

Tassements et gonflements différés dans les sols fins proches de la saturation

L. BOUTONNIER

SCETAUROUTE

Département Géotechnique
et Matériaux

3, rue du Docteur-Schweitzer

38180 Seyssins

l.boutonnier@scetauroute.fr

Résumé

Des progrès remarquables ont été accomplis ces dernières années dans le domaine des sols non saturés. Cependant, il n'existe pas à l'heure actuelle de couplage hydromécanique simple permettant de prévoir les tassements et surtout les gonflements différés dans le domaine des sols fins proches de la saturation.

En utilisant la loi d'Henry, la loi des gaz parfaits, le principe des contraintes effectives et la relation $S_r(s)$ (S_r degré de saturation, s succion), une méthode simple est proposée pour prévoir le gonflement différé sous imbibition et le tassement différé lors de l'application d'une charge (consolidation). Cette théorie monodimensionnelle peut être utilisée pour les sols contenant des bulles d'air occlus et pour des succions inférieures à la succion d'entrée d'air. Elle peut être généralisée au cas tridimensionnel.

En utilisant cette approche, une relation théorique a été établie entre le coefficient de consolidation c_{v1} obtenu à partir des essais œdométriques classiques (pas de succion dans l'échantillon, pressions interstitielles positives) et le coefficient c_{v2} calculé à partir des courbes de gonflement libre à l'œdomètre (imbibition d'une éprouvette présentant une succion initiale). Cette relation a permis d'effectuer une étude paramétrique qui montre que, pour les sols présentant une forte succion d'entrée d'air, les coefficients c_{v1} et c_{v2} sont pratiquement égaux.

Mots-clés : tassement, gonflement, sols non saturés, consolidation.

Deferred settlement and swelling forecast in fine soils near saturation

Abstract

These last decades, numerous advances have been made in unsaturated soil mechanics. However, there is currently no simple hydromechanical model to forecast the settlement or swelling as a function of time.

Using Henry's law, perfect gas law, effective stress principle and the relation $S_r(s)$ (S_r degree of saturation, s suction), a simple method is proposed to predict the time evolution of swelling and settlement (consolidation). This one dimensional theory is valid for soils containing occluded air bubbles and/or for succions below air entry suction. It could be generalised to three dimensional theory.

The model shows that the coefficient of consolidation c_{v1} obtained from classical oedometric test (no suction in the sample, positive pore water pressure) and the coefficient c_{v2} obtained from « free-swell » oedometer test (submerging a specimen with initial suction) are linked. A parametric study has been carried out and it shows that c_{v1} and c_{v2} are approximately equal, particularly for soils with high air entry suction.

Key words : settlement, swelling, unsaturated soils, consolidation.

NDLR : Les discussions sur cet article sont acceptées jusqu'au 1^{er} février 2006.

TABEAU 1 Notations utilisées.
Notations used.

Symboles	Désignations	Unités	Commentaires
a_{int}	Coefficient de compressibilité du fluide interstitiel dans le domaine D3	Pa ⁻¹	
a_w	Coefficient de compressibilité de l'eau	Pa ⁻¹	
C_c	Indice de compression	sans	compression du sol normalement consolidé
C_{ae}	Indice de fluage	sans	
C_s	Indice de gonflement	sans	compression du sol surconsolidé
C_x	Indice de gonflement ou coefficient de compression suivant que le sol est surconsolidé ou normalement consolidé	sans	
$c_{v,D2}$	Coefficient de consolidation verticale dans le domaine D2	m ² /s	
$c_{v,D3D4}$	Coefficient de consolidation verticale dans les domaines D3 et D4	m ² /s	
Δe_c	Variation d'indice des vides lors de l'application d'un incrément de contrainte effective $\Delta\sigma'$	Pa	
Δe_f	Variation d'indice des vides liée au fluage pendant un incrément de temps Δt	sans	
Δu_w	Surpression interstitielle	Pa	
Δz	Hauteur de la sous-couche de sol considérée	M	
$\Delta\sigma$	Incrément de contrainte totale	Pa	
$\Delta\sigma'$	Incrément de contrainte effective	Pa	
e	Indice des vides	sans	
e_0	Indice des vides initial sous σ'_{v0}	sans	
E_{oedon}	Module œdométrique tangent	Pa	
γ_w	Poids volumique de l'eau	kN/m ³	
h	Constante de la loi d'Henry	sans	$V_{ad} = V_w \cdot h$
k_v	Perméabilité verticale	m/s	
n	Porosité	sans	
P_a	Pression atmosphérique de l'air	Pa	
s	Succion	Pa	$s = u_a - u_w$
s_{air}	Succion d'entrée d'air ou d'expulsion d'air	Pa	
S_r	Degré de saturation	sans	
$S_{r,air}$	Degré de saturation au point d'entrée ou d'expulsion d'air	sans	
S_{re}	Degré de saturation lorsque $s = 0$	sans	
t	Temps	s	
t_f	Temps fictif permettant de calculer la vitesse de fluage	jours	t_f est souvent appelé t^*
σ'_p	Contrainte de préconsolidation	Pa	
σ_v	Contrainte totale verticale	Pa	
σ'_v	Contrainte effective verticale	Pa	$\sigma'_v = \sigma_v - u$
σ'_{v0}	Contrainte effective verticale initiale en place	Pa	
T	Température du fluide interstitiel	°K	
u_a	Pression de l'air du fluide interstitiel	Pa	Par convention, ces pressions sont nulles sous la pression atmosphérique P_a
$u_{a,air}$	Pression de l'air correspondant à la succion d'entrée d'air	Pa	Par convention, ces pressions sont nulles sous la pression atmosphérique P_a
u_w	Pression de l'eau du fluide interstitiel	Pa	
$u_{w,sat}$	Pression de l'eau du fluide interstitiel pour laquelle $S_r = 1$	Pa	
v	Vitesse d'écoulement vertical (positif vers le bas)	m/s	
V_a	Volume d'air total au sein du fluide interstitiel	m ³	$V_a = V_{ad} + V_{al}$
V_{ad}	Volume d'air dissous	m ³	
V_{al}	Volume d'air libre	m ³	
V	Volume total de l'élément de sol considéré	m ³	
V_v	Volume des vides de l'élément de sol considéré	m ³	$V_v = V_w + V_a$
V_w	Volume d'eau contenu par l'élément de sol considéré	m ³	
w	Tassement de la couche de sol considérée	m	
z	Profondeur de l'élément de sol considéré	m	z est compté positif vers le bas

Introduction

La mécanique des sols non saturés s'est beaucoup développée ces dernières années. Ces progrès sont représentés par exemple par les travaux de Alonso *et al.* (1990) dans la définition de lois de comportement en variables indépendantes. Les variables mises en relation sont la contrainte isotrope p , le déviateur q , la succion s et l'indice des vides e . Ces lois de comportement ont la particularité de considérer les contraintes totales plutôt que les contraintes effectives comme en mécanique des sols saturés.

Cependant, dans le domaine des sols fins proches de la saturation (succion inférieure à la succion d'entrée d'air), Biarez *et al.* (1988) ont montré que le principe des contraintes effectives peut s'appliquer sur des chemins de contraintes œdométriques ou isotropes.

Modaressi *et al.* (1996), Khalili et Khabbaz (1998), Khalili (2000), Geiser (2000), Loret et Khalili (2002) ont ensuite généralisé ces travaux (chemins de contraintes de cisaillement au triaxial, succions supérieures à la succion d'entrée d'air), ce qui permet dès à présent de faciliter grandement la modélisation des sols non saturés, les paramètres mécaniques étant les mêmes dans les domaines saturé et non saturé. Toutefois, la démonstration pour les sols non saturés du principe des contraintes effectives à l'échelle granulaire est beaucoup moins aisée que dans le domaine saturé et pose un certain nombre de questions sur ses fondements théoriques (Delage, 1987).

Toutes ces recherches, bien que très intéressantes, sont encore peu utilisées dans la pratique des bureaux d'études où les applications sont potentiellement nombreuses : remblais en sols fins, sols fins naturels non saturés posant des problèmes de tassements ou de gonflements...

Dans le cas particulier des calculs de temps de consolidation (tassements ou gonflements différés) pour des sols fins proches de la saturation (succion inférieure à la succion d'entrée d'air), il n'existe pas à notre connaissance de modèle prédictif facilement utilisable :

1) Les théories de Fredlund et Hasan (1979), Loret et Alonso (1980) pour la consolidation des sols non saturés considèrent que les phases liquide et gazeuse sont continues ce qui n'est pas vrai pour les succions inférieures à la succion d'entrée d'air (air occlus avant la succion d'entrée d'air) ;

2) Khalili et Khabbaz (1995) utilisent la loi de Fick pour les écoulements de gaz et la loi de Darcy pour les écoulements d'eau. Loret et Khalili (2000) complètent cette approche en introduisant explicitement la perméabilité à l'air lorsque la succion est supérieure à la succion d'entrée d'air. Cependant, ces approches négligent la dissolution de l'air dans l'eau (loi d'Henry) ;

3) Barden (1965), Chang et Duncan (1983) proposent des théories pour les sols présentant des bulles d'air occlus mais elles ne sont pas valables quand la succion n'est plus négligeable.

En utilisant la loi de Henry, la loi des gaz parfaits, le principe des contraintes effectives et la relation $S_r(s)$ (S_r degré de saturation, s succion), une méthode simple est proposée dans cet article pour prévoir le gonflement différé sous imbibition et le tassement différé lors de l'application d'une charge (consolidation). Cette théo-

rie monodimensionnelle peut être utilisée pour les sols contenant des bulles d'air occlus et pour des succions inférieures à la succion d'entrée d'air. Elle pourrait être généralisée au cas tridimensionnel.

En utilisant cette approche, une relation théorique est ensuite établie entre le coefficient de consolidation c_{v1} obtenu à partir des essais œdométriques classiques (pas de succion dans l'échantillon, pressions interstitielles positives) et le coefficient c_{v2} calculé à partir des courbes de gonflement en fonction du temps d'essais de gonflement libre à l'œdomètre (imbibition d'une éprouvette présentant une succion initiale). Cette relation permet d'effectuer une étude paramétrique qui montre que, pour les sols présentant une forte succion d'entrée d'air, les coefficients c_{v1} et c_{v2} sont pratiquement égaux. Quelques essais, qui tendent à valider cette théorie, sont ensuite présentés.

2

Présentation des hypothèses et résultats théoriques

Les différentes notations utilisées dans la suite de cet article sont présentées dans le tableau I.

2.1

Les différents domaines d'un sol non saturé

Dans le cadre de cet article, l'état d'un sol est décomposé en quatre domaines en fonction du degré de saturation, comme illustré sur la figure 1. Cette décomposition a déjà été présentée par Boutonnier et Virollet (2003). Nous la rappelons, avec un certain nombre de compléments, car elle est nécessaire à la compréhension de la suite de l'article.

Par convention, u_a et u_w sont les pressions d'air et eau en excès de la pression atmosphérique P_a .

- **Domaine D1** caractérisé par $s_{air} \leq s$ et $S_r \leq S_{r,air}$.

La phase gazeuse est continue dans l'échantillon de sol considéré. Cet état correspond à une succion s supérieure à la succion d'entrée d'air s_{air} (ou d'expulsion d'air sur un chemin d'imbibition). Cette succion s_{air} peut être de quelques dizaines de kPa à plus de 1 000 kPa pour les sols argileux (Biarez *et al.*, 1987; Fleureau *et al.*, 1993; Zerhouni *et al.*, 1998; Cafaro *et al.*, 2000; Khalili, 2000; Fleureau *et al.*, 2002).

Le degré de saturation correspondant à s_{air} est généralement compris entre :

– $S_{r,air} = 75\%$ et 90% pour les sols compactés à l'optimum Proctor ou côté humide (Chen et Yu, 1995; Schuurman; 1966, Chang et Duncan, 1983);

– $S_{r,air} = 90\%$ et 100% pour les sols initialement saturés, et en particulier les boues auxquelles on fait subir un chemin de drainage à succion croissante (Biarez *et al.*, 1987; Fleureau *et al.*, 1993; Zerhouni *et al.*, 1998, Cafaro, 2000, Fleureau *et al.*, 2002).

- **Domaine D2** caractérisé par $0 \leq s \leq s_{air}$ et $S_{r,air} \leq S_r \leq S_{r,c}$.

L'air est occlus dans l'échantillon de sol considéré. Chaque bulle d'air est en contact avec plusieurs grains de sol et la succion $s = u_a - u_w$ a pour effet d'augmenter les forces de contact intergranulaires. Par définition,

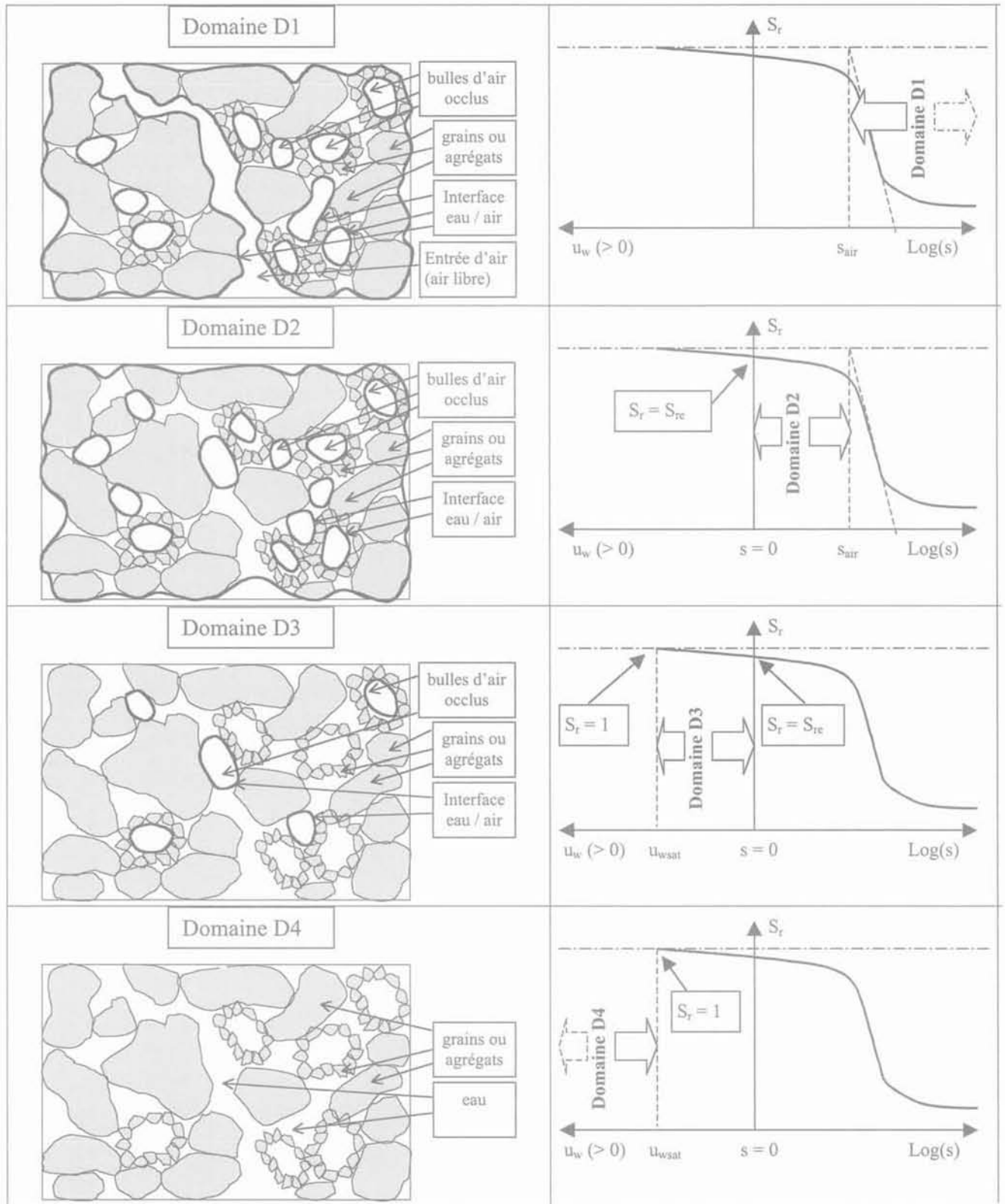


FIG. 1 Représentation schématique de l'état de saturation en fonction de la suction.
Schematic representation of saturation state as a function of suction.

nous appelons S_{re} le degré de saturation pour lequel la suction mesurée à l'échelle macroscopique est nulle.

Dans ce domaine, la perméabilité à l'air est nulle (la phase air n'est pas continue).

De nombreux résultats expérimentaux (Barden, 1974; Lins *et al.*, 1995) montrent que le domaine D2

couvre l'optimum Proctor et une partie du côté humide de l'OPN (optimum Proctor normal).

• *Domaine D3* caractérisé par $S_{re} < S_r < 1$ et $s = 0$ ce qui conduit à $u_b = u_w$ avec $u_w > 0$.

L'air est occlus dans l'échantillon de sol considéré. A l'échelle macroscopique, on ne mesure plus de suc-

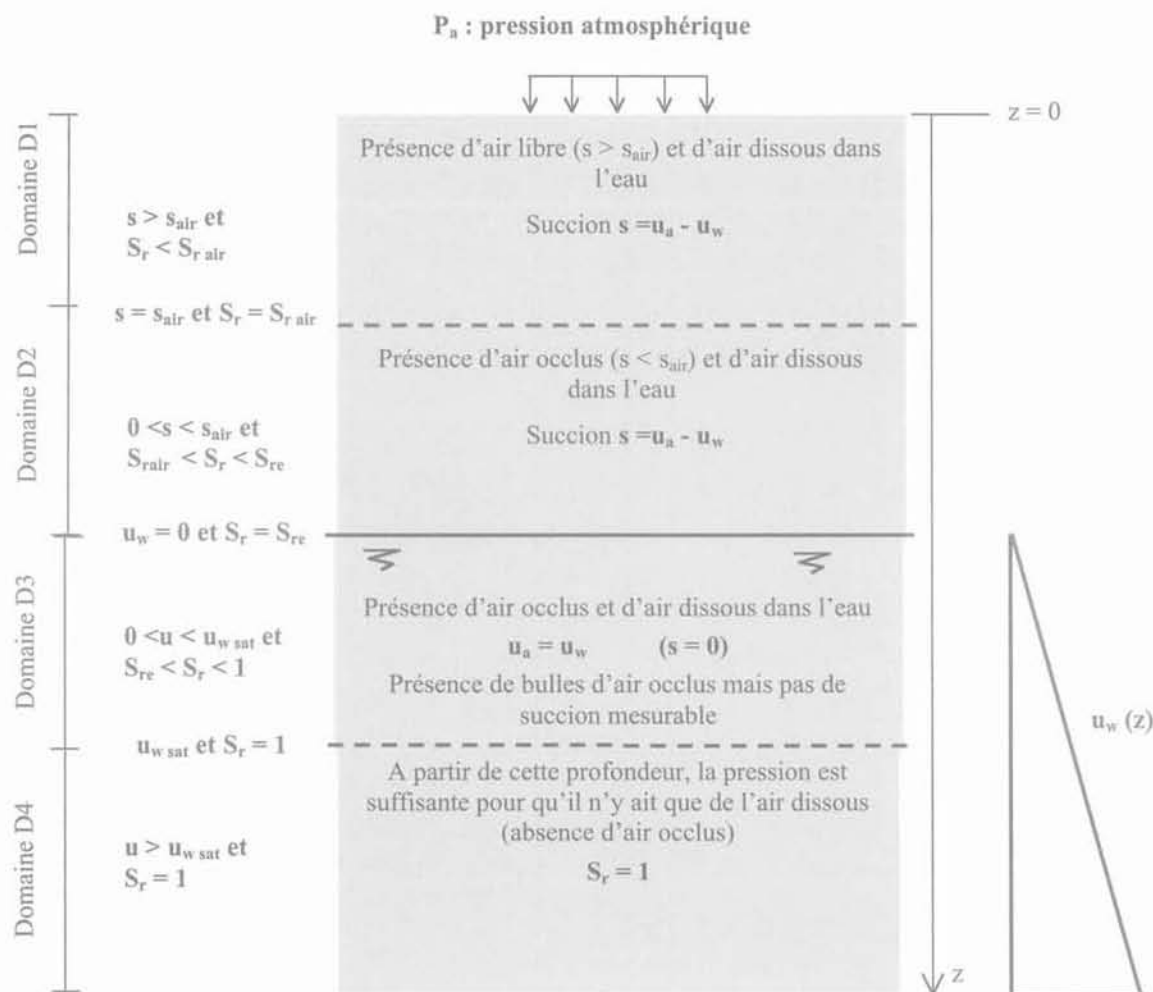


FIG. 2 Représentation schématique de l'état de saturation d'un sol naturel.
Schematic representation of natural soil saturation state.

cion ($s = 0$) ce qui conduit à supposer que $u_a = u_w$ bien que des forces de tension capillaires existent à la surface de chaque bulle. De nombreux auteurs (Hilf, 1948; Li *et al.*, 2001) négligent ces forces et c'est l'hypothèse que nous faisons par la suite dans le domaine D3.

Dans les sols compactés, le domaine D3 couvre une partie du côté humide de l'optimum Proctor (Barden, 1974).

Dans les sols naturels, le domaine D3 concerne les sols sous la nappe. On dispose de peu de mesures du degré de saturation dans ce domaine. On peut cependant citer Fourie *et al.* (2001), qui obtiennent des degrés de saturation compris entre 93 % et 99 % dans des échantillons de sables prélevés entre 6 et 16 m sous le toit de la nappe (technique de prélèvement par congélation); dans ces conditions, on en déduit pour ce cas particulier que $S_{re} < 93\%$ et 99% .

L'hypothèse $u_a = u_w$ semble justifiée par la taille des pores (et donc des bulles contenues dans ces pores) qui sont à l'origine de la compression volumique d'un échantillon de sol. En effet, ces pores (ou macropores entre les agrégats de particules d'argiles dans le cas des sols argileux) ont un rayon qui est bien souvent de l'ordre de $10\ \mu\text{m}$. Dans ces conditions, si l'on considère que les bulles emprisonnées ont la taille de ces pores ou macropores, la loi de Jurin permet de calculer une suction de l'ordre de $15\ \text{kPa}$ qui conduit à $u_a = u_w + 15\ \text{kPa}$.

Compte tenu que, dans le domaine D3, la pression d'eau absolue est $u_w + P_a > P_a = 100\ \text{kPa}$ (pression atmosphérique), l'hypothèse $u_a = u_w$ faite précédemment conduit à une erreur maximum de 15 % sur le calcul de u_a dans le domaine D3 pour $u_w = 0$. Pour $u_w = 100\ \text{kPa}$, cette erreur n'est plus que de 7 %.

La démonstration ci-avant est justifiée par les mesures suivantes trouvées dans la littérature :

1) Pour les sols compactés selon les modes opératoires permettant de déterminer l'OPN

Pour les limons de Jossigny, Delage et Cui (2000) observent que :

- les échantillons élaborés côté sec présentent des macropores de $30\ \mu\text{m}$ de diamètre;
- dans les échantillons élaborés à l'optimum Proctor, seuls les grands pores de $60\ \mu\text{m}$ sont pleins d'air.

Dans un mélange de silt et de kaolinite (70 %/30 % ou 90 %/10 %), Garcia-Bengochea *et al.* (1979) observent des macropores de $3\ \mu\text{m}$ à $7\ \mu\text{m}$ de diamètre suivant la position par rapport à l'optimum Proctor; le diamètre des macropores diminue lorsque l'énergie du compactage augmente.

Sridharan *et al.* (1971) et Delage et Fry (2000) observent, pour une kaolinite compactée, que le rayon des pores qui gouvernent la compressibilité volumique côté sec est de l'ordre de $10\ \mu\text{m}$.

Gens et Alonso (1992), citant Atabek *et al.* (1991), montrent que pour l'argile FoCa compactée le diamètre des macropores est de 6 μm , quelle que soit la teneur en eau d'élaboration de l'échantillon.

2) Pour des sols remaniés

Nagaraj et Muria (2001) mesurent des macropores de l'ordre de 20 μm de diamètre à la limite de liquidité quelle que soit la limite de liquidité de l'argile. Ces auteurs estiment que le comportement mécanique des argiles est gouverné par les macropores existant entre les agrégats de particules d'argiles.

Al-Mukhtar (1995) obtient des diamètres de macropores supérieurs à 10 μm sur de la kaolinite saturée et compactée statiquement à 0,3 MPa. Sous une contrainte de 1 MPa, ces macropores disparaissent.

3) Pour les sols naturels non remaniés :

Sills *et al.* (1991) montrent un exemple de bulle de gaz de plus de 25 μm de diamètre prélevé dans les argiles silteuses de la mer d'Irlande. D'autres exemples cités dans le même article donnent des diamètres de macropores compris entre 6 et 300 μm .

4) Considérations physiques

Murray (2002) et Vaughan (2003) montrent que les petites bulles ont tendance à disparaître au profit des grandes bulles par des phénomènes de diffusion locale. Les bulles d'air ont donc tendance à occuper les pores les plus importants (macropores).

Enfin, les fortes suctions d'entrée d'air s_{air} obtenues dans les sols argileux ne sont pas contradictoires avec des rayons de macropores de l'ordre de 10 μm . En effet, si la suction d'entrée d'air est supérieure à celle calculée par la loi de Jurin avec un rayon de 10 μm (de l'ordre de 15 kPa), cela veut simplement dire que les macropores ne sont pas connectés entre eux.

• Domaine D4 caractérisé par $s = 0$ et $S_r = 1$:

Il n'y a pas d'air à l'état gazeux dans l'échantillon de sol considéré. Le sol est parfaitement saturé.

La limite entre le domaine D3 et D4 peut également s'exprimer à travers la pression interstitielle $u_{w \text{ sat}}$ pour laquelle $S_r = 1$.

La pression interstitielle $u_{w \text{ sat}}$ correspond à la contre pression qu'il est nécessaire d'appliquer pour saturer un échantillon à l'appareil triaxial.

Dans le cas d'un sol naturel, les limites entre les différents domaines sont représentées schématiquement sur la figure 2. Dans les quatre domaines, une certaine quantité d'air est dissoute dans l'eau d'après la loi de Henry. Les limites entre les différents domaines (caractérisées par les variables $u_{w \text{ sat}}$, S_{re} , $S_{r \text{ air}}$, s_{air}) dépendent vraisemblablement de la compacité du matériau et de son histoire géologique.

2.2

Les hypothèses de calcul

Dans la suite, nous développons une théorie pour être en mesure de calculer le tassement ou le gonflement différé d'un sol (consolidation en fonction du temps). Dans le domaine D3, la compressibilité du fluide interstitiel liée à la présence de bulles d'air occlus est prise en compte.

Les hypothèses sont les suivantes :

1) L'air contenu dans le sol obéit à la loi des gaz parfaits. Pour une température T donnée et un volume d'air libre dans le sol V_{al} soumis à une pression u_a , on a :

$$(u_a + P_a) \cdot V_{\text{al}} = \text{constante} (T) = n_{\text{gaz}} \cdot R \cdot T \quad (1)$$

n_{gaz} est le nombre de moles de gaz.

2) Le volume d'air dissous dans l'eau est donné par la loi d'Henry :

$$V_{\text{ad}} = V_w \cdot h \quad (2)$$

avec V_{ad} volume qu'occuperait l'air sous la pression u_a , s'il n'était pas dissous, V_w volume d'eau de l'élément de sol considéré et h constante de Henry, défini par la loi de Mariotte :

$$h = 0,02 T/T_0 \quad (3)$$

avec T température en Kelvin ($^\circ\text{K}$) et $T_0 = 293 \text{ }^\circ\text{K}$.

On observe que le volume d'air dissous dans l'eau V_{ad} est indépendant de la pression u_a . En revanche, la loi des gaz parfaits indique que – à volume et à température donnés – la masse d'air dissoute dépend de u_a .

Black et Lee (1973), Li *et al.* (2001) montrent que lorsque la pression d'air varie, la dissolution n'est pas instantanée. Suivant les cas étudiés et la rapidité de la sollicitation, la loi d'Henry sera prise en compte ou sera négligée.

3) Le rapport masse d'air (libre + dissous) sur masse d'eau est constant dans le « fluide interstitiel » (eau libre + air). Si l'on néglige la déformation du squelette, cela revient à dire qu'il n'y a pas de diffusion de l'air dans l'eau. La diffusion n'est donc pas prise en compte dans la suite à l'échelle macroscopique, même si elle peut exister localement à l'échelle microscopique (mécanisme de disparition des petites bulles au profit des plus grosses expliqué par Vaughan, 2003).

4) Le sol ne sort pas des domaines D2, D3 et D4. D'après Biarez *et al.* (1987), Modaressi et Abou-Bekr (1994), Khalili et Khabbaz (1998), Loret et Khalili (2002), le principe des contraintes effectives peut être appliqué :

$$\sigma'_v = \sigma_v - u_w \quad (4)$$

5) Dans le domaine D2, le degré de saturation est une fonction univoque de la suction : $S_r(s)$. Cette hypothèse est généralement vraie tant que l'on ne rentre pas dans le domaine D1. Dès que l'on rentre dans le domaine D1, il y a une hystérésis au moment de la resaturation.

6) Les limites entre les différents domaines et en particulier les variables $u_{w \text{ sat}}$, S_{re} , $S_{r \text{ air}}$, s_{air} sont constantes. Cette hypothèse est valable tant que l'on ne rentre pas dans le domaine D1 (voir commentaire hypothèse n° 5).

7) Nous considérons une sollicitation du type cedométrique, caractérisée par $C_x = C_c$ ou C_s (voir définition dans le tableau n° 1) suivant que le sol se situe dans le domaine normalement ou surconsolidé. Le calcul est donc effectué en considérant que la déformation latérale est nulle. La variation d'indice des vides Δe_c lors d'un incrément de contrainte $\Delta \sigma'$ est la suivante :

$$\Delta e_c = -C_s \cdot \log \left(\frac{\sigma'_v + \Delta \sigma'}{\sigma'_v} \right) \quad \text{si} \quad \begin{cases} \sigma'_p < \sigma'_v \\ \sigma'_v + \Delta \sigma' \leq \sigma'_p \end{cases} \quad (5)$$

$$\Delta e_c = -C_c \cdot \log \left(\frac{\sigma'_v + \Delta \sigma'}{\sigma'_v} \right) \quad \text{si} \quad \begin{cases} \sigma'_p < \sigma'_v \\ \sigma'_p \leq \sigma'_v + \Delta \sigma' \end{cases} \quad (6)$$

Ce qui donne l'expression suivante en généralisant :

$$\Delta e_c = -C_x \cdot \log \left(\frac{\sigma'_v + \Delta \sigma'}{\sigma'_v} \right) \quad (7)$$

La démarche est similaire sur un chemin de compression isotrope (que l'on peut obtenir au triaxial par exemple).

8) On considère que les incréments de charge $\Delta \sigma$ sont faibles par rapport à σ'_v . Cette hypothèse permet en effet de linéariser la relation contrainte/déformation.

9) La compressibilité de l'eau est a_w et les grains solides sont supposés incompressibles par rapport à l'eau.

10) La perméabilité verticale k_v dans les domaines D3 et D4 est reliée à l'indice des vides e par la relation suivante (Tavenas *et al.*, 1983 ; Leroueil *et al.*, 1985, Nagaraj et Miura, 2001) :

$$e = e_k + c_k \cdot \log(k_v) \quad (8)$$

Les constantes e_k et c_k peuvent être facilement déterminées à partir des valeurs de c_c d'essais œdométriques standard (essai de compressibilité par paliers, cf. Magnan *et al.*, 1985).

11) La perméabilité verticale k_v dans le domaine D2 est égale à celle des domaines D3 et D4. Ce point est observé expérimentalement par de nombreux auteurs (Ed Diny *et al.*, 1993 ; Fredlund et Rahardjo, 1993, citant Brooks et Corey, 1964).

12) La variation d'indice des vides liée au fluage du sol Δe_f pendant un incrément de temps Δt est donnée par les relations suivantes dans les domaines D3 et D4 (Magnan *et al.*, 1979 ; Leroueil *et al.*, 1985) :

$$\Delta e_c = -C_{ae} \cdot \log \left(\frac{\Delta t + t_f}{t_f} \right) \quad (9)$$

$$t_f = 10 \frac{C_c \cdot \log \left(\frac{\sigma'_p}{\sigma'_v} \right) - C_s \cdot \log \left(\frac{\sigma'_p}{\sigma'_v} \right)}{C_{ae}} \quad \text{si } t_f > 1 \text{ jour}$$

$$t_f = 1 \text{ jour sinon} \quad (10)$$

C_{ae} est l'indice de fluage.

13) Le comportement au fluage démontré dans la littérature pour les domaines D3 et D4 est étendu au domaine D2 où le principe des contraintes effectives est conservé.

2.3

Les résultats théoriques

2.3.1

Relations donnant le degré de saturation en fonction de la pression d'air

Avec les hypothèses 1, 2, 3 et 6 définies au § 2.2, il est possible d'établir l'équation différentielle suivante entre le degré de saturation S_r et la pression d'air u_a (Boutonnier et Virollet, 2003) :

$$\frac{dS_r}{S_r - S_r^2 \cdot (1-h)} = \frac{du_a}{u_a} \quad (11)$$

Si la sollicitation est trop rapide pour que l'air puisse se dissoudre dans l'eau, cette équation peut être utilisée en prenant $h = 0$.

En considérant que l'eau est saturée en air (loi de Henry), cette équation peut être intégrée. Les résultats obtenus sont les suivants :

$$S_r = \frac{S_{re}}{S_{re} \cdot (1-h) + \frac{P_a}{u_a + P_a} \cdot [1 - S_{re} \cdot (1-h)]} \quad (12)$$

si $u_a < 0$: domaine D2

$$S_r = \frac{\frac{u_a + P_a}{P_a} \cdot S_{re}}{1 + \frac{u_a + P_a}{P_a} \cdot \frac{S_{re} \cdot (1-h)}{1 - S_{re} \cdot (1-h)}} \quad (13)$$

si $u_a \geq 0$ et $u_a \leq u_{wsat}$: domaine D3

$$\text{avec } u_{wsat} = \frac{P_a \cdot (1 - S_{re})}{S_{re} \cdot h} \quad (14)$$

2.3.2

Relation donnant le coefficient de compressibilité du fluide interstitiel équivalent

Dans le domaine D3, il est possible de définir le coefficient de compressibilité du fluide interstitiel équivalent :

$$a_{int} = \frac{\Delta V_v}{V_v \cdot \Delta u_w} \quad (15)$$

Avec les mêmes hypothèses qu'au § 3.1, on obtient (Boutonnier et Virollet, 2003) :

$$a_{int} = \frac{1 - S_r \cdot (1-h)}{u_w + P_a} \quad (0 < u_w < u_{wsat}) \quad (16)$$

S_r étant donné en fonction de u_w par l'équation (13) car $u_a = u_w$ dans le domaine D3.

Lors d'un chargement rapide, il est possible de calculer S_r à partir de l'équation (11) en posant $h = 0$ et dans ces conditions l'équation (16) peut être utilisée.

Lorsque la pression interstitielle u_w devient supérieure à u_{wsat} , il n'y a plus de bulles d'air dans le fluide interstitiel et le coefficient de compressibilité du fluide interstitiel est celui de l'eau :

$$a_{int} = a_w \quad (u_w \geq u_{wsat}) \quad (17)$$

Dans ces conditions, connaissant h et S_{re} , il est possible de calculer le coefficient de compressibilité du fluide interstitiel équivalent dans les domaines D3 et D4.

La figure 3 donne le coefficient de compressibilité a_{int} en fonction de u_w pour différentes valeurs de S_{re} avec :

- $h = 0,02$ calculé pour une température de 20 °C en utilisant l'équation (3) ;
- pression atmosphérique de l'air $P_a = 100 \text{ kPa}^{-1}$;
- coefficient de compressibilité de l'eau $a_w = 5 \cdot 10^{-7} \text{ kPa}^{-1}$.

Afin d'analyser l'influence de la loi de Henry sur ce coefficient de compressibilité, les courbes ont également été tracées en considérant que l'air ne peut pas se dissoudre dans l'eau ($h = 0$).

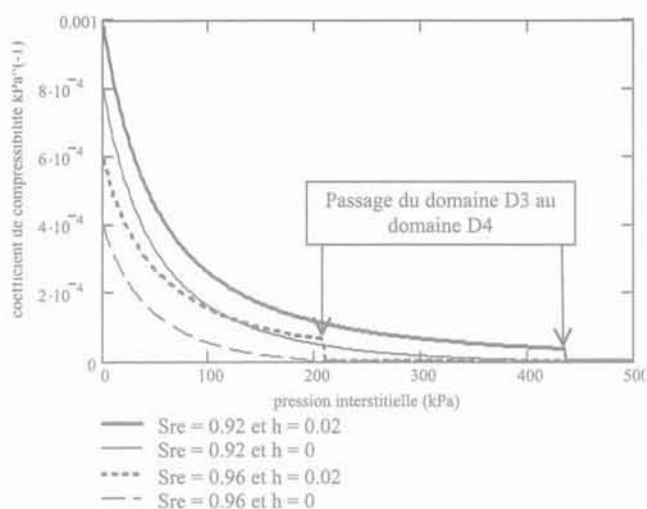


FIG. 3 Coefficient de compressibilité du fluide interstitiel équivalent pour $S_{re} = 0,92 - 0,96$ et $h = 0 - 0,02$ (d'après Boutonnier et Virollet, 2003).
Compressibility coefficient of equivalent pore fluid for $S_{re} = 0,92 - 0,96$ and $h = 0 - 0,02$ (Boutonnier and Virollet, 2003).

Les courbes de la figure 3 conduisent aux observations suivantes :

- la discontinuité du coefficient de compressibilité du fluide interstitiel observée sur les courbes correspond au passage du domaine D3 au domaine D4. La pression interstitielle correspondante est u_{wsat} (équation (14)) dont les valeurs sont respectivement $u_{wsat} = 435$ et 208 kPa pour $S_{re} = 0,92$ et $0,96$;
- les valeurs de u_{wsat} obtenues tendent à prouver qu'une épaisseur importante de sol sous la nappe (plusieurs dizaines de mètres) n'est pas saturée ;
- les courbes avec prise en compte ou non de l'effet différé de la loi d'e Henry sont similaires pour les faibles pressions interstitielles. Aussi, la compressibilité du fluide interstitiel est principalement liée à la compressibilité des bulles de gaz (loi des gaz parfaits) dans le domaine D3.

2.3.3

Théorie de la consolidation dans les domaines D3 et D4

Nous démontrons ci-dessous la théorie de la consolidation prenant en compte le fluage et la compressibilité du fluide interstitiel dans les domaines D3 et D4. Des relations similaires ont déjà été établies lors de la mise au point du programme CONMULT du LCPC (Magnan *et al.*, 1979). Les hypothèses nécessaires pour établir ces équations sont les hypothèses n° 1, 2, 3, 4, 6, 7, 8, 9 et 12 du § 2.2.

Pour un volume de sol d'épaisseur Δz et de surface unité, le volume d'eau expulsé ΔV_w pendant un temps Δt est le suivant :

$$\Delta V_w = (v(z + \Delta z) - v(z)) \cdot \Delta t \quad (18)$$

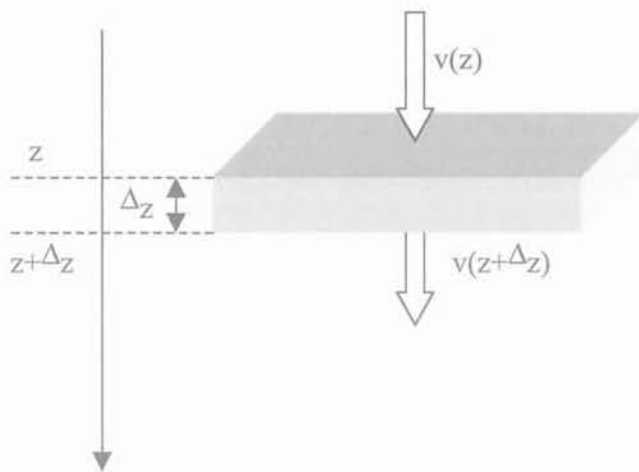


FIG. 4 Schéma de l'écoulement vertical.
Vertical flow diagram.

$$v = -k_v \cdot \text{grad}(i) = -k_v \cdot \frac{d \left(-z + \frac{u_w}{\gamma_w} \right)}{dz} \quad (19)$$

d'où

$$\Delta V_w = -\frac{k_v}{\gamma_w} \cdot \frac{\delta^2 u_w}{\delta z^2} \cdot \Delta z \cdot \Delta t \quad (20)$$

L'équation (21) permet de relier le volume d'eau expulsée ΔV_w à la variation du volume des vides ΔV_v et à la variation du volume du fluide interstitiel par le biais du coefficient de compressibilité a_{int} :

$$\Delta V_w = -\Delta V_v - a_{int} \cdot \frac{e}{1+e} \cdot \Delta z \cdot \Delta u_w \quad (21)$$

Avec :

$$\begin{aligned} \Delta V_w &= (\Delta e_f + \Delta e_c) \cdot \frac{\Delta z}{(1+e)} \\ \Delta V_w &= \left(-C_{ae} \cdot \log \left(\frac{\Delta t + t_f}{t_f} \right) - C_x \cdot \log \left(\frac{\sigma'_v - \Delta u_w}{\sigma'_v} \right) \right) \cdot \frac{\Delta z}{1+e} \\ \Delta V_w &= \left(-C_{ae} \cdot \frac{\Delta t}{\ln(10)t_f} + C_x \cdot \frac{\Delta u_w}{\ln(10)\sigma'_v} \right) \cdot \frac{\Delta z}{1+e} \quad (22) \end{aligned}$$

Nota : dans l'équation (22), on fait l'hypothèse que $\Delta t \ll t_f$. Par ailleurs, on considère que, pendant l'incrément de temps Δt , la contrainte totale est constante ce qui permet d'écrire $\Delta \sigma'_v = -\Delta u_w$.

En combinant les équations (20), (21) et (22), on obtient :

$$\begin{aligned} \frac{\Delta u_w}{\Delta t} \cdot \left(1 + a_{int} \cdot \frac{e \cdot \sigma'_v \cdot \ln(10)}{C_x} \right) &= \frac{k_v \cdot (1+e) \cdot \sigma'_v \cdot \ln(10)}{\gamma_w \cdot C_x} \cdot \frac{\delta^2 u_w}{\delta z^2} \\ &+ \frac{C_{ae} \cdot \sigma'_v}{C_x} \cdot \frac{1}{t_f} \quad (23) \end{aligned}$$

Lorsque $\Delta t \rightarrow 0$, on obtient

$$\frac{\delta u_w}{\delta t} \cdot \left(1 + a_{int} \cdot \frac{e \cdot \sigma'_v \cdot \ln(10)}{C_x} \right) = \frac{k_v \cdot (1+e) \cdot \sigma'_v \cdot \ln(10)}{\gamma_w \cdot C_x} \cdot \frac{\delta^2 u_w}{\delta z^2} + \frac{C_{\alpha e} \cdot \sigma'_v}{C_x} \cdot \frac{1}{t_r} \quad (24)$$

Si le terme de fluage et la compressibilité du fluide interstitiel sont nuls ($C_{\alpha e} = 0$ et $a_{int} = 0$), on retrouve l'équation de la consolidation classique avec le coefficient de consolidation verticale c_v donné par l'équation (25) pour les domaines D3 et D4 :

$$c_{v_D3D4} = \frac{k_v \cdot (1+e) \cdot \sigma'_v \cdot \ln(10)}{\gamma_w \cdot C_x} \quad (25)$$

2.3.4

Théorie de la consolidation dans le domaine D2

Nous démontrons ci-dessous la théorie de la consolidation verticale prenant en compte le fluage et la compressibilité du fluide interstitiel dans le domaine D2. Les hypothèses nécessaires pour établir ces équations sont les hypothèses n°s 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 11, 12 et 13 du § 2.2.

Les conventions de signes sont données par la figure 4.

La variation du degré de saturation ΔS_r pendant l'intervalle de temps Δt est fonction :

- de la quantité d'eau expulsée ΔV_w de la tranche de sol d'épaisseur Δz ;

- de la variation du volume des vides ΔV_v de la tranche de sol.

$$\Delta S_r = - \frac{1+e}{e \cdot \Delta z} \cdot (\Delta V_w + S_r \cdot \Delta V_v) \quad (26)$$

Compte tenu des hypothèses prises en compte, les équations (20) et (22) restent valables et, combinées à l'équation (26), elles permettent d'obtenir :

$$\frac{\Delta S_r}{\Delta t} + \frac{S_r \cdot C_x}{e \cdot \sigma'_v \cdot \ln(10)} \cdot \frac{\Delta u_w}{\Delta t} = \frac{k_v \cdot (1+e)}{\gamma_w \cdot e} \cdot \frac{\delta^2 u_w}{\delta z^2} + \frac{S_r \cdot C_{\alpha e}}{e \cdot t_r \cdot \ln(10)} \quad (26)$$

Lorsque $\Delta t \rightarrow 0$, on obtient :

$$\frac{\delta S_r}{\delta t} + \frac{S_r \cdot C_x}{e \cdot \sigma'_v \cdot \ln(10)} \cdot \frac{\delta u_w}{\delta t} = \frac{k_v \cdot (1+e)}{\gamma_w \cdot e} \cdot \frac{\delta^2 u_w}{\delta z^2} + \frac{S_r \cdot C_{\alpha e}}{e \cdot t_r \cdot \ln(10)} \quad (28)$$

Par ailleurs, l'hypothèse n° 5 du § 2.2 nous permet d'écrire :

$$\frac{dS_r(s)}{dt} = \frac{dS_r}{ds} \cdot \frac{ds}{du_w} \cdot \frac{du_w}{dt} = \frac{dS_r}{ds} \cdot \left(\frac{du_a}{du_w} - 1 \right) \cdot \frac{du_w}{dt} \quad (29)$$

En combinant les équations (28) et (29), on obtient :

$$\frac{\delta u_w}{\delta t} = \frac{\frac{k_v \cdot (1+e)}{\gamma_w \cdot e}}{\frac{dS_r}{ds} \cdot \left(\frac{du_a}{du_w} - 1 \right) + \frac{S_r \cdot C_x}{e \cdot \sigma'_v \cdot \ln(10)}} \cdot \frac{\delta^2 u_w}{\delta z^2} + \frac{\frac{S_r \cdot C_{\alpha e}}{e \cdot t_r \cdot \ln(10)}}{\left[\frac{dS_r}{ds} \cdot \left(\frac{du_a}{du_w} - 1 \right) + \frac{S_r \cdot C_x}{e \cdot \sigma'_v \cdot \ln(10)} \right]} \quad (30)$$

avec :

$\frac{dS_r}{ds}$: fonction de la succion s connue car S_r est une fonction de s ;

$\frac{du_a}{du_w}$: donné par l'équation (31) déjà établie par Boutonnier et Virollet (2003) ;

$$\frac{du_a}{du_w} = \frac{-\frac{dS_r}{ds} \cdot (u_a + P_a)}{-\frac{dS_r}{ds} \cdot (u_a + P_a) + S_r \cdot [1 - S_r \cdot (1-h)]} \quad (31)$$

Si le terme de fluage est nul dans l'équation (30) ($C_{\alpha e} = 0$), on trouve une forme d'équation correspondant à l'équation de la consolidation avec le coefficient de consolidation verticale c_v donné par l'équation (32) pour le domaine D2 :

$$c_{v_D2} = \frac{\frac{k_v \cdot (1+e)}{\gamma_w \cdot e}}{\frac{dS_r}{ds} \cdot \left(\frac{du_a}{du_w} - 1 \right) + \frac{S_r \cdot C_x}{e \cdot \sigma'_v \cdot \ln(10)}} \quad (32)$$

Il est intéressant de noter que les équations (33) et (34) permettent de relier le coefficient de consolidation verticale dans le domaine D2 (« côté succion » c_{v_D2}) au coefficient de consolidation verticale dans les domaines D3 et D4 (« sous la nappe », c_{v_D3D4} cf. définition équation (25)).

$$c_{v_D2} = \Gamma \cdot c_{v_D3D4} \quad (33)$$

avec :

$$\Gamma = \frac{1}{\frac{dS_r}{ds} \cdot \left(\frac{du_a}{du_w} - 1 \right) \cdot \frac{e \cdot \sigma'_v \cdot \ln(10)}{C_x} + S_r} \quad (34)$$

Compte tenu des équations (12) et (31), le coefficient Γ est fonction de $\frac{dS_r}{ds}$, u_a , S_{re} , h et $\frac{e \cdot \sigma'_v \cdot \ln(10)}{C_x}$

Par ailleurs, on vérifie que $\Gamma > 0$ car $\frac{dS_r}{ds} < 0$ (le degré de saturation diminue lorsque la succion augmente) et $\frac{du_a}{du_w} - 1 < 0$ (cf. équation (31)).

Afin d'estimer l'intervalle de variation du coefficient Γ , nous avons cherché dans un premier temps à évaluer la variation de Γ en fonction de u_a , les autres paramètres $\frac{dS_r}{ds}$, S_{re} , h et $\frac{e \cdot \sigma'_v \cdot \ln(10)}{C_x}$ restant constants. La pression d'air u_a est comprise entre 0 (correspondant à la limite entre les domaines D2 et D3, succion $s = 0$, $u_a = u_w = 0$, $S_r = S_{re}$) et $u_{a,air} < 0$ (correspondant à la limite entre les domaines D1 et D2, succion $s = s_{air}$ et $S_r = S_{r,air}$).

Il est possible de calculer $u_{a,air}$ à partir de la relation univoque supposée $S_r(s)$ (hypothèse n° 5 et équation (35) ci-dessous) et de la relation $S_r(u_a)$ (cf. équation (12)). Le calcul de la fonction $u_a(s)$ qui permet d'obtenir $u_{a,air} = u_a(s_{air})$ fait appel à des approximations d'intégrales et des résolutions implicites d'une équation à une inconnue.

Pour les applications numériques et l'étude paramétrique présentée dans la suite, nous faisons l'hypothèse supplémentaire que $\frac{dS_r}{ds}$ est constant dans le domaine D2.

$$S_r(s) = S_{re} + \frac{S_r}{S_{air}} \cdot (S_{r,air} - S_{re}) \quad (35)$$

Notons que cette hypothèse de linéarité dans le domaine D2 a déjà été faite par LeBihan et Leroueil (2002) pour l'analyse des écoulements d'eau et d'air dans les barrages.

Nous présentons sur la figure n° 5 un exemple de résultat obtenu :

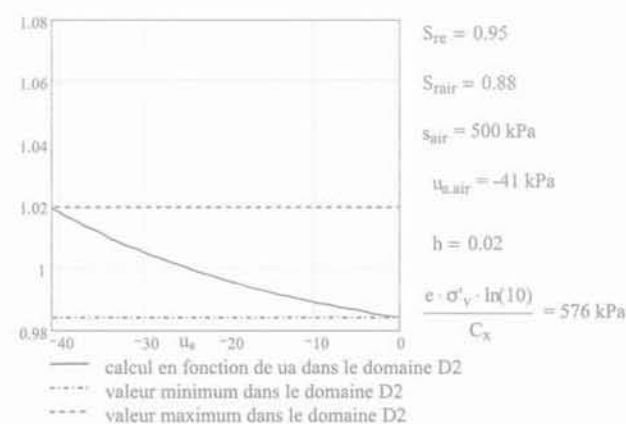


FIG. 5 Exemple de résultat du calcul de Γ .
Result example of Γ calculation.

Étant donné les faibles variations du coefficient Γ dans le domaine D2, nous présentons uniquement dans la suite les valeurs minimale (Γ_{minimum}) et maximale (Γ_{maximum}) prises par Γ dans le domaine D2.

Nous présentons dans les figures 6, 7 et 8 une étude paramétrique permettant de balayer la plupart des cas courants.

La principale conclusion de cette étude paramétrique (Figs. 6, 7 et 8) est que le coefficient Γ est généralement proche de 1, en particulier pour les faibles contraintes ou pour les sols très argileux (succion d'entrée d'air élevée). Pour les contraintes plus fortes, le coefficient Γ doit être calculé (les abaques ci-dessus peuvent être utilisées mais elles ne couvrent pas tous les cas).

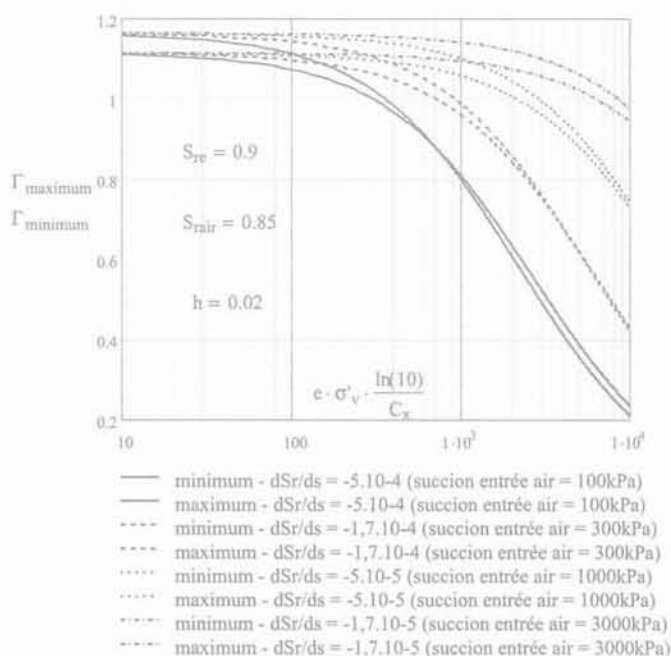


FIG. 6 Abaques pour $S_{re} = 0,9$ et $S_{r,air} = 0,85$.
Charts for $S_{re} = 0,9$ et $S_{r,air} = 0,85$.

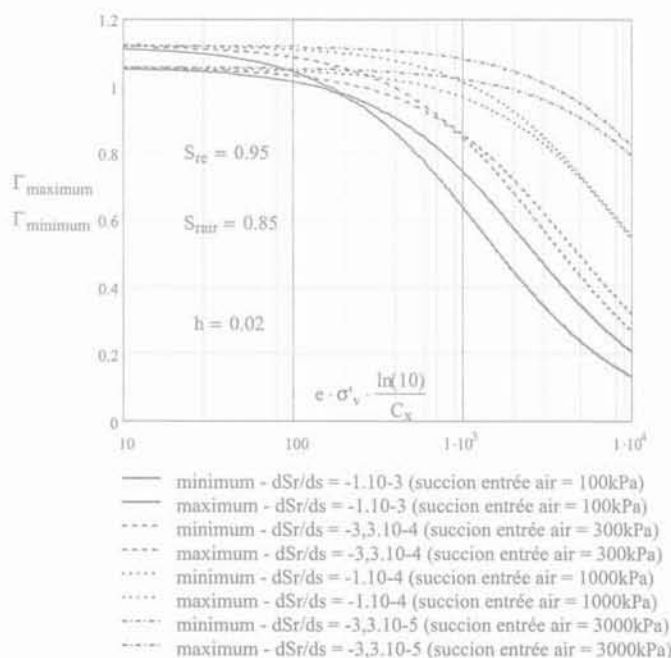


FIG. 7 Abaques pour $S_{re} = 0,95$ et $S_{r,air} = 0,85$.
Charts for $S_{re} = 0,95$ et $S_{r,air} = 0,85$.

Dans une première approche, la cinétique des phénomènes de gonflement des sols proches de la satura-

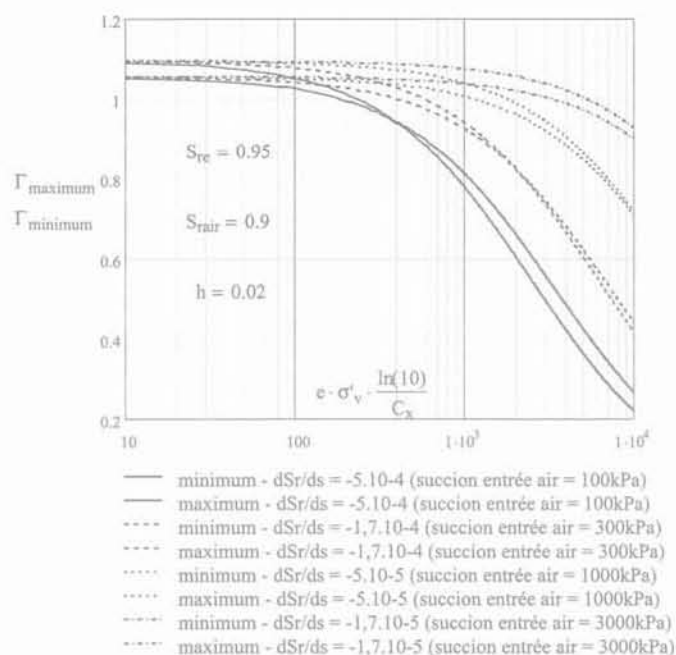


FIG. 8 Abaques pour $S_{re} = 0,95$ et $S_{rair} = 0,90$.
Charts for $S_{re} = 0,95$ et $S_{rair} = 0,90$.

tion peut donc être étudiée à partir de valeurs de c_v déterminées dans les domaines D3/D4 ($c_{v,D3D4}$), c'est-à-dire à l'aide d'essais œdométriques standards (essais œdométriques par paliers). Cependant, une interprétation fine est nécessaire (cf. équation (25) et la méthode d'interprétation de l'essai selon Magnan *et al.* (1985) pour déterminer la relation entre indice des vides et perméabilité) pour être capable de calculer la variation de c_v en fonction de la contrainte σ'_v .

3

Exemple d'application

3.1

Introduction

Boutonnier et Serratrice (2002) ont présenté les résultats d'essais spéciaux de mécanique des sols pour préciser les conditions de gonflement d'une plateforme en fond de déblai dans des marnes (Argiles argiles de la Woëvre sur la commune de Vigneulles-lès-

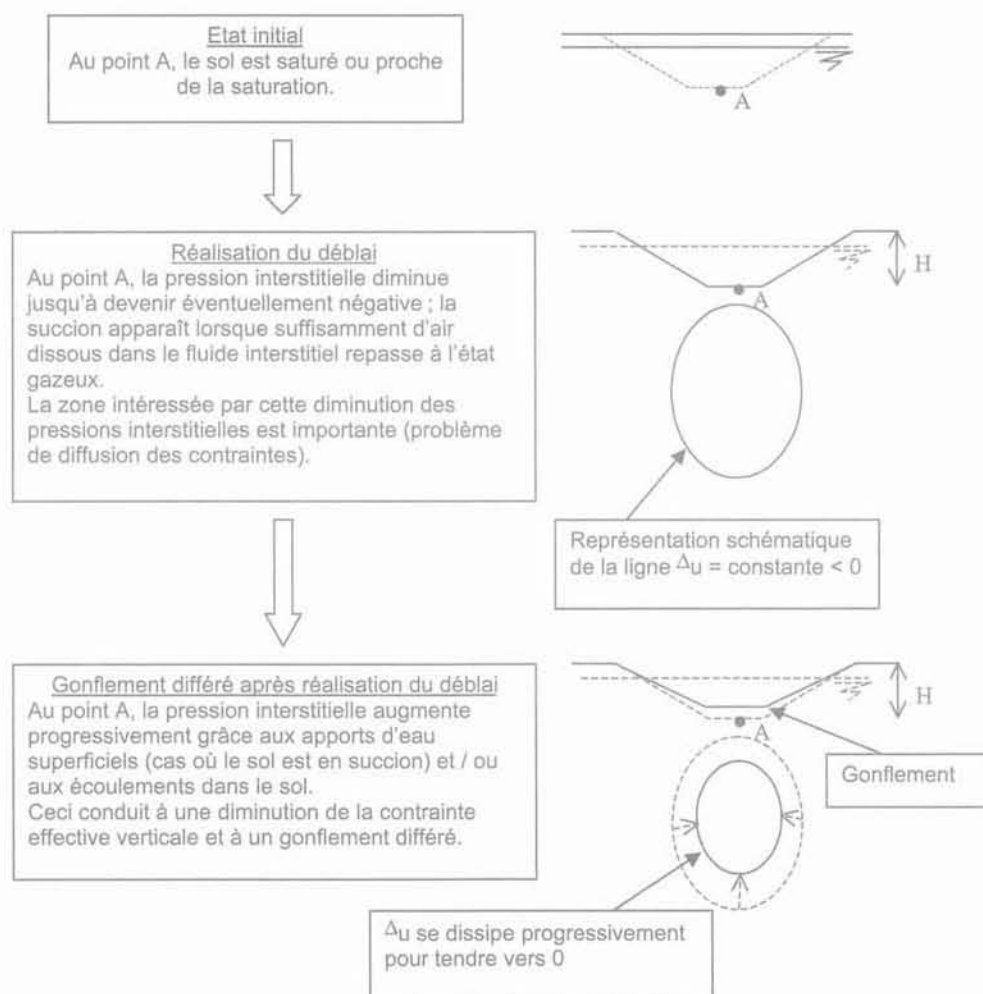


FIG. 9 Représentation schématique des mécanismes liés au gonflement différé (Boutonnier et Serratrice, 2002).
Schematic representation of deferred swelling mechanisms in a cut (Boutonnier and Serratrice, 2002).

TABEAU II Caractéristiques moyennes d'état (d'après Boutonnier et Serratrice, 2002).
Mean state parameters (Boutonnier and Serratrice, 2002).

Matériau	w (%)	γ (kN/m ³)	γ_d (kN/m ³)	γ_{sat} (kN/m ³)	e ()	S _v (%)
Marne	15,8	21,6	18,6	26,29	0,412	102
Marne indurée	15,7	21,3	18,4	26,39	0,434	97
Marne calcaireuse	14,2	21,9	19,2	26,50	0,381	100

Hattonchâtel, département de la Meuse, France). Le projet concerné est la LGV Est (ligne ferroviaire à grande vitesse Paris-Strasbourg). Les critères de déformation sur les projets ferroviaires à grande vitesse sont en effet très stricts (gonflement nul après la mise en service).

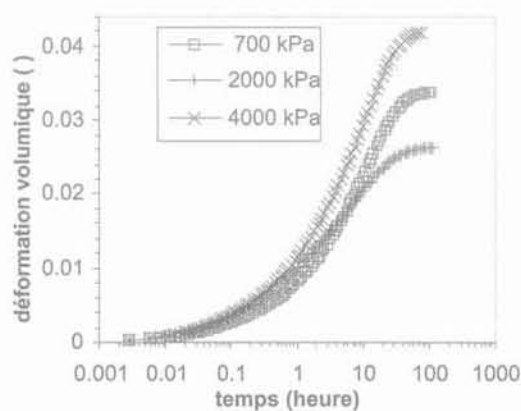
Un des objectifs de ces essais était d'estimer la vitesse de dissipation des gonflements en fonction du temps, comme illustré sur la figure 9.

3.2

Propriétés physiques de la marne

L'ouverture des échantillons au laboratoire fait apparaître une marne compacte de couleur grise, fracturée, parfois microfissurée. Localement, il apparaît des passages plus tendres et plus humides. Les matériaux prélevés, marnes, marnes indurées, marnes calcaireuses, sont saturés ou très proches de la saturation.

Cinq analyses granulométriques par diffraction laser ont été réalisées et montrent une bonne homogénéité des marnes. La fraction argileuse (% < 2 μ m) est comprise entre 10 et 13 % et $D_{max} = 0,1$ mm (diamètre des plus gros éléments). Les histogrammes des dimensions des grains marquent la présence des silts ($D = 0,02$ mm).



a. déformation volumique, temps

3.3

c_v obtenus lors de la consolidation des éprouvettes sur les triaxiaux haute pression

3.3.1

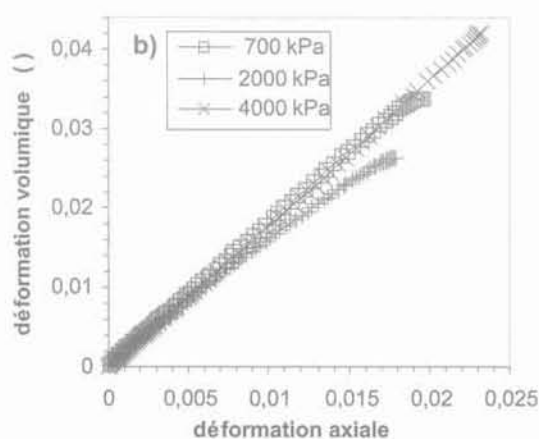
Dispositif expérimental et mode opératoire

Après découpage manuel, les éprouvettes sont montées dans les cellules triaxiales sur des plaques poreuses saturées en eau désaérée (diamètre des éprouvettes 5 cm, élancement égal à 2). Une première phase de saturation est appliquée pendant une douzaine d'heures (confinement 320 kPa ou 550 kPa, contre-pression 300 kPa ou 500 kPa). Puis les phases de consolidation sont effectuées sous des pressions effectives isotropes p_c comprises entre 700 et 6 450 kPa (drainage de tête et de pied, pas de drainage latéral).

3.3.2

Résultats obtenus

Les résultats des consolidations sont présentés au travers des courbes ($\log(t)$, ϵ_v) où ϵ_v est la déformation de volume ($\epsilon_v = \Delta V/V_0$, V_0 volume initial de l'éprou-



b. chemin des déformations

FIG. 10 Exemple de courbes de consolidation isotrope pour différentes contraintes de consolidation σ_3 (Boutonnier et Serratrice, 2002).
Example of isotropic consolidation curves for different isotropic consolidation stress σ_3 (Boutonnier and Serratrice, 2002).

TABEAU III Consolidations isotropes. Essais triaxiaux CD (d'après Boutonnier et Serratrice, 2002).
Isotropic consolidation. CD triaxial test (Boutonnier and Serratrice, 2002).

Éprouvette	Type d'essai	h_c (cm)	p_c (kPa)	t_{10} (h)	$\epsilon_{a,0}$ (%)	$\epsilon_{a,100}$ (%)	c_v (m ² /s)
TVS01	compression	9,65	700	43,3		0,0215	$1,2 \cdot 10^{-8}$
TVS03		9,32	2 000	55,1		0,0253	$8,6 \cdot 10^{-9}$
TVS08		9,87	700	11,2		0,0377	$4,7 \cdot 10^{-8}$
TVS10		9,86	4 000	72,1		0,0404	$7,3 \cdot 10^{-9}$
TVS13		9,87	700	16,1		0,0043	$3,3 \cdot 10^{-8}$
TVS14		9,44	2 400	55,1		0,0275	$8,8 \cdot 10^{-9}$
			6 450	37,3		0,0425	$1,3 \cdot 10^{-8}$
TVS02	extension	9,02	2 000	33,7	0,0178	0,0262	$1,3 \cdot 10^{-8}$
TVS09		8,50	4 000	39,9	0,0232	0,0420	$9,9 \cdot 10^{-9}$
TVS11		8,50	700	39,9	0,0196	0,0338	$9,9 \cdot 10^{-9}$

$\sigma_{a,max}$ contrainte axiale maximale 1^{er} cycle
 $\sigma_{a,imbibition}$ contrainte axiale d'imbibition
 $\epsilon_{a,0}$ $\epsilon_{a,50}$ $\epsilon_{a,100}$ déformation axiale à $t = t_0, t_{50}$ et t_{100}

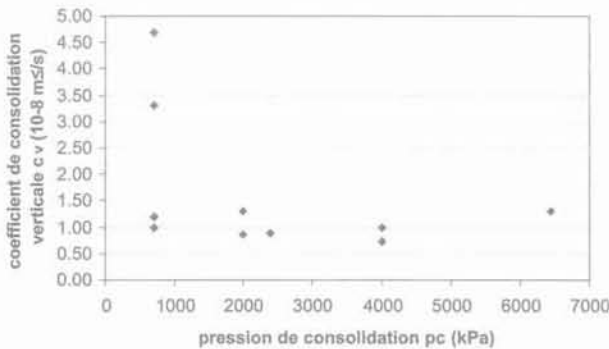


FIG. 11 Valeurs de c_v en fonction de la pression de consolidation p_c .
 c_v values versus consolidation pressure p_c .

vette). La figure 10 montre un exemple de courbes. Pour les essais dont le cisaillement (après consolidation) est effectué en extension, la déformation axiale ϵ_a est mesurée.

Les valeurs de c_v obtenues lors des phases de consolidation isotrope (avec drainage en tête et en pied de l'éprouvette) sont données dans le tableau III et sur la figure 11. Les valeurs de c_v obtenues sont indépendantes de la pression de consolidation p_c dans la gamme de contraintes testées. La valeur de c_v plus élevée sur l'éprouvette TVS08 est liée à la fissuration de l'éprouvette. Si l'on exclue l'éprouvette TVS08, les

valeurs de c_v obtenues sont homogènes et la moyenne est égale à $c_{v,moyen} = 1,3 \cdot 10^{-8}$ m²/s.

Compte tenu du mode opératoire décrit au § 3.1, les valeurs de c_v mesurées correspondent aux domaines D3 et D4.

De manière analogue au chemin de contrainte oedométrique (cf. § 2.3.3), on peut établir l'expression de c_v pour une compression isotrope avec drainage sur les deux faces (équation 36).

$$c_{v,D3D4,trans} = \frac{k_v K}{\gamma_w} \quad (36)$$

K est le module de compression volumique.

Les marnes testées étant très raides, il y a peu d'évolution d'indice des vides et il est donc probable que la perméabilité verticale k_v est à peu près constante. Par ailleurs, les valeurs de c_v obtenues au triaxial étant peu influencées par la pression de consolidation p_c , on en déduit que le matériau a un comportement quasi élastique (K constant).

3.4

c_v obtenus après imbibition d'éprouvettes à l'œdomètre

3.4.1

Dispositif expérimental et mode opératoire

Ces essais œdométriques ont pour but de déterminer l'effet de l'imbibition et mesurer les propriétés de déchargement de la marne. Quatre éprouvettes sont

TABEAU IV Essais œdométriques en parallèle. Mesure de c_v (d'après Boutonnier et Serratrice, 2002).
Oedometer tests. c_v measurement (from Boutonnier and Serratrice, 2002).

Éprouvette	$\sigma_{a,max}$ (kPa)	$\sigma_{a,imbibition}$ (kPa)	$\epsilon_{a,0}$ (%)	$\epsilon_{a,30}$ (%)	t_{50} (h)	$\epsilon_{a,100}$ (%)	t_{100} (h)	c_v (m ² /s)
TVS04	201	48	0,01472	0,01006	0,635	0,00539	4,0	$1,3 \cdot 10^{-8}$
TVS05	205	101	0,01836	0,01421	0,432	0,01005	3,4	$1,9 \cdot 10^{-8}$

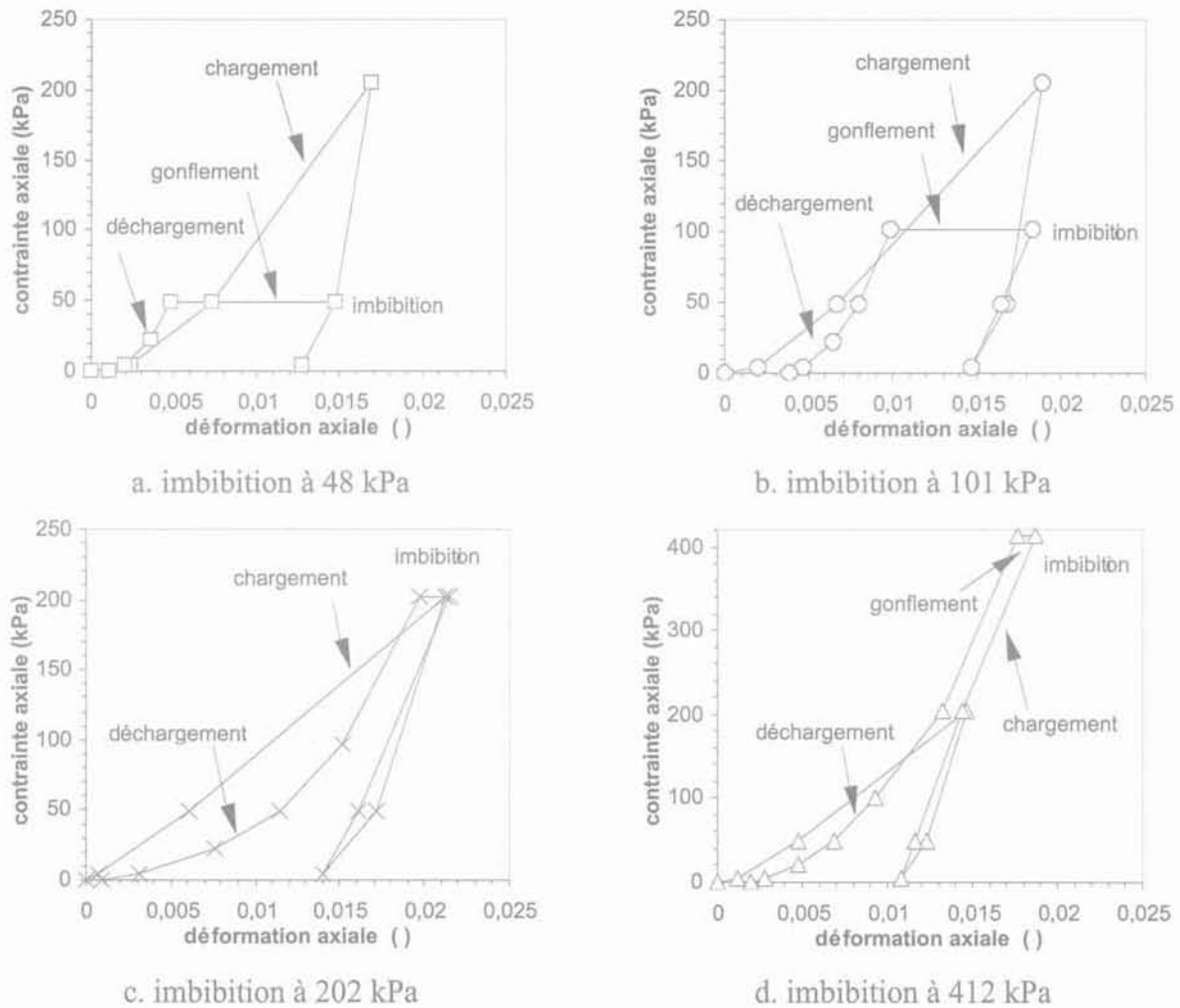


FIG. 12 Essais œdométriques en parallèle. Courbes contrainte déformation pour les différentes contraintes d'imbibition (Boutonnier et Serratrice, 2002).
Oedometer tests. Stress strain curves with wetting under different stresses (Boutonnier and Serratrice, 2002).

découpées dans l'échantillon E3 (12,20 – 13,70 m; éprouvettes TV504, 05, 06 et 07). Elles sont placées dans leur état naturel à l'intérieur des cellules œdométriques sans eau. Un premier cycle de chargement/déchargement est effectué par paliers jusqu'à la contrainte axiale $\sigma_{a,max} = 200$ kPa en 24 heures. Puis les éprouvettes sont chargées par paliers sous les contraintes $\sigma_a = 48, 101, 202$ et 412 kPa respectivement. Elles sont mises en imbibition ($\sigma_{a,imbibition}$) sous cette charge, puis elles sont déchargées par paliers de plusieurs jours, de 4 à 7 paliers respectivement, de façon à suivre le déchargement en détail. La durée totale des essais est de 500 heures.

3.4.9

Résultats obtenus

Les résultats sont donnés sur les graphiques de la figure 12 avec les courbes déformation axiale/contrainte axiale (ϵ_a, σ_a) pour chacune des éprouvettes. Les principales étapes des essais sont indiquées sur les courbes (chargement, imbibition, gonflement, déchargement).

La pression de gonflement est de l'ordre de 400 kPa (gonflement quasi nul sous cette contrainte) et seules les éprouvettes ayant subi une imbibition sous des

charges respectives de 48 et 101 kPa présentent des gonflements significatifs.

Pour ces éprouvettes, il est possible de calculer une valeur de c_v (tableau IV).

Compte tenu du gonflement observé et du mode opératoire décrit au § 4.1, les valeurs de c_v mesurées correspondent au domaine D2.

3.5

Comparaison Γ estimé à partir des essais et Γ estimé à partir des abaques

L'équation (32) peut être présentée sous une autre forme en faisant apparaître le module œdométrique $E'_{\text{œdo}}$. Elle peut également être combinée avec l'équation (36) ce qui donne :

$$c_{v,D2} = \Gamma \cdot \frac{k_v \cdot E'_{\text{œdo}}}{\gamma_w} = \Gamma \cdot c_{v,D3D4, \text{triax}} \cdot \frac{E'_{\text{œdo}}}{K} \quad (37)$$

Le rapport entre module œdométrique $E'_{\text{œdo}}$ et module de compression volumique K peut être estimé, dans le cas de l'élasticité linéaire isotrope, par :

TABEAU V Rapports entre module œdométrique et module de compression volumique sur trois sols naturels.
Ratio between oedometer modulus and bulk modulus on three natural soils.

Nature	E'_h (kPa)	E'_v (kPa)	ν'_{vh}	ν'_{hh}	$\frac{E'_{\text{œdo}}}{K}$
Argiles de Londres	22 060	11 000	0,19	0	1,9
Argiles du Lac Agassiz	9 340	4 950	0,17	0,23	1,7
Argiles de Romainville	24 600	22 200	0,4	0,38	1,6

$$\frac{E'_{\text{œdo}}}{K} = 3 \cdot \frac{1 - \nu'}{1 + \nu'} \quad (38)$$

avec ν' coefficient de Poisson.

Généralement, ν' est compris entre 0,2 et 0,4 (Leroueil *et al.*, 1985) ce qui conduit à $\frac{E'_{\text{œdo}}}{K}$ compris entre 1,3 et 2.

Dans le cas de sols présentant une élasticité orthotrope de révolution, l'équation (38) devient :

$$\frac{E'_{\text{œdo}}}{K} = \frac{(n - 4 \cdot \nu'_{vh} - 2 \cdot \nu'_{hh} + 2) \cdot (1 - \nu'_{hh})}{n - n \cdot \nu'_{hh} - 2 \cdot n^2 \cdot \nu'_{vh}{}^2} \quad (39)$$

avec :

$n = E'_h / E'_v$ rapport des modules horizontaux et verticaux ;

ν'_{vh} coefficient de Poisson dans la direction verticale sous une contrainte horizontale ;

ν'_{hh} coefficient de Poisson dans la direction horizontale sous une contrainte horizontale.

Le tableau V $\frac{E'_{\text{œdo}}}{K}$ présente les valeurs de obtenues pour trois sols naturels surconsolidés (Mestat, 1993) ayant fait l'objet d'essais permettant de déterminer n , ν'_{vh} et ν'_{hh} .

Comme avec l'élasticité isotrope, on trouve pour ces trois sols naturels surconsolidés que le rapport $\frac{E'_{\text{œdo}}}{K}$ est compris entre 1,3 et 2.

Dans ces conditions, la valeur de Γ peut être estimée en utilisant :

- l'équation (37) ;
- $\frac{E'_{\text{œdo}}}{K}$ compris entre 1,3 et 2 ;
- $c_{v,D2} = 1,6 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2/\text{s}$ (valeur moyenne, $n = 9$) ;
- $c_{v,D3D4,\text{THMAX}} = 1,3 \cdot 10^{-8}$ et $1,9 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2/\text{s}$ (2 valeurs sous contraintes d'imbibition respectives de 48 et 101 kPa).

On obtient $0,4 \leq \Gamma \leq 1$.

S'agissant de marnes silteuses, la succion d'entrée d'air est très probablement supérieure à 300 kPa (Biaze *et al.*, 1987). Dans ces conditions, les abaques (Figs. 6, 7 et 8) nous indiquent une valeur de Γ comprise entre 0,4 et 1 qui est cohérente avec celle estimée expérimentalement.

Ces essais constituent donc une première validation, certes très partielle, de la théorie exposée dans les chapitres précédents.

4

Conclusion

Dans les sols fins proches de la saturation (avant la succion d'entrée d'air), la théorie présentée permet d'estimer de manière simple les tassements et gonflements différés à l'aide d'un couplage hydromécanique prenant en compte :

- la compressibilité du fluide interstitiel dans le domaine D3 (mélange eau + air avec succion négligeable) ;
- la succion dans le domaine D2 (domaine entre succion nulle et succion d'entrée d'air).

Cette théorie permet de montrer que les coefficients de consolidation verticale dans les domaines D2 (c_v déterminé à partir d'un essai de gonflement libre à l'œdomètre) et D3 (c_v déterminé à partir d'un essai œdométrique par palier) sont très souvent égaux et dans tous les cas du même ordre de grandeur (pour un indice des vides donné).

L'analyse de certains essais réalisés pour la LGV EST permet d'obtenir une première validation partielle de la théorie.

Une validation plus franche de la théorie pourrait être obtenue avec des essais réalisés dans les domaines D2 et D3 sur le même échantillon à l'œdomètre (réalisation d'un essai de chargement par paliers après réalisation d'un essai de gonflement libre).

- Alonso E.E., Gens A., Josa A. – A constitutive model for partially saturated soils. *Geotechnique* 40, 1990, p. 405-430.
- Al-Mukhtar M. – Macroscopic behavior and microstructural properties of a kaolinite clay under controlled mechanical and hydraulic state. Proc. of the 1st Conference on Unsaturated Soils, *Unsat'95*, Paris, 1, 1995, p. 3-9.
- Atabek R.B., Félix B., Robinet J.-C., Lahlou, R. – Rheological behaviour of saturated expansive clay materials. *Workshop on stress Partitioning in Engineering Clay Barriers*, Duke University, Durham, NC, 1991.
- Barden L. – Consolidation of compacted and unsaturated clays. *Geotechnique* 15 (3), 1965, p. 267-286.
- Barden L. – Consolidation of clays compacted «dry» and «wet» of optimum water content. *Geotechnique* 24 (4), 1974, p. 605-625.
- Blarez J., Fleureau, J.-M., Zerhouni M.-I., Soepandji, B. S. – Variations de volume des sols argileux lors de cycles de drainage-humidification. *Revue française de géotechnique* 41, 1988, p. 63-71.
- Black D.K., Lee K.L. – Saturating laboratory samples by back pressure. *J. Soil Mech. Found. Eng., ASCE* 99, 1, 1973, p. 75-93.
- Boutonnier L., Serratrice J.-F. – Caractérisation du comportement d'une marne en vue de la réalisation d'un déblai. *Param 2002*, Paris, Presses de l'ENPC/LCPC, 2002, p. 519-530.
- Boutonnier L., Virrollet M. – Tassements et gonflements instantanés dans les sols fins proches de la saturation. *Revue française de géotechnique* 104, 2003, p. 3-19.
- Brooks R.H., Corey A.T. – *Hydraulic Properties of Porous Media*. Colorado State Univ. Hydrol. Paper 3, 27, 1964, p. ??.
- Cafaro F., Cotecchia F., Cherubini C. – Influence of structure and stress history on the drying behaviour of clays. *Proc. Asian conference on unsaturated soils*, Singapore, Balkema, 2000, p. 633-638.
- Chang C.S., Duncan J.M. – Consolidation analysis for partly saturated clay by using an elastic-plastic effective stress-strain model. *Int. J. for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics* 7, 1983, p. 39-55.
- Chen Y.J., Yu P.J. – Pore pressure dissipation features of an unsaturated compacted soil. Proc. of the 1st Conference on Unsaturated Soils, *Unsat'95*, Paris, 2, 1995, p. 439-445.
- Delage, P. – Aspects du comportement des sols non saturés. *Revue Française de géotechnique* 40, 1987, p. 33-43.
- Delage P., Cui Y.J. – L'eau dans les sols non saturés. C301. *Traité Construction*, C2, 2000.
- Delage P., Fry J.-J. – Comportement des sols compactés : apport de la mécanique des sols non saturés. *Revue française de géotechnique* 92, 2000, p. 17-29.
- Ed Diny S., Masroufi F., Tisot J.-P. – Détermination de la conductivité hydraulique d'un limon non saturé. *Revue française de géotechnique* 62, 1993, p. 67-74.
- Fleureau J.M., Kheirbek-Saoud S., Soemiro R., Taibi S. – Behavior of clayey soils on drying-wetting paths. *Canadian Geotechnical Journal* 30 (2), 1993, p. 287-296.
- Fleureau J.M., Verbrugge J.-C., Huergo P.J., Gomes Correia A., Kheirbek-Saoud S. – Aspects of the behavior of clayey soils on drying and wetting paths. *Canadian Geotechnical Journal* 39, 2002, p. 1341-1357.
- Fourie A.B., Hofmann B.A., Mikula R.J., Lord R.F., Robertson P.K. – Partially saturated tailings sand below the phreatic surface. *Geotechnique* 51 (7), 2001, p. 577-585.
- Fredlund D.G., Morgenstern, N.R. – Stress state variables for unsaturated soils. *ASCE Journal of the Geotechnical Engineering Division* 103 (5), 1977, p. 447-466.
- Fredlund D.G., Hasan J.U. – One-dimensional consolidation theory: unsaturated soils. *Canadian Geotechnical Journal* 16, 1979, p. 521-531.
- Fredlund D.G., Rahardjo H. – *Soils Mechanics for unsaturated soils*. A Wiley-Interscience Publication, John Wiley & Sons, 1993.
- Garcia-Bengochea I., Lovell C.W., Altschaeffl A.G. – Relation between pore size distribution and permeability of silty clay. *Journal of the Geotechnical Engineering Division ASCE* 105 (GT7), 1979, p. 839-856.
- Geiser F. – Applicability of a general effective stress concept to unsaturated soils. *Proc. Unsaturated Soils for Asia*, Rahardjo, Balkema 2000, p. 101-105.
- Gens A., Alonso E.E. – A framework for the behaviour of unsaturated expansive clays. *Canadian Geotechnical Journal* 1 (29), 1992, p. 1013-1032.
- Hilf J.W. – Estimating construction pore pressure in rolled earth dams. *Proc. of 2nd International Conference on Soil Mechanics and Foundation Engineering*. Rotterdam, 3, 1948, p. 234-240.
- Khalili N. – Application of the effective stress principle to volume change in unsaturated soils. *Proc. Unsaturated Soils for Asia*, Rahardjo, Balkema 2000, p. 119-124.
- Khalili N., Khabbaz M.H. – On the theory of three-dimensional consolidation in unsaturated soils. *Proceedings of the fifteenth international conference on soil mechanics and geotechnical engineering*. Istanbul 2, 1995, p. 745-750.
- Khalili N., Khabbaz, M.H. – A unique relationship for χ for the determination of the shear strength of unsaturated Soils. *Geotechnique*. 48, 1998, p. 681-688.
- LeBihan J.-P., Lerouell, S. (2002). A model for gas and water flow through the core of earth dam. *Canadian Geotechnical Journal* 39, p. 90-102.
- Lerouell S., Magnan J.-P., Tavenas F. – *Remblais sur argiles molles*. Technique et Documentation, Lavoisier, Paris, 1985.
- Li X.L., Collin F., Radu J.-P., Bolle A., Charlier, R. – Experimental and numerical studies on the mechanical behaviour of two quasi saturated fine soils. *Proc. of the fifteenth international conference on soil mechanics and geotechnical engineering*. Istanbul 1, 2001, p. 597-600.
- Lins A.H.P., Sandroni S.S., Sills G.C. – An experimental analysis of the development of pore-water pressure in an unsaturated compacted soil. Proc. of the 1st Conference on Unsaturated Soils, *Unsat'95*, Paris, 2, 1995, p. 759-764.
- Lloret A., Alonso E.E. – Consolidation of unsaturated soils including swelling and collapse behavior. *Geotechnique* 30 (4), 1980, p. 449-477.
- Loret B., Khalili N. – A three phase model for unsaturated soils. *Int. J. Numer. Anal. Meth. in Geomech.* 24, 2000, p. 893-927.
- Loret B., Khalili N. – An effective stress elastic-plastic model for unsaturated porous media. *Mechanics of Materials* 34, 2002, p.97-116.
- Magnan J.-P., Dang M.T. – Étude théorique et expérimentale de la compressibilité du fluide interstitiel dans un sol argileux presque saturé. *Bulletin de liaison des LPC*, Paris, 1977, (n° spécial VIF), p. 129-137.
- Magnan J.-P., Bagheri S., Brucy M., Tavenas F. – Étude numérique de la consolidation unidimensionnelle en tenant compte des variations de la perméabilité et de la compressibilité du sol, du fluage et de la non-saturation. *Bulletin de liaison des LPC* 103, 1979, p. 83-94.
- Magnan J.-P., Mieussens C., Soyez B., Vautrain J. – *Essais oedométriques*. Méthodes d'essai LPC 13. Laboratoire central des Ponts et chaussées, 1985.
- Mestat P. – *Lois de comportement des géomatériaux et modélisation par la méthode des éléments finis*. Études et recherches LPC, série géotechnique GT 52, 1993.
- Modaressi A., Abou-Bekr N., Fry J.-J. – Unified approach to model partially saturated and saturated soil. *Proc. of the 8th International Conference on Computer Methods and advances in Geotech.*, Morgantown, 1996, p. 1507-1513.
- Murray E.J. – An equation of state for unsaturated soils. *Canadian Geotechnical Journal* 39, 2002, p. 125-140.
- Nagaraj T.S., Miura N. – *Soft Clay Behaviour, Analysis and Assessment*. A.A. Balkema, Rotterdam, Brookfield, 2001.
- Schuurman I.E. – The compressibility of an air/water mixture and a theoretical relation between the air and water pressures. *Geotechnique* 16, 1966, p. 269-281.
- Sills G.C., Thomas S.D. – Pore pressures in soils containing gas. *Proc. of the workshop on chemo-mechanical coupling in clays; from nano-scale to engineering applications*, Maratea, Italy, 28-30 June 2001. Di Maio, Hueckel & Loret (eds), Balkema, 2001.
- Sills G.C., Wheeler S.J., Thomas S.D., Gardner T.N. – Behaviour of offshore soils containing gas bubbles. *Geotechnique* 41 (2), 1991, p. 227-241.
- Sridharan A., Altschaeffl A.G., Diamond S. – Pore size distribution studies. *ASCE J. Soil Mech. Found. Div.* 97, 1971, p.771-787.
- Tavenas F., Jean P., Leblond P., Lerouell S. – The permeability of natural clays. Part II : permeability characteristics. *Canadian Geotechnical Journal* 20 (4), 1983, p. 645-660.
- Thomas H.R., H.Y. – Modelling the behaviour of unsaturated soil using an elastoplastic constitutive model. *Geotechnique* 48 (2), 1998, p. 589-603.
- Vaughan P.R. – Observations on the behaviour of clay fill containing occluded air bubbles. *Geotechnique* 53 (2), 2003, p. 265-272.
- Zerhouni M.I., Gérard C., Fleureau J.M. – Étude du retrait de deux sols argileux naturels. *Actes du colloque Magi'50*, Vandœuvre, 1998, p. 15-20.