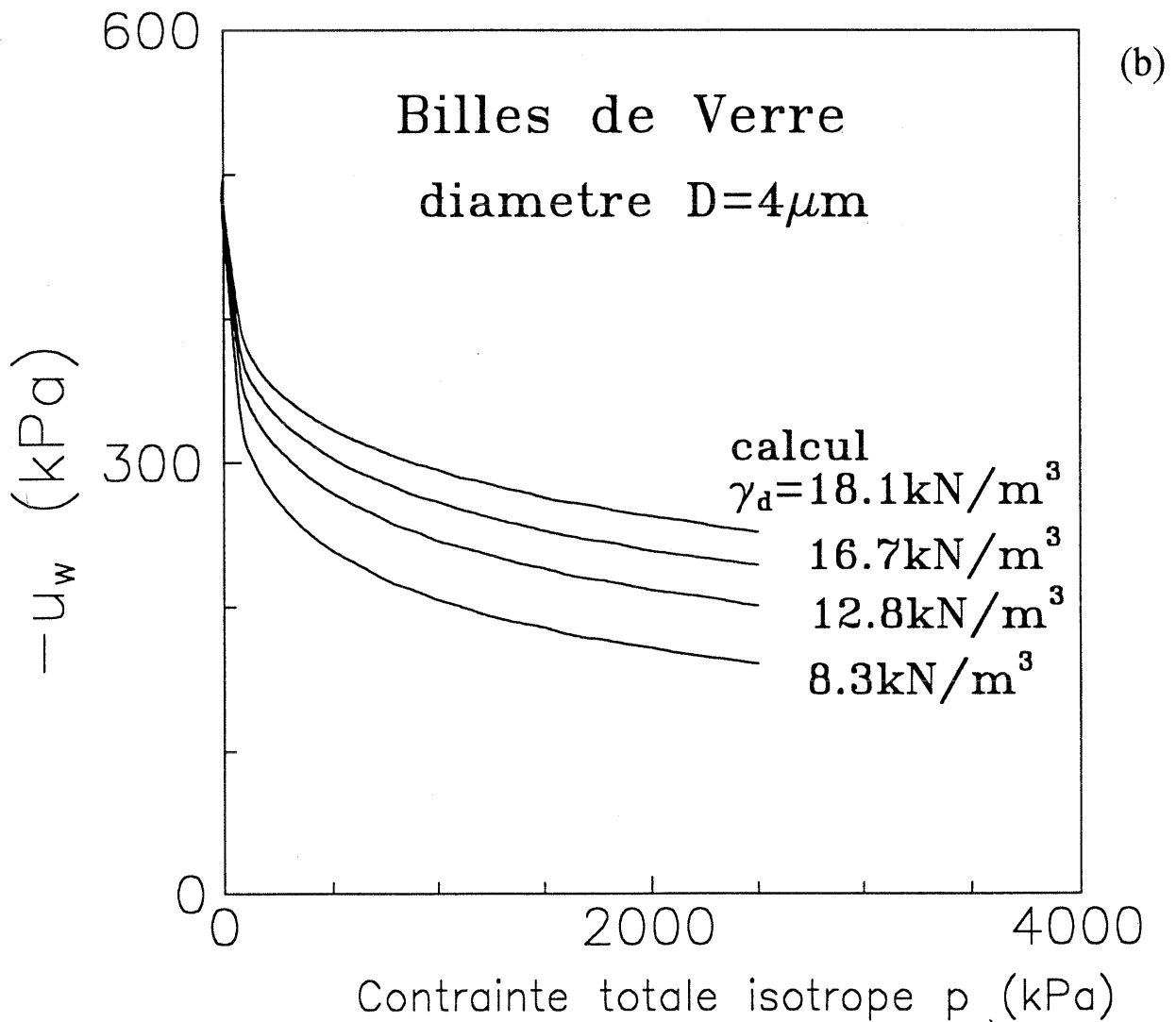
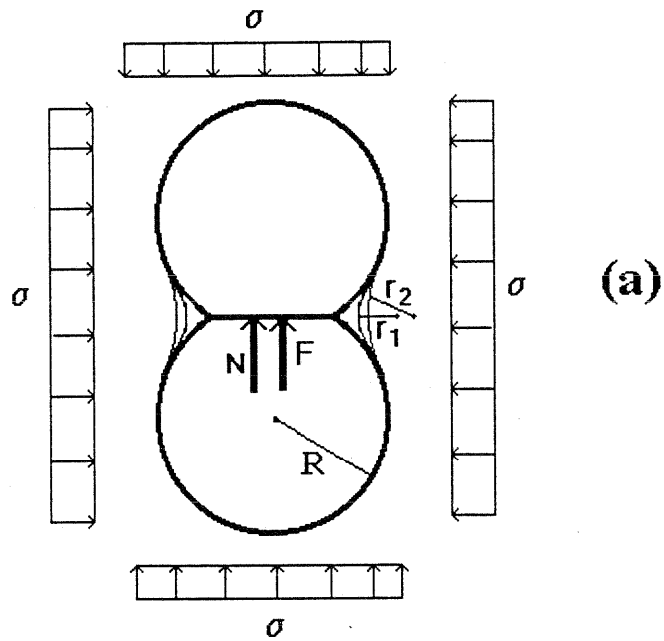


Fig V.12- (a) Effet d'une contrainte isotrope extérieure sur le rayon du ménisque
 (b) diminution de la pression intersituelle négative en fonction de la contrainte totale isotrope pour les différents types d'arrangement.

Lorsque le milieu est partiellement saturé, si le volume du ménisque reste constant, les déformations élastiques correspondantes provoquent une augmentation du rayon de courbure du ménisque et, par conséquent, une décroissance de la pression interstitielle de l'eau (Fig V.12a). Par un processus itératif, la valeur de la pression interstitielle négative change progressivement dès qu'un équilibre est atteint entre la pression, la contrainte extérieure et la déformation des billes. La Fig V.12b, montre la décroissance de la pression interstitielle négative en fonction de la contrainte extérieure, pour une valeur de pression initiale donnée ($u_w = -500kPa$).

V-2.1.2.6- Module élastique isotrope

Lorsque les déformations sont petites (c.à.d inférieures à 10^{-5}), le comportement du sol est élastique non linéaire, et le module d'Young peut être déduit de la loi de Hertz:

$$E = \beta(\sigma'_3)^n \quad \leftarrow$$

Dans ce domaine de déformations, les forces de contact interparticulaires ne provoquent par de réarrangement des grains, et les variations de volumes sont faibles et élastiques. La Fig V.13 montre la variation du module élastique isotrope, tel qu'il est prédit par le modèle, en fonction de la contrainte capillaire σ'_u , pour différents types d'arrangement.

V-2.1.2.7- Cohésion capillaire

Comme nous l'avons montré au chapitre précédent, le critère de rupture d'un matériau granulaire partiellement saturé présente une cohésion apparente. Plus généralement, le squelette est soumis à une contrainte intergranulaire, qui est la somme de la contrainte totale et de la contrainte capillaire définie précédemment :

$$\sigma' = \sigma + \sigma'_u$$

L'expression du critère de Mohr-Coulomb est, pour un sol remanié ($c' = 0$) - (Fig V.14 a) :

$$\tau = (\sigma_h + \sigma'_u) \operatorname{tg} \varphi' = \sigma_h \operatorname{tg} \varphi' + \sigma'_u \operatorname{tg} \varphi'$$

La quantité $c_{cap} = \sigma'_u \operatorname{tg} \varphi'$ est appelée "cohésion capillaire". Elle dépend du degré de saturation et s'annule pour $S_r = 0$ ou $S_r = 1$. Cette cohésion capillaire est responsable, par exemple, de la stabilité des pentes verticales dans le sable humide. La résistance de compression simple d'un matériau non saturé est proportionnelle à la cohésion capillaire si l'on suppose l'angle de frottement interne φ' indépendant du degré de saturation :

$$R_c = \sigma'_u \left[\operatorname{tg}^2 \left(\frac{\pi}{4} + \frac{\varphi'}{2} \right) - 1 \right] = c_{cap} \left[\frac{\operatorname{tg}^2 \left(\frac{\pi}{4} + \frac{\varphi'}{2} \right) - 1}{\operatorname{tg} \varphi'} \right]$$

La Fig V.14 b représente l'évolution de la résistance à la compression simple en fonction du degré de saturation pour les différents assemblages de billes.

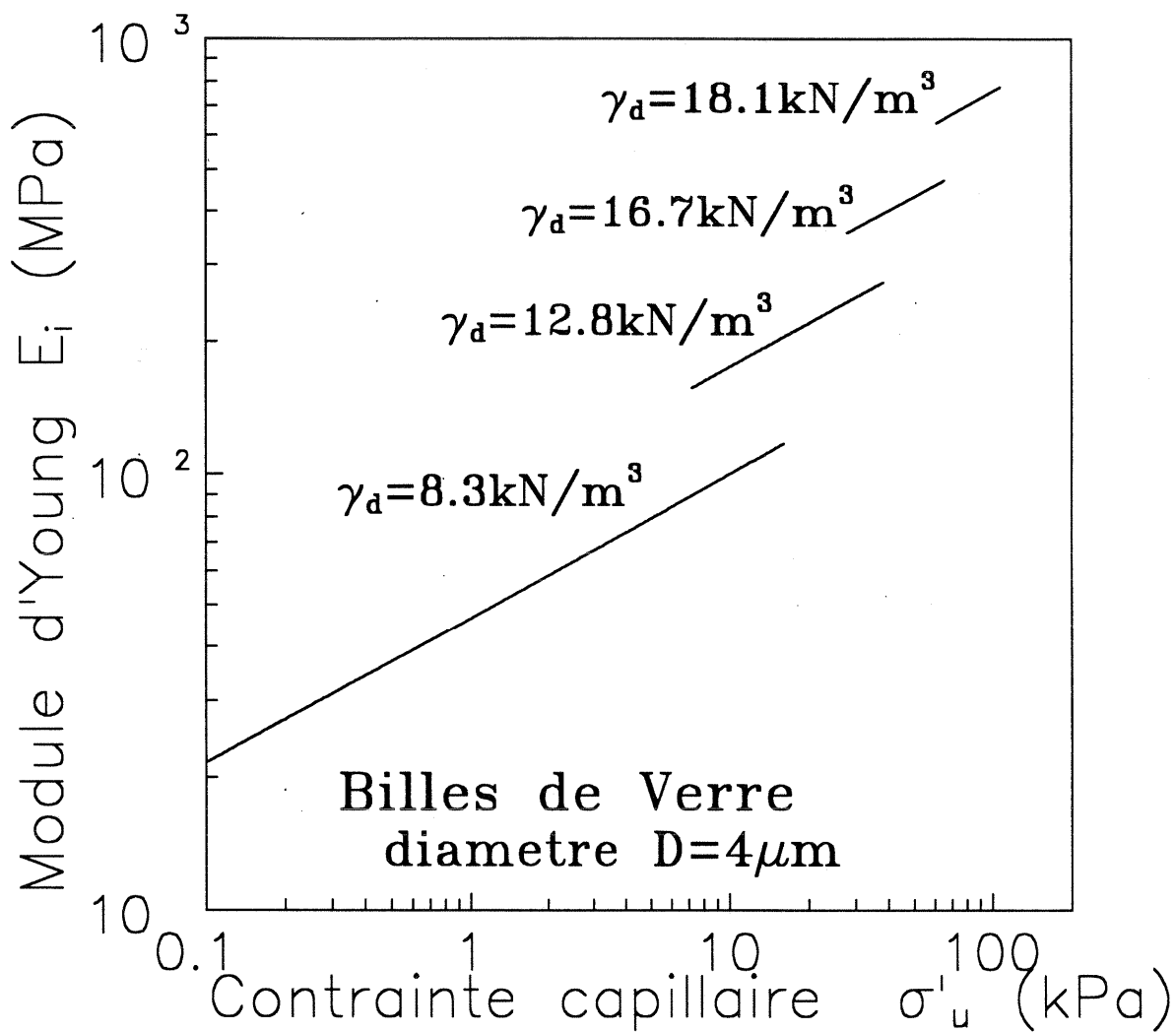


Fig V.13- Module élastique isotrope prédit par le modèle en fonction de la contrainte capillaire pour les différents types d'arrangement

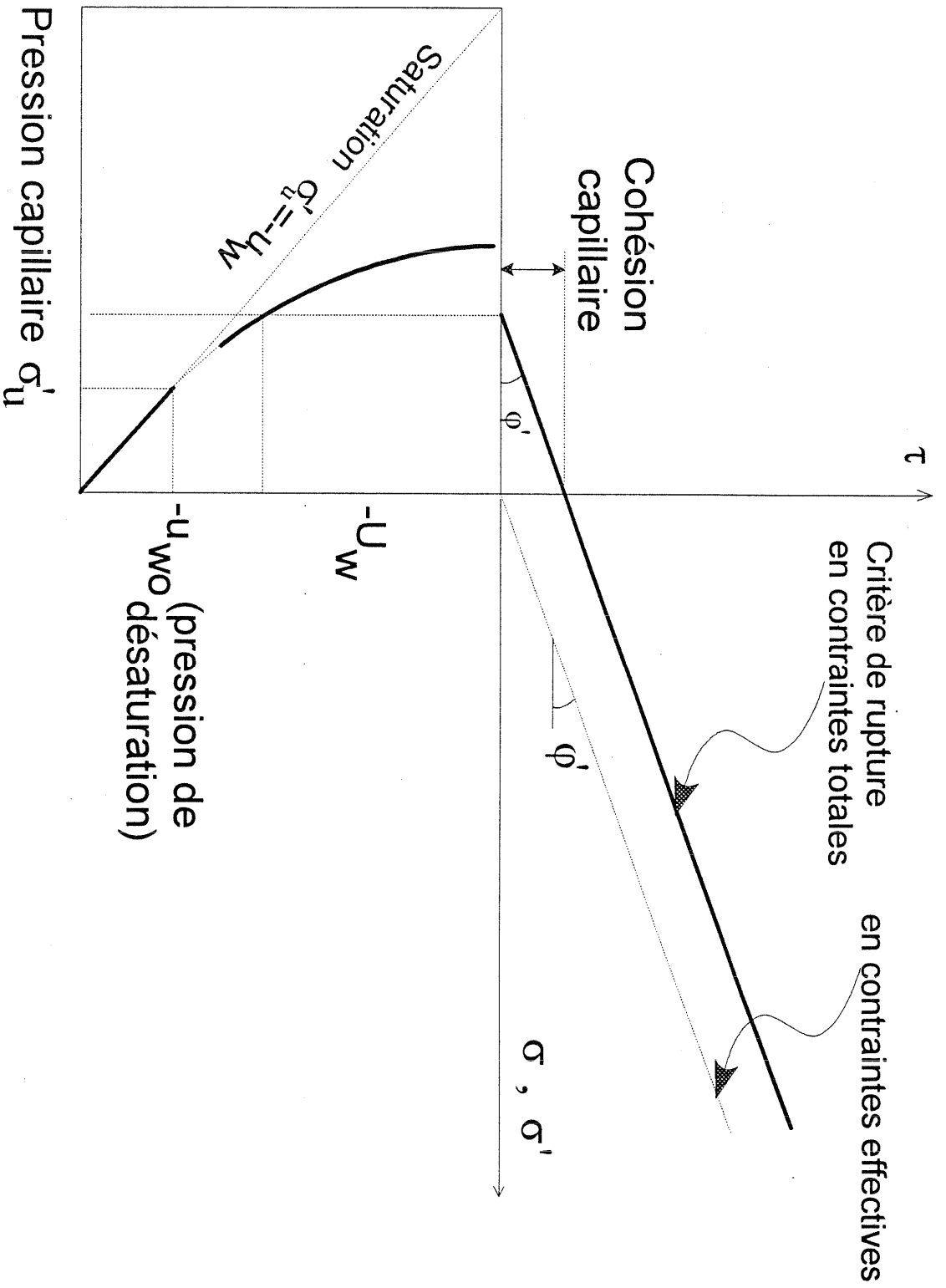


Fig V.14 (a) - Définition de la cohésion capillaire dans le plan de Mohr et relation entre la contrainte capillaire et la cohésion capillaire

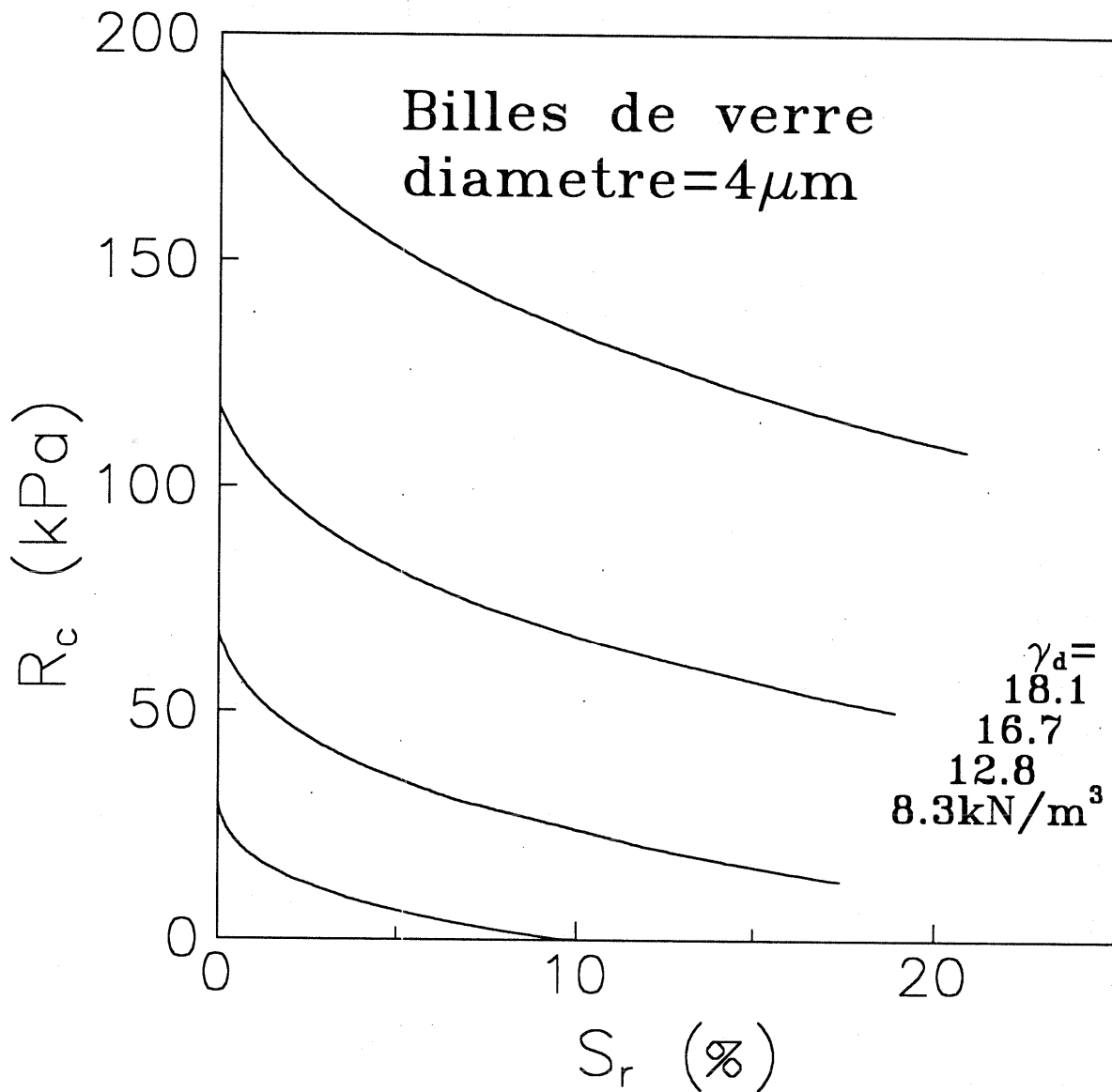


Fig V.14 (b) - Evolution de la résistance à la compression simple en fonction du degré de saturation pour les 4 densités d'assemblage.

V-2.1.2.8- Cas particulier de billes indéformables en contact

Dans le cas particulier des billes indéformables (Fig V.15), la pression négative peut s'exprimer, en fonction de la contrainte capillaire σ'_u et des paramètres d'arrangement (K) et de rayon (R) des billes. En effet, la loi de Hertz permet de lier la contrainte capillaire à la force capillaire par la relation suivante:

$$f_u = KR^2 \sigma'_u$$

Par ailleurs, cette force peut s'écrire:

$$f_u = -u_w S = -u_w \pi l^2$$

avec:

$$l = R \left[\sqrt{\frac{r}{R} \left(\frac{r}{R} + 2 \right)} - \frac{r}{R} \right]$$

$$-u_w = T \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{l} \right)$$

On obtient finalement:

$$-u_w = \frac{9\pi T^2 K(e) \sigma'_u}{(2\pi T - K(e)R\sigma'_u)^2}$$

ou bien :

$$\sigma'_u = \frac{\pi T}{2K(e)R^2} \left[4R + \frac{3 \left(3T - \sqrt{8TR(-u_w) + 9T^2} \right)}{-u_w} \right]$$

dans ces expressions, $K(e)$ est déduit des valeurs calculées pour les 4 arrangements de base, par une régression parabolique :

$$K(e) = 0.32 e^2 + 4.06 e + 0.11,$$

de même que la limite de calcul (Tableau V.1), donnée par :

$$(r/R)_{max} = -0.10 e^2 + 0.59 e - 0.04$$

La courbe $\sigma'_u(-u_w)$ admet donc une asymptote horizontale lorsque la pression négative tend vers l'infini, d'ordonnée :

$$(\sigma'_u)_{max} = \frac{2\pi T}{K(e)R}$$

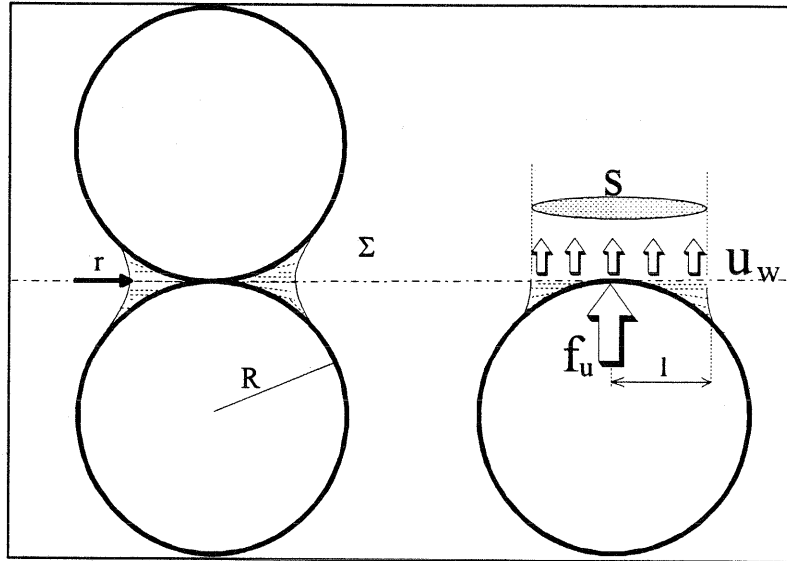


Fig V.15: cas de billes indéformables

A titre d'exemple, pour des billes de 4 μm de diamètre, les valeurs maximales de σ'_u sont de 25.5 kPa pour l'arrangement tétraédrique, de 58.9 kPa pour l'arrangement cubique, de 102 kPa pour l'arrangement octaédrique et de 167.1 kPa pour l'arrangement dodécaédrique.

Si l'on rapporte la contrainte intergranulaire à sa valeur maximale, on obtient une expression indépendante de l'arrangement (de l'indice des vides) :

$$-u_w = \frac{9T}{2R} \frac{\frac{\sigma'_u}{\sigma'_{u\text{-max}}}}{\left(1 - \frac{\sigma'_u}{\sigma'_{u\text{-max}}}\right)^2}$$

$T = 0.075 \text{ N/m}$

Comment calculer $\sigma'_{u\text{-max}}$ pour les différents arrangements ?

V-2.1.2.9- Cas où les billes ne sont plus en contact

Sur un chemin déviatoire, les matériaux surconsolidés ont tendance à se dilater. Cette dilatance se traduit, à l'échelle des grains, par le fait que ceux-ci s'éloignent les uns des autres jusqu'à ce qu'il n'y ait plus de contact solide-solide, la liaison entre les particules est assurée dans le cas des matériaux granulaires non saturés par un pont capillaire du au ménisque d'eau (Fig V.16).

En effet, considérons deux billes indéformables de même diamètre ($D=2R$) entre lesquelles s'est formé un ménisque (Fig V.17 a). Etudions à présent l'évolution de la "force capillaire" f_u lorsque les deux billes s'éloignent l'une de l'autre d'une distance $2d$ (Fig V.17 b). Le volume du ménisque s'écrit :

$$V_{men} = 2\pi R^3 \lambda_0(m_0)$$

avec:

$$m_0 = \frac{r}{R}$$

$$\lambda_0(m_0) = m_0^2 \left[1 - A \sin\left(\frac{1}{1+m_0}\right) \sqrt{m_0(m_0+2)} \right]$$

Le second rayon de courbure est exprimé en fonction de m_0 comme suit:

$$l = R \left[\sqrt{m_0(m_0+2)} - m_0 \right]$$

Ce volume s'exprime en fonction de la distance d comme suit:

$$V_{men} = 2\pi R^3 \lambda_1(m_1, n)$$

avec:

$$m_1 = \frac{r_1}{R} \qquad n = \frac{d}{R}$$

$$\lambda_1(m_1, n) = \frac{1}{3} \left[(1+n)(m_1-n)(m_1+n+2) - \frac{2(m_1-n) + 2m_1^3(1+n)}{1+m_1} - 3m_1^2 \sqrt{(m_1-n)(m_1+n+2)} A \sin\left(\frac{1+n}{1+m_1}\right) \right]$$

et:

$$l_1 = R \left[\sqrt{(m_1-n)(m_1+n+2)} - m_1 \right]$$

La Fig V.18 montre l'évolution des paramètres capillaires en fonction de la distance d pour des billes de $2 \mu\text{m}$ de diamètre. La rupture du ménisque correspond au pic dans le plan ($d/R; -u_w$), c'est à dire au second rayon de courbure nul ($l=0$). On peut noter que si la pression capillaire $-u_w$ croît avec la distance d , la "force capillaire", elle, décroît. Cette décroissance est tout d'abord brusque puis suit continue avec une pente plus douce pour s'annuler lorsque le second rayon de courbure l s'annule (rupture du ménisque). Par ailleurs, pour des volumes de ménisques de plus en plus petits, la force capillaire au contact des billes ($d=0$) est de plus en plus grande, mais chute beaucoup plus vite et s'annule pour des distances d de plus en plus petites.

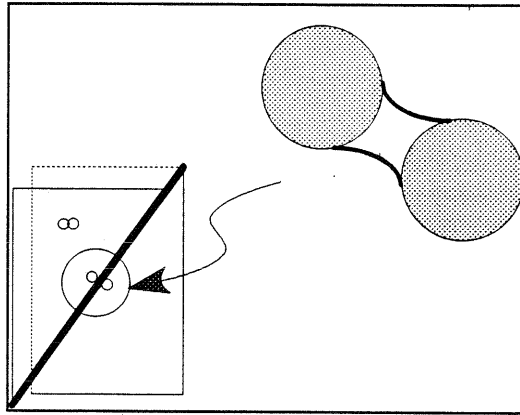


Fig V.16- Pont capillaire entre deux particules

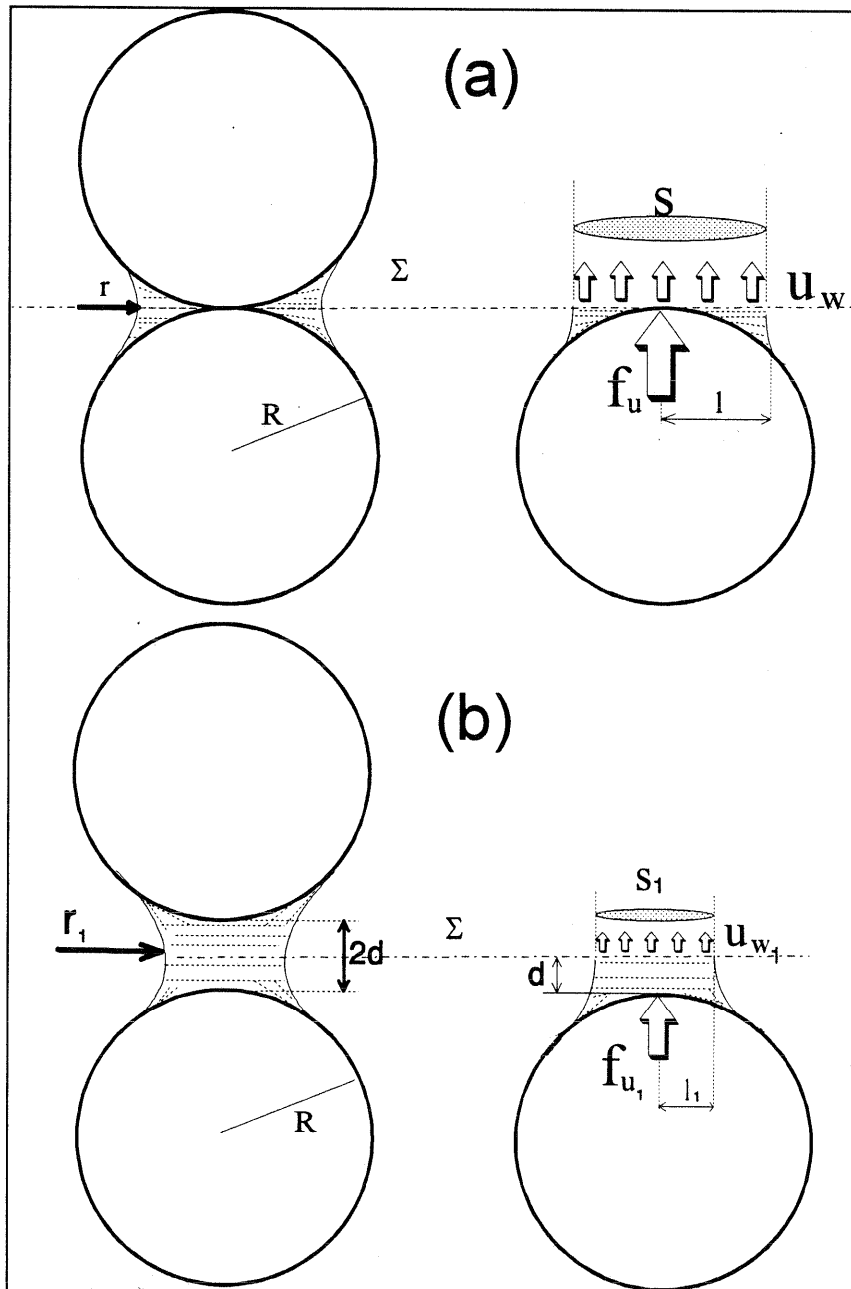
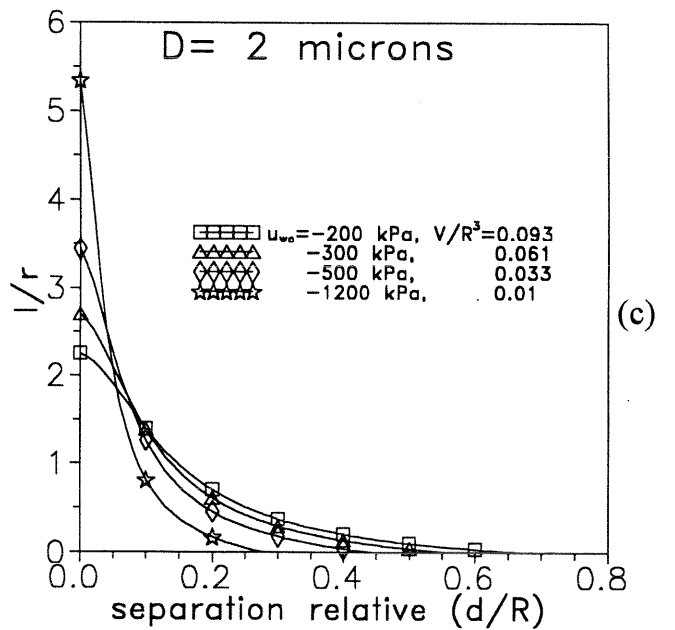
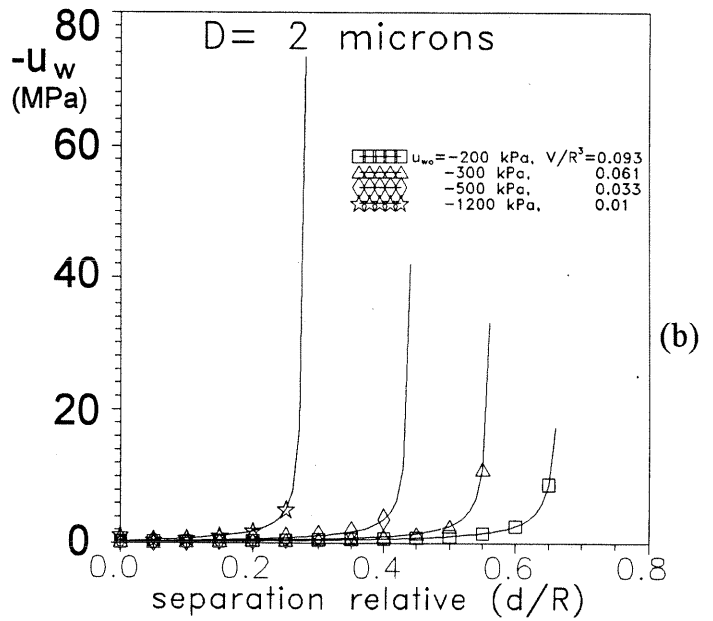
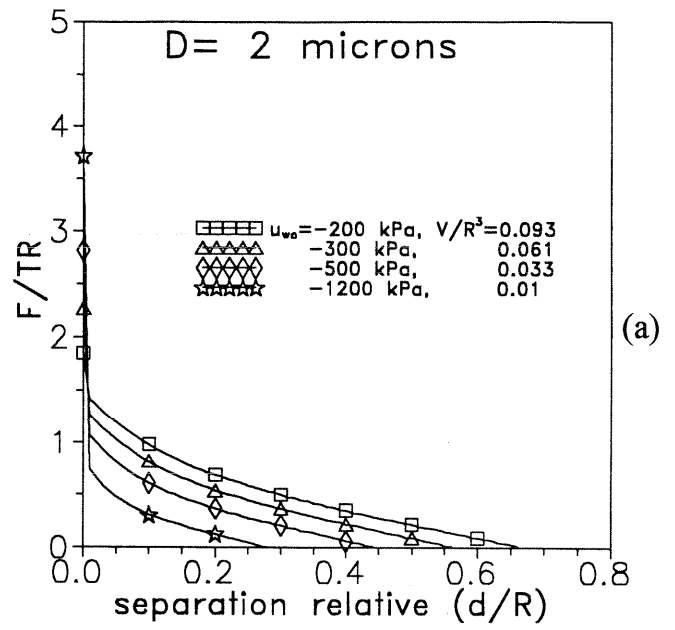
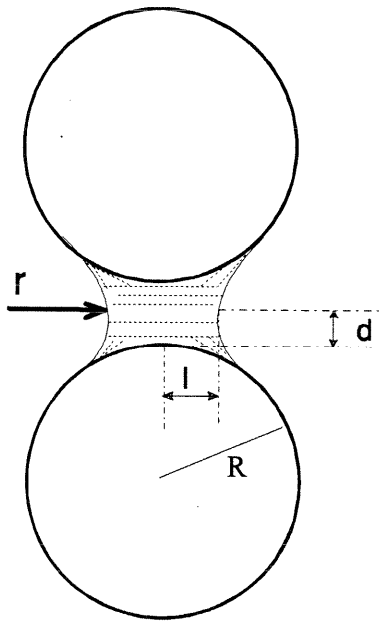


Fig V.17- (a) contact solide-solide entre deux billes indéformables.
(b) liaison capillaire lorsque les deux billes s'éloignent l'une de l'autre.

Fig V.18- Evolution de (a) la force capillaire, (b) la pression interstitielle négative et (c) le rapport des rayons de courbures principaux du ménisque en fonction de la distance de séparation relative des deux sphères.



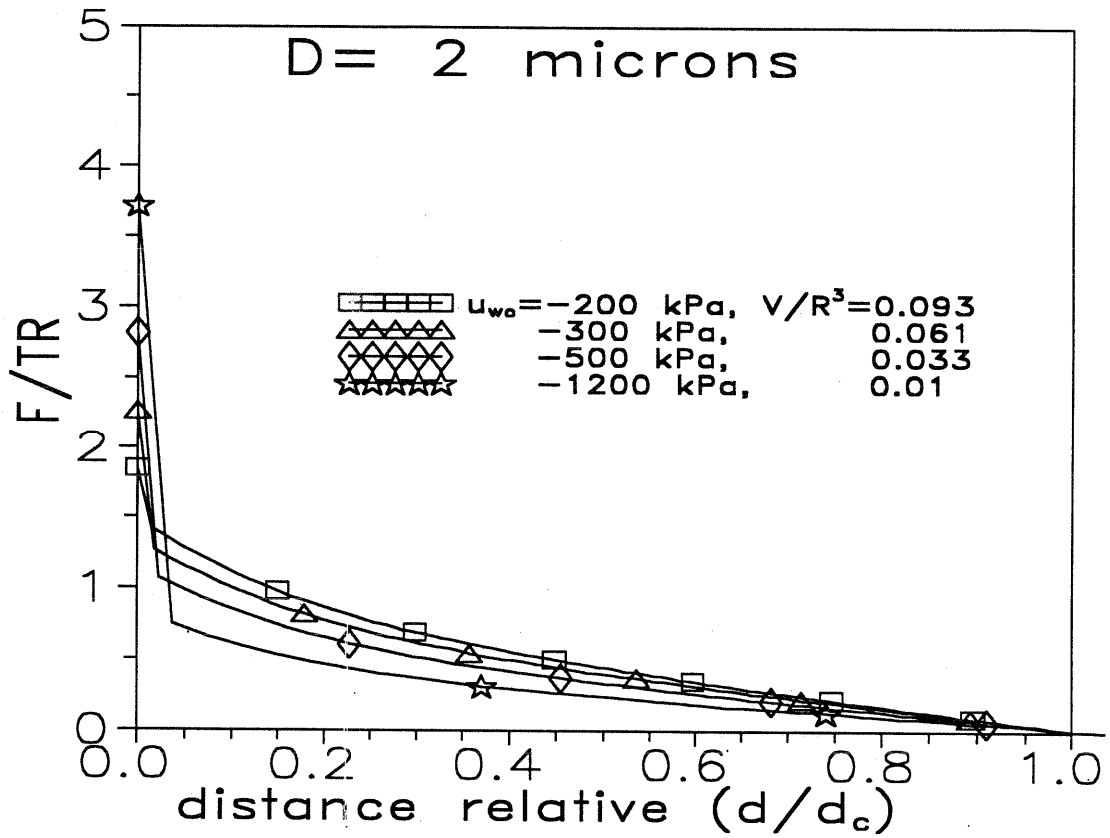


Fig V. 19 Evolution de la force capillaire (adimensionnelle) en fonction de la distance relative

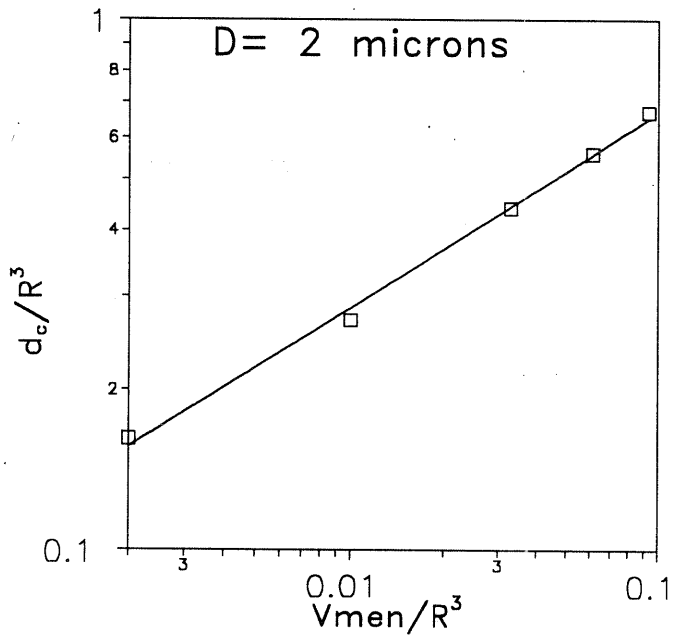


Fig V. 20- Variation de la distance critique relative en fonction du volume du ménisque

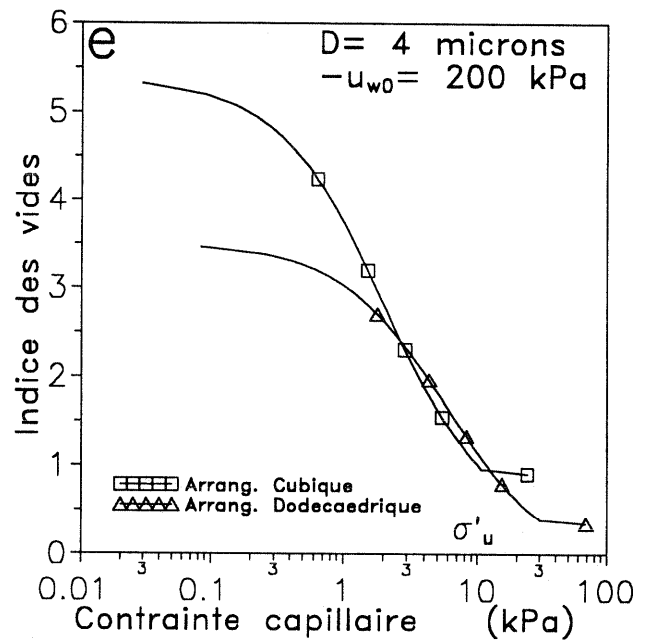


Fig V.21- Evolution de l'indice des vides en fonction de la contrainte capillaire lors de l'expansion d'un arrangement cubique et dodécaédrique.

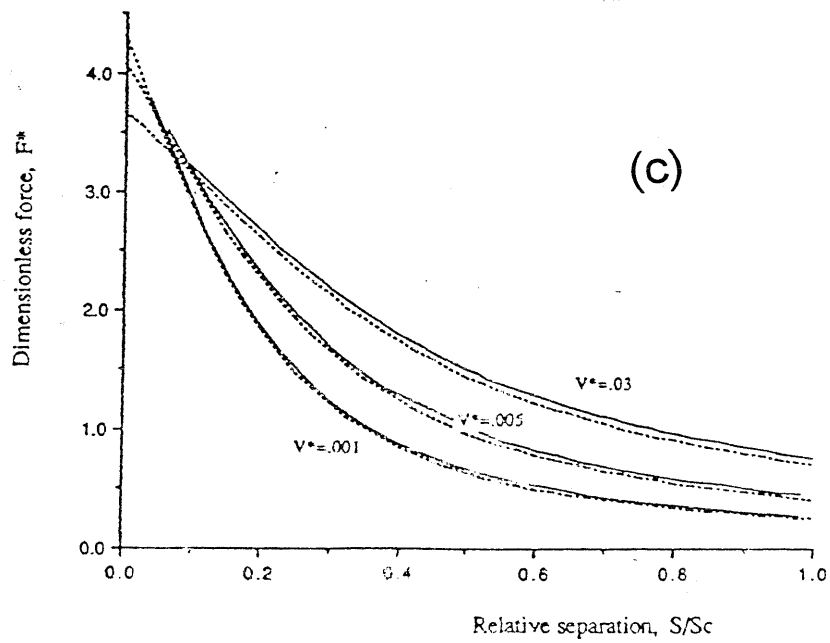
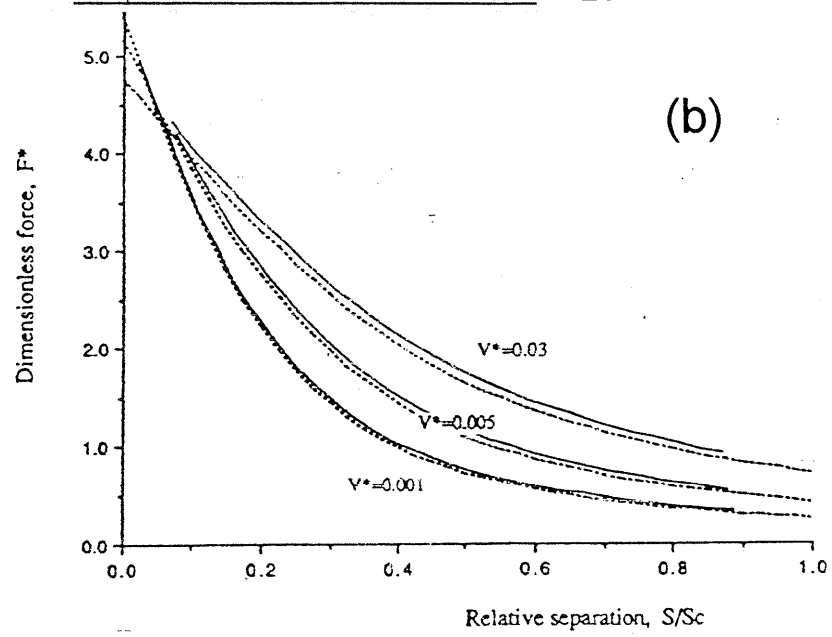


Fig V.19 (b et c) Comparaison des forces capillaires en fonction de la séparation relative des billes pour différents volumes de ménisques (b) pour un angle de contact nul (c) pour un angle de contact de 40° (G. Lian, C. Thornton et M.J. Adams 1993).

Le pont capillaire se rompt pour une distance critique, notée d_c , fonction, dans le cas de deux sphères de même diamètre, du volume et de l'angle de raccordement du ménisque. Nos avons représenté sur les Fig V.19 a , l'évolution de F/TR en fonction de la distance relative d/d_c . Ainsi que dans un plan bi-logarithmique, Ces observations rejoignent celles de G. Lian, C. Thornton et M.J. Adams (1993) (Fig V.19 b et c). Par ailleurs, cette distance critique d_c varie linéairement avec le volume du ménisque (Fig V.20). Par conséquent, plus les ménisques sont petits (faibles teneurs en eau), plus la force capillaire induite par ceux-ci est faible, et plus la distance critique de rupture du pont capillaire est réduite.

A titre indicatif, nous avons représenté sur la Fig V.21, l'évolution de l'indice des vides en fonction de la contrainte capillaire lors de l'expansion isotrope (*augmentation de la distance d*) d'un arrangement régulier de billes de même diamètre à teneur en eau constante. Le calcul est fait pour deux types d'arrangement de billes de $4 \mu\text{m}$ de diamètre soumis à une pression interstitielle négative initiale de 200 kPa. On peut remarquer tout d'abord une chute assez brutale de la contrainte capillaire pour un indice des vides quasi-constant, suivie d'une phase où ce dernier augmente fortement pour tendre vers un palier lorsque la contrainte capillaire tend vers zéro. Ce calcul montre que les valeurs finales d'indice des vides obtenues à la rupture (σ_u tend vers 0) sont très élevées et n'ont aucun rapport avec les indices des vides moyens mesurés à la rupture sur des échantillons de sols. Ceci peut s'expliquer par le fait que la rupture des matériaux granulaires n'est généralement pas homogène, et est précédée par l'apparition d'une "bande" de localisation de grandes déformations le long d'un plan. A l'intérieur de cette bande, l'indice des vides peut augmenter considérablement par rapport au reste de l'échantillon (Fig V.22), alors que le calcul rend plutôt compte des phénomènes observés le long de cette bande.

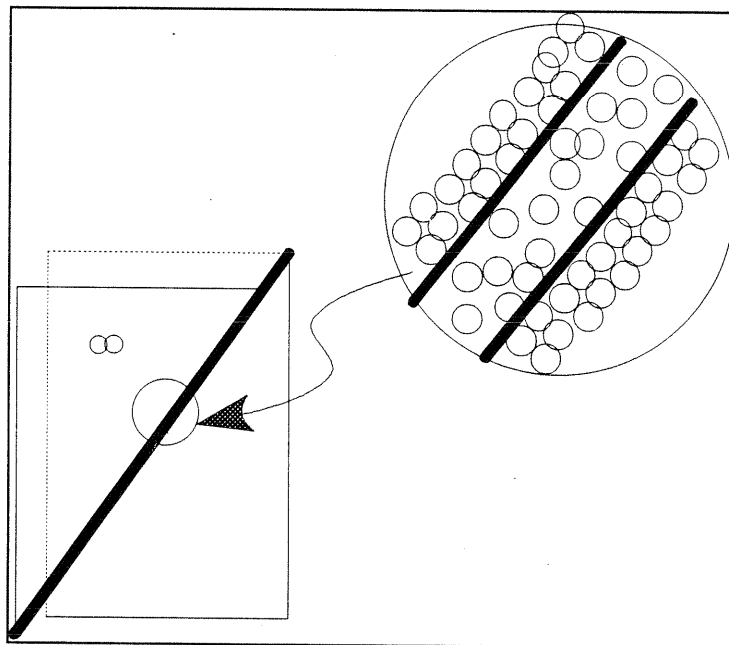


Fig V.22- bande de cisaillement dans les milieux granulaires

V-2.2- Comparaison des prédictions du modèle et des résultats expérimentaux

V-2.2.1- Chemins de drainage-humidification

V-2.2.1.1- Sur des billes de verre

La comparaison a été faite avec les résultats d'Indarto (1991) concernant des essais sur les billes de verre (a) d'un diamètre uniforme de 80 μm , (b) d'un diamètre uniforme de 300 μm , (c) de diamètres compris entre 4 et 40 μm ($D_{60} = 34 \mu\text{m}$; $D_{10} = 24 \mu\text{m}$). Les échantillons, initialement secs, sont versés dans une plaque tensiométrique d'une hauteur de 50 cm. La densité des grains et la densité sèche de l'assemblage étaient, respectivement, de 2.96 et 1.87 dans le premier et le second cas, de 2.45 et 1.46 dans le troisième. Ensuite, ces échantillons ont été humidifiés progressivement, et leur teneur en eau ainsi que leur volume ont été mesurés à chaque étape d'équilibre. Les simulations ont été faites en prenant un module d'Young du verre égal à 65000 MPa, un coefficient de Poisson de 0.25 et une densité d'assemblage de 1.81 (réseau dodécaédrique).

Les Figs V.23, V.24 et V.25 présentent les résultats de ces calculs, comparés aux résultats des expériences pour les deux classes granulométriques, dans le repère [S_r ; $-u_w$]. Pour les billes de 80 et de 300 μm , l'accord est très bon, en dessiccation et en humidification, pour tout le domaine de degré de saturation; on note en particulier la valeur réaliste de pression de désaturation prédite par le modèle. En revanche, pour les billes de 4-40 μm , la courbe expérimentale suit d'abord à peu près la courbe calculée pour $D = 4 \mu\text{m}$ aux faibles degrés de saturation, puis tend à rejoindre la courbe calculée pour $D = 40 \mu\text{m}$ pour les forts degrés de saturation. La pression de désaturation, notamment, est très proche de la valeur calculée pour $D = 40 \mu\text{m}$.

V-2.2.1.2- Sur le limon de Sterrebeek

la Fig V.26 présente la comparaison entre les résultats des essais de dessiccation sur le limon de Sterrebeek (Zerhouni 1991, chap1) et les résultats fournis par le modèle. On constate un bon accord entre la pression de désaturation mesurée et la pression calculée dans le cas d'un réseau régulier d'indice des vides voisin de celui des essais (0.5-0.6), pour un diamètre de billes égal au D_{60} du matériau. En revanche, aux fortes pressions négatives, le chemin suivi expérimentalement se rapproche de celui calculé pour le D_{10} du sol.

V-2.2.1.3- Discussion

Les comparaisons entre les prédictions du modèle et les résultats expérimentaux, lorsqu'il s'agit d'une granulométrie qui n'est pas uniforme (billes de verre 4-40 μm et le limon de Sterrebeek), nous permettent d'avancer les explications suivantes:

Dans le cas des billes de verre de 4-40 μm , ce comportement est lié au fait que, lors de l'humidification, les pores les plus petits sont les premiers à se saturer et les ménisques entre les billes de 4 μm jouent alors le rôle majeur dans cette partie de l'essai. Une fois que ces pores sont remplis, des pores de plus en plus gros vont progressivement se remplir, jusqu'aux pores compris entre les billes de 40 μm lorsque le degré de saturation atteint 80 à 100 %.

Même explication concernant le comportement du limon de Sterrebeek. En effet, lors du drainage, les pores les plus gros sont les premiers à se désaturer et les ménisques entre les billes de 37 μm jouent alors le rôle majeur dans cette partie de l'essai. Une fois que ces pores sont vides, des pores de plus en plus petits vont progressivement se vider, jusqu'aux pores compris entre les billes

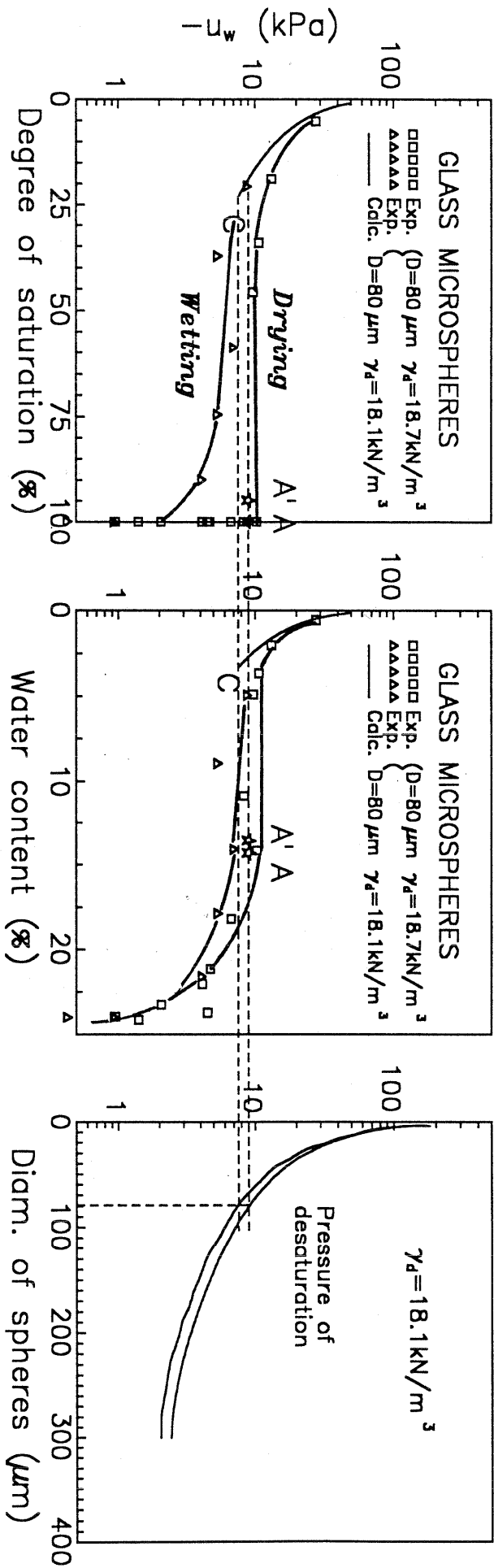


Fig V.23- Comparaison des chemins de dessiccation-humidification calculés et mesurés sur des billes de verre de $80 \mu\text{m}$

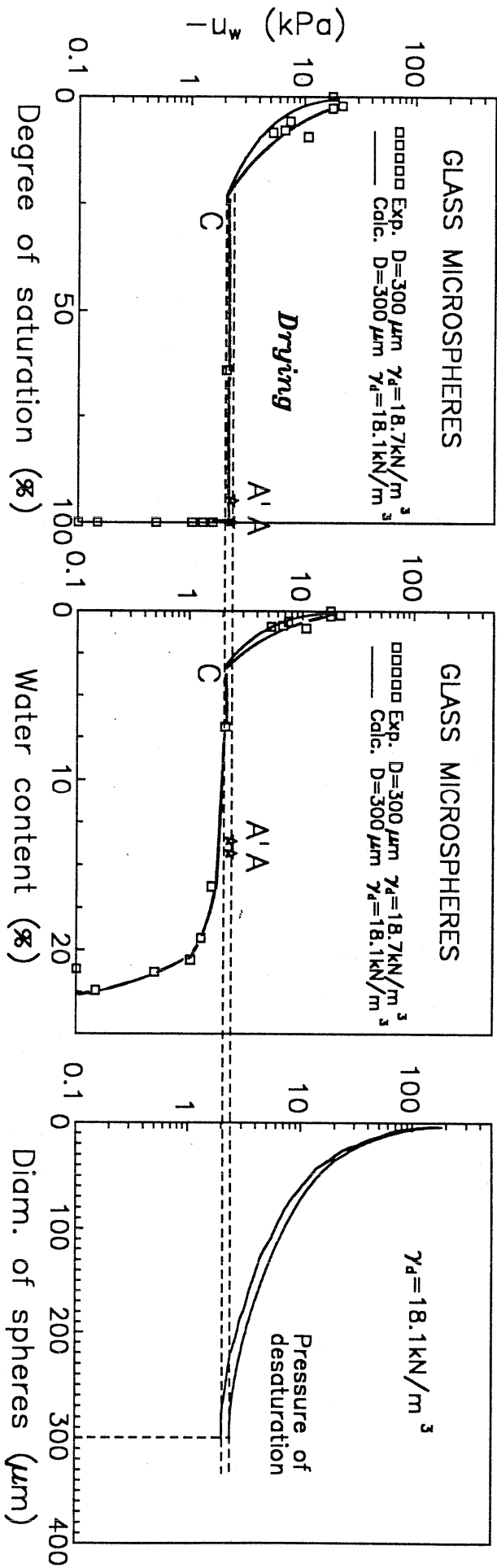


Fig V.24- Comparaison des chemins de dessiccation-humidification calculés et mesurés sur des billes de verre de 300 μm

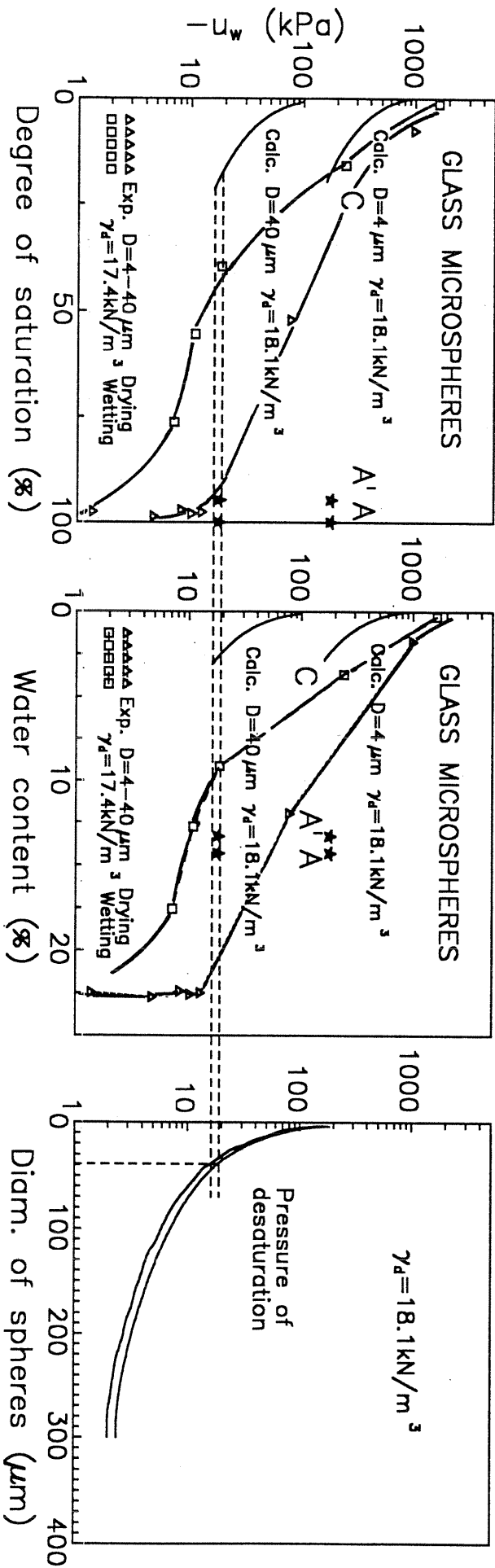


Fig V.25- Comparaison des chemins de dessiccation-humidification calculés et mesurés sur des billes de verre de 4 à 40 μm

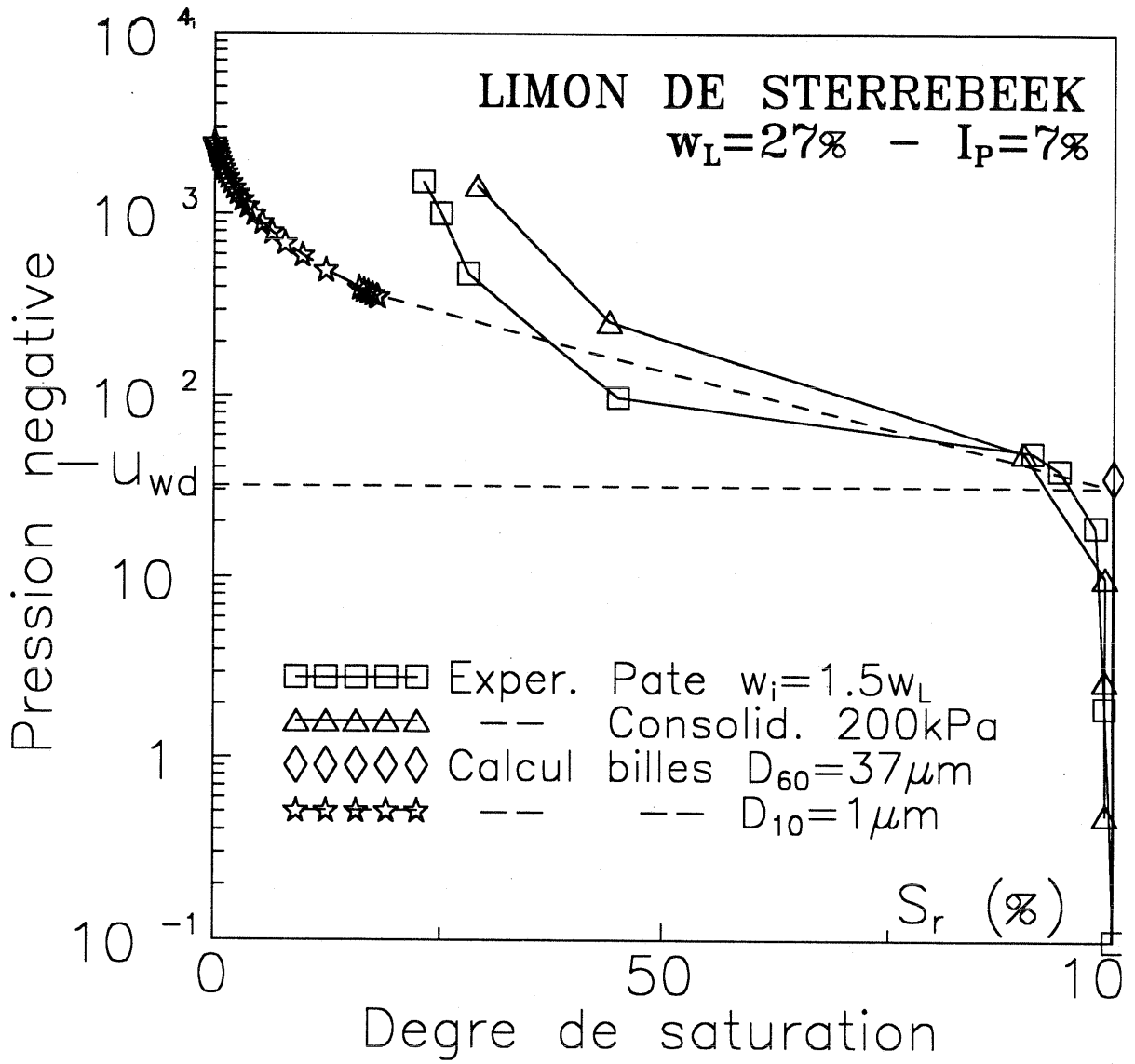


Fig V.26- Comparaison des chemins de dessiccation expérimentaux et calculés sur le limon de Sterrebeek

de $1\mu\text{m}$ lorsque le degré de saturation atteint 25%. Quantitativement, les valeurs de 4 et $40\mu\text{m}$ dans le cas des billes de verre n'ont aucune signification réelle dans ce cas, étant donné que la distribution granulométrique est très raide, avec approximativement 60 % des particules comprises entre 30 et $40\mu\text{m}$ ($D_{60} / D_{10} = 1.4$). Néanmoins, le début de la courbe d'humidification (pour $S_r < 10\%$) montre que, c'est la faible proportion des plus petites particules qui joue le rôle majeur dans le comportement aux fortes pressions. Ce problème illustre un des défauts majeurs du modèle lorsqu'il s'agit de passer d'une granulométrie uniforme à une granulométrie réelle étalée.

V-2.2.2- Comportement en petites déformations

Une série d'essais au triaxial résonant a été réalisée par Boelle (1983) sur des billes de verre sèches d'un diamètre uniforme de 2 mm, à différentes densités relatives comprises entre 32 % et 52 % ($15.5\text{ kN/m}^3 < \gamma_d < 16\text{ kN/m}^3$). Le module d'Young du matériau, déduit de ces mesures, varie comme une fonction puissance de la contrainte isotrope, avec des exposants compris entre 0.37 et 0.40. Cette loi de variation devrait rester valable pour un milieu non saturé, sous réserve de remplacer la contrainte totale par une contrainte effective définie de façon correcte, c'est-à-dire qui prenne en compte l'effet de la pression négative.

Une première tentative a été faite en prenant la valeur de σ'_3 définie par la relation usuelle de Terzaghi, mais celle-ci ne permet pas de retrouver la forme linéaire de la loi de Hertz dans l'espace [$\log \sigma'_3, \log E$] (Fig.IV.27), notamment aux faibles valeurs de contrainte où le rôle de l'eau est prépondérant.

En revanche, l'expression que nous proposons :

$$\sigma'_3 = \sigma_3 + \sigma'_u$$

apparaît beaucoup plus satisfaisante. La valeur de l'exposant n donnée par le modèle est de 0.38; les points expérimentaux des essais de Boelle sont situés entre les lignes calculées pour les arrangements de densités sèches 1.28 et 1.81.

V.2.2.3- Chemins de compression isotrope

Nous avons réalisé un essai de compression isotrope non drainé sur un échantillon de billes de verre dont le diamètre est compris entre 4 et $40\mu\text{m}$. Le matériau a été préparé à une teneur en eau de 7%, puis compacté dans un moule oedométrique de 35mm jusqu'à une densité sèche de 1.4. La variation de la pression interstitielle négative pendant l'essai de compression isotrope a été mesurée par l'intermédiaire d'une tensiomètre saturé monté avec un capteur de pression absolue (cf chap II). L'essai consiste à augmenter la contrainte totale isotrope par incrément et à mesurer l'évolution de la pression et la variation de volume.

Les résultats expérimentaux et les prédictions du modèle sont tracés sur la Fig V.28, comme la variation de la pression négative en fonction de la contrainte totale isotrope. Les calculs ont été effectués pour des billes de 4 et $40\mu\text{m}$, et une densité de 1.29. Les résultats expérimentaux montrent que la pression interstitielle négative décroît tout d'abord brusquement, ensuite plus lentement, alors que, les calculs montrent que la baisse de pression est plus douce. En effet, dans cette phase de l'expérience, il est clair que les hypothèses du modèle ne sont pas vérifiées expérimentalement, puisque l'échantillon a subi tout d'abord des déformations plastiques sous l'effet de la contrainte isotrope (cf. III.3.3). Une fois ces déformations plastiques produites, le comportement quasi-élastique qui s'ensuit est généralement en bon accord avec les prévisions du modèle, avec une translation de la courbe liée à l'augmentation de la densité de l'échantillon.

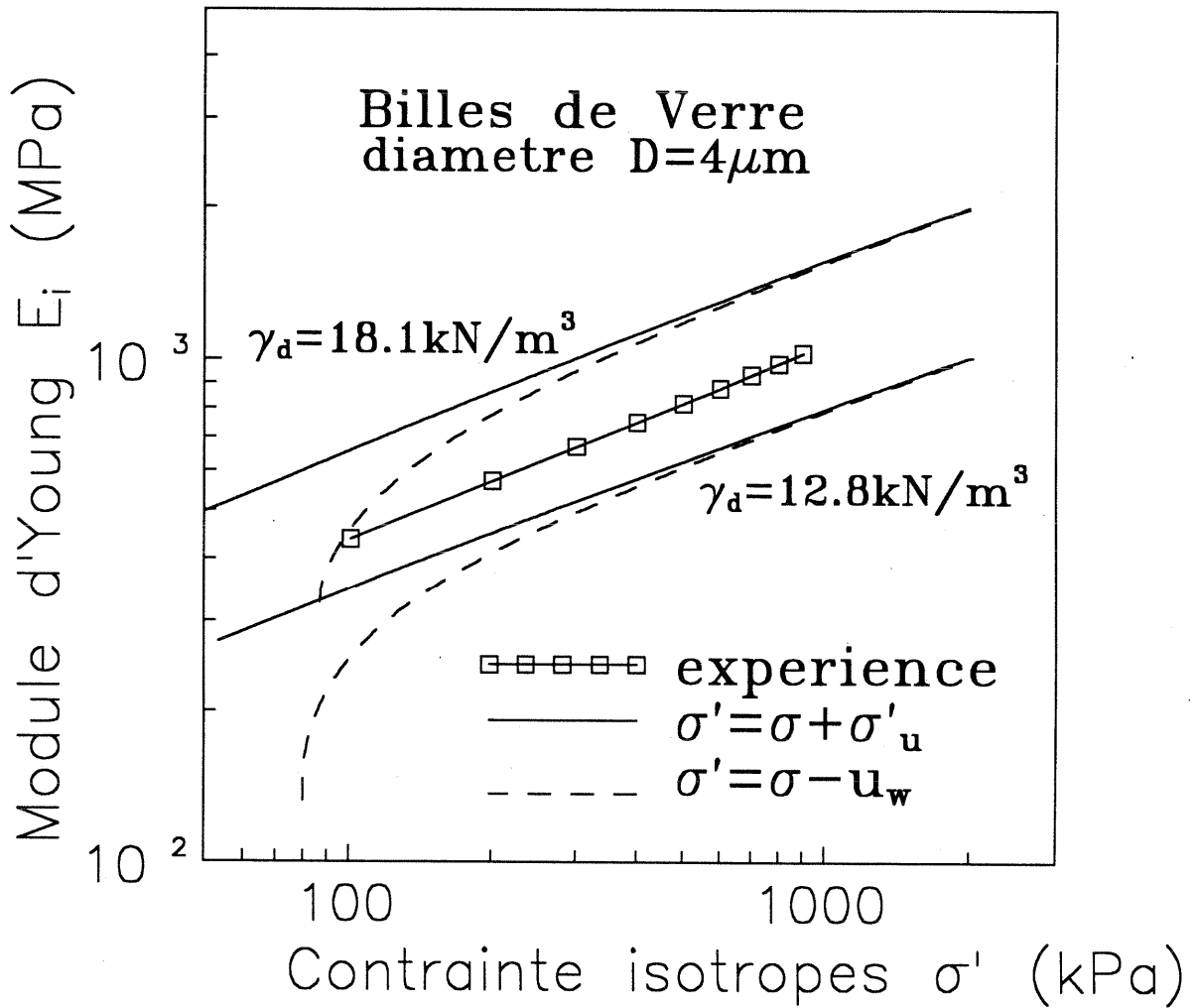


Fig V.27- Comparaison entre les modules d'Young calculés et mesurés en fonction de la contrainte effective intergranulaire pour des billes de $2\mu\text{m}$ de diamètre.

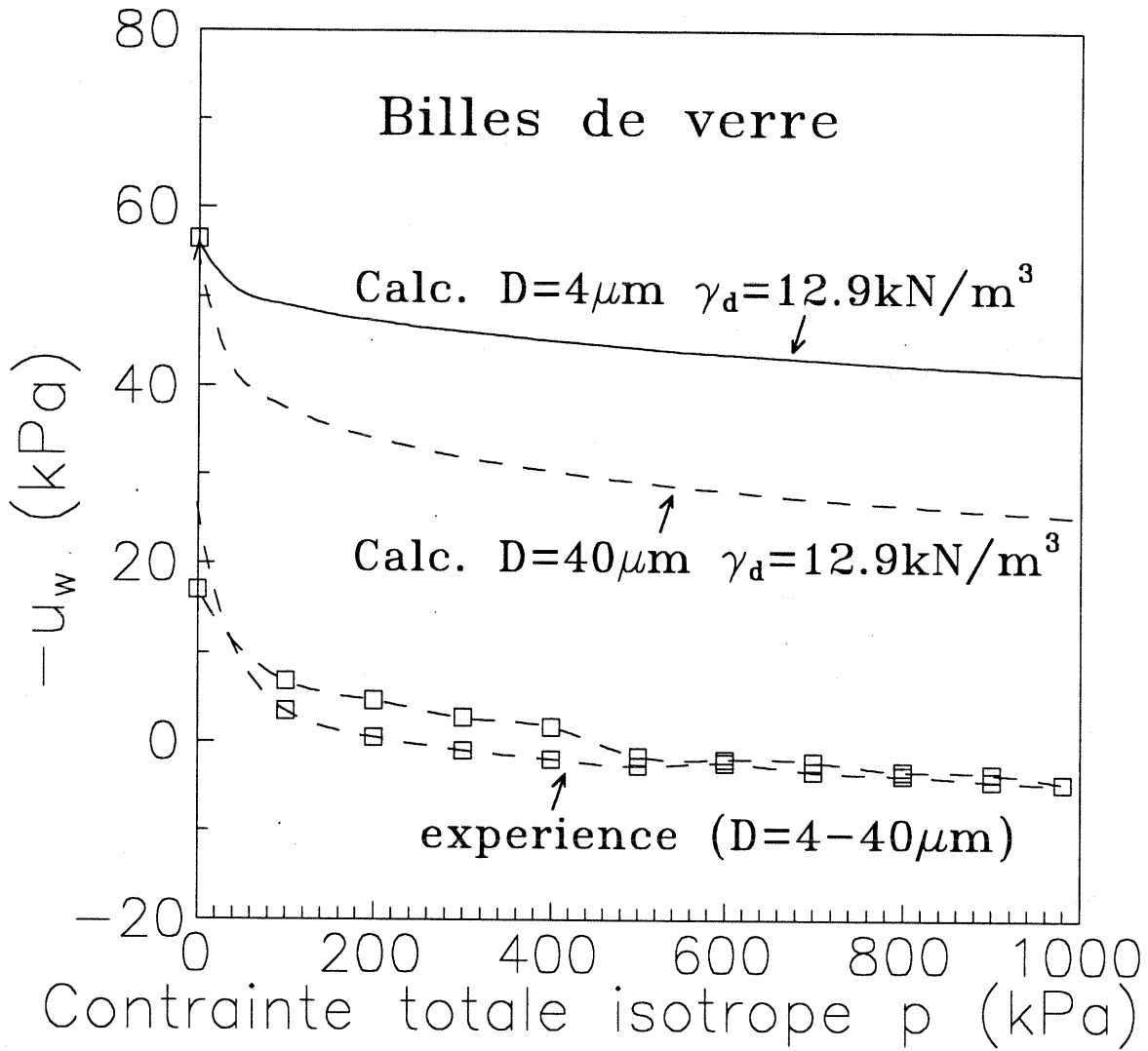


Fig V.28- Comparaison entre des chemins de compression isotrope à teneur en eau constante calculés et mesurés sur des billes de verre de 4-40 μm de diamètre.

V-2.2.3- Critère de rupture de matériaux argileux et sableux

V-2.2.3.1- Chemins de cisaillement simple

Nous avons repris les essais de cisaillement direct d'Escario (1989), à pression négative imposée, sur l'argile rouge et le sable argileux - (cf. chap III). Des résultats tracés dans le plan $[(\sigma_n - u_a, \tau)]$, on peut déduire une valeur de cohésion apparente pour chaque valeur de pression $u_a - u_w$.

En supposant qu'il existe un critère de rupture unique pour les sols saturés et non saturés et que l'angle de frottement effectif φ' est indépendant du degré de saturation du matériau, le décalage entre le critère de rupture du matériau saturé et le critère apparent du matériau non saturé n'est autre que la contrainte capillaire σ'_u que nous avons définie précédemment. (Fig V.29)

Les calculs de cohésion capillaire en fonction de la pression négative ont été faits en prenant des billes de $0.5 \mu\text{m}$ de diamètre dans le cas de l'argile rouge et de $1.5 \mu\text{m}$ dans le cas du sable argileux, avec une densité d'assemblage de 1.81 (réseau dodécaédrique), assez proche des densités réelles initiales (Argile Rouge: 1.80 et Sable Argileux: 1.91).

Dans les deux cas, l'accord entre les résultats expérimentaux et les prédictions du modèle est satisfaisant (Fig V.30 a et V.31 a). Si l'on trace les valeurs de cohésion apparente en fonction, non plus de la pression négative, mais de la contrainte capillaire correspondante, on constate que les points sont sensiblement alignés sur une droite passant par l'origine (Fig V.30 b et V.31 b).

Par ailleurs, nous avons représenté sur les Fig V.32 et V.33, la résistance au cisaillement des deux matériaux, en fonction de la contrainte effective définie par Terzaghi $(\sigma - u_a) + (u_a - u_w)$ (Fig b), et interprétée en fonction de la contrainte effective notée $(\sigma - u_a) + \sigma'_u$ (Fig c).. On constate dans ce dernier plan, comme dans le cas de la cohésion apparente, que les points expérimentaux sont sensiblement alignés sur une droite passant par l'origine.

Autrement dit, le critère de rupture en contraintes totales pour $u_a - u_w \neq 0$ est alors identique au critère de rupture du matériau saturé en contraintes effectives, à condition de remplacer la définition classique de la contrainte effective $(\sigma' = \sigma - u_w)$ par l'expression :

$$\sigma' = \sigma + \sigma'_u,$$

dans laquelle σ'_u est déduit du modèle proposé.

Le problème reste posé de définir le diamètre équivalent pour un assemblage de particules d'argiles. On peut s'interroger sur la validité du calcul, alors que les phénomènes mis en jeu font intervenir à la fois des mécanismes d'adsorption et des mécanismes capillaires. On peut cependant admettre, pour les argiles simples telles que la kaolinite, l'image désormais classique du milieu argileux composé d'agrégats entre lesquels existent des vides beaucoup plus importants (Collins & Mc Gown, 1974; Alonso, 1987) (Fig.V.34). Par ailleurs, Tessier (1984) a montré que dans la plupart des argiles, à l'exception des smectites, le remplissage et la vidange des pores obéissent à un phénomène de type capillaire, régi par la loi de Laplace.

Tant que le degré de saturation est supérieur à quelques pourcents, on peut supposer que l'espace intra-agrégats reste saturé et que tous les échanges d'eau se font dans l'espace inter-agrégats. Il en résulte que le diamètre des grains à prendre en compte n'est pas nécessairement directement lié à la granulométrie mesurée, par exemple, par sédimentométrie (Fleureau 1992).

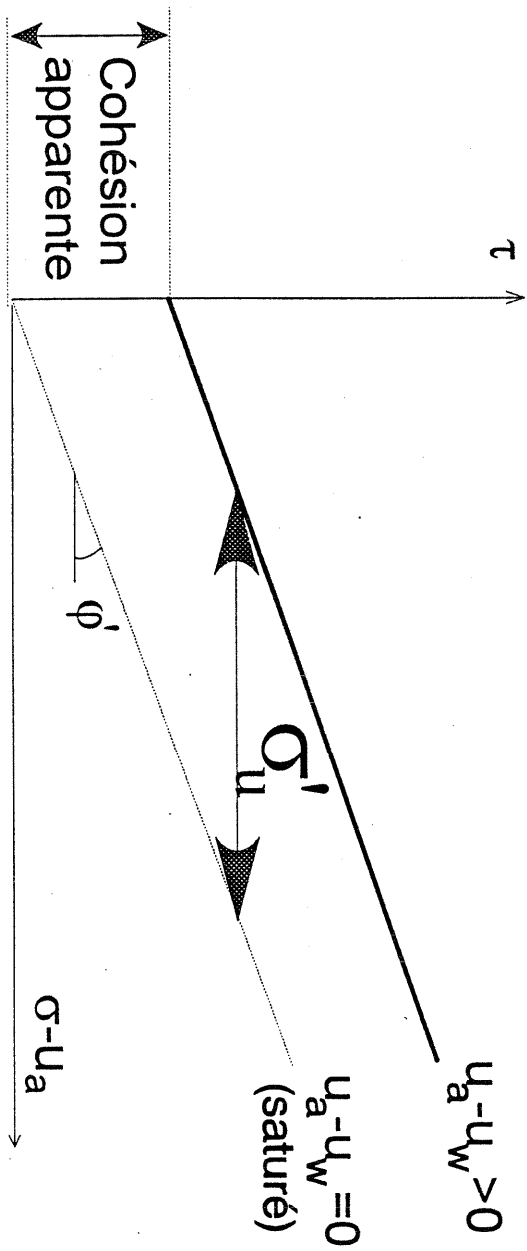


Fig V.29- Représentation de la contrainte capillaire comme un décalage horizontale du critère de rupture saturé au critère de rupture apparent pour le milieu non saturé

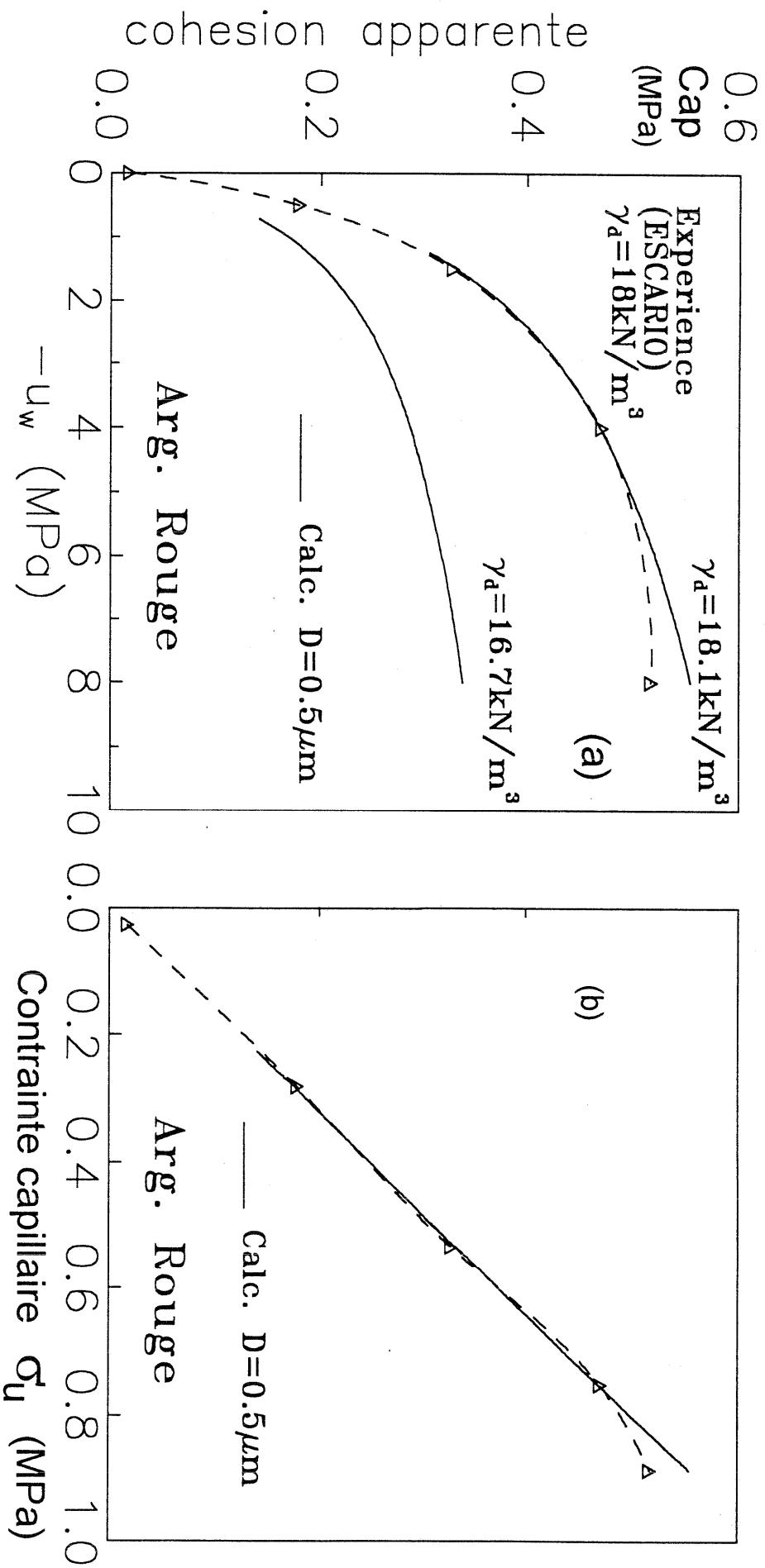


Fig V.30 - Comparaison entre la cohésion apparente mesurée et calculée en fonction de (a) la pression interstitielle négative, et (b) la contrainte capillaire pour l'argile rouge de Guadalix.

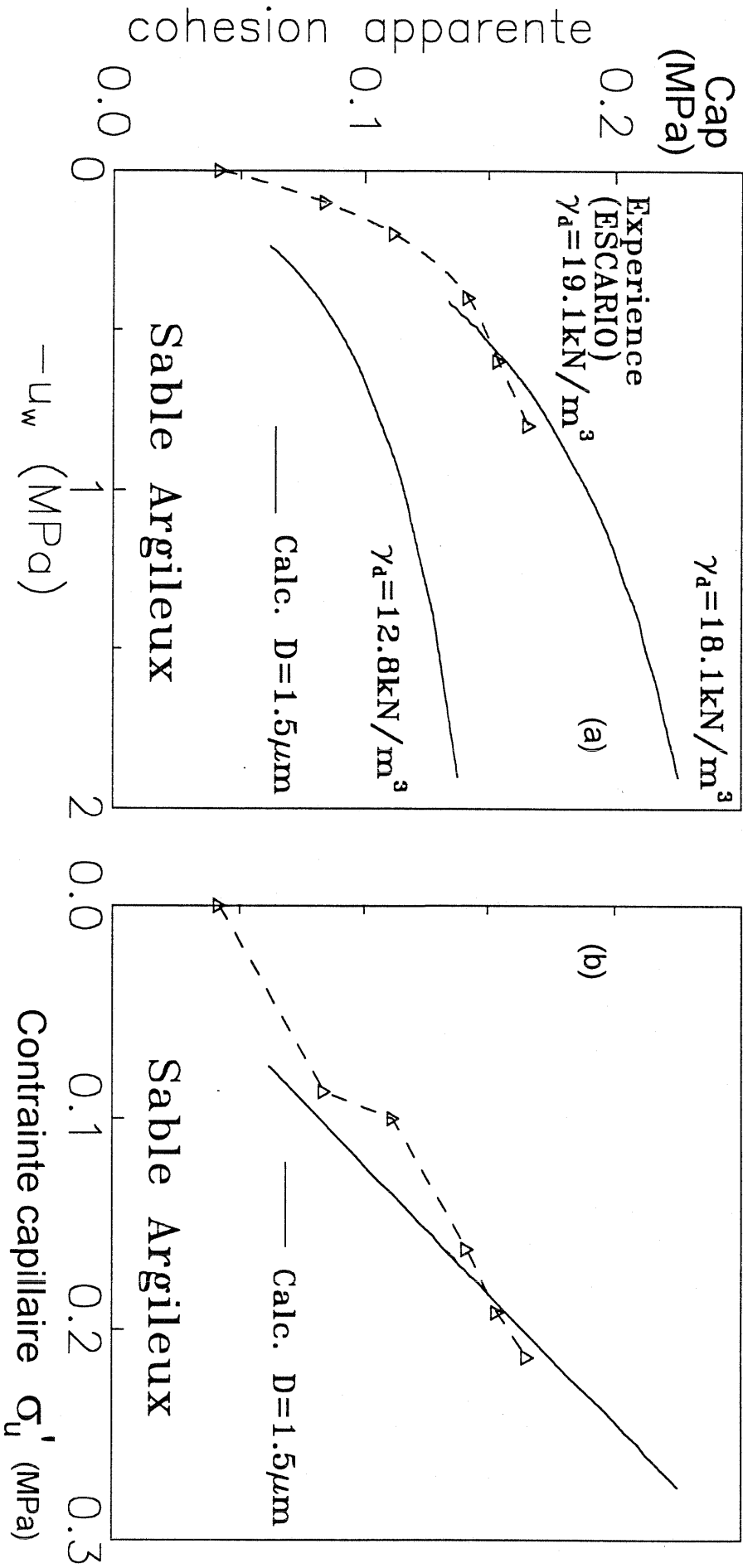
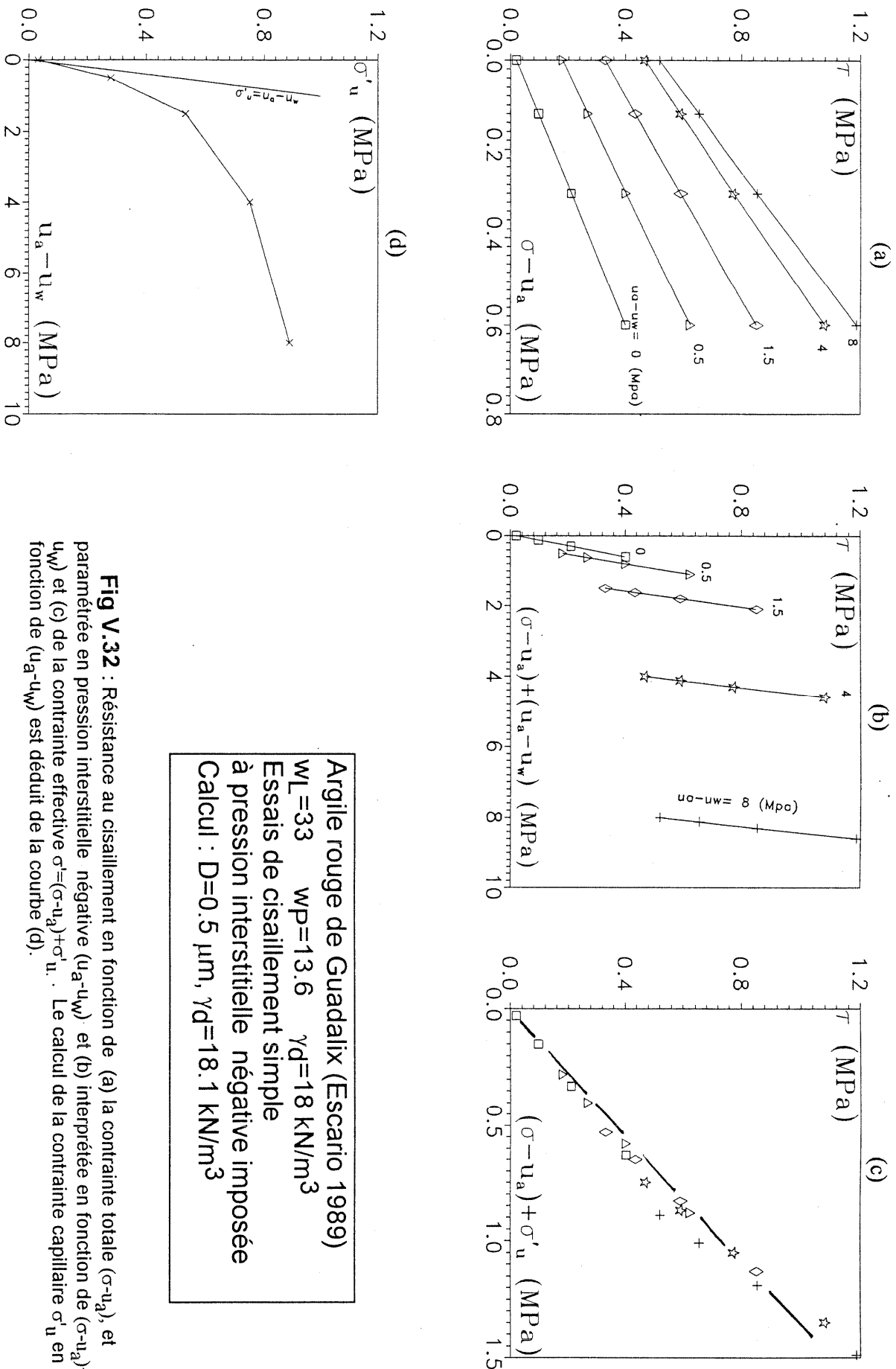
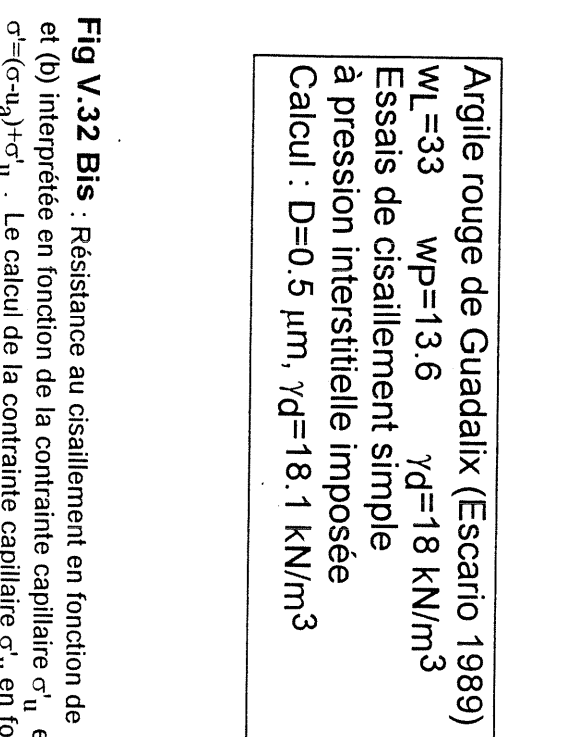
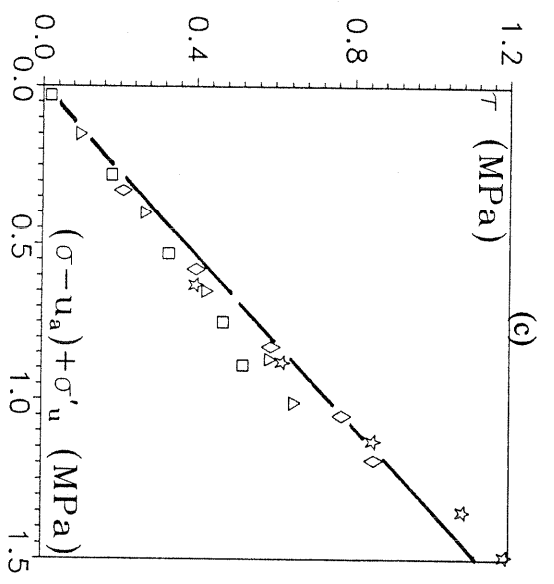
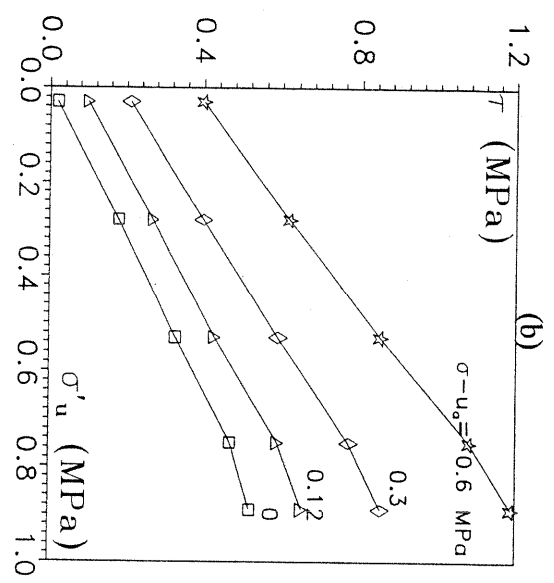
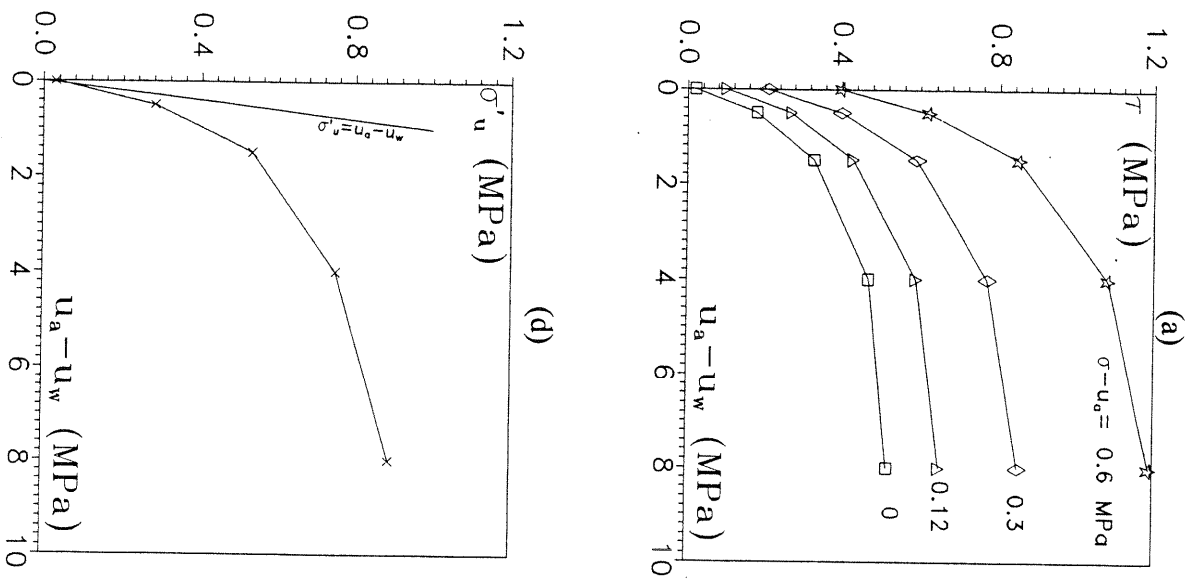


Fig V.31 - Comparaison entre la cohésion apparente mesurée et calculée en fonction de (a) la pression interstitielle négative, et (b) la contrainte capillaire pour le sable argileux de Madrid.



Argile rouge de Guadalix (Escario 1989)
 $W_L = 33$ $W_P = 13.6$ $\gamma_d = 18 \text{ kN/m}^3$
 Essais de cisaillement simple
 à pression interstitielle négative imposée
 Calcul : $D = 0.5 \text{ } \mu\text{m}$, $\gamma_d = 18.1 \text{ kN/m}^3$

Fig V.32 : Résistance au cisaillement en fonction de (a) la contrainte totale $(\sigma - u_a)$, et paramétrée en pression interstitielle négative $(u_a - u_w)$ et (b) interprétée en fonction de $(\sigma - u_a) + (u_a - u_w)$ et (c) de la contrainte effective $\sigma' = (\sigma - u_a) + \sigma'_u$. Le calcul de la contrainte capillaire σ'_u en fonction de $(u_a - u_w)$ est déduit de la courbe (d).



Argile rouge de Guadalix (Escario 1989)
 $w_L=33$ $wp=13.6$ $\gamma_d=18 \text{ KN/m}^3$
 Essais de cisaillement simple
 à pression interstitielle imposée
 Calcul : $D=0.5 \mu\text{m}$, $\gamma_d=18.1 \text{ KN/m}^3$

Fig V.32 Bis : Résistance au cisaillement en fonction de (a) la pression interstitielle négative ($u_a - u_w$) et (b) interprétée en fonction de la contrainte capillaire $\sigma' u$ et (c) de la contrainte effective $\sigma = (\sigma - u_a) + \sigma' u$. Le calcul de la contrainte capillaire $\sigma' u$ en fonction de ($u_a - u_w$) est déduit de la courbe (d).

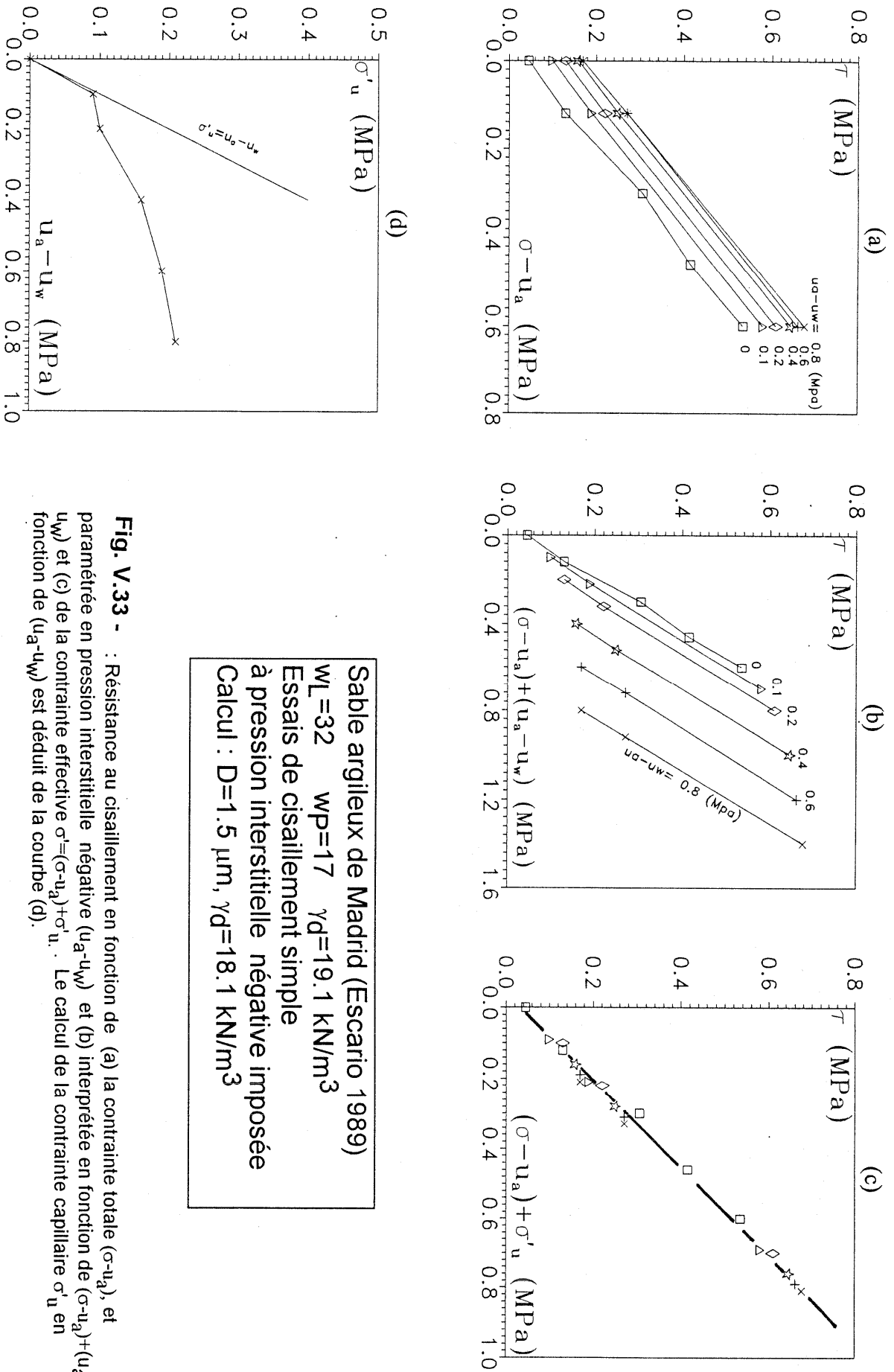
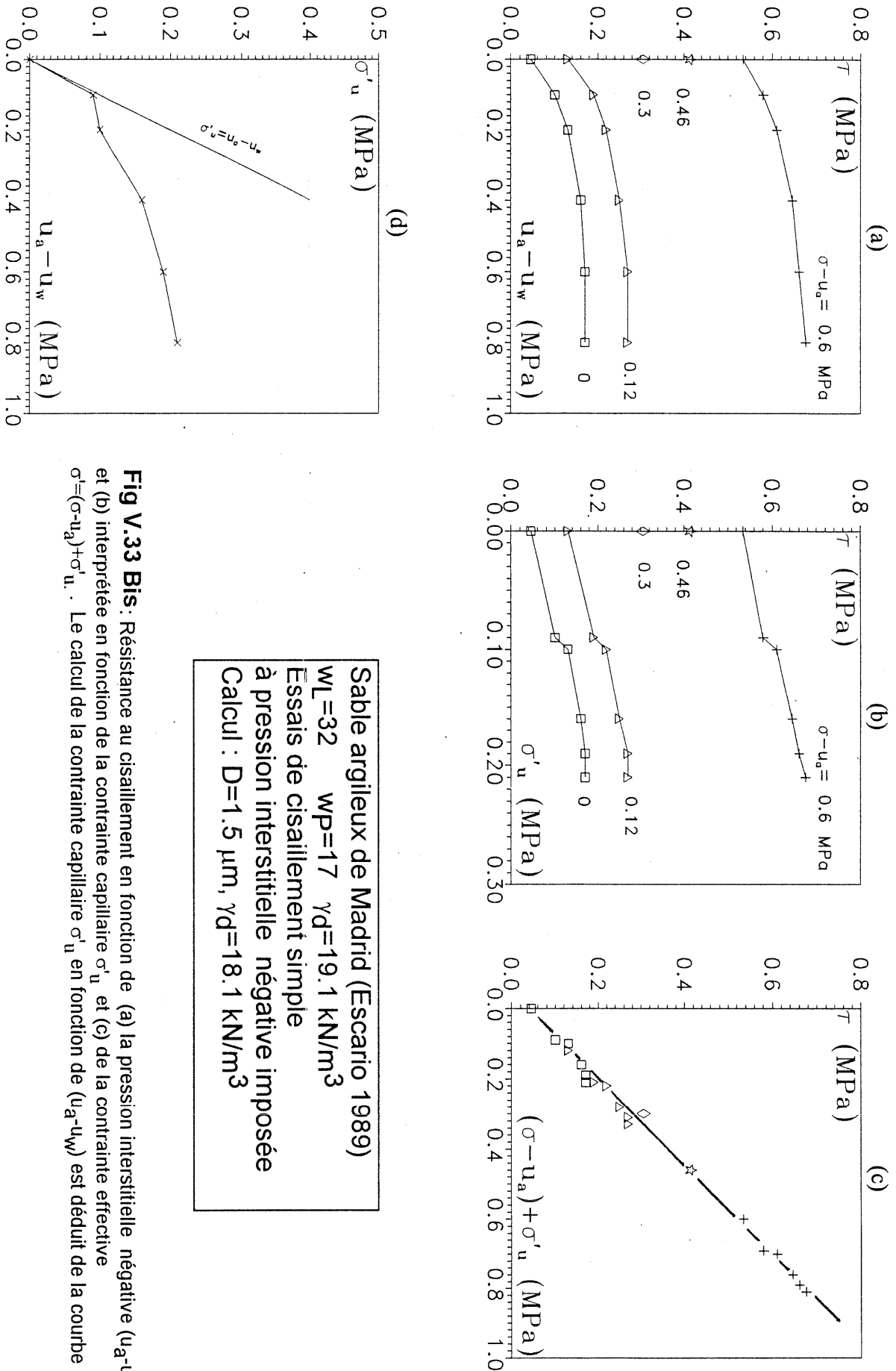


Fig. V.33 - : Résistance au cisaillement en fonction de (a) la contrainte totale $(\sigma - u_a)$, et paramétrée en pression interstitielle négative $(u_a - u_w)$ et (b) interprétée en fonction de $(\sigma - u_a) + (u_a - u_w)$ et (c) de la contrainte effective $\sigma' = (\sigma - u_a) + \sigma' u$. Le calcul de la contrainte capillaire $\sigma' u$ en fonction de $(u_a - u_w)$ est déduit de la courbe (d).



Sable argileux de Madrid (Escario 1989)
 WL=32 WP=17 $\gamma_d=19.1$ KN/m³
 Essais de cisaillement simple
 à pression interstitielle négative imposée
 Calcul : $D=1.5$ μm , $\gamma_d=18.1$ KN/m³

Fig V.33 Bis : Résistance au cisaillement en fonction de (a) la pression interstitielle négative ($u_a - u_w$) et (b) interprétée en fonction de la contrainte capillaire σ'_u et (c) de la contrainte effective $\sigma' = (\sigma - u_a) + \sigma'_u$. Le calcul de la contrainte capillaire σ'_u en fonction de ($u_a - u_w$) est déduit de la courbe (d).

Dans le cas des essais d'Escario, le contrôle des diamètres de grains n'a pu être fait, compte-tenu de l'imprécision des données granulométriques fournies. Les valeurs prises pour le calcul sont donc en grande partie arbitraires.

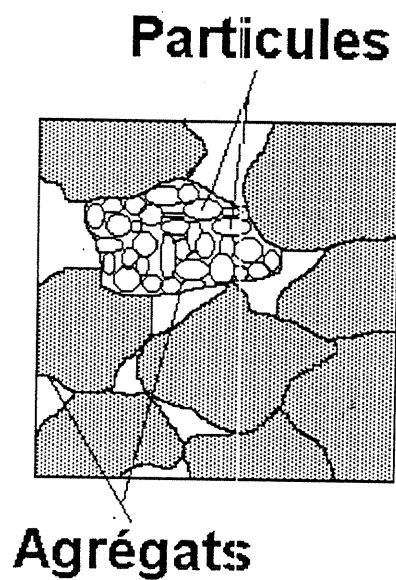


Fig V.34 Représentation schématique des agrégats dans les milieux argileux

V-2.2.3.2- Chemins de compression simple

Le chemin de compression simple a été choisi comme un moyen simple pour estimer la cohésion capillaire en fonction de la teneur en eau. La cohésion capillaire est proportionnelle à la résistance de compression simple si on suppose que l'angle de frottement interne du matériau φ' est constant, quel que soit le degré de saturation (cf V.2.1.2.7).

$$R_c = \sigma'_u \left[\operatorname{tg}^2 \left(\frac{\pi}{4} + \frac{\varphi'}{2} \right) - 1 \right] = c_{cap} \left[\frac{\operatorname{tg}^2 \left(\frac{\pi}{4} + \frac{\varphi'}{2} \right) - 1}{\operatorname{tg} \varphi'} \right]$$

La comparaison entre les prédictions du modèle et les résultats d'essais ont été réalisés sur deux types de matériaux : (a) deux limons naturels (d'Orly et de Gembloux), et (b) Sable d'hostun RF et des billes de verre dont le diamètre est compris entre 4 et 40 μm .

V-2.2.3.2.1- Limons de Gembloux et d'Orly

Leclercq & Verbrugge (1986) ont mesuré la résistance en compression simple du limon de Gembloux remanié, prélevé à deux profondeurs différentes, en fonction de la teneur en eau. Les caractéristiques du matériau sont présentées dans le **Tableau V-2 a**.

Les échantillons ont été préparés au laboratoire par compactage à une densité proche de la densité in-situ (1.53) et à différentes teneurs en eau, puis on a mesuré la résistance en compression simple : la résistance diminue de façon continue quand la teneur en eau augmente (**Fig.V.35**).

Par ailleurs, Kyvellos (1955) a réalisé des essais de compression simple sur le limon d'orly (**Tableau V-2 b**), compacté à une densité égale à l'OPN et à 3 teneurs en eau différentes (w_{OPN} , $w_{OPN}-3\%$, $w_{OPN}+3\%$). De même que pour le limon de Gembloux, on constate là aussi une diminution de la résistance à la compression simple lorsque le degré de saturation augmente. Il s'agit du degré de saturation mesuré à la fin de l'essai (**Fig V.35**).

Le comportement de ces deux limons est bien décrit par le modèle, en prenant des billes de diamètre à peu près égal au D_{10} du limon de Gembloux par exemple (obtenu par extrapolation de la courbe granulométrique), les valeurs expérimentales étant comprises entre les valeurs calculées pour les densités de 1.28 (réseau cubique) et 1.67 (réseau octaédrique) - pour une densité moyenne mesurée sur le matériau de 1.50 - (**Fig V.36**). Par ailleurs, le calcul montre l'existence d'une valeur maximale de la résistance à la compression simple lorsque le degré de saturation s'annule. Expérimentalement, il est très difficile de parler de "valeur maximale" de résistance à la compression simple, bien que les essais effectués par Hamadache (1992) sur le matériau de la Verne montre l'existence d'une telle valeur (**Fig V.37**). En effet, dans ce domaine de degré de saturation, les essais ne sont plus du tout fait dans les conditions d'homogénéité requises et on mesure essentiellement la fragilité du matériau, qui dépend autant de son mode de préparation que du chemin suivi.

Tableau .V.2 a - Caractéristiques du limon de Gembloux

Couche	w_L	w_P	%<80 μ m	D_{60}/D_{10}	c'	ϕ'	γ_d/γ_w
				μ m	kPa	degrés	
I	33	25	95	29	0	41	1.5
II	37	21	95	31	0.1	39	1.5

Tableau .V.2 b - Caractéristiques du limon d'Orly

w_L	w_P	w_{OPN}	$\gamma_d/\gamma_w(OPN)$
29.5	21	15%	1.81

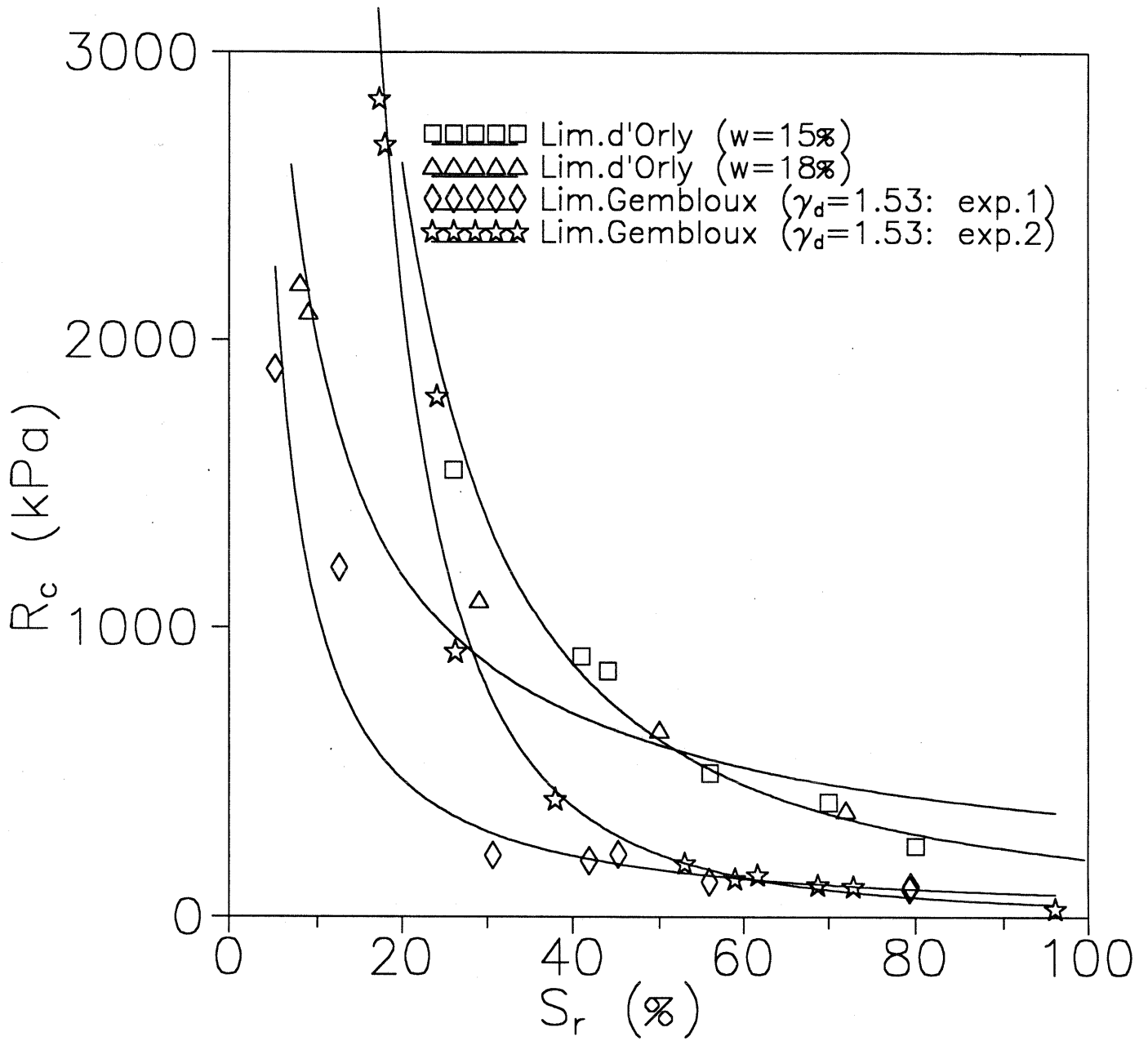


Fig V.35- Résistance à la compression simple en fonction du degré de saturation pour le Limon d'Orly (Kyvellos 1955) et le limon de Gembloux (Leclercq et Verbrugge 1986)

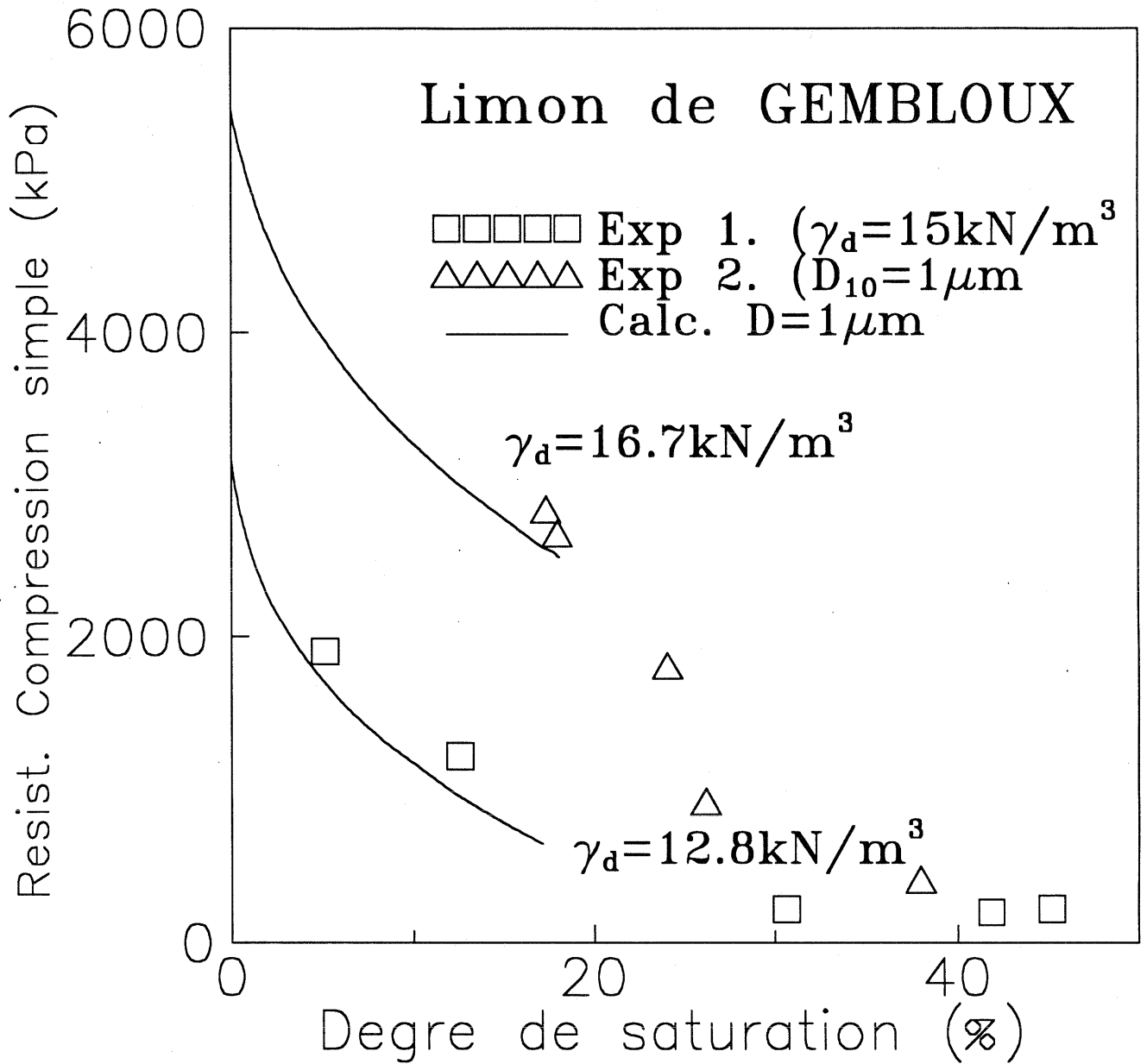


Fig V.36- Comparaison entre la résistance à la compression simple calculée en fonction du degré de saturation et mesurée sur deux prélèvements différents du limon de gembloux.

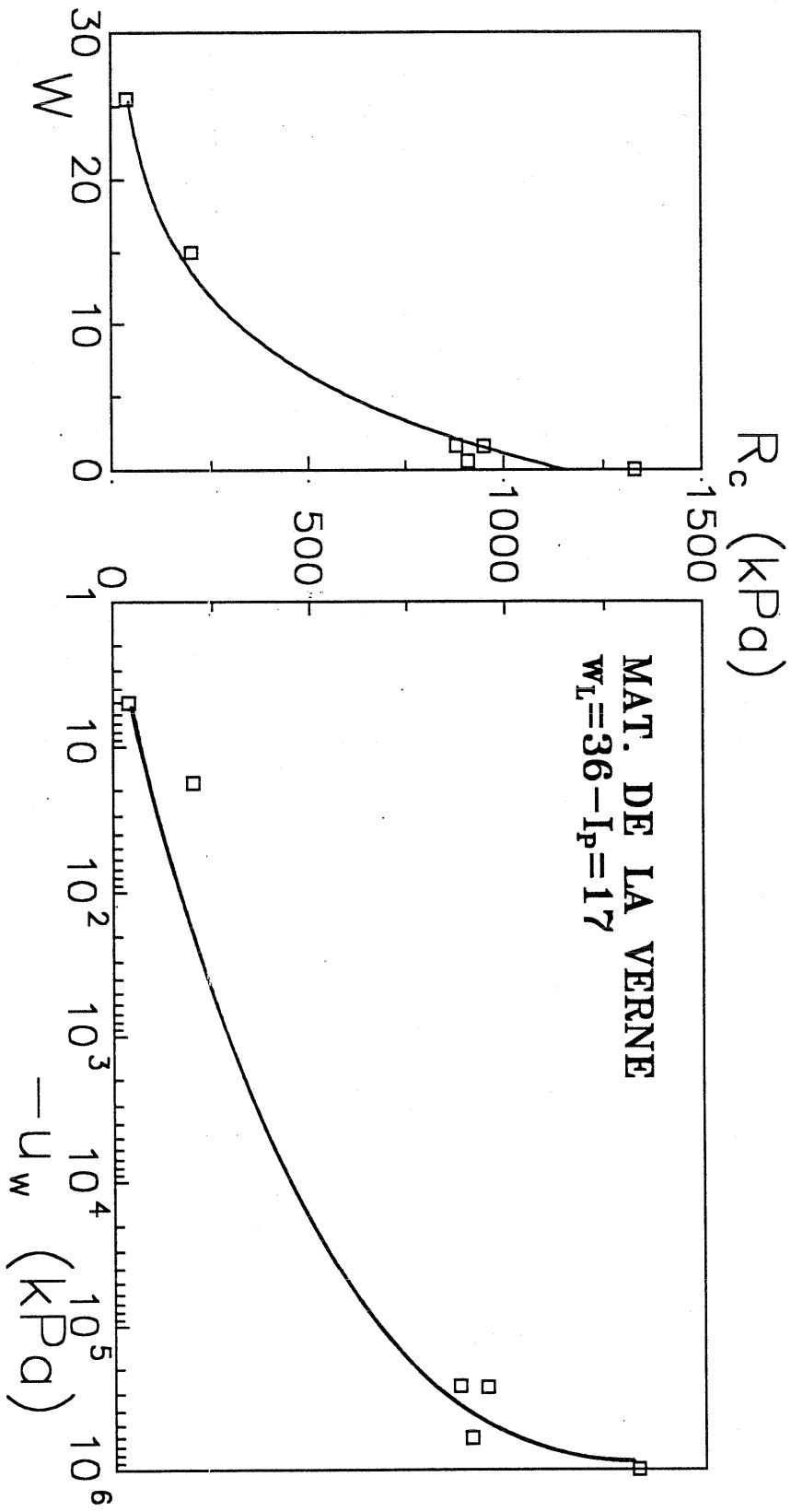


Fig V.37 - Variation de résistance en compression simple de l'argile de la Verne avec la teneur en eau et la pression interstitielle négative (Hamadache 1992)

V-2.2.3.2.2- Billes de verre et sable d'Hostun RF

Nous avons réalisé des essais de compression simple sur les billes de verre de 4-40 μm , compactées à différentes teneurs en eau, dans les conditions Proctor Normal (Fig V.38). La densité sèche du matériau est sensiblement constante, quelle que soit la teneur en eau, égale à 1.45. Le comportement du matériau est complètement différent de celui du limon puisque la résistance est quasiment nulle aux faibles teneurs en eau, puis elle passe par un maximum pour $S_r = 30\%$ avant de diminuer à nouveau. Nous avons observé le même phénomène lors d'essais similaires sur le sable d'Hostun RF (Fig V.39), sans pour autant constater cette diminution lorsque le degré devenait élevé.

Les faibles valeurs de résistance, aux teneurs en eau les plus basses, peuvent s'expliquer par un phénomène de localisation des déformations au cours du chargement, le matériau surconsolidé ayant tendance à se dilater. En effet, le long de la bande de localisation, les grains ne sont plus en contact solide-solide entre eux, et les ménisques d'eau entre ces grains rompent beaucoup plus rapidement lorsque la teneur en eau est plus faible (cf § V-2.1.2.9), ce qui entraîne la rupture globale de l'échantillon. d'où la baisse tout-à-fait justifiée, dans le cas de milieux granulaires (billes de verre, sable d'hostun) de la résistance à la compression simple lorsque le degré de saturation décroît.

La décroissance de la résistance, après le maximum, lorsque S_r augmente (cas des billes de verre) suit bien la logique de décroissance avec la pression négative mise en évidence dans le cas du limon. Les calculs ont été faits pour les diamètres de 4 et 40 μm , et des densités de 1.28 et 1.67, encadrant la valeur réelle, on note un bon accord des valeurs calculées et mesurées pour les degrés de saturation supérieurs à 20 %, pour le diamètre de 40 μm (Fig V.40).

Là encore, le problème du choix du diamètre caractéristique se pose. Les meilleurs résultats sont obtenus pour la valeur de 40 μm , assez différente du D_{10} du matériau (24 μm). Cependant, il est clair que la résistance n'est pas associée au diamètre des particules les plus petites, comme les caractéristiques capillaires ou hydriques, mais fait également intervenir l'étalement de la courbe granulométrique, comme en témoigne le paramétrage des courbes de compressibilité en D_{60} / D_{10} .

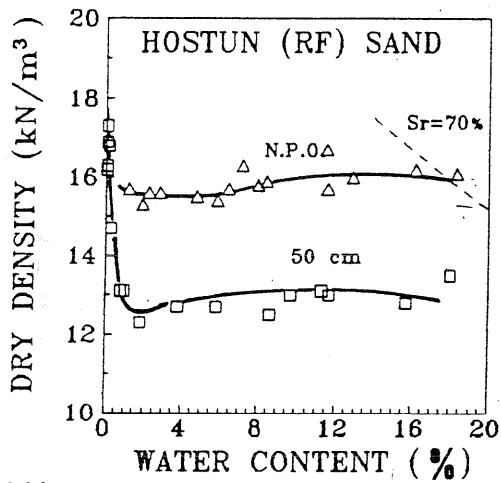


Fig V.39 a- Dry specific weight versus water content for two conditions of compaction (Normal Proctor Optimum and 50 cm height fall), for Hostun sand.

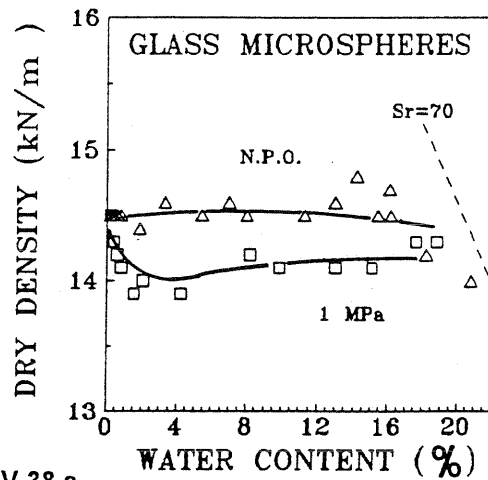


Fig V.38 a- Dry specific weight versus water content for two conditions of compaction (Normal Proctor Optimum and 1 MPa static compression) for glass microspheres.

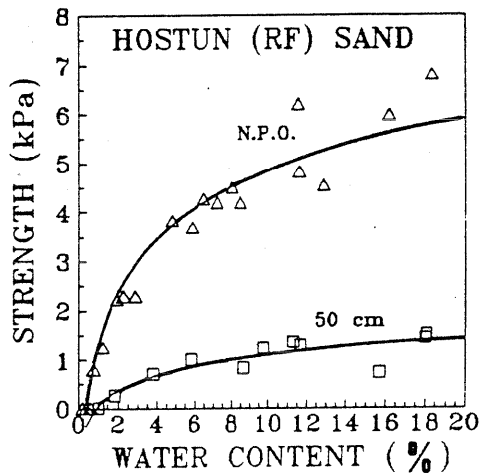


Fig V.39 b- Unconfined compression strength of sand samples versus water content (for N.P.O. and 50 cm height fall).

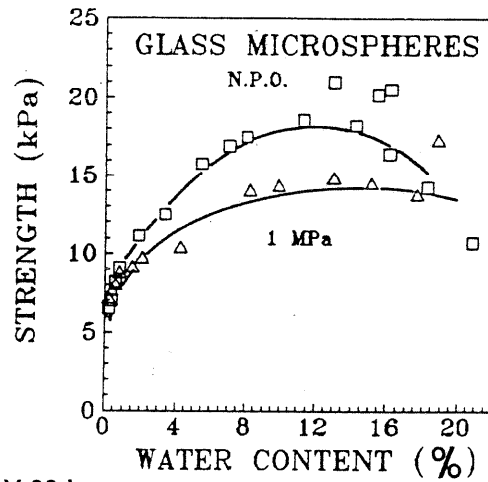


Fig V.38 b- Unconfined compression strength of glass balls samples versus water content (for N.P.O. and 1 MPa).

Dans le plan $(\log(p'), e)$, (Figs V.42 d et V.43 d) les résultats très dispersés ne permettent pas de conclure quant à la validité de l'approche proposée dans la mesure où l'on n'observe pas une amélioration sensible de l'alignement des points expérimentaux finaux sur la droite d'état limite du limon saturé. Il faut toutefois noter que, de par son origine, le modèle de billes ne peut pas prétendre prévoir les variations de volume dues à la pression négative. La tentative d'application faite ici ne concerne donc que la définition de la contrainte effective dans des conditions d'indice des vides sensiblement constant.

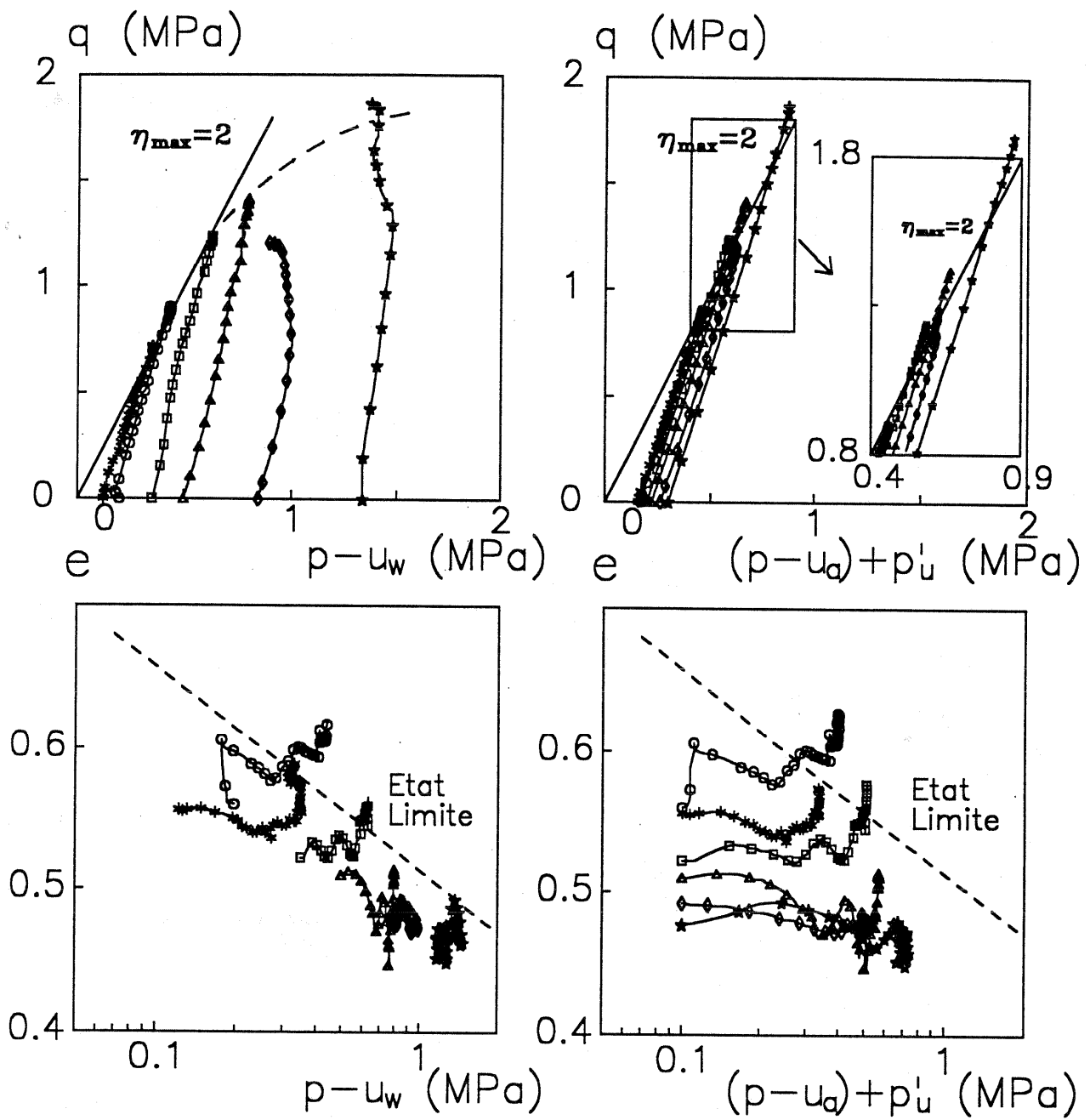


Fig V.42- Interprétation des essais triaxiaux non saturés Normalement Consolidés sur le limon de Sterrebeek

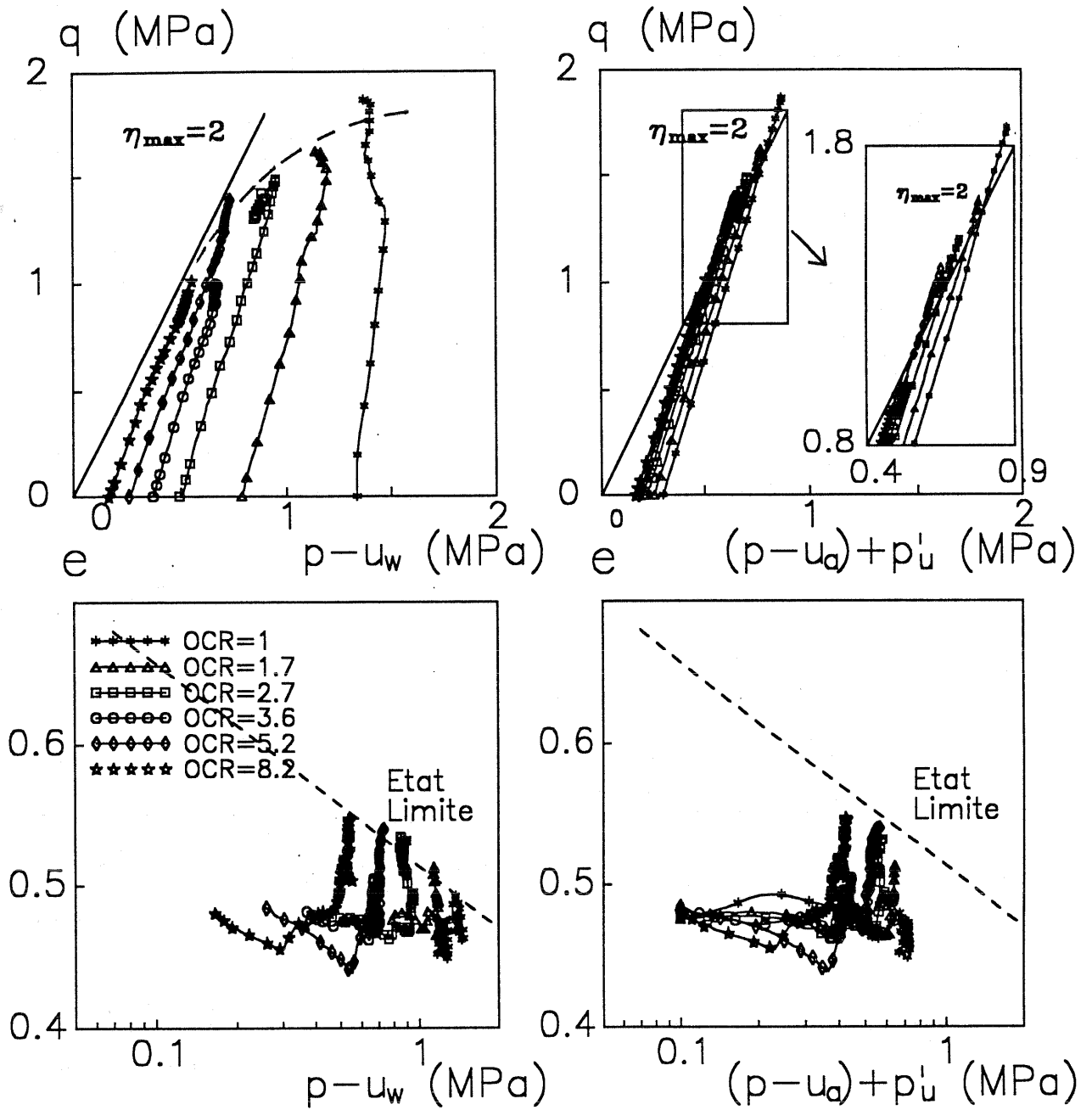


Fig V.43- Interprétation des essais triaxiaux non saturés Surconsolidés sur le limon de Sterrebeek

V-2.2.3.3.2- Essais triaxiaux non saturés de Wheeler & Savakumar (1992) sur l'argile Speswhite

Nous rappelons dans ce qui suit, les principales propriétés de cette argile (cf chap IV):

w_L	w_p	<2 μ m	d_{10}
70	38	80%	~0.1 μ m

Par ailleurs, pour mieux définir le domaine de validité du modèle, nous avons calculé les degrés de saturation des échantillons à la plasticité parfaite (pp) à partir des valeurs de teneurs en eau et d'indice des vides mesurées par les auteurs. Ces valeurs sont regroupées dans le **Tableau V.3**.

Tableau V.3

$u_a - u_w$ imposé(kpa)	e(pp)	S_r (pp)%	$p - u_a$ (pp) kPa	q(pp) kPa	$p - u_w$ (pp) kPa
0	1.09	96.6	50	45.8	50
	1.01	100	100	87.5	100
	0.99	100	100	116.7	100
	0.92	100	200	183.3	200
100	1.05	86.4	50	108.3	150
	1.00	91.8	100	150	200
	0.90	100	200	250	300
	0.89	100	260		360
200	1.17	71.5	50	129	250
	1.15	72.8	60	150	260
	1.08	77.5	80	166.7	280
	1.04	80.5	100	187.5	300
	0.93	90	180	262.5	380
	0.88	95	260	346	460
300	1.15	64.5	100	208	400
	1.05	72	120	242	420
	0.95	84	200	317	500
	0.90	88.5	260	375	560

On remarque que les essais à pression interstitielle imposée respectivement de 0 et 100 kPa se trouvent à la plasticité parfaite dans des états quasi-saturés pour les faibles valeurs de $(p - u_a)$, et voire même saturés pour des valeurs de $(p - u_a)$ plus fortes. Par ailleurs, les essais à pression interstitielle imposée de 200 et 300 kPa présentent des degrés de saturation respectivement de l'ordre de 0.7 et 0.65 pour les faibles valeurs de $(p - u_a)$.

En observant la (Fig IV.11,Chap IV), on remarque que les points expérimentaux correspondant à $(u_a - u_w = 0)$ ne se trouvent pas sur la droite de plasticité parfaite du sol saturé remanié donnée par les auteurs; de plus, ces points s'intercalent entre ceux à $u_a - u_w = 100$ et 200 kPa. Ces constatations nous poussent à positionner dans ce repère la droite de plasticité parfaite déduite des corrélations de Biarez et al. (1993). La Fig V.44 montre la construction de cette droite en fonction de la limite de liquidité du matériau. La position de la droite de plasticité parfaite est déduite de celle de la droite isotrope par décalage de celle-ci vers le bas d'une variation d'indice des vides de l'ordre de 0.1. Notons par ailleurs que la limite de plasticité déduite des corrélations ($w_p = w_L - 0.73(w_L - 13) = 28.4$) est plus faible d'environ 10 points que celle mesurée par les auteurs ($w_p = 38$). On note un bon accord entre la position de la droite de PP du sol saturé remanié et celle déduite des corrélations.

Si l'on représente les points expérimentaux dans le plan $(p-u_w, e)$, (Fig V.45 b), on peut noter que ces points se situent autour de la droite PP du sol remanié et de celle déduite des corrélations. Dans ce cas, si l'on excepte les points expérimentaux des essais à pression interstitielle imposée nulle, dont on a vu le comportement peu classique, on peut constater ce qui suit:

a) Les essais à $(u_a-u_w)=100$ kPa, dont le degré de saturation à la PP varie entre 0.9 et 1 (Tableau V.3), se positionnent bien sur la droite de PP déduite des corrélations.

b) Les essais à $(u_a-u_w)=200$ kPa, peuvent être classés en deux catégories:

- $S_r < 0.9$: dans ce cas, les points se trouvent légèrement au dessus de la droite de PP déduite des corrélations.

- $S_r > 0.9$: dans ce cas, les points expérimentaux se positionnent bien sur cette droite.

c) Les essais à $(u_a-u_w)=300$ kPa: dont le degré de saturation varie entre 0.6 et 0.88, se positionnent au dessus de cette droite avec une tendance à la rejoindre pour les fortes valeurs de $(p-u_w)$, c'est à dire lorsque le degré de saturation augmente.

Dans le plan $(p-u_a; q)$, nous constatons sur la Fig V.46 a, que les points expérimentaux sont classés par ordre de (u_a-u_w) croissant selon des lignes parallèles de pente $M=0.96$ (critère de PP pour $u_a-u_w=0$).

En interprétant ces résultats en contraintes effectives de Terzaghi $(p-u_w)$ (Fig V.46 b), on constate avec satisfaction que les essais quasi-saturés, soit $(u_a-u_w)=0$ et 100 kPa se positionnent assez bien autour de la droite $M=0.96$, par contre, les essais à $u_a-u_w=200$ et 300 kPa se positionnent beaucoup plus à droite que la droite $M=0.96$.

Ces constatations étant faites, nous nous sommes contentés d'estimer, à l'aide du modèle de billes, la contrainte capillaire équivalente aux valeurs de pression interstitielles négatives pour lesquelles le sol reste suffisamment désaturé, c.à.d (200 et 300 kPa). (Tableau V.4). A cet effet, nous avons considéré un indice des vides moyen de plasticité parfaite de l'ordre de 1 et un diamètre équivalent des particules correspondant approximativement au d_{10} du matériau, soit $0.1\mu\text{m}$.

u_a-u_w (kPa)	e	D	σ'_{11} (kPa)
200	1	0.1 μm	58.75
300			85.8

Tableau V.4- Contrainte capillaire déduite du modèle pour un diamètre équivalent des particules $D=D_{10}=0.1\mu\text{m}$ et un indice des vides égal à 1

Nous avons représenté sur les Fig V.45 (c) et V.46 (c), les points expérimentaux interprétés cette fois à l'aide de la contrainte effective définie par le modèle, fonction de la contrainte capillaire, soit $p'=(p-u_a)+\sigma'_{11}$, dans les plans $(\log((p-u_a)+\sigma'_{11}), e)$ et $((p-u_a)+\sigma'_{11}; q)$. On peut noter, dans le plan $(\log(p+\sigma'_{11}), e)$ (Fig V.45 c), qu'à part les points à $(u_a-u_w)=0$, dont on a constaté ci-dessus le comportement non classique, l'ensemble des points expérimentaux s'alignent bien le long de la droite de plasticité parfaite expérimentale du sol saturé et de celle déduite des corrélations. De même, on note dans le plan $((p-u_a)+\sigma'_{11}, q)$ (Fig V.46 c), le bon alignement des points expérimentaux le long de la droite $M=0.96$ malgré un léger décaillage des points à $u_a-u_w=100$ kPa.

Ces constatations permettent de conclure que la contrainte effective définie à partir de la contrainte capillaire, soit $p'=(p-u_a)+\sigma'_{11}$, permet d'interpréter le comportement de l'argile speswhite aussi bien dans le plan des contraintes que celui des déformations. La dimension équivalente des particules, représentée dans ce cas par le paramètre d_{10} semble, encore une fois, bien adaptée.

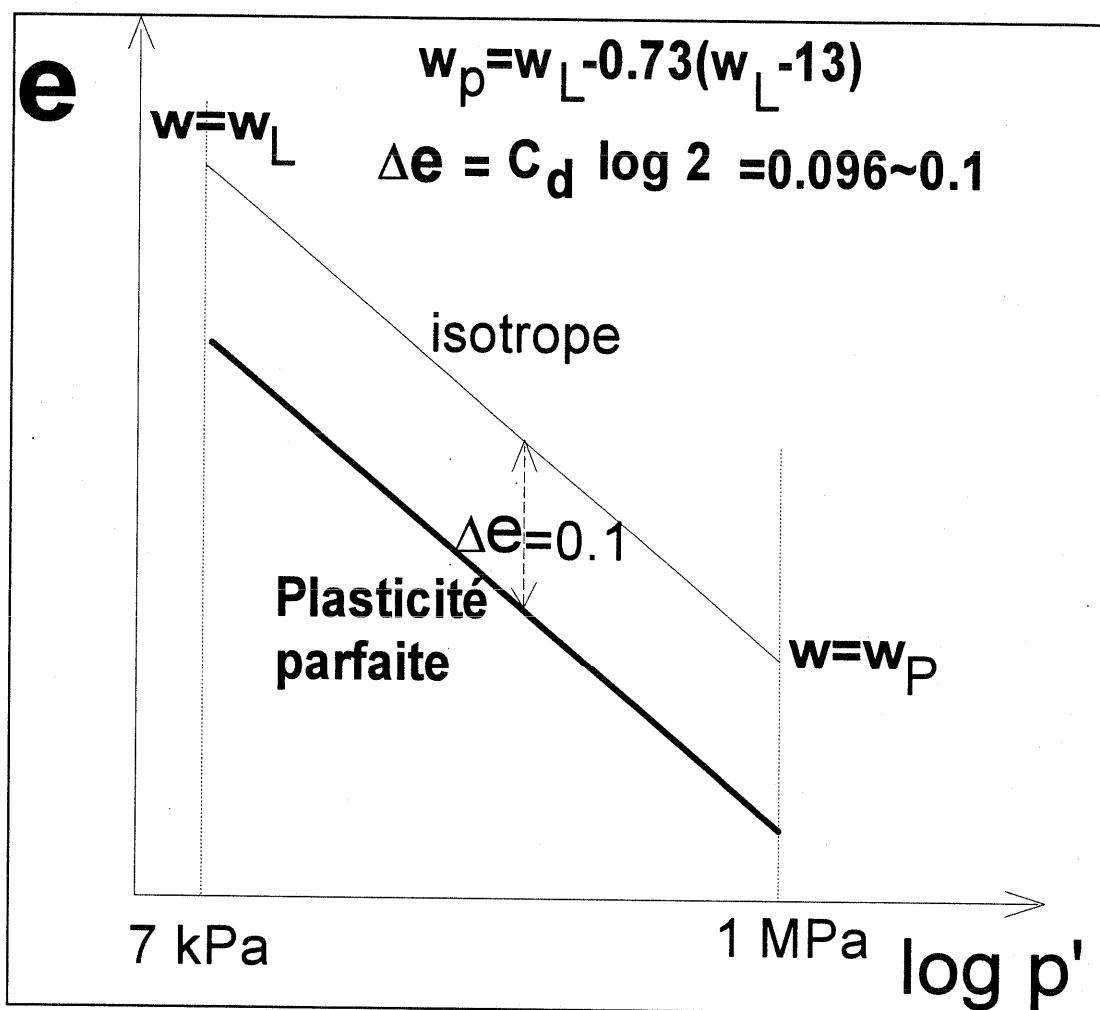


Fig V.44- Construction des chemins isotrope et plasticité parfaite dans le plan ($\log p', e$) d'après les corrélations de Biarez et al. 1993)

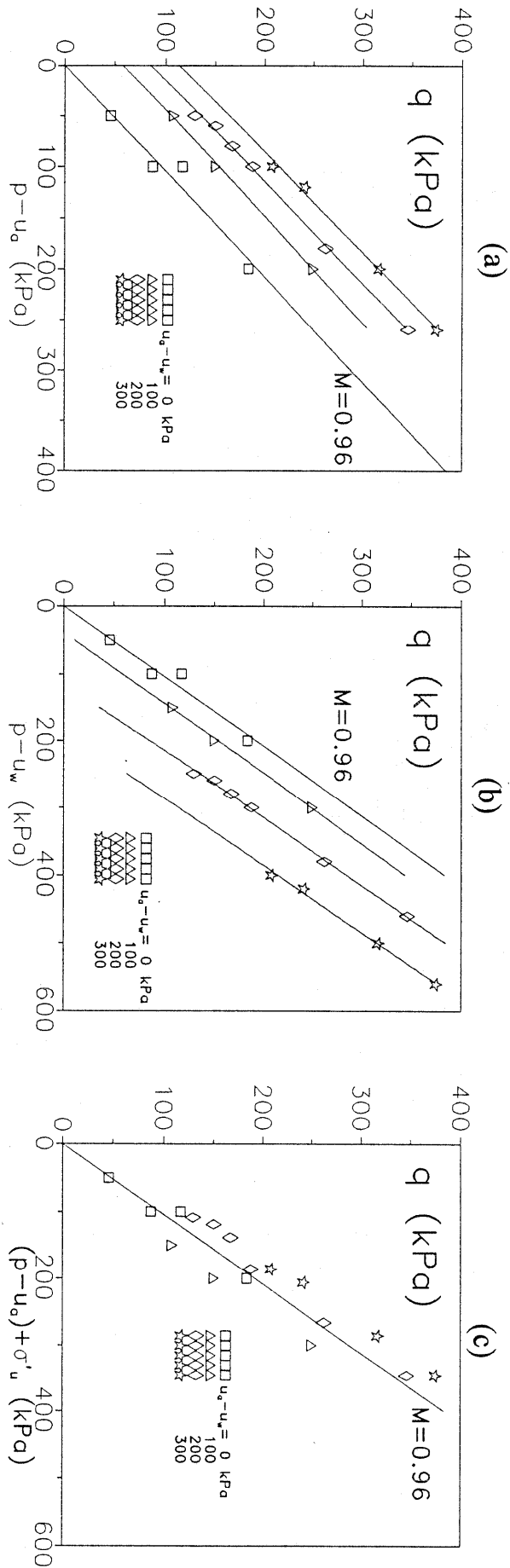


Fig V.46 - Représentation du déviateur de contrainte q en fonction de (a) $p-u_a$, (b) $p-u_w$, et interprété en fonction de (c) $(p-u_a) + \sigma'_v$ pour l'argile Speswhite.

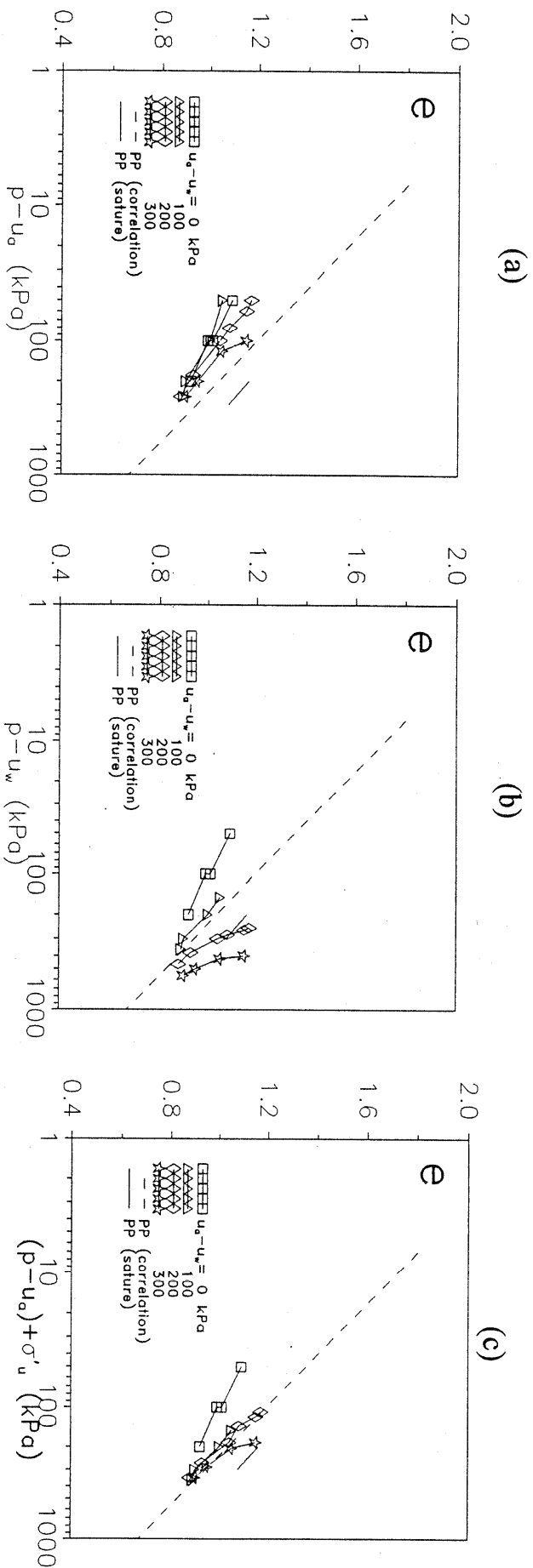


Fig V.45- Représentation de l'indice des vides de plasticité parfaite en fonction de (a) $p - u_a$, (b) $p - u_w$, et interprété en fonction de (c) $(p - u_a) + \sigma'_u$ pour l'argille Speswhite

V-2.2.3.3.3- Essais triaxiaux non saturés de Ridley (1993) sur l'argile Speswhite

Il s'agit essentiellement d'essais de compression simple non drainés avec mesure de la pression interstitielle négative sur des échantillons consolidés ou compactés(cf chap IV). Bien que cette argile soit référencée sous le même nom que celle étudiée par Wheeler et al., elle est un peu moins plastique. Nous rappelons dans le tableau suivant ses principales propriétés:

Tableau V.5

w_l	w_p	d_{60}	d_{10}
64	32	2 μ m	~0.1 μ m

L'auteur nous a précisé que ses essais ont été réalisés sans mesure de variation de volume, et que l'indice des vides à la fin de l'écrasement n'avait pas été mesuré. Par conséquent, on ne dispose d'aucune information concernant l'évolution de ces essais dans le plan (p',e). Ceci nous prive de renseignements précieux concernant le degré de saturation de plasticité parfaite.

Néanmoins, et à titre tout-à-fait indicatif, nous nous sommes intéressés aux essais dont le degré de saturation initial est au dessous de 0.6. Il s'agit des essais 8 et 9 (cf chap IV). Les points finaux dans le plan ($p-u_w, q$) n'aboutissent pas sur la droite de plasticité parfaite du sol saturé, et sont à l'origine de la courbure du critère de rupture dans ce plan, phénomène observé par ailleurs sur le limon de Sterrebeek. Nous rappelons dans le tableau ci-dessous les caractéristiques de ces deux échantillons:

Tableau V.6

N° Essai	u_a-u_w (pp) kpa	e (initial)	S_r (initial)%	p (pp) kPa	q (pp) kPa
8	1339	~0.9	58	242	726
9	1451	~0.9	56	246	679

Afin de tenter d'interpréter ces essais à l'aide du modèle de billes, nous avons considéré un diamètre équivalent des particules égal au d_{10} du matériau (comme pour les autres matériaux). Le calcul a été effectué à la plasticité parfaite pour un arrangement octaédrique. le **Tableau V.7** donne les valeurs de la contrainte capillaire équivalente à la pression interstitielle négative à la fin de l'écrasement.

Tableau V.7

N° Essai	u_a-u_w (pp) kpa	e (pp)calcul	σ'_{u_i} (kPa)
8	1339	0.47	654
9	1451	0.47	694

Sur la **Fig V.47**, nous avons regroupé les points finaux des essais 1 à 10 dans le plan (p',q). Tous les essais, initialement quasi-saturés sont interprétés en utilisant la contrainte effective de Terzaghi ($p-u_w$), sauf, les essais 8 et 9, qui ont été tracés en utilisant la contrainte capillaire calculée ci-dessus ($p+\sigma'_{u_i}$). Notons la bonne linéarité et l'unicité du critère de rupture. Nous avons par ailleurs, reporté dans le plan ($p+\sigma'_{u_i}, e$) les points des essais 8 et 9 (points noirs) correspondant à la fin de l'écrasement (**Fig V.48**). Dans ce plan, nous avons superposé la droite de plasticité déduite des corrélations de Biarez et al (1993) pour ce matériau (cf § V.2.2.3.3.2). On remarque que les points finaux sont légèrement en dessous de cette droite. Nous ne étendrons pas davantage sur l'interprétation de ces essais en l'absence de données expérimentales permettant de valider ou non

notre démarche. Nous concluons en insistant sur la difficulté et la rareté des mesures expérimentales de certains paramètres lorsqu'il s'agit d'étudier les sols non saturés.

Remarque: Les points blancs correspondent à une interprétation de ces essais en contrainte effective de Terzaghi ($p'=p-u_w$), les points noirs correspondent à une interprétation en contrainte effective basée sur la contrainte capillaire ($p'=p+\sigma'_u$). On remarque que les points blancs sont plus proches de la droite de corrélation que les points noirs. On pourrait penser dans ce cas que les échantillons étaient peut-être quasi-saturés à la fin de l'écrasement. ceci expliquerait que les points blancs soient sur la droite de plasticité parfaite. En revanche, dans le plan $(p-u_w, q)$, il faudrait supposer qu'il se produit une localisation des déformations dans l'échantillon, qui l'empêcherait d'atteindre la droite M. Dans ce cas, le comportement de ces essais serait quasiment identique à celui de l'argile blanche (Zerhouni 1991), où nous avons observé que dans le plan $(p-u_w, e)$, les points expérimentaux aboutissaient sur la droite de plasticité parfaite alors que dans le plan $(p-u_w, q)$, ces points n'atteignaient pas la droite M du sol saturé remanié. Ce type de comportement fragile est d'ailleurs une caractéristique des sols argileux non saturés séchés ou compactés (Biarez et Bellier 1969).

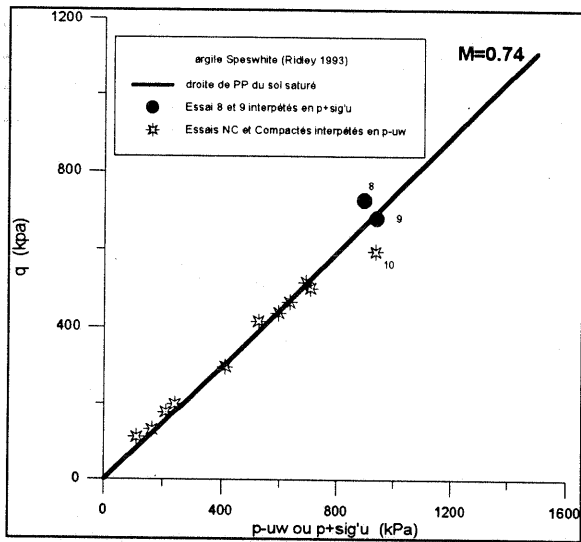


Fig V.47- Position des points expérimentaux de PP dans le plan (p', q)

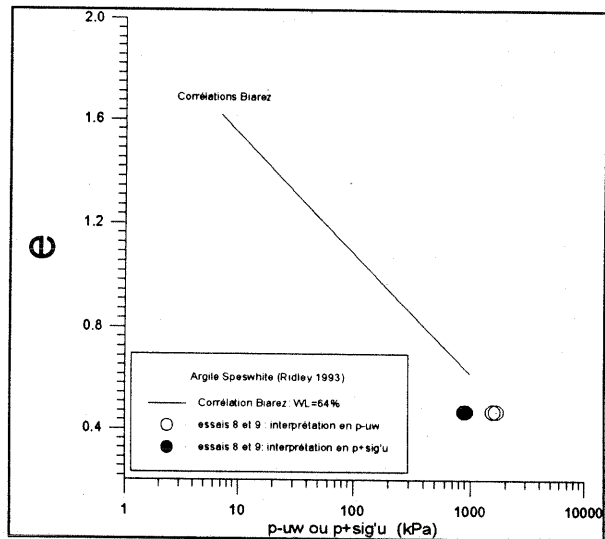


Fig V.48- Position des points expérimentaux de PP des essais 8 et 9 dans le plan (p', e)

V.2.2.4- Estimation de la pression de gonflement

Soemitro (1994) a réalisé une série d'essais sur une montmorillonite calcique pour mesurer la pression de gonflement de celle-ci à partir de différents états initiaux. Les Fig V.49 et V.50 présentent dans le plan ($\log \sigma_v; e$), ces résultats sur un chemin oedométrique. Les échantillons ont été préparés à deux états initiaux différents: un état où le matériau est compacté très dense et un état où le matériau est compacté à l'Optimum Proctor Normal. Par ailleurs, des mesures de la pression de gonflement ont été réalisées sur un chemin isotrope dans une cellule triaxiale. Soemitro avait constaté qu'il était très difficile de mesurer l'évolution de l'indice des vides des échantillons et s'est contentée de noter la pression maximale isotrope mesurée ainsi que l'indice des vides à la fin de l'essai après déchargement.

Deux méthodes ont été utilisées pour déterminer la pression de gonflement, (1) une humidification à volume constant, et (2) un gonflement suivi d'un chargement. Il apparaît que ces deux méthodes conduisent à des valeurs tout-à-fait similaires.

L'indice des vides initial de l'échantillon est identique à son indice des vides final, ce qui implique, pour des conditions oedométriques, que le tenseur de déformation soit le même dans les deux cas. On peut dire que la contrainte effective reste constante entre l'état initial et l'état final. Dans l'état final, la pression de l'eau est nulle, le sol est quasi-saturé et la contrainte effective est par conséquent égale à la contrainte totale, c'est-à-dire à la pression de gonflement (Fig V.51). Dans l'état initial, on ne connaît que la pression négative du sol, mais il est possible, en utilisant le modèle précédent, d'en déduire la contrainte effective correspondante. La seule connaissance de la pression négative initiale peut donc permettre de prévoir la pression de gonflement.

Le problème majeur dans ce cas reste la définition du diamètre des particules équivalent. En utilisant ce modèle, Soemitro a fait le calcul pour plusieurs diamètres de sphères pour caler les paramètres du modèle sur les résultats expérimentaux ($R = 0.4 (d_{10}), 0.02, 0.005, 0.004, 0.003, \text{ et } 0.002 \mu\text{m}$). Il apparaît que le diamètre de $0.002 \mu\text{m}$ conduit à des pressions de gonflement calculées qui sont en bon accord avec les pressions de gonflement mesurées pour les deux états initiaux (OPN et très dense) (Fig V.52). Le modèle permet donc de définir une courbe de pression de gonflement pour tous les états initiaux du matériau.

Ainsi, Soemitro montre que la pression de gonflement peut être déduite de la valeur de pression négative initiale du sol. Pour un état initial donné, on peut donc définir la pression de gonflement correspondant à une déformation volumique donnée en utilisant la courbe d'humidification à partir de l'état initial considéré. Cette courbe permet d'établir une correspondance entre l'indice des vides du sol (c'est-à-dire entre sa déformation volumique par rapport à l'état initial) et sa pression négative et, de là, sa pression de gonflement. A cet effet, Soemitro a retracé les courbes d'humidification dans les axes ($p'_u; e$). Dans le cas où le sol reste saturé, on a considéré $p'_u = -u_w$. Ensuite on a placé les points expérimentaux pour les deux états initiaux et pour les deux chemins (oedométrique et triaxial) (Fig V.53). Dans tous les cas, l'accord entre les résultats expérimentaux et les prédictions du modèle est satisfaisant. Autrement dit, la courbe de pression de gonflement est alors identique à la courbe d'humidification tracée en indice des vides en fonction de la contrainte effective (p'_u).

En conclusion, cette méthode de prédiction utilisée par Soemitro reprend certains aspects de la méthode proposée par Frydman (1992), mais en la généralisant au cas où la contrainte effective est différente de la pression négative, c'est-à-dire au cas où le degré de saturation du sol est inférieur à 85 % environ, comme nous le montrons par ailleurs. Dans cette méthode, la connaissance des caractéristiques initiales du sol (granulométrie, indice des vides, pression négative) permet de prévoir la pression de gonflement, tandis que la connaissance du chemin d'humidification permet de définir l'évolution de la pression de gonflement en fonction de la déformation du sol par rapport à son état initial. Naturellement, l'application du modèle microstructural à un matériau aussi complexe que

la montmorillonite peut soulever de nombreuses objections, tant on est loin de la structure idéalisée d'un assemblage de billes. Néanmoins, au prix d'un calage initial sur le diamètre des grains à prendre en compte, qui ne peut être relié directement à la granulométrie de l'argile - elle-même peu significative-, l'accord avec les résultats expérimentaux apparaît étonnamment bon et mérite quelque attention.

Essais de pression de gonflement
(échantillon très dense)

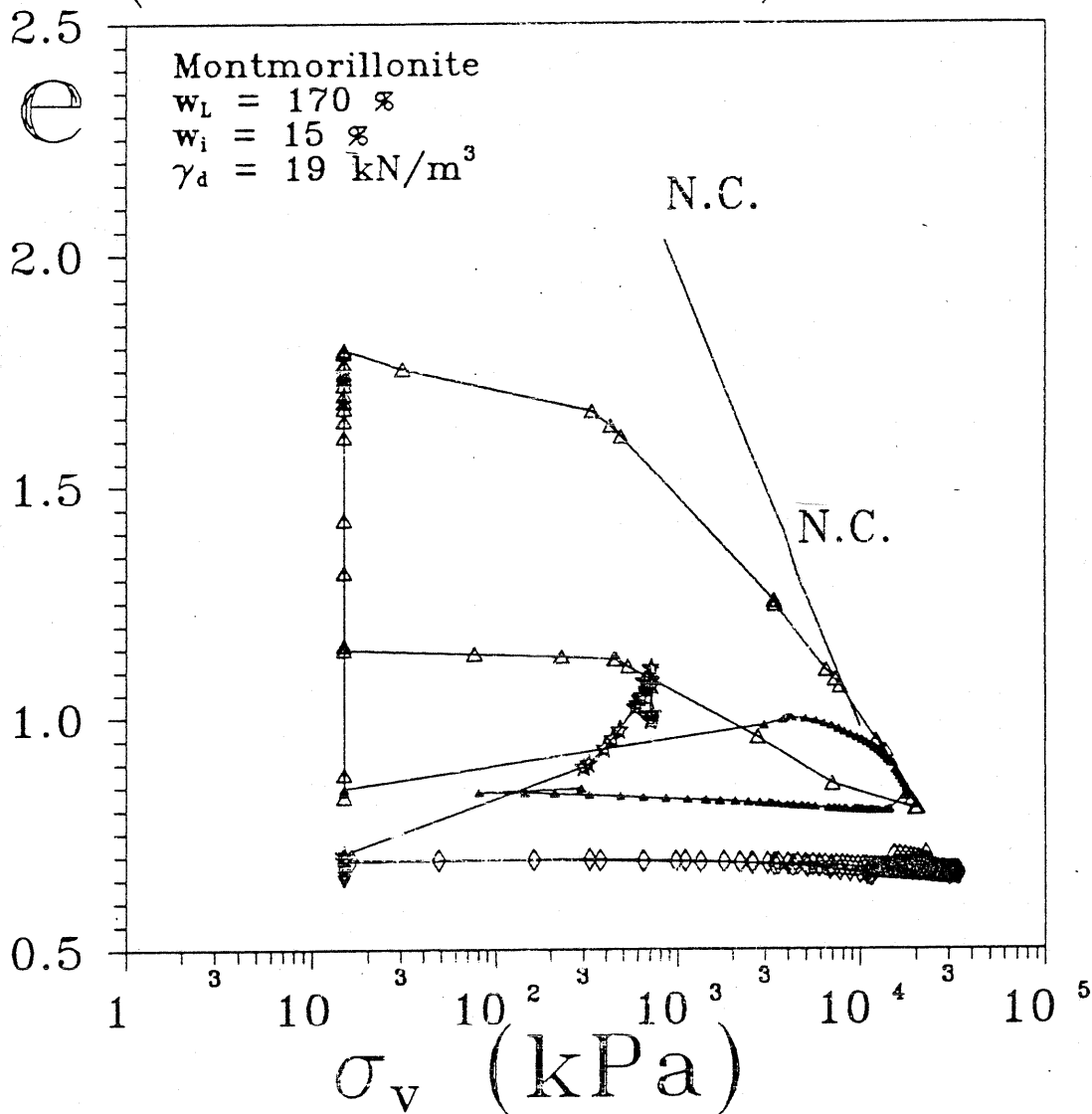


Fig V.49- Essais de pression de gonflement pour la montmorillonite compactée très dense dans le plan ($\log \sigma_v, e$) (Soemitro 1994)

Essais de pression de gonflement (compactés à l'O.P.N)

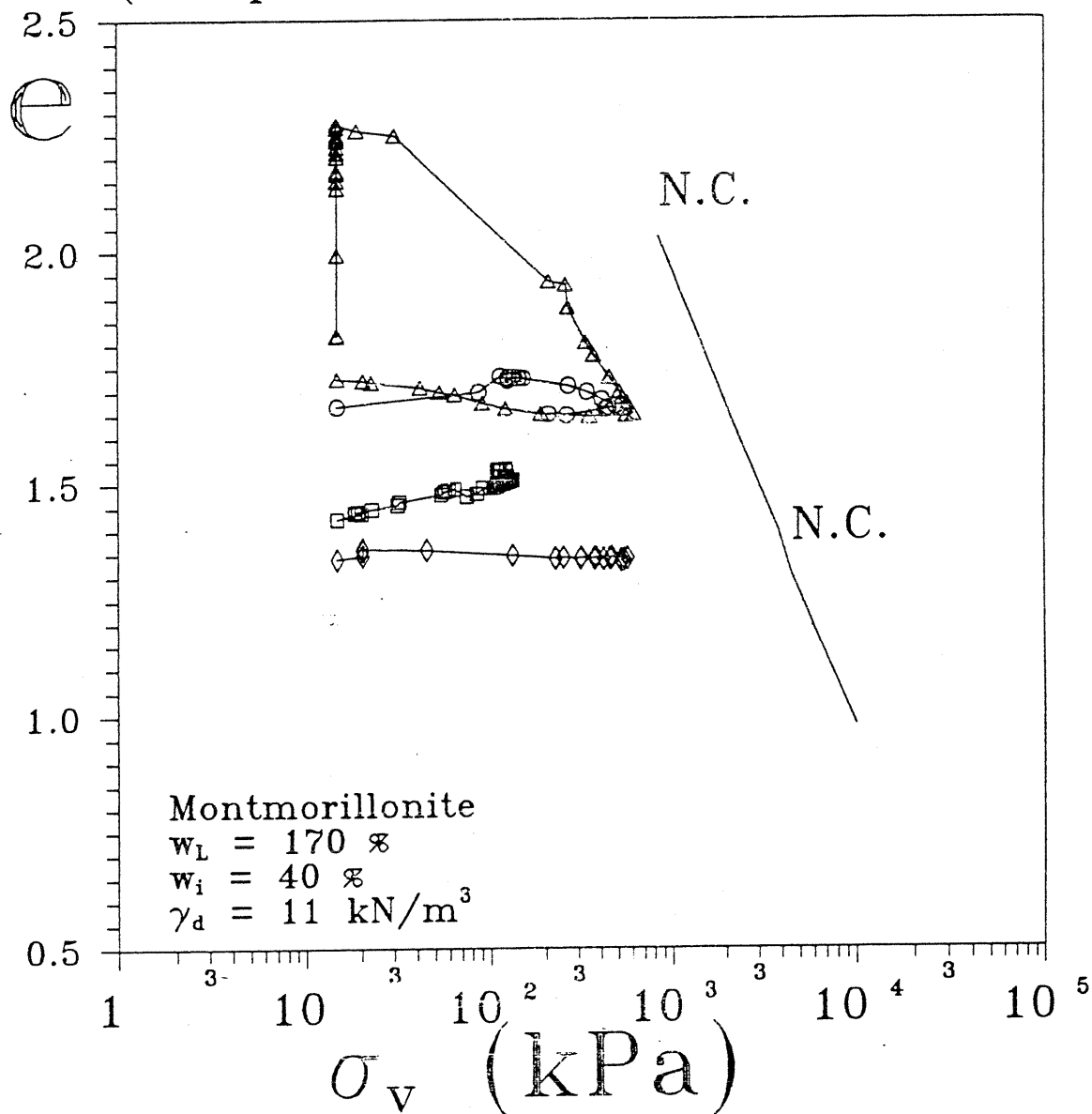


Fig V.50- Essais de pression de gonflement pour la montmorillonite compactée à l'OPN dans le plan $(\log \sigma_v, e)$ (Soemiro 1994)

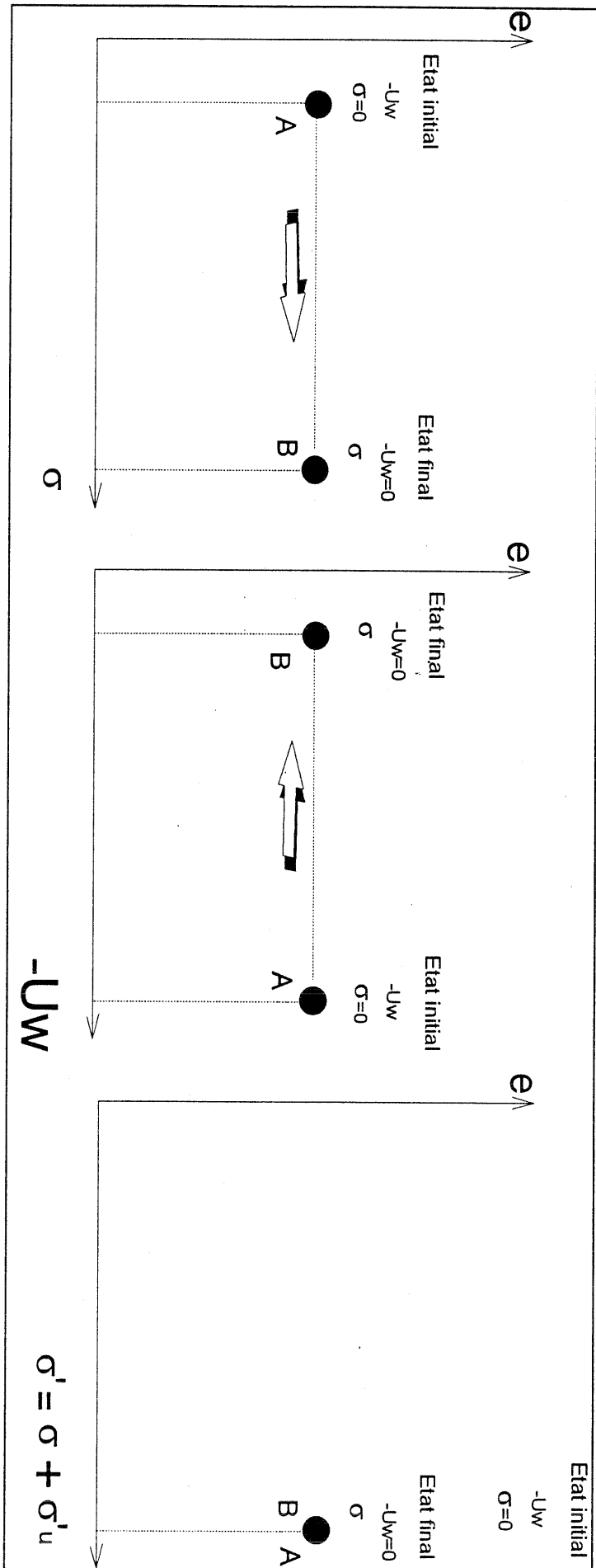


Fig V.51- Principe de détermination de la pression de gonflement dans les plans (σ, e) , $(-u_w, e)$ et $(\sigma' = \sigma + \sigma'_u, e)$

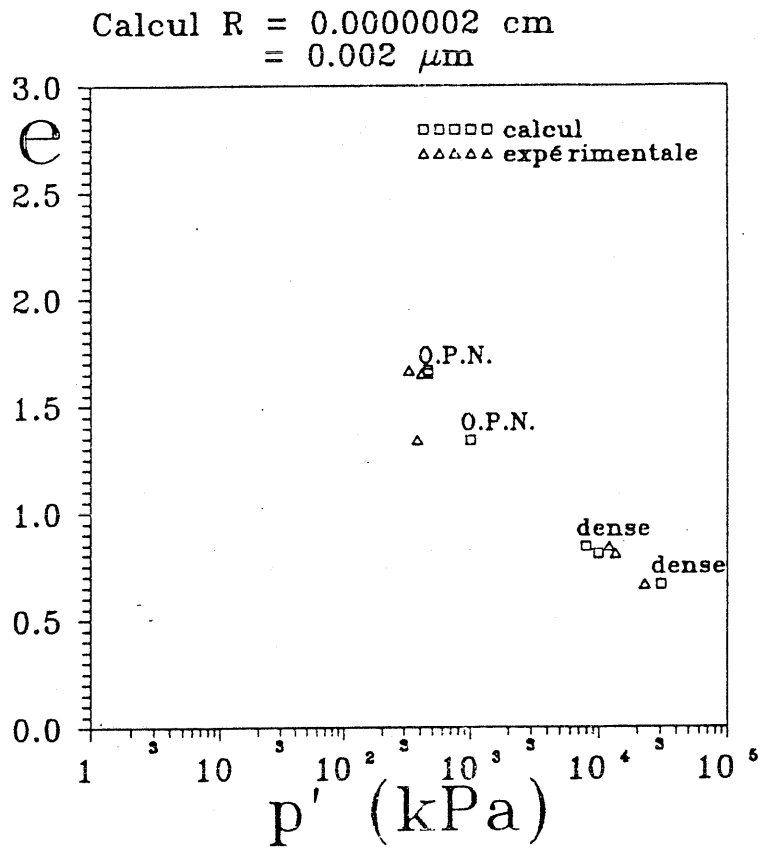


Fig V.52- Comparaison entre les pressions de gonflement mesurées et calculées pour la montmorillonite dans le plan ($\log p', e$). (Soemitro 1994)

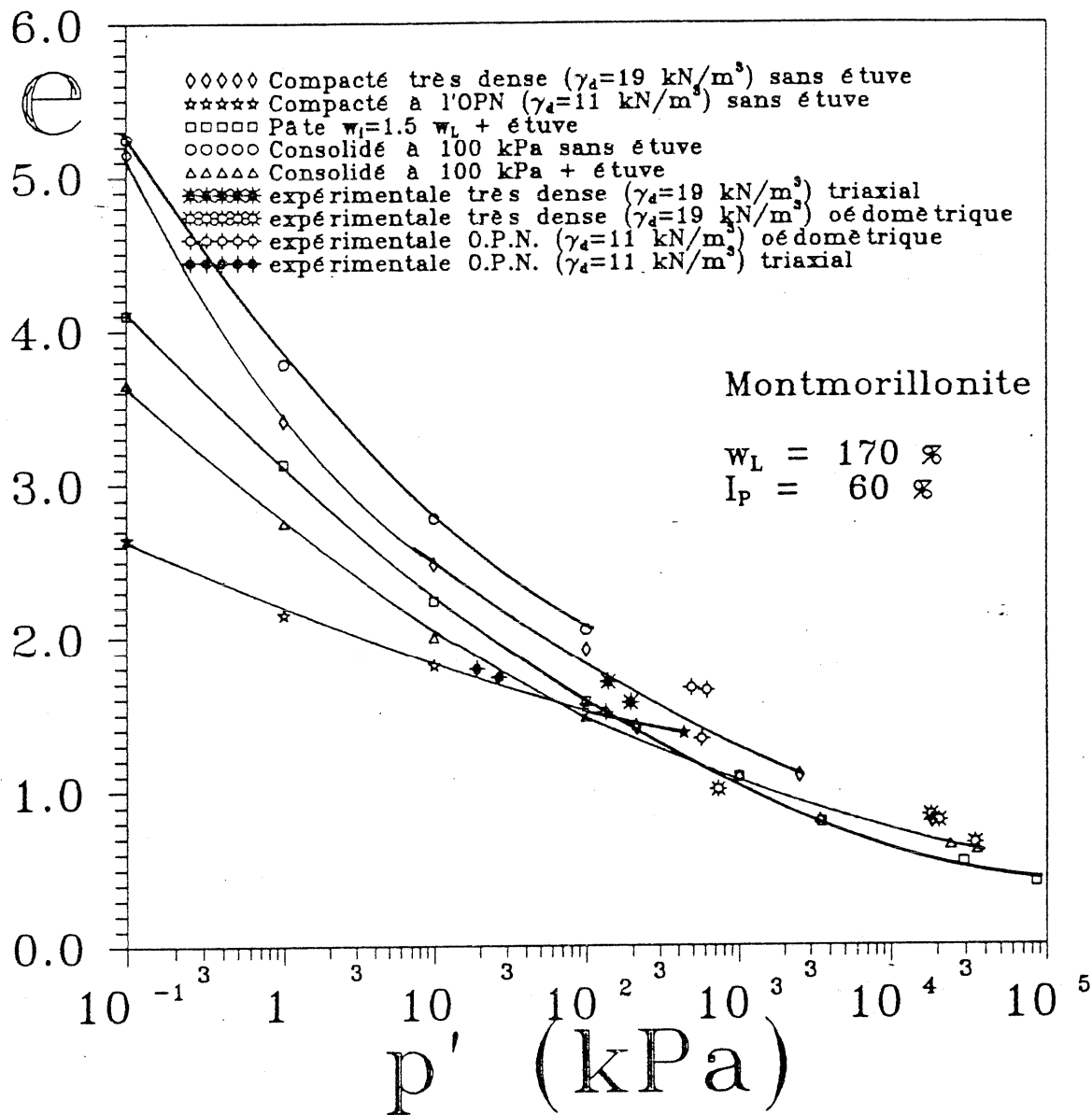


Fig V.53- Pressions de gonflement pour la montmorillonite dans le plan (log p',e). (Soemiro 1994)

V-2.3- Intégration du modèle dans la loi élastoplastique de Hujeux (Thèse d'Abou Bekr 1995)

Nous avons vu au chapitre IV sur des exemples que la notion de contrainte effective, même élargie, était incapable de rendre compte de certaines observations expérimentales, et particulièrement des deux phénomènes suivant:

- l'augmentation de la limite élastique des sols non saturés par rapport aux sols saturés,
- l'effondrement qui se produit si l'on soumet un sol placé initialement dans des conditions sous-consolidés (c'est à dire un état moins dense que le matériau saturé NC pour la même contrainte effective) à une humidification.

Il est probable que cette limitation tient d'avantage à la non prise en compte de l'aspect tensoriel des forces de contact intergranulaires qu'au concept de contrainte effective lui-même (Fleureau 1992). Néanmoins, ces aspects nouveaux doivent être introduits dans la loi de comportement du sol, sous la forme d'un écrouissage sous l'effet de la pression négative, comme l'ont fait Alonso et Gens (cf IV.1.1); le problème se pose de savoir dans quelles conditions introduire cet écrouissage. Alonso et Gens ont choisi une approche en contraintes totales, dans laquelle la pression négative est un paramètre indépendant. Cependant, cette procédure complique beaucoup le passage du milieu désaturé au milieu saturé. Elle nécessite d'introduire l'effet de la pression négative à la fois sur la "cohésion capillaire" (décalage du critère de plasticité parfaite dans le plan $(p-u_a; q)$ et sur la relation $e(p)$.

C'est pourquoi nous proposons de conserver la notion de contraintes effectives généralisée telle qu'elle a été présentée. Il est alors inutile de prendre en compte la cohésion capillaire qui, comme nous l'avons vu, est intégrée dans la définition choisie pour la contrainte effective. En revanche, il semble que la plupart des aspects expérimentaux précédents puisse être correctement décrits en intégrant un écrouissage hydrique dans ce modèle. Le travail se poursuit dans ce sens, particulièrement à travers la thèse de N. Abou-Bekr sous la direction d'A. Modaressi et J.M Fleureau, dont nous présentons ci-après le principe et quelques résultats qualitatifs.

Dans le domaine saturé à pression interstitielle négative, le modèle conserve l'expression de la contrainte effective de Terzaghi, et par conséquent, la loi élastoplastique de Hujeux (Hujeux 1985) est utilisée pour décrire le comportement du sol sur différents chemins.

Lorsque le sol se désature, on suppose que la variation de volume est due à la variation de la contrainte effective définie par le modèle de billes ($\sigma' = \sigma + \sigma'_u$)

V.2.3.1- Chemin isotrope:(drainage-humidification)

Lorsque la limite de retrait est atteinte, le sol se désature ($-u_w > u_{désat}$: pression de désaturation), la phase eau est discontinue (chap I) et se trouve sous forme de ménisques, qui génèrent des forces normales entre les particules. Dans ce cas, seules les déformations élastiques sous l'effet des forces capillaires restent possibles. Du point de vue de l'élastoplasticité, ce phénomène est équivalent à l'accroissement du domaine élastique, en introduisant une cohésion, fonction de la contrainte capillaire $F(\sigma'_u)$ (Fig V.54):

$$P_c^{NS} = P_c - F(\sigma'_u)$$

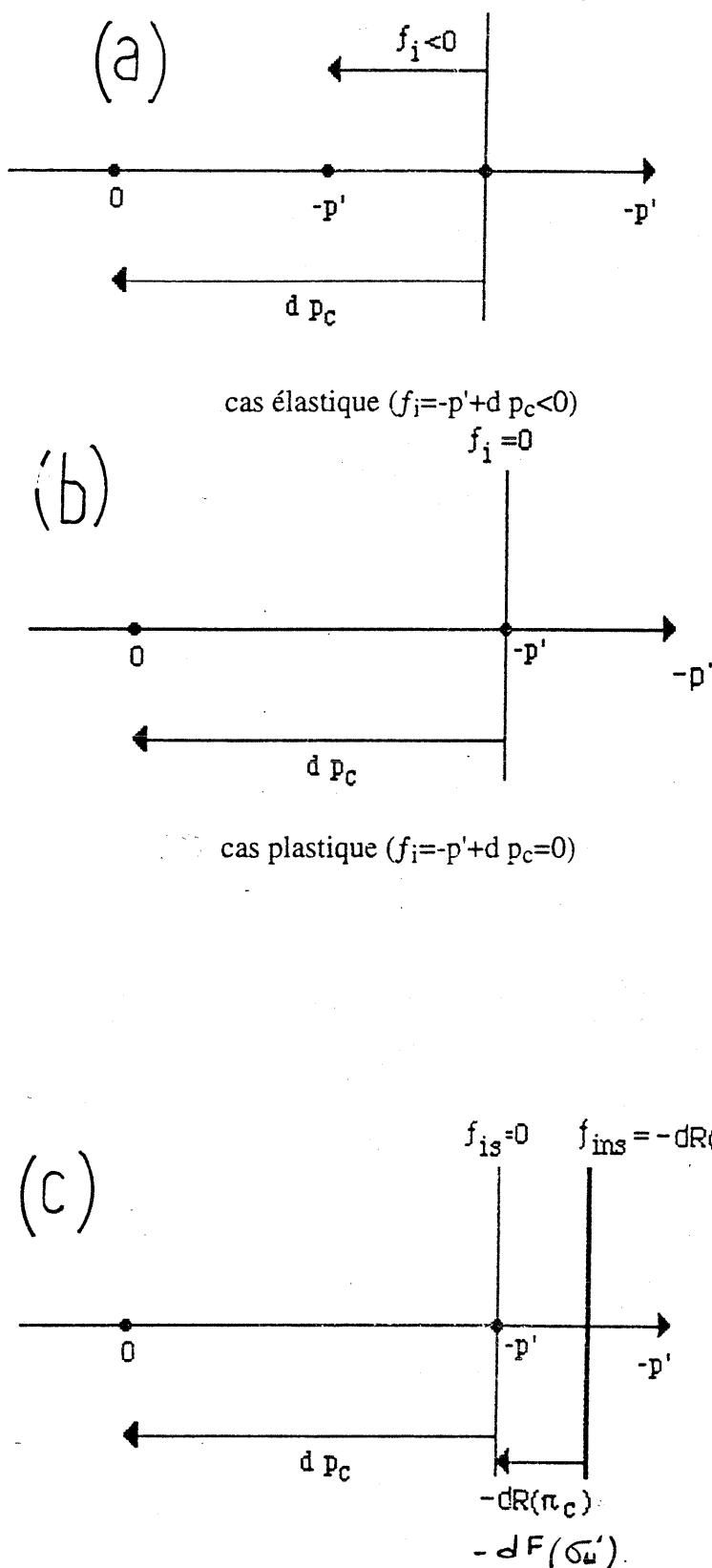


Fig V.54- Evolution de la limite élastique en fonction de la contrainte capillaire sur chemin isotrope (Abou Bekr 1995)

L'expression du seuil isotrope déduit de la loi de Hujoux s'écrit alors:

$$f_{iso} = -P' + dP_c^{NS}$$

avec : $P^* = P + \sigma'_u =$ contrainte moyenne effective .

$F(\sigma'_u) = k' \sigma'_u$ est une fonction linéaire de la contrainte capillaire.

Par ailleurs, la contrainte capillaire étant une fonction de la pression interstitielle négative, celle ci a été approchée par la fonction tangente hyperbolique suivante:

$$\sigma'_u = \sigma'_{u \max} \operatorname{th} \frac{-u_w}{\sigma'_{u \max}}$$

Sur un chemin d'humidification, la pression de désaturation est remplacée par la pression de resaturation. Par ailleurs, Abou-Bekr a considéré une relation linéaire entre le degré de saturation et le logarithme de la pression interstitielle négative.

V.2.3.2- Chemin déviatoire

Le principe reste le même que pour le chemin isotrope. La surface de charge du sol non saturé englobe celle du sol saturé (Fig V.55), son expression s'écrit:

$$f_k = q_k + p'_k \sin \phi_{r_k} \left(1 - b \log \frac{p'_k}{p_c^{NS}} \right)$$

La cohésion apparente décrite au § V.2.1.2.7 est prise en compte dans la définition même de la contrainte effective; son expression, dans le plan (q,p) s'écrit :

$$C_{ap} = M \sigma'_u$$

Se basant sur les travaux de plusieurs chercheurs (Escario, Wheeler...), les critères de rupture à pression interstitielle négative imposée sont approximativement parallèles. L'angle de frottement apparent peut-être considéré comme constant et égale à l'angle de frottement du sol saturé.

V.2.3.3- Performances du modèle sur des chemins spécifiques

V.2.3.3.1- Chemin de drainage-humidification

La Fig V.56 présente une simulation d'un chemin de drainage-humidification dans le plan $(\log -u_w, e)$. Les différents aspects expérimentaux d'un tel chemin (chap I) sont parfaitement reproduits par le modèle. Dans le domaine désaturé, la contrainte capillaire tend vers un maximum et reste constante quelle que soit la valeur de $-u_w$ (Fig V.57). En l'absence de contrainte totale, ceci signifie que la contrainte effective devient constante, par conséquent, l'indice des vides le devient aussi.

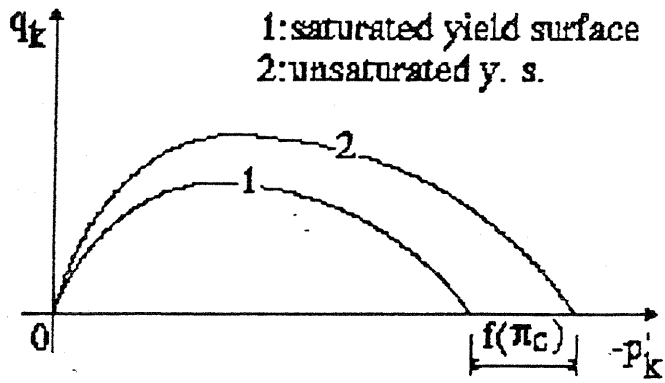


Fig V.55- comparison between the saturated and unsaturated deviatoric yield surfaces.

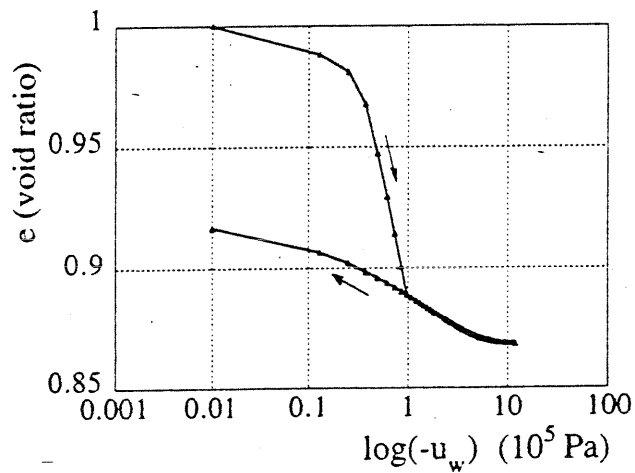


Fig V.56- void ratio versus pore water pressure

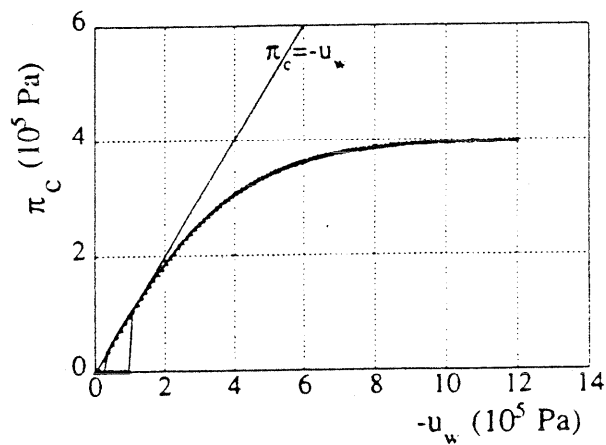


Fig V.57- capillary pressure versus pore water pressure

V.2.3.3.2- Chargement mécanique dans le domaine non saturé

Les phénomènes à modéliser sont ceux observés sur le limon de Sterrebeek par exemple (cf chap IV). Il s'agit tout d'abord d'un chargement mécanique d'un sol initialement saturé, suivi d'un drainage jusqu'à la désaturation de celui-ci à contrainte totale constante, et enfin, un chargement mécanique à pression interstitielle constante (Fig V.58). Ce dernier chargement montre dans le plan (log p, e), que le chemin reste élastique au delà de la droite Normalement Consolidée avant de se rabattre sur celle-ci. Le modèle est capable de reproduire cet aspect important du comportement des sols non saturés. Les simulations des chemins ABCD et ABEF sont représentées sur la Fig V.59. On note que le domaine élastique croît avec la pression interstitielle négative imposée.

V.2.3.3.3- Phénomène d'effondrement

Lors de l'humidification d'un sol non saturé peu dense à contrainte totale constante, celui s'effondre (diminution de l'indice des vides). Ce phénomène est à l'origine de la non validité du principe des contraintes effectives. En effet, l'humidification à contrainte totale constante équivaut à une diminution de la contrainte effective, donc, en principe, à une augmentation de l'indice des vides (gonflement).

Pour simuler l'effondrement, le chemin suivi est représenté sur la Fig V.60. On suit d'abord le même chemin que précédemment (V.2.2.3.2) jusqu'au point E, suivi d'un chargement mécanique à pression constante (EF), ensuite une humidification à contrainte totale constante. Si le chargement mécanique à pression interstitielle négative constante du matériau atteint la surface limite élastique (surface de charge), celle-ci a pour expression:

$$f_{iso} = -P' + dP_c^{NS} = -P' + d[P_c + F(\sigma'_u)]$$

Durant l'humidification, comme la pression interstitielle négative décroît, $dH(\sigma'_u)$ décroît aussi. La surface de charge évolue dans ce cas, de manière à ne produire que des déformations irréversibles de compression.

Par contre, si l'humidification a lieu avant que le chargement mécanique n'atteigne la surface de charge (point F1), le matériau suit d'abord une expansion élastique avant de s'effondrer (Escario et Saez 1973, Cox 1978, Josa et al. 1987). Trois tests ont été simulés. La Fig V.61 présente les résultats des simulations dans le plan (log p;e). On peut noter que dans les trois cas, le modèle peut reproduire l'effondrement du matériau.

V.2.3.3.4- Essais triaxiaux drainés

Deux séries d'essais triaxiaux drainés sur des échantillons non saturés ont été simulés. les trois essais de chaque série ont été réalisés à la même pression interstitielle constante, pour mettre en évidence le rôle du degré de saturation sur le critère de rupture. Les résultats sont présentés dans le plan (p;q) (Fig V.62). On constate clairement que le modèle reproduit bien l'existence d'une cohésion apparente qui croît avec la pression interstitielle négative.

V.2.3.4- Simulation de résultats expérimentaux

Il s'agit d'un essai de drainage effectué sur le Limon de Jossigny par Vicol (1989) ($w_L=37\%$, $w_p=20\%$). La pression de désaturation, déduite de ces résultats est égale à ($-u_{wdésat}=180$ kPa) et le coefficient k' est pris égal à 1.5. La comparaison entre le calcul et l'expérience est présentée sur la Fig V.63. On note le bon accord entre ces deux résultats.

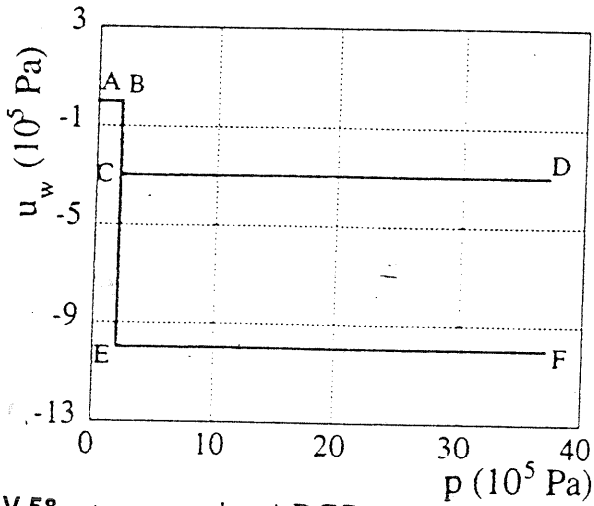


Fig V.58- stress paths ABCD and ABEF

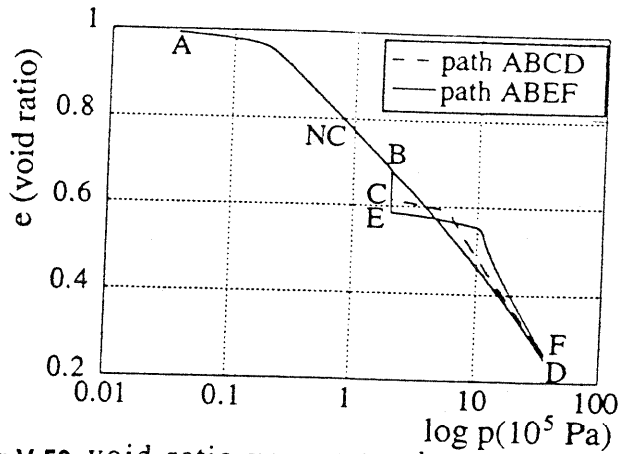


Fig V.59- void ratio versus total mean stress

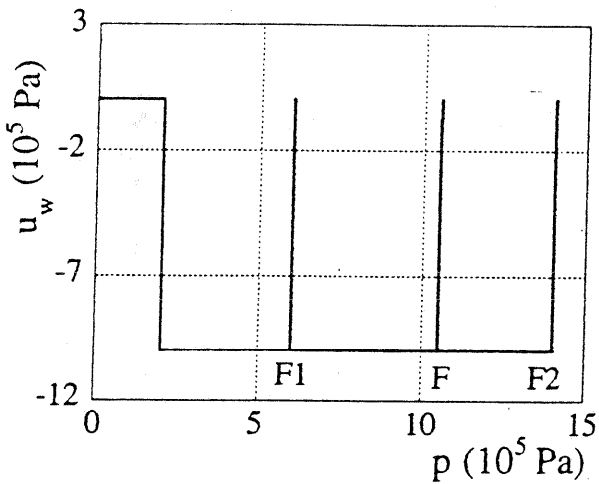


Fig V.60- stress paths for the collapse tests

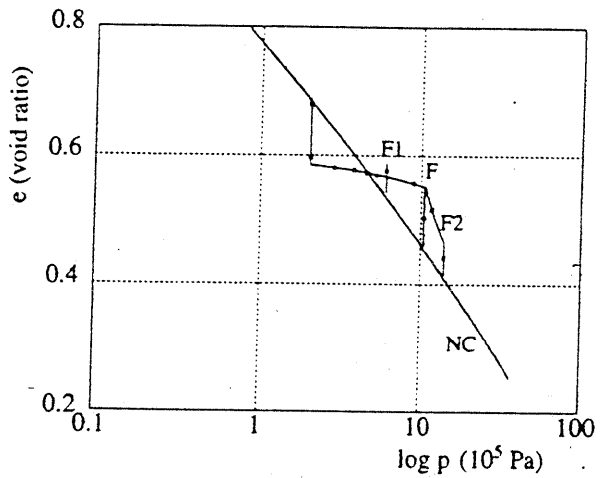


Fig V.61- void ratio versus total mean stress

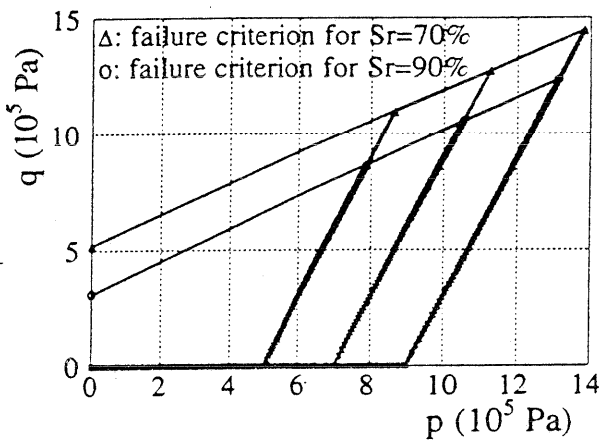


Fig V.62- failure criteria of drained triaxial tests on unsaturated samples

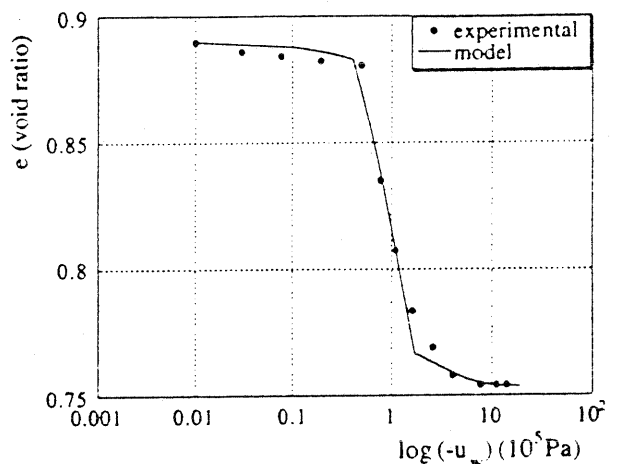


Fig V.63- a drying test on the Jossigny loam

V-3. Conclusions

Nous venons de montrer que la notion de contrainte effective permet de rendre compte de l'effet de la pression négative sur la résistance du sol et de la courbure du critère de rupture dans le plan $(-u_w, q)$, ou encore du comportement en petites déformations lorsque le sol se désature nettement. Mais alors une définition élargie de la contrainte effective qu'il faut utiliser:

$$p' = (p - u_a) + p'_u$$

dans laquelle p'_u est une fonction de la pression négative de l'eau, de la granulométrie et de la densité du sol.

Le modèle permet également de décrire quantitativement de façon satisfaisante les chemins de dessiccation-humidification des matériaux indéformables (billes, sable); d'une manière générale, on peut retrouver qualitativement la forme des courbes de dessiccation des sols argileux, dans le plan $(-u_w, e)$, en admettant que le matériau suit un chemin normalement consolidé, si l'on trace la variation de l'indice des vides en fonction de la contrainte effective p'_u : le palier de la courbe de dessiccation correspond alors approximativement à l'asymptote horizontale de la fonction $p'_u(-u_w)$ lorsque $-u_w$ devient très grande, même si une analyse plus fine montre que d'autres phénomènes viennent compliquer cette description (Fleureau 1992).

Cependant, cette notion de contrainte effective, même élargie, ne permettait pas de rendre compte de certaines observations expérimentales comme: (1) l'augmentation de la limite élastique des sols non saturés par rapport aux sols saturés, (2)- l'effondrement qui se produit si l'on soumet un sol placé initialement dans des conditions sous-consolidés (c'est à dire un état moins dense que le matériau saturé NC pour la même contrainte effective) à une humidification. En revanche, ces aspects sont correctement décrits en intégrant un écrouissage hydrique, sous la forme d'une fonction de la contrainte capillaire (Thèse d'Abou Bekr).

Le modèle d'Alonso et Gens, dans sa version actuelle ne met pas en évidence l'existence d'un domaine saturé à pression interstitielle négative, où l'expression de la contrainte effective de Terzaghi reste valable. L'expression de la loi en contraintes totales ne facilite pas le passage des pressions négatives aux pressions positives, et ce point nécessiterait, à notre avis, une validation complémentaire.

CHAPITRE VI

ÉCOULEMENTS POLYPHASIQUES DANS LES SOLS NON SATURÉS

-PERMEABILITÉS RELATIVES-

Introduction

Nous avons vu que le comportement des sols soumis à une pression interstitielle négative est fonction du domaine du degré de saturation considéré. Le classement proposé au chapitre I, permet de mettre en évidence le fait que leur comportement mécanique est étroitement liée à la capacité des fluides interstitiels à s'écouler. Par exemple, lorsque le degré de saturation est supérieur à 0.85, l'air se trouve sous la forme de petites bulles coincées dans les interstices et ne peut s'échapper. Il crée par conséquent des déformations réversibles (*matelassage*), d'où l'impossibilité pour les sols compactés à droite de l'optimum Proctor d'atteindre la ligne de saturation dans le plan (w, γ_d) . Cette compression de l'air et sa dissolution dans l'eau diminue la compressibilité du fluide. La contrainte effective cesse de croître, d'où la nécessité de savoir dans ce cas, le degré de saturation ou la pression interstitielle pour lesquels la perméabilité à l'air est nulle ($k_a=0$). Par ailleurs, dans la résolution d'un problème "aux limites", il est indispensable de disposer des courbes de perméabilités relatives en fonction de la pression interstitielle négative. Nous avons donc développé un nouvel appareil pour mesurer les perméabilités à l'air et à l'eau dans les sols non saturés. Il s'agit d'un perméamètre à surpression d'air. Les mesures ont été effectuées sur quatre matériaux dont on connaît le comportement mécanique.

L'étude des écoulements dans les milieux poreux non saturés est dominé par le concept des perméabilités relatives, introduit par les pétroliers dans les années 30. Plus tard, Iffly (1956) montra que la loi de Darcy n'était pas valable pour les gaz en écoulement monophasique. Le problème se complique dans les écoulements polyphasiques. Nous avons donc choisi de présenter dans la première partie du chapitre une étude bibliographique sur la validité de la loi de Darcy pour les écoulements monophasiques à l'eau et à l'air, ainsi que pour les écoulements polyphasiques. Nous présentons aussi les différentes techniques de mesure des perméabilités dans les sols non saturés. La deuxième partie du chapitre est consacré au perméamètre développé à l'Ecole Centrale de Paris, et les résultats obtenus.

VI.1- Etude bibliographique

VI.1.1- Ecoulements monophasiques: Validité de la loi de Darcy.

VI.1.1.1- Perméabilité à l'eau

Lorsque on observe bien la Fig VI.1 où Kutilek (1969) a résumé plusieurs déviations de la loi de Darcy observées dans la littérature, on devine à quel point il est difficile de mesurer la perméabilité des milieux poreux, surtout quand ils ne sont pas consolidés, et les nombreux obstacles qui s'élèvent lorsqu'on expérimente, tels que l'instabilité des massifs, le gonflement des argiles, la stabilisation de la pression ou de la température..., font que de nombreux expérimentateurs n'ont pas retrouvé cette loi.

Si l'on examine avec attention les résultats obtenus par Darcy lui-même (Fig VI.2), on constate que le traitement par la méthode des moindres carrés conduit à une relation quadratique entre le débit moyen mesuré et la pression moyenne.

Cette déviation apparaît, en général, pour des vitesses d'autant plus faibles que les canaux interstitiels sont plus grands et que la viscosité du liquide filtrant est plus faible. Ceci résulte d'ailleurs de la forme de la loi générale de perte de charge, qui montre que la relation entre le gradient de charge J et la vitesse de la filtration V dépend du nombre de Reynolds Re .

$$J \text{ g d} / V^2 = f(Re)$$

$$\text{avec } Re = V d \rho / \mu$$

On caractérise, ainsi, la résistance à l'écoulement dans le milieu poreux en introduisant le "coefficient de frottement", noté C_f .

Dans le plan ($\log C_f$, $\log Re$), le domaine de validité de la loi de Darcy correspond à la partie linéaire, pour laquelle on a: $C_f = a/Re$,

expression équivalente à la loi de Darcy.

La représentation de l'écoulement par la relation précédente dépend évidemment du choix de d , souvent assez mal défini. Des recherches originales ont été effectuées par un grand nombre de gens pour la détermination du "Re critique" au delà duquel, il y a déviation de la loi de Darcy (Fig VI.3). Une grande dispersion est observée; les valeurs entre 0.1 (Nielsen 1951) et 75 (Plain and Morrisson 1954), l'incertitude de 750 fois sur Re pousse à réfléchir sur l'actuelle indétermination du diamètre d .

L'analogie qui existe entre la filtration et l'écoulement dans les tubes capillaires a conduit certains auteurs à attribuer ce phénomène à la seule turbulence. On sait, en effet, que dans un tube capillaire, la loi des pertes de charge cesse brusquement d'être linéaire lorsque la turbulence apparaît. La courbe du coefficient de frottement présente d'ailleurs un décrochement caractéristique au nombre de Reynolds correspondant. Ce décrochement manque à la courbe des écoulements de filtration, qui ressemble davantage à celle d'un écoulement autour d'un obstacle, par exemple d'une sphère (Fig VI.4).

Ceci confirme que l'analogie avec les tubes de Poiseuille n'est plus complète lorsque le nombre de Reynolds dépasse les très petites valeurs. Ainsi, l'écoulement de filtration est essentiellement non uniforme et met donc en jeu des forces d'inertie qui n'existent pas dans le cas d'un tube rectiligne, alors que la loi de Darcy, qui est à l'origine une loi expérimentale, représente un cas

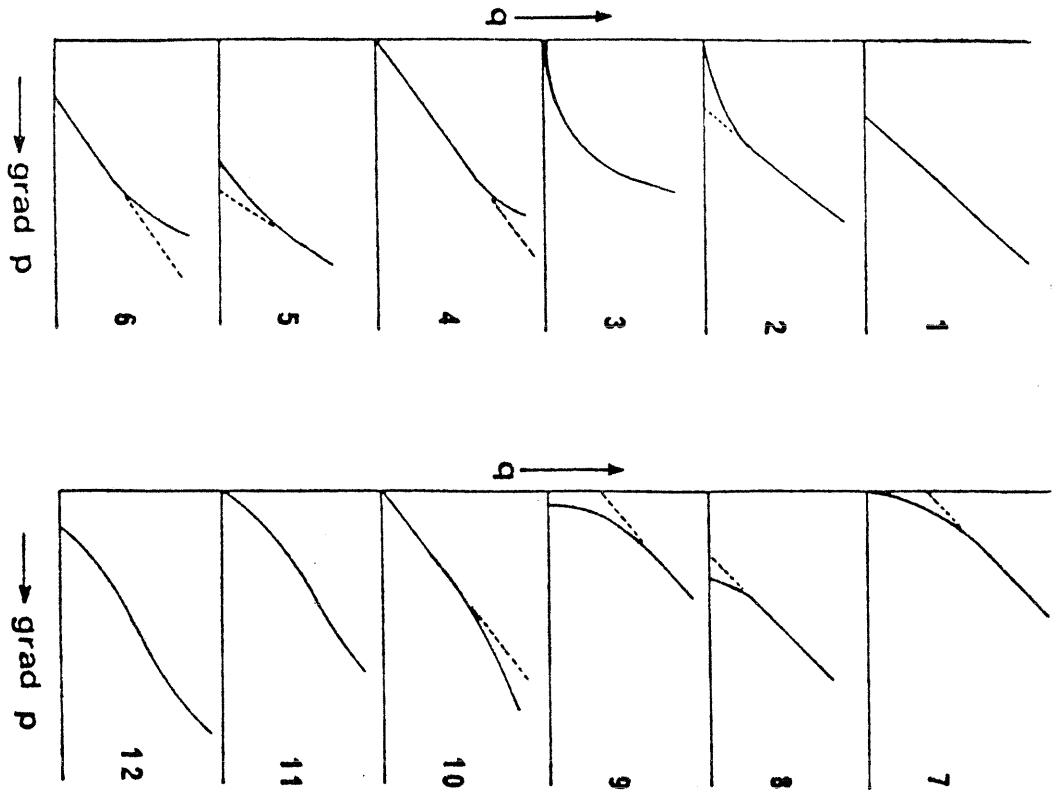


Fig VI.1- Twelve schematic flow curves for non-Darcian flow (after Kuilek 1969).

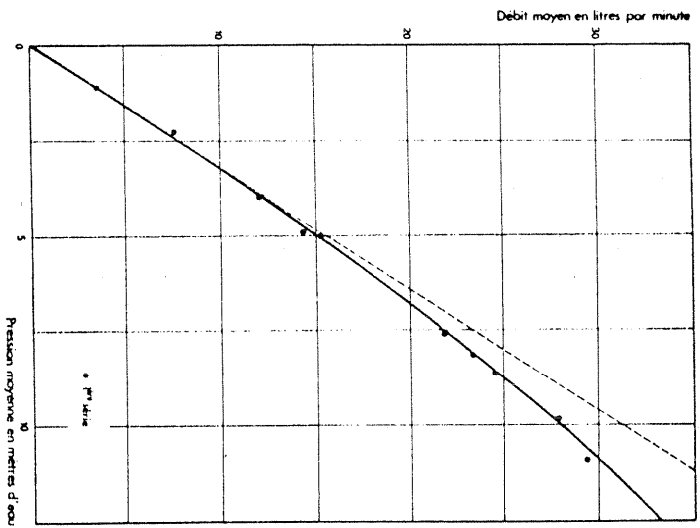


Fig VI.2- Résultats expérimentaux de Darcy.

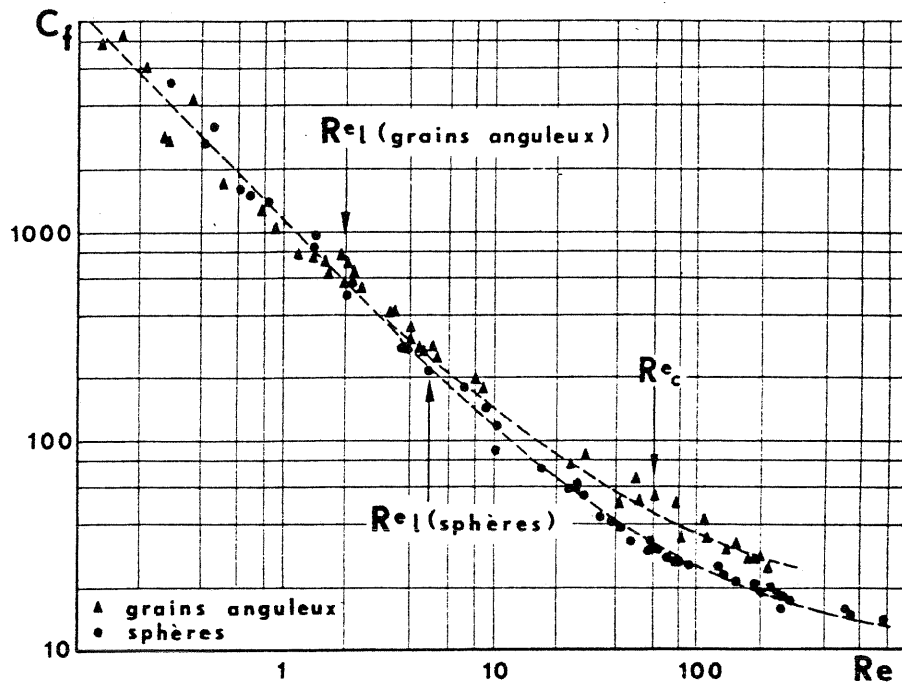


Fig VI.3- Relation entre le coefficient de frottement C_f et le nombre de Reynolds Re (Schneebeli 1966)

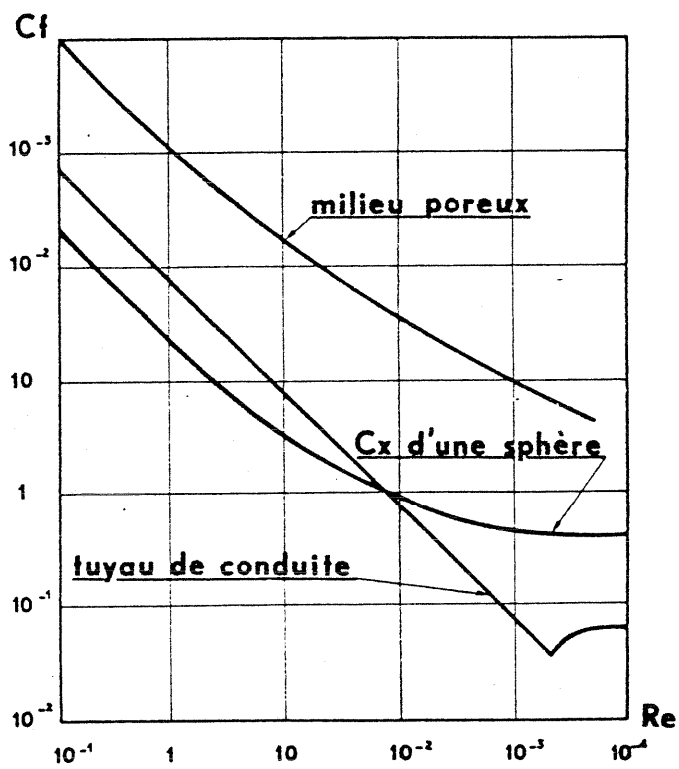


Fig VI.4- Comparaison entre les écoulements dans un milieu poreux et un tuyau de conduite dans le plan ($\log Re$, $\log C_f$) (Schneebeli 1966)

particulier de l'intégration des équations de Navier-Stokes où l'on néglige les forces d'inertie (Lindquist 1933). L'explication théorique de l'action des forces d'inertie est la suivante: Les forces de frottement visqueux qui agissent sur le fluide dépendent de la répartition des vitesses. Or, il est évident que cette répartition est modifiée par l'inertie lorsque la vitesse augmente. Cette modification correspond à une augmentation des efforts visqueux et donc à un accroissement de l'énergie dissipée. L'effet de l'inertie se fait sentir graduellement, ce qui explique bien l'absence de toute singularité dans la courbe des pertes de charge.

Exemples de lois d'écoulement non linéaires:

Résultant des recherches théoriques ou expérimentales, un grand nombre d'équations non linéaires donnant le gradient de pression en fonction de la vitesse d'écoulement dans les milieux poreux ont été publiées dans la littérature. Les expressions présentées peuvent être classées en 3 groupes (Scheidegger 1974).

Dans le groupe 1, les coefficients n'ont aucun sens physique et ne sont pas reliés aux propriétés du fluide et du milieu poreux.

Le groupe 2 contient des expressions avec des coefficients plus ou moins liés aux propriétés du fluide et du milieu, ainsi que des paramètres numériques non spécifiés.

Le groupe 3 contient le même type de coefficients que le groupe 2, mais les paramètres numériques sont parfaitement spécifiés.

Groupe 1

Auteur	Année	Formule	Observations
Forchheimer	1901	$J = aq + bq^2$ $J = aq + bq^2 + cq^3$	a, b = const
Forchheimer	1930	$J = aq + bq^m$	$1.6 < m < 2$
Polubarinova Kochina	1952	$J = aq + bq^2 + cdq/dt$	
Missbach	1937	$J = aq^m$	$1 < m < 2$
Lindquist	1933	$C_f Re = aRe + b$	a=40 et b=2500
Givan	1934	$C_f Re = aRe + b$	a=34.2 et b=2410
Kling	????	$C_f = 94/Re^{0.16}$	$10 < Re < 300$
Veronese	1941	$0.25 Re C_f = 1150$ $0.25 Re^{0.73} C_f = 720$ $0.25 C_f = 15.5$	Re < 5 5 < Re < 200 Re > 200 (non valide Re > 2000)

Groupe 2

Auteur	Année	Formule	Observations
Scheidegger	1960	$J = C_1 (vT^2/gn)q + C_2 (T^3/gn^2) q^2$	C_1 et C_2 : coef distribution de la taille des grains. T : tortuosité
Ergun et Orning	1949	$J = 5\alpha ((1-n)^2 v M_s^2/gn^3)q + \beta((1-n) M_s/8gn^3) q^2$ $= 180\alpha ((1-n)^2 v /gn^3d^2)q + 3\beta((1-n)/4gn^3d)q^2$	α et β : facteurs de forme. M_s : surface spécifique. $d=6/M_s$
Burke et Plummer	1928	$J = (K_0 (1-n) /gn^3d^2) q^2$	K_0 : constante
Irmay	1958-1964	$J = \alpha ((1-n)^2 v /g(n-n_0)^3 d^2) q + \beta ((1-n) /g(n-n_0)^3 d) q^2 + (1/g(n-n_0)) dq/dt$	α et β : facteurs de forme $(n-n_0)$: porosité effective
Bachmat	1965	$k J = v/g (1+q\beta/nv) q$	k : tenseur de perméabilité β : coef géométrique
Blick	1966	$J = (32v/gnD^2) q + (C_D/2Dgn^2) q^2$	$D=3(1-n)/n$: diamètre capillaire $C_D=f(h,D)$. h : diam plus petite ouverture

Groupe 3

Auteur	Année	Formules	Observations
Ergun	1952	$J = 150 ((1-n)^2 v /gn^3d^2) q + 1.75 ((1-n) /gn^3d) q^2$	
Schneebeli	1955	$J = 1100(v/gd^2) q + (12/gd) q^2$	pour les sphères $Re>2$
Carman	1937	$J = 180 ((1-n)^2 v /gn^3d^2) q + 2.87 (v^{0.1} (1-n)^{1.1}/gn^3d^{1.1}) q^{1.9}$	
Ward	1964	$J = (v/gk) q + (0.55/gk) q^2$	
Irmay	1964	$J = 180 ((1-n)^2 n /gn^3d^2) q + 0.6 ((1-n)/gn^3d) q^2$	$Re>1_{10}$
Barth et Esser	1933	$C_{fb} = (490/Re) + (100/_Re) + 5.85$ avec $C_{fb} = C_f n^3 / (1-n)$	$5 < Re < 5000$
Happel	1949	$C_f = a/Re^{0.22}$ avec $C_f = C_f / (1-n)^3$	

VI.1.1.2- Perméabilité à l'air

La mécanique des fluides ne fait pas de distinction fondamentale entre les liquides et les gaz. Toutefois, pour ces derniers, il y a lieu de tenir de leur compressibilité.

Le fonctionnement des puits à gaz a été observé de façon scientifique par les ingénieurs de l'USBM dès 1929, et les premières études de laboratoire ont été faites au même moment par Muskat et Bostet qui en rendirent compte en 1931; la conclusion commune de toutes ces observations est que l'on doit écrire:

$$q = \alpha(P_A^2 - P_a^2)^n$$

La signification du coefficient α ne ressort pas des mesures. Muskat et Bostet n'avaient expérimenté que dans une gamme très restreinte de pressions, mais le champ d'expériences fut élargi par Chalmers, Taliaferro et Rawlins de l'USBM. Ils concluent que le meilleur type de loi d'écoulement des gaz est représenté par l'équation suivante:

$$P_A^2 - P_a^2 = aq + bq^n$$

où $(P_A - P_a)$ représente le gradient de pression et q , la vitesse d'écoulement. Ils fournissent les résultats qu'ils ont obtenus sur 16 massifs de billes de plomb ou de sables non consolidés: l'exposant n varie de 1.753 à 2.018.

Il est vraisemblable que les valeurs de n qui ont été calculées reflètent des phénomènes d'ordre thermodynamique tels que la déviation de l'équation d'état du gaz par rapport à celle des gaz parfaits, ou encore le fait que l'écoulement n'était pas isotherme.

En 1936, Rawlins et Schellhardt décrivent une méthode d'essai des puits à gaz et optent pour une présentation de la loi d'écoulement de la forme:

$$q = \alpha(P_A^2 - P_a^2)^n$$

expression qui sera adoptée par la *Railroad Commission of Texas*.

Nous présentons dans ce qui suit les points de vue de certains chercheurs.

VI.1.1.2.1- Travaux d'Iffly (1956)

R. Iffly a publié dans la revue de l'IFP en juin et septembre 1956, une étude essentiellement expérimentale pour déterminer la loi d'écoulement des gaz dans les milieux poreux. Il constate que la perte de charge augmente beaucoup plus rapidement que le débit et il montre que l'on doit imputer cette anomalie à " *l'existence de pertes supplémentaires d'énergie par irréversibilités cinétiques et que l'on ne peut donc retenir les hypothèses trop souvent admises de turbulence du régime ou de polytropie de l'écoulement*". Nous présentons dans ce qui suit un résumé de ses travaux.

Considérations théoriques:

a) Hypothèses:

- L'écoulement: continu, isotherme, permanent, laminaire et monophasique,
- le fluide: non pesant, réel,
- le milieu poreux: les paramètres des roches comme des constantes.
- interaction du fluide avec la roche: En écoulement gazeux monophasique, aucune réaction mécanique, électrique ou chimique ne peut se produire et, par conséquent, altérer les propriétés de la roche ou du fluide.

b) Choix de la représentation des cheminements poreux:

Forme tronconique périodiquement répétée (Fig VI.5)

c: rayon de la section contractée

mc: rayon de la section évasée

n'c: distance séparant 2 de ces sections consécutives

c) Loi générale d'écoulement

La perte de charge totale le long du cheminement élémentaire, de longueur $2n'c$, correspondant aux périodicités morphologiques rencontrées au sein d'une roche sera:

$$\delta p = 2(\Delta_1 p) + (\Delta_2 p)$$

avec :

$\Delta_1 p$: pertes de charge par frottement visqueux

$\Delta_2 p$: pertes de charge par variation d'énergie cinétique

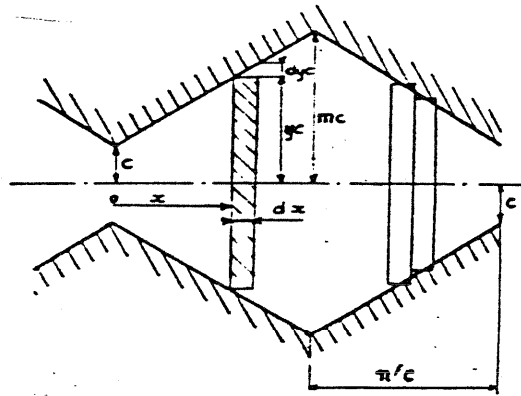


Fig VI.5- — Représentation statistique de canalicules poreux.

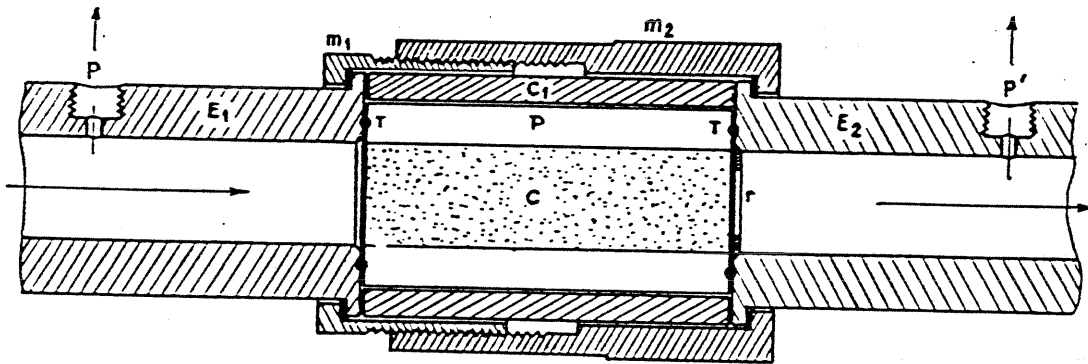


Fig VI.6- — Ensemble du porte-carotte.

Échelle 0,44

- | | | | | |
|----------------|----------------|------------------|----------------|-----------------------------------|
| C | carotte | { | E ₁ | embouts amont et aval |
| P | plexiglas | | E ₂ | |
| C ₁ | cale d'acier | | T | joints toriques |
| | | | r | rondelle de retenue de la carotte |
| { | m ₁ | manchons filetés | { | P |
| | m ₂ | | | P' |
| | | | | prises de pression |

Ces pertes de charge s'expriment en fonction des paramètres du cheminement poreux de forme tronconique comme suit:

$$\Delta_1 P = \frac{8}{9} \mu \frac{(m^2 + m + 1)^2}{m^3 c n S} \frac{Q_m}{\rho}$$

$$\Delta_2 P = \frac{(m^4 - 1)(m^2 + m + 1)^2}{9m^4 n^2 S^2} \frac{Q_m^2}{\rho}$$

avec : μ : viscosité et n : porosité.

Dans ce cas, la loi générale d'écoulement se met sous la forme:

$$M \Delta(P^2) = a_0 \mu (T Q_m) + (b_0/T) (T Q_m)^2$$

a_0 et b_0 étant des paramètres ne dépendant que de la nature de la roche.

T: température.

M: Masse molaire du gaz.

Q_m : débit massique

Résultats expérimentaux

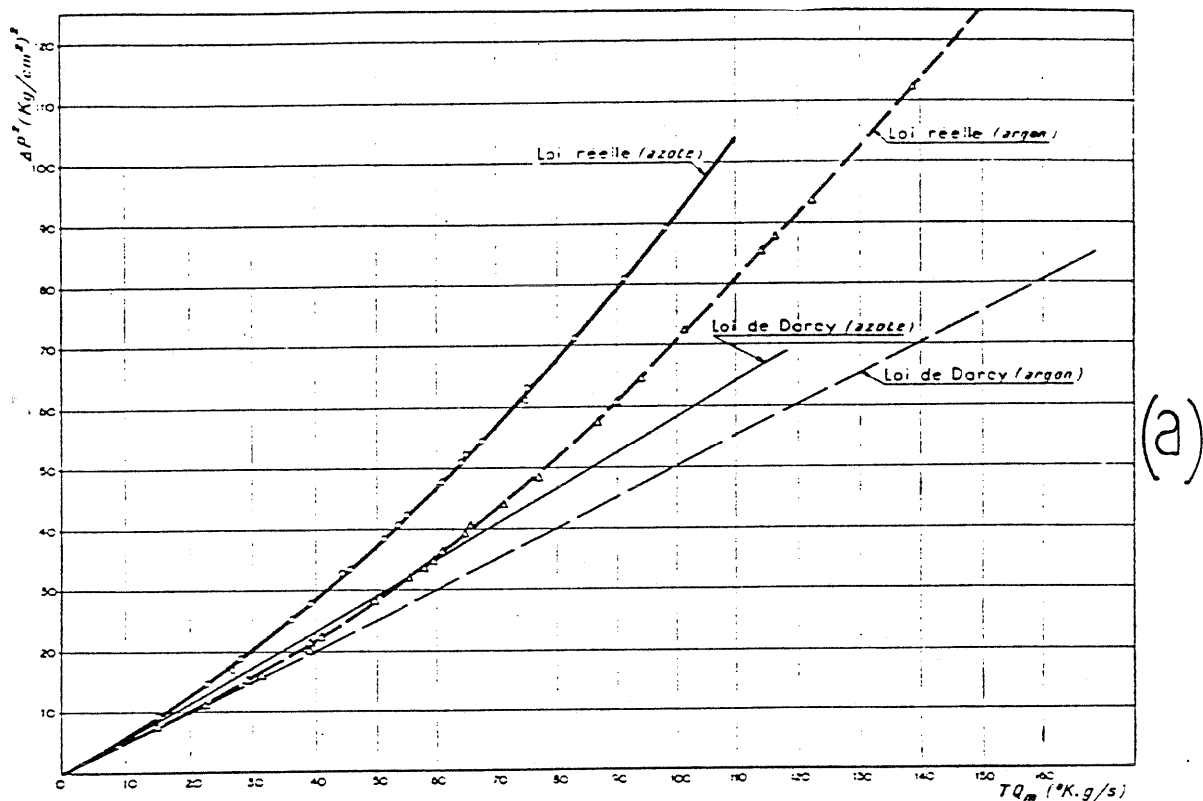
Les essais d'écoulement de gaz ont été effectués sur des carottes de 10 cm de long et de 7cm² de section. La carotte, enrobée de plexiglas, est placée entre les deux embouts d'un porte carotte (Fig VI.6)

Les gaz adoptés sont l'azote et l'argon. Les essais ont été réalisés d'une part sur des roches (grès des Vosges, calcaires de champagne et du bassin parisien, granit du massif central) et d'autres part sur des sables et poudres (sables de fontainebleau et de pyla-sur-mer, poudre de plexiglas P-700).

Les Fig VI.7, VI.8 et VI.9 montrent les résultats, pour certains matériaux étudiés, représentés dans l'espace (ΔP^2 , Q_m). Par ailleurs, une étude de la morphologie par injection de mercure et au désorbeur a permis d'estimer les paramètres a_0 et b_0 (donc m, c et m_c).

Toutes ces considérations confirment l'exactitude de la loi d'écoulement théorique proposée et la bonne représentation du milieu poreux par le schéma des canalicules tronconiques. Ces observations peuvent être appliquées à l'analyse des milieux poreux en vue d'en déduire les coefficients a_0 et b_0 de la loi d'écoulement.

Fig VI.7- Ecoulement des gaz dans (a) le grès gris rosé des vosges (b) calcaire du bassin parisien, et (c) grès blanc rosé des vosges; dans le plan $(TQ_m; \Delta P^2)$ (Iffly 1956)

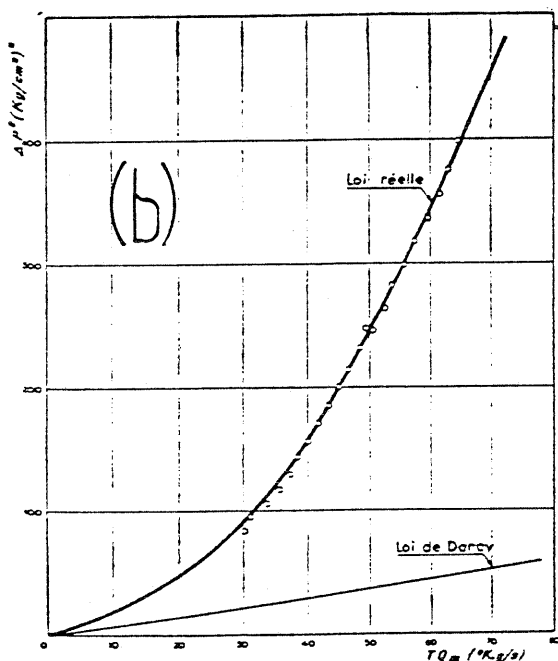


L. Grès gris rosé des Vosges.

$$M. \Delta P^2 = a_0 \mu (TQ_m) + \frac{b_0}{T} (TQ_m)^2$$

Argon	{	$\frac{a_0}{M} = 0,2159 \cdot 10^{16} \text{ C. G. S.} = a$	}
		$\frac{b_0}{M} = 0,6470 \cdot 10^{12} \text{ C. G. S.} = b$	
		$k = (303 \pm 3) \text{ mdy}$	

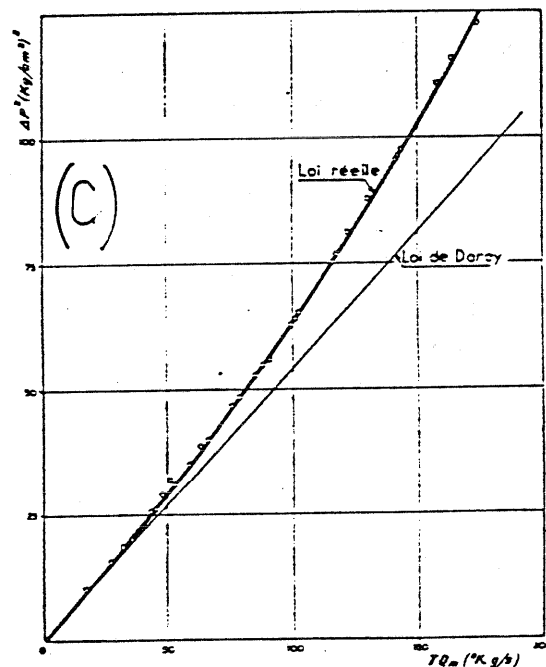
Azote	{	$a = 0,3201 \cdot 10^{16} \text{ C. G. S.}$	}
		$b = 0,9459 \cdot 10^{12} \text{ C. G. S.}$	
		$k = (296 \pm 3) \text{ mdy}$	



M. Calcaire du Bassin parisien.

$$\Delta P^2 = a \mu (TQ_m) + \frac{b}{T} (TQ_m)^2$$

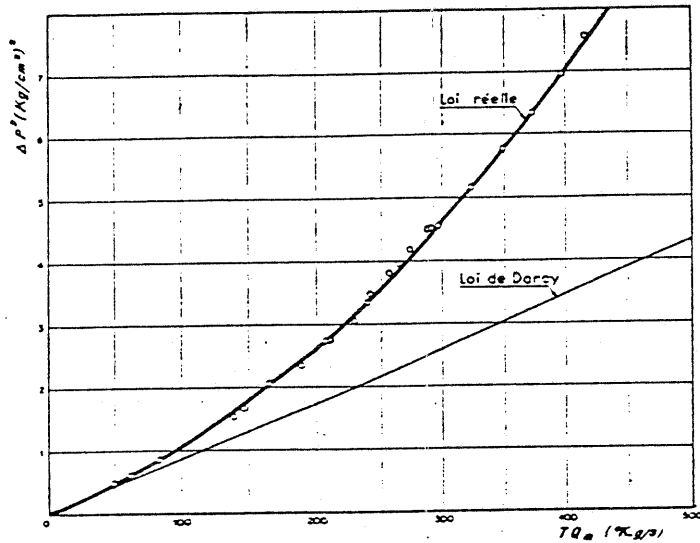
{	$a = 0,4142 \cdot 10^{16} \text{ C. G. S.}$	}
	$b = 23,37 \cdot 10^{12} \text{ C. G. S.}$	
	$k = (235 \pm 3) \text{ mdy}$	



N. Grès blanc rosé des Vosges.

$$\Delta P^2 = a \mu (TQ_m) + \frac{b}{T} (TQ_m)^2$$

{	$a = 0,2993 \cdot 10^{16} \text{ C. G. S.}$	}
	$b = 0,2625 \cdot 10^{12} \text{ C. G. S.}$	
	$k = (319 \pm 3) \text{ mdy}$	



(a)

Sable de Fontainebleau. $\bar{\sigma} = 142,5 \mu$.
 $w = 40,31 \%$.

$$\Delta P^2 = a \bar{\mu} (TQ_m) + \frac{b}{T} (TQ_m)^2$$

$$\begin{cases} a = 4,325 \cdot 10^{13} \text{ C. G. S.} \\ b = 6,364 \cdot 10^9 \text{ C. G. S.} \\ k = (13,52 \pm 0,13) \text{ darcys} \end{cases}$$

(b)

Sable de la Grande Dune du Pyla. $\bar{\sigma} = 130 \mu$.

$$\Delta P^2 = a \bar{\mu} (TQ_m) + \frac{b}{T} (TQ_m)^2$$

$$\begin{cases} a = 0,9601 \cdot 10^{13} \text{ C. G. S.} \\ b = 0,5467 \cdot 10^9 \text{ C. G. S.} \\ k = (73,0 \pm 0,5) \text{ darcys} \end{cases}$$

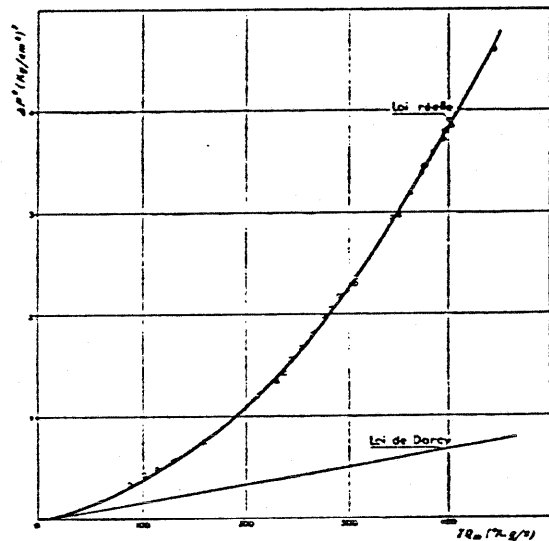
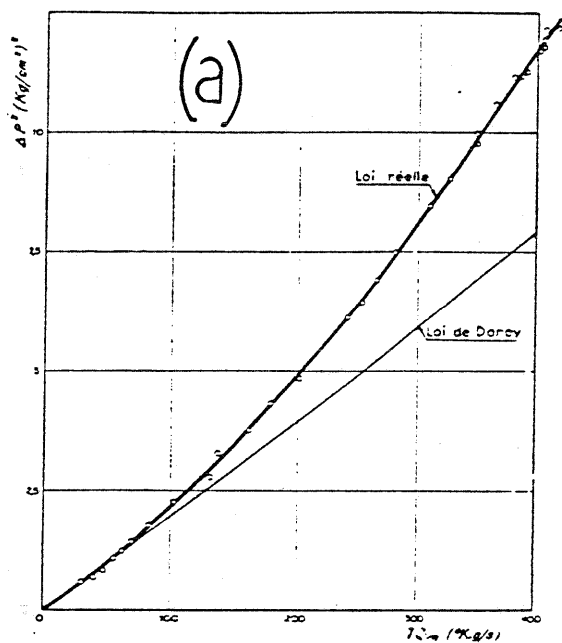


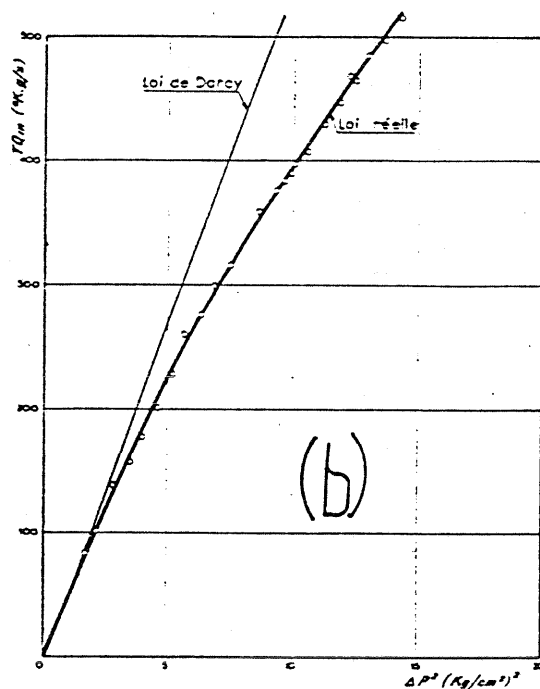
Fig VI.8- Ecoulement des gaz dans (a) le sable de Fontainebleau (b) sable de la grande dune de Pyla; dans le plan $(TQ_m; \Delta P^2)$ (Ifly 1956)



Poudre P-760. Alsthom Plexiglas. $\bar{\sigma} = 71,5 \mu$.

$$\Delta P^2 = a \bar{\mu} (TQ_m) + \frac{b}{T} (TQ_m)^2$$

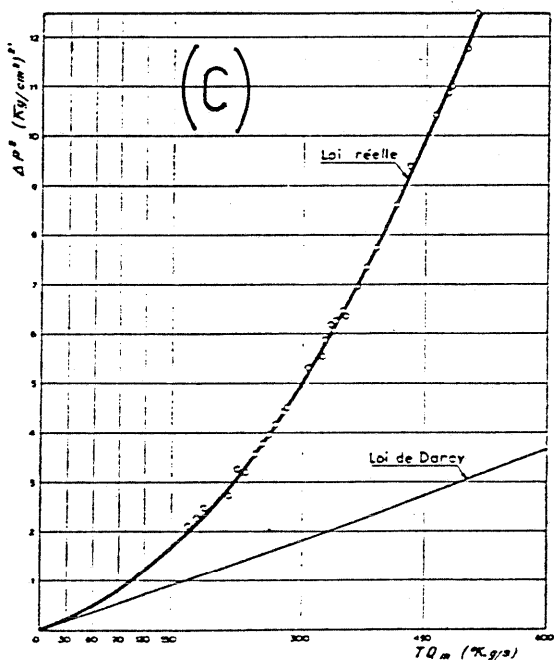
$$\begin{cases} a = 1,080 \cdot 10^{14} \text{ C. G. S.} \\ b = 0,6715 \cdot 10^{10} \text{ C. G. S.} \\ k = (6,95 \pm 0,06) \text{ darcys} \end{cases}$$



Poudre P-760. Alsthom Plexiglas. $\bar{\sigma} = 90 \mu$.

$$\Delta P^2 = a \bar{\mu} (TQ_m) + \frac{b}{T} (TQ_m)^2$$

$$\begin{cases} a = 1,020 \cdot 10^{14} \text{ C. G. S.} \\ b = 0,475 \cdot 10^{10} \text{ C. G. S.} \\ k = (7,34 \pm 0,08) \text{ darcys} \end{cases}$$



Poudre P-760. Alsthom Plexiglas. $\bar{\sigma} = 112,5 \mu$.

$$\Delta P^2 = a \bar{\mu} (TQ_m) + \frac{b}{T} (TQ_m)^2$$

$$\begin{cases} a = 3,363 \cdot 10^{13} \text{ C. G. S.} \\ b = 0,9813 \cdot 10^{10} \text{ C. G. S.} \\ k = (22,3 \pm 0,2) \text{ darcys} \end{cases}$$

Fig VI.9- Ecoulement des gaz dans la poudre de plexiglas, dont le diamètre des particules est de (a) 71.5 μ m, (b) 90 μ m, et (c) 112,5 μ m; dans le plan $(TQ_m; \Delta P^2)$ (Ifly 1956)

VI.1.1.2.2- Approche de Schneebeli (1966)

Dans son livre " *hydraulique souterraine*", Schneebeli considère que, pratiquement, les termes dus à la compressibilité du fluide sont négligeables devant les autres termes de viscosité, en particulier dans le cas des écoulements visqueux à travers des canaux de faibles dimension. Il montre ainsi que la loi de Darcy, dans son domaine de validité, reste applicable au gaz. En effet, l'écoulement d'un fluide visqueux est décrit dans le cas le plus général par les équations dynamiques établies d'abord par Navier et reprises par Stokes:

$$\rho \left(\frac{du}{dt} \right) + \frac{\partial p}{\partial x} + Fx + \mu \Delta u + \frac{\mu}{3} \frac{\partial (\operatorname{div} V)}{\partial x} = 0$$

(+ 2 équations analogues en y et z).

u, v et w composantes du vecteur V

Dans ces équations, le premier terme correspond aux forces d'inertie. Dans le domaine de validité de la loi de Darcy, celles-ci pouvaient être négligées en raison de la lenteur du mouvement. Dans le cas d'un gaz, ceci est d'autant plus légitime que la masse spécifique est très faible.

F_x représente la composante des forces de volume (pesanteur). Dans le cas d'un gaz ces termes sont négligeables devant (*grad p*).

Les deux derniers termes des équations de Navier correspondent aux forces de résistance visqueuse. Pour un fluide compressible en écoulement permanent, on a :

$$\operatorname{div}(\rho V) = 0 \qquad \text{donc : } \operatorname{div}(V) \neq 0$$

Il semble donc a priori que la loi applicable à l'écoulement d'un gaz soit différente de la loi de Darcy valable pour les liquides incompressibles. Pratiquement, cependant, il n'en est rien. Schneebeli prend l'exemple du tube de Poiseuille, parcouru par un écoulement permanent et fait deux hypothèses: La première consiste à négliger les composantes radiales de la vitesse qui sont extrêmement faibles en raison de la petitesse du diamètre du tube par rapport à la longueur; La seconde hypothèse considère que dans une section du tube la pression est à peu près constante ($\frac{\partial p}{\partial r} = 0$).

$$\text{De ce fait, la loi de Darcy} \quad = -K \frac{dh}{ds}$$

sera également valable pour un gaz . On préfère en général l'écrire en termes de pressions

$$= -K_g \frac{dp}{ds}$$

Cette nouvelle forme s'obtient à partir de la précédente en posant $h = \frac{p}{\rho g}$ (la pesanteur est négligée). On a donc entre K et K_g la relation

$$K_g = \frac{K}{\rho g}$$

K_g est appelée perméabilité au gaz. comme K , elle peut se décomposer en facteurs dépendant d'une part du gaz, d'autre part du milieu poreux.

$$K_g = \frac{1}{a} \frac{d^2}{\mu}$$

Si nous considérons l'écoulement permanent d'un gaz à travers un perméamètre, nous pouvons utiliser la loi de Darcy. Toutefois, du fait de la détente du gaz, la vitesse de filtration $V=Q/A$ ne restera pas constante d'une section à l'autre du perméamètre. Par contre restera constant le débit-masse spécifique M/A . On a donc:

$$\frac{M}{A} = \rho V = -K_g \rho \frac{dp}{ds} = Cte$$

avec ρ , la densité du gaz, fonction de la pression p .

K_g qui est inversement proportionnel à la viscosité dynamique μ , reste constant, car cette viscosité, du moins pour un gaz parfait, ne varie pas avec la pression. D'après la loi de Boyle-Mariotte, la relation ci-dessus s'écrit:

$$\frac{M}{A} = Cte = -\frac{K_g}{RT} p \frac{dp}{ds}$$

soit finalement:

$$\frac{Q_{pm}}{A} = K_g \frac{p_2 - p_1}{L}$$

avec:

L : longueur de la colonne filtrante

$$p_m = \frac{1}{2}(p_2 + p_1)$$

$$Q_{pm} = \frac{M}{\rho_m} = M \frac{RT}{p_m}$$

: débit-volume ramené à la pression moyenne p_m (en vertu de

la loi de Mariotte).

Schneebeli conclue que sous cette forme, l'équation du perméamètre pour un gaz devient analogue à celle qui est valable pour un liquide. La loi de Darcy pour les gaz cesse de bien représenter les phénomènes lorsque le nombre de Reynolds devient trop important. Il n'y aura aucune différence, à ce point de vue, entre la filtration d'un liquide et la filtration d'un gaz.

VI.1.1.2.3- Approche de Chaumet (1965)

Par ailleurs, P. Chaumet considère une loi expérimentale quadratique de perte de charge locale pour les milieux isotrope de la forme:

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\mu V}{AK} (1 + aV)$$

avec V : vitesse et A : section

En introduisant le débit massique Q_m par unité de section, la relation précédente s'écrit:

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\mu Q_m}{AK\rho} \left(1 + \frac{\lambda Q_m}{\mu A} \right)$$

avec $Q_m = \rho V$

où λ a la dimension d'une longueur et est caractéristique du milieu poreux. D'après Chaumet, des mesures précises faites en laboratoire ont apporté la preuve expérimentale de l'exactitude pratique de cette relation. Ces mesures concernant des écoulements gazeux et liquides dans des milieux poreux naturels et artificiels ont montré que λ , spécifique du milieu, est en général de l'ordre de 10^{-3} cm. Cette faible valeur permet de négliger le second terme de la relation précédente pour les puits à huile, pour lesquels les valeurs de Q_m/A sont relativement petites; il n'en est généralement pas de même des puits à gaz, surtout du fait de la viscosité du gaz, environ cent fois plus petite que pour les huiles.

Par ailleurs, les gaz naturels ont un comportement très différent de celui des gaz parfaits; il est commode, cependant, de rapporter leur comportement à celui des gaz parfaits en introduisant dans leur équation d'état une fonction correctrice $Z=Z(P,T)$, appelée facteur de compressibilité. L'équation d'état s'écrit:

$$\rho = \frac{Mp}{ZRT}$$

Les écoulements en milieu poreux étant pratiquement isothermes, le facteur de compressibilité n'est fonction que de la pression pour un problème donné et peut être approché, d'aussi près que l'on veut, dans un intervalle donné de pression, par un polynôme en p . La masse spécifique peut ainsi être mise sous la forme:

$$\rho = \sum_{i=1}^{\infty} b_i \cdot p^i$$

Si le facteur de compressibilité varie peu dans l'intervalle considéré, la valeur de la série ci-dessus est partout très proche de la valeur du premier terme et la masse spécifique est, à très peu près, représentée par:

$$\rho = bp$$

Si l'approximation peut être utilisée, chaumet aboutit à l'expression suivante:

$$p_2^2 - p_1^2 = -\frac{2L\mu Q_m}{A kb} \left(1 - \frac{\lambda Q_m}{\mu A} \right)$$

VI.1.1.2.4- Conclusion concernant la validité de la loi de Darcy pour les gaz

La comparaison entre les mesures de perméabilités géométriques monophasiques à l'eau et à l'air met en évidence une différence significative entre les 2 mesures, en dépit du fait que l'on tienne compte des masses volumiques et des viscosités des deux fluides. Ceci représente déjà un premier écart par rapport à la loi de Darcy, que l'on peut vraisemblablement imputer d'une part au comportement spécifique des gaz et d'autre part, aux interactions différentes entre le solide et les fluides mouillant et non mouillant.

Les trois approches présentées (Iffly, Schneebeli et Chaumet), mettent en évidence la complexité du problème dès qu'on cherche à définir une loi d'écoulement pour les gaz. Schneebeli propose une expression analogue à la loi de Darcy déduite du modèle du tube de Poiseuille, mais qui ne s'appuie pas sur des résultats expérimentaux, par contre, le modèle d'Iffly, basé sur une forme tronconique périodiquement répétée des cheminements poreux permet d'aboutir à une expression quadratique de la loi générale d'écoulement:

$$p_2^2 - p_1^2 = \frac{a_0 \mu T}{M} Q_m + \frac{b_0 T}{M} Q_m^2$$

expression validée par une série d'expériences sur des roches (grès, calcaire...) et des milieux granulaires (poudres, sable). Par ailleurs, Chaumet propose une expression très similaire:

$$p_2^2 - p_1^2 = -\frac{2L\mu}{Akb} Q_m + \frac{2L\lambda}{A^2 kb} Q_m^2$$

La comparaison de ces deux relations permet de déduire les expressions de a_0 et b_0 :

$$a_0 = -\frac{2LZ_0R}{Ak\rho}$$

$$b_0 = \frac{2L\lambda Z_0R}{A^2 k\rho}$$

Les différents paramètres sont définis dans les paragraphes correspondants à chaque approche.

Compte tenu de ces travaux et ceux d'un certain nombre d'autres auteurs, on conclut que la loi de Darcy n'est pas applicable en toute rigueur aux gaz, et qu'une loi quadratique permet de mieux approcher ce phénomène. Il semble que l'expression proposée par Chaumet permet de nous affranchir de la détermination fastidieuse des paramètres a_0 et b_0 . Nous adopterons par conséquent cette expression, dont les coefficients sont simples à déterminer, pour l'interprétation de nos résultats (§ VI.2.4).

VI.1.2- Ecoulements polyphasiques

V.1.2.1- Introduction au concept de "*perméabilité relative*".

L'étude des problèmes d'écoulement de phases non miscibles dans les milieux poreux, est actuellement dominée par le concept des perméabilités relatives.

Si les hydrauliciens ont été les premiers à établir les bases de la mécanique des fluides dans les milieux poreux au début du dix-neuvième siècle, ce sont les pétroliers, aux alentours de 1930, compte-tenu de la présence, dans les gisements d'hydrocarbures, de gaz, d'huile et d'eau, qui ont inventé les premières techniques de mesure des coefficients de perméabilité relative de chacune de ces phases non miscibles.

Citons les travaux de quelques pétroliers rapportés par Houpert (1974). Les recherches d'Uren (1927) avaient pour but de discerner quels sont les facteurs dont dépend le rapport gaz/huile pour les gisements produisant par expansion des gaz dissous. Elles ont été menées au laboratoire sur modèle réduit. Uren observa que la perméabilité au gaz augmentait lorsque la saturation en huile diminuait. A peu près en même temps, d'autres chercheurs ont voulu comparer les avantages et les inconvénients du gaz naturel et de l'air dans les opérations d'injection du gaz (Power, Cloud).

En février 1936, G.L Hassler & al. rendent compte des recherches qu'ils viennent d'exécuter sur le déplacement de l'huile par le gaz. L'échantillon est d'abord saturé entièrement d'une phase liquide à base de kérosène et d'huile de paraffine, puis il est introduit dans un montage à serrage hydraulique qui permet de le maintenir dans une position verticale et d'assurer son étanchéité latérale. L'échantillon est alors soumis pendant une durée prolongée à une pression d'air de 280 kPa sur sa face inférieure, la face supérieure étant maintenue à la pression atmosphérique. On peut ainsi mesurer à chaque instant la perméabilité au gaz et retirer aisément l'échantillon du montage en vue de mesurer par pesée la quantité de liquide qu'il contient (**Fig VI.10**).

La **Fig VI.11** est la reproduction des premières courbes de perméabilité relative au gaz jamais publiées et la **Fig VI.12** est un exemple des courbes de désaturation. C'est d'ailleurs dans ce compte rendu que se rencontre pour la première fois l'expression de "*perméabilité relative*".

Hassler remarque que l'usage d'un concept de perméabilité fonction de la saturation suppose que l'huile se distribue de la même manière dans l'échantillon chaque fois que la saturation y a la même valeur. Or il lui apparaît que l'expression des gaz dissous peut créer une saturation en gaz dans les pores qui sont trop petits pour être envahis par le gaz dans une opération d'injection. Hassler rapporte qu'il a vérifié la validité de la loi de Darcy pour l'écoulement du gaz à diverses saturations et fournit une courbe dans laquelle le gradient de pression va de 0.25 à 10 cm de mercure par cm; la saturation en liquide est d'ailleurs relativement faible (0.234) et la perméabilité relative assez forte (0.802). Il tente par ailleurs d'interpréter les résultats de ses mesures en développant un modèle de milieu poreux dans lequel l'huile se déplacerait le long des parois solides tandis que le gaz serait dans la partie centrale des conduits. Il aboutit à une expression de $k(s)$:

$$k(s)=k(1-s)^2$$

qui ne rend pas compte des résultats expérimentaux. Il attribue cet écart au fait que les capillaires ne sont pas du même diamètre et qu'ils sont balayés, non pas simultanément, mais dans l'ordre de leur dimension décroissante.

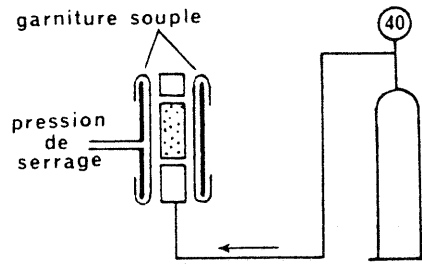


Fig VI.10- Montage Hassler.

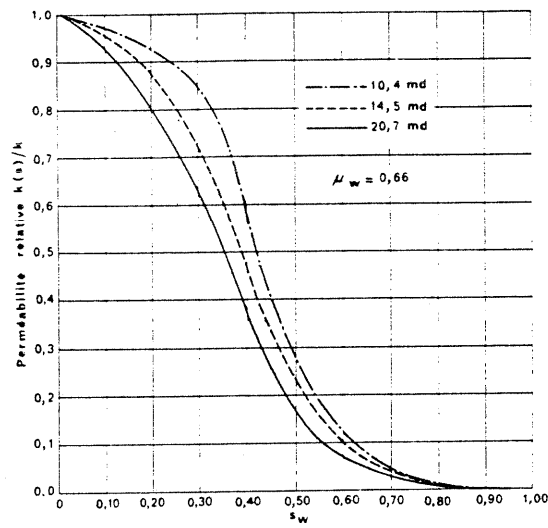


Fig VI.11- Courbes de perméabilité relative au gaz. (D'après Hassler, Rice et Leeman)

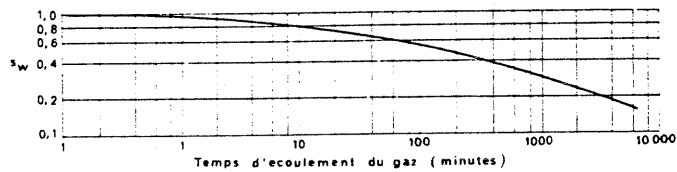


Fig VI.12- Exemple de courbe de désaturation. (D'après Hassler, Rice et Leeman)

A peu près en même temps que Hassler, Wyckoff et Bostet conduisaient une étude systématique qui constitue le véritable point de départ des connaissances que nous avons encore aujourd'hui sur les écoulements diphasiques. Leur montage permet la réalisation d'écoulements permanents ou transitoires d'un système diphasique constitué d'eau légèrement salée et de gaz carbonique, avec mesure de la pression, des débits et des saturations (celles-ci par conductivité électrique). Les auteurs développent l'idée qu'il est compréhensible que la perméabilité apparente du milieu aux deux fluides qui l'occupent simultanément dépende de manière complexe de la saturation, et qu'il y ait une pression critique qui permette aux bulles de gaz ou de liquide non mouillant de franchir les étranglements. Du point de vue expérimental, les auteurs utilisent du sable non consolidé tassé dans un tube de plus de 3m de long et de 5cm de diamètre; ils mesurent la pression le long du tube à l'aide d'anneaux piézométriques, ayant constaté que la présence de gaz faussait les mesures quand ils utilisaient des prises ponctuelles.

Les figures suivantes montrent la variation de k_{rw} et k_{rnw} en fonction de la saturation S_w (Fig VI.13 (a)) et k_{rnw} en fonction de k_w (Fig VI.13(b)).

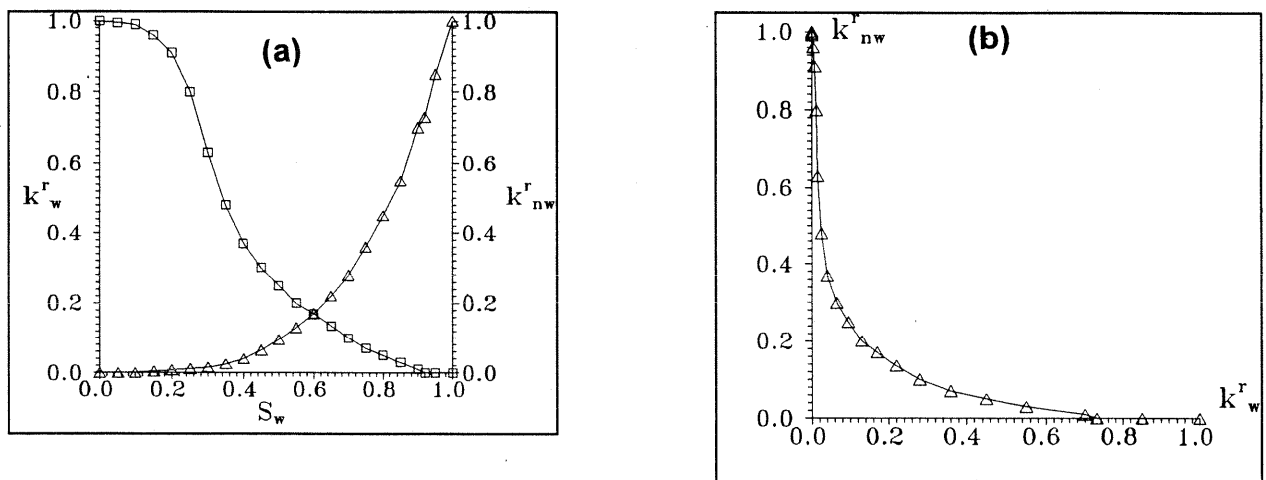


Fig VI.13 : a: Variation des perméabilités relatives en fonction du degré de saturation
b: Relation biunivoque $k_{nw}^r = f(k_w^r)$ pour les sables non consolidés
(d'après Wyckoff et Bostet 1936)

A l'issue de ces expériences les auteurs pensèrent que les courbes de perméabilité relatives obtenues étaient valables pour tous les sables non consolidés, les écarts observés d'un sable à l'autre étant explicables par les erreurs expérimentales.

Wyckoff et Bostet examinèrent avec soin l'augmentation de la perméabilité au gaz et la décroissance correspondante de la perméabilité au liquide. Ces mesures étaient évidemment faites en écoulement transitoire, puisqu'il n'y avait pas alors de perméabilité au gaz. Il faut rappeler que la saturation en gaz se crée progressivement en raison de la libération du gaz dissous et que les phénomènes seraient certainement différents dans le cas d'une injection de gaz.

VI.1.2.2- Validité de la loi de Darcy.

La limitation de la loi de Darcy dans les écoulements polyphasiques de fluides immiscibles est en partie due aux mêmes causes que dans le cas des écoulements monophasiques, ainsi, dans un régime d'écoulement à grande vitesse, on s'attend à ce que la non linéarité apparaisse, et dans les écoulements de gaz, des phénomènes tels que les glissements aux parois jouent un rôle important. Par ailleurs, une série d'autres causes, comme les effets de bord (O'Connor 1946, Krynine 1950, Geffen et al. 1951, Hill 1952), ou l'hystérésis de l'angle de contact s'ajoutent aux précédentes.

Une vérification rigoureuse de la loi de Darcy est basée sur des mesures de flux q quand le gradient de charge varie en maintenant tous les autres paramètres rigoureusement constants (teneur en eau, degré de saturation..).

Travaux de Swartzenruber (1963):

Dans les années 60, Swartzenruber a publié une série d'articles où étaient résumés ses travaux sur les formulations de la loi "vitesse d'écoulement-gradient de charge" pour les sols non saturés.

La loi de Darcy s'écrit: $V = K i$

pour les sols non saturés: $K = K(\theta)$: perméabilité fonction de la teneur en eau volumétrique θ .

$$\text{Soit } V = K \frac{\partial \phi}{\partial x} \quad \text{avec } \phi = z - s$$

$$s = s(\theta) \quad : \text{ pression négative } = u_a - u_w$$

$$\phi = z - s : \text{ charge hydraulique totale.}$$

z : cote.

$$\text{En écrivant : } \frac{\partial \phi}{\partial x} = \frac{\partial s}{\partial x} = \frac{ds}{d\theta} \frac{\partial \theta}{\partial x}$$

$$\text{on obtient : } V = -D \frac{\partial \theta}{\partial x} \quad \text{avec } D = D(\theta) = -K \frac{ds}{d\theta}$$

Swartzenruber propose une expression non "darcyenne" de la loi d'écoulement sous la forme:

$$V = B(i - J(1 - e^{Ci}))$$

$$\text{avec } i = \frac{\partial \phi}{\partial x}$$

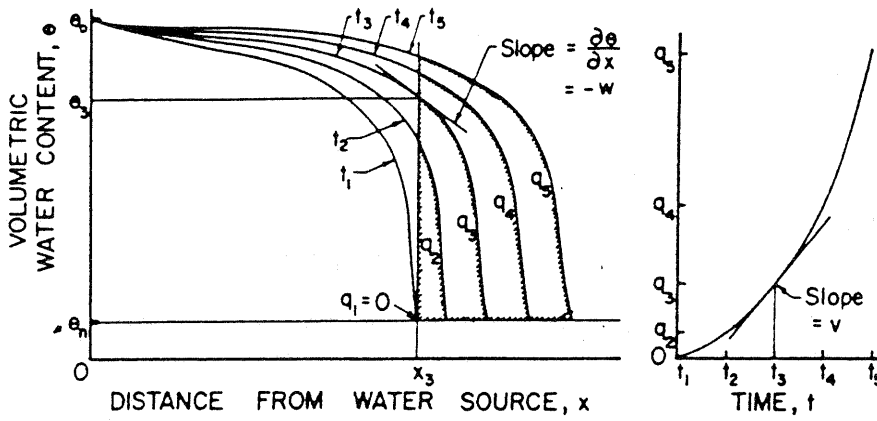


Fig VI.14- Determination of flow velocity v and moisture gradient w for a given value of moisture content θ_3 (Swartzendruber 1963)

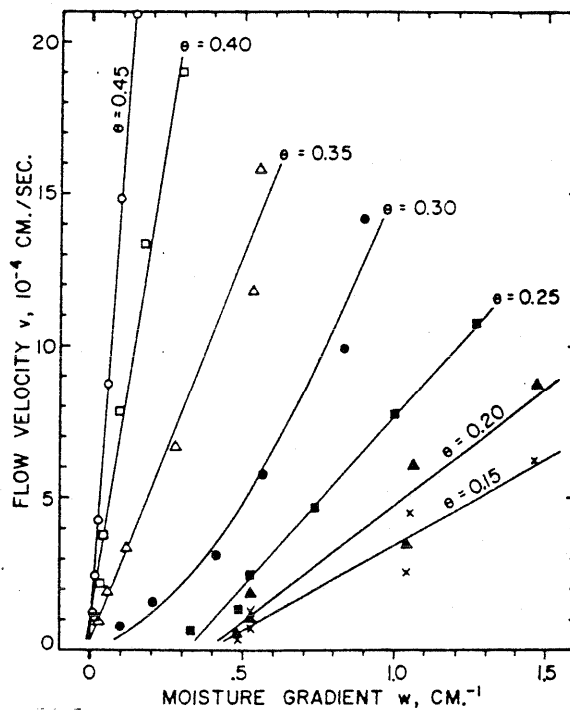


Fig VI.15- Flow velocity v versus moisture gradient w at constant values of moisture content θ , for the Salkum silty clay loam of Rawlins and Gardner (13).

B, J et C sont des constantes positives. Pour les sols non saturés, ces quantités seront fonction de θ uniquement.

$$B=B(\theta), J=J(\theta) \text{ et } C=C(\theta).$$

La dérivation de cette expression s'écrit:

$$V = B \frac{ds}{d\theta} \left(\frac{\partial \theta}{\partial x} - J \frac{d\theta}{ds} \left(1 - e^{-C \frac{ds}{d\theta} \frac{\partial \theta}{\partial x}} \right) \right)$$

soit :

$$V = \beta \left[-\frac{\partial \theta}{\partial x} - \alpha \left(1 - e^{\gamma \frac{\partial \theta}{\partial x}} \right) \right]$$

avec:

$$\beta = -B \frac{ds}{d\theta} = \beta(\theta)$$

$$\alpha = -\frac{J}{\frac{ds}{d\theta}} = \alpha(\theta)$$

$$\gamma = -C \frac{ds}{d\theta} = \gamma(\theta)$$

Afin de valider cette expression, Swartzendruber s'est basé sur les travaux de Rawlins et Gardner (1963); ces derniers ont réalisé des écoulements en régime transitoire à travers une colonne horizontale d'un limon argileux non gonflant, en maintenant une teneur en eau constante à l'une des extrémités et en suivant l'évolution des profils de teneur en eau en fonction du temps par rayons Gamma.

A partir de ces profils, on peut déduire les grandeurs $-\frac{\partial \theta}{\partial x}$ et V (Fig VI.14).

Le volume total d'eau (q), par unité de section, qui traverse un profil x_3 à l'instant t est donné par l'aire délimitée par ce profil et les deux droites, verticale d'abscisse x_3 et horizontale d'ordonnée θ_n .

La Fig VI.15 regroupe, dans le plan $(V, -\frac{\partial \theta}{\partial x})$, les résultats obtenus pour 7 teneurs en eau différentes. Les droites, déterminées par la méthode des moindres carrés ne passent pas forcément par l'origine. On constate que pour les 3 valeurs les plus élevées de teneur en eau, les droites passent par l'origine avec une bonne approximation; Swartzendruber conclut que la relation de Darcy ($V = -\frac{\partial \theta}{\partial x} D$) est vérifiée pour $\theta > 0.35$.

Lorsque θ décroît, la relation de Darcy n'est plus valable; pour $\theta = 0.30$, les données montrent une relation passant par l'origine, mais la courbe croît avec le gradient de teneur en eau. Cette constatation a été rapportée par d'autres auteurs. Lorsque θ décroît davantage, on constate que la linéarité est rétablie mais les droites ne passent plus par l'origine; cette observation est en accord avec les travaux de Miller et Low (1963).

Pour $\theta \leq 0.30$, l'application de l'équation $V = \beta \left[-\frac{\partial \theta}{\partial x} - \alpha \left(1 - e^{\gamma \frac{\partial \theta}{\partial x}} \right) \right]$ "non darcéenne" pour interpréter les résultats expérimentaux est représentée sur la Fig VI.16. Pour $\theta \geq 0.35$, α et γ sont nuls, dans ce cas β est la pente à l'origine dans le plan $(V, -\frac{\partial \theta}{\partial x})$. β , qui a la dimension d'une diffusivité, décroît rapidement avec θ .

Le coefficient "non darcéen" $\alpha^2 \gamma$ est évidemment nul pour $\theta \geq 0.35$, mais croît progressivement quand θ est plus petit que 0.35.

Compte tenu de ces observations, V n'est pas directement proportionnel à i , dans ce cas $K = V/i$ devient une fonction de i . Comme pour les sols non saturés $K = K(q)$, donc $K = K(q, i)$; soit

$V = -K \left(\theta, -\frac{\partial \phi}{\partial x} \right) \frac{\partial \phi}{\partial x}$, il vient que:

$$V = K \left(\theta, \frac{\partial s}{\partial \theta} \frac{\partial \theta}{\partial x} \right) \frac{\partial s}{\partial \theta} \frac{\partial \theta}{\partial x}$$

Comme $ds/d\theta$ est fonction seulement de θ , la quantité entre parenthèse dépend uniquement de θ et $\frac{\partial \theta}{\partial x}$, on peut écrire:

$$V = D \left(\theta, -\frac{\partial \theta}{\partial x} \right)$$

qui est simplement l'équation $V = D \left(-\frac{\partial \theta}{\partial x} \right)$ avec la diffusivité fonction de θ et w . Si $\theta = \text{cte}$, la non proportionnalité de V avec $-\frac{\partial \theta}{\partial x}$ peut être due à la dépendance de D vis à vis de $-\frac{\partial \theta}{\partial x}$, comme il est montré sur la Fig VI.16 pour $\theta \leq 0.30$.

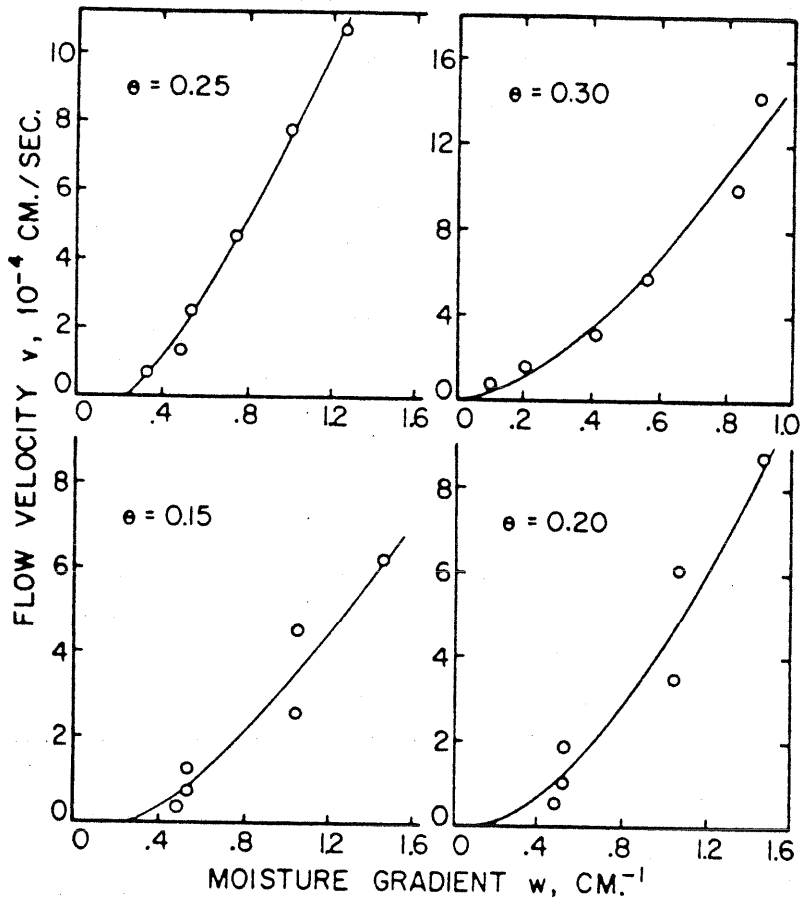


Fig VI.16- Fit of equation [13] to the data of figure 2 for $\theta \leq 0.30$. (Swartzendruber 1963)

Travaux de Hadas (1964) :

S'intéressant aux écoulements d'eau dans les sols non saturés, Hadas a réalisé une série d'expériences de laboratoire pour tester la validité de la loi de Darcy. Les essais ont porté sur deux matériaux:

- Ksalon, un limon contenant 63% de d'argile, 32% de silt et 5% de sable

- Gilat, contenant 20% d'argile, 32% de silt et 48% de sable.

Les échantillons, tamisés en deux catégories ($<0.25\text{mm}$ et $0.21 < d < 0.42\text{mm}$) et initialement saturés, ont été placés dans un perméamètre à succion imposée (écoulement en régime stationnaire à température constante de 25°) (Fig VI.17). Des échantillons de 3 tailles ont été préparés:

1.5 cm pour $i \leq 2$

1 cm pour $2 < i \leq 3$

0.5 cm pour $i \geq 3$

Constatant que la déviation de la proportionnalité entre le flux et le gradient de charge augmente avec la succion (Fig VI.18), Hadas a tenté d'interpréter ces résultats grâce à la relation proposée par Swartzendruber.

Concernant le loess (Fig VI.19), une différence dans le débit a été observée pour les deux groupes de tailles d'agrégats; en effet, pour une même succion, le débit pour les agrégats dont le diamètre est compris entre 0.21 et 0.42mm est inférieur à ceux dont le diamètre est inférieur à 0.25mm. La distribution non uniforme des pores est probablement à l'origine de cette différence. Les valeurs des constantes B, C et J (notés respectivement β , γ et α dans l'expression de Swartzendruber) changent avec la succion, donc avec la teneur en eau. Le paramètre "non darcéen" J^2C , défini par Swartzendruber, augmente avec la succion. Les résultats montrent une légère déviation de la linéarité aux faibles succions, cette déviation augmente avec la succion. Elle est due probablement à l'augmentation de la quantité d'eau s'écoulant dans les petits pores ou le long des surfaces des particules, ainsi le chemin d'écoulement devient plus long.

En accord avec Swartzendruber, la pente initiale de la courbe (Fig VI.20) dépend du facteur JC:

si $JC=0$, équation de Darcy.

si $0 < JC \leq 1$, écoulement curviligne passant par l'origine.

si $JC > 1$, intersection avec l'axe du gradient i .

Les résultats montrent que $JC \neq 0$ et indique une interaction entre le fluide et le milieu poreux, contrairement aux suppositions de l'équation de Darcy.

Cette déviation peut être expliquée entre autres par un changement de la viscosité de l'eau due aux forces électriques agissant dans les sols argileux. Sous de faibles gradients, seule l'eau très fluide (libre) peut circuler aisément. Quand le gradient augmente, l'eau de faible fluidité (proche des surfaces des particules d'argile) commence à s'écouler et la déviation par rapport à la loi de Darcy augmente. Quand toute l'eau (exceptée l'eau adsorbée) s'est écoulée, l'augmentation du gradient i ne cause pas davantage de déviation.

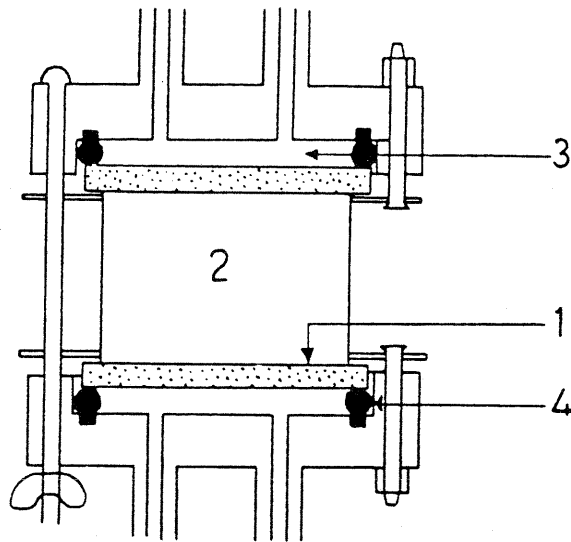


Fig VI.17- Diagram of the soil container. (Hadas 1964)

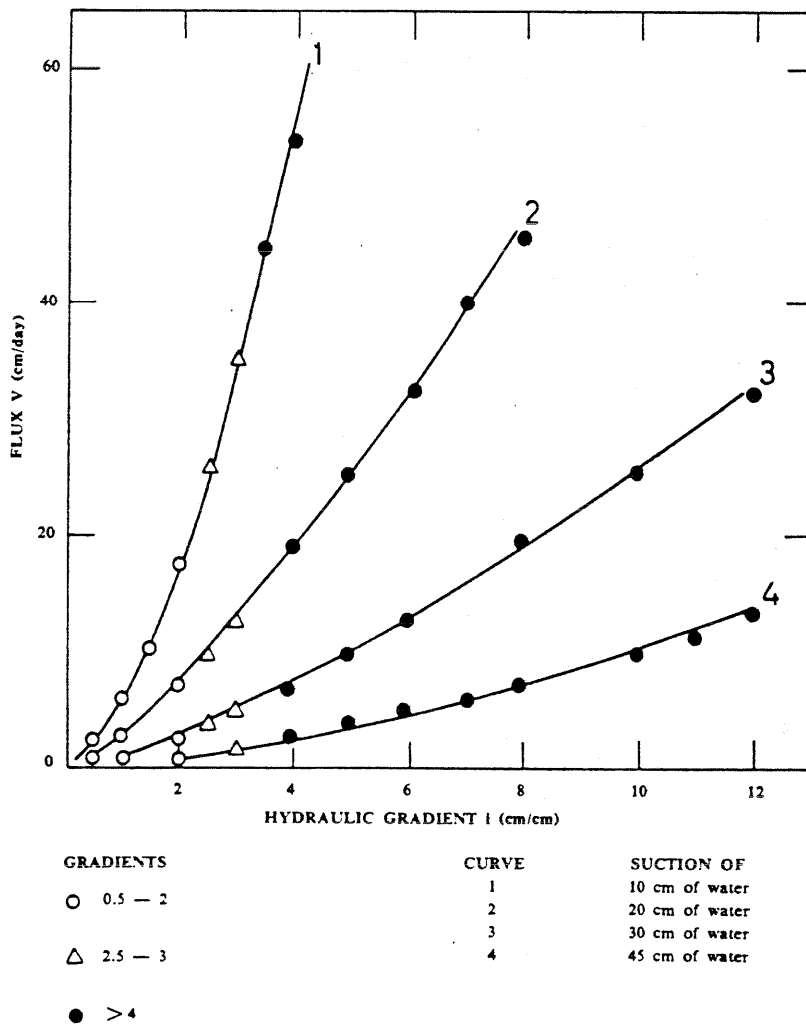
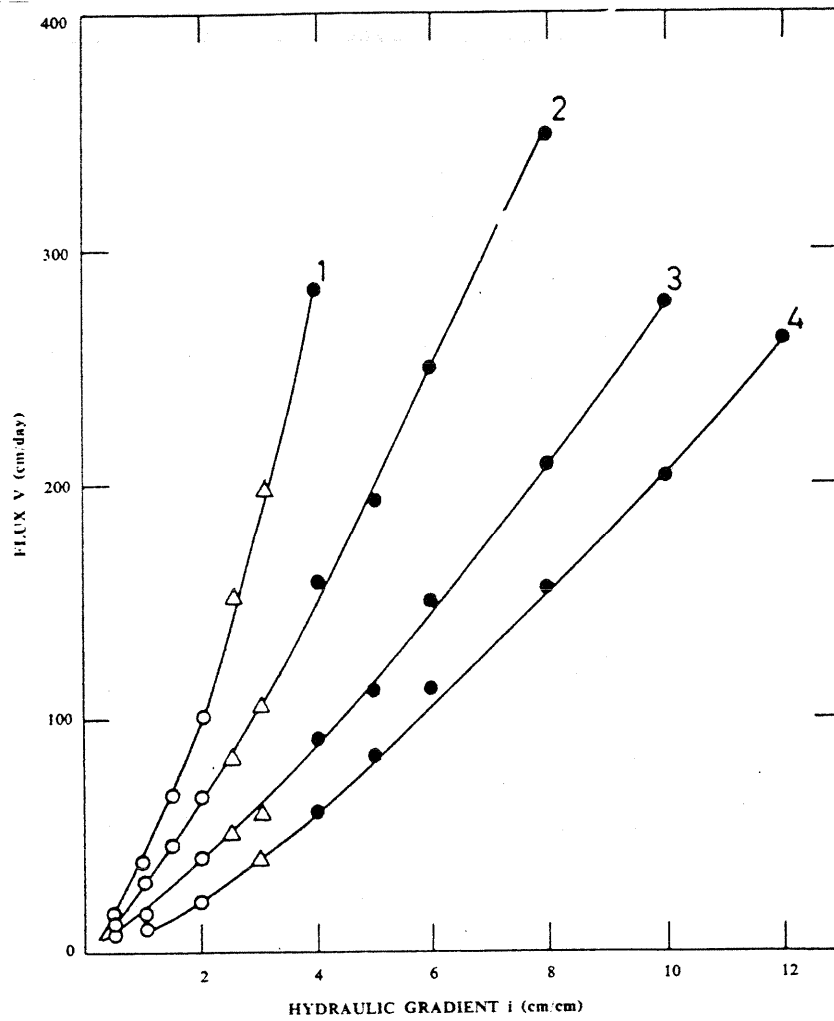
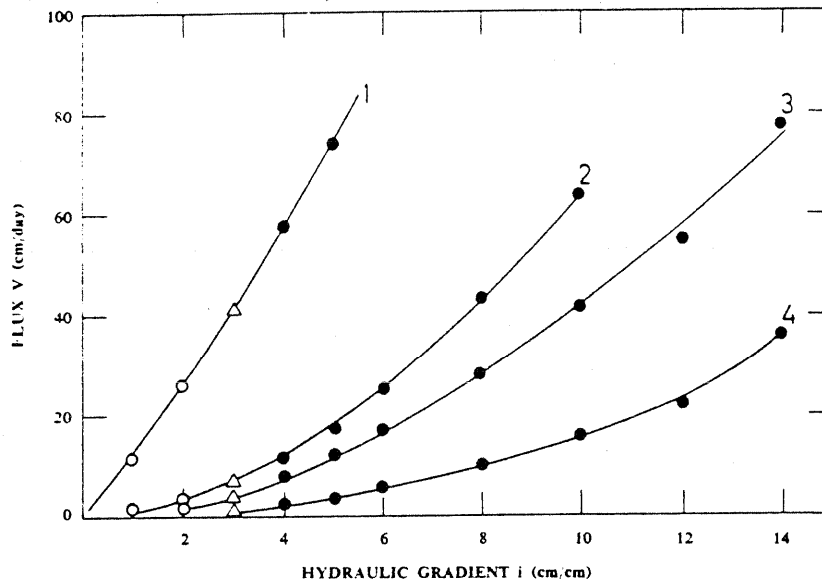


Fig VI.18- The relation between the flux V and the hydraulic gradient i (Ksalon clay). (Hadas 1964)



CURVE	SUCTION OF
1	10 cm of water
2	30 cm of water
3	45 cm of water
4	70 cm of water

Fig VI.19 (a)- The relation between the flux V and the hydraulic gradient i (loess soil, aggregates > 0.25 mm). (Hadas 1964)



CURVE	SUCTION OF
1	10 cm of water
2	20 cm of water
3	45 cm of water
4	70 cm of water

Fig VI.19 (b)- The relation between the flux V and the hydraulic gradient i (loess soil, aggregates $0.21 - 0.42$ mm).

A une certaine teneur en eau, caractéristique du sol, on constate qu'aucun écoulement ne se produit même sous un fort gradient. Cet état est atteint lorsque $JC > 1$.

Les expériences ont été critiquées pour différentes causes:

- Le gradient de charge dans l'échantillon n'est pas mesuré directement.
- Les différences dans les profils de teneur en eau, associées aux différents gradients de charge influent sur les mesures de la perméabilité (ceci est dû à la non linéarité et à l'hystérésis de la relation perméabilité-succion).
- Des échantillons de différentes tailles (5 à 15mm) ont été utilisés pour l'établissement de la relation flux-gradient de charge.

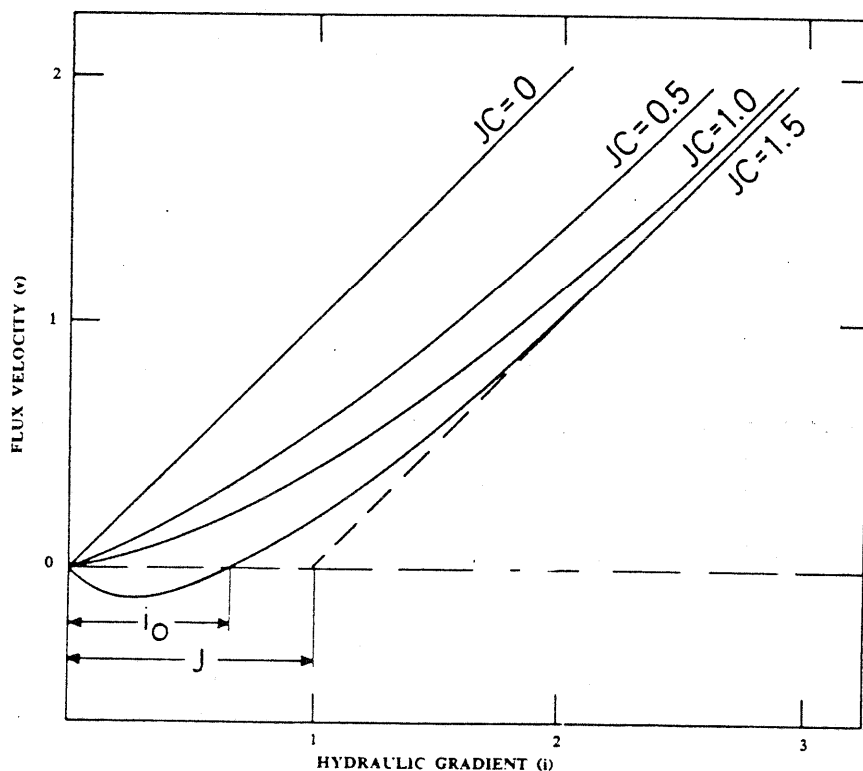


Fig VI.20- Plot of equation [5], assuming $B=1$ and $J=1$ (according to Swartzendruber,)

(Hadas 1964)

Travaux de Nimmo et al. (1987) :

Constatant l'ensemble des problèmes liés aux mesures de la perméabilité par les méthodes précédentes, Nimmo et al. pensent que l'utilisation d'une centrifugeuse pour l'étude des écoulements en régime stationnaire dans les sols non saturés permet d'éliminer trois des limitations courantes:

- l'essai peut être étendu à la mesure de faibles valeurs de perméabilité des milieux relativement secs.
- le gradient de charge peut varier sans affecter le gradient de teneur en eau dans l'échantillon.
- la proportionnalité de la loi Darcy peut être testée dans un large domaine de gradient de charge.

Le principe de l'essai et l'appareil utilisé seront présentés au § VI.1.2.3.1. Nous nous contentons dans ce qui suit de présenter les résultats sur le sable d'Oakley.

La Fig VI.21 la relation flux-gradient de charge dans un large domaine pour un échantillon de 8.78% de teneur en eau volumique. Nimmo & al. constatent une proportionnalité de ces grandeurs sauf pour la plus grande valeur du gradient, due probablement à des problèmes expérimentaux. Ils concluent à la validité de la loi de Darcy.

La Fig VI.22 montre l'évolution de la perméabilité avec la teneur en eau pour ce même matériau (dense et lâche), déterminée par différentes méthodes.

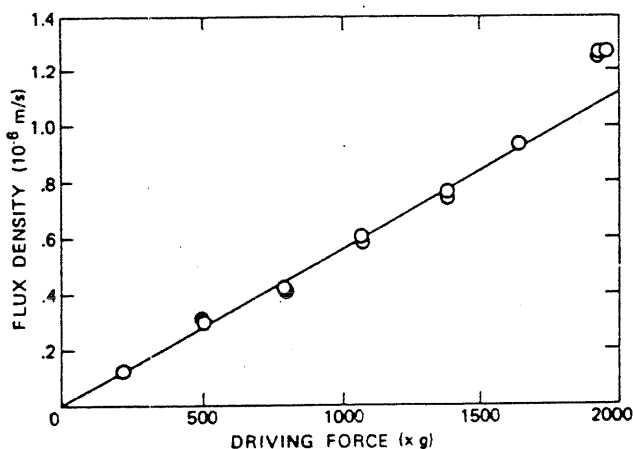


Fig VI.21- Flux density versus total driving force measured for Oakley sand at water content 0.0878 m³ water/m³. The line is a least squares regression on all points at 1650 g or less. (Nimmo et al. 1987)

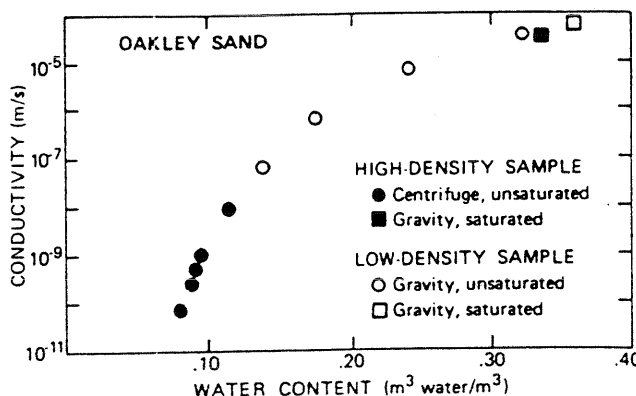


Fig VI.22- Hydraulic conductivity as a function of water content for Oakley sand. (Nimmo et al. 1987)

Conclusion concernant la validité de la loi de Darcy généralisée pour les écoulements polyphasiques

Les résultats précédents, assez contradictoires, mettent en évidence la complexité du problème et le manque d'informations sur ce point. Ceci tient à la complexité des dispositifs expérimentaux qui doivent être utilisés pour vérifier la validité de la loi, dispositifs dans lesquels on puisse faire varier un seul paramètre à la fois en maintenant tous les autres constants. Dans la plupart des cas, les chercheurs se sont bornés à admettre la validité de la loi de Darcy et à mesurer les paramètres correspondants dans des conditions (gradient hydraulique, dimensions, etc.) bien fixés. C'est le cas notamment pour les dispositifs de mesure en régime non permanent.

D'un point de vue théorique, la loi de Darcy suppose que, pour un degré de saturation donné, les deux écoulements d'air et d'eau n'interagissent pas l'un sur l'autre, autrement dit qu'il existe à l'intérieur du milieu poreux des cheminements préférentiels pour l'eau et d'autres pour l'air. Il s'agit évidemment d'une simplification dans la mesure où, même si l'on peut admettre que globalement, à l'échelle d'un échantillon, le degré de saturation moyen ne dépend que de la pression négative, à l'échelle d'un pore, ceci n'est plus vrai: Des gradients de charge différents conduiront à un remplissage différent des pores et, par conséquent, à une déviation par rapport à la loi linéaire de Darcy.

En conclusion, on peut dire que la loi de Darcy représente une approximation commode de la réalité qui est généralement admissible, à condition de rester dans le même domaine de gradients de charge que dans la réalité.

VI.1.2.3- Techniques de mesure des écoulements polyphasiques.

Les méthodes de mesure des perméabilités relatives ont été mises au point par:

- les agronomes et ingénieurs du sol, intéressés par les problèmes d'écoulement d'eau dans les sols non saturés où l'air est à la pression atmosphérique.
- les pétroliers, intéressés par les conditions d'écoulement dans les champs pétrolifères lorsque le pétrole est déplacé par de l'eau ou du gaz.

On trouvera donc deux optiques très différentes:

- soit mesurer la perméabilité pour une seule phase, la deuxième étant au repos.
- soit mesurer la perméabilité pour deux phases s'écoulant toutes les deux.

De plus, les problèmes des agronomes sont relatifs à des écoulements à faible profondeur, souvent unidimensionnels (évaporation au dessus d'une nappe, drainage vertical..), alors que les problèmes des pétroliers sont relatifs à des écoulements à fortes profondeurs, sous fortes pressions et des températures importantes que l'on essaiera de reproduire au laboratoire sur de petites carottes.

Selon la deuxième optique, nous citerons ces différentes méthodes:

VI.1.2.3.1- Méthode des flux stabilisés ou mesure en régime permanent.

En général, On impose simultanément un flux d'eau et un flux d'air à l'intérieur de l'échantillon, de manière à ne pas modifier son équilibre de pression interstitielle négative (Hassler 1936; Osoba et Richardson 1951; Corey 1957; Soeiro 1961). Dans ce cas, l'interprétation des résultats se fait par application directe des lois d'écoulement relatives à chaque phase, au moins dans le cas de matériaux peu déformables, puisque tous les paramètres restent constants au cours de l'essai (degré de saturation, teneur en eau...). Inversement, le montage se complique du fait de la nécessité de séparer les écoulements d'air et d'eau à l'extérieur de l'échantillon par l'utilisation de membranes semi-perméables adaptées. Un autre inconvénient est la durée d'un tel essai; En effet, l'établissement de l'équilibre capillaire nécessite une durée assez longue. Pour chaque point de saturation, la durée d'un essai (équilibre+mesure) peut facilement dépasser le mois.

Exemple particulier: Mesure en centrifugeuse- Travaux de Nimmo et al.(1987).

Constatant l'ensemble des problèmes liés aux mesures de la perméabilité cités ci-dessus, Nimmo et al. pensent que l'utilisation d'une centrifugeuse pour l'étude des écoulements en régime stationnaire dans les sols non saturés permet d'éliminer trois des limitations courantes:

- l'essai peut être étendu à la mesure de faibles valeurs de perméabilité des milieux relativement secs.
- le gradient de charge peut varier sans affecter le gradient de teneur en eau dans l'échantillon.
- la proportionnalité de Darcy peut être testés dans un large domaine de gradient de charge.

La Fig VI.23 montre un schéma de principe du perméamètre en centrifugeuse. L'eau est entraînée grâce à la force centrifuge par unité de volume $\rho\omega^2 r^2$, où ρ est la densité de l'eau, ω est la vitesse angulaire de rotation, et r la distance par rapport à l'axe de rotation. En régime permanent, la loi de Darcy peut s'exprimer, pour un écoulement monodimensionnel et en négligeant la gravité:

$$q = -K(\psi) \left[\frac{d\psi}{dr} - \rho\omega^2 r \right]$$

où ψ est la pression interstitielle négative de l'eau. La détermination de $K(\psi)$ nécessite la mesure de q et des deux termes entre parenthèses.

Dispositif expérimental:

Les caractéristiques de cette centrifugeuse sont les suivantes:

- fréquence de centrifugation maximum: 320 Hz
- rayon de rotation maximum: 200mm
- accélération maximum atteinte: environ 2000g

L'échantillon cylindrique (50 mm de diamètre et 38 mm de hauteur) est placé entre deux plaques en céramique (Fig VI.24). Un niveau d'eau constant est maintenu dans le réservoir 2. Celui-ci est continuellement alimenté par le réservoir 1. Le surplus est collecté dans le réservoir 3. L'eau s'écoulant à travers l'échantillon est récupérée dans le réservoir 4. Les essais ont été réalisés à une température de 22°C.

L'échantillon, initialement saturé, est compacté préalablement à 1950 g afin que la centrifugation ne provoque que de très faibles variations de densité. L'expérience se déroule en plusieurs étapes de centrifugation qui durent chacune entre 15 min et 2 heures. Entre deux étapes, le montage est démonté en 3 parties, chaque partie est pesée afin de contrôler qu'on a bien atteint le régime permanent. Il s'agit de: (1) le sol et son moule pour contrôler la teneur en eau de l'échantillon. (2) Le poids de l'eau contenu dans les réservoirs supérieurs(1,2 et 3), qui divisé par le temps écoulé pendant l'étape, permet de déduire le flux à travers l'échantillon. (3) Le poids de l'eau contenue dans le réservoir 4 qui permet de contrôler la quantité d'eau expulsée de l'échantillon. Ces étapes sont répétées jusqu'à ce que le régime stationnaire soit établi, autrement dit que la teneur en eau de l'échantillon que constante, que le débit d'eau entrant égale le débit sortant. La Fig VI.25 montre l'évolution de la teneur en eau et de la vitesse d'écoulement à travers l'échantillon en fonction du temps de centrifugation. Dans cet exemple, 3 heures ont été nécessaires pour atteindre le régime permanent.

Le calcul de la perméabilité suppose la connaissance de la vitesse d'écoulement à travers l'échantillon ainsi que le gradient de charge. La vitesse d'écoulement est déterminée à partir des débits d'écoulement à travers l'échantillon déduits des pesées. Afin de déterminer le gradient de charge, la mesure de la pression interstitielle négative $\psi(r)$ est nécessaire; à cet effet, 3 techniques différentes ont été développées. (1) une mesure directe qui consiste à placer des tensiomètres de 6mm de diamètre en contact direct avec l'échantillon à travers des "ports de mesure" (Fig VI.24), cependant, le temps qui s'écoule entre la fin d'une étape de centrifugation et la première mesure de $\psi(r)$ est d'une demi-heure ou plus, ce qui peut modifier le profil de la pression interstitielle négative.(2) une mesure indirecte du profil $\psi(r)$ consistant à déterminer le profil de teneur en eau volumique $\theta(r)$ par une technique

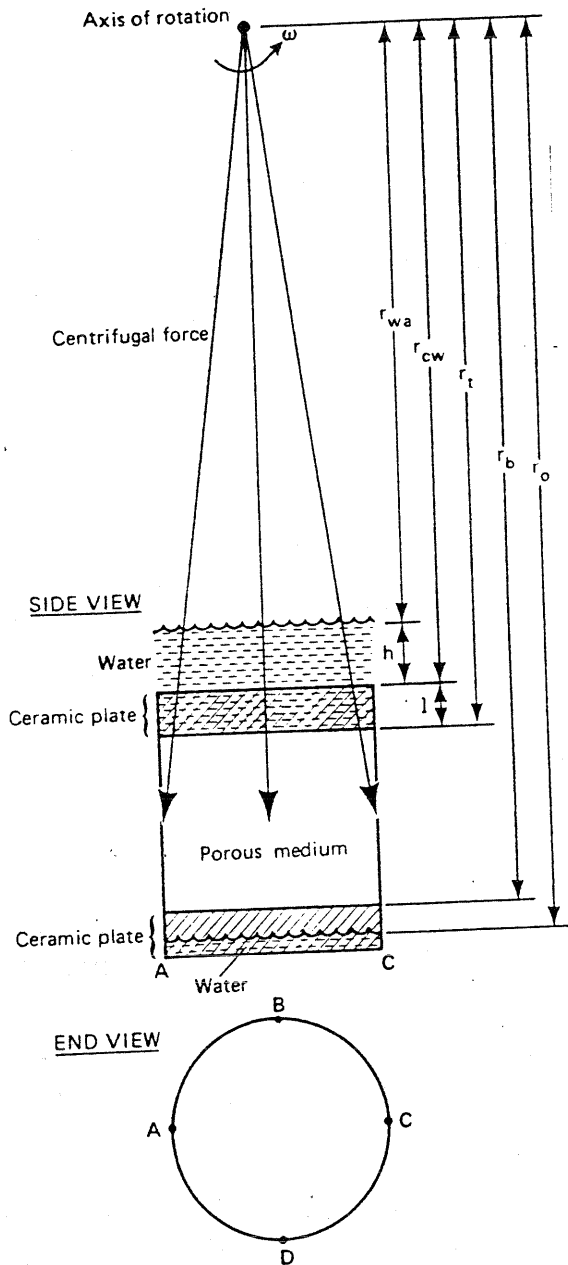


Fig VI.23- Cross-sectional views (to scale) of a sample with porous plates and free-water levels in a centrifugal field. The water-air surfaces would be curved in the actual situation, but they are shown here as flat, so that the definitions of dimensions would be clear.

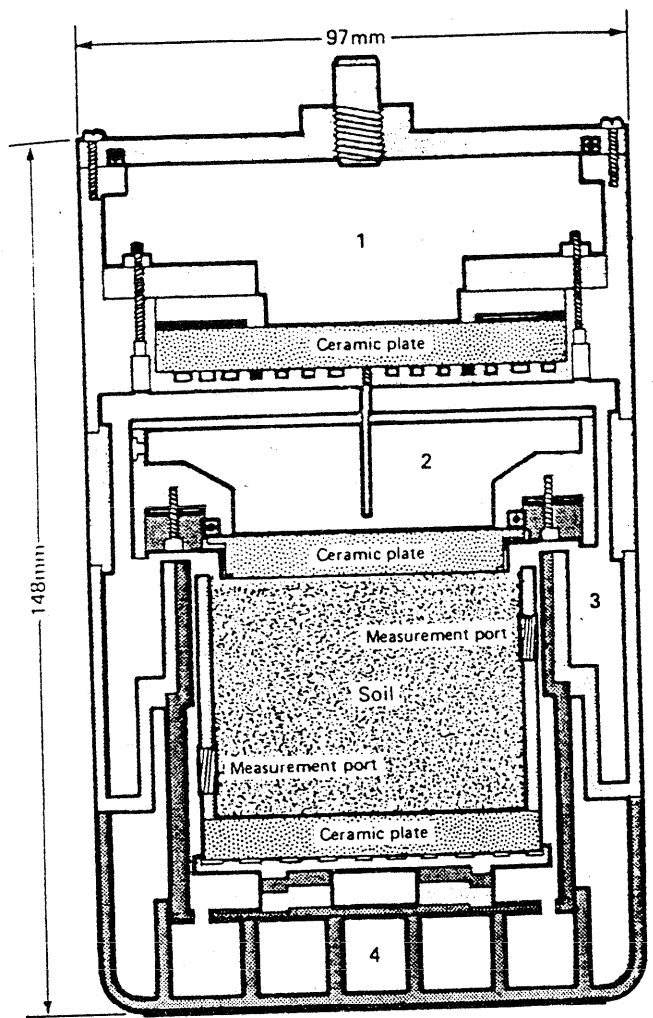


Fig VI.24-

Cross-sectional view of the experimental apparatus. This assembly fits into a centrifuge bucket oriented so that the centrifugal force is directed from the top to the bottom of this diagram.

- 1 - Supply reservoir
- 2 - Constant-head reservoir
- 3 - Upper overflow reservoir
- 4 - Lower overflow reservoir

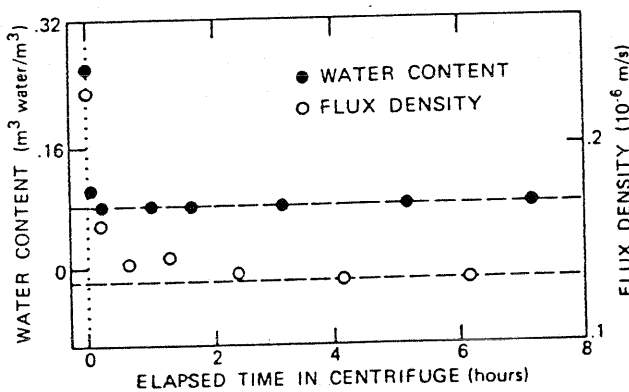


Fig VI.25- Water content and flux density at the top of the sample, as functions of cumulative time of centrifugation to show the approach to steady state conditions. Measurements were done for Oakley sand at angular speed 104 s^{-1} .

(Nimmo et al. 1987)

laborieuse de pesée, puis à convertir ce profil en $\psi(r)$ en utilisant la courbe de rétention du matériau. (3) afin de remédier aux insuffisances des deux premières techniques, une technique consistant à mesurer la résistance électrique le long de l'échantillon pendant la centrifugation par l'intermédiaire d'électrodes placées dans les "ports de mesure". Un étalonnage préalable de l'appareil (pression interstitielle négative fonction de la résistance électrique) permet de déduire le profil $\psi(r)$. Les résultats obtenus à l'aide de cette méthode sur un sable sont présentés au § VI.1.2.1.

VI.1.2.3.2- Méthode d'infiltration ou mesure en régime non permanent.

Dans cette méthode, on impose un flux (d'air ou d'eau) sur une face d'un échantillon et l'on mesure l'évolution des paramètres d'état du matériau (indice des vides, teneur en eau) au fur et à mesure de l'avancée du front. Cette méthode suppose que l'on soit en mesure de connaître l'état d'un sol en un point quelconque, ce qui peut se faire, par exemple, en utilisant une méthode par rayonnement, ainsi que les gradients locaux de pression, ce qui est beaucoup plus délicat (G. Vachaud 1963; D.E. Daniel 1982). L'interprétation de ce type d'essais passe par des ajustements de paramètres dans un code de calcul, pour retrouver les profils de densité ou de teneur en eau mesurés, ce qui n'est pas sans difficultés, compte tenu de tous les phénomènes parasites susceptibles de perturber la mesure. En contrepartie des difficultés de mesure et d'interprétation, la méthode se traduit par une relative simplicité expérimentale puisqu'elle peut être menée dans des cellules classiques.

Exemple particulier: Mesure des paramètres du sol par banc Gamma double source- Travaux d'Angulo-Jaramillo (1989)

Angulo-Jaramillo a proposé une méthode pour déterminer la conductivité hydraulique en fonction de la concentration en eau des 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 source, couplée à des mesures de pression capillaire par tensiométrie.

Dispositif expérimental

L'échantillon de sol (mélange de bentonite -20% en masse- et de limon, $w_L=88\%$, $w_P=28\%$) est placé dans une cellule en altuglass (diamètre 6 cm, hauteur 6cm), et repose sur une grille métallique. La face supérieure de l'échantillon (hauteur initiale 3 cm) est soumise à une infiltration par l'intermédiaire d'une plaque poreuse montée sur un piston en Téflon, évidé, servant également de réservoir (**Fig VI.26 a**), le tout étant soumis à une charge hydraulique imposée par un vase de Mariotte. Le déplacement du piston est mesuré par un comparateur. 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 $dz=0.5\text{cm}$, par deux sources radioactives Cs^{137} et Am^{241} colinéaires, montées sur une plate forme mobile, portant également le détecteur. La pression de l'eau dans le sol est mesurée par un tensiomètre implanté à 1.5 cm du bas de la cellule et connecté à un capteur de pression différentielle. L'ensemble du dispositif est piloté par mini-ordinateur, qui assure aussi l'acquisition des données brutes et leur transformation en données physiques. Le pas de temps d'acquisition des données a été fixé à 3 heures. La **Fig V.26 b** présente une vue schématique de l'ensemble expérimental.

Principe d'analyse des données

*** mesures Gammamétriques**

Elles donnent accès, simultanément et de façon non destructive, aux évolutions temporelles de la teneur en eau et de la densité sèche, à différentes côtes, par la résolution d'un système de deux équations d'atténuation (Angulo et al. 1986). La Fig VI.27 donne les profils hydriques et les profils de densité sèche mesurés à différents instants, depuis l'état initial, ainsi que les profils de teneur volumique en particules solides, calculée par θ_s , où la masse volumique de la phase solide a été estimé à $\rho_s = 2.65g/cm^3$. Les barres horizontales correspondent à l'écart type théorique maximum associé aux mesures de la teneur en eau et de la densité sèche.

*** mesures Tensiométriques**

Dans le cas d'un sol déformable, la mesure tensiométrique, τ_w , doit être corrigée par le terme dû au gonflement $\rho V_w z$ (ρ est la masse volumique du sol surmontant le tensiomètre, V_w est le volume spécifique de l'eau du sol, pour obtenir la pression de l'eau du sol $(\psi_w = \tau_w - \rho V_w z)$, dans le cas où la phase air du sol est à la pression atmosphérique. La Fig VI.28 donne la relation $\psi_w(\theta_w)$, à la cote d'implantation du tensiomètre, θ_w étant la moyenne des valeurs mesurées à 0.25 cm de part et d'autre de cette cote.

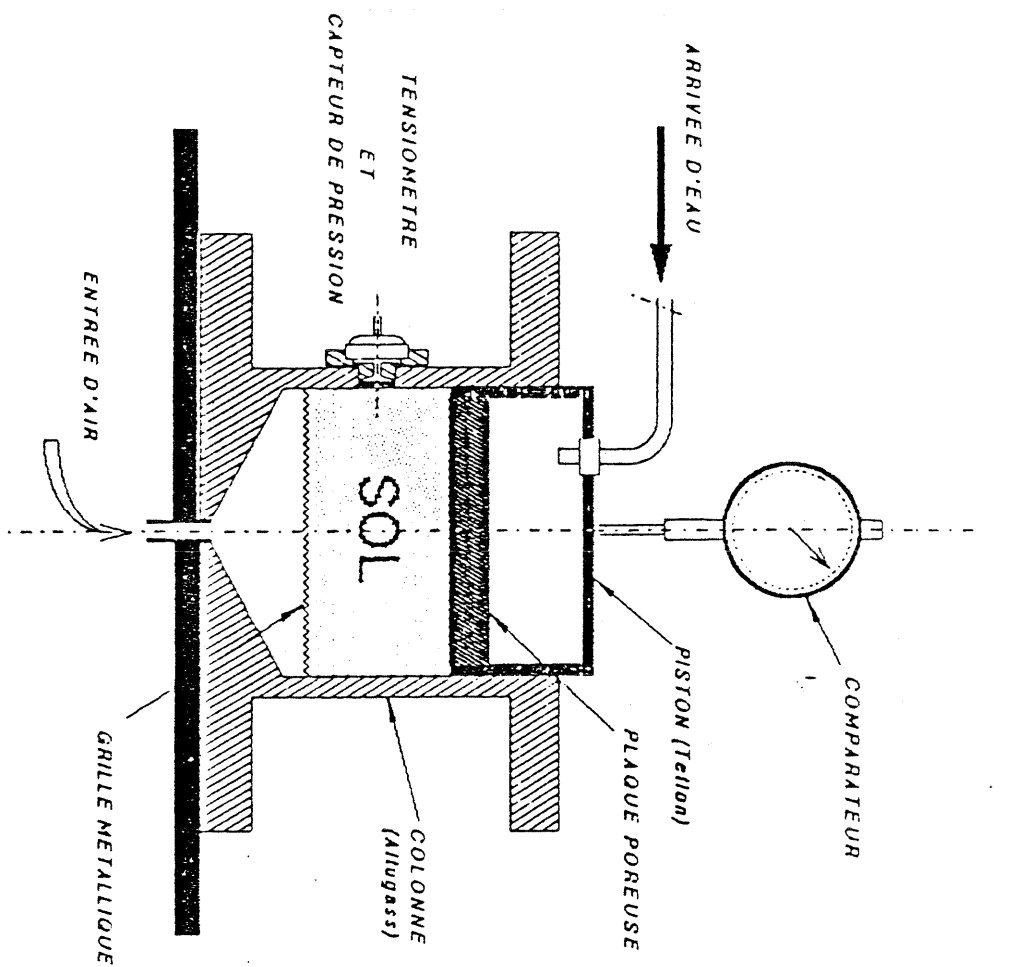
Conductivité hydraulique de Darcy:

Le calcul de la conductivité hydraulique, au sens de Darcy, $K_{w/s}$, est donnée par l'expression suivante:

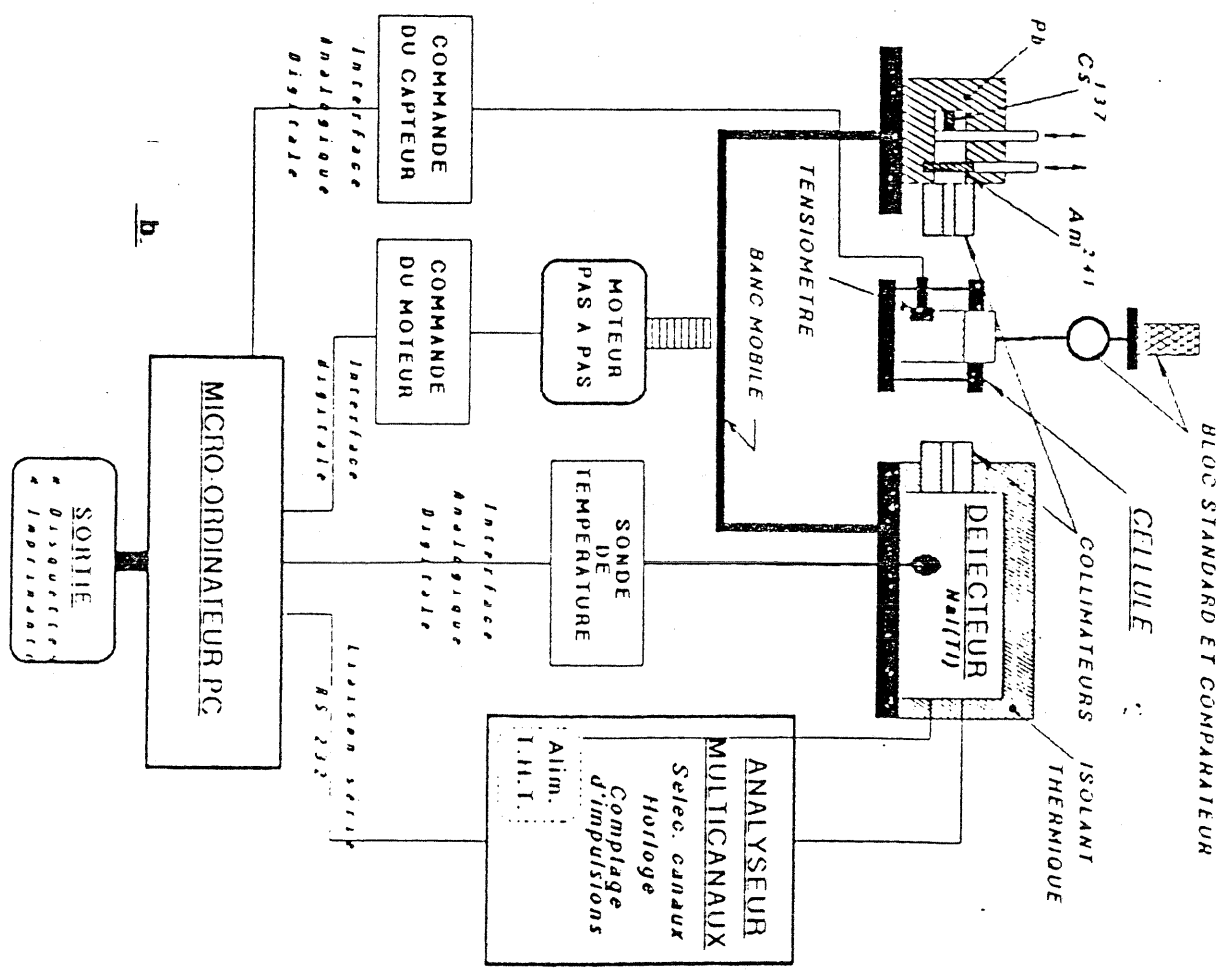
$$K_{w/s} = K_{w/o} \left[1 - \frac{\theta_w}{\theta_s} \frac{D_{s/o}}{D_{w/o}} \frac{d\theta_s}{d\theta_w} \right]$$

$D_{w/o}$, $D_{s/o}$ et $K_{w/o}$ sont respectivement les diffusivités de la phase liquide et solide et la conductivité hydraulique par rapport à un référentiel fixe.

La Fig VI.29 donne la relation entre $K_{w/s} / K_{w/o}$, et la teneur en eau volumique. 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 Fig VI.30 présente les valeurs de $K_{w/s}$ calculées dans la gamme de teneur en eau volumique explorée et pour le chemin de déformation suivi.

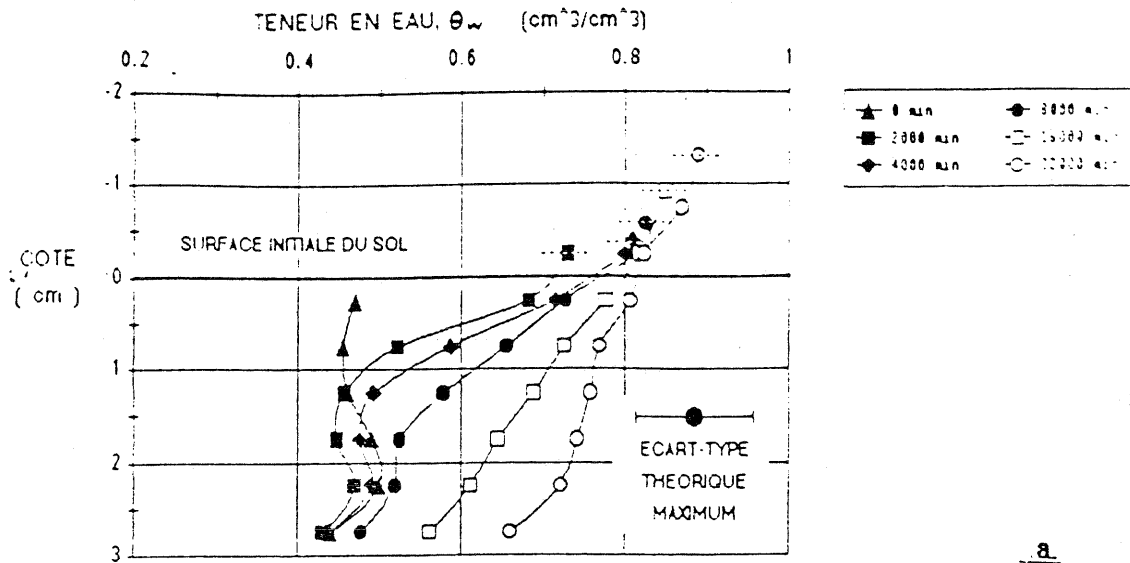


a.

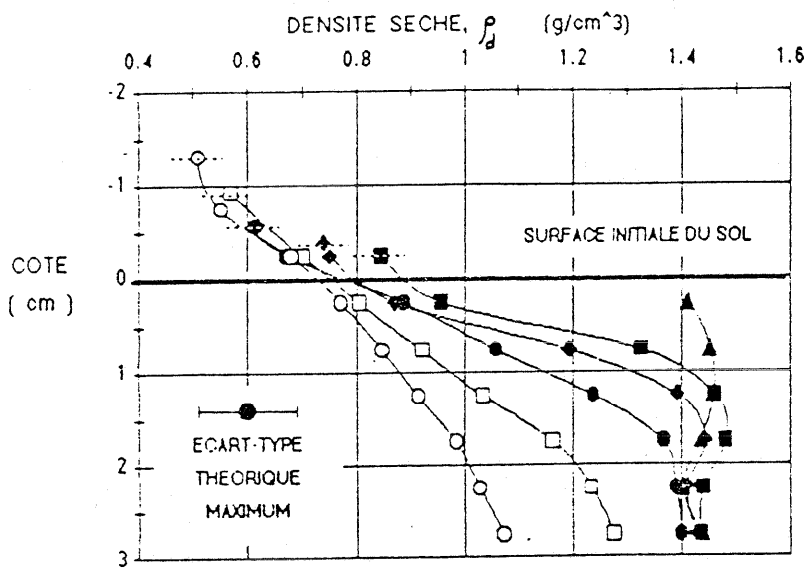


b.

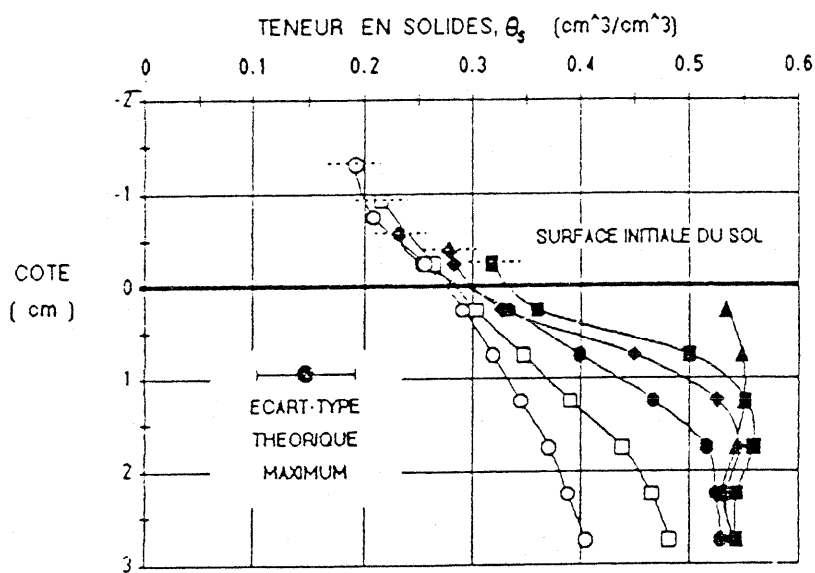
Fig VI.26- Dispositif expérimental : cellule d'étude (a), banc de mesures (b). (Angulo-Jaramillo 1989)



a.



b.



c.

Fig VI.27- Evolution des profils hydriques (a), de masse volumique sèche (b) et de teneur volumique en particules solides (c). (Angulo-Jaramillo 1989)

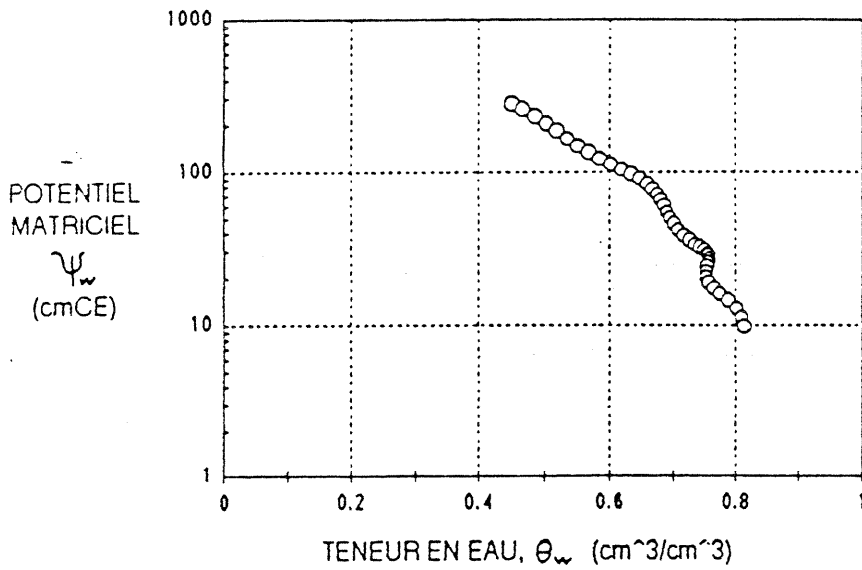


Fig VI.28- Relation Potentiel Matriciel - Teneur volumique en eau à z = 1.5 cm. (Angulo-Jaramillo 1989)

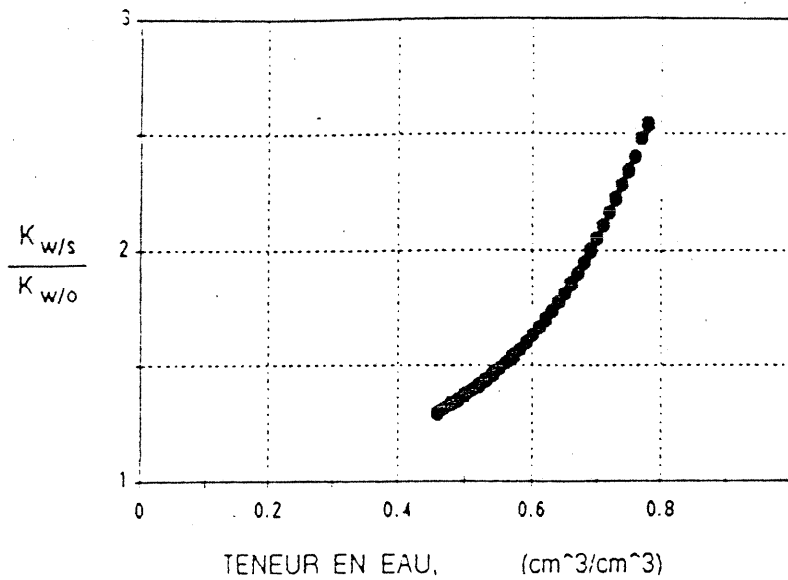


Fig VI.29- Evolution du rapport Conductivité Darcy / Conductivité Apparente avec la teneur volumique en eau. (Angulo-Jaramillo 1989)

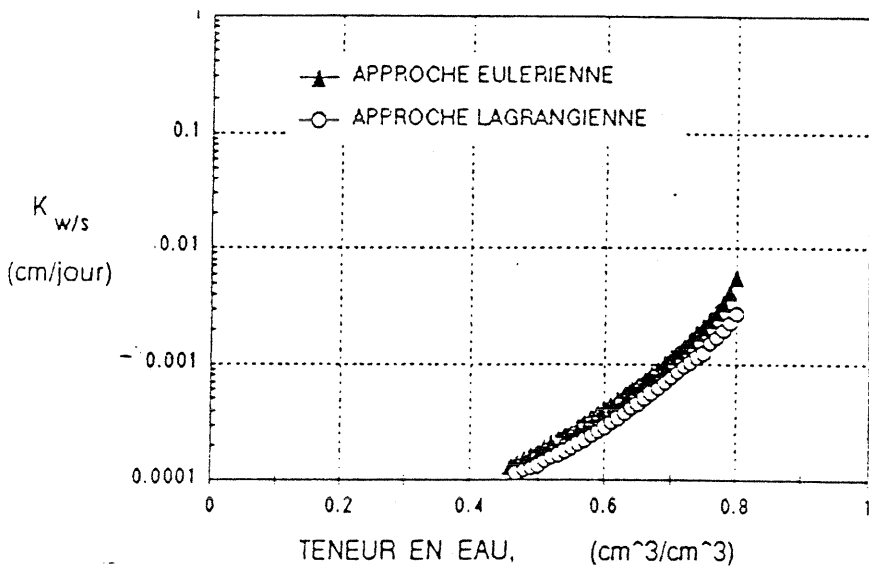


Fig VI.30- Comparaison entre les conductivités hydrauliques Darcy, calculées par les approches Eulérienne et Lagrangienne. (Angulo-Jaramillo 1989)

VI.1.2.3.3-Méthode indirecte de détermination des perméabilités à partir des courbes de dessiccation et d'humidification: Modèle de Van Genuchten

Introduction

L'utilisation des modèles numériques pour la simulation des écoulements de fluides dans les sols non saturés a connu un développement important dans les années 70 (Bresler 1975, Amerman 1976, Reeves et Duguid 1975, Segol 1976). Cependant, le facteur important qui a limité le succès de ces modèles théoriques est de disposer des bons paramètres à mettre dans les équations d'écoulement.

Des mesures de coefficients de perméabilité non saturée fiables sont très difficiles à obtenir, ceci est dû d'une part à la variabilité spatiale de ces paramètres et d'autre part, à la durée très importante que demande ce genre de mesures, donc très chères. Pour ces raisons, plusieurs chercheurs ont utilisé des modèles pour calculer la perméabilité à partir des courbes de drainage-humidification, relativement faciles à déterminer expérimentalement. Pour simplifier leur utilisation, les chercheurs ont développé des formes analytiques donnant la perméabilité non saturée (Brooks et Corey ,1964; Jeppson, 1974).

Mualem (1976) a proposé un modèle permettant de déduire la perméabilité à l'eau dans les sols non saturés des courbes de drainage et d'humidification. Ce modèle conduit à une formulation intégrale simple des expressions de perméabilité rendant possible leur résolution analytiquement. Van Genuchten (1978), se basant sur cette théorie, a résolu ce problème et proposa une formulation qui dépend de trois paramètres. Ces derniers sont déduits des courbes de drainage-humidification.

Rappel des expressions de la perméabilité relative (Van Genuchten 1978)

a) d'après la théorie de Mualem (1976)

L'équation suivante a été développée par Mualem (1976) pour prédire la perméabilité relative à partir des courbes de drainage-humidification du sol non saturé:

$$K^r(\Theta) = \Theta^{1/2} \left[\frac{\int_0^{\Theta} \frac{1}{h(x)} dx}{\int_0^1 \frac{1}{h(x)} dx} \right]^2 \quad (1)$$

avec :

$h = h(\Theta)$: pression interstitielle négative, fonction du paramètre adimensionnel de teneur en eau (exprimée en hauteur de colonne d'eau)

$\Theta = \frac{\theta - \theta_r}{\theta_s - \theta_r}$, θ_r et θ_s désignant respectivement la teneur en eau résiduelle et de saturation.

Pour résoudre cette équation, une relation $\Theta(h)$ (courbe de rétention) est nécessaire. L'expression généralement utilisée est de la forme:

$$\Theta = \left[\frac{1}{1 + (\alpha h)^n} \right]^m \quad (2)$$

en injectant (2) dans (1), on obtient une relation de la forme:

$$K^r(\Theta) = \Theta^{1/2} \left[\frac{f(\Theta)}{f(1)} \right]^2 \quad (3)$$

avec :

$$f(\Theta) = \int_0^{\Theta} \left[\frac{x^{1/m}}{1 - x^{1/m}} \right]^{1/n} dx$$

en posant:

$x = y^m$ et $m = 1 - \frac{1}{n}$, l'expression de la perméabilité relative devient alors:

$$K^r(\Theta) = \Theta^{1/2} \left[1 - (1 - \Theta^{1/m})^m \right]^2 \quad 0 < m < 1$$

En utilisant la relation $\Theta(h)$ ci dessus, la perméabilité relative s'exprime en fonction de la pression interstitielle négative par la relation suivante:

$$K^r(h) = \frac{\left[1 - (\alpha h)^{n-1} \left\{ 1 + (\alpha h)^n \right\}^{-m} \right]^2}{\left[1 + (\alpha h)^n \right]^{m/2}} \quad \left(m = 1 - \frac{1}{n} \right)$$

b) d'après la théorie de Burdine (1953)

Bien avant Mualem, Burdine avait proposé dans les années 50 une expression de la perméabilité relative sous la forme:

$$K^r(\Theta) = \Theta^2 \frac{\int_0^{\Theta} \frac{1}{h^2(x)} dx}{\int_0^1 \frac{1}{h^2(x)} dx} \quad (4)$$

En suivant le même raisonnement ci dessus, Van Genuchten aboutit à la relation suivante donnant la perméabilité relative en fonction de la pression interstitielle négative:

$$K^r(h) = \frac{[1 - (\alpha h)^{n-2} \{1 + (\alpha h)^n\}^{-m}]}{[1 + (\alpha h)^n]^{2m}} \quad \left(m = 1 - \frac{2}{n}\right) \quad (5)$$

c) d'après la théorie de Brookes et Corey (1964)

Les auteurs ont proposé une relation $\Theta(h)$ tirée de résultats expérimentaux où ils font apparaître deux paramètres:

$$\Theta = \left(\frac{h}{h_b}\right)^{-\lambda} \quad h < h_b$$

avec :

h_b : pression d'entrée d'air

λ : coefficient dépendant des caractéristiques du sol.

En comparant cette expression à la relation (2), on obtient pour la théorie de Mualem $\lambda = n - 1$, et pour la théorie de Burdine $\lambda = n - 2$. Le paramètre α est inversement proportionnel à h_b . L'introduction de cette relation dans les expressions (1) de Mualem et (4) de Burdine donne les relations suivantes de perméabilité relative en fonction de la pression interstitielle négative:

$$K^r = (\alpha h)^{-2 - \frac{5\lambda}{2}} \quad \text{pour Mualem.}$$

$$K^r = (\alpha h)^{-2 - 3\lambda} \quad \text{pour Burdine}$$

d) Estimation des paramètres $(\theta_r, \theta_s, \alpha, n)$

La teneur en eau volumique est donnée en fonction de $(\theta_r, \theta_s, \alpha, n)$ par l'expression suivante déduite des relations ci dessus:

$$\theta = \theta_r + \frac{\theta_s - \theta_r}{[1 + (\alpha h)^n]^m} \quad (6)$$

Les teneurs en eau de saturation θ_s et résiduelle θ_r sont déterminées expérimentalement (Fig VI.31).

Pour déterminer, à partir des courbes de drainage-humidification, les paramètres α et n , on considère par exemple un point particulier sur ces courbes (P) (Fig VI.32) défini par :

$$\theta_{(P)} = \frac{\theta_s + \theta_r}{2} \quad (7)$$

Ceci permet, d'après les expressions précédentes, de déduire l'expression de la pression interstitielle négative au point P en fonction de α et m , soit :

$$h_{(P)} = \frac{1}{\alpha} (2^{1/m} - 1)^{1-m} \quad (8)$$

Le paramètre n dans ce cas est donné par la relation suivante:

$$n = 1 + 0.869 \frac{S_P}{\left(1 - 2^{\frac{n}{1-n}}\right)} \quad (9)$$

avec :

$$S_P = \left| \frac{d\Theta}{d(\log h)} \right|_{(P)} = \frac{1}{\theta_s - \theta_r} \left| \frac{d\theta}{d(\log h)} \right|_{(P)} \quad (10)$$

La valeur de la pression interstitielle au point P est déduite de la courbe de drainage-humidification, dans ce cas, le paramètre a est déduit de l'expression (8).

Les **Fig VI.33 et VI.34** montrent le rôle de la teneur en eau résiduelle, le calcul à été comparé aux résultats expérimentaux sur un limon silteux en considérant trois valeurs de θ_r (0.05, 0.1 et 0.15). On note que, dans le domaine de teneur en eau compris entre 0.15 et 0.4 (domaine des résultats expérimentaux), les trois courbes calculées sont confondues et se superposent bien aux mesures. Pour des valeurs de teneur en eau inférieures à 0.15, les courbes calculées divergent dans le plan $(\theta, \log h)$ et tendent vers les valeurs de θ_r imposées, soient (0.05, 0.1 et 0.15). cette divergence est moins visible dans le plan $(\log h, K_w)$.

Par ailleurs, la **Fig VI.35** regroupe dans les différents plans, une comparaison des courbes calculées par les trois méthodes (Mualem, Burdine et Brookes & Corey). On note qu'en ce qui concerne les deux premières, les prédictions sont quasiment les mêmes malgré une légère dispersion dans les plans $(\log h, K_w)$ et (θ, D) ; cependant elles sont différentes des prédictions utilisant l'équation de Corey, principalement au point d'inflexion dans le plan $(\theta, \log h)$, qui correspond à une valeur de h de -0.01 cm. Ceci se traduit dans le plan $(\log h, K_w)$ par une tendance de cette courbe vers une asymptote horizontale à $K_w=100$ (cm/jour).

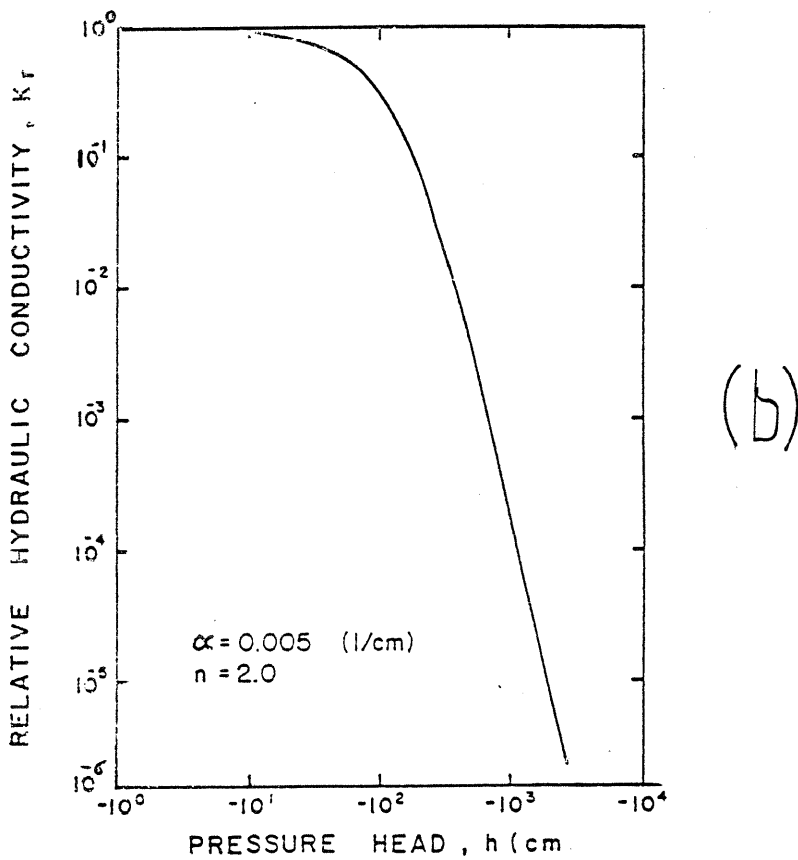
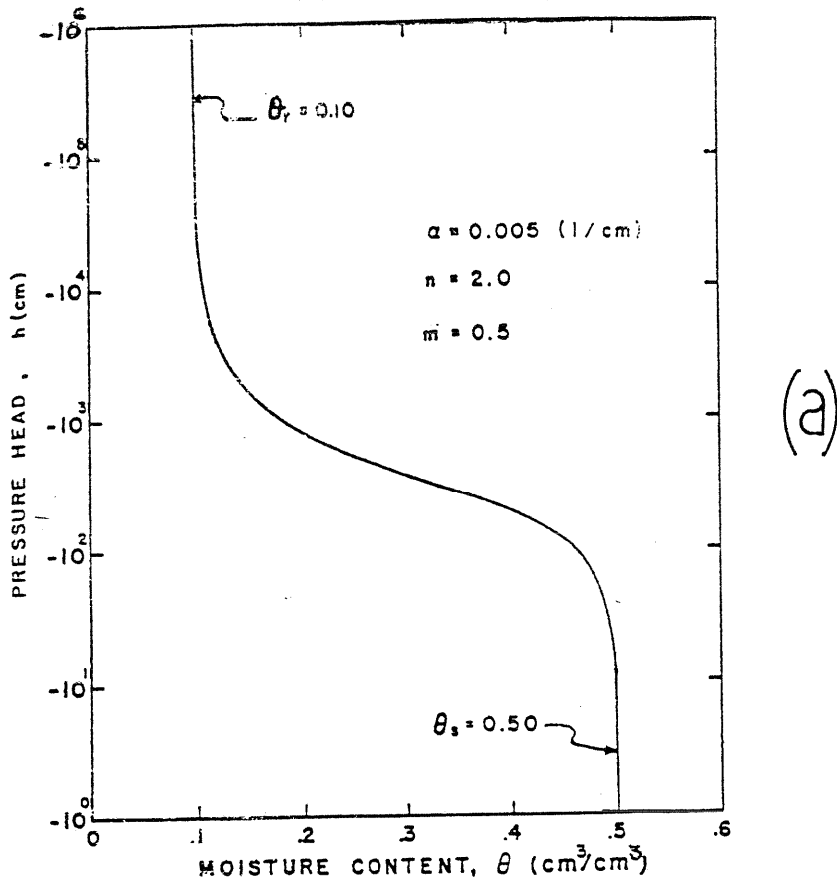


Fig VI.31- (a) Courbe typique de drainage dans le plan (teneur en eau volumétrique-pression interstitielle négative) et (b) la courbe correspondante de perméabilité relative en fonction de la pression interstitielle négative calculée par le modèle (Van Genuchten 1978)

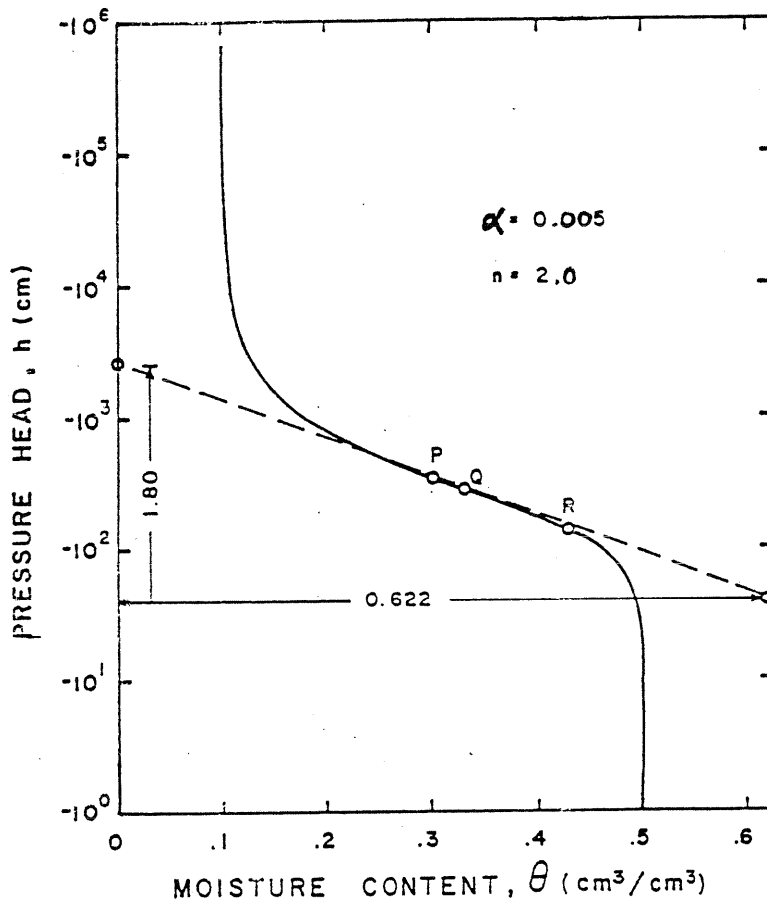


Fig. VI.32- Courbe montrant la position des points P, Q et R dans le plan (Teneur en eau; pression négative). Le point P est situé à mi-chemin entre θ_r (= 0.10) et θ_s (= 0.50) . Le point Q représente le point d'inflexion de la courbe (échelle semi-logarithmique). Le point R représente le point d'inflexion de la courbe tracée en échelle normale (Van Genuchten 1978).

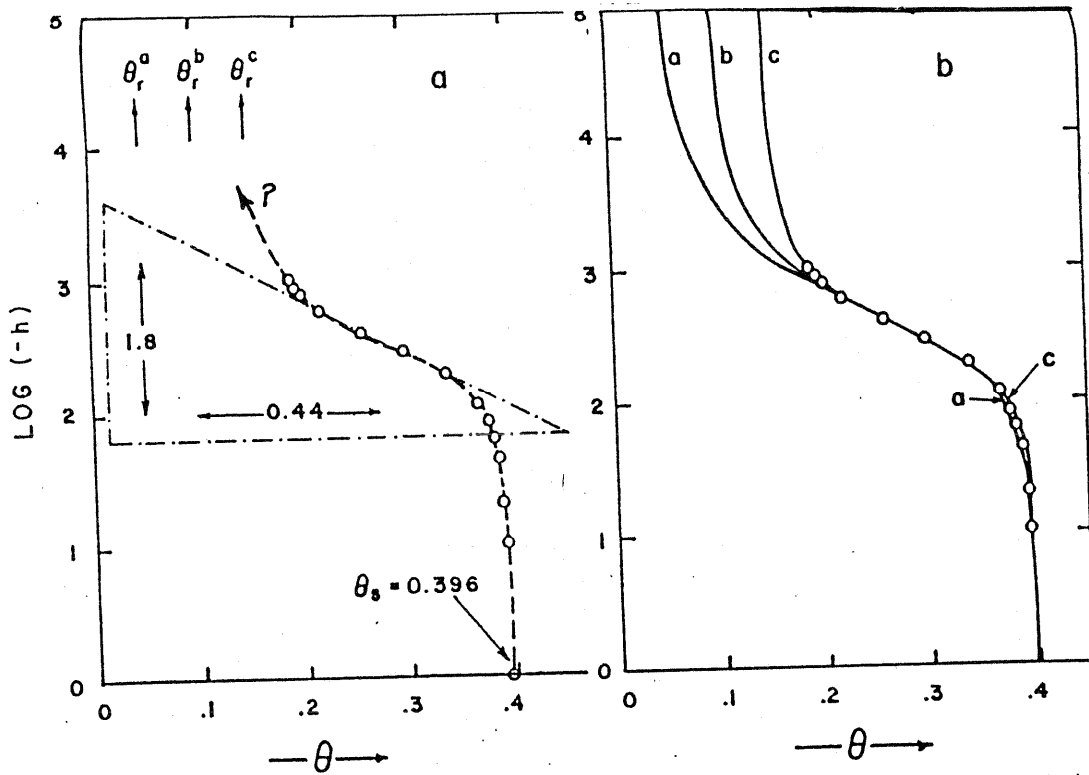


Fig. VI.33- Courbe montrant la détermination graphique des paramètres α et n pour trois différentes valeurs de la teneur en eau résiduelle : $\theta_r^a = 0.05$ (courbe a), $\theta_r^b = 0.10$ (courbe b), et $\theta_r^c = 0.15 \text{ cm}^3 / \text{cm}^3$ (courbe c). Les ronds blancs représentent les points expérimentaux observés sur un limon silteux. (Van Genuchten 1978).

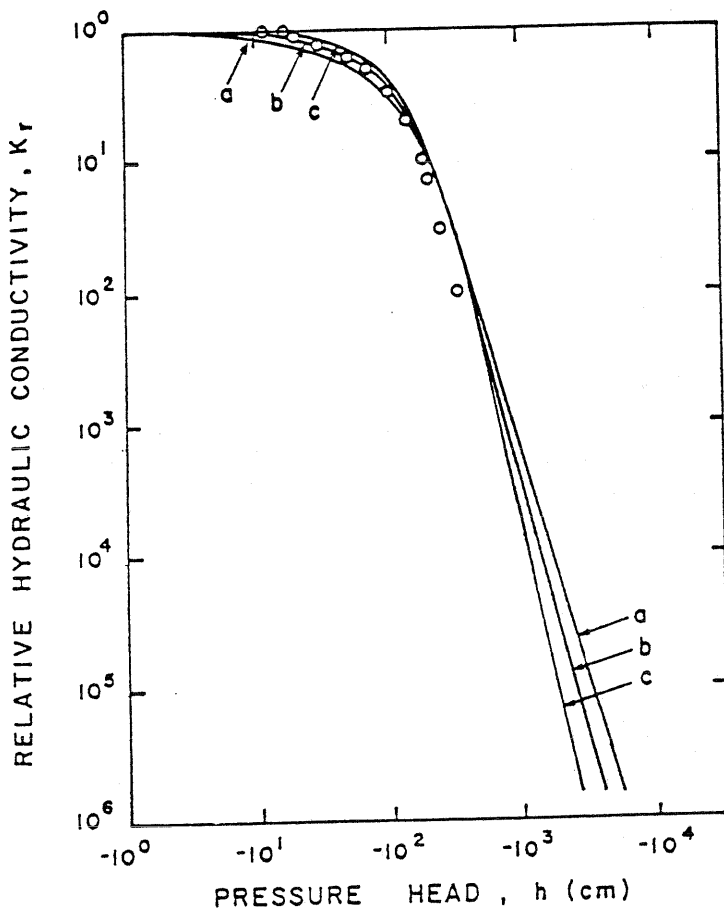


Fig. VI.34- Comparaison des courbes expérimentales (ronds blancs) et calculées (lignes continues) de perméabilités relatives pour le limon silteux G.E.3. Les courbes calculées ont été obtenues pour 3 différentes valeurs de teneur en eau : $\theta_r^a = 0.05$ (courbe a), $\theta_r^b = 0.10$ (courbe b), et $\theta_r^c = 0.15 \text{ cm}^3 / \text{cm}^3$ (courbe c). (Van Genuchten 1978).

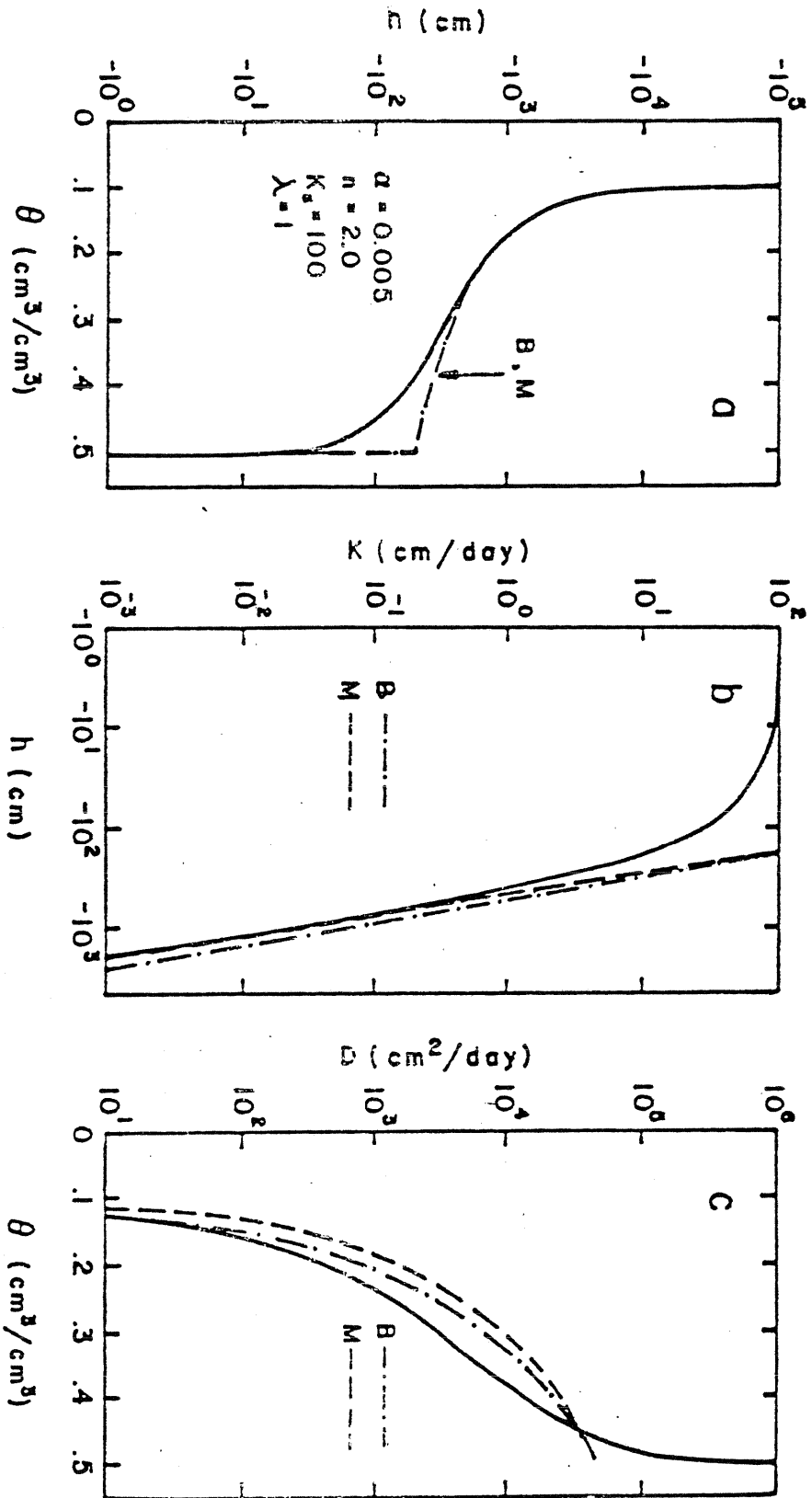


Fig. VI.35- Comparaison des perméabilités relatives déduites de la fonction proposée (ligne continue) et celles déduites des théories de Mualem (M ligne discontinue) et de Burdine (B ligne discontinue à points). (Van Genuchten 1978).

VI.2- Appareil développé et résultats obtenus:

PERMEAMETRE A SURPRESSION D'AIR.

VI.2.1- Introduction.

Comme nous l'avons constaté, la littérature "brille" par la rareté de résultats quand il s'agit de s'intéresser aux écoulements polyphasiques dans les milieux poreux. Ceci est dû à la complexité des dispositifs expérimentaux d'une part, et à la durée des essais d'autre part (cf § VI.1.2.3). Les quelques courbes de perméabilités relatives publiées sont l'oeuvre généralement de pétroliers et de quelques hydrauliciens. Ces essais sont indispensables pour d'une part, expliquer certains aspects du comportement mécanique des sols (matelassage, retrait ..), et d'autre part, répondre à des problèmes liés à la géotechnique environnementale (stockage des déchets...).

Notre contribution a consisté à développer un perméamètre à surpression d'air dans le but de pouvoir mesurer simultanément les perméabilités relatives à l'air et à l'eau des sols remaniés ou non remaniés. L'appareil a été conçu sur le principe des flux stabilisés, ou "steady-State" (cf VI.1.2.3) qui offre un avantage et un inconvénient: L'avantage est que l'interprétation des résultats se fait par application directe de la loi de Darcy généralisée, au moins dans le cas de matériaux peu déformables, puisque tous les paramètres restent constants au cours de l'essai. L'inconvénient est que le montage se complique du fait de la nécessité de séparer les écoulements d'air et d'eau à l'extérieur de l'échantillon par l'utilisation de membranes semi-perméables adaptées.

VI.2.2- Principe de fonctionnement. Conception.

Principe de fonctionnement:

Dans une première phase, on impose une pression d'eau u_{w0} et une pression d'air u_{a0} homogènes dans l'échantillon, avec $u_{a0} > u_{w0}$ (Fig VI.36 VI.36 a). Connaissant la pression négative initiale dans l'échantillon, $-u_w$, on peut donc faire suivre au sol un chemin de dessiccation si $u_{a0} - u_{w0} > -u_w$, ou d'humidification dans le cas inverse. Une fois l'équilibre de pression négative atteint, la mesure de perméabilité se fait en imposant des pressions u_{w1} et u_{a1} au sommet de l'échantillon, u_{w2} et u_{a2} à la base, avec les conditions suivantes (Fig VI.36 b):

$$u_{a1} - u_{w1} = u_{a2} - u_{w2} = u_{a0} - u_{w0} > 0$$

$$u_{a1} > u_{a2} \text{ et } u_{w1} > u_{w2}$$

Dans ces conditions, l'écoulement des deux fluides se produit sans changement de la pression négative du matériau, et en maintenant toujours celle-ci homogène dans l'échantillon. Le volume de l'échantillon est maintenu constant (matériaux compactés ou fortement surconsolidés peu déformables), de sorte que tous les paramètres (teneur en eau, degré de saturation) peuvent être considérés comme constants pendant l'essai.

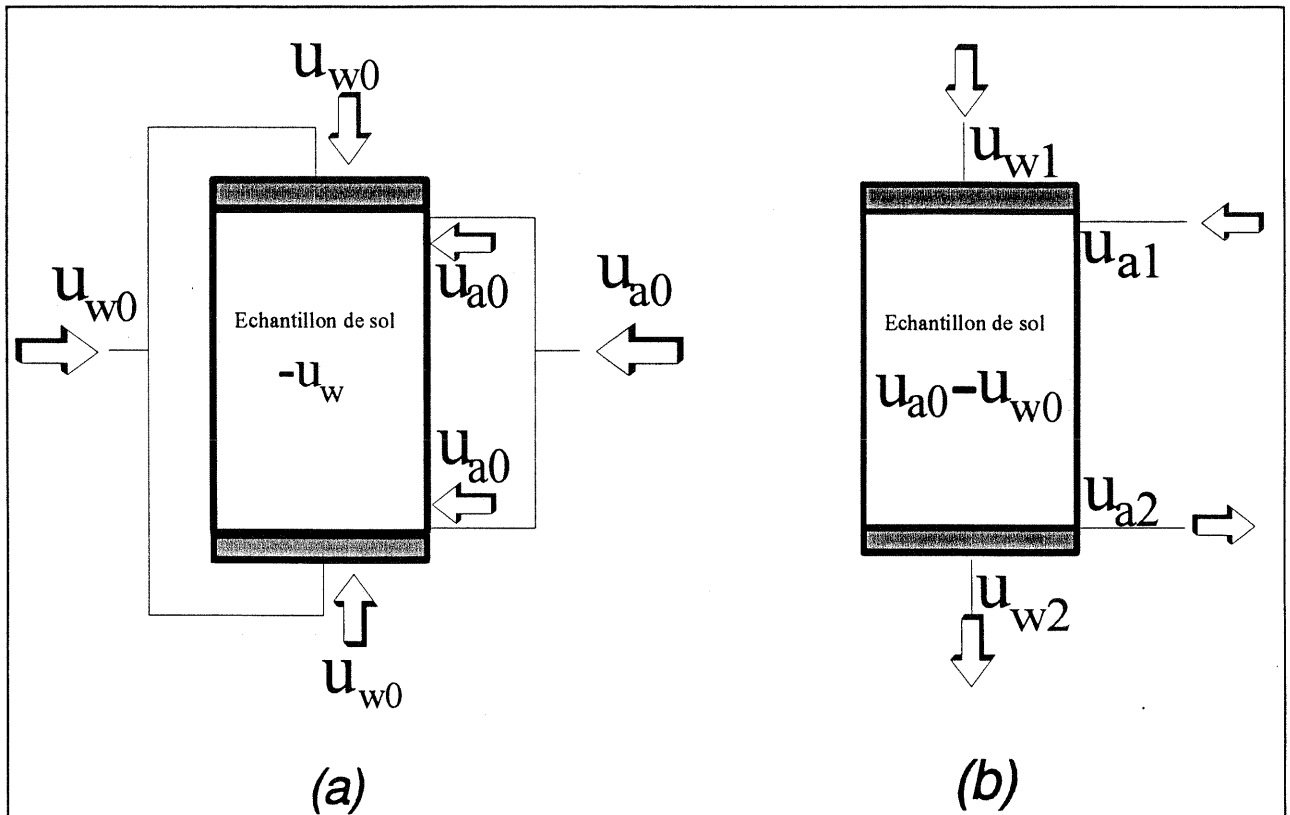


Fig. VI.36 : Principe de fonctionnement du perméamètre à surpression d'air

Dans ces conditions, l'écoulement des deux fluides se produit sans changement de la pression négative du matériau, et en maintenant toujours celle-ci homogène dans l'échantillon. Le volume de l'échantillon demeure constant (matériaux compactés ou fortement surconsolidés peu déformables), de sorte que tous les paramètres (teneur en eau, degré de saturation) peuvent être considérés comme constant pendant l'essai.

De la mesure des débits d'air et d'eau, les pressions étant imposées, on peut déduire la perméabilité à l'eau par application directe de la loi de Darcy généralisée, sans faire d'hypothèse supplémentaire. Par contre, nous avons estimé, d'après l'analyse des recherches antérieures dans ce sens (cf § VI.1.1.2) que la loi d'écoulement de l'air serait bien représentée par une relation quadratique débit-gradient de charge (approche de Chaumet). La perméabilité à l'eau et à l'air sont calculées dans ce cas en utilisant les expressions suivantes:

$$K_w = \frac{\mu_w Q_w L}{\rho_w (u_{w2} - u_{w1}) A}$$

$$K_a = \frac{2\mu_a Q_a L}{Ab(p_{a2}^2 - p_{a1}^2)} \left(1 - \frac{\lambda Q_a}{\mu_a A} \right)$$

où: Q_w et Q_a sont respectivement les débits massiques de l'eau et de l'air, μ_w et μ_a les viscosités dynamiques, ρ_w et ρ_a les densités spécifiques, L la longueur de l'échantillon, A l'aire de la section de l'échantillon, b , rapport de compressibilité ($b = \rho_a / p_a$) et λ , une longueur caractéristique du milieu poreux ($\lambda \approx 10^{-5} m$). Dans cette expression, $p_a = u_a$.

Compte tenu des faibles débits utilisés pour ces mesures, les pressions imposées peuvent être considérées comme représentatives des pressions existant au contact de l'échantillon, autrement dit, on peut négliger les pertes de charge dans les membranes semi-perméables. Les paramètres d'état sont déduits des bilans de volume d'eau, initial, entré et sorti de l'échantillon.

Conception du perméamètre à surpression d'air

a) Le perméamètre:

Le montage expérimental est constitué d'un moule central cylindrique en inox, de 35mm de diamètre intérieur et 50mm de hauteur (Fig VI.37). A chacune de ses extrémités est fixée une tête de circulation de fluides. Celle-ci est équipée d'une membrane cellulosique semi-perméable à l'eau qui vient se placer au contact de l'échantillon. Derrière la membrane, on trouve des stries de répartition et deux raccords aux circuits d'eau, permettant de resaturer le circuit si nécessaire (Fig VI.38). L'arrivée et le départ de l'air se font latéralement, aux deux extrémités de l'échantillon, par l'intermédiaire d'une membrane de Téflon semi perméable à l'air et d'un filtre cylindrique de répartition en bronze fritté logé dans le moule central (Fig VI.39). La mise en place d'un échantillon compacté se fait par l'intermédiaire de deux hausses équipées de piston. Celles-ci viennent s'emboîter de part et d'autre du moule central.

b) Les circuits de mesures:

La Fig VI.40 représente schématiquement l'ensemble des circuits de mesure.

- circuit d'air

Le circuit de mesure du débit d'air est composé d'un débitmètre à flotteur (Brooks série R) relié d'un côté à la sortie d'air de l'échantillon et de l'autre au détendeur de pression permettant d'imposer u_a . Quatre calibres de débitmètres équipés de flotteurs en saphir, verre, inox ou tantale ont été utilisés, permettent de balayer une large gamme de débits. La Fig VI.41 représente les courbes d'étalonnages pour les différents gammes et différents flotteurs.

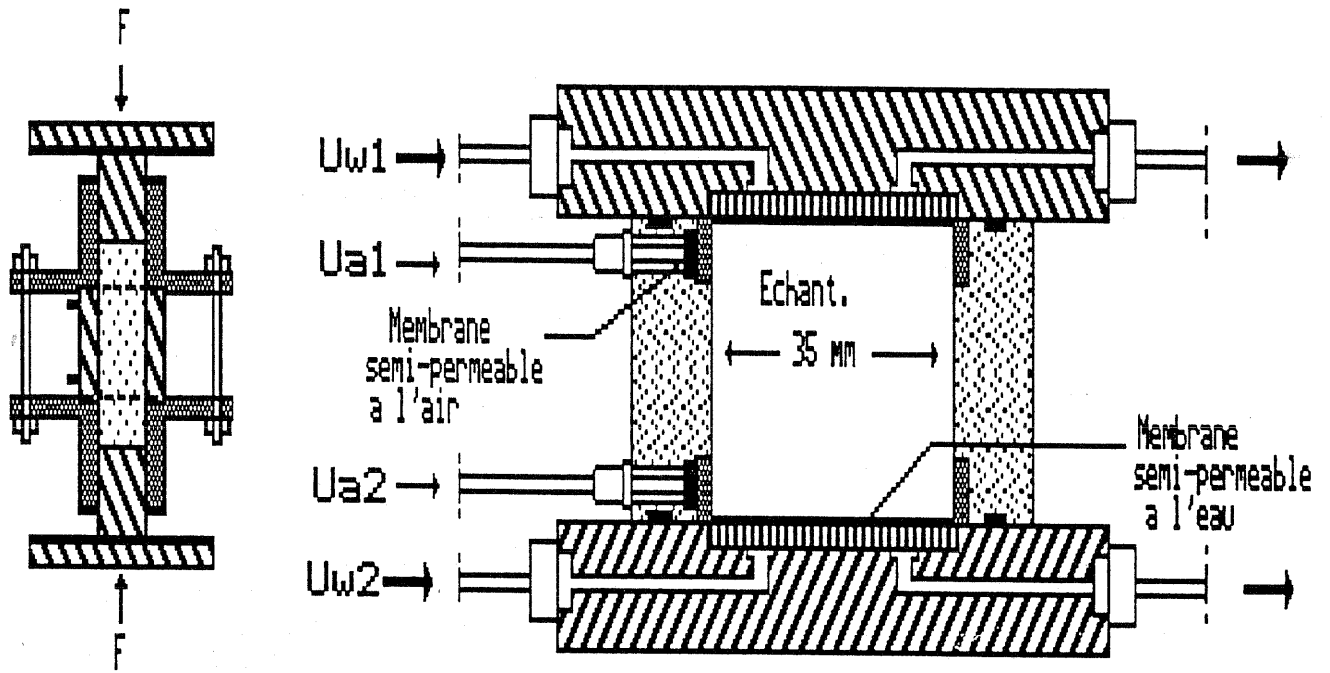
- circuit d'eau

Le gradient de charge d'eau ($\Delta u_w = u_{w1} - u_{w2}$) est imposé grâce à un tube de Mariotte connecté à l'un des raccords d'arrivée d'eau à l'extrémité supérieure du perméamètre.

La saturation du circuit d'eau est assurée par une circulation quasi-continue du liquide à l'aide d'une pompe. Les bulles d'air qui apparaîtraient dans ce circuit sont bloquées et quantifiées dans un "piège à air" (Fig VI.40).

Le débit d'eau est mesuré à l'aide d'une burette graduée.

PERMEAMETRE A PRESSION INTERSTITIELLE
NEGATIVE IMPOSEE (SURPRESSION D'AIR)



Mise en place
d'un échantillon
compacté

Fig VI.37- (a) Coupe verticale du perméamètre à surpression d'air;
(b) accessoires pour la mise en place d'un échantillon de sol compacté.

PERMEAMETRE A PRESSION
INTERSTITIELLE NEGATIVE
IMPOSEE

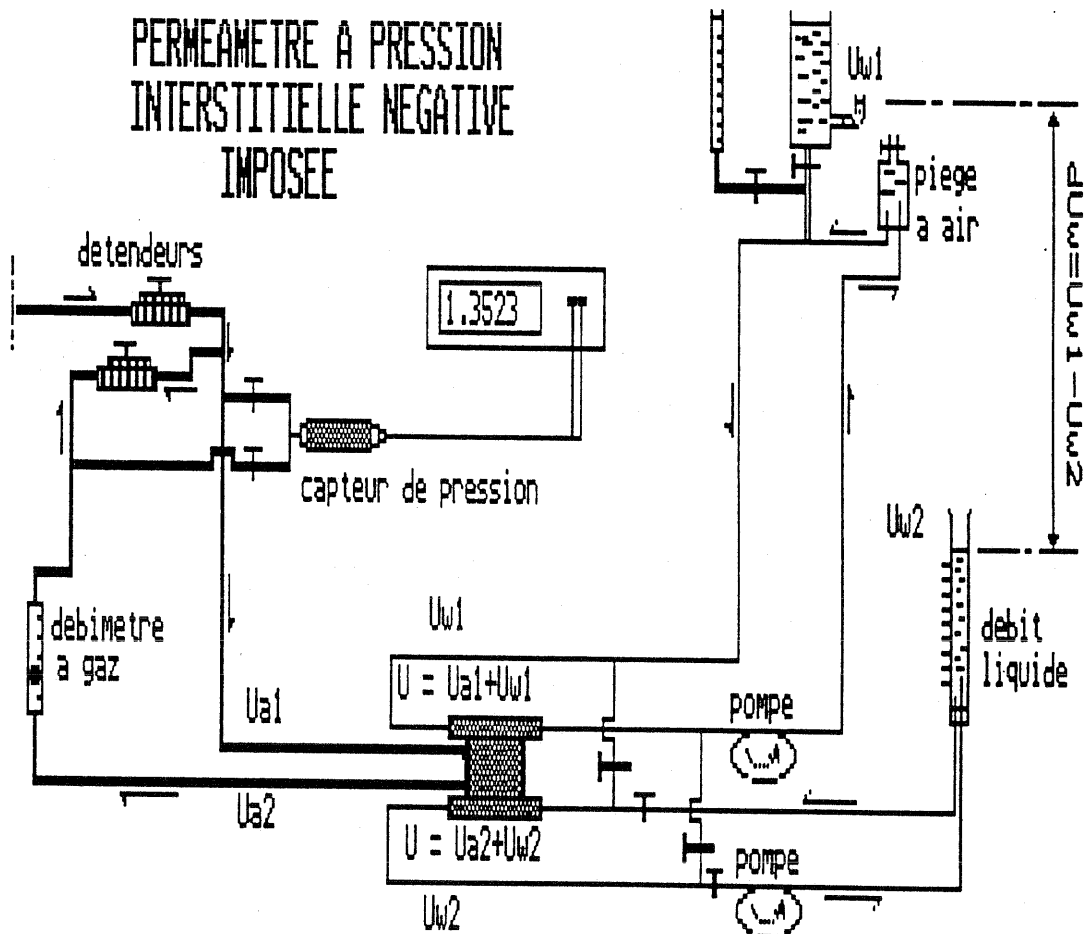


Fig VI.40- Principe du montage et circuits de mesures

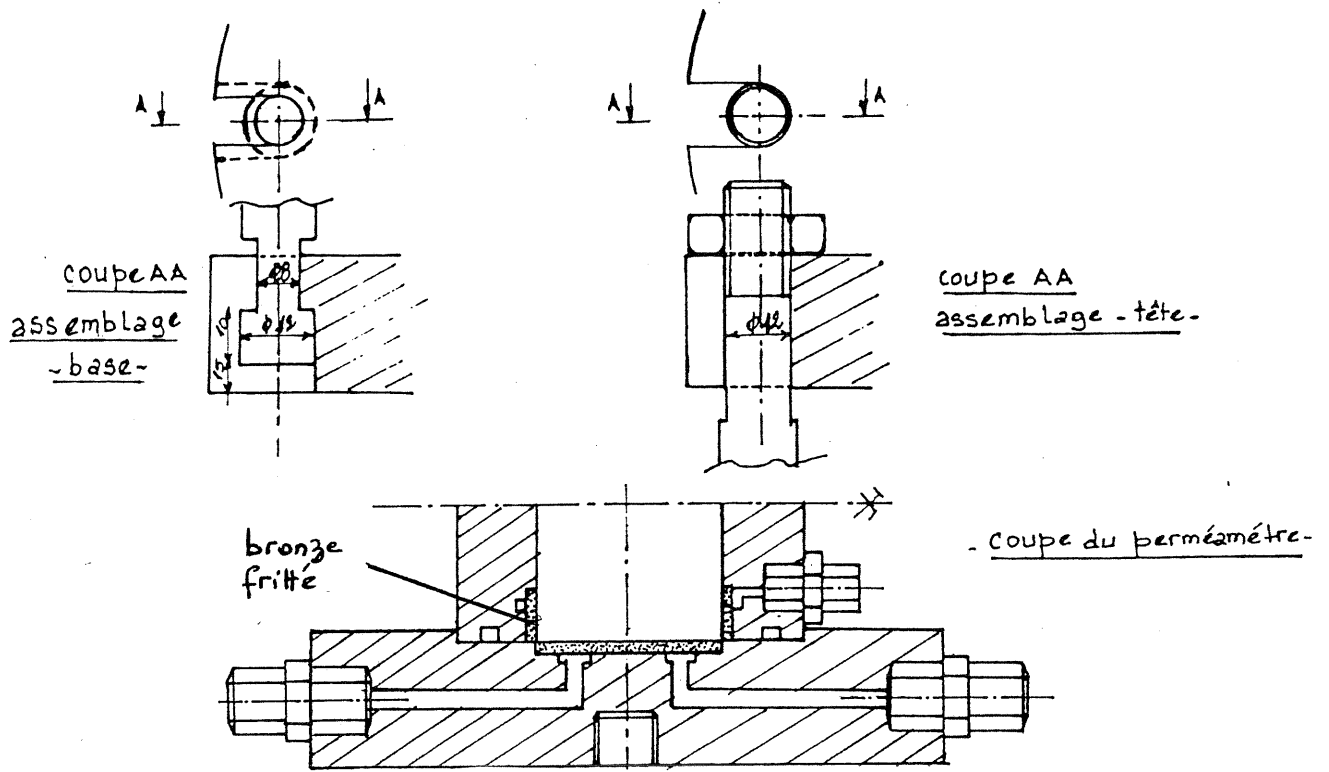


Fig VI.39- Circuit d'injection de l'air et de l'eau

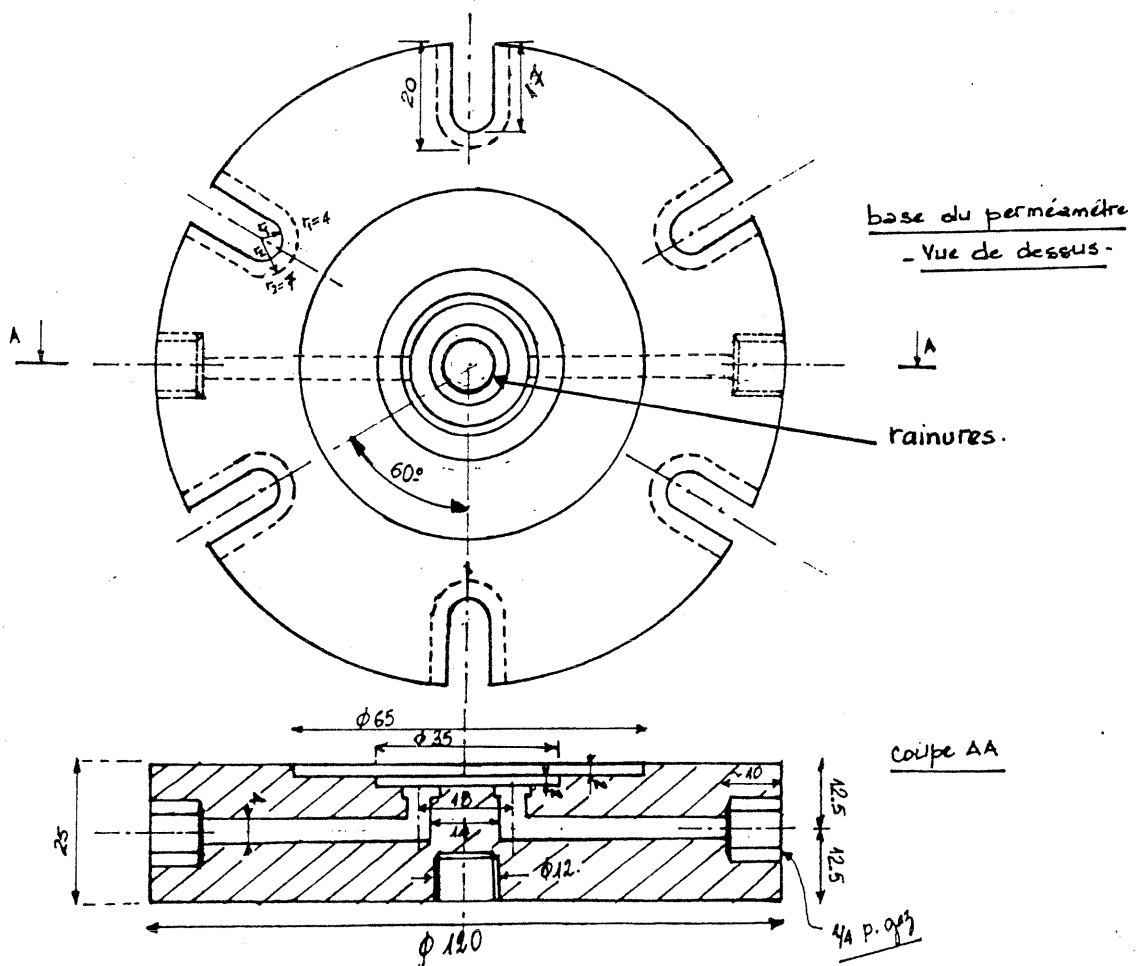


Fig VI.38- Coupe de la base du perméamètre

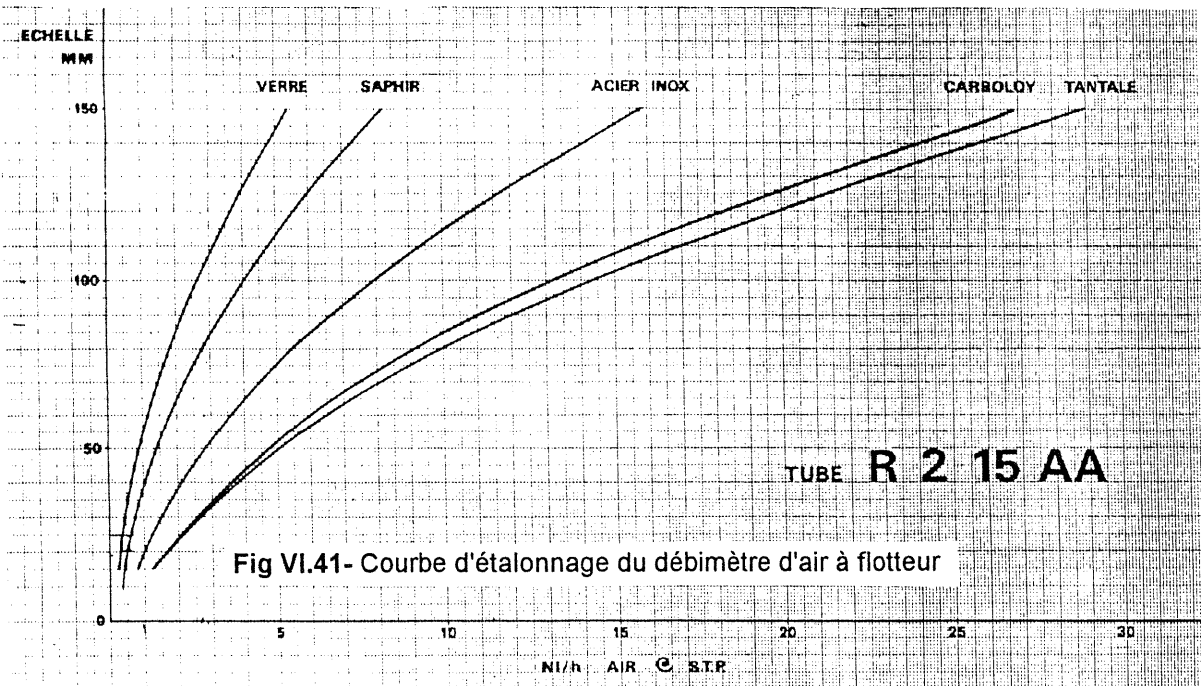


Fig VI.41- Courbe d'étalonnage du débitmètre d'air à flotteur

c)- Membranes semi-perméables à l'eau

Suivant la pression d'entrée d'air souhaitée, différents types de membranes cellulósiques peuvent être utilisées. Dans notre cas, nous avons utilisé les marques suivantes:

<i>Marque</i>	<i>référence</i>	<i>Pression d'entrée d'air (kpa)</i>	<i>Diamètre des pores (µm)</i>	<i>épaisseur (µm)</i>	<i>Perméabilité (ml/min/cm²) Δp=70 kPa 20°</i>
MF-Millipore	GS	387	0.22	150	21
MF-Millipore	VP	1760	0.10	105	16
Viskings		5000	0.1		

Pour mesurer la perméabilité de ces membranes, la procédure consiste à saturer initialement celles-ci en les laissant tremper dans de l'eau distillée désaérée pendant 24h, avant de les mettre en place dans l'une des bases du perméamètre. On impose ainsi des gradients de charge par paliers successifs et on mesure le débit d'eau à travers la membrane. La Fig VI.42 représente l'évolution du débit en fonction du gradient de charge pour la membrane Millipore de type VC; On peut noter l'existence de deux domaines: Un premier domaine ($\Delta p \leq 200$ kPa) où la relation est linéaire (écoulement darcyen) et un second domaine ($\Delta p > 200$ kPa) où la courbe tend vers un palier horizontal ($Q=65$ ml/min). Le même type d'essai a été réalisé avec une membrane de type GS (Fig VI.43). On constate tout d'abord une légère baisse du débit en fonction du gradient de charge pour ($\Delta p \leq 300$ kPa) puis une tendance vers un palier horizontal. Ce type de comportement (non darcyen) met en évidence le rôle de l'épaisseur de la membrane par rapport au diamètre des pores. En effet ce rapport (environ 700 pour GS et 1000 pour VC) semble insuffisant pour assurer un écoulement laminaire au delà d'un certain gradient de pression.

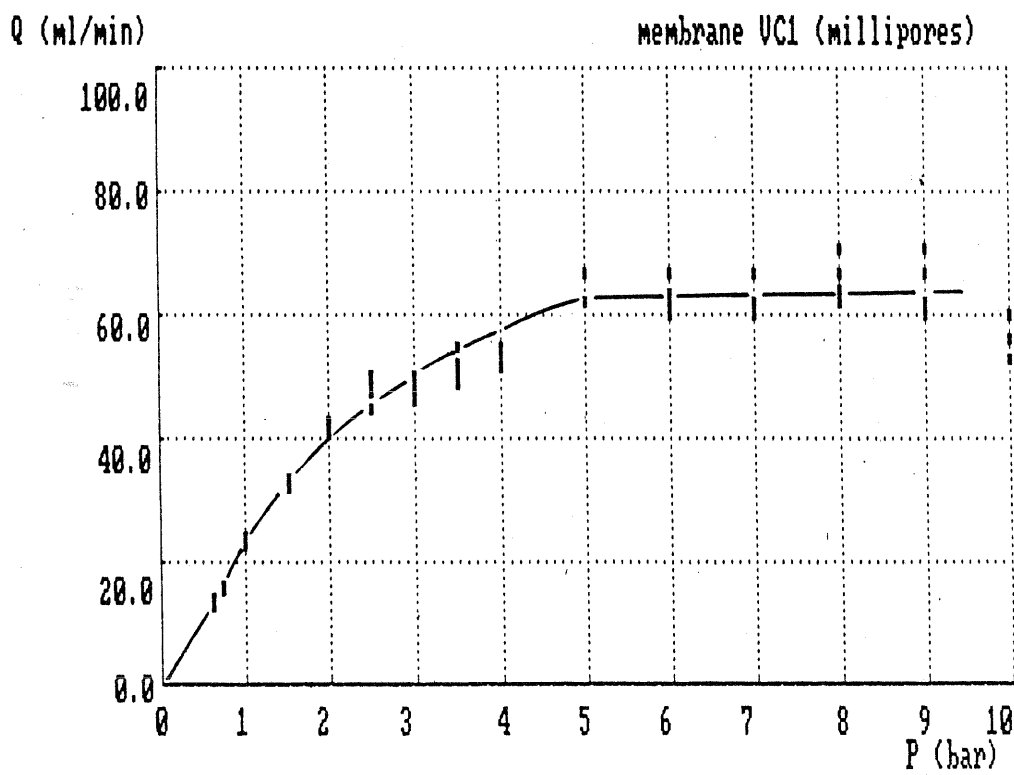


Fig VI.42- Relation débit-pression mesurée sur la membrane semi-perméable à l'eau VC1 (Millipores)

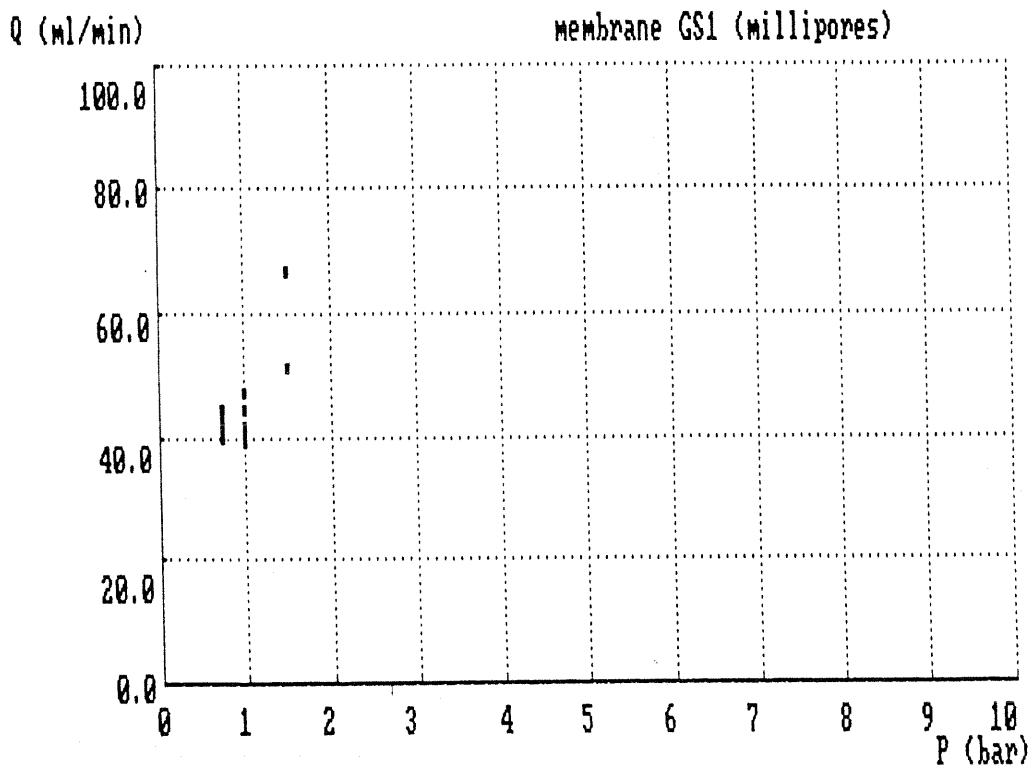


Fig VI.43 (a)- Relation débit-pression mesurée sur la membrane semi-perméable à l'eau GS1 (Millipores)

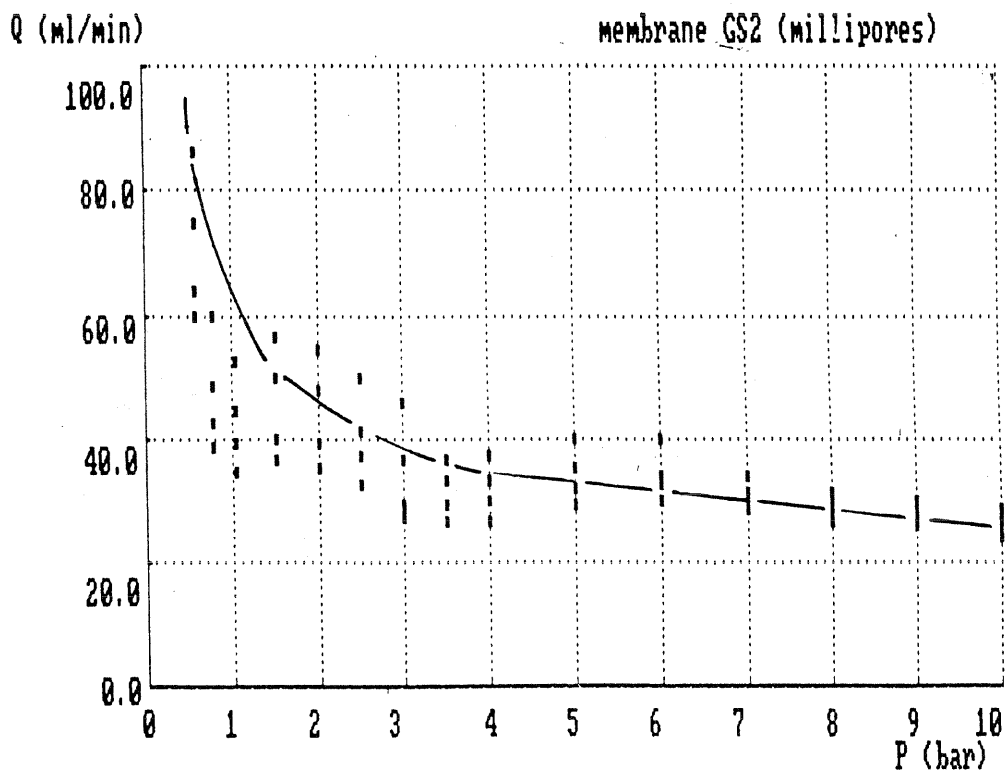


Fig VI.43 (b)- Relation débit-pression mesurée sur la membrane semi-perméable à l'eau GS2 (Millipores)

d)- Membrane semi-perméable à l'air

Nous avons utilisé des membranes en polytétrafluoro-éthylène (PTFE), dont les caractéristiques sont les suivantes:

Marque	référence	Point de bulle (kPa)	diamètre moyen des pores (μm)	perméabilité à l'air / $\text{cm}^2, 20^\circ, 70\text{kPa}$
Millipore	Fluoropore	134	0.2	4 ml/min

Des essais préliminaires sur ces membranes ont consisté à étudier d'une part l'imperméabilité à l'eau et d'autre part la perméabilité à l'air. A cet effet, la membrane est placée dans une cellule remplie d'eau et soumise à un gradient de charge (Fig VI.44(a)). Nous avons constaté que, pour un gradient de charge de l'ordre de 200 kPa, la membrane reste imperméable à l'eau. Par ailleurs, en gardant le même montage, nous avons injecté à la base de la cellule de l'air (l'eau étant à la pression atmosphérique) (Fig VI.44(b)). On observe à ce moment une perméabilité quasi instantanée à l'air (quelques kPa).

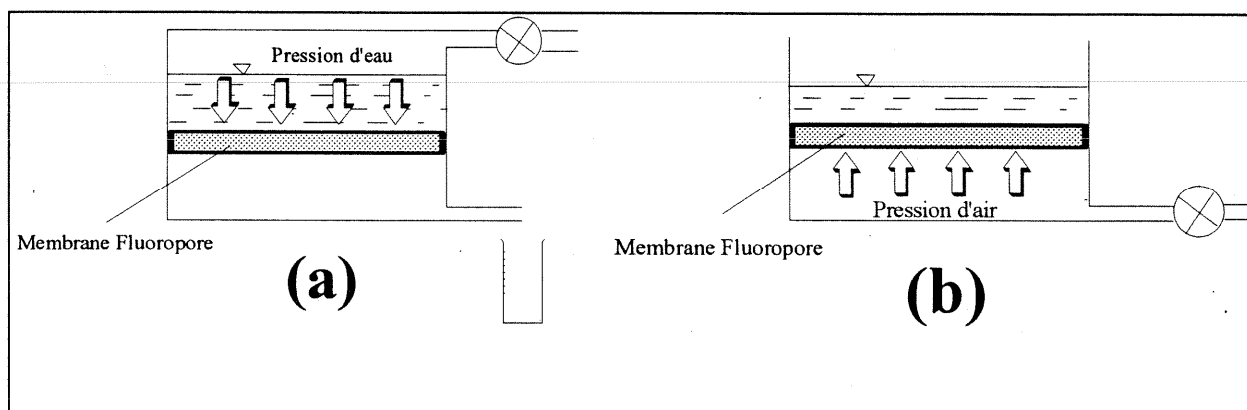


Fig VI.44: Essais sur les membranes Fluoropore PTFE (a) perméabilité à l'eau (b) perméabilité à l'air

VI.2.3- Matériaux étudiés et préparation des échantillons.

Les matériaux étudiés, dont les caractéristiques sont résumées dans le **Tableau VI.1**, étaient initialement compactés à l'intérieur du perméamètre. Le compactage à double effet est réalisé par les pistons placés de chaque côté du montage (Fig VI.37), à partir du matériau tamisé, puis humidifié à une teneur en eau connue. La poudre humide ainsi obtenue repose dans un sac étanche pendant 24^h . Nous estimons cette durée nécessaire et suffisante pour homogénéiser la teneur de eau dans le matériau. Le compactage des échantillons à l'intérieur du moule lui même permet d'éviter les phénomènes de percolation au contact des parois en assurant un bon contact du matériau avec la paroi. A la fin du compactage, on retire les embouts et on les remplace par les têtes de circulation.

Tableau VI.1: Caractéristiques des matériaux étudiés

Matériau	mélange M1(*)	matériau La Verne	Limon de Sterrebeek	Sable Hostun RF
<u>Granulométrie</u>				
- D ₆₀ (μm)	59	700	37	311
- D ₁₀ (μm)	4.3	80	1	170
- D ₆₀ /D ₁₀	15	8.8	37	1.8
- e _{max}				1
- e _{min}				0.64
- < 80 μm				0.1%
<u>Plasticité</u>				
- w _L	18	34.5	27	
- w _p	3.6	19.2	20	
- I _p	14.5	15.3	7	
<u>Proctor Normal</u>				
- w _{OPN} (%)	10	16.5	11.9	
- γ _{d OPN} /γ _w	1.72	1.79	1.89	
- (-u _w) _{OPN} (kPa)	25	48		
<u>Etat des échantillons.</u>				
- Poids humide (g)	90.9	99.3	101.7	104.2
- e	0.63	0.56	0.43	0.47
- w(%)	10	18.7	11.9	18
- Sr(%)	49.4	88.5	75	100

(*) **Matériau M1**: Il s'agit d'un mélange de sable et d'argile dans les proportions pondérales suivantes:

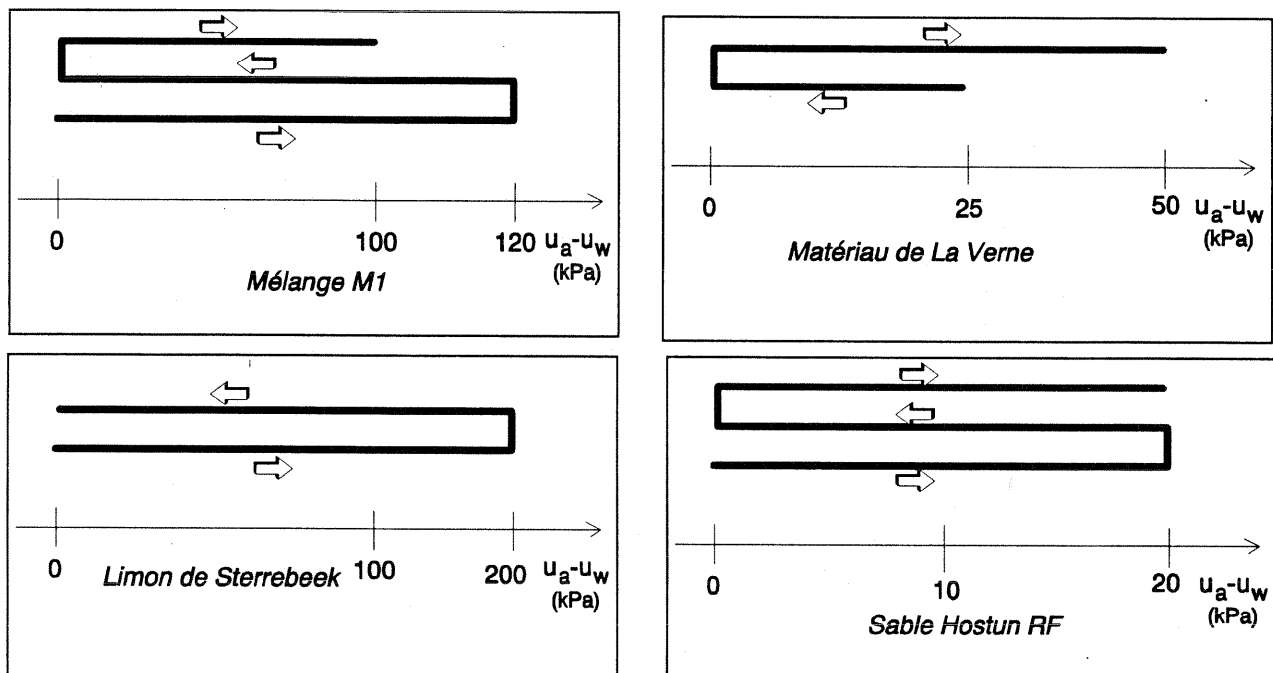
- sable : 97% dont :
 - 38% du sable de Sika (70-270)
 - 59% du sable de Sika (40M)
- argile blanche ($w_L=60\%$, $w_P=30\%$): 3%

Les proportions de ce mélange ont été judicieusement choisi pour avoir une continuité de la granulométrie (Saoud-Kheirbek 1994).

VI.2.4- Résultats expérimentaux, Interprétation des essais.

Les chemins de pression négative imposée suivis consistent à humidifier l'échantillon jusqu'à la saturation totale puis à le drainer. Dans le cas du matériau M1, un second cycle d'humidification-drainage a été réalisé. La Fig VI.45 résument ces chemins pour les 4 matériaux.

Fig VI.45: Chemins à pression interstitielle négative suivis



Les valeurs des perméabilités saturées K_w^{sat} et K_a^{sat} ont été mesurées dans le perméamètre sur les mêmes échantillons saturés avec $u_a=0$ et une contre pression d'eau. Nous avons regroupé dans le **Tableau VI.2**, les valeurs de perméabilités saturées mesurées dans le perméamètre et les valeurs calculées par la relation de Jaky ($k(cm/s)=100 d_{10}^2(cm)$). On note un bon accord général pour le limon de Sterrebeek, le mélange M1 et le matériau de la Verne; en effet, des différences de valeurs de perméabilité d'un facteur 100 sont couramment observées. Par contre, pour le sable d'Hostun, on constate une différence significative provenant, à notre avis, d'une mauvaise saturation de l'échantillon.

Matériau	d_{10}	$k_{sat} (m/s)$ (d'après Jaky)	$k_{sat} (m/s)$ mesurée
mélange M1	4.3	$2 \cdot 10^{-7}$	$2 \cdot 10^{-8}$
Limon de Sterrebeek	1	10^{-8}	$1.6 \cdot 10^{-8}$
matériau de la Verne	80	$6.4 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-7}$
Sable Hostun RF	170	$3 \cdot 10^{-4}$	$3.5 \cdot 10^{-11}$

Tableau VI.2: Comparaison entre les perméabilités saturées mesurées et estimées

Les **Fig VI.46,47,48 et 49** regroupent les résultats des essais sur les quatre matériaux. Elles représentent les perméabilités géométriques à l'eau et à l'air en fonction du degré de saturation et de la pression interstitielle négative correspondante. Le cinquième graphique montre les chemins de drainage et humidification suivis, dans le repère (u_a-u_w, S_r). Comme référence, nous avons superposé dans ce même repère une courbe en ligne discontinue représentant les chemins de drainage et humidification mesurés en imposant la pression négative et en permettant à l'échantillon de se déformer librement (chapitre I). La différence constatée entre les points déduits des mesures de perméabilité et les courbes discontinues est due à la différence dans les conditions aux limites. Cependant, cette différence semble très limitée dans tous les cas. Les valeurs de perméabilité mesurées dans les conditions où le volume de l'échantillon reste constant ne sont donc pas très différentes des valeurs mesurées dans les conditions où les déformations sont libres.

Pour les quatre matériaux, les courbes présentent plusieurs caractéristiques communes:

- dans les repères (S_r, K_w) et (S_r, K_a), on constate une variation rapide de la perméabilité à l'eau et à l'air lorsque le degré de saturation tend vers l'unité sur le chemin d'humidification, alors que la variation semble très progressive sur le chemin de drainage. Les degrés de saturation correspondant à la phase liquide (d'eau) discontinue ($K_w=0$) sont compris entre 70 et 90 % sur les chemins d'humidification, et entre 20 et 50% sur les chemins de drainage.

- On constate une bonne corrélation entre la croissance de la perméabilité à l'eau et la décroissance de la perméabilité à l'air et inversement.

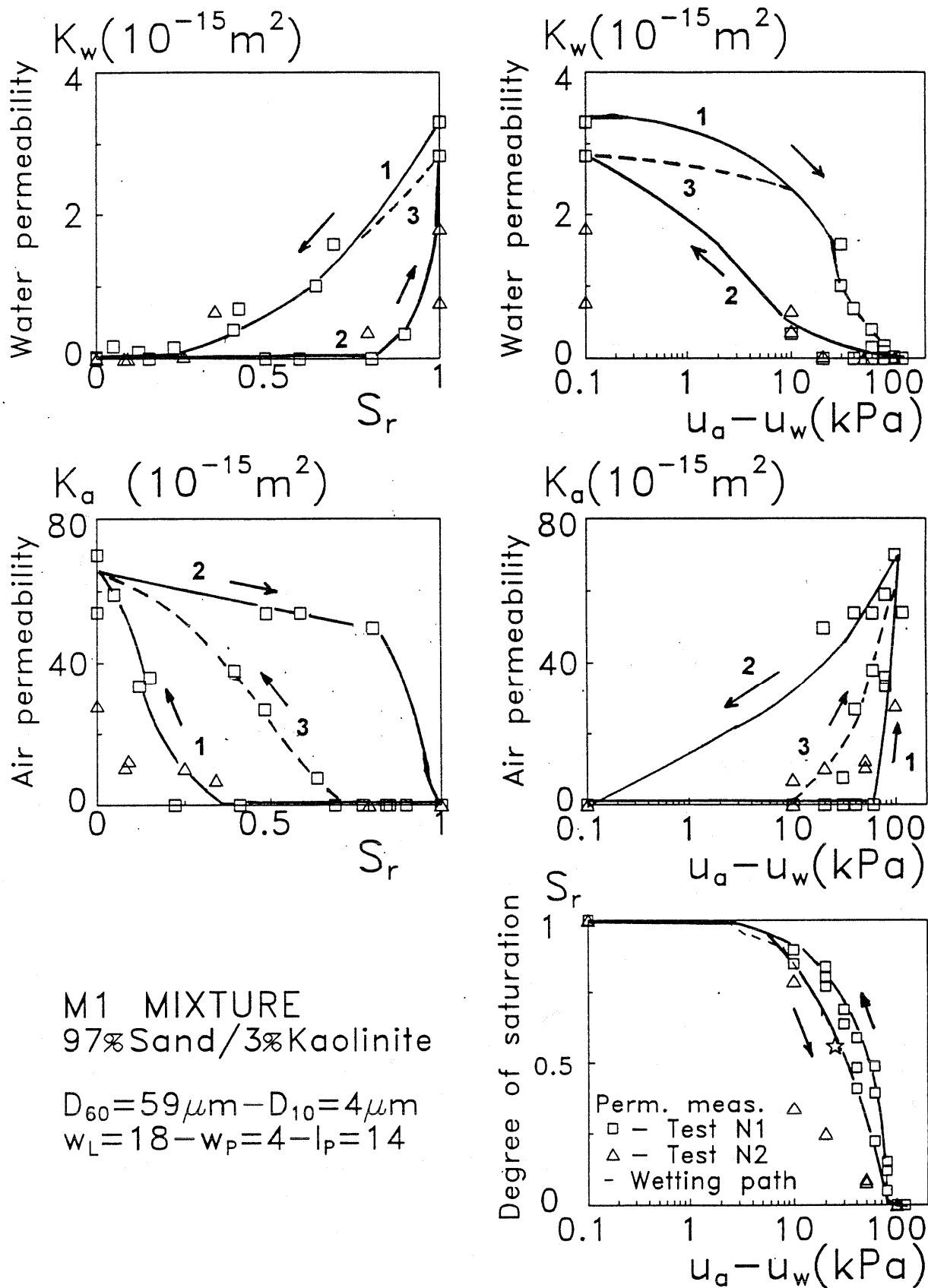


Fig VI.46 (a)- Perméabilité à l'air et à l'eau du matériau M1 pendant des cycles de drainage et d'humidification

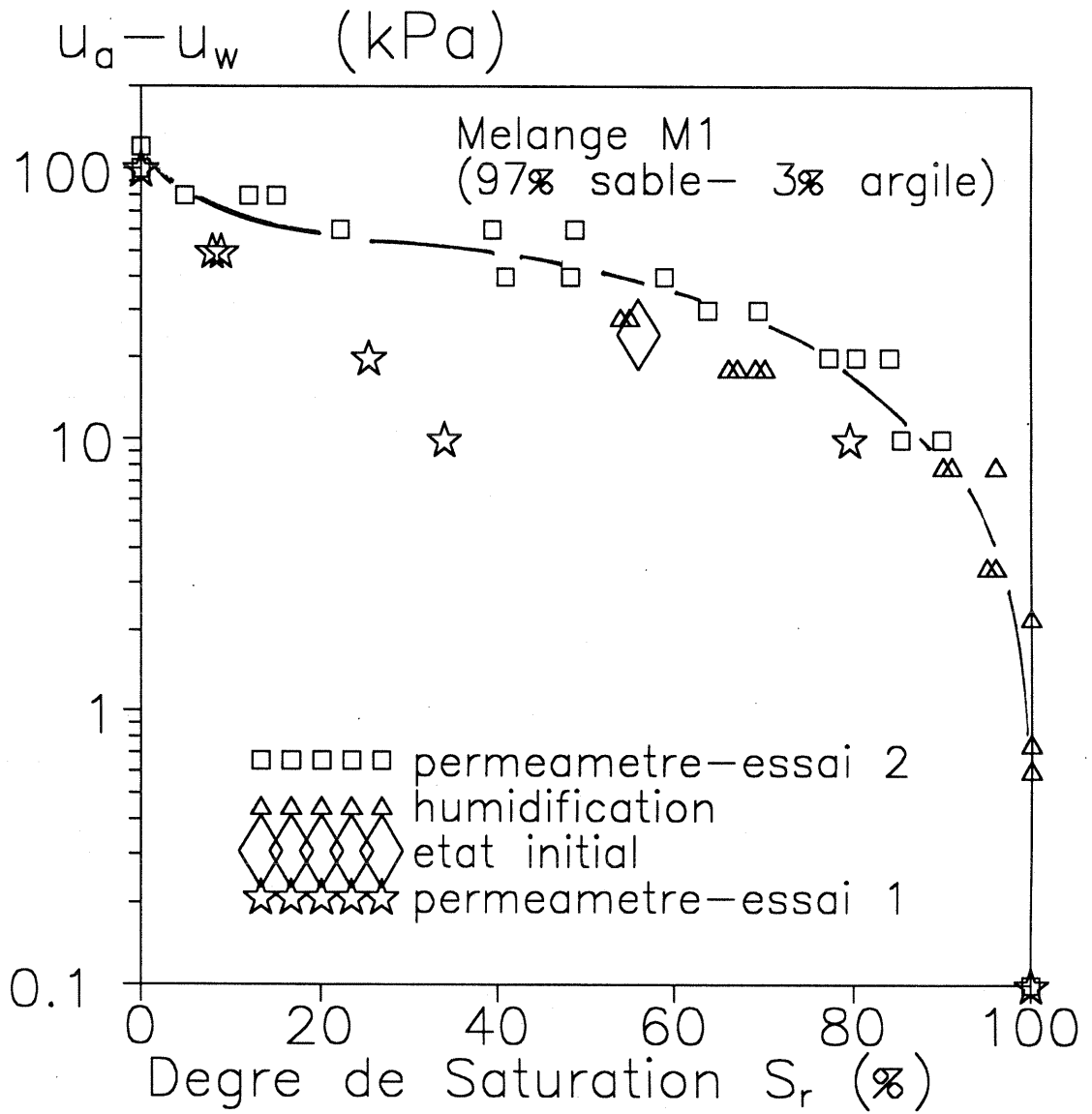


Fig VI.46 b- Comparaison des chemins de drainage-humidification avec les mesures du perméamètre pour le mélange M1

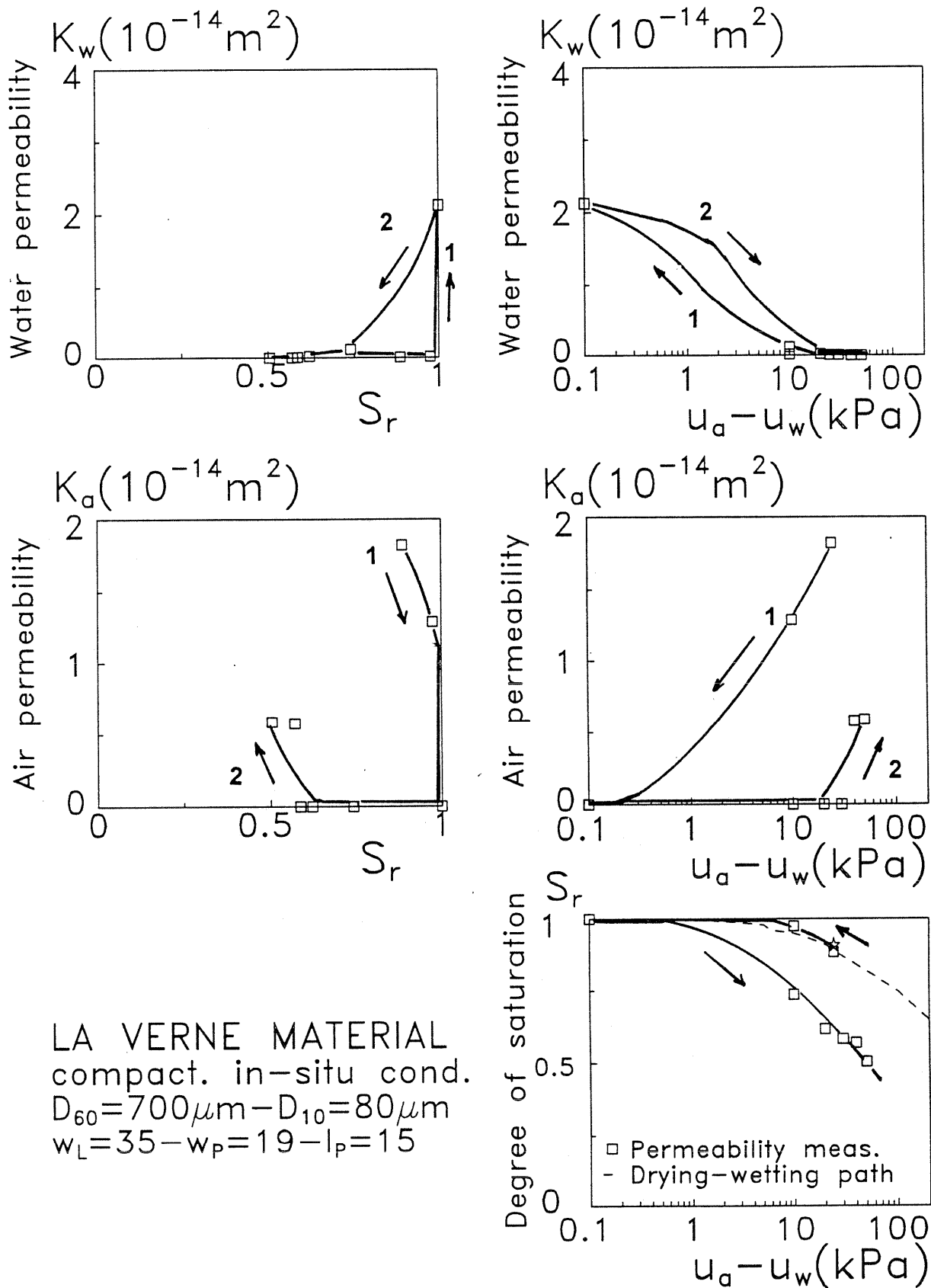


Fig VI.47 (a)- Perméabilité à l'air et à l'eau du matériau du barrage de la Verne sur un chemin d'humidification et de drainage

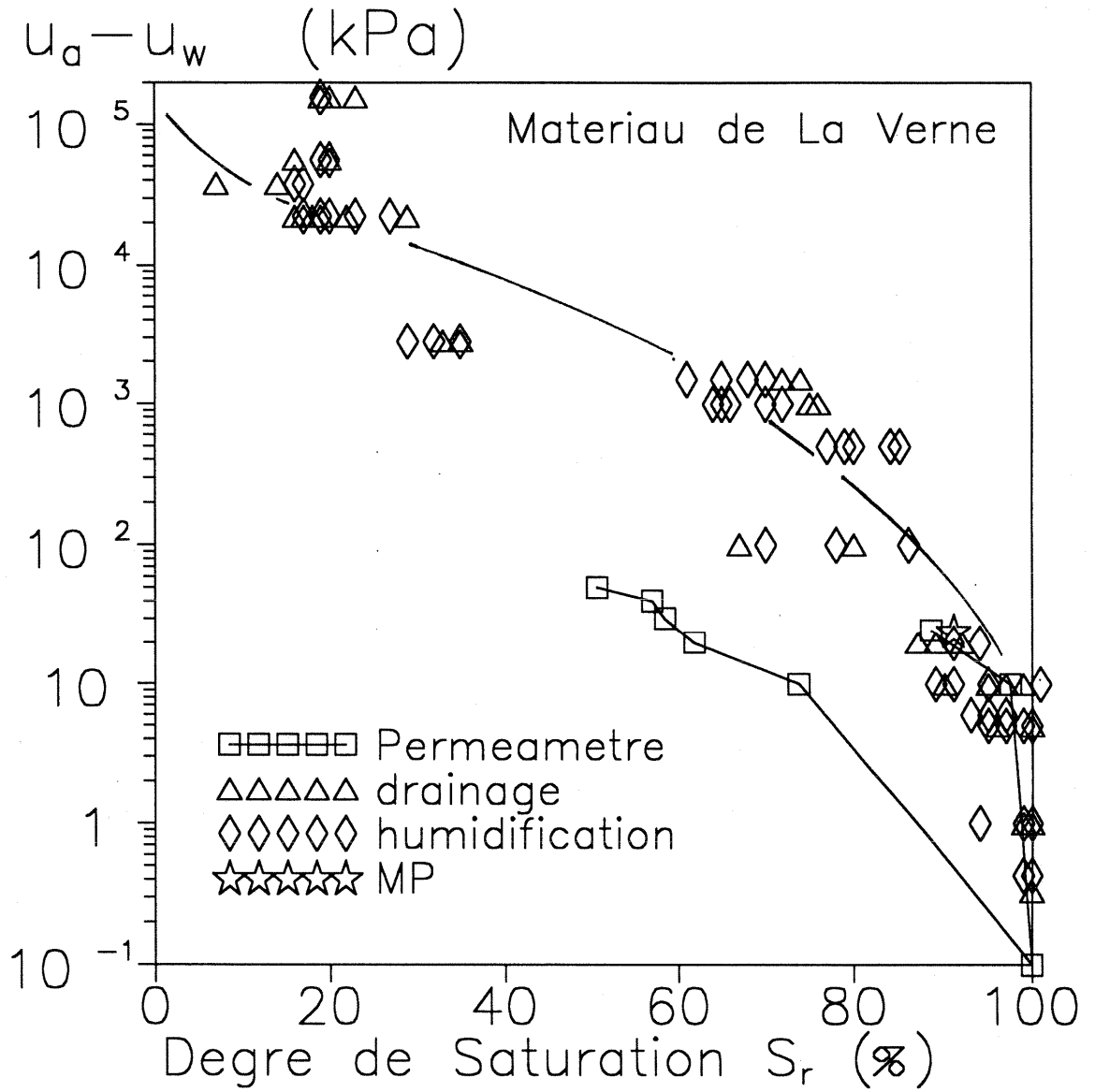


Fig VI.47 b- Comparaison des chemins de drainage-humidification avec les mesures du perméamètre pour le matériau de la Verne

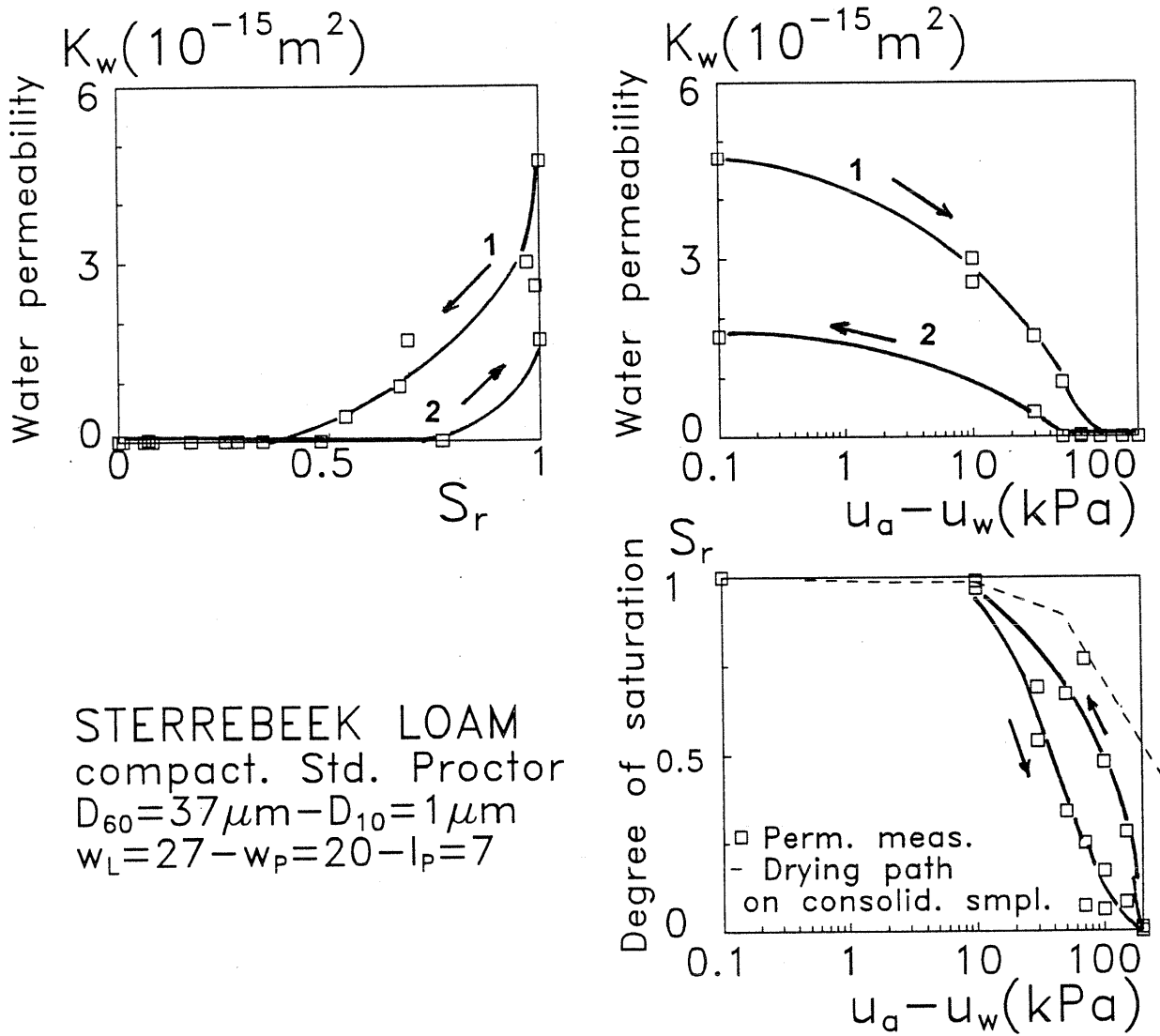


Fig VI.48 (a)- Perméabilité à l'air et à l'eau du limon de Sterrebek compacté sur un chemin de drainage et d'humidification

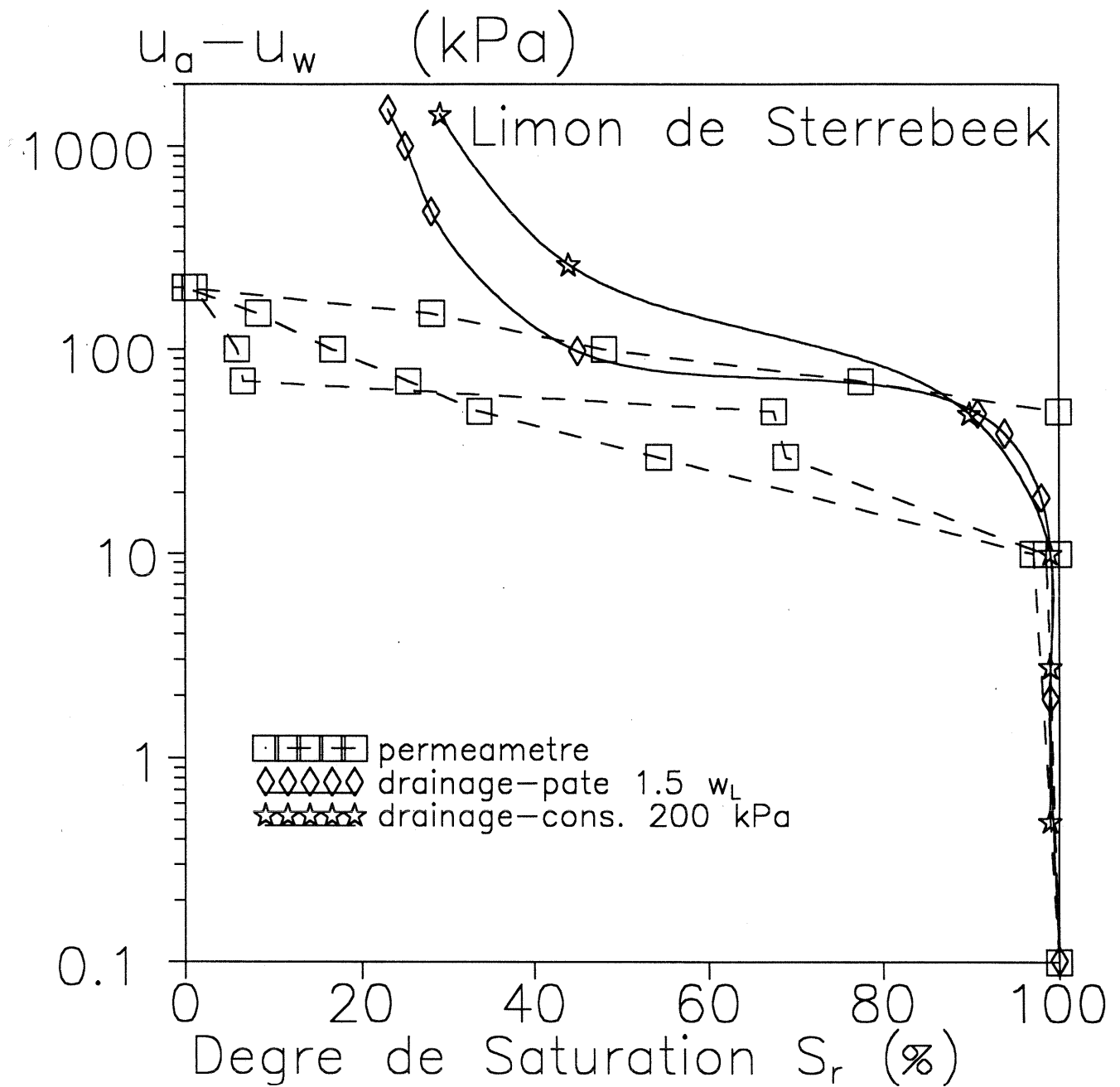


Fig VI.48 b- Comparaison des chemins de drainage-humidification avec les mesures du perméamètre pour le limon de Sterrebeek

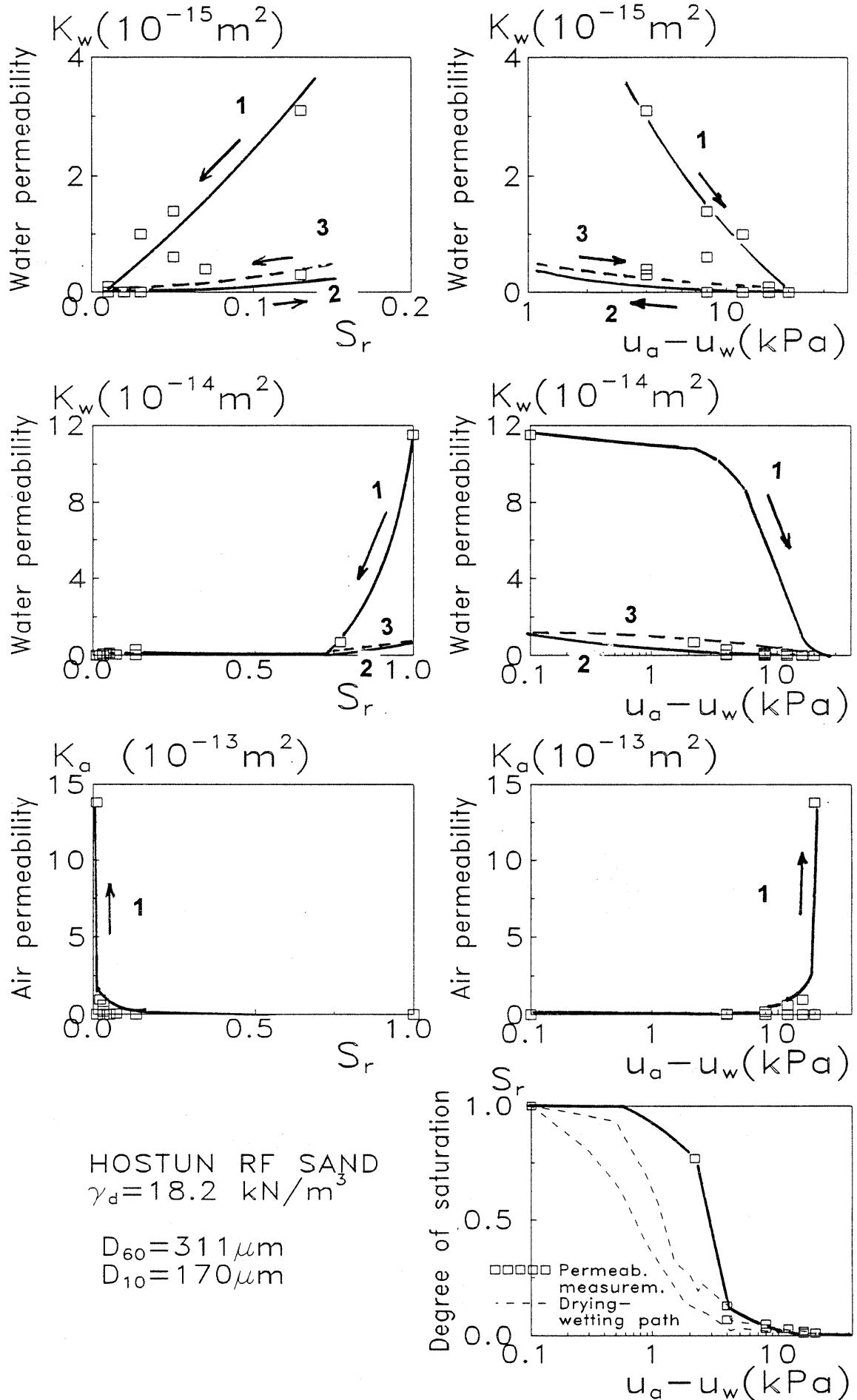


Fig. VI.49 a- Perméabilité à l'eau et à l'air du sable d'Hostun RF sur le chemin de drainage-humidification (avec zoom pour la perméabilité à l'eau K_w).

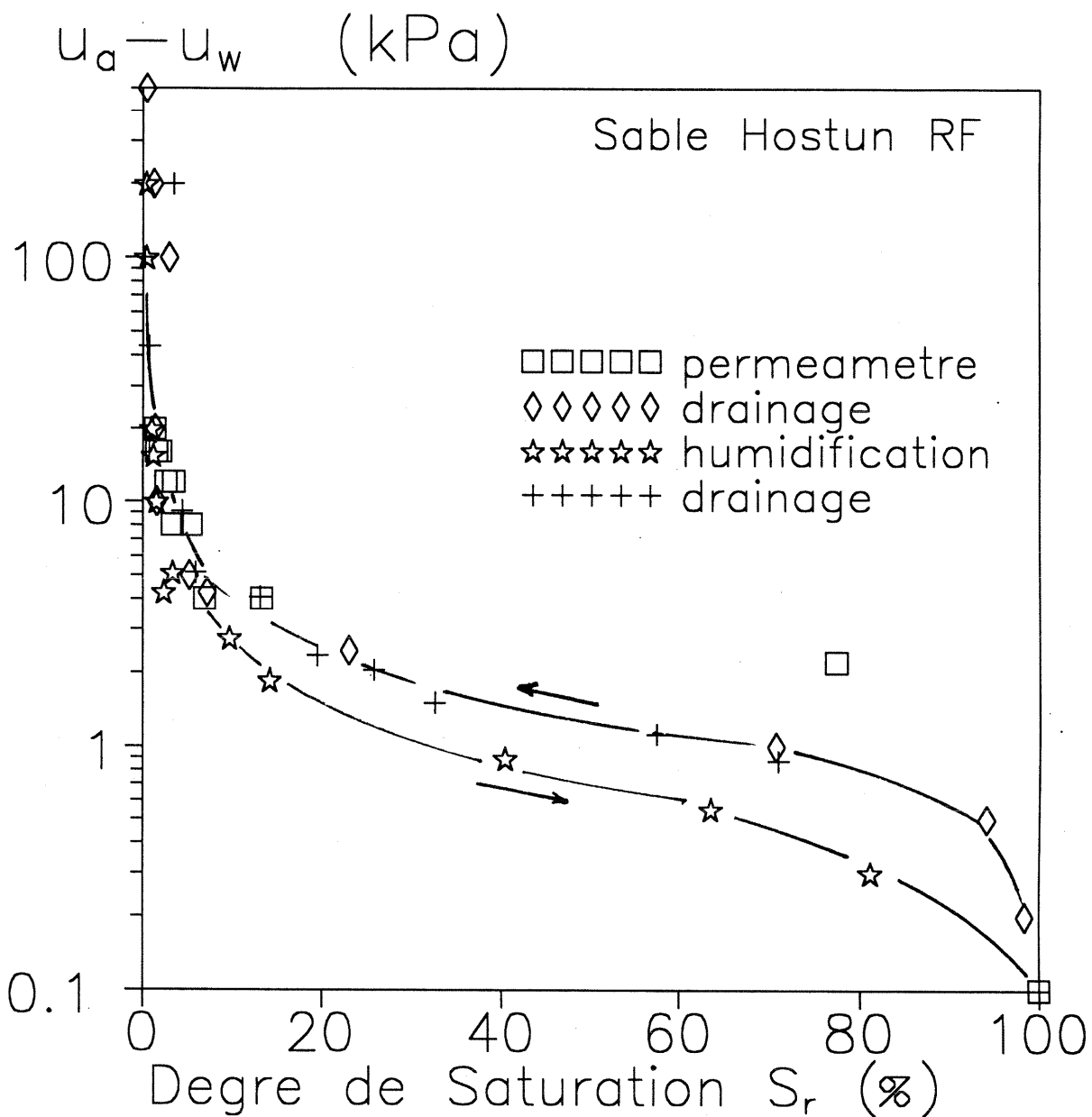


Fig VI.49 b- Comparaison des chemins de drainage-humidification avec les mesures du perméamètre pour le sable d'Hostun Rf

- La forme des courbes de perméabilité à l'air apparaît très différente sur les chemins de drainage et d'humidification: La perméabilité croît régulièrement sur le chemin de drainage, alors que, sur le chemin d'humidification, celle-ci reste proche de sa valeur à la saturation en air sur un large domaine de S_r , avant de chuter brusquement entre 80% et 100% de degré de saturation.

- Dans les plans $(u_a - u_w, K_w)$ et $(u_a - u_w, K_a)$, les perméabilités à l'eau et à l'air sont approximativement constantes tant que la pression interstitielle négative reste inférieure à la pression de désaturation, soit : $K_w \approx K_w^{sat}$ et $K_a \approx 0$.

VI.2.5- Couplage des comportements mécanique et hydraulique des sols

Les mesures de perméabilité peuvent être reliées au comportement des matériaux sur les chemins de drainage et d'humidification. Lorsque la déformation du sol est libre, le chemin de drainage suit d'abord le chemin normalement consolidé ou surconsolidé dans le plan $(u_a - u_w, e)$, qui dépend de la contrainte effective initiale de consolidation. Quand la pression interstitielle négative croît jusqu'à atteindre la limite de retrait, les déformations plastiques s'arrêtent et l'indice des vides devient approximativement constant. Cette seconde phase, qui est généralement associée à une chute brutale du degré de saturation, correspond à une augmentation des forces normales de contact dues à la présence des ménisques d'eau entre les particules de sol. (voir chap I). Cet état est étroitement lié au passage de l'eau de la phase continue à la phase discontinue; il en résulte que la perméabilité à l'eau devient nulle. La valeur de la pression négative correspondant à la limite de retrait dépend du type de matériau et du chemin suivi.

Pour les quatre matériaux étudiés, les chemins de drainage sont représentés sur la **Fig VI.50 a**. Dans le cas du limon de Sterrebeek, les mesures ont été effectuées sur des échantillons consolidés sous une contrainte de 200 kPa. Les autres résultats ont été obtenus sur des matériaux compactés, sur des chemins d'humidification pour le mélange M1 et sur un chemin de drainage et d'humidification pour le matériau de la Verne. Le **Tableau VI.3** montre une comparaison des valeurs de pression négative correspondant à la limite de retrait avec les valeurs de pression interstitielle négative correspondant à une perméabilité à l'eau nulle sur le premier chemin de drainage. Malgré les différences des conditions expérimentales entre les essais de drainage et de perméabilité, on peut noter un bon accord entre ces deux valeurs et une logique entre la continuité de la phase liquide et la perméabilité à l'eau (**Fig VI.50 b**).

Tableau VI.3- Comparaison des valeurs de $(u_a - u_w)$ correspondant à la limite de retrait et à la perméabilité à l'eau nulle.

Matériau	$(u_a - u_w)_{SL}$ (kPa)	$(u_a - u_w)_{K_w=0}$ (kPa)
Limon de Sterrebeek	150	100
Mélange M1	50	70
matériau La Verne	70	40
Sable Hostun RF	~10	20

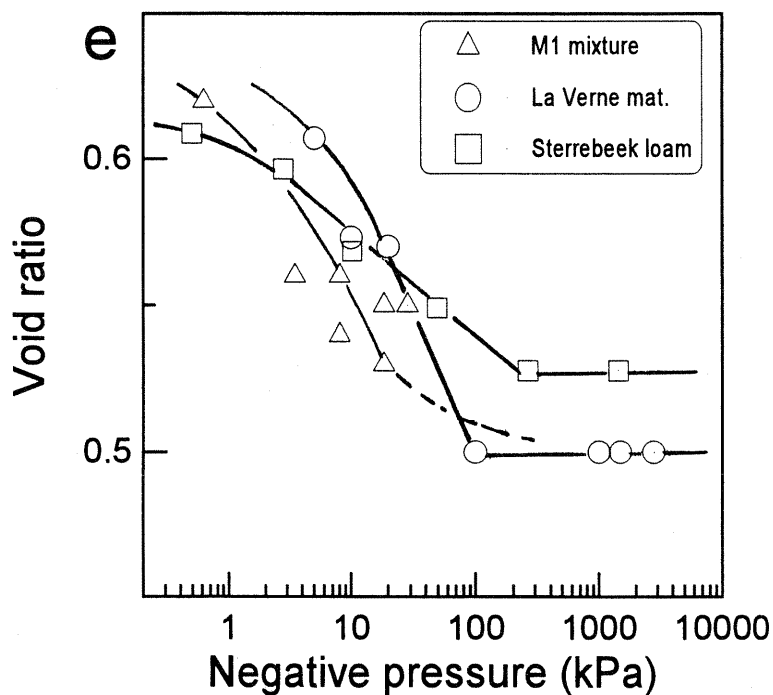


Fig VI.50 a- Chemins de drainage des 3 matériaux étudiés

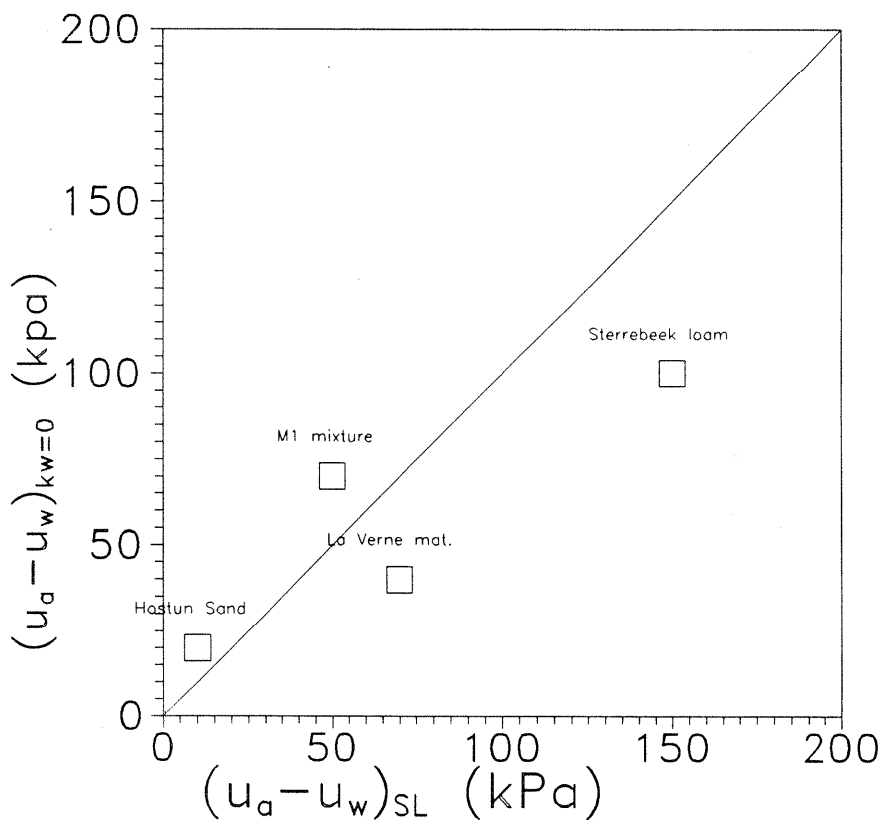


Fig VI.50 b - Comparaison des valeurs de pressions négatives de limite de retrait et de perméabilité à l'eau nulle.

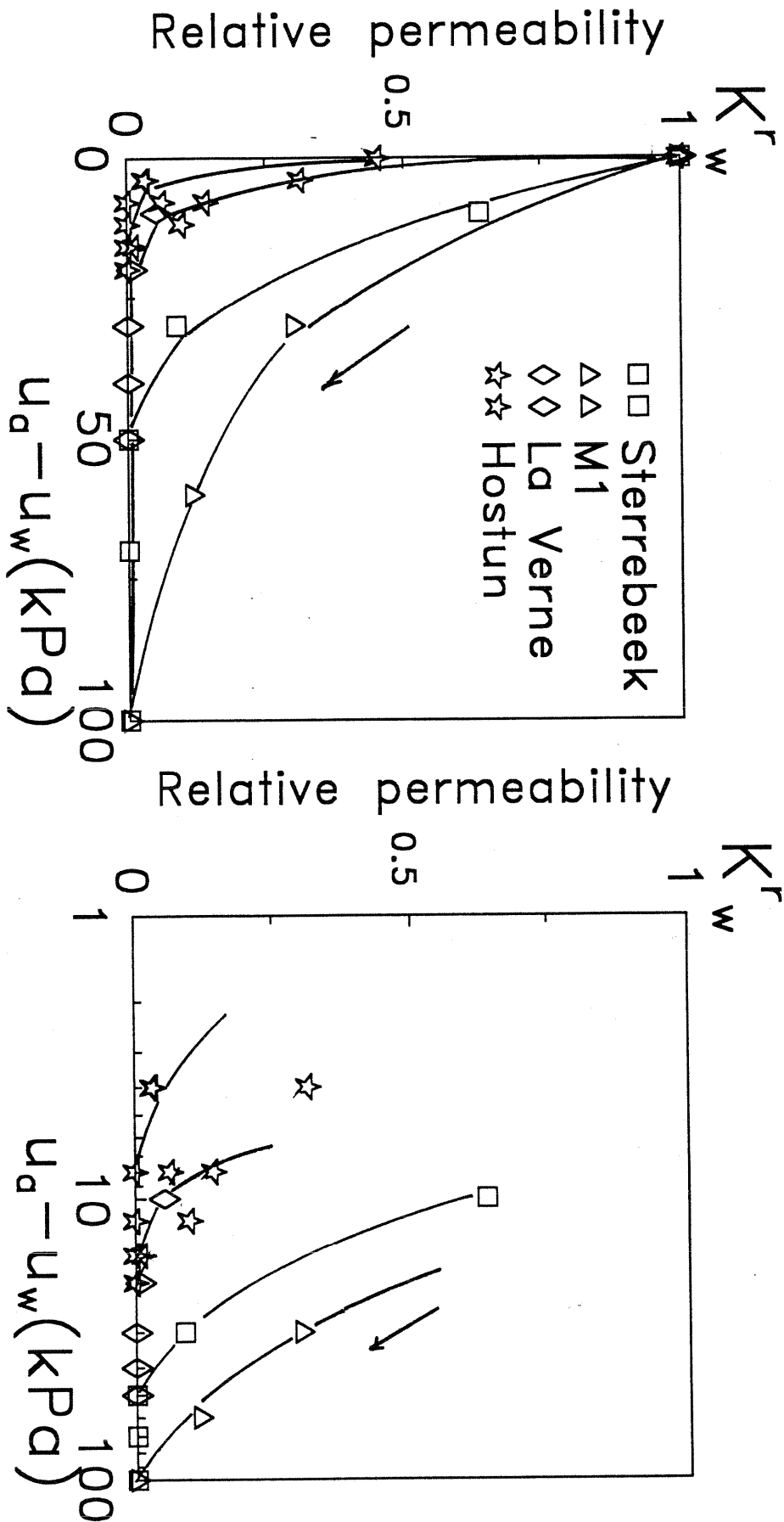


Fig VI.51 - Perméabilités relatives des quatre matériaux étudiés sur le chemin de drainage.

La Fig VI.51 montre les courbes de perméabilité à l'eau en fonction de la pression négative pour les quatre matériaux étudiés. Il apparaît que la forme de ces courbes est liée à la granulométrie du sol: sur le chemin de drainage, les courbes de perméabilité relative sont classées suivant le D_{10} du sol, avec une allure fortement décroissante en ce qui concerne le sable ($D_{10}=170\mu\text{m}$) et des décroissances plus douces pour les sols fins ($D_{10}=1$ et $4\mu\text{m}$).

VI.2.6- Prédiction des perméabilités relatives des matériaux étudiés à l'aide du modèle de Van Genuchten

- Courbes expérimentales de rétention

Les résultats expérimentaux du comportement des matériaux étudiés sur des chemins de drainage et d'humidification ont été déduits des travaux de différents chercheurs. Ces derniers ont utilisé les techniques classiques de laboratoire qui consistent à imposer une pression négative, par l'une des méthodes citées au chapitre I (osmose, suppression d'air, plaques tensiométriques et pression de vapeur). Concernant les essais dont on dispose, l'état initial des échantillons ne correspond pas toujours à celui des essais de perméabilité. Le Tableau VI.4 regroupe les caractéristiques initiales des matériaux étudiés pour les courbes de rétention.

Tableau VI.4-

<i>Matériau</i>	<i>chemin</i>	<i>état initial</i>	<i>source</i>
mélange M1	humidification	compacté OPM	Saoud-Kheirbek
Limon de Sterrebeek	drainage	pâte $w=1.5w_L$	Zerhouni
	drainage	consolidé à 200 kPa	
matériau de la Verne	drainage	Etat de mise en place	Saoud-Kheirbek
	humidification		
Sable Hostun RF	drainage	déversé d'une hauteur de 50 cm ($e=0.77$)	Indarto
	humidification		

Les courbes expérimentales ont été retracées dans le plan (h, θ) (Fig VI.52)

Par ailleurs, nous avons utilisé la méthode citée au § V.3.5 pour déterminer les paramètres $(\theta_r, \theta_s, \alpha, n)$. A cet effet, nous nous sommes basé d'une part sur les courbes de rétention ci-dessus, dont les conditions d'essais sont différentes de celles des essais de perméabilité (déformation libre des échantillons), et d'autre part, sur les courbes de drainage-humidification mesurées lors des essais de perméabilité, en mesurant les échanges d'eau entrant et sortant des échantillons lors des phases de stabilisation des paramètres d'état à pression interstitielle imposée. Les résultats sont regroupés dans le Tableau VI.5.

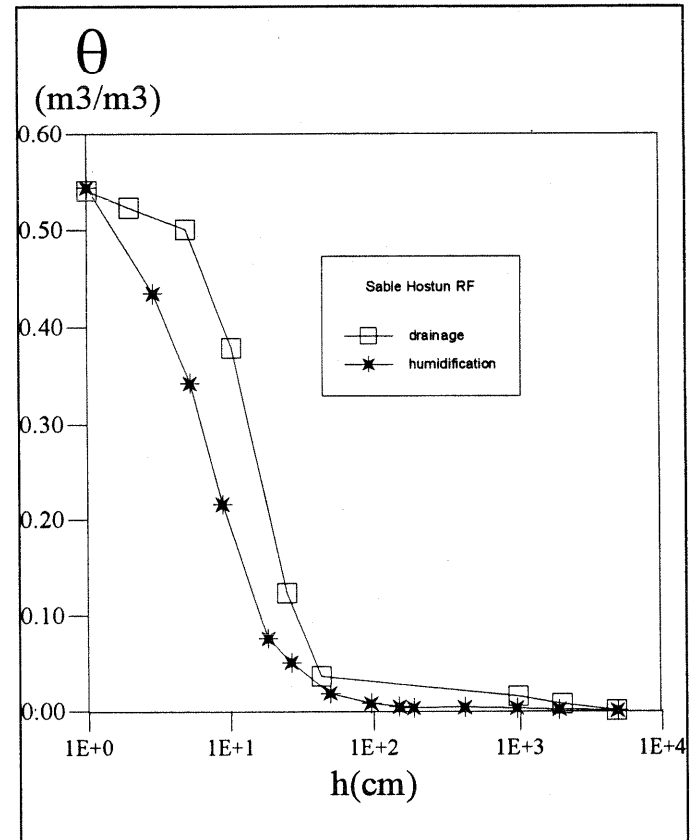
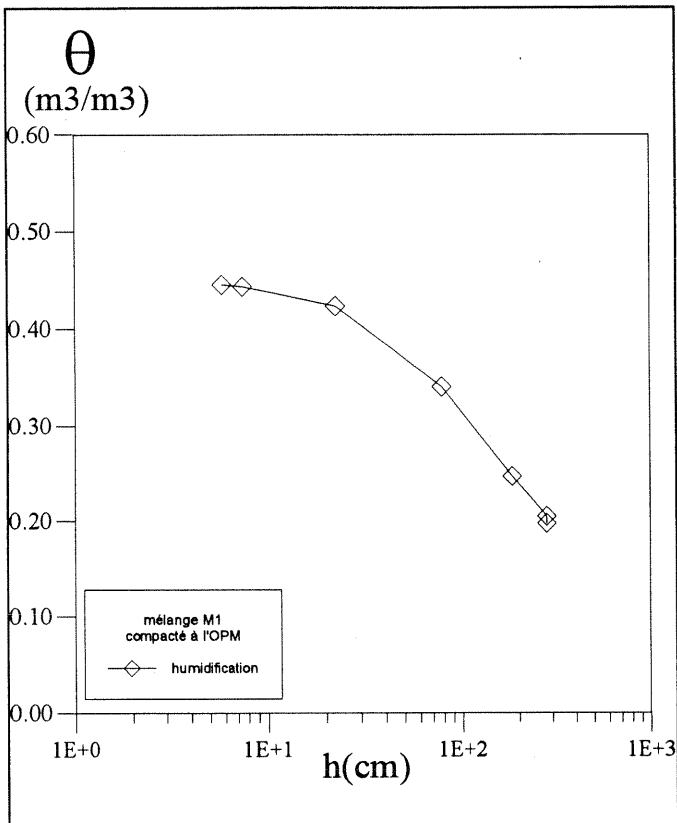
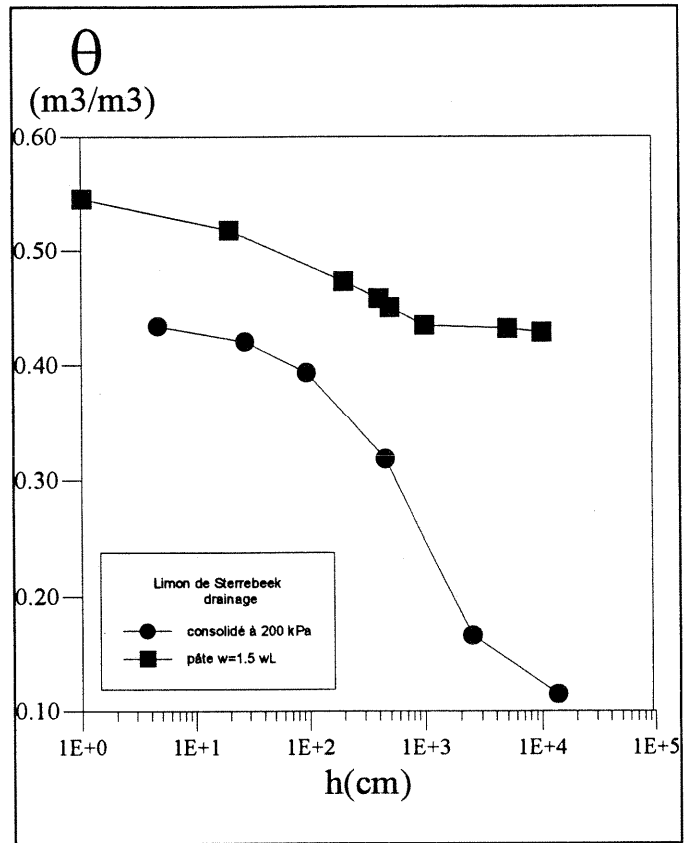
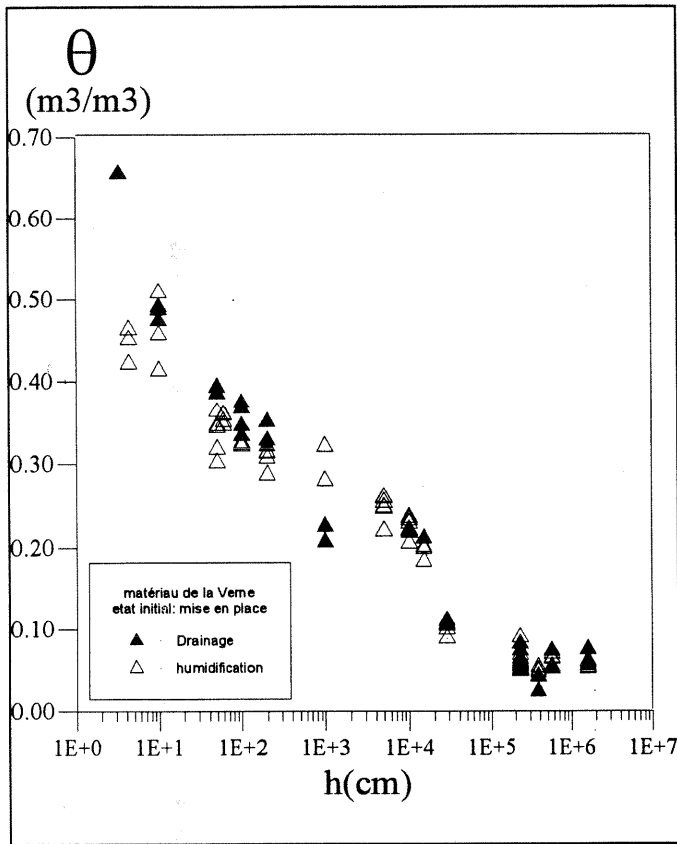


Fig VI.52- Courbes de drainage-humidification des 4 matériaux étudiés dans le plan (h, θ)

Matériau	mélange M1	Limon de Sterrebeek	matériau de la Verne	sable Hostun RF
e (initial)				
-courbes drain.-humid.	1.72	0.62	0.56	0.77
-essais de perméabilité	0.63	0.43	0.56	0.47
θ_r				
-courbes drain.-humid.	0.22	0.1	0.02	~0
-essais de perméabilité	~0	~0	0.15	???
θ_s				
-courbes drain.-humid.	0.55	0.43	0.60	0.55
-essais de perméabilité	0.37	0.3	0.38	????
h_p (drainage)-cm-				
-courbes de drainage	-	1000	300	8
-essais de perméabilité	200	200	80	???
h_p (humidif.)-cm-				
-courbes Humid.	100	-	???	15
-essais de perméabilité	300	400	200	???
$\left. \frac{d\theta}{d(\log h)} \right _P$ (drainage)				
-courbes drainage	-	0.23	0.1	0.63
-essais de perméabilité	0.37	0.33	0.1	???
$\left. \frac{d\theta}{d(\log h)} \right _P$ humid.				
-courbes humid.	0.22	-	-	0.96
-essais de perméabilité	0.37	0.36	0.6	????
n (drainage)				
-courbes de drainage	-	1.76	1.15	2.44
-essais de perméabilité	2.21	2.37	1.42	???
n (humid.)				
-courbes Humid.	1.72	-	-	3.43
-essais de perméabilité	2.21	2.17	4.90	???
α (drainage)				
-courbes de drainage	-	0.001	0.003	0.042
-essais de perméabilité	0.003	0.003	0.009	???
α (humid.)				
-courbes Humid.	0.007	-	-	0.043
-essais de perméabilité	0.002	0.002	0.003	-
K_{sat} (m ²) (drainage)	$3.4 \cdot 10^{-15}$???	$2.1 \cdot 10^{-14}$???

Tableau V15- paramètres du modèle de Van Genuchten déduits des courbes de drainage-humidification

Les comparaisons des résultats expérimentaux avec les prédictions du modèle de Van Genuchten dans les plans $(u_a - u_w, K_w)$ et (S_r, K_w) sont représentées sur les **Fig VI.53 à VI.56**.

- **Mélange M1**: La **Fig VI.53 a et b**, montre des comparaisons sur le chemin d'humidification de l'échantillon compacté à l'OPM. la courbe calculée de la figure (a) est basée sur la courbe d'humidification en déformation libre, alors que sur la figure (b), celle ci est basée sur la courbe d'humidification mesurée dans le perméamètre (à volume constant). On note dans les deux cas le bon accord entre les prédictions et les mesures. Sur le chemin de drainage (**Fig VI.53 c**), ne disposant pas de la courbe de drainage en déformation libre, nous nous sommes basés sur celle déduite du perméamètre. Les calculs dans ce cas ont été faits pour deux valeurs de n .

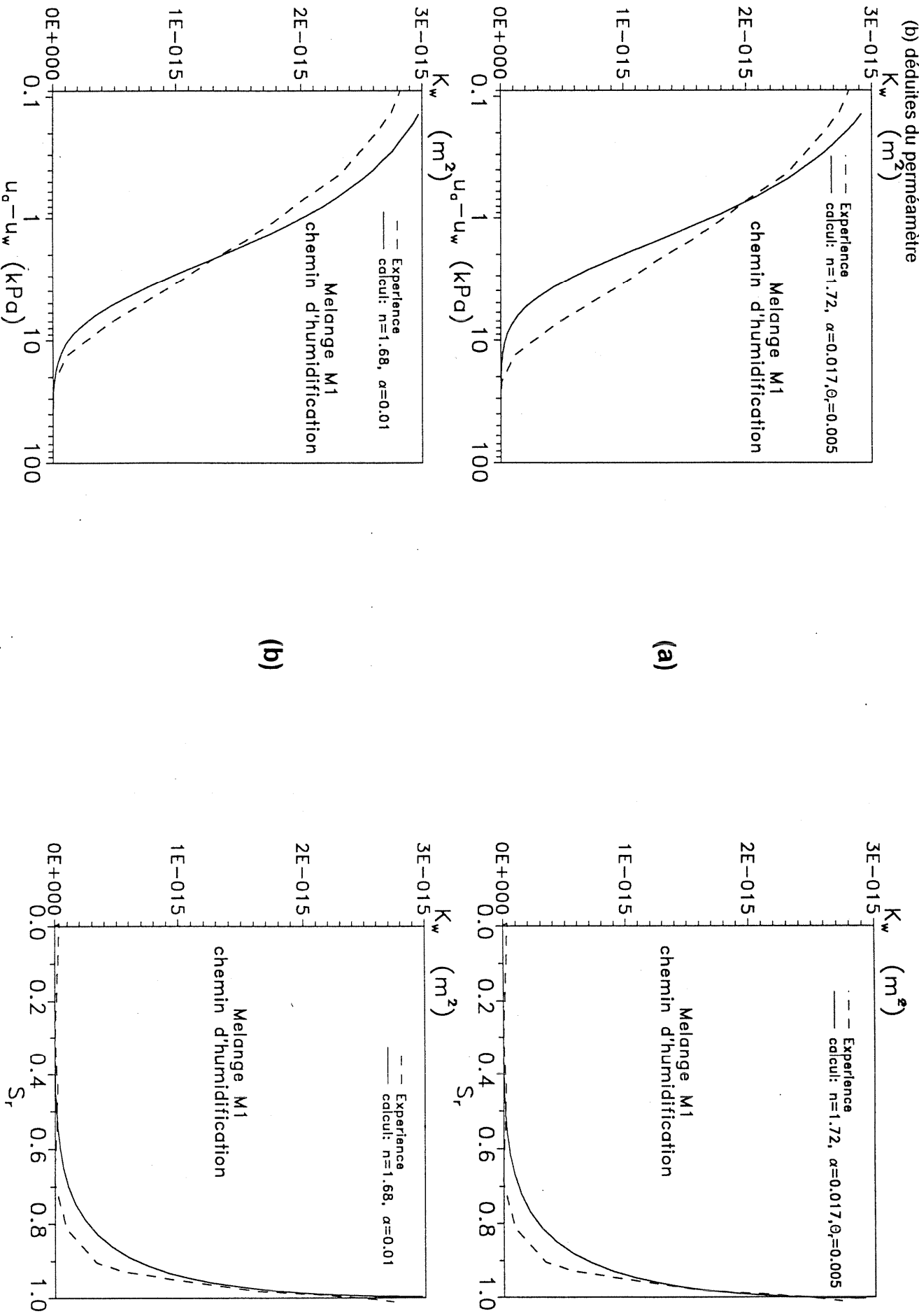
- **Limon de Sterrebeek**: On dispose de la courbe de drainage en déformation libre du matériau consolidé à 200 kPa sur le chemin de drainage. La **Fig VI.54** montre une comparaison des mesures avec les calculs en considérant deux valeurs du paramètre n (1.7 et 1.8). On montre sur la figure (b) les calculs effectués à partir de la courbe de drainage déduite du perméamètre.

- **Matériau de la Verne**: Le manque de points expérimentaux dans le domaine 0.1 à 10 kPa de pression interstitielle négative ne permet pas une comparaison sérieuse avec les courbes calculées. A titre indicatif, la **Fig VI.55** montre un cas de calcul avec $n=2.5$ et $\theta_r = 0.01$.

- **Sable d'Hostun RF**: Malgré la chute brusque du coefficient de perméabilité à l'eau lorsque la pression interstitielle négative de l'eau passe de 0 à 5 kPa, le calcul, basée sur la courbe de drainage en déformation libre établie par Indarto, rend bien compte de ce phénomène (**Fig VI.56**).

On note, pour les 4 matériaux, un bon accord entre les courbes expérimentales et les courbes calculées en utilisant le modèle de Van Genuchten, basé sur la théorie de Mualem qui, malgré sa simplicité, permet de reproduire les résultats expérimentaux dans les différents plans et sur des chemins de drainage et d'humidification.

Fig VI.53- Comparaison des résultats d'expérience avec le Modèle de Van Genuchten. Calcul à partir des courbes d'humidification (a) en déformation libre



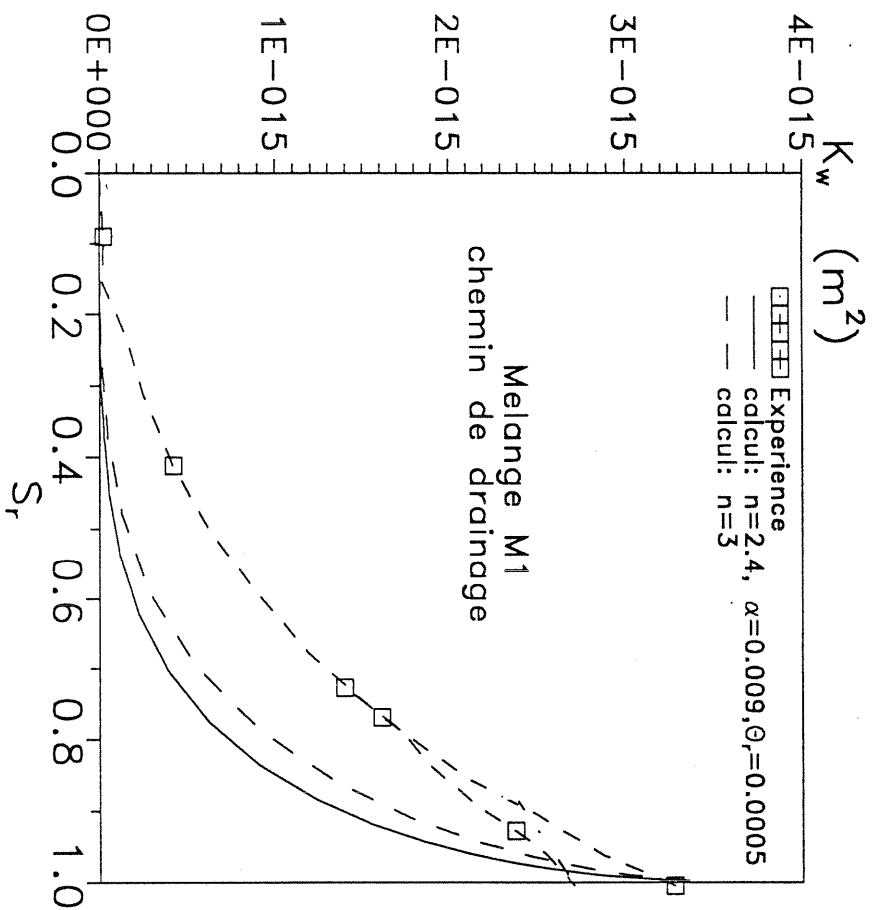
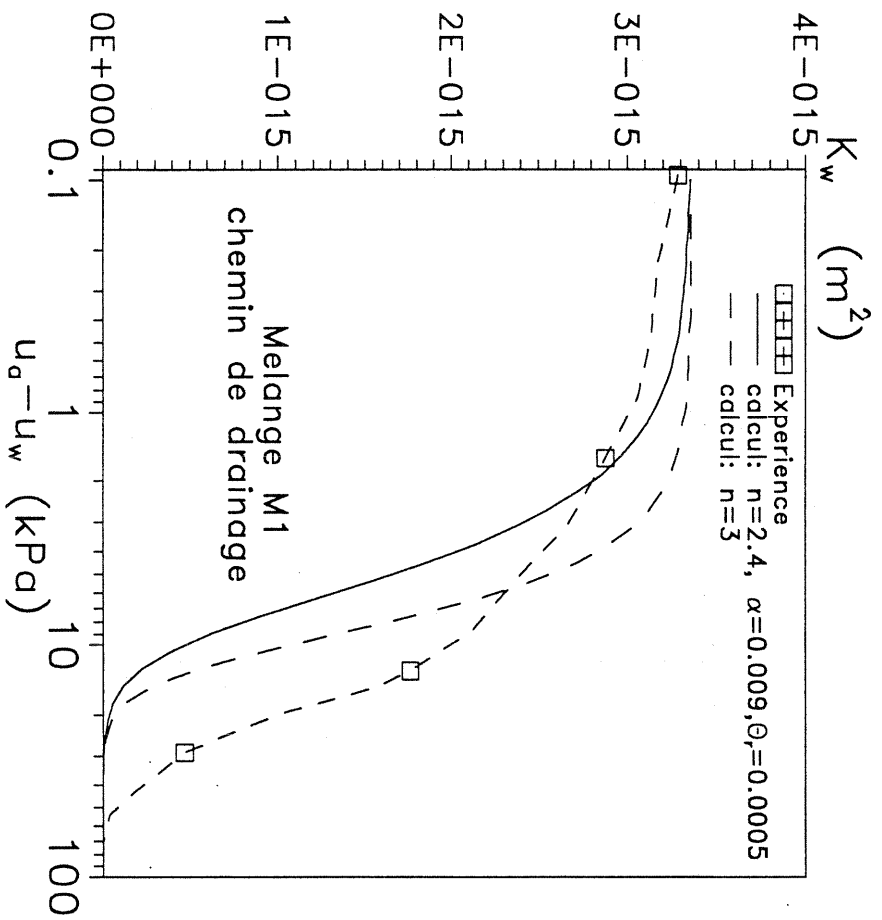
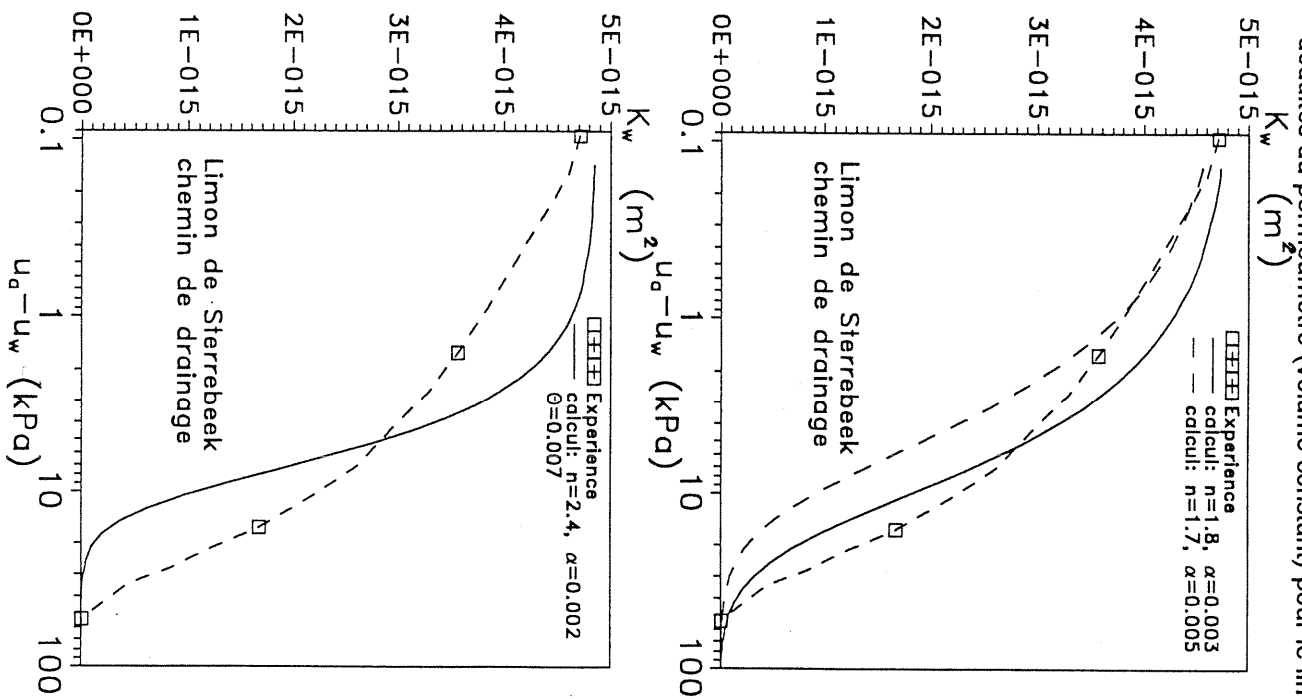
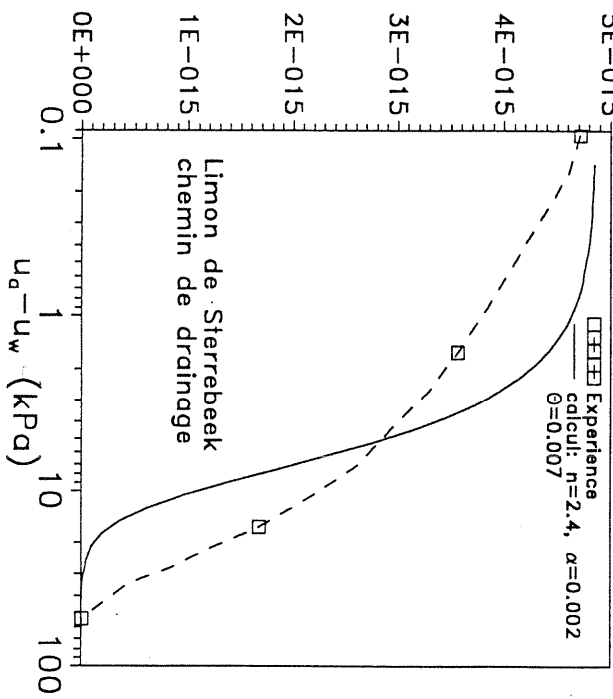


Fig VI.53 c- Comparaison des résultats d'expérience avec le Modèle de Van Genuchten. Calcul à partir des courbes de drainage déduites des mesures dans le perméamètre pour le mélange M1.

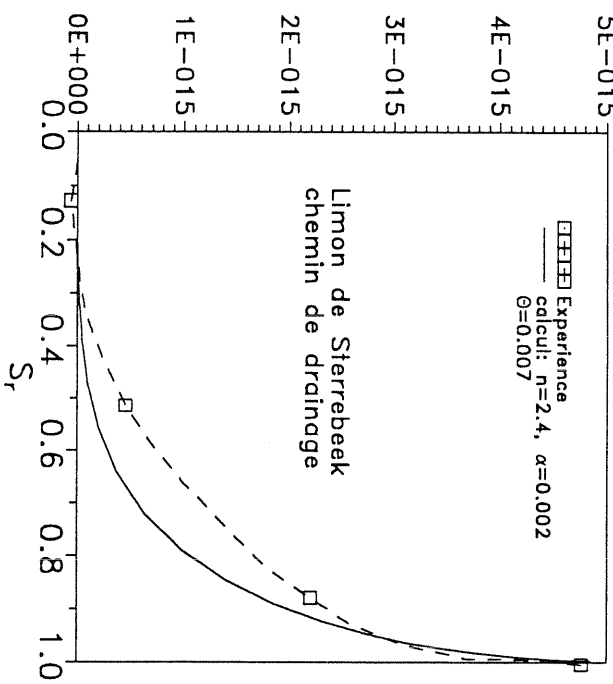
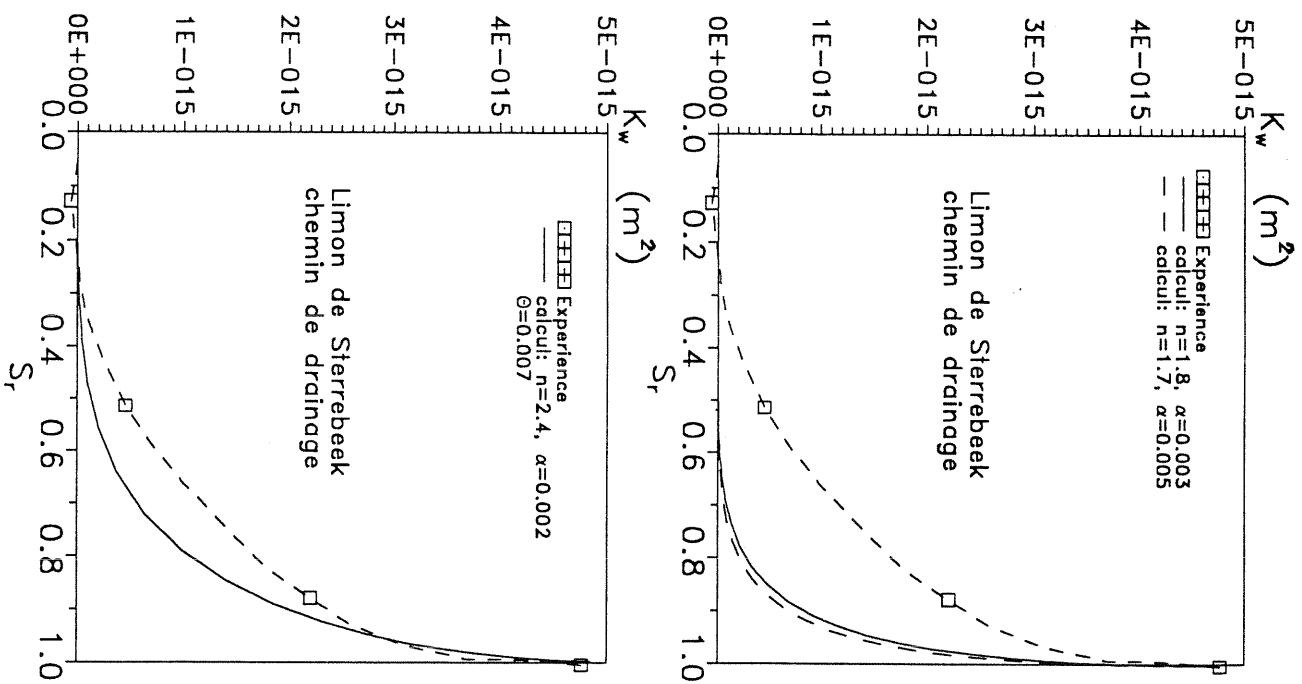
Fig VI.54- Comparaison des résultats d'expérience avec le Modèle de Van Genuchten. Calcul à partir des courbes de drainage (a) en déformation libre (b) déduites du perméamètre (volume constant) pour le limon de Sterrebeek



(a)



(b)



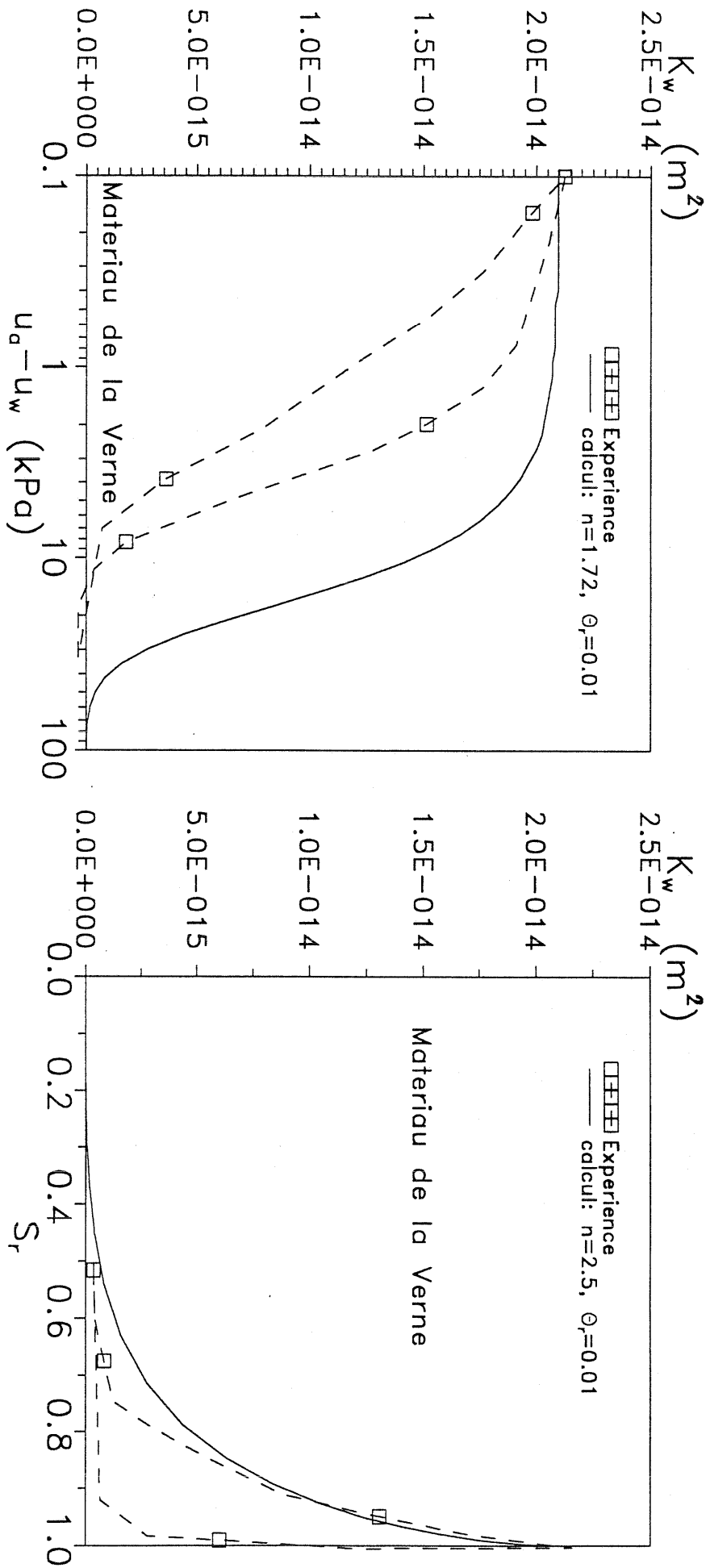


Fig VI.55 - Comparaison des résultats d'expérience avec le Modèle de Van Genuchten. Calcul à partir des courbes de drainage en déformations libres pour le matériau de la Verne.

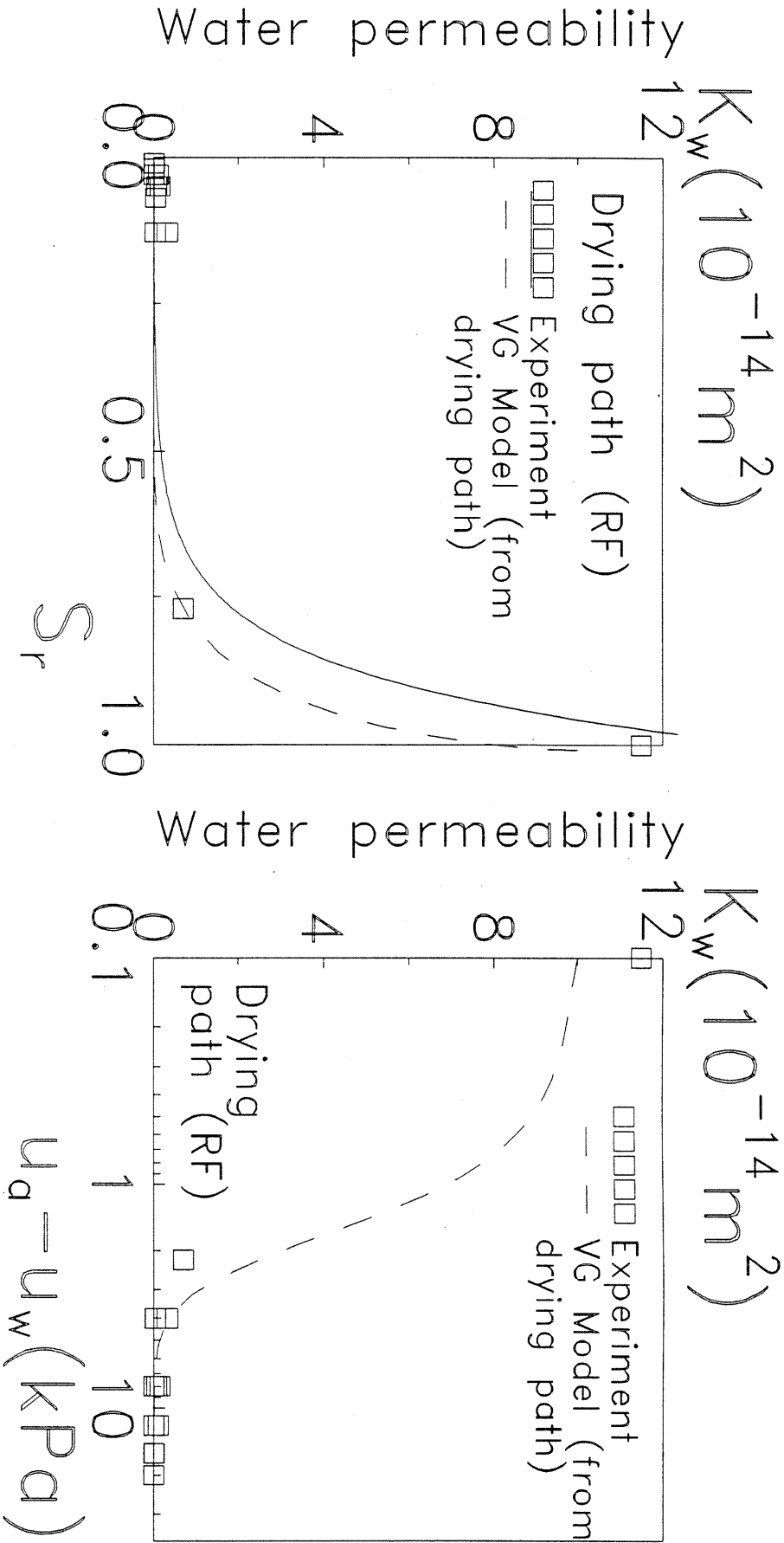


Fig. VI.56 - Comparaison des résultats d'expérience avec le modèle de Van Genuchten pour le sable d'Hostun RF. Calcul à partir des courbes de drainage en déformation libre.

VI.3- Conclusion.

Le perméamètre développé à l'Ecole Centrale est tout indiqué pour les mesures de perméabilité dans des sols argileux peu déformables; il permet, en particulier, de déterminer la perméabilité du sol au gaz. Ce sujet, aujourd'hui d'actualité, et qui reçoit peu d'attention en géotechnique, joue néanmoins un rôle majeur dans plusieurs problèmes liés à l'environnement, en particulier celui du stockage de déchets radioactifs.

Le rôle du D_{10} du sol est très important, que ce soit dans les perméabilités monophasiques ou relatives. Les résultats obtenus mettent en évidence que les mesures de perméabilités et les mesures de drainage-humidification sont étroitement liées les unes aux autres. Cette correspondance permet de déduire des logiques entre la limite de retrait d'un sol et sa perméabilité à l'eau nulle. Cette observation confirme l'intérêt de représenter les variations de perméabilité comme une fonction d'une part, de la pression interstitielle négative ou succion, et d'autre part, du degré de saturation.

Annexe: Résultats de mesures des perméabilités à l'air et à l'eau

Tableau VI.6: Mélange M1

$u_a - u_w$ (kpa)	Sr (%)	w (%)	$K_a(10^{-16})$ (m^2)	$K_a(10^{-16})$ (m/s)	$K_w(10^{-16})$ (m^2)	$K_w(10^{-9})$ (m/s)
0.1	100	23.86	0	0	13.5	13.49
0.1	100	23.86	0	0	28.3	28.28
0.1	100	23.86	0	0	24.4	24.40
0.1	100	23.86	0	0	25.8	25.84
0.1	100	23.86	0	0	20.2	20.18
10	85.28	20.35	0	0	7.59	7.59
20	84	20.05	0	0	7.84	7.84
30	69.31	16.54	0	0	15.9	15.85
40	40.94	9.77	0	0	6.91	6.91
60	22.19	5.3	0	0	1.48	1.48
80	12.06	2.88	335	2.18	0.863	0.86
100	0	0	494	3.74	0.245	0.25
120	0	0	540	4.8	0	0
100	0	0	494	3.74	0.964	0.964
80	4.91	1	590	3.68	1.67	1.67
60	48.78	11.64	538	2.65	0	0
40	58.93	14.06	539	1.94	0	0
20	80.21	19.14	497	1.13	0	0
0.1	100	23.86	0	0	28.1	28.06
0.1	100	23.86	0	0	25.7	25.69
0.1	100	23.86	0	0	33.1	33.1
0.1	100	23.86	0	0	18.5	18.5
0.1	100	23.86	0	0	15.4	15.43
0.1	100	23.86	0	0	12.4	12.44
0.1	100	23.86	0	0	12.6	12.59
0.1	100	23.86	0	0	11.3	11.33
10	89.83	21.44	0	0	3.37	3.37
20	77.17	18.42	0	0	5.4	5.39
30	63.74	15.21	74.7	0.219	10.1	10.12
40	48.3	11.52	269	0.97	0	0
60	39.4	9.41	379	1.87	4	3.999E-9
80	15.1	3.6	359	2.34	0	0
100	0	0	700	5.3	0.19	0.19

Tableau VI.7: Matériau de la Verne

$u_a - u_w$ (kpa)	Sr (%)	w (%)	$K_a(10^{-14})$ (m^2)	$K_a(10^{-17})$ (m/s)	$K_w(10^{-14})$ (m^2)	$K_w(10^{-17})$ (m/s)
24.6	88.5	20.25	1.82	4.71	0.00526	0.00526
10	97.5	20.61	1.29	2.08	0.0123	0.0123
0.1	100	20.97	0	0	0.333	0.333
0.1	100	20.97	0	0	0.922	0.922
0.1	100	20.97	0	0	1.9	1.9
0.1	100	20.97	0	0	0.59	0.59
0.1	100	20.97	0	0	0.374	0.374
0.1	100	20.97	0	0	2.12	2.12
0.1	100	20.97	0	0	1.26	1.26
0.1	100	20.97	0	0	1.03	1.03
10	73.77	15.47	0	0	0.115	0.115
20	61.79	12.96	0	0	0.0189	0.0189
30	58.37	12.24	0	0	0.0049	0.0049
40	56.9	11.9	0.577	2.08	0.00273	0.00273
50	50.47	10.58	0.59	2.51	0.00157	0.00157

Tableau VI.8: Limon de Sterrebeek

$u_a - u_w$ (kpa)	Sr (%)	w (%)	$K_w(10^{-15})$ (m^2)	$K_w(10^{-9})$ (m/s)
0	100.00	15.92	0.61	6.12
0	100.00	15.92	0.50	5.00
0	100.00	15.92	3.64	36.37
0	100.00	15.92	4.71	47.12
0	100.00	15.92	3.09	30.92
0	100.00	15.92	2.57	25.70
0	100.00	15.92	2.91	29.13
0	100.00	15.92	3.24	32.42
0	100.00	15.92	2.93	29.28
10	97.13	15.47	3.02	30.15
30	54.33	8.65	0.42	4.22
50	33.59	5.35	0.00	0.00
70	25.30	4.03	0.00	0.00
100	16.75	2.67	0.00	0.00
150	8.33	1.33	0.00	0.00
200	0.00	0.00	0.00	0.00
150	28.07	4.47	0.00	0.00
100	48.11	7.66	0.00	0.00
70	77.49	12.34	0.00	0.00
50	100.00	15.92	0.00	0.00
10	100.00	15.92	0.11	1.15
0	100.00	15.92	0.52	5.19
0	100.00	15.92	1.50	14.97

0	100.00	15.92	0.72	7.21
0	100.00	15.92	1.30	13.04
0	100.00	15.92	1.34	13.43
0	100.00	15.92	1.69	16.94
0	100.00	15.92	1.40	14.00
0	100.00	15.92	1.38	13.75
0	100.00	15.92	1.08	10.77
10	98.58	15.69	2.62	26.17
30	68.85	10.96	1.66	16.59
50	67.47	10.74	0.93	9.31
70	6.63	1.06	0.03	0.30
100	5.94	0.94	0.00	0.00
200	1.10	0.18	0.00	0.00

Tableau VI.9: Sable Hostun RF

$u_a - u_w$ (kpa)	Sr (%)	w (%)	$K_a(10^{-15})$ (m^2)	$K_w(10^{-15})$ (m^2)
0.10	100.00	20.00	0.00	115.00
2.20	77.40	16.32		
4.00	13.23	2.97	0.00	3.15
8.00	5.34	1.16	0.00	1.44
12.00	2.54	0.57	0.00	1.01
16.00	1.47	0.33	0.00	0.15
20.00	1.33	0.29	1380.00	0.00
16.00	1.92	0.43	93.80	0.00
12.00	3.38	0.71	58.50	0.00
8.00	3.20	0.73	18.70	0.00
4.00	6.80	1.40	5.10	0.36
0.10	100.00	22.00	0.00	1.09
0.10	100.00	22.00	0.00	4.54
0.10	100.00	22.00	0.00	1.07
4.00	13.23	2.97	0.00	0.33
8.00	5.34	1.16	0.00	0.65
12.00	2.54	0.57	0.00	0.01
16.00	1.47	0.33	0.00	0.00
20.00	1.33	0.29	0.00	0.00

CONCLUSION GENERALE

Nous avons cherché, dans la présentation des résultats de la thèse, à utiliser la même logique que pour les sols saturés, au moyen de la méthode de la mécanique des milieux continus appliquée au milieu discontinu formé de « grains »; c'est à dire, partir des propriétés du matériau discontinu polyphasique (grains solides, liquide, gaz) pour remonter au comportement du milieu continu par l'intermédiaire d'un calcul. Ceci permet un classement selon les lois de comportement des grains et intergrains, et les conditions aux limites du solide, du liquide et du gaz.

es conditions aux limites géométriques du solide conduisent au classement classique des agronomes entre les « grains » et les mottes formées d'un groupe de grains (« structure »), d'où deux types de granulométrie, d'indice des vides, de propriétés mécaniques...

La méthode est appliquée dans un cas très simplifié de billes, mais elle permet de classer les problèmes: - le premier cas avec continuité du liquide où la notion de contrainte effective de Terzaghi sera utilisable, qui assure la continuité avec les sols saturés. - le second où l'eau n'existe qu'aux points de contact des grains et crée des forces qui ne sont plus inclinées, mais orthogonales aux points de contact, d'où la limite de retrait. Le calcul donne la limite de désaturation et la forme des courbes $w(pF)$ en fonction du diamètre des billes en accord avec l'expérience, puis le rôle de d_{60}/d_{10} sur la progressivité de la désaturation.

Le calcul de ces forces entre billes qui agissent sur le frottement entre grains (δ_μ), d'où ϕ_{pp} , ϕ_{cu} ou M , permet de définir un terme de contrainte isotrope σ'_u qui permet l'extension d'une formule du type Terzaghi pour le frottement et la cohésion capillaire, mais qui ne peut pas être appliquée aux variations volumiques.

La méthode précédente et le calcul simplifié ne sont qu'un éclairage pour essais oedométriques, triaxiaux et de drainage-humidification, avec mesure de la pression interstitielle négative et les perméabilités correspondantes.

La fragilité du comportement dû à la rupture de ménisques d'eau s'ajoute aux phénomènes de localisation de grandes déformations pour rendre difficile l'obtention de la plasticité parfaite et de l'indice des vides « critique » correspondant. Une liaison de celui-ci avec des densités normalisées e_{max} , e_{min} , w_L et w_p permet de guider la recherche pratique de ces comportements. Cette méthode est basée sur les essais sur sable non saturé qui permettent des densités extrêmement faibles où l'on peut étendre le concept de comportement Normalement Consolidé des argiles (Cc , Γ); d'où la contrainte de Surconsolidation fictive du sable qui facilite l'analogie entre sable (billes...) et argiles.

Dans le domaine saturé et quasi-saturé:

1- Le comportement des sols sur chemins de drainage-humidification est caractérisé par:

- l'existence de chemins normalement consolidés et surconsolidés dans ce domaine saturé, où la pression négative joue le rôle habituel de la contrainte, et où il est possible d'utiliser les corrélations avec la limite de liquidité pour les matériaux argileux.

- des pressions négatives de désaturation et de resaturation qui séparent les domaines saturé et désaturé. Sur un chemin de drainage NC, nous avons vu que la pression de désaturation était assez bien corrélée à la limite de liquidité. Sur un chemin surconsolidé, la valeur de la pression de désaturation dépend de la contrainte effective de consolidation p'_c : si p'_c est nettement inférieure à la pression de désaturation du chemin NC, $-u_{wd}^{NC}$, le matériau conserve la même pression de désaturation; en revanche, si p'_c est supérieure à $-u_{wd}^{NC}$, le sol se désature pour une valeur plus élevée de pression négative.

Dans le cas des sols compactés, il est difficile de connaître exactement la contrainte effective de consolidation correspondante, mais on retrouve néanmoins les deux types de comportement, illustrés par les chemins de drainage sur l'argile de Vieupré.

Lorsque la pression négative atteint $-u_{wdSL}$, le comportement est caractérisé par un palier horizontal dans le plan $[\log(u_w); e]$. Cette phase correspond à une diminution quasi-linéaire du degré de saturation en fonction du pF.

Enfin les différentes techniques utilisées sont analogues et peuvent être complémentaires (Fleureau et al. 1993). Le paramètre important est la différence des pressions des deux phases $u = u_a - u_w$.

2- Le comportement des sols avec pression négative sur chemins oedométriques et triaxiaux a permis de mettre en évidence le fait que l'interprétation des résultats en contraintes effectives de Terzaghi $\sigma_v - u_w$ est justifiée. La logique du comportement reste étroitement liée à celle des sols saturés normalement consolidés et surconsolidés.

3- Pour les sols compactés à « droite de l'Optimum Proctor », ($S_r > 0.85$), l'air se trouve sous forme de bulles isolées. Les paramètres apparents (non drainés) de résistance maximale peuvent être reliés aux paramètres de pression interstitielle A et B.

Dans le domaine non saturé:

L'eau se trouve sous forme de ménisques entre les particules, c'est un domaine où le degré de saturation ne dépasse pas en général 0.5.

1- Le comportement sur chemin oedométrique à pression interstitielle négative met en évidence une augmentation de la limite élastique des sols non saturés par rapport aux sols saturés dans le plan $[\log(\sigma - u_w), e]$. Ces observations rejoignent celles de Leclercq & Verbrugge 1985, Vicol 1990....

2- Le comportement sur chemin triaxial et de cisaillement simple drainés (à pression interstitielle négative imposée) (Escario, Wheeler et al.) , permet de constater que :

- la cohésion apparente augmente avec la pression négative. Il s'agit en fait d'une cohésion d'origine capillaire (cf. chap IV, d'autant plus élevée que la pression négative est plus forte, ou encore que le degré de saturation est faible.

- Les critères de rupture sont approximativement parallèles bien que, selon les auteurs, on puisse constater une augmentation (Leclercq & Verbrugge, 1985; Escario, 1988) ou une diminution (Delage et al., 1987) de l'angle apparent lors d'essais drainés. En effet, L'angle de frottement effectif d'un matériau granulaire devrait théoriquement être indépendant de la pression puisqu'il traduit le frottement entre grains; pour une argile, le phénomène est plus complexe et prend en compte la plus ou moins grande facilité de déplacement des particules les unes par rapport aux autres.

3- Le comportement sur chemin triaxial non drainé (avec mesure de la pression interstitielle négative) permet de constater la non-linéarité du critère de rupture dans le plan $[(p - u_w); q]$. Ces résultats conduisent à rejeter l'hypothèse qu'avait initialement formulée Fredlund et al. (1978), de linéarité du critère de rupture dans le plan $[u_a - u_w ; q]$. Cette non linéarité du critère de rupture dans le plan $(p - u_w, q)$ peut s'expliquer à la fois par une mauvaise définition de la contrainte effective et par la rupture du sol avant son entrée en plasticité parfaite.

Ces constatations montrent que l'interprétation de ces résultats en contraintes effectives telles qu'elles ont été définies par Terzaghi $\sigma_v - u_w$ n'est pas suffisante, mais qu'une définition élargie est nécessaire.

- Le classement des sols non saturés en fonction de leur état d'humidité proposé au chapitre 1, permet de mettre en évidence le fait que leur comportement mécanique est étroitement lié à la capacité des fluides interstitiels à s'écouler. Lorsque le degré de saturation est supérieur à 0.85, l'air se trouve sous forme de petites bulles coincées dans les interstices et ne peut pas s'échapper. Il crée par conséquent des déformations réversibles (matelassage), d'où l'impossibilité pour les sols compactés à droite de l'optimum Proctor d'atteindre la ligne de saturation dans le plan (w, γ_d) . Cette compression de l'air et sa dissolution dans l'eau diminue la compressibilité du fluide. La contrainte effective cesse de croître. Par ailleurs, dans la résolution d'un problème "aux limites", il est indispensable de disposer des courbes de perméabilités relatives en fonction de la pression interstitielle négative. A cet effet, le perméamètre développé à l'Ecole Centrale est tout indiqué pour les mesures de perméabilité dans des sols non saturés, en particulier, de déterminer la perméabilité du sol au gaz.

Le rôle du D_{10} du sol est très important, que ce soit dans les perméabilités monophasiques ou relatives. Les résultats obtenus mettent en évidence que les mesures de perméabilités et les mesures de drainage-humidification sont étroitement liées les unes aux autres. Cette correspondance

permet de déduire des logiques entre la limite de retrait d'un sol et sa perméabilité à l'eau nulle. Cette observation confirme l'intérêt de représenter les variations de perméabilité comme une fonction d'une part, de la pression interstitielle négative ou succion, et d'autre part, du degré de saturation.

- La modélisation des sols non saturés, basée sur le concept des contraintes effectives, est abordée à partir d'un milieu discontinu, et permet d'aboutir à une définition élargie:

$$p' = (p - u_a) + p'_u$$

dans laquelle p'_u est une fonction de la pression négative de l'eau, de la granulométrie et de la densité du sol.

Le modèle permet de décrire quantitativement de façon satisfaisante les chemins de dessiccation-humidification des matériaux indéformables (billes, sable); d'une manière générale, on peut retrouver qualitativement la forme des courbes de dessiccation des sols argileux, dans le plan $(-u_w, e)$, en admettant que le matériau suit un chemin normalement consolidé, si l'on trace la variation de l'indice des vides en fonction de la contrainte effective p'_u : le palier de la courbe de dessiccation correspond alors approximativement à l'asymptote horizontale de la fonction $p'_u(-u_w)$ lorsque $-u_w$ devient très grande, même si une analyse plus fine montre que d'autres phénomènes viennent compliquer cette description.

Cependant, cette notion de contrainte effective, même élargie, ne permettait pas de rendre compte de certaines observations expérimentales comme: (1) l'augmentation de la limite élastique des sols non saturés par rapport aux sols saturés, (2)- l'effondrement qui se produit si l'on soumet un sol placé initialement dans des conditions sous-consolidés (c'est à dire un état moins dense que le matériau saturé NC pour la même contrainte effective) à une humidification.

En effet, lorsque les sols sont saturés, les variations de pression uniforme sur le contour créent des forces obliques entre les grains, d'où la compressibilité isotrope plastique C_c . Réciproquement, dans le cas où l'eau se trouve sous forme de ménisques entre les grains, les forces de contact d'origine capillaire sont orthogonales aux plans de contact entre les grains. Ces forces doivent s'ajouter aux forces F transmises par le solide. Si l'inclinaison de la résultante est inférieure à ϕ_u , la déformation plastique n'est pas possible. L'ensemble des forces orthogonales f_u ne peut pas en général être remplacée par une pression uniforme (état de contrainte isotrope). En général, cette simplification sera faite pour les déformations déviatoires et pas isotropes. On peut donc remplacer la relation de Terzaghi ($p' = p - u_w$) par ($p' = p + p'_u$) en saturé et en non saturé pour les déformations déviatoires et pas isotropes en première approximation. On peut ainsi regrouper d'une manière cohérente les chemins normalement consolidés à l'eau ou à l'air en $q'(\epsilon)$ et $q'(p')$, mais pas en $e(\epsilon)$ ou $e(p')$. On peut aussi écrire que ces forces inter-granulaires f_u jouent le rôle d'une "colle" entre les grains qui crée un écrouissage hydrique (augmentation du domaine plastique), mais ceci montre moins la logique continue du rôle de la pression interstitielle.

C'est pourquoi, ce modèle de base a été associé à la loi élastoplastique de Hujeux, en intégrant un écrouissage du sol avec la pression interstitielle négative, sous la forme d'une fonction de la contrainte capillaire p'_u . Cette approche permet de décrire correctement les aspects tels l'effondrement ou l'augmentation du domaine élastique avec la pression. Ces développements font l'objet de la thèse d'Abou Bekr (1995) qui se poursuit actuellement.

Nous espérons que cette thèse puisse permettre de mieux comprendre les analogies et les différences entre les sols saturés et non saturés.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- ABOU BEKR, N. (1995) "Modélisation du comportement hydraulique et mécanique des sols partiellement saturés". Thèse en cours de préparation à l'Ecole Centrale de Paris.
- ADAMS, M.J. & PERCHARD, V.(1985) " The cohesive forces between particles with interstitial liquid" I. Chem.E. Symposium series, 91, pp 147-160
- ADAMS, M.J. & EDMONDSON, B. (1987) " Forces between particles in continuous and discrete liquid media" in Tribology in Particulate Technology, edited by B.J. Briscoe & M.J. Adams, Adam Hilger
- ALONSO, E.E., GENS, A. & JOSA, A. (1990) "A constitutive model for partially saturated soils". Geotechnique, Vol 40 (3), pp. 405-430
- ALONSO, E.E., GENS, A. & HIGHT, D.W. (1987) "Special problem soils". General Report, 9th E.C.S.M.F.E., Dublin (E.T. HANRAHAN, T.L.L. ORR and T.F. WIDDIS eds.), pp. 5.1-5.60.
- AMERMAN, C.R. (1976) " Waterflow in soils: a generalised steady-state, two-dimensional porous media flow model." U.S. Dept. of Agr., ARS-NC-30. 62 pp.
- ANDERSON, W.G. (1987) "The effects of wettability on waterflooding", SPE 16471, J. Pet. Technol., 39 (12), pp. 1605-1622.
- ANDREI, S. (1977) "Propriétés hydrauliques et mécaniques des sols non saturés", Revue Franç. de Géotechnique, n° 2.
- ANGULO, R., GAUDET, J.P., THONY, J.L. & VAUCLIN, M. (1993) "Détermination expérimentale des caractéristiques hydrodynamiques d'un sol non saturé pour la modélisation des écoulements". Rev. Franç. Géotechnique, 62: pp 49-57.
- ANGULO, R. (1989) « Caractérisation hydrodynamique des sols déformables partiellement saturés. Etude expérimentale à l'aide de la spectrométrie gamma double-sources », Thèse de Doctorat de l'INP Grenoble, 210 p.
- BARDEN, L., MADEDOR, A.O. & SIDES, G.R. (1969) "Volume change characteristics of unsaturated clays", J. of the Soil Mech. and Found. Div., ASCE, SM1, January, pp. 33-51.
- BATYCKY, J.P., MCCAFFERY, F.G., HODGINS, P.K., FISHER, D.B. (1981) "Interpreting relative permeability and wettability from unsteady-state displacement measurements", SPE J., 21 (3), pp. 296-308.
- BEAR, J (1972) "Dynamics of fluids in porous media" Elsevier
- BEAR, J. & PINDER, G.F. (1983) " Porous medium deformation in multiphase flow" J. Geotechnical Eng. Vol 109, N° 5,
- BELLIER, J. (1968) "Contribution à la définition et à l'érouissage d'un matériau cohérent", Thèse de Doctorat de 3ème Cycle, Université de Grenoble.
- BIAREZ, J. (1962) "Contribution à l'étude des propriétés mécaniques des sols et des milieux pulvérulents", Thèse de Doctorat d'Etat, Université de Grenoble.

Bibliographie

- BIAREZ, J. & FAVRE, J.L. (1975) "Parameters filling and statistical analysis of data in soil mechanics", Proceedings of the 2nd Int. Conf. on Application of Statistics and Probabilities in Soil Mechanics, Aachen, Vol. 2, pp. 249-264.
- BIAREZ, J. & HICHER, P.Y. (1987) "Simplified hypotheses on mechanical properties equally applicable to sands and clays", Proc. Int. Symposium on constitutive equations for granular non-cohesive soils, Cleveland, Balkema, Rotterdam.
- BIAREZ, J., FLEUREAU, J.M., ZERHOUNI, M.I., SOEPANDJI, B.S.,(1988). "Variations de volume des sols argileux lors de cycles de drainage-humidification", Revue Française de Géotechnique, 41, pp. 63-71.
- BIAREZ, J. & HICHER, P.Y. (1989) "An introduction to the study of the relation between the mechanics of discontinuous granular media and the rheological behaviours of continuous equivalent media - Application to compaction", Compte-rendus de la Première Conférence Internationale sur la micromécanique des milieux granulaires, Clermont-Ferrand (Biarez & Gourvès eds.), Balkema, Rotterdam, pp. 1-13.
- BIAREZ, J., FLEUREAU, J.M. et ZERHOUNI, M.I., 1989. Compressibilité des sols argileux de 10^7 à 10^8 Pa, communication à la 12th International Conference on Soil Mechanics and Foundation Engineering, Rio de Janeiro, Août 89.
- BIAREZ, J, FLEUREAU, J.M., INDARTO, TAIBI, S. & ZERHOUNI, M.I, (1989)" Influence of water negative pore pressure on the flow of granular materials in silos" Proc. of the first international Conference on Micromechanics of Granular Media, Clermont-Ferrand, 4-8 Septembre 1989. Biarez & Gourvès (eds), A.A. Balkema, Rotterdam pp.385-392.
- BIAREZ, J. & HICHER, P.Y. (1991) "Lois de comportement des sols remaniés", Cours de Rhéologie des sols, Ecole Centrale de Paris.
- BIAREZ, J, TAIBI, S.,(1991) "Classement des paramètres en mécanique des sols (remaniés- sans rupture des grains)". Séminaire COMETT (CEE) "Lois de comportement des sols et outils de calculs", 18-22 Nov 91, Ecole Centrale Paris, France.
- BIAREZ, J, TAIBI, S.,(1991) "Relation entre les propriétés du milieu "continu" (loi de comportement) et les propriétés du milieu discontinu (granulométrie)". Séminaire COMETT (CEE) "Lois de comportement des sols et outils de calculs", 18-22 Nov 91, Ecole Centrale Paris, France.
- BIAREZ, J., FLEUREAU, J.M., KHEIRBEK-SAOUD, S., 1991. Validité de $\sigma' = \sigma - u_w$ dans un sols compacté, communication à la 10th European Conference on Soil Mechanics and Foundation Engineering, Florence, Mai 91, Vol. 1, 15-18.
- BIAREZ, J, FLEUREAU, J.M., TAIBI, S.,(1993) "Constitutive model for unsaturated granular media". Proceedings of the second international Conference on Micromechanics of Granular Media, Birmingham, UK. C. Thornton (ed), A.A. Balkema, Rotterdam, pp 51-58.
- BIAREZ, J. & HICHER, P.Y. (1994) "Elementary Mechanics of Soil Behaviour -saturated remolded soils-", A.A. Balkema publishers, Rotterdam, Netherlands.
- BIAREZ, J, FLEUREAU, J.M., TAIBI, S.,(1994) "Microstructural constitutive model for unsaturated soils". Proceedings of the XIII International Conference on Soil Mechanics and Foundation Engineering, New Delhi, 5-10 January, 1994. Oxford & ibh publishing co.pvt.ltd. pp 385-388

Bibliographie

- BIKERMAN, J.J. (1970) "Molecular forces and capillary pressure" in *Physical Surfaces*, Academic Press, New-York, pp. 1-41.
- BISHOP, A.W., ALPAN, I., BLIGHT, G.E. & DONALD, I.B. (1960) "Factors controlling the strength of partly saturated soils", *Proc. of Research Conf. on Shear Strength of Soils*, Pub. by ASCE.
- BISHOP, A.W. & ELDIN, A.K.G. (1950) "Undrained triaxial tests on saturated sands and their significance in the general theory of shear strength". *Geotechnique*, vol. 2. pp 13-32
- BISHOP, A.W. (1961) "The measurements of pore pressure in triaxial test.", in *Proc. Conf. Pore Pressure and suction in soils*. London: Butterworths, pp 38-46.
- BISHOP, A.W. & HENKEL, D.J. (1962) "The measurement of soil properties in the triaxial test" 2nd ed. London, England- Edward Arnold, 227 pp
- BISHOP, A.W. & BLIGHT, G.E. (1963) "Some aspects of effective stress in saturated and unsaturated soils", *Geotechnique*, N° 3, pp. 177-197.
- BLIGHT, G.E. (1965) "A study of effective stresses for volume change", *Moisture equilibria and moisture changes in Soils beneath covered areas*, Butterworth, Australia.
- BLIGHT, G.E., (1967) "Effective stress evaluation for unsaturated soils", *Journal of the soil mechanics and foundations division, Proc. of the A.S.C.E.*, 93, S.M.2, pp. 125-148.
- BLIGHT, G.E., (1971) "Flow of air through soils", *Journal of the soil mechanics and foundations division, Proc. of the A.S.C.E.*, Vol. 97, S.M.4, pp. 607-624.
- BOELLE, J.L, (1983) "Mesure en régime dynamique des propriétés mécaniques des sols aux faibles déformations", *Thèse de Doctorat d'Ingénieur, Ecole Centrale de Paris*.
- BRESLER, E (1975) "Two-dimensional transport of solutes during nonsteady infiltration from a trickle source". *Soil Sci. Soc. Am. Proc.* 39(4) pp 604-613.
- BROOKES, R.H. & COREY, A.T. (1964) "Hydraulic properties of porous media". *hydrol. paper 3*. Colorado state Univ. Fort Collins.
- BURDINE, N.T. (1953) "Relative permeability calculations from pore-size distribution data". *Petr. Trans., Am. Inst. Mining Metall. Eng.* 198: pp 71-77.
- BURLAND, J.B. (1965) "Some aspects of the mechanical behavior of partly saturated soils" in Moisture Equilibria and Moisture Changes in Soils beneath Covered Areas, Butterworth, London.
- BURLAND, J.B. (1985) *Special Report to session 9C, 11th I.C.S.M.F.E., San Francisco.*
- CAMPBELL, J.D.(1973) "Pore pressures and volume changes in unsaturated soils" Ph.D. dissertation, Univ. of Illinois.
- CAMPBELL, G.S.(1974) "A Simple method for determining unsaturated conductivity from moisture retention data" *Soil Sci.* Vol 117, N° 6 pp 311-314.
- CHAUMET, P. (1965) "Ecoulements monophasique des fluides dans les milieux poreux", *Cours de production - Tome III. éditions Technip.*

Bibliographie

- CHENFANG, LIN. (1987) "Modeling the flow of immiscible fluids in soils". Soil Sciences. Vol 143, N° 4. pp 293-300.
- COLEMAN, J.D. (1962) " Stress/strain relations for partly saturated soils"; Geotechnique, vol 12, N° 4, pp 348-350.
- COLLINS, K. & Mc GOWN, A. (1974) "The form and function of microfabric features in a variety of natural soils", Géotechnique, Vol. 24, pp. 223-254.
- COREY, E.C. (1957) " Measurement of water and air permeability in unsaturated soil". Soil Science Society of America proceedings. Vol 21. N° 1 Jan-Feb 1957. pp 7-11
- CRONEY, D. & COLEMAN, J.D. (1954) "Soil structure in relation to soil suction", Soil Sci. Am. Soc., 5, N° 1.
- CRONEY, D. & COLEMAN, J.D. (1961) "Pore pressure and suction in soils", in Proc. Conf. Pore Pressure and suction in soils. London: Butterworths, pp 31-37.
- CUNDALL, P.A; JENKINS, J.T and ISHIBASHI, I (1989) "Evolution of elastic moduli in a deforming granular assembly", Powders and Grains, Proc. of the International Conference on Micromechanics of granular media (R. Gourvès & J. Biarez, eds.), Clermont Ferrand, Balkema ed., Rotterdam, pp. 319-322.
- CUNDALL, P.A. and STRACK, O.D.L. (1983) "Modeling of microscopic mechanisms in granular material", in Mechanics of Granular Materials (Jenkins and Satake, eds.), Elsevier (Proc. Seminar Ithaca, New York, 1982), pp. 137-149.
- DANIEL, D.E. (1982) " Measurement of hydraulic conductivity of unsaturated soils with thermocouple psychrometers" Soil Sci. Soc. Am. Journ. Vol 46, N°6. pp 1125-1129
- DANIEL, D.E. (1983) " Permeability test for unsaturated soil" Geotechnical testing journal. Vol. 6, N° 2. pp 81-86.
- DAVIES, J.T. AND RIDEAL, E.K. (1963) Interfacial Phenomena, Academic Press, New-York.
- DELAGE, P., SURAJ DE SILVA, G.P.R. & DE LAURE, E. (1987) "Un nouvel appareil triaxial pour les sols non saturés", Proceedings of the 9th European Conference on Soil Mechanics and Foundation Engineering, Dublin, Vol. 1, pp. 25-28.
- DOAHN, T. (1984) "Contribution à l'étude du comportement de la kaolinite", Thèse de Docteur-Ingénieur, Ecole Centrale de Paris.
- DORSEY, N.E. (1940) "Properties of ordinary water-substances" Amer. Chemical Soc., Mono. Series. New York: Reinhold.
- ESCARIO, V. & SAEZ, J. (1986) "The shear strength of partly saturated soils", Géotechnique, Vol. 36, N° 3, pp. 453-456.
- ESCARIO, V. (1988) "Formulaciones para la definición de la resistencia a esfuerzo cortante de los suelos parcialmente saturados", Paper presented to the May meeting of the Sociedad Espanola de M.S. y C. To be published in Ingenieria Civil N. 68 (CEDEX) and Bulletin N° 92 of the Sociedad Espanola de Mecanica del suelo y Cimentaciones.
- ESCARIO, V. and JUCA, J.F.T. (1989) "Strength and deformation of partly saturated soils", Proc. 12th International Conference on Soil Mechanics and Foundation Engineering, Rio de Janeiro, pp. 43-46.

Bibliographie

- EVERETT, D.H. (1955) "A general approach to hysteresis", 4. an alternative formulation of the domain model, Trans. Faraday Soc., 51, pp. 1551-1557.
- FAVRE, J.L. (1974) "Corrélations entre les caractéristiques de compactage et les propriétés mécaniques du sol compacté", Compte-rendus du colloque : La Pratique du Compactage, Expomat, Paris, 14 Mai 1974 (édité par J. BIAREZ & J.M. FLEUREAU), Ecole Centrale de Paris.
- FISHER, R.A. (1926) "On the capillary forces in an ideal soil", Jour. Agr. Sci., 16, pp. 492-505.
- FLEUREAU, J.M., TAIBI, S., SOEMITRO, R. & INDARTO, (1990) "Prise en compte de la pression interstitielle négative du sol dans l'estimation du gonflement". Colloque international "Fondations spéciales" Tlemcen. Mars 1990
- FLEUREAU, J.M., KHEIRBEK-SAOUD, S., TAIBI, S., (1991) "Etude du matériau du barrage de la verne" Rapport d'avancement. Contrat EDF-CNEH.
- FLEUREAU, J.M. & INDARTO, (1993). "Comportement du limon de Jossigny remanié soumis à une pression interstitielle négative", Revue Française de Géotechnique. N° 62- pp 59-66.
- FLEUREAU, J.M. (1992) "Contribution à l'étude et à la modélisation du comportement des matériaux granulaires polyphasiques". Mémoire d'habilitation à diriger des recherches. Université P. & M. Curie-Paris 6.
- FLEUREAU, J.M. & KHEIRBEK-SAOUD, S. (1992). Variation de résistance des sols compactés avec la pression interstitielle négative, Revue Française de Géotechnique, n° 59 (Avril 92), pp. 57-64.
- FLEUREAU, J.M., SOEMITRO, R., TAIBI, S. (1992) "Behavior of an expansive clay related to suction". Proceedings of the 7th International Conference on expansive soils, Dallas, 3-5 August 1992, pp 173-178.
- FLEUREAU, J.M., TAIBI, S., (1993) "Mechanical behaviour of an unsaturated loam on the oedometric path" Proceedings of the 1st International symposium on engineering characteristics of arid soils. (London). P.G.Fookes & R.H.G. Parry (eds). A.A. Balkema, Rotterdam. pp 241-246
- FLEUREAU, J.M., KHEIRBEK-SAOUD, S., SOEMITRO, R. & TAIBI, S., (1993) "Behavior of clayey soils on drying-wetting paths " Canadian Geotechnical Journal- Volume 30, N° 2, pp 287-296.
- FLEUREAU, J.M., TAIBI, S., (1994), "New Apparatus for the Measurement of Water-Air Permeabilities" Proceedings of 1st International Congress on Environmental Geotechnics. 10-15 July 1994 . Edmonton, Alberta, Canada. BiTech publishers LTD. W.D. Carrier (ed). pp 227-232
- FLEUREAU, J.M., TAIBI, S., ZERROUKI, M. (1993) "Mesure des perméabilités polyphasiques d'échantillons d'argile de MOL" Rapport d'avancement. Contrat BRGM.
- FLEUREAU, J.M., KHEIRBEK-SAOUD, S., SOEMITRO, R. & TAIBI, S., (1991) "Synthèse du comportement mécanique des sols non saturés" Séminaire COMETT (CEE) "Lois de comportement des sols et outils de calculs", 18-22 Nov 91, Ecole Centrale Paris, France.

Bibliographie

- FREDLUND, D.G. (1985) "Theory formulation and application for volume change and shear strength in unsaturated soils", Proc. 11th I.C.S.M.F.E., San Francisco.
- FREDLUND, D.G. (1989) Proc. 12th I.C.S.M.F.E., Rio de Janeiro.
- FREDLUND, D.G. & MORGENSTERN, N.R. (1976) "Constitutive relations for volume changes in unsaturated soils", Can. Geotechn. J., Vol. 13, N° 3, pp. 261-275; (1977) "Stress-state variables for unsaturated soils", J. of the Geotech. Eng. Div., ASCE, GT5, Vol. 103, pp. 447-465.
- FREDLUND, D.G., MORGENSTERN, N.R. & WIDGER, A. (1978) "Shear strength of unsaturated soils", Can. Geotechn. J., Vol. 15, N° 3, pp. 313-321.
- FREDLUND, D.G., RAHARDJO, H. & GAN, J.K.M. (1987) "Non linearity of strength envelope for unsaturated soils", Proceedings of the 6th International Conference on Expansive Soils, New-Delhi, pp. 49-54.
- FREDLUND, D.G., RAHARDJO, H. (1993) " Soil mechanics for unsaturated soils" John Wiley & Sons, Inc. New York. 517 p.
- FRY, J.J. (1991) "Les calculs d'écoulement dans les sols : A la recherche d'une méthodologie", Coll. E.P.F. Lausanne, Nov. 1990.
- FRY, J.J., DELAGE, P. & NANDA, R. (1991) Compte-Rendus du Congrès International des Grands Barrages, San Francisco.
- FRYDMANN, S. (1992) " An effective stress model for swelling of soils" Proc. 7th Int. Conf. on Expansive soils, Dallas. pp 191-195
- GEFFEN, T.M., OWENS, W.W., PARRISH, D.R. & MORSE, R.A. (1951) " Experimental investigation of factors affecting laboratory permeability measurements". Trans. AIME, Vol. 213, pp 99.
- GEORGE, L.A. (1988) "Les effets de l'eau sur les chaussées, drainage et imperméabilisation", Compte-rendus du colloque : Réhabilitation des réseaux routiers départementaux et communaux, Ecole Nationale des Ponts et Chaussées.
- GHLISS, N. (1990) " Etude des propriétés mécaniques et hydrauliques d'une argile soumise à des succions contrôlées". Thèse de doctorat. INSA Toulouse.
- GILI, J.A. (1988) "Modelo microestructural para medios granulares no saturados", Ph. D. Thesis , Technical Univ. of Catalunya.
- GILI, J.A. and ALONSO, E.E. (1988) "Discontinuos numerical model for partially saturated soils at low saturation", in Numerical Methods in Geomechanics (Innsbruck 1988), (Swoboda ed.), Balkema, Rotterdam, pp. 365-372.
- GOTTARDI, G. & MESINI, E. (1986) " A two-phase finite element program for displacement simulation processes in porous media". Computers & geosciences. Vol 12, N° 5, pp 667-695.
- GULHATI, S.K. & SATIJA, B.S. (1981) "Shear strength of partially saturated soils", Proceedings of the 10th International Conference on Soil Mechanics and Foundation Engineering, Stockholm, Vol. 1., pp. 609-612.

Bibliographie

- HADAS, A. (1964) "Deviations from darcy's law for the flow of water in unsaturated soils". Israel J. agric. Res. 14:4, December 1964. pp 159-168
- HAGIWARA, M. & TAKENAKA, H. (1985) "Shrinkage and structure of allophane soil", Soils and Foundations, 25, N° 2.
- HAINES, W.B. (1925) "Studies in the physical properties of soils", Journal of Agric. Science, 15, pp. 529-535.
- HAMADACHE, K. (1994) "Etude du comportement des matériaux compactés", Thèse de Doctorat en préparation, Ecole Centrale de Paris.
- HASSLER, G.L., RICE, R.R. & LEEMAN, E.M. (1936) . Trans. AIME, 98: pp 116-126.
- HICHER, P.Y. (1985) "Comportement mécanique des argiles saturées sur divers chemins de sollicitations monotones et cycliques; application à une modélisation élasto-plastique et viscoplastique", Thèse de Doctorat d'Etat, Université Pierre & Marie Curie, Paris.
- HILF, J.W. (1948) " Estimating construction pore pressures in rolled earth dams". in proc. 2nd Int. Conf. Soil Mech. Found. Eng. (Rotterdam, The Netherlands), vol. 3. pp 234-240.
- HILL,S. (1952). Chem. Eng. Sci. 1, 247.
- HO, D.Y.F. & FREDLUND, D.G. (1982) "Increase in strength due to suction for two Hong-Kong soils", Proc. of Conf. on Eng. and Construction in Tropical and Residual soils.
- HOUPEURT, A. (1974) " Mécanique des fluides dans les milieux poreux -critiques et recherches-", Editions Technip. Paris
- IFFLY, R. (1956) "Etude de l'écoulement des gaz dans les milieu poreux - application à la détermination de la morphologie des roches- Considérations théoriques" Revue de l'Institut Français du pétrole Juin 1956, pp 757-795.
- IFFLY, R. (1956) "Etude de l'écoulement des gaz dans les milieu poreux - application à la détermination de la morphologie des roches- Matériel expérimental. mesures" Revue de l'Institut Français du pétrole. Septembre 1956, pp 975-1018.
- INDARTO. (1991) "Comportement mécanique et compactage des matériaux de barrages", Thèse de Doctorat, Ecole Centrale de Paris, Septembre 91.
- JENNINGS, J.E.B. & BURLAND, J.B. (1962) "Limitation to the use of effective stresses in partly saturated soils", Géotechnique, Vol. 12, N° 2, pp. 125-144.
- JEPPSON, R.W. (1974) " Axisymmetric infiltration in soils,I. Numerical techniques for solution" J. Hydrol. 23: 111-130.
- KASSIF, G. & BEN SHALOM, A. (1971) " Experimental relationship between swell pressure and suction" Geotechnique 21 (3) pp 245-255.
- KHEIRBEK-SAOUD, S. (1994) « Comportement mécanique de la couche de fondation d'une voie ferrée », Thèse de Doctorat de l'Ecole Centrale de Paris.
- KNODEL, P.C. & COFFEY, C.T. (1966) " Measurement of negative pore pressure of unsaturated soils - shear and pore pressure research- Earth research programm-" U.S.B.R., lab. Report , Bureau of reclamation, Denver.

Bibliographie

- KONING, H.L. (1963) "Some observations on the modulus of compressibility of water," in Proc. Settlement and Compressibility of soils, Weisbaden, Germany pp 33-36.
- KRAHN, J. AND FREDLUND, D.G. (1972) "On total, matric and osmotic suction", Soil Sci. Am. Soc., 114, N° 5, pp. 339-347.
- KRYNINE, D.P. (1950). Highway Res. Board, Proc. 29th Ann. Meet., 520.
- KUTILEK, M. (1969) Symposium on Fundamentals of transport phenomena in porous media, Haifa. p 327, Ed. iahr, Elsevier, Amsterdam 1972.
- KYVELLOS (1955) Thèse de Doctorat de 3ème cycle, Université de Paris.
- LAMBE, T.W. & WHITMAN, R.V. (1979) " Soil mechanics" . New York : Wiley. 553 pp
- LANGFELDER, L.J., CHEN, C.F & JUSTICE, J.A (1968) " Air permeability of compacted cohesive soils".J. soil mech. found. div. Proc. Am. Soc. civil eng., Vol 94, N° SM4.
- LECLERCQ, J. and VERBRUGGE, J.C, (1985) "Propriétés géomécaniques des sols non saturés", Compte-rendus du Colloque sur le Travail du Sol, Faculté des Sciences Agronom. de Gembloux, Novembre.
- LECLERCQ, J. and VERBRUGGE, J.C, (1986) "Moisture influence on the cohesion of a loam", 8th Danube European Conference on Soil Mech. and Found. Eng., Nuremberg, pp. 147-149.
- LEE, K.L., MORRISON, R.A. & HALEY, S.C. (1969) " A note on the pore pressure parameter B," in Proc. 7th Int. Conf. Soil Mech. Found. Eng. , vol 1, pp 231-238
- LEFEBVRE DU PREY, E.J. (1973) "Factors affecting liquid-liquid relative permeabilities of a consolidated porous medium", SPE J., 13 (1), pp. 39-47.
- LI, Y., LAIDLAW, W.G. AND WARDLAW, N.C. (1986) "Sensitivity of drainage and imbibition to pore structures as revealed by computer simulation of displacement process", Adv. Colloid Interf. Sci., 26 (1), p. 70.
- LINDQUIST, E. (1933) . Proc. 1er Congr. Grands Barr. Stockholm, 5, 81.
- LLORET, A. & ALONSO, E.E. (1980) "Consolidation of unsaturated soils including swelling and collapse behavior", Géotechnique, Vol. 30, N° 4, pp. 449-477.
- LLORET, A. & ALONSO, E.E. (1985) "State surfaces for partially saturated soils", Proc. 11th I.C.S.M.F.E., San Francisco.
- LLORET, A., GENS, A., BATLLE, F. & ALONSO, E.E. (1987) "Flow and deformation analysis of partially saturated soils", Proc. 9th Europ. conf. soil mech. found. eng. Dublin 31 Aug- 3 sept. 1987.
- MANOJLOVIC, B. (1980) Thèse de Doctorat d'Ingénieur, Université de Paris.
- MASWOWE, J. (1985) "Stress paths for a compacted soil during collapse due to wetting", PhD Thesis, Imperial College, London.
- MARLE, C. (1965) "Les écoulements polyphasiques" , cours de production , Institut Français du Pétrole et éditions Technip. Tome IV

Bibliographie

- MATYAS, E.L. & RADHAKRISHNA, H.S. (1968) "Volume change characteristics of partially saturated soils", *Geotechnique*, Vol. 18, pp. 432-448.
- MAUGIS, D. (1984) "Adhérence des solides", *Le Vide, les Couches Minces*, N° 220, pp. 3-21.
- MILLER & LOW (1963) "Threshold gradient for water flow in clay system". *S.S.S of Am. Proc.* 27/6 . pp 605-609
- MINDLIN, R.D and DERESIEWICS, H. (1953) "Elastic spheres in contact under varying oblique forces", *Journ. Appl. Mech*, N° 20.
- MODARESSI, A. & ABOU-BEKR, N.(1994) "A unified approach to model the behavior of saturated and unsaturated soils". Eighth International Conference of the Association for Computer Methods and Advances in Geomechanics- Morgantown 1994
- MORROW, N.R. (1976) "Capillary pressure correlations for uniformly wetted porous media", *J. Can. Pet. Technol.*, 15 (4), pp. 49-69.
- MUALEM, Y. (1974) "A conceptual model of hysteresis", *Water Resources Research*, 10, N° 3, pp. 514-520; (1977) "Extension of the similarity hypothesis used for modeling the soil water characteristics", *Water Resources Research*, 13, N° 4, pp. 773-780.
- MUALEM, Y. (1976) " Hysteretical models for prediction of the hydraulic conductivity of unsaturated porous media". *Water Resour. Res.* 12: pp 1248-1256
- MUALEM, Y. (1976) " A NEW MODEL FOR PREDICTING THE HYDRAULIC CONDUCTIVITY OF UNSATURATED POROUS MEDIA". . *Water Resour. Res.* 12: pp 513-522, 3
- MUALEM, Y. & KLUTE, A. (1984) " A predictor-corrector method for measurement of hydraulic conductivity and membrane conductance". *Soil. Sci. Soc. Am. J.* 48: pp 993-1000.
- MUNGAN, N. (1981) "Enhanced oil recovery using water as a driving fluid - Interfacial phenomena and oil recovery", *World Oil*, 192 (5), pp. 149-150.
- MUSKAT, M. & BOSTET, H.G. (1931) " Flow of gas through porous materials." *Physics*, Vol. 1, Jly 1931.
- NASKOS, N. (1985) "Quelques aspects du comportement mécanique de l'argile saturée consolidée sous fortes pressions", Thèse présentée à l'Ecole Centrale de Paris, soutenue le 18 Janvier 1985, pour obtenir le titre de Docteur-Ingénieur.
- NIELSEN, R.F. (1951). *World Oil* 132 (6), 188.
- NIELSEN, D.R. & BIGGAR, J.W. (1961) " Measuring capillary conductivity". *Soil Science*, Vol. 92, N° 3, pp 192-193.
- NIMMO, J.R., RUBIN, J. & HAMMERMEISTER, D.P. (1987) " Unsaturated flow in centrifugal field: Measurement of hydraulic conductivity and testing of Darcy's law". *Water Res. Research*, vol 23, N° 1, January 1987. pp 124-134
- NOIRET, Y. (1973) "Compléments sur l'analyse en composantes principales appliquée aux sols", *Bull. Liaison Labo. des Ponts et Chaussées*, N° 65, Mai-Juin.
- O'CONNOR, G.V. (1946). *Chem. Eng.* 53(11), 162.

Bibliographie

- OLSEN, H.W. (1985) "Osmosis: a cause of apparent deviations from Darcy's law". Canadian Geotechnique J. Vol 22. pp 238-241
- OSOBA, J.S., RICHARDSON, J.G., KERVER, J.K., HAFFORD, J.A. & BLAIR, P.M. (1951) " Laboratory measurements of relative permeability" . Trans. AIME, Vol 192, pp 47.
- OZANAM-HAUTEFEUILLE, O. (1988) "Modélisation numérique des sols élastoplastiques non saturés - Application aux barrages en remblais", Thèse de Doctorat, Ecole Centrale de Paris.
- PARAIRE, J. (1987) "Essais de succion sur des éprouvettes de diamètre CBR. Relation portance-succion", Bull. Liaison Labo. des Ponts et Chaussées, N° 147, Janvier-Février.
- PLAIN, G.J. & MORRISON, H.L. (1954). Amer. J. Phys. 22, 143.
- POULOVASSILIS, A. (1970) "Hysteresis of pore water in granular porous bodies", Soil Sci. Am. Soc., 109, pp. 5-12.
- PUSH, R. & HOKMARK, H. (1990). Eng. Geology, 28: pp 379-389
- RAWLINS, S.L. & GARDNER W.A. (1963) " A test of the validity of the diffusion equation for unsaturated flow of soil water". Soil Sci. Am. Proc. 27: pp 507-511
- RAWLINS, E.L. & SCHELLHARDT, M.A. " Back pressure data on natural gas wells and their application to production practice" USEM Monograph. N° 7.
- REEVES, M. & DUGUID, J.O. (1975) " Water movement through saturated-undersaturated porous media: a finite-element galerkin model" Oak Ridge national Laboratory, ORNL-4927. 232 pp.
- RIDLEY, A.M. (1993) " The measurement of soil moisture suction" Ph.D thesis. Imperial College of science.
- ROBINET, J.C., AL-MOKHTAR, M. RHATTAS, M., PLAS, F. & LEBON, P. (1992) . Rev. Franç. Géotechnique, 61: pp 31-43.
- ROMAN ALBA, R. (1973) "Proposition pour une nouvelle classification", Bull. Liaison Labo. des Ponts et Chaussées, N° 65, Mai-Juin.
- SCHEIDEGGER, A.E. (1974) "The physics of flow through porous media", Third Edition, Univ. of Toronto press. 353 p.
- SCHNEEBELLI, G. (1966) "Hydraulique souterraine", Eyrolles.
- SCHREINER, H.D. (1991) "Sample preparation, stress and suction history and microfabric in the development of a model for unsaturated soils, Coll. E.P.F. Lausanne, 22-23 Nov. 1990.
- SCHUURMAN, I.E. (1966) "The compressibility of an air-water mixture and a theoretical relation between the air and water pressures", Géotechnique, Vol. 16, N° 4, pp. 269-281.
- SEGOL, G. (1976) " A three-dimensional galerkin finite element model for the analysis of contaminant transport in variably saturated porous media." User's guide. Dept. of Earth Sciences, Univ. Waterloo, Canada . 172 pp.

Bibliographie

- SEKER, E. (1983) " Etude de la déformation d'un massif de sol non saturé" . Thèse de Docteur. E.P.F.Lausanne.
- SERRANO, A., DAPENA, E. & PAREDES, I.G. (1986) "The use of fill with collapsible soils as a foundation for class I pipes," Proc. of the 5th I.A.E.G. Congress, Buenos-Aires, pp. 731-740.
- SIDOROFF, F., CAMBOU, B. & MAHBOUBI, A. (1991) "Contact force distribution in granular media", Proc. of the U.S.-Japan Seminar on Micromechanics of Granular Media, Postdam.
- SILVESTRE, P. (1986) "Drainage routier, Rôle de l'environnement hydrique", Bull. Liaison Labo. des Ponts et Chaussées, N° 145, Septembre-Octobre.
- SINNINGER, R. & SEKER, E. (1984) "Comportement des barrages en terre à noyau non saturé", Revue Française de Géotechnique, 29.
- SKEMPTON, A.W. " The pore pressure coefficients, A and B", Geotechnique, vol. 4, n° 4, pp.143-147.
- SKINNER, A.E. (1969) "A note on the influence of interparticle friction on the shearing strength of a random assembly of spherical particles", Geotechnique, Vol. 19, N° 1, pp. 150-157.
- SOEMITRO, R. (1994) "Comportement hydraulique et mécanique des argiles gonflantes", Thèse de Doctorat , Ecole Centrale de Paris.
- SOEPANDJI, B. (1986). "Contribution à l'étude des propriétés mécaniques des marnes et argiles soumises à de fortes pressions", Thèse de Docteur-Ingénieur. Ecole Centrale Paris.
- SOEIRO, M.F.A, (1961) " Le coefficient de perméabilité des matériaux non saturés et son application à l'étude du mouvement de l'eau dans les sols" . 5ème congrès International de Mécanique des sols. Paris
- STEENSEN-BACH, J.O., FOGED, N. and STEENFELT, J.S., (1987) "Capillary induced stresses: Fact or fiction", IX E.C.S.M..E., Dublin, Vol. 1, pp. 83-89.
- SURAJ DE SILVA, G.P.R. (1987) "Etude expérimentale du comportement d'un limon non saturé sous succion contrôlée", Thèse de Doctorat, Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, Paris.
- SWARTENDRUBER, D. (1962) " Non Darcy flow behavior in liquid- saturated porous media". J. Geophysical Research, vol 67, N° 13, December 1962. pp 5205-5213
- SWARTENDRUBER, D. (1962) " Modification of Darcy's law for the flow of water in soils" Soil Sci., 93, pp 22-29.
- SWARTENDRUBER, D. (1963) " Non Darcy behavior and the flow of water in unsaturated soils" Sci. Soc. Amer. 27 : pp 491-495.
- TAIBI, S. (1987) "Comportement mécanique de l'argile du barrage de Vieuxpré", Rapport de DEA de Mécanique des sols-structures, Ecole Centrale de Paris.
- TAIBI, S.,(1993) " Comportement mécanique des sols soumis à une pression interstitielle négative" Comptes rendus des Onzièmes Rencontres Universitaires de Génie Civil, Nîmes 13-14 Mai 1993, France

Bibliographie

- TAKLA, M. (1989). "Contribution à l'étude du comportement des argiles saturées et non saturées : Analogie avec les matériaux carbonés", Thèse de Docteur de l'Ecole Centrale Paris
- TESSIER, D. (1984) "Etude expérimentale de l'organisation des matériaux argileux", Thèse de Doctorat d'Etat, Univ. of Paris VII.
- TALSMA, T. (1985) " Prediction of hydraulic conductivity from soil water retention data". Soil Science. Vol 140. N° 3. pp 184-188
- THORNTON, C. (1979) "The conditions for failure of a face -centered cubic array of uniform rigid spheres", *Géotechnique*, 29, N° 4, pp. 441-459.
- THORNTON, C.; LIAN, G. & ADAMS, J.M. (1993) "Modelling of liquid bridges between particles in DEM simulations of particle systems", Proc. 2nd Int. Conf. on Discrete Element Methods (DEM). J.R. Williams & G.W. Mustoe (eds). pp 177-187.
- TOLL, D.G. (1990) "A framework for unsaturated soil behaviour", *Géotechnique*, Vol. 40, N° 1, pp. 35-38.
- TRUEBA, V. (1988) "Etude du comportement mécanique des argiles saturées sous sollicitations tridimensionnelles", Thèse de Doctorat, Ecole Centrale de Paris.
- VACHAUD, G. (1963) " Problèmes d'écoulements d'eau dans les sols non saturés". Thèse de Doctorat. Univ. Grenoble.
- VAN GENUCHTEN, R. (1978) " Calculating the unsaturated hydraulic conductivity with a new closed-form analytical model". Report 78-WR-08. Princeton Univ. New Jersey. Sept. 1978.
- VAN GENUCHTEN, R. (1980) "A closed form for predicting the hydraulic conductivity of unsaturated soils", *Soil Sci. Am. Soc.*, 44, pp. 892-898.
- VAUCLIN, M. (1989) " Flow of water and air in soils: Theoretical and experimental aspects". in: Unsaturated flow in hydrologic modeling- Theory and practice. H.J. Morel-Seytoux (ed.) 1989 by Kluwer Academic Publishers. pp 53-91.
- VERBRUGGE, J.C. (1974) "Validité des résultats fournis par les appareils usuels de mesure et par les psychromètres à effet Peltier", *Revue Générale des Routes et Aérodrômes*, N° 322, pp. 55-65.
- VERBRUGGE, J.C. (1978) "Emploi d'une méthode psychrométrique dans les essais triaxiaux sur un limon remanié non saturé", *Can. Geotechn. J.*, Vol. 15, pp. 501-509.
- VERRUIJT, A. (1969) "Elastic storage of aquifers." in *Flow through porous media*, R.J.M. De Wiest, Ed. New York: academic, ch 8.
- VICOL, T. (1990) Thèse de Doctorat, Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, Paris.
- WANG, F.H.L. (1988) "Effect of wettability alteration on water-oil relative permeability, dispersion and flowable saturation in porous media", *SPE 15019, SPE Reserv. Eng.*, 3 (2), pp. 617-628.
- WHEELER, S.J. (1988) " A conceptual model for soils containing large gas bubbles", *Geotechnique*, 38 (3) pp 389-397

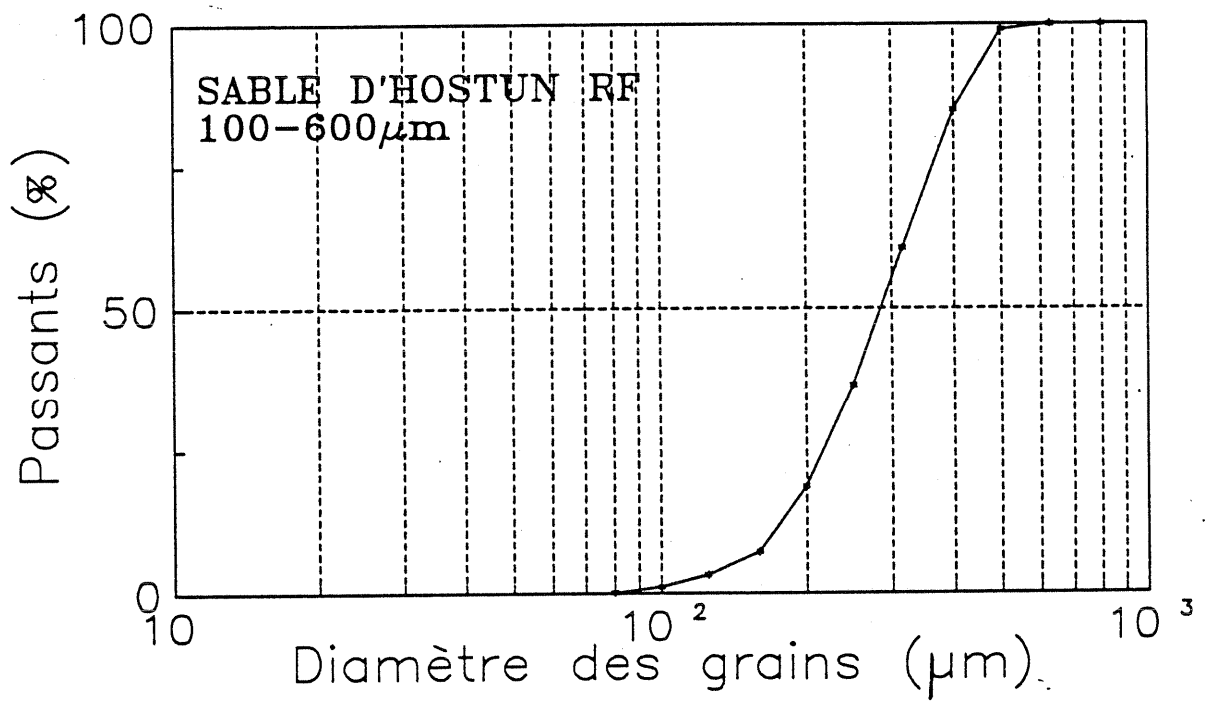
Bibliographie

- WHEELER, S.J. (1988) " The undrained shear strength of soils containing large gaz bubbles", *Geotechnique*, 38 (3) pp 399-413
- WHEELER, S.J. & SIVAKUMAR, V. (1992) "Critical state concepts for unsaturated soil". Proc. 7th Int. Conf. on Expansive Soils (Dallas, Texas), pp 167-172.
- WHEELER, S.J. & SIVAKUMAR, V. (1993) "Development and application of a critical state model for unsaturated soil" Proc. Wroth Memorial Symposium on Predictive Soil Mechanics, Oxford.
- WHEELER, S.J. & SIVAKUMAR, V. (1993) "Triaxial testing of unsaturated soils". Proc. Comett seminar "unsaturated soils: Recent developments and applications" 15-17 june 1993. Barcelona.
- WILLIAMS, J. & SHAYKEWICH, C.F. (1969) "An evaluation of polyethylene glycol (P.E.G) 6000 and P.E.G. 20000 in the osmotic control of soil water matric potential", *Canadian J. of Soil Sci.* Vol 49, N° 3, October.
- WU, S.; GRAY, D.M. and RICHARD, F.E. Jr. (1985) "Capillary effects on shear modulus at high strains", Proc. 11th I.C.S.M.F.E., Vol. 2, San Francisco, pp. 1091-1094.
- WYCKOFF, R.D. & BOSTET, H.G. (1936). " The flow of gas-liquid mixtures through unconsolidated sands" *Physics* , Vol 7: pp 325-332
- YUGI KOHGO, MASASHI NAKANO & TSUYOSHI MIYAZAKI (1993) "Theoretical aspects of constitutive modelling for unsaturated soils". *Soils and Foudations*. Vol 33, N° 4, pp 49-63.
- YUGI KOHGO, MASASHI NAKANO & TSUYOSHI MIYAZAKI (1993) "Verification of the generalized elastoplastic model for unsaturated soils". *Soils and Foudations*. Vol 33, N° 4, pp 64-73.
- ZERHOUNI, M.I. (1991) "Rôle de la pression interstitielle négative dans le comportement des sols - Application aux routes", Thèse de Doctorat, Ecole Centrale de Paris, Janvier 91.
- ZERVOYANNIS, C. (1982) Etude synthétique des propriétés mécaniques des argiles saturées et des sables sur chemin oedométrique et triaxial de révolution, Thèse de Doctorat, Ecole Centrale de Paris.

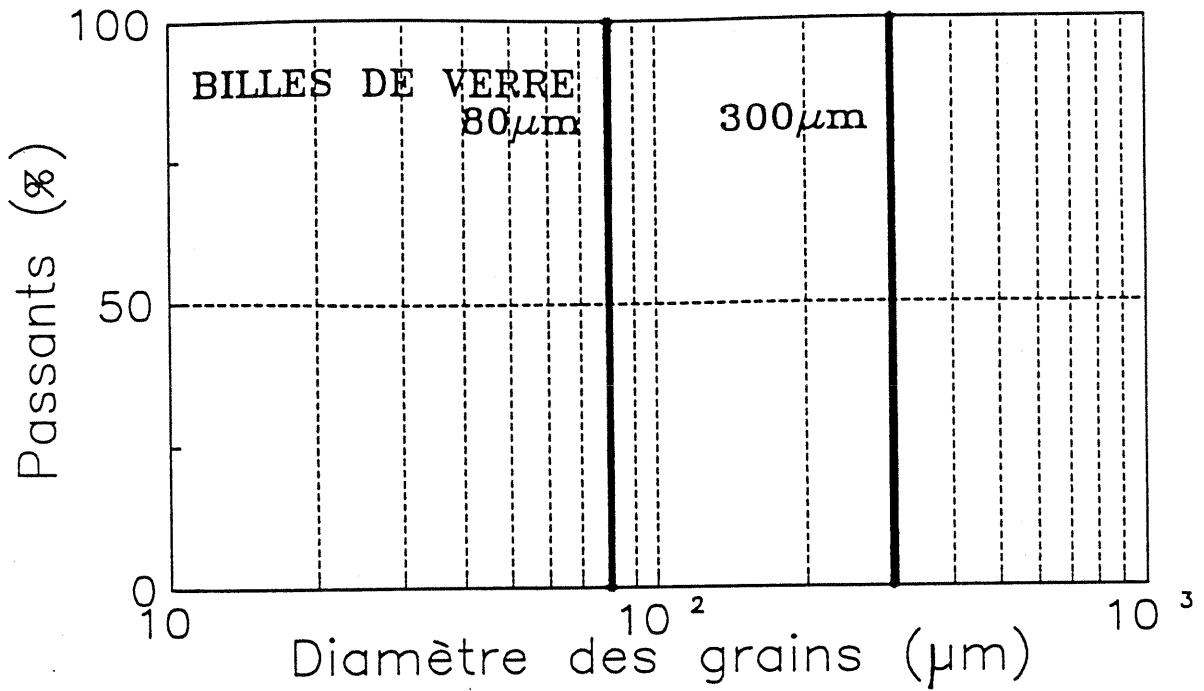
ANNEXE I

Caractéristiques des matériaux

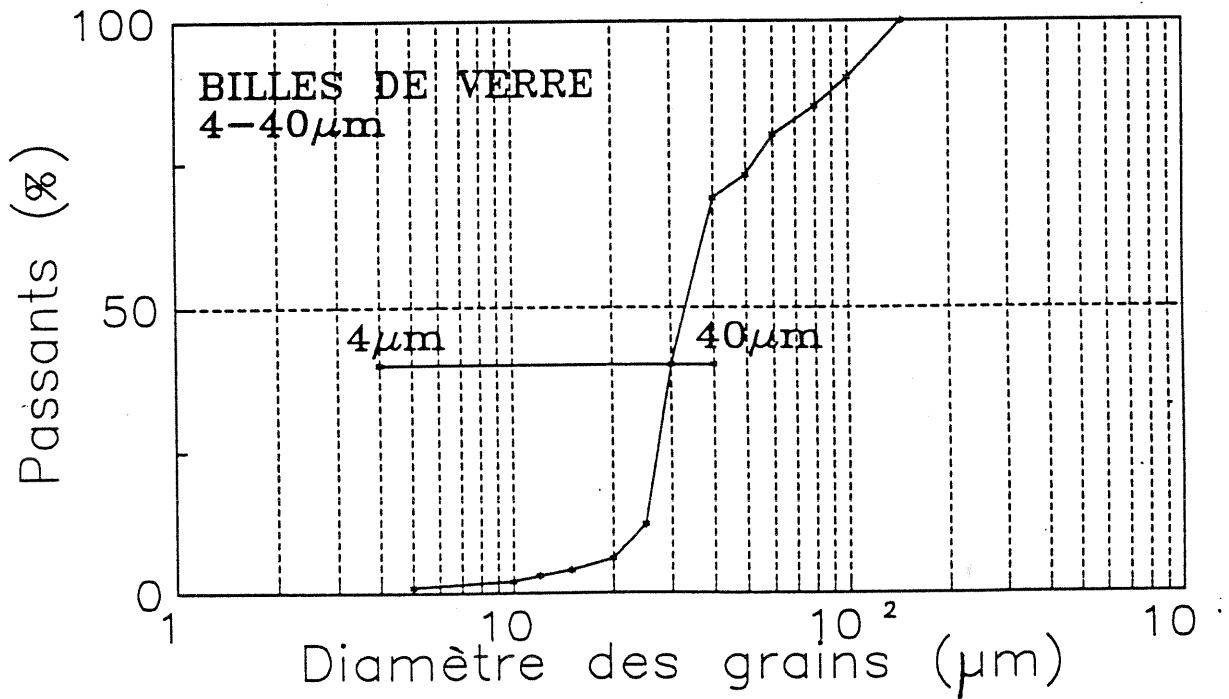
Nom	Origine	Principaux composants	Granulométrie			Plasticité w _L	Retrait w _P	w _{SL}	
			<80µm %	<2µm %	D ₆₀ µm				D ₁₀ µm
1. Limon de Sterrebeek	Belgique	-	98	13	37	1	27	23	22
2a. Limon d'Orly	France	-	91	30	17	< 0.1	29-33	20-23	13
2b. Matériau de La Verne	France	-	10	< 2	700	80	35	19	28,5
3. Limon de Jossigny	France	-	80	28	22	< 0.1	37	18-21	15
4. Argile de Vieuxpré	France	-	92	36	-	-	32	19	19
5. Marne Rouge	Espagne	calcite, dolomite, quartz, attapulgite	90-95	5-10	12-20	2-5	34-38	21-25	16
6. Argile Jaune	France	kaolinite	100	60	2	0.15	40	20	22
7. Arg. Blanche + Sable	France	80% kaolinite + 20% sable	95	68	1.1	0.5	52	25	-
8. Argile Blanche	France	kaolinite	100	85	0.5	< 0.1	60	31	32
9. Bentonite + Sable	France	80% bentonite + 20% sable	100	60	2	0.2	83	32	-
10. Montmorillonite	Grèce	montmorillonite	100	40	11	< 0.1	170	60	25



Courbe granulométrique du sable d'Hostun RF



Courbes granulométriques des billes de 80 et 300 mm



- Courbe granulométrique des billes de verre 4-40 μm

ANNEXE II

Mesure de la pression interstitielle négative

Les techniques de mesure ou d'imposition des pressions interstitielles négatives reposent sur deux principes différents, selon que l'équilibre entre l'échantillon et le circuit de mesure se fait en phase liquide ou en phase vapeur.

A2.1. Equilibre en phase liquide

La pression interstitielle négative, s , mesurée par référence à la pression de l'air, u_a , est en fait la différence des pressions des deux phases:

$$s = u_a - u_w$$

Par conséquent, celle-ci peut être obtenue indifféremment en diminuant la pression de l'eau, u_w , ou en augmentant la pression de l'air, u_a . La première méthode est employée dans les plaques tensiométriques (Fig. A2.1) et dans les tensiomètres, dans lesquels l'eau est mise en tension par rapport à l'air, à la pression atmosphérique. Elle est limitée en pratique à quelques dizaines de kPa (désaération de l'eau, etc.).

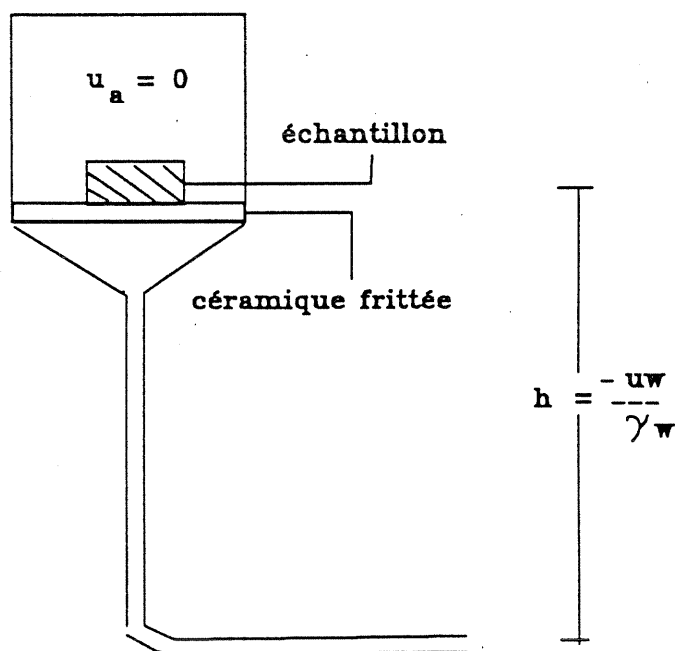


Fig. A2.1 - Schéma de principe des plaques tensiométriques

La seconde méthode est celle des appareils à surpression d'air ou *cellules de Richards*: l'eau étant à la pression atmosphérique, on augmente la pression de l'air jusqu'à la valeur de s choisie, limitée d'une part par la résistance mécanique de l'enceinte, d'autre part par la pression d'entrée d'air de la membrane semi-perméable (Fig. A2.2). Cette membrane, commune aux deux méthodes précédentes, permet de fixer de façon indépendante les pressions des phases air et eau. La taille des pores et la nature du matériau du filtre réalisent cette séparation. En pratique, les plaques tensiométriques utilisant des membranes en verre fritté ont été utilisées jusqu'à une pression négative de 20 kPa et les tensiomètres à pointe en céramique, jusqu'à 70 kPa. Les cellules à surpression d'air, équipées de diverses membranes cellulosiques (OXOID NUFLOW, VISKING) ou céramiques, ont permis d'atteindre 1500 kPa. Dans tous les appareils, l'obtention d'un bon contact entre les membranes et les échantillons - notamment préconsolidés - a été assurée par une mince couche de pâte de kaolin (Tessier, 1979). Pour les appareils à surpression d'air, l'évacuation de l'air dissous dans l'eau, diffusant à travers la membrane semi-perméable, a été réalisée par des systèmes de pompage et de purge.

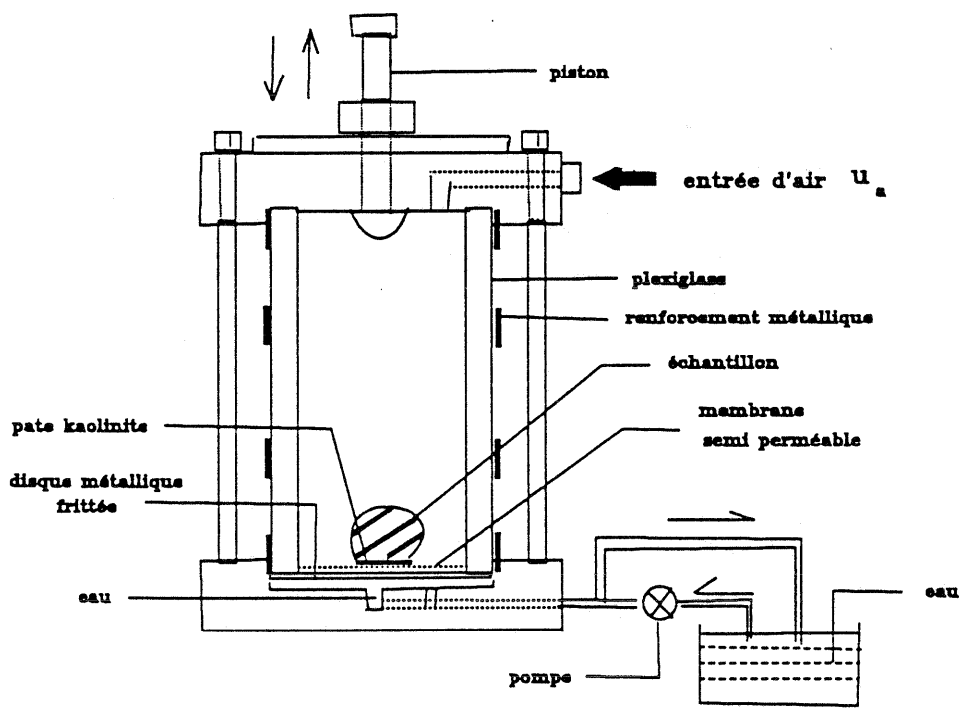


Fig. A2.2 - Schéma des cellules de Richards

Une autre méthode a été utilisée pour imposer des pressions s comprises entre 50 et 1500 kPa : la méthode osmotique, dans laquelle l'échantillon se trouve au contact d'une solution de macro-molécules organiques (le polyéthylène glycol, ou PEG, de poids moléculaire 20000), à travers une membrane qui ne laisse passer que l'eau (Fig. A2.3); les membranes usuelles de dialyse, dont le diamètre des pores est inférieur à 50 Å, permettent d'empêcher le passage des molécules de PEG. A l'équilibre, le potentiel d'hydratation du PEG est égal à celui du sol et l'on peut établir par étalonnage (avec les cellules à surpression d'air, par exemple) une équivalence entre la concentration de la solution osmotique en PEG et la pression interstitielle négative de l'eau (Indarto, 1991).

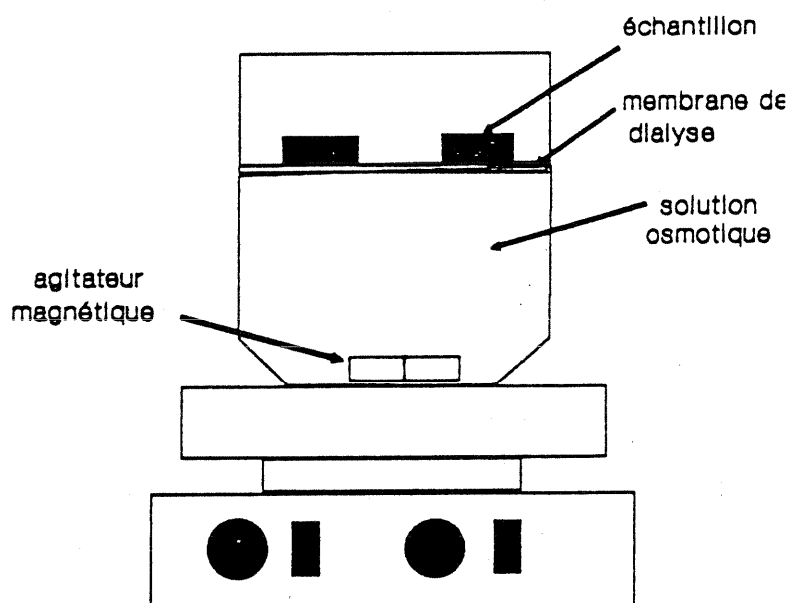


Fig. A2.3 - Montage utilisé pour l'imposition d'une pression négative par osmose

A2.2. Equilibre en phase vapeur

Pour imposer des valeurs de pression capillaire plus élevées (3 à 1000 MPa), on a utilisé une méthode différente, qui fait appel à des solutions salines saturées. En effet, la pression de vapeur au voisinage d'un ménisque est directement liée à la courbure de l'interface (Loi de KELVIN):

$$kT \ln P'/P = 2 A \cdot M/R \rho$$

dans laquelle M représente la masse moléculaire du liquide, ρ sa densité, A sa tension superficielle, k la constante de BOLTZMANN, T la température, et P' et P les pressions de vapeur du liquide, respectivement au dessus d'une surface plane et au dessus d'une surface sphérique de rayon R . Il en résulte donc qu'un équilibre s'établit entre la pression capillaire et la pression de vapeur du liquide P_v , ou le degré d'humidité relative P_v/P_{vs} . Le contrôle de l'humidité relative de l'air est assuré par la compétition entre la tendance de l'eau à saturer l'atmosphère de l'enceinte fermée (dessiccateur) dans laquelle est placée la solution saline et celle des sels à s'hydrater. L'échantillon, placé dans l'atmosphère du dessiccateur atteint, en général après plusieurs semaines, un équilibre de pression capillaire, qui dépend de la nature et de la concentration de la solution saline.

Dans ce domaine de pression, seule la psychrométrie permet de réaliser des mesures. Cette technique repose sur la détermination indirecte du degré d'humidité relative de l'air interstitiel par la mesure de l'abaissement de température provoqué par l'évaporation d'une infime quantité d'eau entourant la jonction d'un thermocouple (Fig. A2.4 a). Cette gaine d'eau est créée par condensation de la vapeur d'eau autour de la jonction en refroidissant le thermocouple par effet Peltier, par passage d'un courant de quelques mA. Les variations de température ainsi mesurées sont au maximum de l'ordre de quelques dixièmes de degrés Celsius, ce qui correspond à des différences de potentiel de quelques dizaines de μV . Un travail très important d'analyse et d'interprétation de signaux a été effectué par Zerhouni (1991) dans sa thèse à partir de mesures faites avec un système WESCOR HP 115 (Fig. A2.4 b). Ce travail a permis de comprendre le rôle des différents paramètres et d'établir une méthodologie d'étalonnage et d'utilisation de l'appareil, qui s'est révélée satisfaisante (cf. Chapitre 5).

Quelle que soit la méthode utilisée, une fois l'équilibre atteint pour une valeur de pression capillaire donnée, on mesure la teneur en eau et le volume total de l'échantillon, dont on déduit l'indice des vides et le degré de saturation. La mesure du volume total est faite par immersion dans du Kerdane, après une imbibition préalable d'une heure.

La plupart des méthodes connues ont été utilisées pour mesurer ou imposer la pression interstitielle négative (Tableau A2.1). Dans tous les cas, les étalonnages ont été refaits par comparaison de plusieurs méthodes, ou encore en utilisant des solutions salines de concentrations connues, et les résultats ont été confrontés à ceux de la littérature (Thèses de Zerhouni, 1991 et Indarto, 1991).

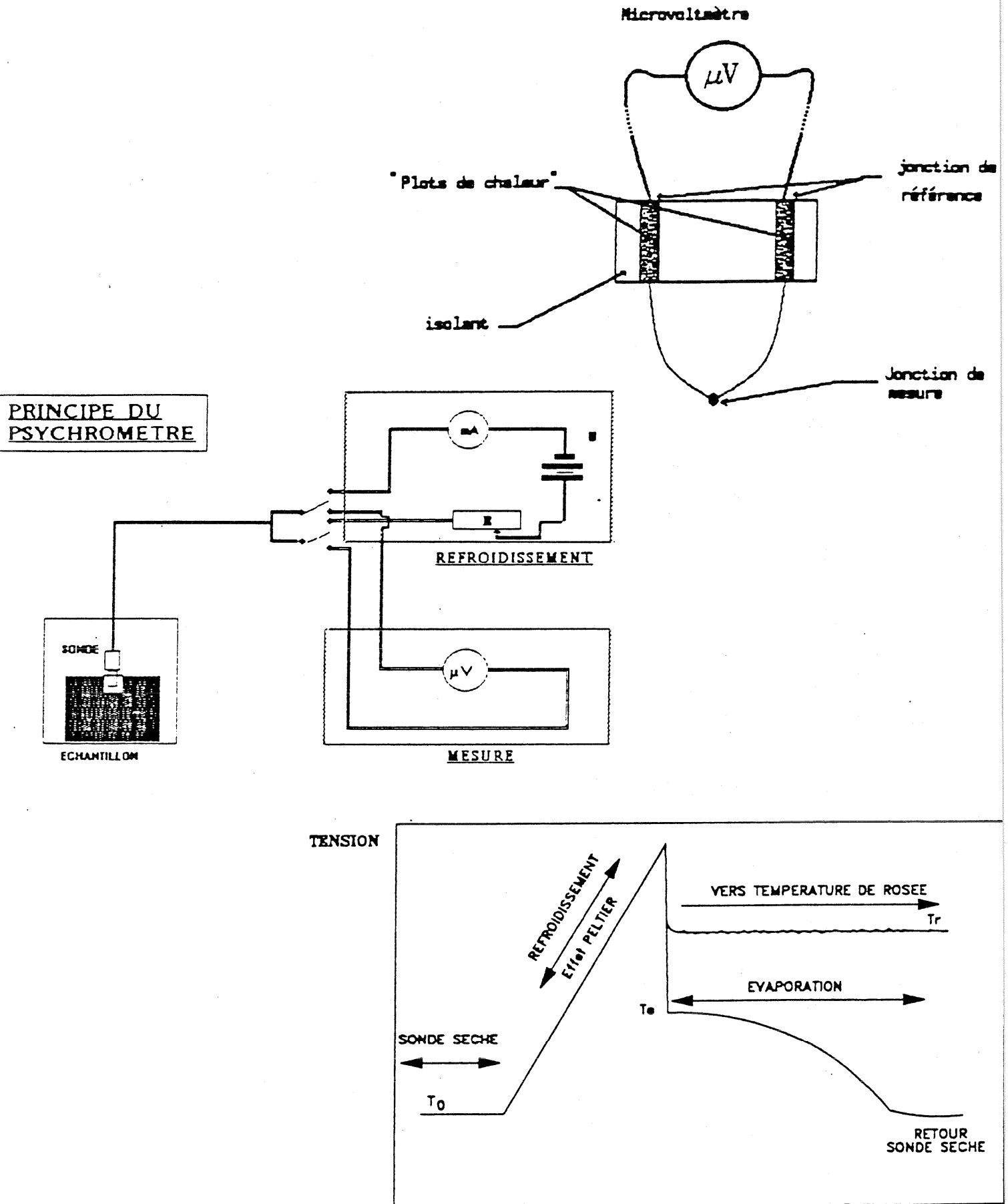


Fig. A2.4 - Schéma d'un thermocouple et exemple de résultat de mesure psychrométrique dans les modes "Dew Point" et "Wet Bulb"

Tableau A2.1 - Différentes méthodes utilisées pour mesurer ou imposer la pression interstitielle négative

Méthode	Type	Gamme de pressions	Référence
Plaques tensiométriques	contrôle	0.1 to 20 kPa	Biarez et al. 1988
Tensiomètre	mesure	0.1 to 20 kPa	Indarto 1991
Pression d'air	contrôle	20 to 1500 kPa	Biarez et al. 1988
Osmose	contrôle	50 to 1500 kPa	Indarto 1991
Psychromètres	mesure	100 to 6000 kPa	Zerhouni 1991
Solutions salines	contrôle	1600 to 400000 kPa	Biarez et al. 1988
Papier-filtre	mesure	2 to 1000 kPa	Indarto 1991 Zerhouni 1991

La Fig. A2.5 rassemble les résultats obtenus en utilisant plusieurs méthodes différentes pour l'obtention de la courbe de dessiccation-humidification dans tout le domaine de pression. On constate un bon accord entre les méthodes opérant dans le même domaine et une bonne continuité d'un domaine à l'autre entre des méthodes différentes.

Ces techniques de mesure de la pression négative ont été adaptées aux appareils usuels de laboratoire :

- Tensiométrie : essai triaxial (Taibi), essai CBR (Indarto),
- Surpression d'air : essai oedométrique (Zerhouni, Taibi), essai de compression simple (Zerhouni, Indarto), essai triaxial (Kheirbek-Saoud, Taibi), essai CBR (Kheirbek-Saoud), perméamètre (Zerhouni, Taibi),
- Osmose : essai oedométrique (Taibi), essai de gonflement (Soemitro),
- Psychrométrie : Essais oedométriques et triaxiaux (Zerhouni).

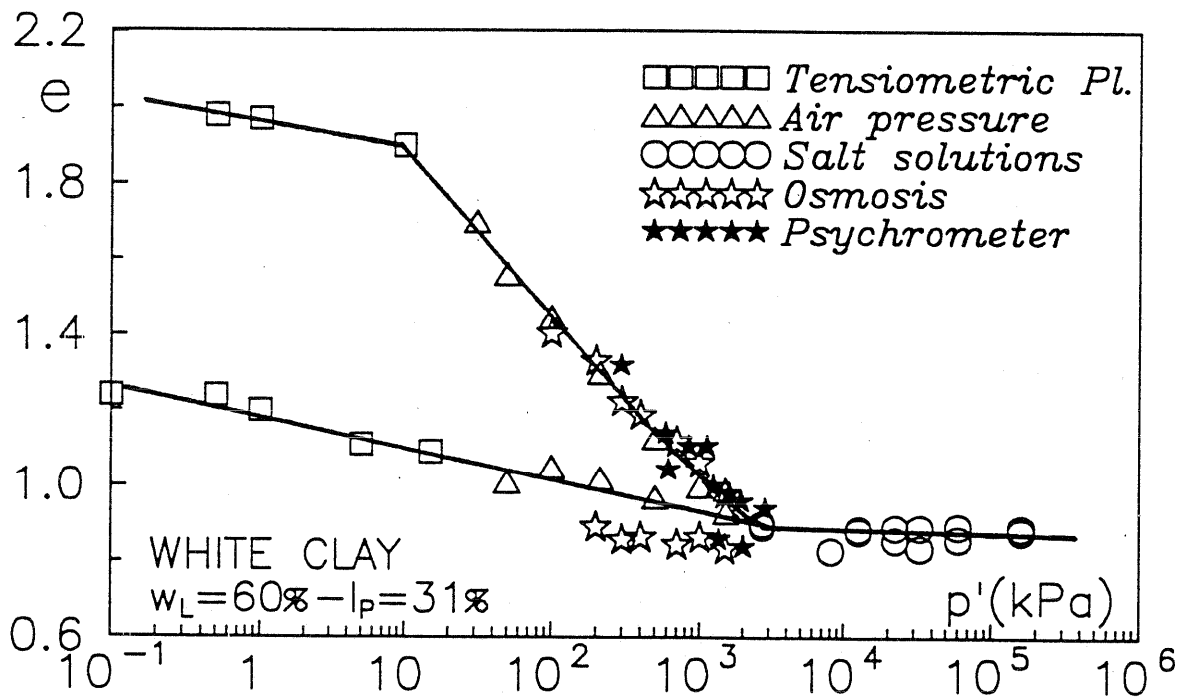


Fig. A2.5 - Comparaison des méthodes de mesure et d'imposition de la pression négative (d'après Zerhouni, 1991 et Indarto, 1991)