

Université de Liège

Faculté des Sciences Appliquées

**Comportement Hydromécanique des Sols Fins :
de l'état saturé à l'état non saturé**

par

Xiang-Ling LI

Thèse défendue, avec succès, le 17 juin, 1999, pour l'obtention du grade du Docteur en Sciences appliquées de l'Université de Liège.

Devant un jury composé de :

A. Bolle, U.Lg., Président,
R. Charlier, U.Lg., Promoteur,
J-D. Barnichon, CEN-SCK,
P. Delage, E.N.P.C., Paris,
A. Gens, Université Polytechnique de Catalogne, Barcelona,
C. Schroeder, U.Lg.,
J-C. Verbrugge, U.L.B.

TABLE DES MATIERES

Notations	vii
Abréviations	xv
Chapitre I : Introduction	1
1. Généralités	3
2. Objet de cette thèse	4
3. Résumé de la recherche	5
4. Apports originaux de cette thèse	10
Chapitre II : Sols non saturés	11
1. Introduction	13
2. Composition minéralogique des sols fins	13
2.1. Généralités	13
2.2. Minéralogie des sols fins : minéraux argileux	14
2.3. La structure générale des minéraux argileux	15
3. L'eau dans le sol	19
4. Le gaz dans le sol	20
5. Interactions entre les phases solide et fluides	20
5.1. Interaction eau-solide: phénomène d'adsorption de l'eau sur les particules solides	21
5.2. Interaction gaz-eau	24
5.2.1. Interface gaz-eau : tension superficielle	24
5.2.2. Humidité relative (diagramme d'état de l'eau)	26
5.3. Interactions air-eau-solide : capillarité	27
5.4. Succion	28
5.4.1. Succion matricielle	28
5.4.2. Succion osmotique	29
5.4.3. Approche thermodynamique	30
5.5. Effets de la succion sur les particules solides	34
6. Microstructure des sols non saturés	34
6.1. Microstructure des sols granulaires	35
6.2. Microstructure des sols fins (sols argileux)	36
7. Aspects hydriques fondamentaux des sols non saturés	42
7.1. Perméabilité à l'eau	42
7.2. Courbes de rétention d'eau	44
7.3. Phénomène d'hystérésis	46
8. Comportements mécaniques fondamentaux des sols non-saturés	48
8.1. Comportement volumique	48
8.2. Comportement déviatorique	50

9. Conclusions	51
9.1. Influence de la minéralogie	51
9.2. Influence de la granulométrie	52
9.3. Influence de la microstructure	52
9.4. Influence de la teneur en eau	52
9.5. Influence de la composition chimique de l'eau	52

Chapitre III : Techniques expérimentales de contrôle et de mesure de la succion _ 53

1. Introduction	55
2. Techniques de mesure et de contrôle de la succion.....	55
2.1 Techniques de mesure de la succion.....	55
2.1.1. Tensiomètre	55
2.1.2. Plaque de succion	56
2.1.3. Méthode du papier filtre	57
2.1.4. Méthode psychrométrique	57
2.2. Techniques de contrôle de la succion	59
2.2.1. Méthode de la surpression d'air	59
2.2.2. Méthode osmotique.....	61
2.2.3. Dessiccateur à vide (méthode à pression de vapeur).....	63
3. Domaines d'application.....	64
3.1. Détermination de la courbe de rétention d'eau	64
3.1.1. Méthode de la surpression d'air : appareil de Richards	65
3.1.2. Méthode osmotique.....	65
3.1.3. Méthode indirecte: méthode porosimétrique	66
3.2. Détermination de la perméabilité	69
3.2.1. Méthode du régime permanent	69
3.2.2. Méthode du profil instantané	70
3.2.3. Méthodes indirectes	71
3.3. Essais mécaniques à succion contrôlée	71
3.3.1. Méthode de la surpression d'air	72
3.3.2. Méthode osmotique.....	73
3.3.3. Méthode psychrométrique	73
4. Conclusions	75

Chapitre IV : Modélisation du comportement hydromécanique des sols non saturés _____ 77

1. Introduction	79
2. Ecoulement de l'eau dans un milieu poreux non saturé.....	79
2.1. Aspects théoriques	79
2.1.1. Conservation de masse	79
2.1.2. Loi de Darcy généralisée	80
2.1.3. Equation de Richards	82
2.2. Implantation de la loi d'écoulement d'eau dans le code aux éléments finis LAGAMINE.....	82

3. Comportement mécanique des sols non saturés (état de la question).....	83
3.1. Variables d'état de contrainte _____	84
3.1.1. Concept de contrainte effective dans les sols non saturés _____	84
3.1.2. Concept de surface d'état _____	91
3.1.3. Variables d'état indépendantes _____	92
3.2. Modèles élastiques _____	93
3.2.1. Modèles élastiques en variables d'état indépendantes _____	93
3.2.2. Modèle élastique en contraintes effectives _____	96
3.3. Modèles élasto-plastiques _____	99
3.3.1. Lois d'Alonso et Gens _____	99
3.3.2. Lois dérivées de la loi d'Alonso et Gens _____	118
3.3.3. Loi de Bolzon, Schrefler et Zienkiewicz _____	122
3.3.4. Loi de Chang et Duncan _____	129
3.3.5. Loi de Pietruszczak et Pande _____	130
3.4. Synthèse _____	136
4. Unification de la formulation des lois de comportement	137
4.1. Objectifs _____	137
4.2. Variables d'état et autres notions de base _____	138
4.2.1. Variables d'état _____	138
4.2.2. Autres notions de base _____	138
4.3. Equation unifiée de la surface de plasticité _____	142
4.4. Cas particuliers issus de la formulation unifiée _____	143
4.4.1. Modèle de Drucker-Prager _____	143
4.4.2. Modèle d'Alonso-Gens _____	144
4.4.3. Modèle de Dafalias-Kaliakin _____	146
4.4.4. Autres lois _____	148
4.5. Plasticité non associée _____	149
4.6. Surface de plasticité dans le plan ($I_{\sigma} - s$) _____	151
4.6.1. Surface <i>LC</i> (Loading Collapse) _____	151
4.6.2. Surface <i>SI</i> (Suction Increase) _____	152
4.6.3. Surface de plasticité dans l'hyperespace ($I_{\sigma} - II_{\dot{\sigma}} - \alpha - s$) _____	152
4.7. Formulation du modèle _____	152
4.7.1. Déformations élastiques _____	152
4.7.2. Déformations plastiques _____	153
4.7.3. Relation contrainte - déformation _____	154
4.7.4. Règle d'écrouissage _____	156
4.8. Implantation de la formulation unifiée dans le code LAGAMINE _____	157
4.8.1. Schéma d'intégration de la loi constitutive _____	157
4.8.2. Logiciel loisol _____	157
4.8.3. Eléments finis couplés _____	158
4.9. Avantages de la formulation unifiée _____	158
5. Remarques sur les déformations élastiques	159
6. Conclusions	162

Chapitre V : Analyse des résultats expérimentaux: sols saturés et quasi saturés _ 165

1. Introduction	167
2. Description des matériaux étudiés.....	168
2.1. Argile de Kruikebe	168
2.1.1. Mode de préparation	168
2.1.2. Caractéristiques physiques principales des échantillons	168
2.1.3. Autres propriétés des échantillons	169
2.2. Limon de Gembloux.....	170
2.2.1. Mode de préparation	170
2.2.2. Caractéristiques physiques principales des échantillons	170
2.2.3. Autres propriétés des échantillons	171
3. Essais effectués.....	172
3.1. Argile de Kruikebe	173
3.2. Limon de Gembloux.....	173
4. Résultats expérimentaux.....	174
4.1. Argile de Kruikebe	176
4.1.1. Essais oedométriques et de compression isotrope	176
4.1.2. Essais triaxiaux (CU)	180
4.2. Limon de Gembloux.....	193
4.2.1. Essais oedométriques	193
4.2.2. Essais triaxiaux (CU)	194
5. Analyse des résultats d'essais	204
5.1. Comparaison des méthodes expérimentales entre laboratoires	205
5.2. Etat de saturation dans les échantillons (étude de la contre-pression u_0)	207
5.2.1. Contre-pression en cas d'utilisation d'eau désaérée.....	208
5.2.2. Contre-pression en cas d'utilisation d'eau non désaérée	210
5.2.3. Temps nécessaire pour saturer complètement un échantillon.....	214
5.2.4. Conclusion	218
5.3. Compressibilité de l'eau, de l'air et du mélange eau-air	219
5.3.1. Introduction.....	219
5.3.2. Formulation ne tenant pas compte de l'effet de la tension superficielle	221
5.3.3. Formulation tenant compte de l'effet de la tension superficielle	226
5.3.4. Analyse et conclusion	228
5.4. Coefficients de pression interstitielle de Skempton	232
5.5. Non-homogénéité de la pression interstitielle dans les échantillons	235
5.6. Influence du système de mesure.....	236
6. Conclusions	237

Chapitre VI : Analyse des résultats expérimentaux: sols non saturés _____ 239

1. Introduction	241
2. Description des matériaux étudiés.....	242
2.1. Argile de Boom compactée	242

2.1.1.	Mode de fabrication des échantillons	242
2.1.2.	Caractéristiques des échantillons	243
2.2.	Bentonites compactées d'Almeria	245
3.	Essais effectués.....	246
3.1.	Argile de Boom compactée	247
3.2.	Bentonites compactées d'Almeria	249
4.	Résultats expérimentaux et analyse des résultats	250
4.1.	Argile de Boom compactée (poudre, pastilles et mélange)	250
4.1.1.	Résultats sur les échantillons constitués de poudre	251
4.1.2.	Résultats sur les échantillons faits de pastilles	256
4.1.3.	Résultats sur les échantillons faits d'un mélange de pastilles et de poudre (série m-1)	263
4.2.	Bentonites compactées d' Almeria	264
4.2.1.	Bentonite S-2	264
4.2.2.	Bentonite FEBEX	272
5.	Conclusion.....	276
 Chapitre VII : Simulations et validations		277
1.	Introduction	279
2.	Recherche FRFC: sols quasi saturés.....	280
2.1.	Introduction de la compressibilité du mélange air-eau dans la loi d'écoulement	281
2.2.	Choix d'une loi de comportement mécanique	285
2.3.	Simulations des essais sur l'argile de Kruikebe	285
2.3.1.	Détermination des paramètres	285
2.3.2.	Analyse des résultats numériques	285
2.3.3.	Synthèse	290
2.4.	Simulations des essais sur le limon de Gembloux	290
2.4.1.	Détermination des paramètres	290
2.4.2.	Analyse des résultats numériques	291
2.4.3.	Synthèse	295
2.5.	Conclusion	295
3.	Recherche CATSIUS CLAY : sols non saturés	296
3.1.	Simulation des essais à succion contrôlée: B.M. 2.1	296
3.1.1.	Essais de gonflement - effondrement sous différentes charges constantes (B.M. 2.1a)	296
3.1.2.	Essais de pression de gonflement (B.M. 2.1b)	302
3.2.	Simulation du test FEBEX de mouillage-chauffage sur la bentonite compactée (maquette): B.M.3.2	304
3.2.1.	Description de la maquette	304
3.2.2.	Procédure du test	305
3.2.3.	Résultats demandés	306
3.2.4.	Déterminations des paramètres hydriques et thermiques	306
3.2.5.	Détermination des paramètres mécaniques	308
3.2.6.	Discretisation	318
3.2.7.	Conditions initiales	319
3.2.8.	Conditions aux limites et sollicitations	320

3.2.9.	Résultats de la simulation	321
3.2.10.	Etude de l'influence des paramètres sur la simulation	328
3.2.11.	Synthèse	328
4.	Conclusion	328
Chapitre VIII : Conclusions		331
1.	Conclusions générales	333
2.	Perspectives	334
2.1.	Domaines de recherches	334
2.2.	Domaines d'application	335
ANNEXES		337
REFERENCES		351

TABLE DES NOTATIONS

CONVENTIONS GENERALES

De manière générale, nous adoptons les conventions habituelles de la Mécanique des Sols.

- Les contraintes normales sont positives en compression et négatives en tension.
- Les déformations correspondantes sont positives en contraction et négatives en extension.

Les déformations sont supposées petites.

LETTRES LATINES

A	penne élastique (ou de déchargement) de la courbe de compressibilité d'un essai oedométrique dans le plan $(\varepsilon_v - \ln \sigma_v)$ à l'état saturé
B_a, B_w	facteurs de concentration de déformations
c	cohésion
$c(s)$	coefficient d'emmagasinement
C	penne plastique (ou de chargement) de la courbe de compressibilité d'un essai oedométrique dans le plan $(\varepsilon_v - \ln \sigma_v)$ à l'état saturé
C_α	coefficient de fluage secondaire
D_w	diffusivité de l'eau
e	indice des vides
e_0	indice des vides initial
F	surface de plasticité
g	accélération de la pesanteur
G	module de cisaillement.
h	coefficient de Henry
h_w	charge hydraulique totale (potentiel de l'eau)
H	module de plasticité dans la loi généralisée de Pastor et al.
I_P	index de plasticité (limites d'Atterberg)

I_σ	premier invariant de contrainte : $I_\sigma = \sigma_{ii}$
$II_{\hat{\sigma}}$	second invariant du déviateur du tenseur de contrainte : $II_{\hat{\sigma}} = \sqrt{\frac{1}{2} \hat{\sigma}_{ij} \hat{\sigma}_{ij}}$
J_3	troisième invariant du déviateur de contrainte : $J_3 = \left(\frac{1}{3} \hat{\sigma}_{ij} \hat{\sigma}_{jk} \hat{\sigma}_{ki} \right)^{\frac{1}{3}}$
k	variable d'état de la loi constitutive
k_{int}	perméabilité intrinsèque
k_{int0}	perméabilité intrinsèque initiale (en état saturé)
$k_{r,w}$	perméabilité relative
K	module cubique élastique
K_f	module de compressibilité du mélange air- eau ($K_f = 1/\chi_f$)
K_{oed}	module oedométrique élastique
K_w	coefficient de perméabilité à l'eau
K_{w0}	perméabilité en état saturé
K_0	coefficient de poussée des terres au repos ($K_0 = \sigma_h/\sigma_v$)
M	penne de la droite d'état critique en compression dans le plan ($p' - q$)
M_s	masse du solide
M_w	masse d'eau
n	porosité
\bar{n}	porosité au mercure
n_w	nombre de moles d'eau
n_s	nombre de moles de soluté (éléments chimiques des sels)
p	contrainte totale moyenne : $p = \sigma_{ii} / 3$
p^*	contrainte nette moyenne : $p^* = \sigma_{ii}^* / 3$
p'	contrainte effective moyenne : $p' = \sigma'_{ii} / 3$
p_{at}	pression atmosphérique
p_m	pression capillaire à appliquer au mercure
p_s	résistance en extension triaxiale

p_0^*	pression de préconsolidation en état saturé ou quasi saturé
P_s	pression de gonflement
q	déviateur de contrainte axisymétrique : $q = \sigma_1 - \sigma_3$
r	rayon d'un tube dans lequel se fait la remontée d'eau capillaire
r	paramètre contrôlant la variation de la compressibilité avec la succion : $r = \lambda(s \rightarrow \infty) / \lambda(0)$
\bar{r}	rayon réduit
\bar{r}_C	rayon réduit en compression
\bar{r}_E	rayon réduit en extension
R	constante des gaz parfaits : $R = 8.31432 J/(mol K)$
R	valeur relative de la contre-pression appliquée (essai triaxial) : $R = u_0 / u_{100}$
RH	humidité relative de l'air
R_s	rayon de courbure d'un ménisque
s	succion matricielle
s_C	pression d'entrée d'air du sol (succion critique)
s_S	succion en phase de séchage
s_M	succion en phase de mouillage
s_h	paramètre définissant la position initiale de la surface de plasticité SD
s_m	valeur moyenne de la succion
s_0	succion maximale rencontrée dans l'histoire du sol
S	quantité d'eau emmagasinée
S_{ra}	degré de saturation relative en air
S_{ru}	degré de saturation résiduelle
S_{rw}	degré de saturation relative en eau
$S_{rw-instantané}$	saturation instantanément obtenue après application de la contre-pression
$S_{rw-field}$	un seuil de la saturation qui sépare la zone quasi saturé et non saturé
S_{rw-t}	saturation au temps t après l'application de la contre-pression
S_{rw0}	saturation initiale
S_s	surface totale des particules solides

t	temps
T	température
T_m	tension superficielle du mercure
T_w	tension superficielle de l'eau pure
u_a	pression d'air
\bar{u}_a	pression absolue d'air
\bar{u}_{as}	pression partielle de l'air sec
\bar{u}_{a0}	pression d'air absolue initiale
u_f	pression moyenne dans le fluide homogénéisé (loi de Chang-Duncan)
\bar{u}_g	pression de gaz (mélange d'air sec et de vapeur d'eau)
u_m	pression moyenne dans le mélange eau – air (loi de Pande)
\bar{u}_v	pression partielle de la vapeur au-dessus d'une surface concave (ménisque)
\bar{u}_{v0}	pression de vapeur d'eau saturante sur une surface plane d'eau pure
\bar{u}_{v1}	pression de vapeur du liquide au-dessus d'une surface plane
u_w	pression d'eau
$u_{w,m}$	valeur moyenne de la pression d'eau
u_0	contre-pression (essai triaxial)
u_{100}	contre-pression nécessaire pour atteindre une saturation complète (essai triaxial)
\underline{v}	vitesse de Darcy
v	volume spécifique : $v = I + e = I / (1 - n)$
V_a	volume d'air libre
$V_{a-instantané}$	volume d'air mesuré instantanément après l'application de la contre-pression
V_{at}	volume total d'air ($V_{at} = V_a + V_d$)
V_{a-t}	volume d'air mesuré un temps t après l'application de la contre-pression
V_{at0}	volume total d'air initial
V_d	volume d'air dissous dans l'eau
\bar{V}_m	volume de mercure injecté

V_s	volume des grains de l'éprouvette
V_t	volume total de l'éprouvette
V_T	volume total de l'élément
V_v	volume de vides de l'éprouvette
V_w	volume d'eau de l'éprouvette
v_w	vitesse d'écoulement
\bar{V}_w	volume d'eau expulsé de l'éprouvette à une pression donnée de mercure
V_{wi}	volume d'eau initial de l'éprouvette (avant injection de mercure)
V_w^s	volume d'eau injecté grâce à la contre-pression (essai triaxial)
w	teneur en eau massique
w_0	teneur en eau massique initiale
W_L	limite de liquidité (limites d'Atterberg)
W_P	limite de plasticité (limites d'Atterberg)
xV_w^s	volume d'air supplémentaire introduit dans l'échantillon lors d'utilisation d'eau non désaérée (essai triaxial)
x_w	fraction molaire d'eau dans une solution
y	hauteur gravitaire (altitude)

LETTRES GRECQUES

α	angle de Lode
α	angle de raccordement (ou de contact) d'un ménisque avec la surface du solide
α_m	angle de raccordement d'un ménisque pour le mercure
α_M	angle de contact d'un ménisque en phase de mouillage
α_S	angle de contact d'un ménisque en phase de séchage
α_w	angle de raccordement d'un ménisque pour l'eau pure
β	paramètre contrôlant la variation de la compressibilité avec la succion
γ_d	poils volumique du sol sec
γ_s	poils volumique des particules solides

γ_w	poids volumique de l'eau
Γ	coefficient de non associativité dans le modèle d'Alonso et Gens
Γ_{cT}	conductivité thermique multiphasique
δ_{ij}	tenseur de Kronecker
ε_{ii}^a	déformation volumique dans la phase d'air
ε_{ii}^w	déformation volumique dans la phase d'eau
ε_s	déformation de cisaillement axisymétrique (essai triaxial): $\varepsilon_s = \varepsilon_1 - \varepsilon_3$
ε_v	déformation verticale (essai oedométrique)
ε_v	déformation volumique $\varepsilon_v = \varepsilon_{ii}$
ε_{vm}^e	déformation volumique élastique microstructurale
ε_{vMp}^e	déformation volumique élastique macrostructurale associée à la variation de contrainte nette
ε_{vMs}^e	déformation volumique élastique macrostructurale associée à la variation de la succion
ε_{vMD}^p	déformation volumique plastique macrostructurale associée à la surface SD
ε_{vMI}^p	déformation volumique plastique macrostructurale associée à la surface SI
ε_1	déformation verticale (essai triaxial)
ε_3	déformation latérale (essai triaxial)
ζ	coefficient de dilatation
η	rapport des contraintes déviatorique et hydrostatique ($\eta = q/p'$)
θ	paramètre non dimensionnel d'intégration temporelle
θ_w	teneur en eau volumique
κ	pente élastique (ou de déchargement) de la courbe de compressibilité d'un essai oedométrique dans le plan $(e - \ln \sigma_v)$ à l'état saturé
κ_s	pente élastique de la courbe de compressibilité lors d'un drainage du sol sous une charge constante
λ	pente plastique (ou de chargement) de la courbe de compressibilité d'un essai oedométrique dans le plan $(e - \ln \sigma_v)$ à l'état saturé ($= \lambda(\theta)$)
λ_s	pente plastique de la courbe de compressibilité lors d'un drainage du sol sous une charge constante

$\lambda(s)$	penne plastique de la courbe de compressibilité à une succion donnée
μ_w	viscosité de l'eau
π	succion osmotique
ρ_a	masse volumique de l'air
ρ_d	masse volumique du sol sec
ρ_v	taille moyenne des pores
ρ_w	masse volumique de l'eau
σ_{aw}	tension superficielle de l'interface air eau
σ_c	contrainte de consolidation (essai triaxial)
σ_h	contrainte horizontale
σ_{ij}	tenseur de contrainte totale
$\hat{\sigma}_{ij}$	déviateur du tenseur de contrainte
σ'_{ij}	tenseur de contrainte effective
σ_{ij}^*	tenseur de contrainte nette
σ_{ij}^s	contrainte moyenne dans le squelette (modèle d'homogénéisation de Pande)
σ_m	contrainte moyenne totale
σ_v	contrainte verticale
σ_1	contrainte axiale (essai triaxial)
σ_3	pression latérale (essai triaxial)
ϕ_C	angle de frottement interne en compression
ϕ_E	angle de frottement interne en extension
χ	coefficient de Bishop
χ_a	compressibilité de l'air
χ_f	compressibilité d'un mélange d'eau et d'air
χ_w	compressibilité de l'eau
χ_s	compressibilité du sol
ψ	surface potentielle d'écoulement plastique

ψ_c	angle de dilatance en compression
Ψ	succion totale
ω	surface spécifique
ω_v	masse molaire de la vapeur d'eau $\omega_v = 18.016 \text{ kg / kmol}$

LISTE DES ABREVIATIONS

ACU	Anisotropic Consolidated Undrained (essai triaxial non drainé à consolidation anisotrope)
ALERT	Alliance de Laboratoires Européens pour la Recherche et la Technologie
ANDRA	Agence Nationale pour la gestion des Déchets Radioactifs (France)
CATSIUS CLAY	Calculation and testing of behaviour of unsaturated clay (projet)
CEN-SCK	Centre d'Etude de l'Energie Nucléaire – Studie Centrum voor Kernenergie (Belgique)
CIEMAT	Centro de Investigaciones Energéticas, Medioambientales y Tecnológicas (Espagne)
CIMNE	Centro Internacional de Métodos Numéricos en Ingeniería (Espagne)
CU	Consolidated Undrained (essai triaxial non drainé)
CSL	Critical State Line (droite d'état critique)
ENRESA	Empresa Nacional de Residuos Radioactivos (Espagne)
FEBEX	Full-Scale Engineered Barriers Experiment in Crystalline Host Rock
FRFC	Fonds de la Recherche Fondamentale et Collective (Belgique)
ICU	Isotropic Consolidated Undrained (essai triaxial non drainé à consolidation isotrope)
ISMES	Istituto Sperimentale Modelli e Strutture (Italie)
LGIH	Laboratoires de Géologie de l'Ingénieur, d'Hydrogéologie et de prospection géophysique de l'Université de Liège (Belgique)
LIG	Laboratoires d'Infrastructures et de Géomécanique de l'Université de Liège (Belgique)
OCR	Over Consolidation Ratio (taux de surconsolidation dans un essai triaxial)
RUG	Rijksuniversiteit Gent (Belgique)
UCL	Université Catholique de Louvain (Belgique)
ULB	Université Libre de Bruxelles (Belgique)
ULg	Université de Liège (Belgique)
UPC	Universitat Politècnica de Catalunya (Espagne)
UWCC	University of Wales, College of Cardiff (Grande Bretagne)

1. Généralités	3
2. Objet de cette thèse	4
3. Résumé de la recherche.....	5
4. Apports originaux de cette thèse	10

CHAPITRE I

INTRODUCTION

1. GÉNÉRALITÉS

La Mécanique des Sols et des Roches s'est généralement intéressée dans le passé à l'étude de matériaux totalement saturés en eau ou parfaitement secs.

Or, en génie civil, en ingénierie de l'environnement ou en ingénierie des réservoirs, on rencontre fréquemment des problèmes qui impliquent des sols ou des roches sous saturation partielle.

- Les fondations de très nombreuses constructions superficielles s'appuient sur des sols non saturés.
- Les ruptures dans les pentes et les talus sont souvent liées à des modifications du degré de saturation.
- Dans les pays à climats arides ou semi-arides, les sols sont souvent non saturés.
- Les réservoirs d'hydrocarbures, dont l'exploitation provoque parfois des subsidence problématiques, sont généralement constitués de roches partiellement saturées par plusieurs fluides (huile, gaz, eau,...).
- Avant d'arriver dans une nappe aquifère, les précipitations, l'eau d'irrigation, les polluants transportés dans l'eau, etc., s'infiltrent dans une zone de sol non saturé.
- Aujourd'hui, les économies d'énergie acquises en cours des deux dernières décennies et la production nucléaire d'électricité représentent l'équivalent de plus de 100 millions de tonnes de pétrole par an. Selon *LE MONDE* (*LE MONDE*, 1^{er} décembre 1998), le nucléaire représente 17 % de la production mondiale d'électricité, 22 % aux Etats-Unis, 35 % en Europe et 10 % en Asie. En raison de la défense de l'environnement, la question se pose alors : comment stocker les déchets nucléaires ? Parmi plusieurs concepts, l'enfouissement souterrain semble avoir de belles perspectives. Pour évaluer la pertinence de ce concept, de nombreuses recherches scientifiques s'imposent, notamment sur l'écoulement des eaux souterraines, les élévations de température dans le sol dues aux flux thermiques dégagés par les déchets, ce qui peut modifier le degré de saturation du sol, les déformations des ouvrages de stockage, ...

Ce sont sans doute les deux derniers points cités, relatifs aux aspects environnementaux, qui ont suscité depuis environ deux décennies un très grand intérêt pour l'étude et la compréhension des phénomènes physiques, chimiques, thermiques et mécaniques dans les sols non saturés.

Il suffit de remarquer, par exemple, qu'en cas de déversement de polluant à la surface d'un terrain, il est d'abord entraîné par l'eau dans la zone non saturée. C'est donc

dans cette zone que l'on doit intervenir si l'on veut éviter qu'il n'atteigne la nappe aquifère sous-jacente.

Par ailleurs, la problématique du stockage des déchets nucléaires a motivé le financement de vastes programmes internationaux de recherches incluant notamment des études expérimentales, théoriques et numériques sur les sols non saturés.

Enfin, en génie civil, le dimensionnement géotechnique des ouvrages aux états limites de service et ultime se base souvent sur des caractéristiques matérielles mesurées en laboratoire sur des échantillons théoriquement parfaitement saturés en eau. Or il apparaît rapidement, à l'analyse des mesures effectuées, que la saturation en eau est rarement totale. Il subsiste généralement une faible teneur en air. Le matériau est donc quasi saturé. L'influence de cet état reste actuellement mal connue, malgré les importantes recherches engagées sur les sols non saturés.

2. OBJET DE CETTE THÈSE

La recherche exposée dans cette thèse a pour objet l'étude expérimentale et la modélisation numérique du comportement hydromécanique des sols fins en états saturé, quasi saturé et non saturé. Une attention particulière est portée à la transition entre ces différents états.

Nous n'ignorons pas que les effets thermiques ont une influence significative sur ce comportement. Toutefois, les effets hydriques, mécaniques et leur couplage présentent déjà suffisamment de complexité et c'est sur ces points précis que porte notre étude.

Elle est également limitée au cas de petites déformations afin, d'une part, d'alléger le formalisme des modèles mathématiques et, d'autre part, d'éviter de nombreux problèmes expérimentaux et numériques typiques des grandes déformations.

Un sol non saturé est un milieu au moins triphasique. En schématisant un peu, la phase solide est constituée des grains du sol (mais il pourrait aussi y avoir de la glace), la phase liquide est souvent de l'eau (mais cela pourrait aussi être du pétrole) et la phase gazeuse est généralement un mélange d'air et de vapeur d'eau (à moins que d'autres gaz ne soient également présents).

Dans ce travail, nous considérons essentiellement

- une phase solide : les grains du sol,
- une phase liquide : l'eau, qui peut contenir des sels en solution,
- une phase gazeuse : l'air.

Notre but final est de disposer d'un modèle mathématique permettant de prédire avec une fiabilité acceptable le comportement des sols fins, et en particulier des sols argileux, sous des sollicitations mécaniques et hydriques complexes.

Il faut donc partir d'une base expérimentale assez vaste et l'analyser en détail de façon critique. Cela suppose une connaissance préalable de la structure fine des matériaux étudiés (composition minéralogique, microstructure,...) qui aide à interpréter les résultats d'essais. Cela suppose aussi une étude des techniques expérimentales afin de pouvoir détecter les sources d'erreurs ou de dispersion.

Il faut ensuite faire une étude bibliographique approfondie des modèles existants et de leurs limites afin de pouvoir faire un choix judicieux et, le cas échéant, développer notre propre modèle en partant de ce qui existe.

L'étape suivante est la détermination des paramètres du modèle retenu à partir des données expérimentales.

Enfin, il reste à valider ce modèle en confrontant ses prédictions avec des résultats d'essais n'ayant pas servi à calculer ses paramètres.

Cette méthodologie conduit naturellement au plan de notre recherche dont un résumé est donné ci-après.

3. RÉSUMÉ DE LA RECHERCHE

Le chapitre II est consacré à l'étude des sols fins au niveau microscopique.

Leur minéralogie met en évidence le rôle fondamental des minéraux argileux dont les particules de base, les plaquettes, ont des propriétés colloïdales, une grande surface spécifique et adsorbent sur leur surface une partie des molécules d'eau présentes dans le sol. Cette eau adsorbée est fortement liée aux plaquettes et fait donc partie des particules solides.

Il est important de noter que d'autres types de particules (sable, silt,...) sont présentes dans les sols fins. Un sol contenant plus de 3% de particules argileuses possède déjà les propriétés des sols argileux. Si ce pourcentage dépasse 30%, on parle d'argile pure.

L'eau non adsorbée peut soit s'écouler entre les grains (eau libre), soit se fixer entre certains grains sous forme de ménisques (eau capillaire) où la tension superficielle est le phénomène physique essentiel. Toutes les interactions air-eau-solide sont analysées en détail et conduisent à la notion fondamentale de succion. On distingue la succion matricielle liée essentiellement aux effets capillaires et la succion osmotique liée aux gradients de concentration de sels éventuellement dissous dans l'eau.

La microstructure des sols argileux, c'est-à-dire l'arrangement spatial des grains, est ensuite présentée. De nombreux types d'assemblages de particules argileuses et non argileuses existent. Ils permettent d'expliquer certains aspects du comportement hydromécanique des sols fins, en particulier ceux de gonflement ou d'effondrement.

Enfin, à la lumière de cette étude microstructurale, les aspects hydriques fondamentaux (perméabilité à l'eau, rétention d'eau, hystérésis) et les comportements mécaniques volumiques et déviatoriques sont brièvement exposés.

Le *chapitre III* se penche sur les techniques expérimentales spécifiques permettant la mesure et le contrôle de la succion dans les sols non saturés. En effet, pour élaborer une base de données expérimentales sur le comportement hydromécanique de ces sols, il faut être à même de réaliser des essais oedométriques, triaxiaux ou autres dans lesquels on mesure et, si possible, on contrôle (impose) la succion.

Comme techniques de mesure de la succion, nous présentons le tensiomètre, la plaque de succion, la méthode du papier filtre et la méthode psychrométrique.

Comme techniques de contrôle de la succion, nous décrivons la méthode de surpression d'air, la méthode osmotique et la méthode à pression de vapeur.

Leurs principes de base sont exposés, leurs domaines d'application ainsi que leurs avantages, inconvénients et limitations sont analysés.

Le *chapitre IV* est consacré à la modélisation du comportement hydromécanique des sols non saturés.

Après avoir brièvement exposé la modélisation de l'écoulement de l'eau dans ces sols, une étude bibliographique approfondie est réalisée afin d'analyser en détail les principaux modèles phénoménologiques visant à représenter leur comportement mécanique.

La première difficulté est de choisir correctement les variables d'état qui serviront à la formulation. A ce niveau, les concepts de contrainte effective (de Terzaghi ou de Bishop), de surface d'état et de variables d'état indépendantes sont passés en revue et examinés de façon critique en fonction des connaissances acquises au chapitre II sur les aspects fondamentaux du comportement hydromécanique des sols non saturés. Il en ressort que le recours à la contrainte nette (ou à une contrainte effective) et à la succion comme variables de modélisation permet de représenter pratiquement tous les phénomènes essentiels observés expérimentalement sur les sols non saturés.

Plusieurs modèles élasto-plastiques importants, écrits en variables indépendantes sont analysés. En particulier, celui d'Alonso-Gens est très riche de possibilités, tout spécialement dans sa version la plus récente qui tient compte à la fois des aspects micro et macrostructuraux des sols argileux. Ce modèle a d'ailleurs inspiré d'autres chercheurs (Wheeler et Sivakumar, Cui et Delage, Bolzon, Schrefler et Zienkiewicz) qui en ont proposé des extensions ou modifications pour l'adapter à certains résultats expérimentaux spécifiques. Des lois constitutives construites sur des bases différentes telles celle de Duncan et Chang et celle de Pietruszczak et Pande sont également étudiées.

Une unification de la formulation des lois de comportement élasto-plastiques est alors développée. Elle regroupe, dans une même structure mathématique, la grande

majorité des lois élasto-plastiques classiques (Cam Clay, Drucker-Prager, Dafalias-Kaliakin, Alonso-Gens, etc.... pour les sols ; mais aussi von Mises pour les métaux ; Rhagava pour les colles ...). Elle permet de combiner, dans chacun de ces modèles, la dépendance vis à vis de l'angle de Lode et les effets de la succion.

Nous disposons ainsi d'un modèle général et performant que nous avons implanté dans le code aux éléments finis LAGAMINE développé au Département MSM de l'Université de Liège. Nous y avons également implanté la modélisation de l'écoulement en milieu non saturé.

Le *chapitre V* rassemble et analyse un grand nombre de résultats d'essais de laboratoire sur deux sols fins cohésifs et théoriquement saturés, reconstitués en laboratoire: une argile de Kruibeke et un limon de Gembloux. Les données expérimentales proviennent d'une recherche nationale financée par le FRFC à laquelle nous avons participé en compagnie de quatre autres laboratoires.

Outre la détermination des propriétés physiques classiques et des granulométries, de nombreux essais ont été réalisés : 122 sur l'argile de Kruibeke et 72 sur le limon de Gembloux. Il s'agit d'essais oedométriques et d'essais triaxiaux consolidés non drainés avec divers niveaux de contrainte de consolidation et des chemins variables de contraintes et de déformations. En outre, certains essais spécifiques ont été réalisés: essais de longue durée, essais avec modification de la vitesse de cisaillement, essais avec modification de la raideur du "système" d'eau interstitielle et essais avec décharge et recharge. Enfin, quelques essais oedométriques avec déchargement ont également été réalisés.

La caractérisation des propriétés initiales des éprouvettes a montré que, si les échantillons de limon de Gembloux étaient pratiquement saturés à 100%, les échantillons d'argile de Kruibeke, par contre, n'atteignaient qu'un degré de saturation initiale de l'ordre de 90% avec une assez forte dispersion. Nous sommes donc en présence d'essais en domaines saturé et quasi saturé.

Le dépouillement et l'analyse des résultats expérimentaux constitue une part importante de ce chapitre et a permis de caractériser de manière quantitative le comportement de ces matériaux: paramètres élastiques et élastoplastiques, dilatance et contractance,...

Toutefois, la forte dispersion des résultats d'essais (à l'intérieur d'un même laboratoire et entre laboratoires) nous a conduit à une étude approfondie des causes de cette dispersion, en commençant par une comparaison détaillée des divers protocoles expérimentaux.

Les méthodes de mesure des propriétés physiques, les procédures de saturation et de consolidation, le passage de l'état consolidé à l'état surconsolidé, les vitesses de mise en charge, les modes de drainage des éprouvettes, les techniques de mesure du déviateur des contraintes et de la pression interstitielle ont été comparées et analysées à la lumière des connaissances acquises au chapitre IV sur les sols non saturés et quasi saturés.

Cette étude nous a permis d'introduire une définition précise de la notion d'état quasi saturé et d'évaluer non seulement de manière qualitative mais aussi quantitative comment les divers aspects des protocoles d'essais influencent la réponse des éprouvettes et la qualité des résultats expérimentaux sur sols quasi saturés.

En particulier, l'étude de l'effet d'une contre-pression dans la phase de saturation des échantillons montre que, pour un échantillon initialement quasi saturé, l'application de la contre-pression peut améliorer grandement le niveau de la saturation. Cependant, pour atteindre la saturation parfaite, il faut souvent un temps considérable (qui, dans la plupart de cas, dépasse largement la durée des essais). Cela veut dire que, en pratique, la saturation parfaite des échantillons peut difficilement être atteinte.

Or ce léger manque de saturation rend le fluide interstitiel nettement plus compressible.

L'étude de la compressibilité du mélange eau - air montre que celle-ci influence fortement les résultats des essais et doit être prise en compte pour leur simulation. Il est dès lors important, afin de réduire cette compressibilité, d'utiliser de l'eau désaérée pour la saturation des échantillons et de partir d'échantillons préalablement saturés le mieux possible.

Le *chapitre VI* présente et analyse une série de résultats expérimentaux sur deux sols fins non saturés : l'argile de Boom et la bentonite d'Almeria compactées.

Les données expérimentales sont issues d'une recherche financée par la Communauté Européenne à laquelle nous avons participé en compagnie de six autres laboratoires.

Comme au chapitre précédent, il s'agit ici de matériaux reconstitués. En particulier, pour l'argile de Boom, trois types d'échantillons ont été réalisés, soit à partir de poudre d'argile humidifiée puis compactée, soit à partir de pastilles d'argile d'environ 2mm de diamètre, soit à partir d'un mélange des deux.

Pour l'argile de Boom, les essais disponibles sont des essais oedométriques conventionnels et à succion contrôlée, des essais de gonflement en chemins de mouillage et de séchage sous différentes charges verticales et des essais de pression de gonflement. La courbe de rétention d'eau a aussi été établie.

Pour la bentonite d'Almeria, les résultats disponibles concernent des essais de compression uniaxiale et triaxiale, des essais de pression de gonflement, des essais oedométriques à succion contrôlée, des essais de gonflement sous différentes charges verticales ainsi que des essais de perméabilité et de rétention d'eau.

Tous les résultats de ces essais sont présentés et analysés en détail. En particulier, on voit apparaître les effets de couplage entre la microstructure et la macrostructure signalés au chapitre II et modélisés au chapitre IV.

Le dépouillement de ces essais fournit une bonne base pour déterminer les paramètres nécessaires à divers modèles.

Le but du *chapitre VII* est la vérification et la validation du modèle unifié développé au chapitre IV. Toutefois, nous introduisons au préalable, dans la loi d'écoulement, la compressibilité du mélange air-eau vu son influence essentielle pour les sols quasi saturés (influence sur l'emmagasinement, évolution de la saturation en fonction de la pression d'eau, variation de la perméabilité en fonction de la saturation et de la porosité). Nous pouvons ainsi réaliser des études numériques couplées (mécanique + écoulement) pour des sols saturés, quasi saturés et non saturés.

La phase de vérification consiste à s'assurer que ce modèle couplé peut reproduire correctement des résultats d'essais ayant servi à calibrer ses paramètres.

Dans ce but, nous effectuons les simulations d'une série d'essais sur l'argile de Kruikeke et le limon de Gembloux. Ceci permet non seulement de vérifier que le modèle est fiable dans le domaine quasi saturé mais aussi de réaliser des études de sensibilité qui mettent en évidence, de manière quantitative, les influences de la saturation incomplète, de la contre-pression et de certains paramètres du modèle

La phase de validation tend à évaluer les capacités prédictives du modèle. Elle consiste à simuler numériquement des essais n'ayant pas servi au calibrage des paramètres du modèle.

La première validation porte sur l'argile de Boom. Pour calibrer les paramètres, nous simulons d'abord une série d'essais de gonflement-effondrement à succion contrôlée sous différentes charges constantes. Ensuite, nous effectuons une simulation en aveugle (c'est-à-dire avant d'avoir connaissance des résultats de laboratoire) d'un essai de pression de gonflement avec les paramètres identifiés préalablement. La bonne concordance entre les résultats expérimentaux et numériques est à la fois qualitative (évolution des pressions durant la phase de séchage) et surtout quantitative (pression de gonflement maximale durant la phase de mouillage, pression horizontale résiduelle).

La seconde validation consiste à simuler, également en aveugle, un essai de chauffage-mouillage sur la bentonite.

Ce problème fort complexe couple de nombreux phénomènes: transfert de chaleur, apparition de vapeur d'eau, écoulement d'eau et déformations dues aux variations de succion et de température, etc.

La simulation s'est effectuée en collaboration avec des collègues qui se sont occupés des aspects thermiques et de leur couplage avec l'écoulement d'eau. Nous avons pris en charge les aspects mécaniques et le couplage hydromécanique.

Bien que les informations sur la bentonite utilisée pour cet essai ne soit pas riches, nous avons néanmoins réussi à élaborer un jeu de paramètres raisonnables qui ont conduit à des résultats de simulation en bon accord avec ceux de l'essai.

Enfin, le *chapitre VIII* tire les conclusions de ce travail et propose quelques pistes pour des développements futurs.

4. APPORTS ORIGINAUX DE CETTE THÈSE

Sauf erreur de notre part, cette thèse semble être la première, à l'Université de Liège, orientée vers l'étude du comportement hydromécanique des sols non saturés. Nous avons dès lors consacré un effort important à synthétiser l'état des connaissances actuelles dans ce domaine. A cet égard, les études bibliographiques détaillées des chapitres II, III et IV et la mise en évidence des relations entre celles-ci (notamment entre les aspects microstructuraux, macrostructuraux et leur modélisation) nous paraissent un apport utile pour une meilleure compréhension du sujet abordé ici.

Cela étant dit, les éléments de cette thèse qui, à notre connaissance, constituent des contributions originales sont les suivants:

- au chapitre IV, le développement d'une formulation des lois de comportement élasto-plastiques qui regroupe, dans une même structure mathématique, la grande majorité des lois élasto-plastiques des sols et permet de combiner, avec n'importe laquelle de celles-ci, la dépendance vis à vis de l'angle de Lode et les effets de la succion;
- au chapitre V, l'introduction précise de la notion d'état quasi saturé, caractérisé par la présence de bulles d'air dans l'eau interstitielle qui remplit toutefois la totalité des pores, et l'étude quantitative des conséquences de cet état: prise en compte de la compressibilité du fluide interstitiel, effets de la contre-pression et évaluation quantitative des protocoles d'essais;
- aux chapitres V et VI, le dépouillement ainsi que l'analyse détaillée et critique d'un très grand nombre d'essais hydromécaniques (plus de 200) sur 4 sols fins en états saturé, quasi saturé et non saturé ainsi que la détermination des paramètres des modèles de sols fins non saturés;
- au chapitre VII, l'introduction de la compressibilité du mélange air-eau dans la loi d'écoulement du fluide interstitiel;
- au chapitre VII, la détermination des paramètres de comportement de plusieurs sols fins, basée sur une étude approfondie des résultats expérimentaux, qui a conduit à des résultats de simulation en bon accord avec ceux des essais;
- au chapitre VII, la validation du modèle couplé complet (effets mécaniques, de succion et d'écoulement) par des simulations numériques d'essais de laboratoire à petite et moyenne échelle sur sols quasi saturés et non saturés, notamment par des simulations réalisées en aveugle.

1. INTRODUCTION	13
2. Composition minéralogique des sols fins	13
2.1. Généralités	13
2.2. Minéralogie des sols fins : minéraux argileux	14
2.3. La structure générale des minéraux argileux	15
3. L'eau dans le sol	19
4. Le gaz dans le sol	20
5. Interactions entre les phases solide et fluides	20
5.1. Interaction eau-solide: phénomène d'adsorption de l'eau sur les particules solides	21
5.2. Interaction gaz-eau	24
5.2.1. Interface gaz-eau : tension superficielle	24
5.2.2. Humidité relative (diagramme d'état de l'eau)	26
5.3. Interactions air-eau-solide : capillarité	27
5.4. Succion	28
5.4.1. Succion matricielle	28
5.4.2. Succion osmotique	29
5.4.3. Approche thermodynamique	30
5.5. Effets de la succion sur les particules solides	34
6. Microstructure des sols non saturés	34
6.1. Microstructure des sols granulaires	35
6.2. Microstructure des sols fins (sols argileux)	36
7. Aspects hydriques fondamentaux des sols non saturés	42
7.1. Perméabilité à l'eau	42
7.2. Courbes de rétention d'eau	44
7.3. Phénomène d'hystérésis	46
8. Comportements mécaniques fondamentaux des sols non-saturés	48
8.1. Comportement volumique	48
8.2. Comportement déviatorique	50
9. Conclusions	51
9.1. Influence de la minéralogie	51
9.2. Influence de la granulométrie	52
9.3. Influence de la microstructure	52
9.4. Influence de la teneur en eau	52
9.5. Influence de la composition chimique de l'eau	52

CHAPITRE II

SOLS NON SATURES

1. INTRODUCTION

Un sol saturé est un milieu bi-phasique (solide et liquide), alors que dans un sol non saturé, les pores sont partiellement remplis d'eau et d'air ou éventuellement de gaz, de pétrole,... Autrement dit, un sol non saturé est un milieu au moins triphasique (phases solide, liquide et gazeuse). Dans la suite de cette thèse, on considère en général que l'eau représente la phase liquide, tandis que la phase gazeuse est constituée d'air et/ou de vapeur d'eau.

L'interaction gaz-eau-solide rend le comportement mécanique d'un sol non saturé beaucoup plus complexe que celui d'un sol saturé. En outre, la pression d'eau est toujours inférieure à la pression de gaz dans un sol non saturé. Cette différence de pression entre le gaz et l'eau, appelée *succion*, est à l'origine de certains comportements hydromécaniques particuliers du sol non saturé.

Le comportement hydromécanique d'un sol dépend non seulement de sa nature (composition minéralogique, état de l'eau et du gaz qui y sont présents, etc....) mais aussi, dans une large mesure, de sa microstructure.

Le but de ce chapitre est de faire une synthèse des caractéristiques les plus importantes des sols non saturés afin de disposer d'une base saine pour l'analyse et la modélisation de leurs comportements.

2. COMPOSITION MINÉRALOGIQUE DES SOLS FINS

2.1. Généralités

Nous adoptons ici le point de vue du géomécanicien, qui diffère de celui des géologues, des pédologues ou des agronomes. Les sols sont définis ici comme le résidu de l'altération de différents types de substrats, rocheux ou meubles. Ce sont des corps formés de particules solides non recimentées. La composition minéralogique des sols dépend directement de celle de la roche mère. Cependant, l'altération peut modifier cette composition. Les particules solides des sols sont composées de divers minéraux. Ils sont souvent classés en quatre catégories suivant leur composition, mode de formation et cause de formation : minéraux primaires, minéraux secondaires, sels et matières organiques.

Les minéraux primaires : Ce sont les minéraux résiduels qui ont échappé à l'altération parce qu'ils sont stables (ils conservent alors la signature minéralogique et géochimique des matériaux parents) ou instables (n'ayant pas subi suffisamment les

effets de l'altération). Par exemple, le quartz, les feldspaths et les micas, qui se retrouvent dans diverses fractions granulométriques, sont les minéraux primaires les plus abondants dans les sols. Ils peuvent résulter d'une simple érosion des substrats avec tris granulométriques au cours du transport, surtout par l'eau, et au cours de la sédimentation. Cette catégorie de minéraux se retrouve souvent dans les sols granuleux : sables grossiers, graviers, etc.

Les minéraux secondaires : Ils résultent de la transformation (ou dégradation) géochimique et impliquent donc un changement de statut minéralogique aux dépens des minéraux primaires, accompagné d'une réduction de taille. Ils comprennent divers types de minéraux argileux (simples ou interstratifiés) ainsi que des hydroxydes ou oxydes généralement de Fe, parfois de Mn ou d'Al. Les minéraux argileux se cantonnent dans une gamme granulométrique comprise entre le micron et quatre microns. Mais tous les produits de l'altération peuvent ne pas être cristallisés ou cristallins. Les éléments chimiques qui les caractérisent ne sont pas strictement organisés bien qu'incorporant Si, Al et de l'eau. Ce sont les matières amorphes ou allophanes. Etant donné qu'ils sont les constituants principaux des sols fins, sujet principal de cette thèse, nous les présentons plus en détail ci-après.

Les sels solubles : Les solutions qui résultent de l'altération par hydrolyse transportent des éléments chimiques actifs tels que K, Na, Ca, Mg. Soit ces éléments quittent définitivement les sites de l'altération, soit ils y demeurent en constituant des phases minérales neuves (carbonates, sulfates, sels). Les carbonates peuvent jouer un rôle de ciment temporaire ou définitif scellant les minéraux argileux. K et Na peuvent aussi subsister dans ou à proximité des minéraux argileux. Par conséquent, ces sels peuvent influencer fortement le comportement hydromécanique des sols.

Les matières organiques : Elles résultent de la transformation hydrolytique ou biologique des résidus végétaux à la surface des sols. Ces résidus peuvent être réincorporés plus bas dans le matériau argileux du sol. La matière organique, à raison de quelques pour-cent, peut être présente dans les sédiments. Elle se caractérise par une forte capacité de rétention d'eau et par là agit sensiblement sur le comportement géomécanique d'un matériau argileux.

2.2. Minéralogie des sols fins : minéraux argileux

Le vocable *sols fins* désigne en général les argiles, les silts et les limons, suivant la classification des sols par granulométrie. Comme indiqué ci-dessus, les sols fins sont essentiellement composés de minéraux argileux. Les caractéristiques physico-chimiques de ces derniers sont donc des facteurs déterminants pour le comportement mécanique.

Les particules des minéraux argileux présentent, en effet, deux caractéristiques particulières et importantes:

1. Elles sont de très petite taille et associent l'eau à leur structure, ce qui leur confère des propriétés colloïdales intéressantes au point de vue géomécanique;

2. La majorité des minéraux argileux se caractérise par une microstructure lamellaire ou foliaire organisée elle-même selon une intégration multiéchelle.

En conséquence, la surface spécifique des minéraux argileux ainsi que la capacité d'échange cationique peuvent être élevées. Ces deux paramètres rendent compte de plusieurs propriétés hydromécaniques importantes, tels que le phénomène d'adsorption d'eau autour des particules argileuses et au sein de la structure foliaire, la capacité de gonflement chez certaines espèces minérales, l'étendu du domaine plastique, etc...

2.3. La structure générale des minéraux argileux

La structure des minéraux silicatés, parmi lesquels se classent les minéraux argileux, est bâtie sur l'agencement des ions oxygène. Ceux-ci sont groupés autour du silicium sous forme de tétraèdres (SiO_4)⁴⁺ et autour de l'aluminium sous forme de tétraèdres et d'octaèdres (figure 2-1). Dans la charpente des silicates, les remplacements isomorphiques (substitution) de Al^{3+} par des Si^{4+} sont fréquents dans les tétraèdres (AlO_4)⁵⁻ et induisent des déficits de charge et des phénomènes de désordre en créant des tétraèdres de taille moyenne. L'agencement des groupements silicatés ainsi que le remplissage en cations assurent la cohésion et la neutralité électrique de l'édifice.

Les minéraux argileux correspondent à des silicates en feuillets (phyllosilicates) qui ont tous en commun, suivant le plan cristallographique (001), une trame silicatée de formule générale $(\text{SiAl})_4\text{O}_{10}/(\text{OH})_2$. Toutefois, leur architecture selon la normale à ce plan peut être différente et c'est elle qui détermine les divers groupes de minéraux argileux.

Les principales caractéristiques structurales des minéraux argileux simples (kaolinite, illites, smectites, chlorites, vermiculites et plus particulièrement parmi les phyllosilicates proprement dits, le talc) découlent de l'agencement des feuillets, unités de base. Les feuillets sont constitués de couches tétraédriques (Te) auxquelles sont toujours associées des couches octaédriques (Oc). Deux motifs d'association sont ainsi possibles : motif Te-Oc (ou 1/1) et motif Te-Oc-Te (ou 2/1). Dans la couche octaédrique Oc, un ion aluminium est entouré par des hydroxyles OH^- , trois sites octaédriques sont présents (figure 2-1 et 2-2).

Selon le remplissage de ces sites, on distingue des minéraux argileux dits trioctaédriques pour lesquels les trois sites sont occupés par des cations bivalents (Mg^{2+} , Fe^{2+}) et des minéraux dioctaédriques dans lesquels deux sites sont seulement occupés par des cations trivalents (Al^{3+} , Fe^{3+}). Dans les couches tétraédriques, chaque tétraèdre a son centre occupé par le silicium et ses sommets par les ions oxygène, l'ensemble s'organise en un anneau hexagonal (correspondant à la cavité hexagonale) qui dans le cas, des micas et des illites, par exemple, est occupé par l'ion potassium. Celui-ci forme le tenon potassique qui assure la liaison entre deux feuillets directement superposés.

En effet, dans leur mode d'empilement, les feuillets Te-Oc et Te-Oc-Te sont séparés par des espaces appelés *interfoliaires*. Ces derniers peuvent être vides (cas du talc) ou sont occupés par des cations anhydres (potassium, dans le cas des illites et des

micas), des cations plus ou moins hydratés (Mg, dans les vermiculites; Na et/ou Ca, dans les smectites) ou encore par une couche supplémentaire d'hydroxyde, composée respectivement de Mg, de Fe voire de Al, dans le cas des chlorites. Des substitutions isomorphiques peuvent exister séparément dans les couches tétraédriques ou octaédriques ou dans les deux types de couches à la fois.

C'est à partir du type de motif (1/1 ou 2/1), de l'occurrence d'un remplissage interfoliaire ou non, de l'occupation des sites octaédriques dans les couches octaédriques, des substitutions isomorphiques séparées ou combinées dans les couches tétraédriques et/ou octaédriques, que les minéraux argileux simples peuvent être classés en grandes familles ou groupes. Leur formule chimique générale peut être résumée ainsi:

- couche tétraédrique : $(\text{Si}_{4-x} \text{Al}_x)$
- couche octaédrique : $\text{O}_{10}(\text{Al}_{2-y} \text{Mg}_y)(\text{OH}_2)$
- cation interfoliaire compensateur : M_{x+y}

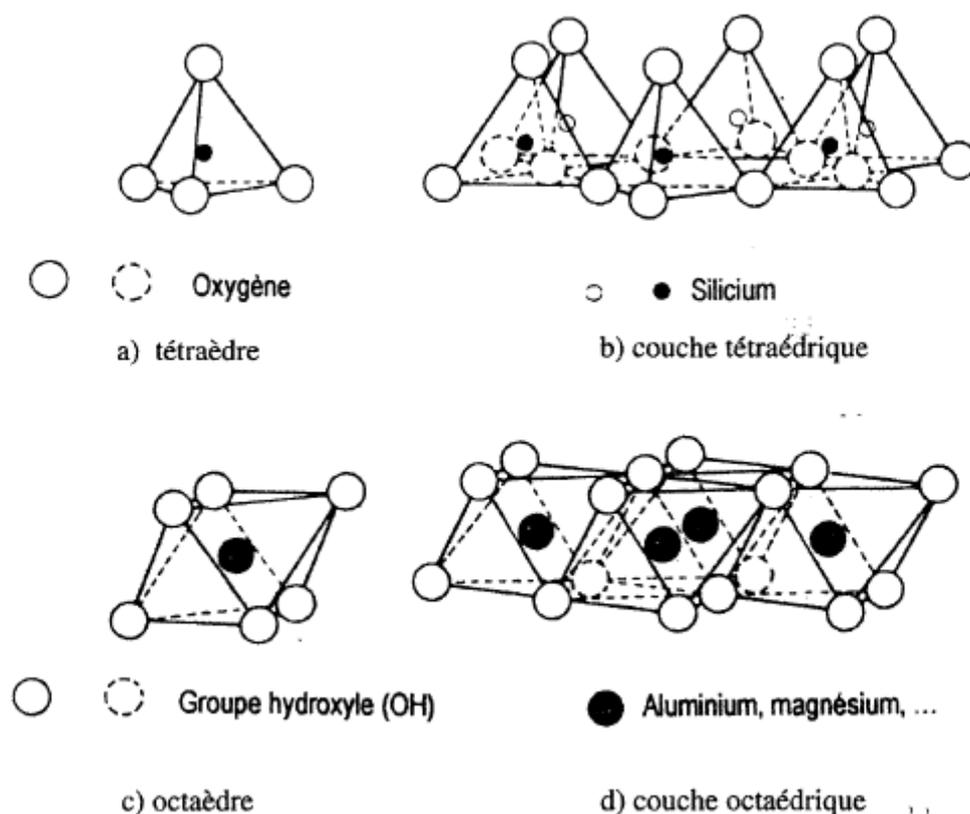


Figure 2-1 : Couches tétraédrique et octaédrique (d'après Mitchell, 1976)

L'empilement des feuillets et des espaces interfoliaires qui les séparent se fait pratiquement d'une manière perpendiculaire à l'axe cristallographique. Un feuillet et un espace interfoliaire adjacent constituent l'unité structurale dont l'épaisseur fondamentale

est variable et comprise entre 7Å (kaolinite) et 17Å (smectites hydratées, naturellement ou artificiellement) (figure 2-2).

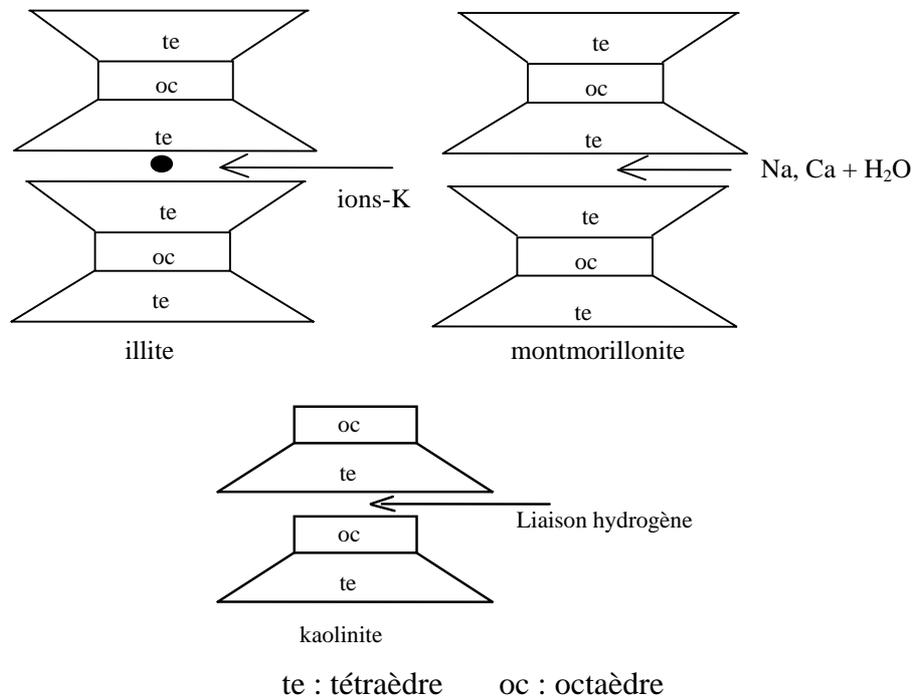


Figure 2-2 : Présentation schématique de l'unité structurale pour quelques minéraux argileux

Nous nous bornerons ici à la présentation de quelques grands types de minéraux argileux (tableau 2-1):

- les minéraux argileux à deux couches (Te-Oc ou 1/1): par exemple, la kaolinite ($(\text{Si}_2\text{O}_5)\text{Al}_2(\text{OH})_4$, minéral dioctaédrique dans lequel les substitutions sont inexistantes ou très limitées: de ce fait, chaque feuillet Te-Oc est électriquement neutre. La cohésion de la structure est assurée par les liaisons hydrogène. L'espacement basal est de 7Å. Le minéral est inerte vis-à-vis de l'eau.
- les minéraux à trois couches (Te-Oc-Te ou 2/1). Ces derniers sont caractérisés par de nombreuses espèces minérales parmi lesquelles on trouve les illites-micas, les smectites, les chlorites et les vermiculites:
 - les illites sont caractérisées par la substitution partielle du Si dans les couches tétraédriques par un maximum de 15% d'aluminium. Cette caractéristique entraîne un déficit de charge compensé par l'insertion de potassium dans les espaces interfoliaires (en fait dans la cavité hexagonale). La formule générale est $\text{K}_x\text{Al}_{14}(\text{OH})_4\text{Si}_{8-x}\text{Al}_x\text{O}_{20} \cdot n\text{H}_2\text{O}$. La distance interfoliaire ou l'espacement basal est de 10Å.
 - Les smectites (variétés di- et trioctaédriques, les premières étant les plus courantes) sont caractérisées par des substitutions tantôt tétraédriques (Si par Al) dans les montmorillonites, ou octaédriques (Al par Mg) dans les beidellites ou les deux à la fois (Fe) dans les nontronites. Les formules chimiques qui en découlent sont dès lors

relativement complexes : montmorillonites : $(\text{Si}_4\text{O}_{10} (\text{Al}_{1.7}\text{Mg}_{0.3})(\text{OH})_2)$, beidellites : $(\text{Si}_{3.7} \text{Al}_{0.3})\text{O}_{10} (\text{Al}_{12})(\text{OH})_2.n\text{H}_2\text{O}$. Les substitutions isomorphiques entraînent une charge négative au niveau des feuillets entre lesquels de l'eau et des cations hydratés (Ca, Na) échangeables peuvent pénétrer. Le déficit de charge est compensé dans les smectites, particulièrement dans les espaces interfoliaires, par des ions Ca ou Na fortement hydratés. L'hydratation normale la plus fréquente correspond à deux couches d'eau, ce qui donne un espacement basal d'environ 14Å (H.R. 65%) dans un échantillon naturel, mais cet espacement croît au contact de l'eau jusqu'à atteindre 17Å. Parfois, l'eau peut même *casser* la structure et, en conséquence, disperser les plaquettes. Le gonflement des espaces interfoliaires caractérise ainsi les minéraux argileux dits gonflants. Les smectites se caractérisent par une capacité d'échange cationique (CEC) importante.

- La vermiculite, de formule $(\text{Si}_{4-x})\text{O}_{10}(\text{Mg}_{3-y}\text{Fe}_{3+y})(\text{OH})_2\text{M}_{z+y}$ correspond à des composants généralement trioctaédriques à structure voisine de celle du mica biotite. Elle en diffère par des substitutions tétraédriques d'Al par Fe ou Mg et par une couche interfoliaire supplémentaire entièrement magnésienne. Le déficit de charge des feuillets est compensé par des cations interfoliaires Ca, mais surtout Mg plus ou moins hydratés. La distance interfoliaire est de l'ordre de 14Å. En principe, la vermiculite est un minéral non gonflant, bien qu'acceptant des molécules d'eau dans une partie de ses espaces interfoliaires.
- Les chlorites ont une structure voisine de celle des micas ; elles sont constituées par ainsi un motif Te-Oc-Te dont l'espace interfoliaire est cependant occupé par une couche d'hydroxyde $\text{Mg}(\text{OH})_2$. La formule générale des chlorites est $(\text{Mg,Fe})_3\text{Mg}_3(\text{Si,Al})\text{O}_{10}(\text{OH})_2 \text{OH}_6$. L'espacement basal est d'environ 14Å et est stable vis-à-vis de l'eau. Cependant si les chlorites sont en général non gonflantes, une exception doit être faite pour la chlorite gonflante : la garniture magnésienne y est quelque peu lessivée et est remplacée par des molécules d'eau; cette caractéristique confère au minéral une expansion partielle de l'unité structurale, avec des valeurs de l'ordre de 16,5Å lors de la solvataion à l'éthylène glycol. Une saturation au MgCl_2 opérée au laboratoire restitue la garniture magnésienne et supprime tout gonflement.

A côté des principales espèces de minéraux argileux simples qui viennent d'être citées, il existe dans la nature et en grande abondance une palette assez vaste de minéraux ou d'édifices dits interstratifiés, associant les minéraux de base précédents.

Les matériaux argileux naturels présentent une grande complexité et résultent de diverses associations des minéraux argileux fondamentaux décrits ci-dessus. De plus, il est possible d'en faire l'analyse à diverses échelles et de montrer les liens qui existent entre divers modes d'analyse (cf. la notion d'*Intégrons argileux* proposé par Thorez, 1987).

Il faut souligner qu'un sol contenant plus de 3% de particules argileuses possède déjà des propriétés d'un sol argileux. Lorsque la proportion de particules argileuses dépasse 30%, le sol est considéré comme une argile pure.

Tableau 2-1 : Principaux minéraux argileux

Structure de plaquette	Minéraux argileux	Capacité d'échange d'ions	Caractère gonflant
Type 1/1	Kaolinite	basse	Non
Type 2/1	Vermiculite	essentiellement dans les couches tétraédrique	Non
	Illite		Gonflant
	Smectites	très forte	fort gonflant

3. L'EAU DANS LE SOL

L'eau a un effet considérable sur le comportement mécanique des sols.

La figure 2-3 ci-dessous montre les diverses formes de l'eau présente dans un sol. Les termes soulignés indiquent de l'eau à l'état solide.

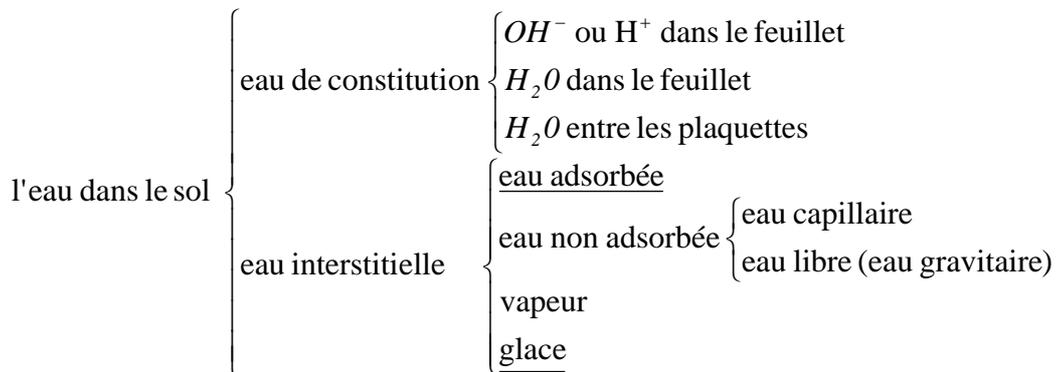


Figure 2-3 : L'eau dans les sols

L'eau de constitution se trouve dans la structure du minéral à une position fixe, soit sous forme d'ions OH^- et H^+ , soit sous forme de molécules H_2O . Elle fait partie de la composition chimique du minéral. En général, ce type d'eau influence peu le comportement du sol, sauf lorsqu'il est soumis à une température fort élevée : Si la température est supérieure à $400\text{ }^\circ\text{C}$, cette eau peut quitter la structure du minéral et en modifier ainsi la composition chimique. Il existe aussi de l'eau sous forme de molécules située entre les plaquettes. Ce type d'eau peut quitter la structure du minéral lorsque la température atteint 80 à $120\text{ }^\circ\text{C}$.

L'eau interstitielle est de l'eau présente dans les pores du sol. Son état, ses caractéristiques physico-chimiques, ses interactions avec les autres phases du sol, etc. influencent fortement les propriétés mécaniques de résistance, l'état de plasticité, la résistance au frottement, la consistance, etc.

L'eau adsorbée est présente sur la surface des particules fines de sol, grâce aux propriétés colloïdales des particules argileuses. Ses caractéristiques et son influence sur le comportement du sol fin seront considérées dans le paragraphe 5.1 consacré à l'interaction entre le solide et l'eau.

L'eau non adsorbée est susceptible de s'écouler. *L'eau libre* ou *l'eau gravifique* obéit à la loi de Darcy, tandis que *l'eau capillaire* est associée à la pression capillaire (ou la succion). Le sol est alors partiellement saturé.

Le principal effet de l'eau libre sur le comportement du sol se manifeste par la pression hydraulique exercée sur le sol. En outre, lorsque l'eau s'écoule, un effet hydrodynamique se traduit en un effort physique sur les particules : certaines particules extrêmement fines peuvent être emportées (lessivées) par le courant d'eau. Enfin, l'eau peut dissoudre certains sels et modifier la composition chimique des minéraux. Ces effets physiques et chimiques peuvent être la cause de certaines instabilités du terrain. Du point de vue de l'interaction hydromécanique, la pression d'eau est un facteur capital pour les relations contraintes - déformations d'un sol.

En ce qui concerne l'eau capillaire, la succion et ses effets sur le comportement du sol, une synthèse sera proposée aux paragraphes 5.2, 5.3, 5.4 et 5.5 de ce chapitre.

La vapeur d'eau est présente en forte proportion lorsque le sol est soumis à une température élevée. Sa migration peut modifier la succion et, en conséquence, modifier le comportement mécanique.

Lorsqu'un sol est soumis à des températures inférieures à 0°C, l'eau non adsorbée est susceptible de geler. La glace ainsi formée peut fournir une cimentation temporaire et, en conséquence, améliorer certains aspects du comportement du sol, par exemple, augmenter sa résistance, diminuer sa perméabilité, etc.. Par contre, elle peut détériorer son comportement au dégel.

4. LE GAZ DANS LE SOL

La phase gazeuse d'un sol non saturé comporte essentiellement de l'air, de la vapeur d'eau et, éventuellement, certains gaz organiques. L'influence du gaz sur le comportement du sol dépend largement du degré de saturation. Lorsque la phase gazeuse est continue, l'effet du gaz sur le comportement hydromécanique se traduit par l'effet de la succion. Par contre, lorsque la phase gazeuse est discontinue et se présente sous forme de bulles d'air piégées dans l'eau par exemple, la phase fluide (mélange d'eau et de bulles d'air) du sol se comporte comme un liquide très compressible.

5. INTERACTIONS ENTRE LES PHASES SOLIDE ET FLUIDES

L'élément essentiel qui conditionne les propriétés des sols non saturés est l'existence de la succion, due à l'interaction entre les trois phases constituant le sol, qui est liée à la capacité de rétention d'eau du sol. Dans le cas de sols fins non saturés, l'interaction eau-solide n'est pas seulement due à la succion, mais également à

l'adsorption de l'eau sur les particules solides, à cause des propriétés colloïdales des particules fines.

Il est donc important de bien comprendre les interactions entre les trois phases d'un sol et, en particulier, le développement des ménisques capillaires, entraînant la succion au sein de la structure du sol, ainsi que le phénomène d'adsorption d'eau dans les sols fins.

5.1. Interaction eau-solide: phénomène d'adsorption de l'eau sur les particules solides

Selon la théorie chimique des colloïdes, lorsque le diamètre d'une particule solide est inférieur à 0.2 μm , cette particule possède des propriétés colloïdales. A cette très petite taille, il existe certains atomes et ions libres sur la surface des particules. Par conséquent, les particules sont dans un champ électrostatique non symétrique. Il en résulte que les particules colloïdales ont tendance à adsorber des molécules polaires ou des ions venant du monde extérieur afin d'atteindre un équilibre électrique. On appelle cette capacité d'adsorption la *charge surfacique*. C'est essentiellement cette charge surfacique qui provoque, autour des plaquettes d'argile, le phénomène d'adsorption qui influence fortement le comportement hydromécanique des sols argileux.

Les minéraux argileux ont une autre caractéristique importante : une partie de Si et /ou Al (ou Mg) peut être remplacée par certains cations de basse valence. La conséquence directe de cette substitution isomorphe est de créer un déficit de charges positives dans la structure des minéraux. Ce déficit peut être compensé par l'adsorption d'un nombre équivalent de cations (Ca, Mg, K, Na etc....) présents dans la solution. Cette capacité d'échange d'ions est la deuxième cause du phénomène d'adsorption autour des plaquettes d'argile.

Comme on l'a évoqué ci avant, les grains d'argile sont constitués d'empilements de minéraux argileux qui sont des phyllosilicates. A cause de la structure de ceux-ci, les grains ainsi formés sont de forme aplatie. Leurs faces sont généralement chargées négativement. Dans certaines conditions, des charges positives peuvent exister localement.

Les théories les plus couramment utilisés conduisent à représenter les plaquettes d'argile avec des charges négatives sur les grandes faces et des charges positives sur les petites (Andrei 1977), ce qui permet de neutraliser la charge globale (Bolle, 1993). Certains ions sont attirés et retenus à proximité immédiate de la plaquette et constituent ainsi une couche de contre-ions. Les charges négatives sur les faces de la plaquette sont alors équilibrées par ces contre-ions. La concentration de contre-ions diminue avec la distance par rapport à la surface de plaquette. De ce fait, on peut distinguer deux couches de contre-ions. La première est très dense et bien fixée sur la surface : on l'appelle la *couche fixe*. La deuxième est maintenue à une certaine distance : on la nomme la *couche diffuse*. L'ensemble des charges négatives sur les faces de la plaquette et la couche de contre-ions est connu sous le nom de *double couche électrique*. C'est ainsi qu'on parvient à expliquer la présence, à proximité de la plaquette, d'une couche d'eau adsorbée

constituée par une auréole d'ions et de molécules d'eau. Il y a deux raisons pour lesquelles l'eau est adsorbée sur les faces de la plaquette : la première est que la structure de la molécule d'eau est dipolaire (figure 2-4a) et, en conséquence, la molécule d'eau s'oriente facilement dans un champ électrique et peut être adsorbée par les plaquettes ; la deuxième est qu'elle peut aussi être attirée par d'autres ions présents dans la solution, formant ainsi des ions hydratés qui, à leur tour, sont attirés par les plaquettes. La figure 2-4b représente schématiquement la présence d'une couche d'eau adsorbée autour d'une plaquette. Plus la distance des ions ou dipôles par rapport à la plaquette est petite, plus grandes sont les forces de rétention qui empêchent leurs mouvements. Par conséquent, le mouvement de l'eau adsorbée est plus ou moins restreint. Les propriétés de l'eau adsorbée sont alors proches de celles d'un solide du point de vue mécanique.

A la périphérie de l'eau adsorbée, il existe un échange continu entre les ions et dipôles de la couche diffuse et ceux de l'eau libre, c'est à dire un équilibre dynamique.

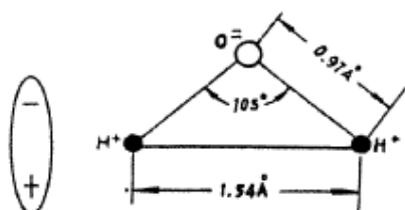


Figure 2-4a :

Structure de la molécule d'eau

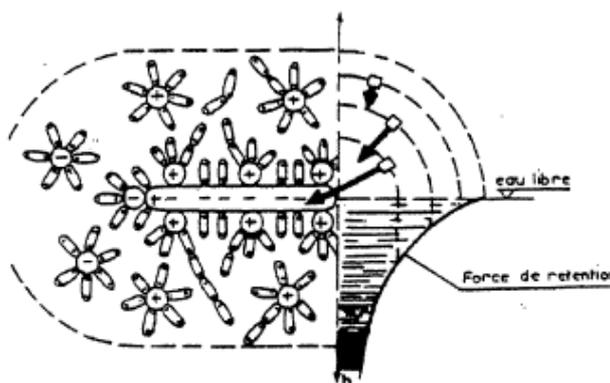


Figure 2-4b :

Couche d'eau adsorbée
(d'après Andrei, 1977)

L'épaisseur de la couche d'eau dépend de la nature et de la charge électrique des ions. Plus les charges sont grandes, plus l'épaisseur est réduite.

Les propriétés hydromécaniques des sols fins sont fortement influencées par la présence des couches d'eau adsorbée.

Le phénomène d'adsorption facilite l'établissement de ponts de liaison constitués par les ions et les dipôles d'eau. Ces ponts sont l'origine principale de la *cohésion* des sols fins (figure 2-5), grâce à laquelle ils ont la capacité de résister à des contraintes de traction ou de cisaillement.

La présence de couches d'eau adsorbée peut également influencer la microstructure des sols fins. La modification de l'épaisseur des couches d'eau adsorbée est aussi la cause

essentielle du *gonflement* et du *retrait* des sols fins soumis à mouillage ou à séchage (figure 2-6).

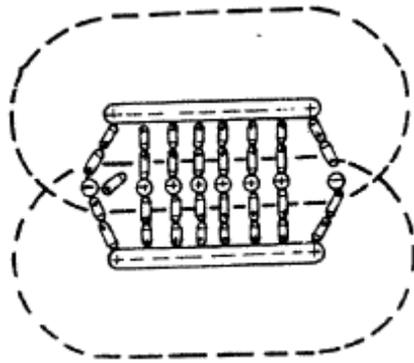


Figure 2-5 : Cohésion
(d'après Andrei, 1977)

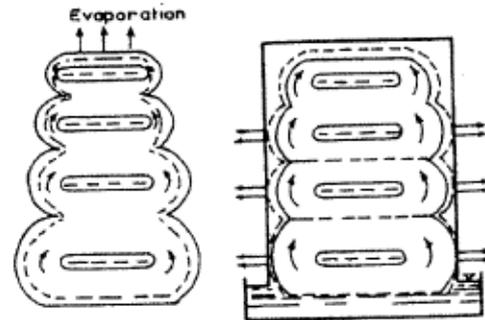


Figure 2-6 : Retrait et gonflement
(d'après Andrei, 1977)

Pour un même sol et une même teneur en eau, lorsque l'épaisseur des couches d'eau adsorbée est plus grande, les pores occupés par l'eau libre sont plus petits et par conséquent, la *perméabilité* hydraulique est plus faible. Ceci implique que la perméabilité d'un sol peut varier en fonction de l'environnement où il se trouve.

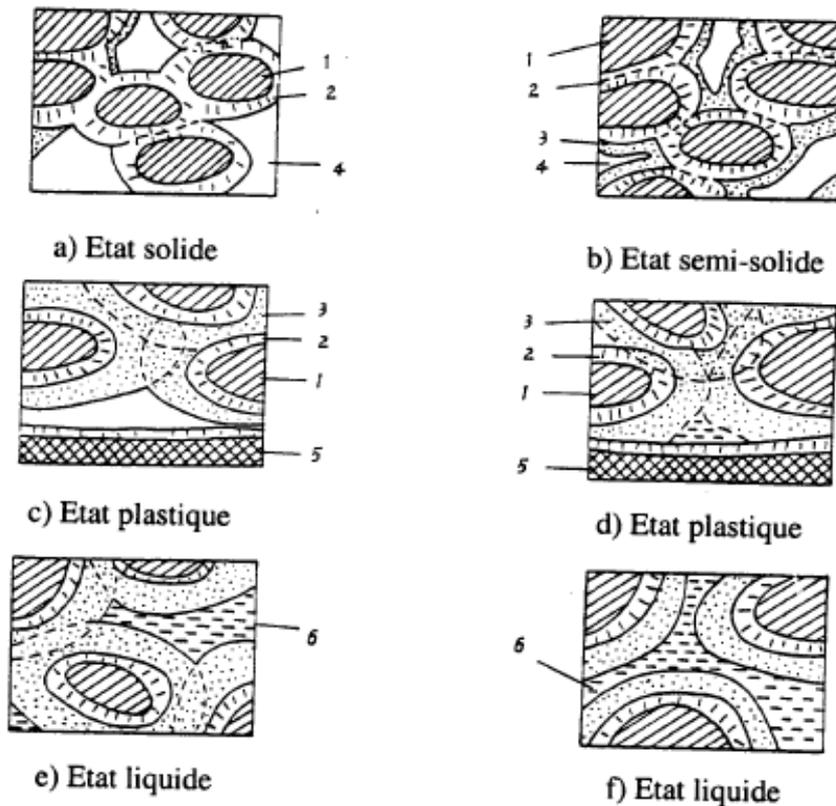
D'une manière analogue, on peut expliquer le fait que la *consistance* d'un sol fin soit conditionnée par la variation de la saturation (et de la teneur en eau) (figure 2-7, Tang etc., 1979).

Lorsque la teneur en eau est extrêmement basse, il n'y a que l'eau adsorbée de la couche fixe dans le sol et l'épaisseur de celle-ci est extrêmement fine ; les liaisons constituées par les couches d'eau d'adsorbée communes entre les grains sont extrêmement fortes: le sol se comporte alors comme un solide. Quand la teneur en eau est très grande, les particules sont écartées complètement par l'eau libre, il n'y a plus aucun contact entre les particules, c'est presque une suspension. Le sol ne présente alors aucune résistance et se comporte comme un liquide : c'est l'état liquide. Entre l'état solide et liquide, il y a l'état semi-solide et l'état plastique. Dans l'état semi-solide, la teneur en eau est encore faible, mais les couches d'eau adsorbée de la couche diffuse sont présentes et elles sont mises en commun. Les liaisons entre les particules sont encore suffisamment fortes ce qui rend le sol difficilement déformable. Si la teneur en eau continue à augmenter, le sol entre en état plastique. La plasticité dépend du degré de saturation. L'effet de la succion peut alors entrer en jeu (ce point fait l'objet des paragraphes qui suivent).

La compressibilité, la résistance au cisaillement, la perméabilité varient selon la consistance qui peut être caractérisée par les limites d'Atterberg au niveau macroscopique. L'indice de plasticité est une mesure relative de la plasticité du sol.

L'exposé qui précède témoigne que seule la connaissance des phénomènes d'interaction entre les phases constituant le sol permet d'expliquer certaines propriétés et

de prévoir le comportement sous l'action de contraintes mécaniques ou de chemins hydriques (séchage ou mouillage).



- 1 - particules solides (assemblage de plaquettes) 2 - eau adsorbée de la couche fixe
 3 - eau adsorbée de la couche diffuse 4 - air 5 - autres matériaux solides
 6 - eau non adsorbée
 (a → f : la teneur en eau augmente, la consistance du sol varie)

Figure 2-7 : Présentation schématique de la consistance d'un sol à différents niveaux de saturation (d'après Tang etc., 1979)

5.2. Interaction gaz-eau

5.2.1. INTERFACE GAZ-EAU : TENSION SUPERFICIELLE

Avant d'aborder le thème de la succion dans un sol non-saturé, il est nécessaire d'évoquer certaines caractéristiques fondamentales relatives à l'interaction gaz-eau-solide. L'interface entre le gaz et l'eau possède une propriété fondamentale : la tension superficielle.

Du point de vue moléculaire, une molécule à l'intérieur de la masse d'eau est en équilibre puisque toutes les forces d'attraction qui agissent sur cette molécule ont une résultante nulle, tandis qu'une molécule sur l'interface, à cause des forces d'attraction des molécules à l'intérieur de l'eau, est soumise à une résultante non nulle (figure 2-8a). Cette

résultante des forces en chaque point est perpendiculaire à l'interface et orientée vers l'intérieur de l'eau. Pour l'équilibrer, une tension superficielle σ_{aw} se produit le long de l'interface (figure 2-8b). Elle agit tangentiellement à l'interface. Elle a la dimension d'une force par unité de longueur [N/m] (Fredlund etc., 1993).

Du point de vue macroscopique, l'interface est soumise à une pression différente de ses deux côtés : pression d'air u_a d'un côté, pression d'eau u_w de l'autre. Dans un sol non saturé, la pression d'eau est toujours plus faible que la pression de l'air (si l'air est à pression nulle, l'eau est sous tension). Donc, il faut une force supplémentaire pour équilibrer l'interface. Grâce à la tension superficielle, l'équilibre est assuré.

Considérons une petite portion de l'interface. La résultante des tensions superficielles σ_{aw} sur cette petite surface fournit l'effort supplémentaire nécessaire pour l'équilibre de l'interface (figure 2-9a). L'interface se comporte comme une membrane souple à cause de la tension superficielle : elle prend une forme concave. On trouve une similitude dans le comportement d'une bulle de savon pour laquelle la pression à l'intérieur est plus grande qu'à l'extérieur. La forme concave de la bulle assure, grâce aux tensions superficielles, une force supplémentaire vers l'intérieur et maintient l'équilibre (figure 2-9b) (Chen, etc. 1987).

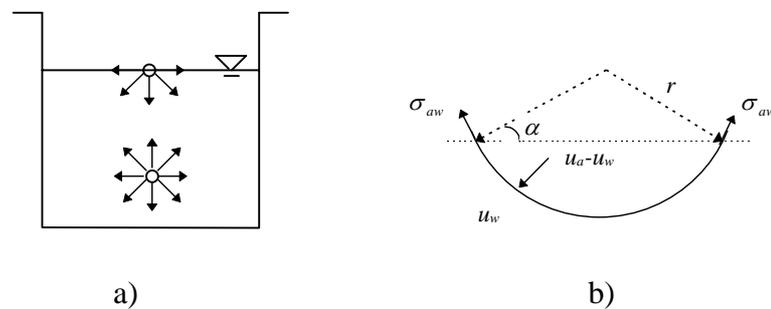


Figure 2-8 : Tension superficielle (Fredlund etc., 1993)

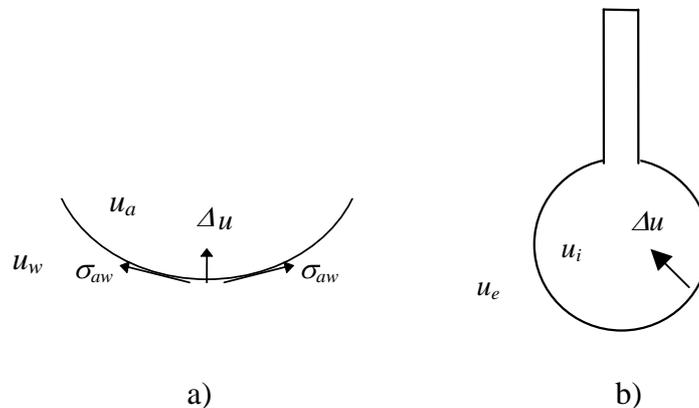


Figure 2-9 : Sollicitations de l'interface (d'après Chen, etc. 1987)

5.2.2. HUMIDITE RELATIVE (DIAGRAMME D'ETAT DE L'EAU)

Dans la nature, l'état de l'eau varie en fonction de la pression et de la température. Le diagramme de la figure 2-10 montre que l'eau peut exister sous 3 états : solide (glace), liquide (eau) et gazeux (vapeur d'eau). Les trois courbes dans le diagramme représentent les états d'équilibre du système. Deux états peuvent coexister en équilibre lorsque les variables d'état se trouvent sur l'une des trois courbes dans le diagramme : l'état solide et l'état liquide peuvent coexister sur la courbe AC (courbe de fusion), les états solide et gazeux coexistent sur la courbe AD (courbe de sublimation), et enfin, lorsque l'état se trouve sur la courbe AB (courbe de vaporisation), un équilibre s'établit entre les états liquide et gazeux. On dit alors que le système est en état *saturant*. L'eau, dans un tel système, s'appelle *eau saturante*, tandis que la vapeur d'eau s'appelle *vapeur d'eau saturante*. La pression correspondante s'appelle *la pression de la vapeur d'eau saturante* que l'on note \bar{u}_{v0} . Bien entendu, lorsque la pression et la température se trouvent au point A , les trois états peuvent coexister en équilibre.

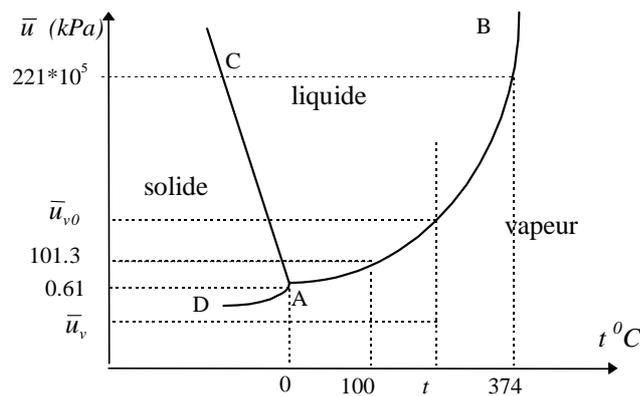


Figure 2-10 : Diagramme d'état de l'eau

Dans la nature, la vapeur d'eau est mélangée à l'air. Mais la vapeur d'eau dans l'air n'est pas toujours en équilibre avec l'eau environnante et dès lors, la pression partielle de la vapeur \bar{u}_v n'est pas nécessairement égale à celle de la vapeur saturante \bar{u}_{v0} à la température correspondante. La quantité de vapeur d'eau dans l'air peut être modifiée soit par condensation, soit par vaporisation. Dès lors, la pression partielle de la vapeur d'eau \bar{u}_v à une température donnée traduit en quelque sorte l'état *d'humidité* de l'air. C'est ainsi qu'on définit *l'humidité relative* de l'air par :

$$RH = \frac{\bar{u}_v}{\bar{u}_{v0}} (\%) \quad (2.1)$$

Remarquons que la notion *d'humidité relative de l'air* ainsi définie constitue une mesure relative, alors que la pression de vapeur saturante \bar{u}_{v0} au-dessus d'une surface plane est une pression de référence mesurée dans un système qui ne contient que de l'eau pure.

La présence d'air dans l'atmosphère n'a pas d'effet sur le comportement de la vapeur d'eau d'après la loi de Dalton. Cette loi déclare que la pression d'un mélange de plusieurs gaz est égale à la somme des pressions partielles que chacun des gaz exercerait s'il occupait, seul, la totalité du volume. Si le gaz considéré est un mélange d'air sec et de vapeur d'eau, la loi de Dalton s'écrit :

$$\bar{u}_g = \bar{u}_{as} + \bar{u}_v \quad (2.2)$$

où \bar{u}_g est la pression de gaz (un mélange d'air sec et de vapeur d'eau), \bar{u}_{as} est la pression partielle de l'air sec.

Autrement dit, le comportement de chacun des gaz dans un mélange est indépendant de celui des autres. Par conséquent, la présence de l'air ne change pas l'état d'équilibre de l'eau (courbe AB de la figure 2-10).

La pression partielle de la vapeur d'eau dépend de nombreux facteurs physico-chimiques du système qui contient la vapeur et l'eau. On abordera ce sujet au paragraphe 5.4.3.

5.3. Interactions air-eau-solide : capillarité

Lorsque l'eau est mise en contact avec l'air et un solide, une tension superficielle σ_{aw} se produit le long de la ligne de contact au solide à cause de la différence entre les pressions de l'eau u_w et de l'air u_a agissant sur l'interface. Physiquement, cette tension superficielle se traduit par le phénomène de *capillarité* qu'illustre la figure 2-11 :

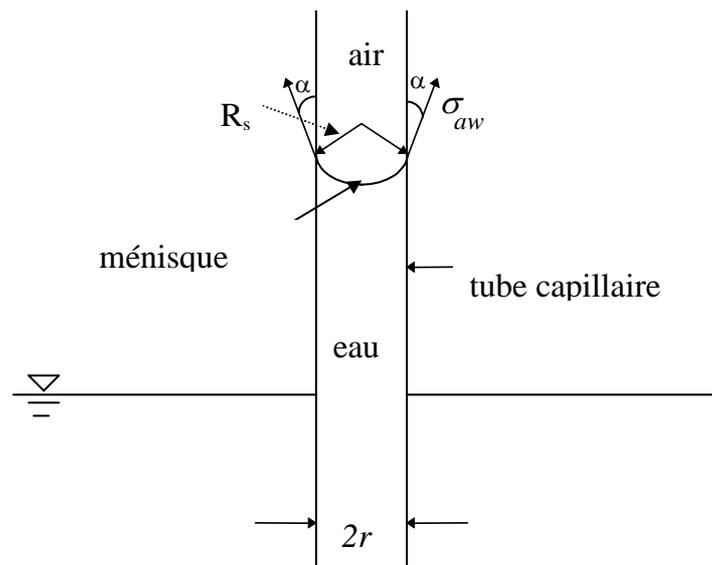


Figure 2-11 : Modèle physique du phénomène d'effet capillaire

Un tube de rayon r est plongé dans un bassin d'eau. Sous l'effet de la tension superficielle, l'eau monte dans le tube et a tendance à mouiller la paroi du tube. Ainsi, l'interface air - eau dans le tube prend une courbure et forme un *ménisque*. La différence entre la pression de l'air et celle de l'eau est généralement appelée *pression capillaire*. La relation entre la tension superficielle et la pression capillaire peut être décrite par la loi de Jurin (simplification de la loi de Laplace basée sur l'hypothèse que l'interface est de forme sphérique)(figure 2-11) :

$$u_a - u_w = \frac{2\sigma_{aw}}{R_s} = \frac{2\sigma_{aw} \cos \alpha}{r} \quad (2.3a)$$

R_s est le rayon de courbure du ménisque et α l'angle de raccordement (ou de contact) du ménisque avec la surface du solide. L'angle de contact α est égal à zéro lorsque l'eau est pure. Dans ce cas, le ménisque forme une demi sphère parfaite, le rayon de courbure du ménisque R_s est égal à celui du tube r , on a alors:

$$u_a - u_w = \frac{2\sigma_{aw}}{r} \quad (2.3b)$$

De manière plus générale, *l'angle de contact* est l'angle de l'interface de contact des deux fluides non miscibles avec la surface du solide. Il dépend des caractéristiques physico-chimiques et de la composition chimique des fluides et du solide, de la mouillabilité, etc. Dès lors, dans un sol non saturé, la pression capillaire n'est pas seulement influencée par les fluides, mais aussi par les caractéristiques physico-chimiques du sol lui-même.

5.4. Succion

La notion de la succion a été initialement introduite par les agronomes. Dans le domaine de la mécanique des sols, elle est utilisée de plus en plus pour l'étude des sols non saturés. La succion est une mesure de l'affinité entre le sol et l'eau. En général, plus le sol est sec, plus la succion est grande. Pour des raisons pratiques, on considère deux contributions : la succion matricielle et la succion osmotique. La somme des deux est appelée la succion totale.

5.4.1. SUCCION MATRICIELLE

En absence de contrainte mécanique, le volume du sol peut varier si l'on soumet l'eau contenue dans l'échantillon à un état de tension (l'air restant à la pression atmosphérique). Plus généralement, c'est la différence entre les pressions de l'air et de l'eau ou la pression capillaire, qui est le paramètre déterminant des mouvements de fluides dans les milieux poreux. Comme décrit ci avant, à l'échelle d'un pore, cette différence de pression se traduit par l'existence d'un ménisque entre l'air et l'eau. Elle est

caractérisée par la loi de Jurin (2.3). Pour les agronomes, la succion matricielle est, en fait, identique à la pression capillaire lorsque les contraintes externes sont nulles. Elle est notée s . Donc on a :

$$s = u_a - u_w = \frac{2\sigma_{aw} \cos \alpha}{r} \quad (2.4)$$

Cette définition a été généralisée à n'importe quel état de contrainte mécanique. Aujourd'hui, en Mécanique des Sols, les deux notions de pression capillaire et de succion sont équivalentes.

Il est à noter que la notion de succion ou pression capillaire est une notion globale. Elle est définie dans un domaine de dimensions très supérieures aux dimensions moléculaires, qui intègre à la fois les propriétés capillaires du milieu (caractérisées par la dimension des pores) et les propriétés d'adsorption de l'argile par l'intermédiaire de l'angle de contact solide-liquide-air. En effet, compte tenu de l'existence d'une couche diffuse d'eau adsorbée au voisinage des particules d'argile, l'angle de contact doit être considéré comme un paramètre macroscopique (cf. § 5.3 et Biarez, etc., 1987).

5.4.2. SUCCION OSMOTIQUE

La succion osmotique π est identique à la pression osmotique. Elle est créée par la force liée à la répulsion osmotique lorsque des sels solubles sont présents dans l'eau. Elle dépend de leur concentration. On a :

$$\pi = -\frac{\rho_w RT}{\omega_v} \ln x_w \quad (2.5)$$

avec :

R la constante des gaz parfaits ($R = 8.31432 \text{ J}/(\text{mol K})$)

T la température absolue ($^{\circ}\text{K}$)

ρ_w la masse volumique de l'eau (kg/m^3)

ω_v la masse molaire de la vapeur d'eau ($18.016 \text{ kg}/\text{kmol}$)

x_w la fraction molaire d'eau dans la solution

La succion osmotique existe donc dans les sols lorsque la phase liquide est une solution saline. En outre, dans les sols fins, les phénomènes d'adsorption sont liés à la succion osmotique puisqu'ils sont contrôlés par la concentration des ions présents dans la solution.

5.4.3. APPROCHE THERMODYNAMIQUE

En vertu de la thermodynamique, un système quelconque tend toujours vers un état d'équilibre. Cette tendance est décrite par une fonction appelée énergie libre qui tend vers un minimum lorsque le système tend vers l'équilibre.

Dans ce contexte, la succion dans un milieu non saturé représente, en fait, une des composantes de l'énergie libre de l'eau interstitielle. Elle peut être exprimée en fonction de la pression partielle de la vapeur d'eau. La relation thermodynamique correspondante est donnée par la loi de Kelvin :

$$\Psi = -\frac{\rho_w RT}{\omega_v} \ln\left(\frac{\bar{u}_v}{\bar{u}_{v0}}\right) = -\frac{\rho_w RT}{\omega_v} \ln(RH) \quad (2.6)$$

avec :

Ψ la succion totale

\bar{u}_v la pression partielle de la vapeur d'eau

\bar{u}_{v0} la pression de la vapeur d'eau saturante sur une surface plane d'eau pure

En vertu de la loi de Kelvin, la succion représente l'énergie libre dans un sol non saturé sans contrainte extérieure lorsque l'humidité relative de l'air est inférieure à 100%. Si l'humidité relative de l'air atteint 100%, la succion s'annule. La figure 2-12 ci-dessous montre que la succion à 20°C peut déjà atteindre une valeur relativement grande lorsque l'humidité relative est inférieure ou égale à 90%. Par contre, en pratique, la succion maximale à cette température ne dépasse pas 1 GPa.

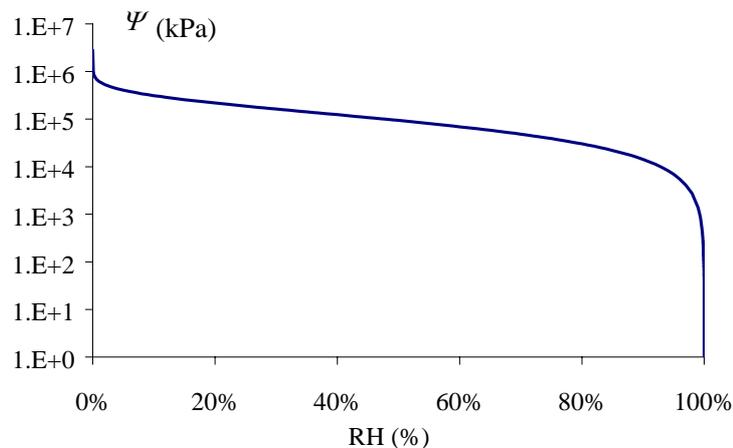


Figure 2-12 : Succion Ψ en fonction de l'humidité relative RH de l'air (à 20 °C)

Dans la nature, la pression partielle de la vapeur d'eau dans l'air résulte de la totalité des facteurs environnants. Alors la succion ainsi définie est évidemment une mesure globale et est appelée *la succion totale*.

Les facteurs influençant la pression partielle de la vapeur d'eau sont nombreux, les deux principaux à température constante sont la géométrie de la surface d'eau (effet capillaire) et la composition chimique de l'eau (l'effet osmotique) (figure 2-13).

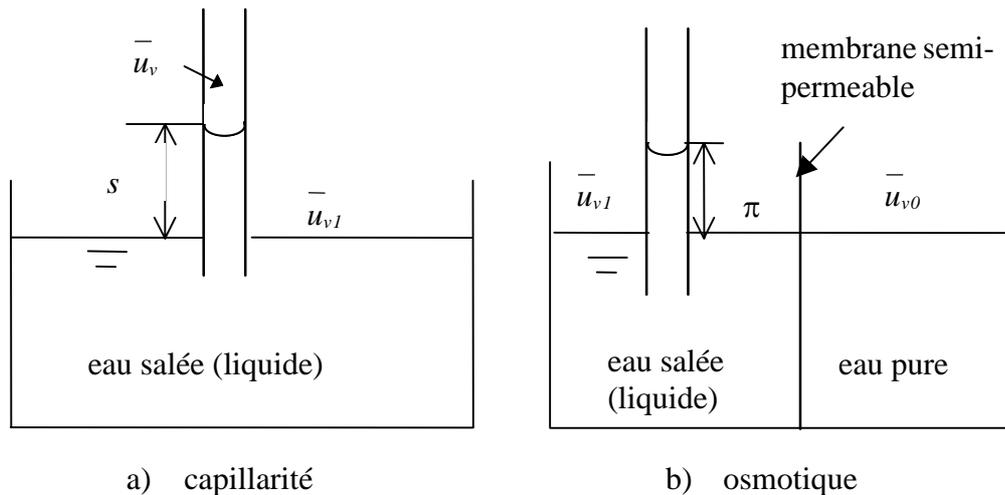


Figure 2-13 : Les composantes de la succion totale ($\Psi = s + \pi$)

1. La géométrie de la surface d'eau : effet capillaire

Lorsqu'on éparpille un verre d'eau en petites gouttes d'eau, la surface du liquide, initialement plane, devient convexe. Elle exerce une pression supplémentaire positive sur l'eau, qui est la résultante de la tension superficielle. Ainsi, selon la thermodynamique, l'énergie libre de l'eau augmente à cause de la présence de cette pression supplémentaire. Par conséquent, la pression partielle de la vapeur d'eau augmente. Au contraire, la pression partielle de la vapeur d'eau diminue sur une surface concave. Ainsi, la pression partielle de la vapeur d'eau dans un tube capillaire est inférieure à celle correspondant à une surface plate (figure 2-13a). En effet, la pression de vapeur au voisinage d'un ménisque est directement reliée à la courbure de l'interface (Barrow, 1966) :

$$\ln\left(\frac{\bar{u}_v}{\bar{u}_{v1}}\right) = -\frac{2\omega_v\sigma_{aw}}{\rho_w RT r} \quad (2.7)$$

où:

\bar{u}_v la pression de vapeur du liquide au-dessus d'une surface sphérique de rayon r

$\bar{u}_{v,l}$ la pression de vapeur du liquide au-dessus d'une surface plane (figure 2-13a)

On constate que, plus le rayon r est petit, plus la pression partielle de la vapeur d'eau est faible. Dans tous les cas, on a

$$\bar{u}_v < \bar{u}_{v,l} \quad (2.8)$$

Ceci signifie que l'effet capillaire contribue à la création de la succion puisqu'il diminue la pression partielle de la vapeur d'eau.

La succion matricielle s peut être considérée comme une énergie libre provoquée uniquement par le phénomène de capillarité (figure 2-13a). On a :

$$s = -\frac{\rho_w RT}{\omega_v} \ln\left(\frac{\bar{u}_v}{\bar{u}_{v,l}}\right) \quad (2.9)$$

On notera que si le liquide est de l'eau pure (l'effet osmotique est absent) et l'on a $\bar{u}_{v,l} = \bar{u}_{v,0}$; dans ce cas, la succion matricielle est la succion totale.

La succion matricielle s , liée au phénomène de capillarité, peut être décrite par la loi de Jurin (2.3) à partir d'un modèle physique du phénomène d'effet capillaire (figure 2-11). Au point de vue thermodynamique, elle peut aussi être obtenue par la loi de Kelvin (2.6). Ces différents points de vue décrivent le même phénomène.

2. La composition chimique de l'eau : l'effet osmotique

Lorsque l'eau est salée (dans la nature, l'eau est rarement pure), la pression partielle de la vapeur d'eau diminue par rapport à celle de l'eau pure. D'après la loi de Raoult (Barrow, 1966), (figure 2-13b) :

$$\bar{u}_{v,l} = \bar{u}_{v,0} \frac{n_w}{n_w + n_s} = \bar{u}_{v,0} x_w \quad (2.10)$$

avec:

n_w le nombre de moles d'eau.

n_s le nombre de moles de soluté (éléments chimiques des sels).

$\bar{u}_{v,l}$ la pression partielle de la vapeur d'eau salée (liquide) au-dessus d'une surface plane.

$\bar{u}_{v,0}$ la pression partielle de la vapeur d'eau pure au-dessus d'une surface plane.

On a alors :

$$\bar{u}_{v1} < \bar{u}_{v0} \quad (2.11)$$

Ceci signifie aussi que l'effet osmotique contribue à la création de la succion puisqu'il diminue la pression partielle de la vapeur d'eau.

La succion osmotique est donc une énergie libre engendrée lorsqu'il y a des sels dans l'eau (figure 2-13b) :

$$\pi = -\frac{\rho_w RT}{\omega_v} \ln\left(\frac{\bar{u}_{v1}}{\bar{u}_{v0}}\right) \quad (2.12)$$

On notera en passant que, par la loi de Raoult (2.10), on retrouve l'équation (2.5) présentée plus haut.

Si une membrane semi-perméable¹ est placée entre l'eau pure et l'eau salée, une hauteur d'ascension capillaire π sera produite (figure 2-13b), cette hauteur d'ascension capillaire est une mesure de la pression osmotique. Le principe de la mesure de la pression osmotique à l'aide d'une membrane sera présenté en détail au chapitre III.

Conclusion

On peut conclure que, à une température donnée, les phénomènes capillaires et osmotiques sont les deux sources principales de diminution de la pression partielle de la vapeur d'eau et donc de diminution de l'humidité relative de l'air. Il en résulte une augmentation de la succion d'après la loi de Kelvin (2.6). A une température donnée, la *succion totale* a donc deux composantes :

- la *succion matricielle* s qui est liée au phénomène de capillarité
- la *succion osmotique* π

On peut ainsi écrire :

$$\Psi = s + \pi \quad (2.13)$$

Mathématiquement, on peut aussi démontrer cette relation de manière suivante :

La somme des deux succions vaut :

$$s + \pi = -\frac{\rho_w RT}{\omega_v} \ln\left(\frac{\bar{u}_v}{\bar{u}_{v1}}\right) - \frac{\rho_w RT}{\omega_v} \ln\left(\frac{\bar{u}_{v1}}{\bar{u}_{v0}}\right) = -\frac{\rho_w RT}{\omega_v} \ln\left(\frac{\bar{u}_v}{\bar{u}_{v0}}\right) = \Psi \quad (2.14)$$

¹ La membrane semi-perméable est une sorte de membrane qui laisse passer les molécules d'eau mais pas les grosses molécules du soluté.

On retrouve la loi de Kelvin décrite ci-dessus.

5.5. Effets de la succion sur les particules solides

Dans un sol non saturé, on peut admettre que les pores jouent un rôle semblable aux tubes capillaires. Les tensions superficielles dues aux ménisques trouvent une réaction sur les particules solides (figure 2-14). Ces réactions engendrent certaines contraintes supplémentaires sur le squelette du sol. Elles modifient le champ de déformations et le comportement mécanique en général.

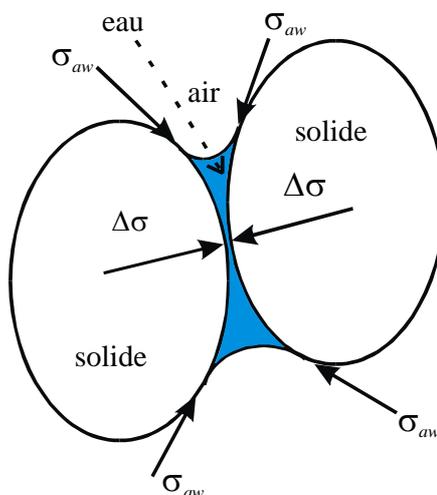


Figure 2-14 : Effets de la succion sur les grains du sol

6. MICROSTRUCTURE DES SOLS NON SATURÉS

La *microstructure* d'un sol, parfois aussi appelée simplement *structure*, comprend deux aspects : le premier concerne le mode d'arrangement des particules (grains) ; le deuxième est relatif aux interactions entre les particules. Les propriétés physico-chimiques et le comportement hydromécanique du sol sont bien entendu grandement influencés par la microstructure. Une bonne connaissance de l'évolution de la microstructure durant différents chemins de sollicitations peut souvent aider à expliquer certains comportements hydromécaniques. Le gonflement et l'effondrement, par exemple, sont liés aux changements de microstructure. En outre, l'influence de la microstructure sur le comportement hydromécanique peut être beaucoup plus importante dans un sol non saturé que dans un sol saturé. La microstructure initiale d'un sol saturé peut être détruite par cisaillement. Dans un sol non saturé, la succion apporte une résistance supplémentaire à la structure (cohésion apparente due à la succion), et de ce fait, le sol résiste mieux au cisaillement. Dès lors, sous une même charge, la microstructure d'un sol non saturé peut rester intacte, tandis que celle d'un sol saturé peut être modifiée.

L'étude de la microstructure du sol se réalise généralement à l'aide des outils et méthodes suivantes : microscope électronique à balayage, microscope optique, diffraction des rayons X et porosimètre au mercure.

6.1. Microstructure des sols granulaires

La microstructure d'un sol dépend de sa granulométrie. Un sol granulaire n'a pas la même microstructure qu'un sol argileux.

Les sols granulaires sont des matériaux dont les grains ne sont pas de nature argileuse et donc, ne possèdent pas ou presque pas de propriétés colloïdales. Ils sont généralement tridimensionnels et non pas du type feuillet. Les liaisons entre les grains sont extrêmement faibles puisqu'il n'y a pas de couche d'eau adsorbée sur la surface de grain. Toutefois, lorsque le sol est en état non saturé, la succion fournit une certaine cohésion et donc renforce les liaisons entre les grains. Les interactions entre grains sont principalement dues aux forces de contact. En conséquence, les frottements sont souvent grands dans des sols granulaires. Les grains composant la structure sont imbriqués les uns dans les autres et de multiples possibilités d'arrangement existent. Quelques structures représentatives des sols granulaires sont schématisées à la Figure 2-15 (Davallo, 1991).

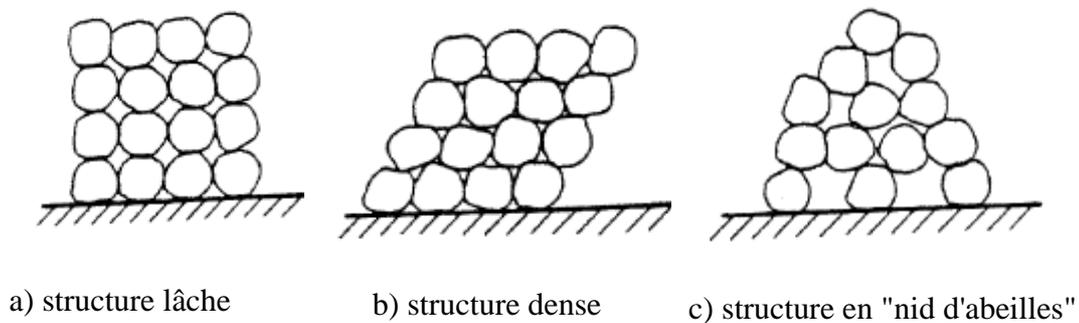


Figure 2-15 : Microstructure des sols granulaires (d'après Davallo, 1991)

En raison de la structure granulaire et de l'absence de cohésion, les déformations d'un sol non cohérent peuvent s'expliquer par trois mécanismes (Davallo, 1991), liés à la mobilité plus ou moins importante des grains:

- compressibilité et réarrangement des grains;
- glissement et rotation des grains;
- rupture et écrasement des grains.

Ainsi, toute variation volumique d'un échantillon de sable s'explique par le déplacement relatif des grains : le désenchevêtrement des grains provoque la dilatation et l'enchevêtrement entraîne la compaction. Les résistances de sols ayant une structure lâche ou dense diffèrent fortement. Le comportement hydraulique est également influencé par la structure: la perméabilité d'un sable lâche est plus grande que celle d'un sable dense.

Outre la structure, le comportement hydromécanique des sols granulaires est influencé par le degré de saturation en eau, puisqu'il conditionne directement le niveau de succion. La succion augmente les efforts de contact et, par conséquent, le frottement. Sous l'effet de la succion, les grains se rapprochent les uns des autres, le sol devient en

quelque sorte plus serré. La structure d'un tel sol peut être poreuse et instable quand la succion disparaît, surtout dans le cas de la structure en nid d'abeilles.

Si la structure dépend principalement de la granulométrie, de la forme des grains, du mode de rangement, l'état de surface des grains joue aussi un rôle important.

La forme des grains est souvent liée aux conditions de sédimentation. Les grains anguleux sont normalement le produit d'une sédimentation rapide. La structure formée par de telles particules est souvent peu serrée. Les pores sont généralement grands, la porosité est relativement élevée. La position des grains n'est pas stable, ils se déplacent facilement lorsqu'ils sont soumis à une pression. Par contre, les grains plus ou moins arrondis proviennent d'une sédimentation lente. De plus, durant la sédimentation, les grains ont subi certaines actions physiques. Ils forment une structure relativement dense et stable.

La structure en nid d'abeilles peut provenir du lessivage des éléments fins. Elle est très poreuse et instable.

6.2. Microstructure des sols fins (sols argileux)

Les sols fins sont des matériaux dans lesquels les particules de nature argileuse occupent une place prédominante. Au niveau de l'analyse de granulométrie, lorsque les particules argileuses ($< 2 \mu\text{m}$) sont supérieures à 3%, et les particules grossières ($> 2 \text{mm}$) sont inférieures à 10 %, on classe le matériau comme un sol fin.

Dans les sols fins, les forces de surface sont très importantes. Les forces d'attraction et de répulsion jouent donc un rôle prépondérant dans la mise en place des plaquettes. Ce sont des phénomènes extrêmement complexes. Les particules élémentaires (des plaquettes) peuvent être arrangées dans une gamme de configurations géométriques extrêmement étendue, et même chaotique. Dans certaines circonstances de sédimentation, les plaquettes d'argile peuvent se combiner et former des agrégats. Ces agrégats se comportent comme des unités individuelles. En conséquence, des groupes de plaquettes d'argiles combinées sous des formes diverses sont courants. Des assemblages à plusieurs niveaux existent dans certains sols fins non homogènes.

Il semble que la microstructure d'un sol fin résulte essentiellement des conditions suivantes (Collins et al., 1974) :

- mode de dépôt et caractéristiques électrochimiques de l'électrolyte au moment de dépôt du sol (concentration, etc.);
- dimension, forme des particules;
- minéralogie des sols;
- caractéristiques et charge électrique (valence) des ions échangeables;
- acidité;

- quantité de matière organique;
- vitesse de dépôt;
- état d'agitation de l'eau;
- histoire des sollicitations : séchages, mouillages, charges mécaniques, etc.

Beaucoup de chercheurs ont proposé des modèles pour décrire les modes d'arrangement des particules. Sur base d'observations réalisées au microscope électronique à balayage sur des sols naturels, McGown et Collins (1974) et Collins (1984) suggèrent qu'on décrive la microstructure d'un sol à l'aide de trois types d'unités de base :

- l'arrangement des particules élémentaires (plaquettes);
- l'assemblage des particules (agrégats);
- les espaces vides.

Il semble que ce classement convienne très bien pour les sols fins non saturés.

L'arrangement des particules dépend des interactions entre les particules élémentaires individuelles, par exemple de l'interaction entre les plaquettes individuelles (figure 2-16a) ou entre de petits groupes des plaquettes (figure 2-16b). Lorsque les particules de silt ou de sable sont présentes dans le sol fin, de multiples possibilités de contacts entre les particules solides existent. On constate que, dans une argile limoneuse (silteuse), les particules de silt ou de sable sont souvent recouvertes par des plaquettes d'argile ou d'autres matières (*clothed silt or sand particles*) (figure 2-16c). De nombreux modèles ont été employés pour décrire l'arrangement des particules élémentaires. Les plus représentatifs sont schématisés à la figure 2-16 (Collins et al., 1974).



a) Interaction entre les plaquettes individuelles



b) Interaction entre les groupes des plaquettes



c) Particules de silt ou sable recouvert de plaquettes d'argile

Figure 2-16 : Configurations d'arrangements de particules élémentaires
(Collins et al., 1974)

De nombreuses plaquettes se groupent souvent et forment de grandes particules ayant une frontière physique plus ou moins claire. On les appelle des *agrégats*. Leur forme dépend essentiellement de la concentration en électrolyte. On observe par exemple des *ponts* (ou des *chaînes*), des *agrégations*, des *faisceaux entrelacés*, des *matrices*, etc. Certains sont présentés schématiquement à la figure 2-17 (Collins et al., 1974).

Les ponts (ou des *chaînes*) sont des assemblages de particules formés entre des grains de silt et de sable. Ils relient les grains de silt ou de sable. Les agrégations sont des agrégats qui se comportent comme des unités individuelles. Les matrices sont essentiellement de deux sortes : matrice argileuse et matrice des particules granulaires.

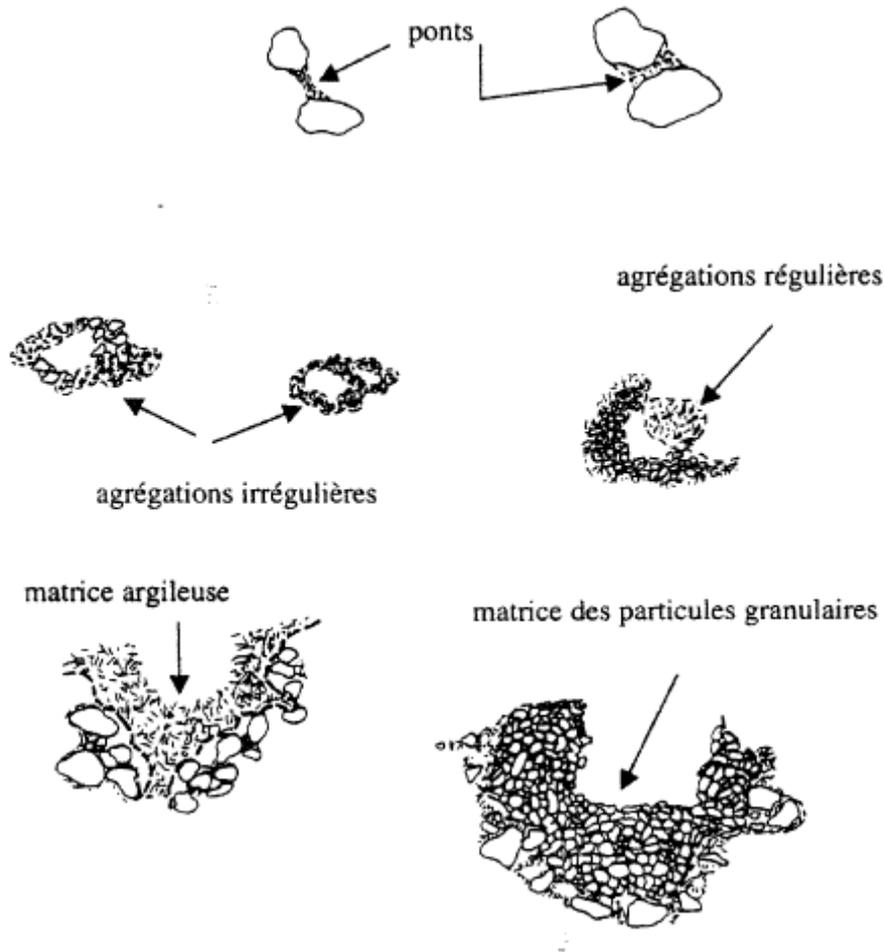


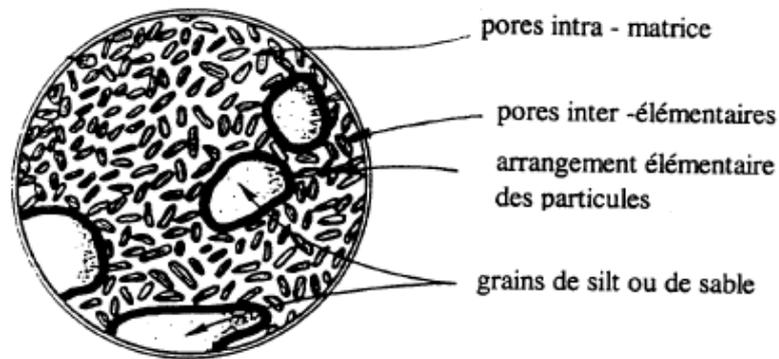
Figure 2-17 : Représentations schématiques des assemblages des particules
(K.Collins, etc. 1974)

Les espaces vides existent dans les sols fins sous diverses formes. En général, ils sont classés en trois types :

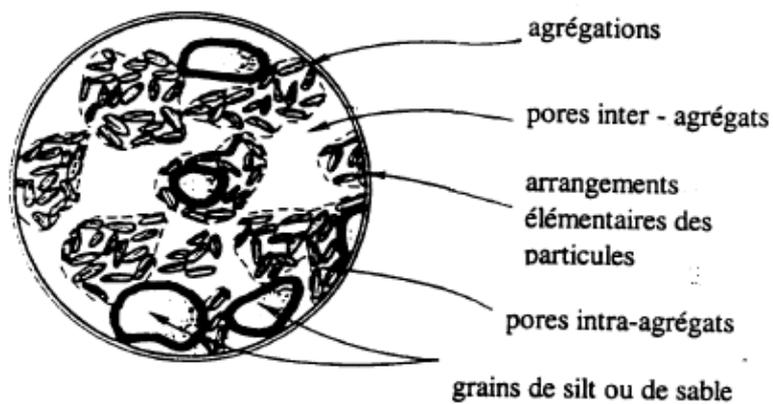
- les pores inter-élémentaires ;
- les pores inter-agrégats ;
- les pores intra-agrégats.

La figure 2-18 montre les types les plus fréquents de microstructures de sols fins, sur base de ces trois "unités" de base (Alonso, Gens et Hight, 1987).

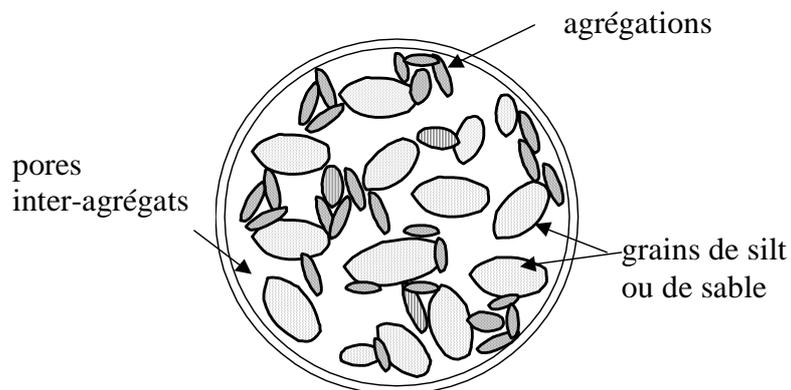
Sur cette figure, le type a) est souvent largement présent dans des sols gonflants, tandis que les types b) et c) apparaissent régulièrement dans des sols manifestant des comportements d'effondrement lors du mouillage sous certaines charges.



a) Microstructure d'une argile dans laquelle les arrangements de particules élémentaires des particules sont dominants dans la matrice



b) Microstructure d'une argile où les agrégats de plaquettes sont dominants



c) Microstructure d'un sol fin où la matrice de sable ou de silt est dominante avec les particules argileuses comme connecteurs entre les grains

Figure 2-18 : Différents types de microstructures de sols fins (Alonso, etc. 1987)

On peut expliquer certains aspects du comportement hydromécanique spécifique des sols fins non saturés en fonction de leur microstructure.

La variation de volume d'un sol fin non saturé peut être attribuée à deux mécanismes. D'une part, la compressibilité de certains sols fins est essentiellement contrôlée par la résistance au cisaillement aux alentours des points de contact des particules et les variations de volume se développent par déplacement relatif ou glissement entre les particules. D'autre part, pour certains sols, la compressibilité est gouvernée par les phénomènes d'adsorption des doubles couches d'eau.

Les observations expérimentales montrent que le premier mécanisme est essentiellement présent dans les sols fins non gonflants, tandis que le deuxième apparaît dans les sols gonflants (Sridharan et Allam, 1982). Or la microstructure des sols fins influence fortement ces deux mécanismes. Par conséquent, les variations de volume des sols fins dépendent largement de la microstructure.

Si, dans la structure de la matrice d'une argile non saturée, les arrangements des particules élémentaires de plaquettes sont dominants (figure 2-18a), le gonflement est plus ou moins important en fonction de leur composition minéralogique puisque dans ce cas, le phénomène d'adsorption est dominant à cause des propriétés colloïdales des plaquettes (deuxième mécanisme).

Par contre, les comportements d'effondrement se manifestent souvent dans des sols fins dans lesquels les particules de silt ou de sable sont présentes en grande proportion. Les particules élémentaires (plaquettes) se présentent alors en agrégations ou comme des connecteurs (type b et c dans la figure 2-18) ou même parfois comme "couverture" des particules granulaires (figure 2-16c).

Dans ce genre de sols, la plus grande partie du volume des pores est du type inter-agrégats ou inter-grains et ils occupent une place relativement grande par rapport aux pores intra-agrégats. La microstructure qui possède ainsi des espaces vides de grande taille est considérée comme *une structure ouverte (open structure)*. Les liaisons entre les particules ont plusieurs origines dans ce cas : les effets électrochimiques, les connecteurs composés de matière argileuse et les effets capillaires. Dans tous les cas, plus la teneur en eau est basse, plus les liaisons entre les particules sont fortes.

On observe que, en cas d'hydratation, lorsque le sol est soumis une sollicitation mécanique faible, il se produit un gonflement, tandis que l'effondrement se manifeste quand cette sollicitation est importante. Cela s'explique en fonction de la microstructure (Alonso et al., 1987 ; Collins et al., 1974 ; Barden et al. 1973) : lorsque la sollicitation mécanique est faible, les plaquettes d'argile dans les agrégats et les ponts se gonflent lors de l'hydratation, mais la structure du sol est préservée.

Par contre quand elle est plus élevée, les liaisons entre les grains de silt ou de sable peuvent être détruites : les ponts entre les grains peuvent être cassés, les agrégats se déforment sous cette charge élevée et, en conséquence, les grains de silt ou de sable glissent les uns par rapport aux autres. Le résultat de ces mouvements relatifs entre grains

est que les agrégats sont déformés. Les ponts cassés se réfugient dans les pores de grandes tailles. Il en résulte que le volume du sol diminue, c'est *l'effondrement*. De plus, les effets capillaires entre les agrégats et les particules granulaires diminuent. Cela facilite la rupture des liaisons entre les particules et donc l'effondrement (Dudley, 1970). En même temps, le gonflement continue puisque les plaquettes d'argile se gonflent sous les effets de l'hydratation, mais ce gonflement est souvent masqué par l'effondrement.

On peut conclure que l'effondrement par hydratation apparaît si trois critères sont respectés:

- un sol avec une structure ouverte et métastable ;
- une sollicitation mécanique importante ;
- une succion initiale importante.

Il faut noter que des cycles de séchage – hydratation peuvent modifier considérablement la microstructure d'un sol, notamment les liaisons entre les particules ou les plaquettes, et donc provoquer des variations de volume et modifier la résistance au cisaillement. Le séchage suscite l'agglomération des particules (diminution de l'épaisseur de la couche d'eau adsorbée et rapprochement des particules) et crée souvent certaines liaisons chimiques par des ions Ca, Mg, Al, et Fe. Par conséquent, la compressibilité d'un sol séché est plus faible que celle d'un sol mouillé et sa résistance au cisaillement est plus importante. Les variations de volume lors du séchage sont dues aux deux mécanismes décrits précédemment. Par contre, les variations de volume durant l'hydratation sont beaucoup plus compliquées, elles dépendent de la sollicitation mécanique et de la microstructure : il peut y avoir gonflement ou effondrement, comme nous l'avons décrit ci-dessus.

7. ASPECTS HYDRIQUES FONDAMENTAUX DES SOLS NON SATURÉS

Les aspects hydriques dans un sol non saturé sont beaucoup plus compliqués que dans un sol saturé, à savoir :

- le coefficient de perméabilité dépend fortement de la saturation,
- la saturation varie considérablement lorsque la succion varie.

Par conséquent, le problème hydraulique dans un sol non saturé est fortement non linéaire.

7.1. Perméabilité à l'eau

Dans un sol saturé, le coefficient de perméabilité est essentiellement fonction de l'indice des vides et de la courbe porosimétrique². Dans une analyse d'écoulement transitoire, il est souvent supposé être constant. Mais, dans un sol non saturé, le

² La courbe porosimétrique caractérise la distribution des dimensions des pores dans le sol.

coefficient de perméabilité n'est pas constant, il varie en fonction de la combinaison de l'indice des vides et de la saturation. Physiquement, au fur et à mesure que le sol se déshydrate, l'air occupe de plus en plus le volume des pores de sorte que le trajet de l'eau devient de plus en plus étroit et tortueux. Par conséquent, la perméabilité diminue fortement lorsque la saturation diminue. Cette dernière est fortement influencée par la variation de la succion, mais peu influencée par la variation de la contrainte nette³. L'effet de la variation de l'indice des vides sur le coefficient de perméabilité est faible par rapport à l'effet de la saturation. L'effet de la contrainte nette sur la saturation est secondaire par rapport à l'effet de la succion. Dès lors, pour l'analyse d'écoulements transitoires dans un sol non saturé, le coefficient de perméabilité est souvent exprimé soit en fonction de la saturation qui est liée à la succion, soit directement en fonction de la succion elle-même (Fredlund, 1993).

En conséquence, la loi d'écoulement pour un sol saturé, loi de Darcy, a été généralisée à un milieu non saturé comme suit :

$$\underline{v}_w = -K_w(s) \underline{\nabla} h_w \quad (2.15)$$

avec :

\underline{v}_w la vitesse de Darcy dans un sol non saturé,

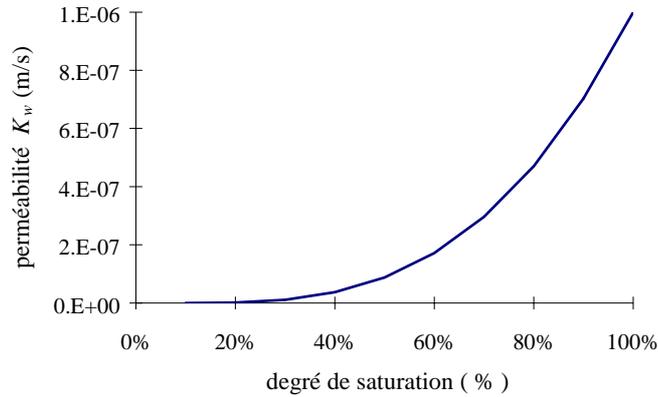
$K_w(s)$ la perméabilité du sol non saturé,

h_w la charge hydraulique totale (ou potentiel de l'eau)

La figure 2-19 montre schématiquement la variation de la perméabilité dans un sol non saturé.

Diverses lois ont été proposées pour décrire les variations de la perméabilité. Quelques équations fréquemment utilisées sont données au tableau 2-2 :

³ La contrainte nette est définie de la façon suivante : $\sigma_{ij}^* = \sigma_{ij} - u_a \delta_{ij}$, où σ_{ij} est le tenseur de contrainte totale, u_a est la pression d'air dans le sol. Cette notion sera discutée dans le chapitre IV consacré à la modélisation du comportement hydromécanique des sols non saturés.

Figure 2-19 : Perméabilité K_w d'un sol non saturéTableau 2-2 : Quelques lois de perméabilité K_w en fonction de la succion s ou de la saturation S_{rw}

Auteurs	Equations
Imray (1954)	$\begin{cases} K_w = K_{w0} \left(\frac{S_{rw} - S_{ru}}{1 - S_{ru}} \right)^3 \\ S_{ru} \text{ est la saturation résiduelle} \end{cases}$
Gardner (1958)	$K_w = \frac{K_{w0}}{1 + (a * s)^b}$ <p>K_{w0} est la perméabilité en état saturé a, b sont des paramètres du sol</p>
Scott (1963)	$\begin{cases} K_w = K_{w0} (1 - n(1 - S_{rw})) \\ n \text{ est la porosité} \end{cases}$
Brooks et Corey (1966)	$\begin{cases} K_w = K_{w0} & \text{si } s \leq s_b \\ K_w = K_{w0} \left(\frac{s}{s_b} \right)^\eta & \text{si } s > s_b \end{cases}$ <p>s_b, η sont des paramètres</p>

7.2. Courbes de rétention d'eau

Pour un sol donné, des variations du degré de saturation vont entraîner des variations de succion. On appelle *courbe de rétention d'eau* la courbe donnant la succion en fonction du degré de saturation (ou de la teneur en eau).

La figure 2-20 montre une courbe typique pour un sol en cours de séchage. Le point C indique une valeur de succion critique s_c . Si l'on impose une succion inférieure à celle-ci, on observe qu'il n'y a presque pas d'eau qui sort du sol. Il n'y a pas d'air qui pénètre dans le sol avant que la succion, n'atteigne la succion critique. Dès que la succion dépasse cette valeur critique, la saturation diminue. Cette valeur critique est en fait une mesure de la taille maximale des pores d'un sol, car ce sont les plus grands pores qui drainent d'abord l'eau. Cette valeur critique de la succion est souvent appelée *pression d'entrée d'air*. Si le séchage continue, on observe qu'une certaine quantité d'eau reste dans le sol même si la succion est très grande. Cette eau reste dans le sol sous forme de ménisques isolés ou de couches immobiles adsorbées sur les particules de sol. L'écoulement d'eau est tellement difficile que l'on n'arrive pas à extraire cette quantité d'eau. Aussi l'appelle-t-on *teneur en eau résiduelle* et la saturation correspondante s'appelle *la saturation résiduelle* notée s_{ru} .

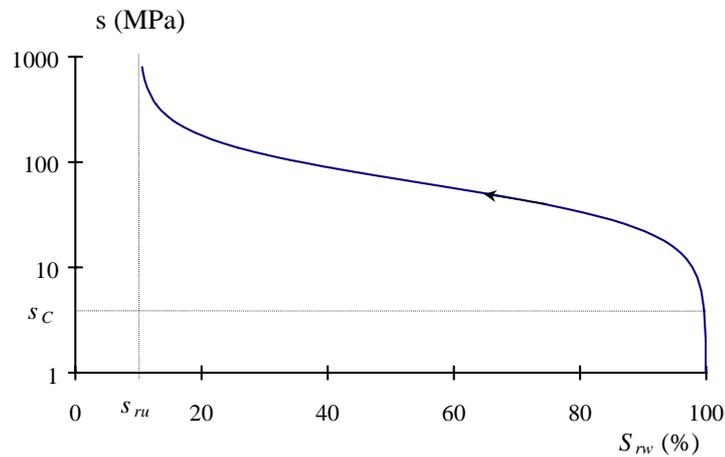


Figure 2-20 : Courbe de rétention d'eau d'un sol non saturé en cours de séchage

La courbe de rétention d'eau varie selon les types de sols. Plus le sol est fin, plus la pression d'entrée d'air est grande et plus les variations de succion sont importantes. Pour une argile, la succion peut atteindre des valeurs très importantes. Ceci est lié, d'une part, à l'adsorption qui crée une succion osmotique et, d'autre part, à la faible dimension des particules d'argile. Les pores sont alors plus petits, les rayons de courbure des ménisques plus faibles et, d'après la loi de Jurin (2.3), la succion peut atteindre des valeurs plus élevées. La teneur en eau résiduelle d'une argile est souvent plus grande que celle d'un sable. Cela est lié essentiellement aux phénomènes d'adsorption, la couche d'eau adsorbée étant plus difficile à extraire et la surface spécifique plus grande.

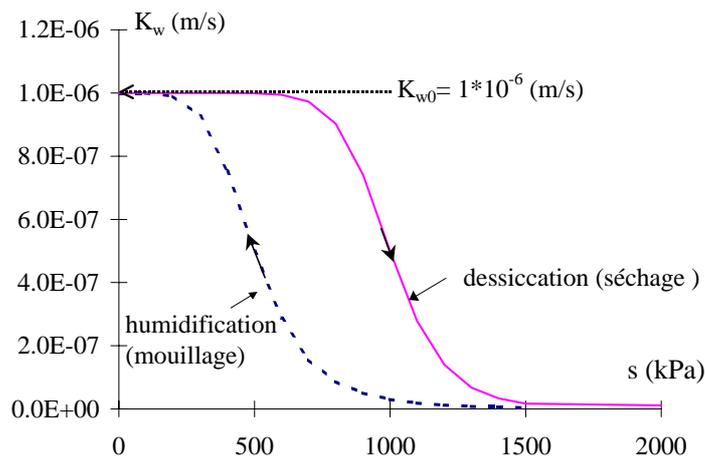
Diverses lois ont été proposées pour décrire la courbe de rétention d'eau (tableau 2-3).

Tableau 2-3 : Quelques lois de saturation S_{rw} en fonction de la succion s

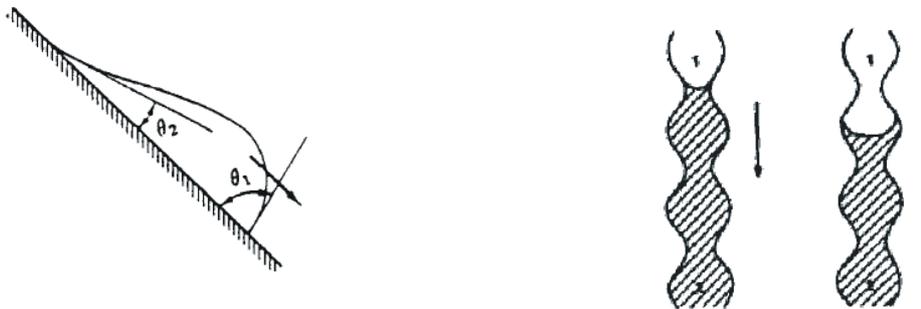
Auteurs	équations
Vauclin et al (1976)	$\begin{cases} S_{rw} = S_{ru} + \frac{(S_{r0} - S_{ru})A}{A + (C * s)^B} \\ A, B, C \text{ sont des paramètres} \end{cases}$
Van Genuchten (1980)	$\begin{cases} S_{rw} = S_{ru} + \frac{S_{r0} - S_{ru}}{(1 + (\alpha \cdot s)^\beta)^\delta} \\ \delta = 1 - \frac{1}{\beta} \\ S_{r0} \text{ est la saturation naturelle} \\ \alpha, \beta \text{ sont des paramètres} \end{cases}$

7.3. Phénomène d'hystérésis

Si l'on trace la courbe de rétention d'eau lors de cycles de dessiccation – humidification (séchage - mouillage), une caractéristique fondamentale du comportement hydraulique des milieux poreux non saturés est l'hystérésis des courbes de perméabilité $K_w(s)$ et de teneur en eau volumique $\theta_w(s)$ en fonction de la succion. La figure 2-21 en donne un exemple.

Figure 2-21 : Hystérésis de $K_w(s)$

L'origine de l'hystérésis peut être illustrée par une goutte d'eau glissant sur une vitre (figure 2-22a). La forme dissymétrique de la goutte résulte du fait que la pression capillaire est différente suivant que l'eau pousse l'air (point bas) ou que l'air pousse l'eau (point haut), car l'angle de contact est différent dans ces deux cas.



a) Expérience de la goutte d'eau

b) Effet goulot

Figure 2-22 : Manifestation physique de l'hystérésis (Bear et Verruijt, 1987)

Il y a aussi une explication liée à "l'effet goulot" qui provient de ce que les vides capillaires ne sont pas des tubes mais une succession de cavités de dimensions variables (figure 2-22b).

Ces phénomènes d'hystérésis ont été éclairés par Biarez et al. (1987) en considérant un modèle de sol composé de tubes capillaires rigides identiques, parallèles, et placés verticalement. Si l'échantillon de sol est suffisamment haut par rapport à la remontée capillaire, le niveau d'eau s'établira à une hauteur donnée par la loi de Jurin :

$$h_{max} = \frac{2\sigma_{aw} \cos \alpha}{\gamma_w r} \quad (2.16)$$

où α est l'angle de contact, r le rayon du tube capillaire et γ_w le poids volumique de l'eau.

Si cette hauteur h_{max} est supérieure à la hauteur h de l'échantillon, l'équilibre sera obtenu par un ajustement de l'angle de contact, qui prendra une valeur α_l telle que :

$$h = \frac{2\sigma_{aw} \cos \alpha_l}{\gamma_w r} \Rightarrow s = \gamma_w h = \frac{2\sigma_{aw} \cos \alpha_l}{r} \quad (2.17)$$

Par conséquent, une augmentation de la succion ne se traduira pas immédiatement par une désaturation, mais d'abord par une variation de l'angle de contact de α à α_l , avant que l'eau ne se mette en mouvement. En fait, l'angle de contact correspondant à un déplacement relatif des phases l'une par rapport à l'autre n'est pas le même suivant que l'eau pousse l'air ou que l'air pousse l'eau: lors du séchage, qui correspond à un mouvement relatif provoqué par l'air qui pousse l'eau, l'angle de contact α_s est inférieur à l'angle de mouillage α_M , correspondant au mouvement relatif provoqué par l'eau qui pousse l'air.

En conséquence, la succion en séchage s_S est :

$$s_S = \frac{2\sigma_{aw} \cos \alpha_S}{r} \quad (2-18)$$

En mouillage, la succion correspondante s_M est:

$$s_M = \frac{2\sigma_{aw} \cos \alpha_M}{r} \quad (2-19)$$

On trouve bien que la succion est différente suivant le chemin de drainage ou d'humidification, à savoir :

$$s_S > s_M \quad \text{car} \quad \alpha_S < \alpha_M \quad (2.20)$$

Dans la mesure où la succion a une influence sur le comportement mécanique, ce phénomène d'hystérésis doit être envisagé lorsque le sol est soumis à des conditions cycliques.

8. COMPORTEMENTS MECANIQUES FONDAMENTAUX DES SOLS NON-SATURES

L'influence de la succion sur le comportement mécanique fait l'objet de recherches approfondies en Mécanique des Sols. De nombreux travaux expérimentaux ont été réalisés au cours de ces dernières années. Les essais mécaniques les plus élaborés sont réalisés en contrôlant ou en imposant la succion à l'échantillon de sol. En effet, les techniques de contrôle ou d'imposition de la succion dans un échantillon sont actuellement bien développées (Chapitre III).

Grâce à ces essais à succion contrôlée, on a pu mettre en évidence des comportements typiques et fondamentaux des sols non saturés (Alonso et al, 1987; Cui 1993; Delage et al 1993; Vicol 1990; Fredlund et al, 1993; Dudley 1970).

8.1. Comportement volumique

Les résultats des essais oedométriques et isotropes à succion contrôlée montrent que :

- la compressibilité du sol diminue lorsque la succion augmente : la succion rend le sol plus "rigide" (Alonso. etc., 1990) (figure 2-23);
- la pression de préconsolidation augmente quand la succion augmente : la succion rend la surface de plasticité plus grande (Alonso. etc., 1990) (figure 2-23);

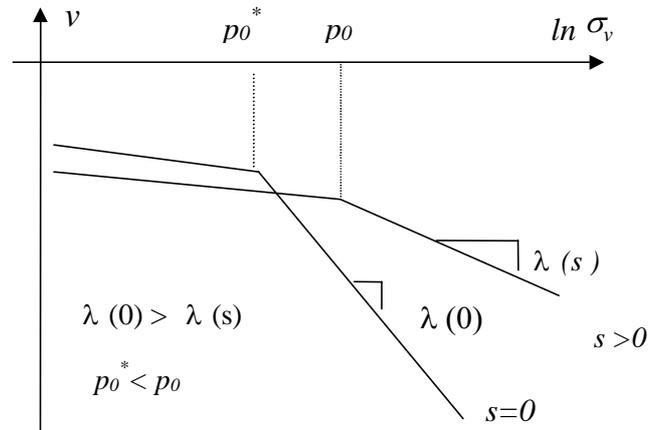


Figure 2-23 : Courbes de compressibilité à différents niveaux de succion (d'après Alonso. etc., 1990)

- lorsqu'on remouille un sol sec, on observe un phénomène de gonflement s'il est sous une faible contrainte mais un phénomène d'effondrement s'il est sous une forte contrainte; la contrainte verticale influence l'importance des gonflements et effondrements. La figure 2-24 illustre ces observations par des résultats d'essais oedométriques à succion contrôlée réalisés dans le cadre de la recherche "Catsius Clay" (cf. Chapitre VI);

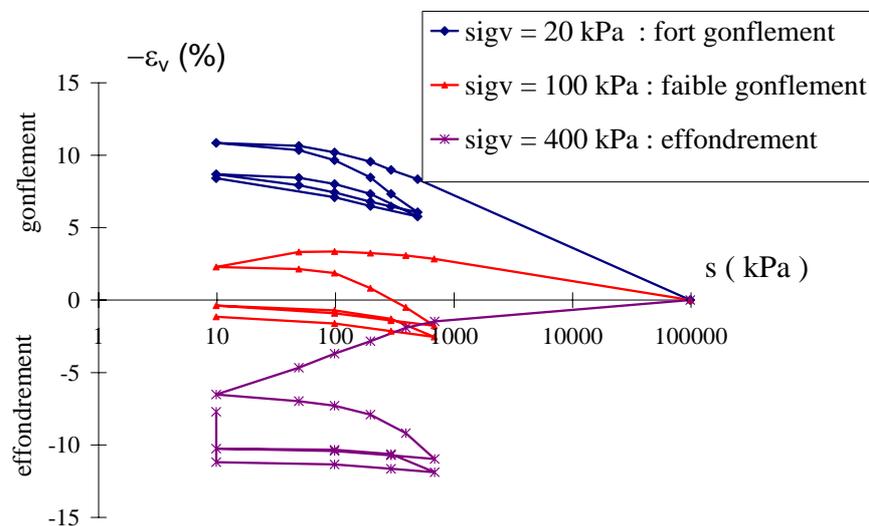


Figure 2-24 : Gonflement et effondrement (cf. Chapitre VI)

- une variation de la succion peut engendrer une déformation volumique irréversible pour un sol sous une charge donnée (Alonso. etc., 1990) (figure 2-25);

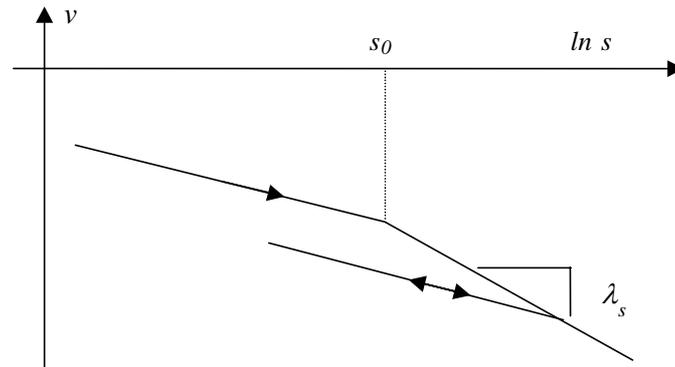


Figure 2-25 : Déformations volumiques provoquées par variation de la succion (d'après Alonso. etc., 1990)

- le gonflement observé lors du mouillage n'est pas toujours réversible; il dépend de la microstructure du sol et des contraintes mécaniques subies par le sol (d'après Chu et Mou, 1973, cité dans Gens, 1993) (figure 2-26).

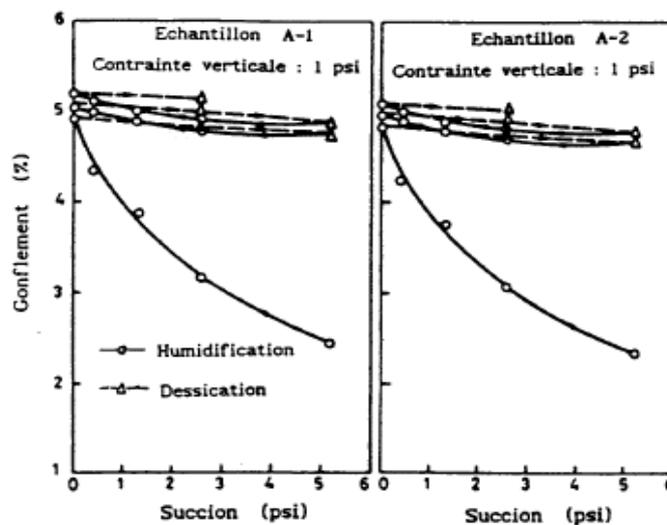


Figure 2-26 : Gonflement irréversible (d'après Chu et Mou, 1973)

8.2. Comportement déviatorique

Les résultats d'essais triaxiaux à succion contrôlée montrent que la résistance au cisaillement augmente avec la succion. On observe souvent que:

- la cohésion apparente augmente avec la succion ;
- l'angle de frottement varie en fonction de la succion mais de manière peu claire, et en fonction du type de sol ;
- le module de cisaillement peut varier en fonction de la succion, mais les relations sont encore mal connues.

A titre d'illustration, la figure 2-27 montre les résultats d'essais triaxiaux à différents niveaux de succion sur un limon (Cui, 1993). On observe clairement l'influence de la succion.

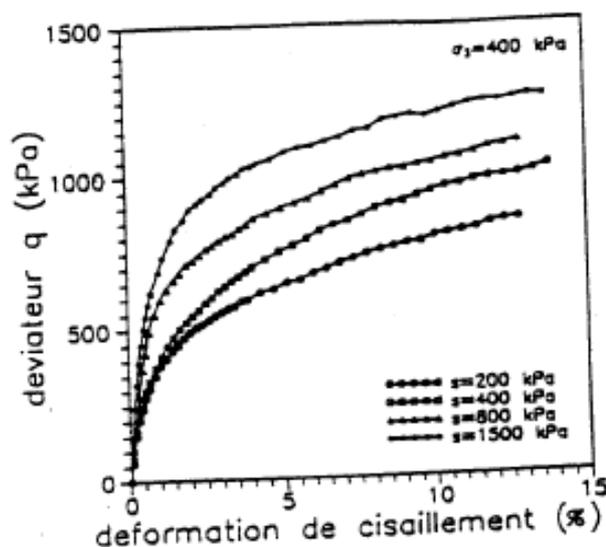


Figure 2-27 : Essais triaxiaux à différents niveaux de succion (d'après Cui, 1993)

9. CONCLUSIONS

Les théories présentées dans ce chapitre nous ont permis de mieux connaître la nature des sols non saturés afin de mieux cerner leur comportement hydromécanique.

Comme il a été indiqué plus haut, ce comportement est influencé par de nombreux éléments. Les plus importants sont : la minéralogie, la granulométrie, la microstructure, la saturation (la teneur en eau), et la succion. Bien entendu, le comportement hydromécanique des sols dépend également fortement du chemin de sollicitation.

9.1. Influence de la minéralogie

La minéralogie des sols joue un rôle fondamental sur le comportement hydromécanique. La présence des minéraux argileux est à l'origine de certaines caractéristiques des sols fins : phénomène de double couche d'eau adsorbée, grande surface spécifique, gonflement, etc... Le phénomène d'adsorption influence la compressibilité, la perméabilité, la consistance, les limites d'Atterberg et donc la plasticité.

9.2. Influence de la granulométrie

La granulométrie contrôle la taille et la distribution des pores, et, en conséquence, la microstructure. Dès lors, de nombreux aspects hydromécaniques peuvent varier en fonction de la granulométrie : la perméabilité, la courbe de rétention d'eau, la compressibilité, la résistance au cisaillement, etc...

9.3. Influence de la microstructure

La microstructure des sols contrôle l'arrangement des particules, le mode de contact entre les particules, les caractéristiques de pores, l'interaction entre les particules de solide et le liquide, etc. Par conséquent, le comportement hydromécanique peut être radicalement différent lorsque la microstructure est différente. Certains phénomènes sont essentiellement liés à la microstructure, comme l'effondrement au cours du mouillage sous des charges mécaniques importantes.

9.4. Influence de la teneur en eau

L'influence de la teneur en eau se manifeste essentiellement sur la consistance, la valeur de la succion (par la courbe de rétention d'eau) et la perméabilité.

9.5. Influence de la composition chimique de l'eau

Les variations de la composition chimique de l'eau peuvent influencer le phénomène d'adsorption dans des sols fins. Par conséquent, l'épaisseur de la double couche d'eau adsorbée peut être grandement affectée et donc la consistance, la plasticité, la résistance résiduelle, etc.

La présence de sels solubles dans l'eau peut engendrer une succion osmotique dans le sol, qui, elle-même, en modifie le comportement hydromécanique.

1. Introduction	55
2. Techniques de mesure et de contrôle de la succion	55
2.1 Techniques de mesure de la succion	55
2.1.1. Tensiomètre	55
2.1.2. Plaque de succion	56
2.1.3. Méthode du papier filtre	57
2.1.4. Méthode psychrométrique	57
2.2. Techniques de contrôle de la succion	59
2.2.1. Méthode de la surpression d'air	59
2.2.2. Méthode osmotique	61
2.2.3. Dessiccateur à vide (méthode à pression de vapeur)	63
3. Domaines d'application	64
3.1. Détermination de la courbe de rétention d'eau	64
3.1.1. Méthode de la surpression d'air : appareil de Richards	65
3.1.2. Méthode osmotique	65
3.1.3. Méthode indirecte: méthode porosimétrique	66
3.2. Détermination de la perméabilité	69
3.2.1. Méthode du régime permanent	69
3.2.2. Méthode du profil instantané	70
3.2.3. Méthodes indirectes	71
3.3. Essais mécaniques à succion contrôlée	71
3.3.1. Méthode de la surpression d'air	72
3.3.2. Méthode osmotique	73
3.3.3. Méthode psychrométrique	73
4. Conclusions	75

CHAPITRE III

TECHNIQUES EXPERIMENTALES DE CONTROLE ET DE MESURE DE LA SUCCION

1. INTRODUCTION

La connaissance de la succion dans un sol non saturé a de multiples intérêts. En effet, la succion conditionne les mouvements et l'équilibre de l'eau dans la zone non saturée. En outre, elle influence fortement le comportement mécanique des sols. Il est donc indispensable de pouvoir *mesurer* la succion lorsqu'un sol est en état non saturé. Pour mieux maîtriser l'influence de la succion sur le comportement hydromécanique des sols, il y a un intérêt considérable à savoir *contrôler* ou *imposer* la succion dans les essais géotechniques.

Expérimentalement, on contrôle ou mesure la succion dans les échantillons. Les essais peuvent ainsi être réalisés selon différents chemins dans le plan ($\sigma - s$).

Dans ce chapitre, on effectuera d'abord une synthèse des techniques courantes de mesure de la succion. Ensuite un résumé des techniques de contrôle de la succion sera donné. Enfin, nous présenterons les applications de ces techniques dans les recherches sur le comportement hydromécanique des sols non saturés, telles que la détermination de la courbe de rétention d'eau, la détermination du coefficient de perméabilité hydraulique et les essais mécaniques à succion contrôlée.

2. TECHNIQUES DE MESURE ET DE CONTROLE DE LA SUCCION

2.1 Techniques de mesure de la succion

Les techniques de mesure de la succion ont évolué ces dernières années. Actuellement, il existe plusieurs méthodes pour mesurer la succion dans un sol.

La succion totale peut être déterminée par mesure de la pression de vapeur ou de l'humidité relative à l'aide de la méthode psychrométrique ainsi que par la méthode du papier filtre.

La succion matricielle peut être obtenue directement ou indirectement. Pour la mesure directe, on dispose du tensiomètre et de la plaque de succion. Pour la mesure indirecte, on dispose de la méthode du papier filtre.

2.1.1. TENSIOMETRE

Par définition, la succion matricielle est donnée par:

$$s = u_a - u_w \quad (3.1)$$

Lorsque la pression d'air u_a est égale à la pression atmosphérique prise comme référence, on a:

$$s = -u_w \quad \text{avec} \quad u_w < 0 \quad (3.2)$$

Le tensiomètre est destiné à mesurer cette pression négative de l'eau directement dans le sol. C'est une technique essentiellement utilisée *in situ*. Le tensiomètre est constitué par un petit réservoir d'eau désaérée (figure 3-1a) dont une extrémité est recouverte par une couche de céramique poreuse imperméable à l'air, mais perméable à l'eau, afin d'empêcher le passage d'air. Il est connecté à un manomètre via un tube rempli d'eau désaérée. Pour mesurer la pression négative du sol, on introduit le tensiomètre dans un trou foré préalablement dans le sol ou l'échantillon (figure 3-1a). Lorsque l'eau du réservoir est en équilibre avec celle du sol, la pression négative du tensiomètre, mesurée par le manomètre, fournit directement la pression négative de l'eau du sol.

Cette méthode est limitée à une succion maximale de l'ordre de 90 kPa à cause de la cavitation. En pratique, le tensiomètre doit être placé dans une éprouvette ou dans le sol préalablement foré. Donc, il est nécessaire d'assurer à tout moment un bon contact entre le sol et le réservoir d'eau, au travers de la céramique poreuse, afin d'assurer une continuité de la phase d'eau entre le réservoir et le sol, et cela malgré le retrait éventuel du sol.

2.1.2. PLAQUE DE SUCCION

Le principe de la plaque de succion est le même que celui du tensiomètre; elle sert aussi à mesurer la pression négative de l'eau d'un sol dont l'air est à la pression atmosphérique. Par contre, cette technique est essentiellement utilisée en laboratoire. La figure 3-1b représente une coupe schématique de cet appareil.

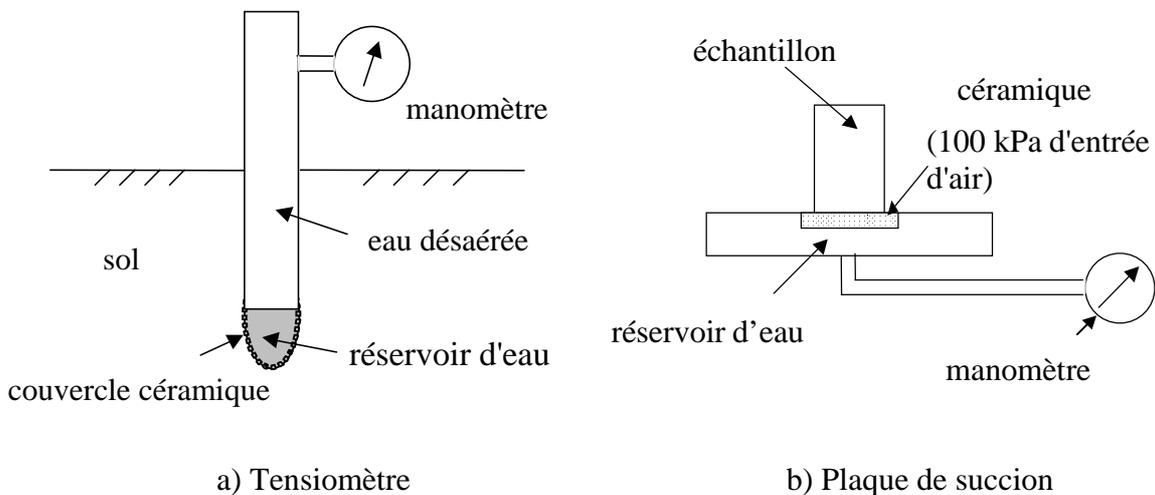


Figure 3-1 : Tensiomètre et plaque de succion

Cette méthode est également limitée à une succion maximale de l'ordre de 90 kPa.

2.1.3. MÉTHODE DU PAPIER FILTRE

Le papier filtre est également utilisé pour mesurer la succion. La courbe de rétention d'eau du papier filtre est calibrée à l'avance. Lorsque le papier (sec au départ) est mis en contact avec le sol, l'équilibre hydraulique entre le papier et le sol s'établit au bout d'un certain temps par transfert d'eau ou de vapeur. On peut considérer dès lors que la succion du papier filtre est égale à la succion du sol. La succion du papier filtre est donnée par sa courbe de rétention d'eau en mesurant sa teneur en eau après équilibre. Donc, la mesure est indirecte. Théoriquement, elle permet de mesurer aussi bien la succion totale que la succion matricielle (Fredlund, et al., 1993). Si le papier est mis en contact direct avec le sol, l'équilibre se fait par transfert d'eau. Dans ce cas on mesure la succion matricielle. Si le papier est suspendu au-dessus du sol, l'équilibre sera fait par transfert de vapeur d'eau, on mesure alors la succion totale. Dans ce dernier cas, l'équilibre est en fait contrôlé par l'humidité relative de la phase gazeuse autour du sol.

Cette méthode est simple et facile à mettre en œuvre. Elle est utilisée couramment en laboratoire. Un défaut réside dans sa sensibilité à l'effet d'hystérésis du papier filtre. Normalement, on utilise le papier initialement sec et la courbe de séchage. La température est bien entendu un facteur important pour la précision de la mesure. D'autre part, une balance de haute précision est nécessaire. Enfin, si le papier a été mis en contact avec le sol, il faut s'assurer qu'aucun grain ne reste collé dessus.

2.1.4. MÉTHODE PSYCHROMÉTRIQUE

2.1.4.1. Principe de la méthode psychrométrique

La méthode psychrométrique est basée sur l'équation de Kelvin (équation 2.6) qui décrit la relation entre, d'une part, l'humidité relative de la phase gazeuse au voisinage d'un interface gaz-eau et, d'autre part, la succion totale Ψ . C'est une mesure de l'humidité relative au moyen d'un thermocouple (Verbrugge, 1978) qui repose sur l'effet Peltier et l'effet Seebeck décrits brièvement ci-dessous (Fredlund, 1993) :

Effet Peltier : Lorsqu'un courant électrique passe dans un circuit fait de deux métaux différents, une des jonctions va être chauffée, et l'autre refroidie. Ce phénomène est appelé l'effet Peltier. Il est illustré à la figure 3-2a.

Effet Seebeck : Une force électromotrice est générée dans un circuit formé de deux métaux différents lorsque les températures dans les deux jonctions sont différentes (figure 3-2b). Elle est proportionnelle à la différence de température entre les deux jonctions. Un microvoltmètre peut être installé dans le circuit afin de mesurer cette force électromotrice.

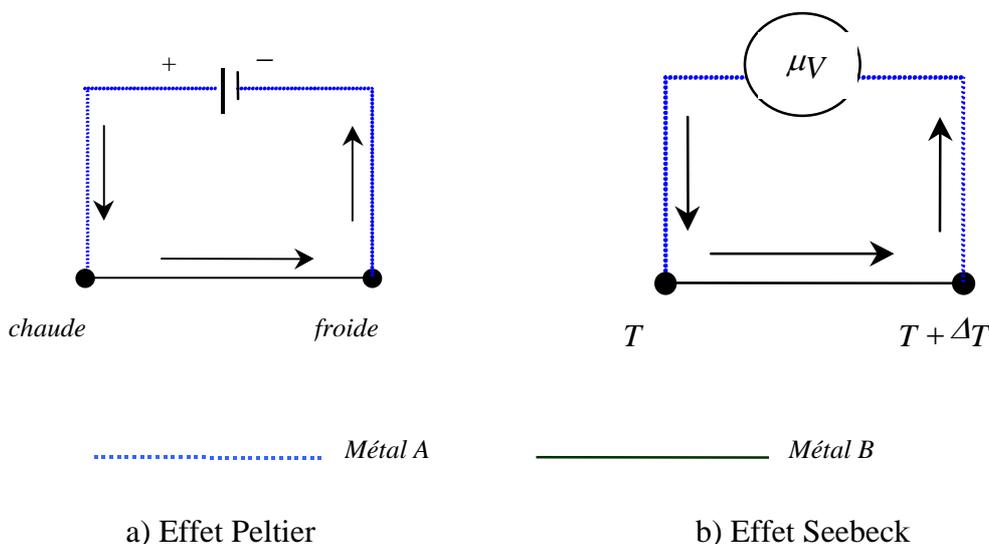


Figure 3-2 : Effet Peltier et effet Seebeck

Considérons maintenant un thermocouple placé dans une éprouvette de sol. Le signal fourni initialement par le thermocouple correspond à la température d'équilibre du système. Cette température sert de référence. Faisons ensuite passer un courant électrique dans le circuit du thermocouple de telle manière que, par l'effet Peltier, la température d'une jonction de celui-ci diminue en-dessous du point de rosée. Cet abaissement de la température provoque alors la condensation sur la jonction du thermocouple. Après un certain temps, on interrompt le passage du courant, l'eau condensée a tendance à s'évaporer. Comme l'évaporation est endothermique, il en résulte que la température de la jonction continue à diminuer. Ce nouvel abaissement de la température est fonction de la vitesse de vaporisation qui elle-même dépend de la pression partielle de vapeur d'eau environnante et donc de la succion totale du sol. Par effet Seebeck, cet abaissement de la température peut être mesuré à l'aide d'un microvoltmètre. Par des théories thermodynamiques, Verbrugge (1974, 1976) a démontré que cet abaissement de température est proportionnel à l'humidité relative. De ce fait, il constitue une mesure de la succion totale par la loi de Kelvin.

2.1.4.2. Facteurs influençant les mesures

En pratique, le psychromètre doit être calibré à l'aide de solutions à différentes concentrations pour lesquelles les valeurs de la succion sont connues. On peut ainsi obtenir la relation entre la succion et le signal fourni par le psychromètre.

L'expérience et la théorie montrent que les mesures du psychromètre sont fort sensibles aux fluctuations de la température. Un étalonnage, effectué à deux ou trois températures différentes, permet de déterminer la loi de variation de la sensibilité en fonction de la température. Verbrugge (1978) a montré que l'erreur théorique $\Delta\Psi$ de la succion due à un écart ΔT entre les températures de l'éprouvette ou de la solution d'étalonnage et la jonction du psychromètre, peut être estimée par :

$$\Delta\Psi = 8.4 * 10^4 \Delta T \quad \text{à } 25^\circ\text{C} \quad (3.3)$$

où $\Delta\Psi$ est exprimé en cm d'eau et ΔT en $^\circ\text{C}$.

La méthode est donc fort sensible aux fluctuations et aux gradients de température. Si l'on exprime la succion en pF définis par :

$$pF = \log_{10}(\Psi) \quad (3.4)$$

on a :

$$\Delta pF = \log_{10}(\Psi + \Delta\Psi) - \log_{10}(\Psi) = \log_{10} \frac{(\Psi + \Delta\Psi)}{\Psi} = \log_{10} \frac{(\Psi + 8.4 * 10^4 \Delta T)}{\Psi} \quad (3.5)$$

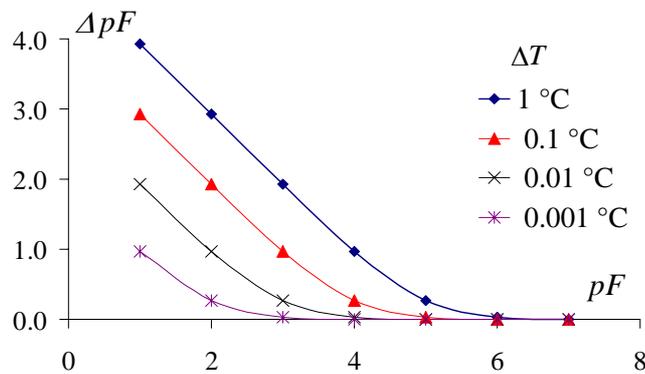


Figure 3-3 : Sensibilité à la température dans la méthode psychrométrique

On constate sur la figure 3-3 qu'une fluctuation de 0.001°C de la température peut provoquer une erreur de mesure non négligeable, surtout aux faibles succions.

2.2. Techniques de contrôle de la succion

Les techniques de contrôle sont conçues de telle manière qu'on puisse imposer une succion au sol et mesurer la teneur en eau correspondant à l'équilibre hydrique. Il existe essentiellement trois techniques : la méthode de surpression d'air, la méthode osmotique et la méthode à pression de vapeur. Cette dernière méthode permet d'imposer des succions très élevées. Le principe est le même que celui du dessiccateur à vide.

2.2.1. MÉTHODE DE LA SURPRESSION D'AIR

La méthode de surpression d'air est basée sur le principe de la *translation d'axes* décrit brièvement ci-dessous. On travaille avec de l'eau pure, de sorte qu'il n'y a pas de succion osmotique.

Dans les essais ordinaires, si l'on prend la pression atmosphérique comme référence (égale à zéro), la succion matricielle est égale à la pression d'eau changée de signe (équation 3.2): $s = u_a - u_w = -u_w$

Si l'on veut imposer une certaine succion à l'éprouvette au cours d'essais dans lesquels l'air est à pression atmosphérique, il faut appliquer une pression d'eau négative à l'éprouvette. Mais des difficultés sont rencontrées dans ces conditions à cause de la cavitation : lorsque la pression d'eau se trouve aux environs de -100 kPa, la cavitation apparaît dans le système de mesure. Par conséquent, le système de mesure se remplit de gaz (vapeur d'eau essentiellement) et l'eau est poussée par le gaz dans l'éprouvette. On perd alors le contrôle des essais.

Pour éviter ce genre de problème pratique, on recourt à la technique de translation d'axe sur laquelle repose la méthode de surpression d'air.

L'objectif de la translation d'axe consiste à appliquer au sol une pression d'air plus haute que la pression atmosphérique (une surpression), tandis que la pression d'eau u_w reste constante. Par exemple, pour avoir $s = 100$ kPa, on peut appliquer une pression d'air $u_a = 200$ kPa tandis que $u_w = 100$ kPa. Ainsi, la pression d'eau reste positive, ce qui ne pose pas de difficulté expérimentale.

Un disque en céramique avec une forte valeur d'entrée d'air permet d'éviter l'entrée d'air dans le circuit d'eau. Il s'agit d'une sorte de pierre poreuse perméable à l'eau, mais peu perméable à l'air, à condition que la pression d'air u_a appliquée soit inférieure à la valeur d'entrée d'air. Cela permet de contrôler séparément la pression d'air u_a et celle de l'eau u_w . On peut trouver dans le commerce des disques en céramique ayant différentes valeurs d'entrée d'air.

Le principe de translation d'axe est illustré par la figure 3-4.

La méthode de surpression d'air est fréquemment utilisée dans l'étude du comportement hydromécanique du sol non saturé : détermination de la courbe de rétention d'eau (la teneur en eau en fonction de la succion), détermination du coefficient de perméabilité hydraulique à une succion donnée, essais oedométriques à succion contrôlée, essais triaxiaux à succion contrôlée, etc.

Cette méthode est limitée à une succion inférieure à 1500 kPa pour des problèmes de résistance de l'équipement d'essai. D'autre part, la pression d'air appliquée doit toujours être inférieure à la valeur d'entrée d'air de la pierre poreuse, sinon, l'air entrerait dans le système de mesure et on perdrait alors le contrôle de la succion.

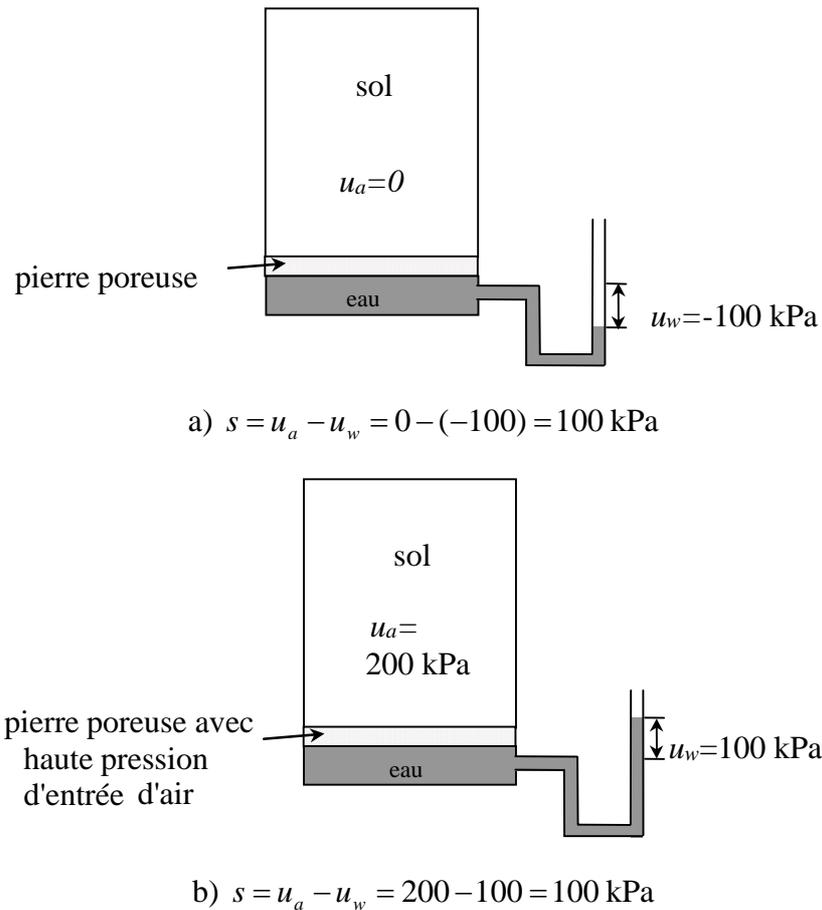


Figure 3-4 : Translation d'axe à succion constante

2.2.2. MÉTHODE OSMOTIQUE

2.2.2.1. Principe de la méthode osmotique

Le principe de la succion osmotique est illustré sur la figure 3-5. De l'eau pure est mise en contact avec une solution à travers une membrane semi-perméable qui laisse passer les molécules d'eau mais pas les grosses molécules du soluté. Par suite de la différence de concentration entre l'eau et la solution, l'eau pure a tendance à s'écouler vers la solution à travers la membrane afin d'obtenir un équilibre. Si l'écoulement d'eau est restreint, il y a une différence de potentiel chimique entre l'eau et la solution. Pour équilibrer cette différence de potentiel, une différence de pression entre l'eau et la solution apparaît (figure 3-5a). Cette différence de pression est la succion osmotique. Par contre, si l'écoulement d'eau n'est pas empêché, un échange d'eau se produit (figure 3-5b). Il s'arrête lorsque l'équilibre des potentiels chimiques est atteint. Bien entendu, le volume d'eau échangé dépend de la concentration de la solution.

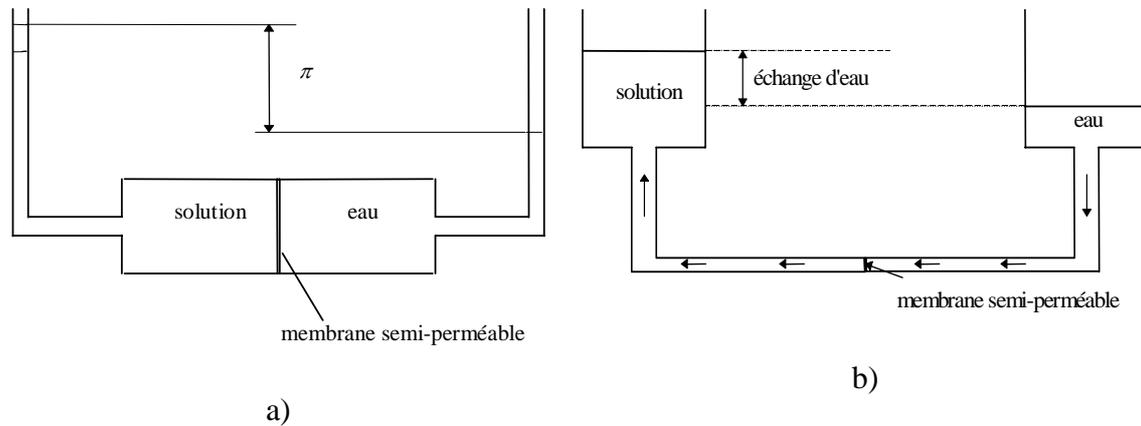


Figure 3-5 : Pression osmotique

Rappelons (équation 2.5) que la succion osmotique π est calculée par:

$$\pi = -\frac{\rho_w RT}{\omega_v} \ln x_w \quad (3.6)$$

où x_w est la fraction molaire d'eau dans la solution qui représente la concentration de la solution, R est la constante des gaz parfaits, T est la température absolue, ρ_w est la masse volumique de l'eau et ω_v est la masse molaire de la vapeur d'eau.

L'équation (3.6) est à la base du principe osmotique. On note que la succion est d'autant plus grande que la fraction molaire d'eau est petite. Autrement dit, la succion est plus grande lorsque la concentration du soluté est grande.

2.2.2.2. Imposition de la succion par la méthode osmotique

Cette méthode repose sur le mécanisme de la pression osmotique créée dans le sol à l'aide d'une membrane semi-perméable et d'une solution.

Le soluté utilisé est le polyéthylène glycol 20000 (PEG 20000). La taille des molécules de PEG 20000 est plus grande que la taille des pores de la membrane semi-perméable utilisée. De ce fait, la membrane est perméable à l'eau mais pas aux grosses molécules de PEG 20000.

Lorsque le sol est mis en contact à travers une membrane semi-perméable avec la solution de PEG préparée préalablement à une concentration bien déterminée, du fait qu'il existe une différence de potentiel chimique entre l'eau interstitielle du sol et la solution de PEG, un échange d'eau entre la solution et le sol va se produire (tendance à l'équilibre). Si la solution est contenue dans un flacon relativement grand, on peut

considérer que cet échange d'eau ne modifie guère la concentration de la solution. Par conséquent, lorsque l'équilibre est établi entre l'eau dans le sol et la solution, on peut considérer que le potentiel chimique de la solution représente la succion dans le sol.

La relation entre la concentration et la succion pour la solution de PEG 20000 à 25 °C a été calibrée expérimentalement (figure 3-6). Ainsi, à l'aide de la courbe d'étalonnage de la solution de PEG 20000 (concentration-succion) de Williams et Shaykewish (Vicol, 1990), on peut imposer une succion donnée au sol en fonction de la concentration de la solution.

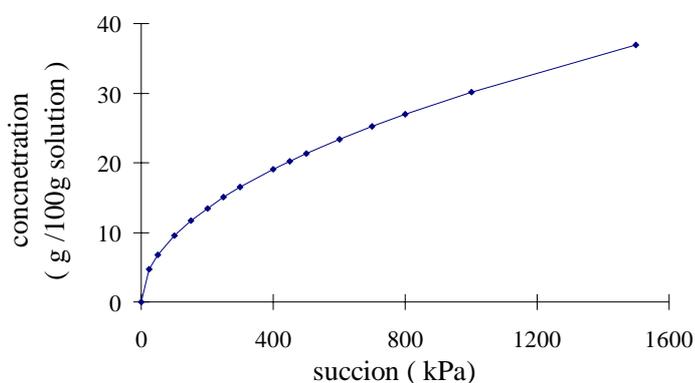


Figure 3-6 : Courbe de calibration de la concentration de la solution PEG en fonction de la succion (à 25 °C)

Il faut noter que la succion imposée dépend également de la température.

2.2.3. DESSICCATEUR A VIDE (METHODE A PRESSION DE VAPEUR)

2.2.3.1. Principe du dessiccateur à vide

Cette technique est également basée sur l'équation de Kelvin (2.6). On impose l'humidité relative constante à l'aide de solutions salines saturées dont les concentrations sont connues. L'échantillon de sol est placé dans une enceinte sous vide contenant une solution de composition chimique connue. Chaque type de solution saline saturée correspond à une humidité relative connue en fonction de ses propriétés physico-chimiques. Lorsque l'équilibre entre le sol et la solution est atteint par transfert de vapeur d'eau, la succion du sol est équivalente à l'humidité relative de la solution (loi de Kelvin). Le tableau 3-1 fournit les valeurs d'humidité relative mesurées et les succions équivalentes correspondant à différentes solutions salines saturées (Delage et al., 1996).

On constate immédiatement que cette technique permet d'imposer une succion très élevée (quelques centaines de MPa).

Tableau 3-1 : L'humidité relative RH et la succion totale de différentes solutions salines saturées

Solutions saturées	Température =20 °C		Température =30 °C	
	RH (%)	Succion (MPa)	RH (%)	Succion (MPa)
K ₂ SO ₄	97	4.113	96	5.512
KNO ₃	93	9.8	91	12.734
KCl	86	20.364	85	21.943
NaCl	76	37.055	75	38.843
NaNO ₂	66	56.104	63	62.385
Mg(NO ₃) ₂ , 6H ₂ O	55	80.721	52	88.294
K ₂ CO ₃ , 2H ₂ O	44	110.85	43	113.954
KCH ₃ CO ₂	20	217.31	22	204.44
KOH	9	325.125	7	359.059

2.2.3.2. Facteurs influençant les mesures

La température est un paramètre fort sensible ici, non seulement parce qu'elle intervient directement dans la loi de Kelvin, mais aussi à cause de son influence sur les propriétés physiques et chimiques des solutions. C'est pourquoi l'utilisation d'un bain thermostatique est conseillée.

Delage et al. (1996) démontrent que 1% d'erreur sur la mesure d'humidité relative peut donner une valeur de 1.38MPa d'incertitude sur la mesure de la succion. Dès lors, cette technique a certaines limites pour une succion inférieure à 10MPa. D'autre part, la mise en équilibre est d'autant plus lente que les éprouvettes sont volumineuses. En conséquence, la durée d'essai est importante.

3. DOMAINES D'APPLICATION

Les techniques de mesure et de contrôle (ou d'imposition) de la succion présentées ci-dessus sont couramment utilisées dans des recherches sur le comportement hydromécanique des sols non saturés.

3.1. Détermination de la courbe de rétention d'eau

Pour un sol donné, il est important de connaître la variation de la saturation ou de la teneur en eau en fonction de la succion. Il y correspond la courbe de rétention d'eau.

La détermination de la courbe de rétention d'eau peut se réaliser expérimentalement de deux manières différentes. La première est une mesure directe. On détermine la succion à différents teneurs en eau avec les techniques de mesure décrites ci-dessus. La deuxième est une méthode indirecte. Elle consiste à imposer une succion donnée au sol. Lorsque l'équilibre hydraulique est établi, on mesure la teneur en eau ou la saturation. On présente brièvement ici les techniques basées sur cette deuxième méthode.

Il existe des méthodes indirectes pour déterminer la courbe de rétention d'eau, telle que la méthode porosimétrique. Nous consacrons un paragraphe à cette méthode alternative.

3.1.1. METHODE DE LA SURPRESSION D'AIR : APPAREIL DE RICHARDS

Cette méthode repose sur le principe de translation d'axe à l'aide d'un disque en céramique avec une forte pression d'entrée d'air. Elle consiste à imposer une pression d'air u_a élevée à un échantillon, tandis que la pression d'eau reste à la pression atmosphérique. Ainsi on impose une succion $s = u_a - u_w = u_a$ à l'échantillon. Une fois l'équilibre atteint, on mesure la teneur en eau de l'échantillon. On peut ensuite appliquer au même échantillon une pression d'air supérieure ou inférieure pour suivre un chemin de séchage ou de mouillage de l'échantillon.

L'appareil couramment utilisé est l'appareil de Richards, schématisé sur la figure 3-7.

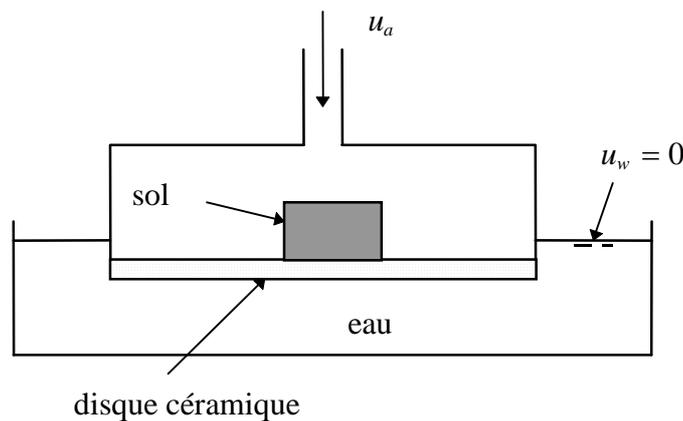


Figure 3-7 : Appareil de Richards

3.1.2. MÉTHODE OSMOTIQUE

Théoriquement, on peut déterminer la courbe de rétention d'eau d'un échantillon à l'aide du principe osmotique. On enferme l'échantillon dans la membrane semi-perméable

et on le plonge dans une solution correspondant à une succion voulue. Une fois l'équilibre atteint, on mesure la teneur en eau et la saturation de l'échantillon de sol.

Pratiquement, cette méthode est difficile à maîtriser. On éprouve beaucoup de difficultés pour sortir l'échantillon de la poche en membrane semi-perméable sans l'endommager. Dès lors, la précision de la mesure de la teneur en eau n'est pas satisfaisante.

Par contre, la cellule oedométrique à succion contrôlée (cf. § 3.3.2) permet de déterminer la courbe de rétention d'eau grâce à la mesure des échanges d'eau.

3.1.3. MÉTHODE INDIRECTE: MÉTHODE POROSIMÉTRIQUE

Une méthode indirecte pour déterminer la courbe de rétention d'eau est basée sur la courbe porosimétrique (Cui, 1993). La porosimétrie par injection de mercure est une technique d'étude de la microstructure d'un sol. Elle repose sur le caractère non mouillant du mercure. Pour pouvoir injecter le mercure dans un milieu poreux comme le sol, il faut lui appliquer une pression. Cette pression dépend de la taille des pores du sol. Si l'on assimile les pores continus à des tubes capillaires, par la loi de Jurin décrite au chapitre précédent, on peut en déduire le rayon d'accès au pore à partir de la pression capillaire appliquée au mercure. Les courbes porosimétriques (volume poreux en fonction du rayon de seuil de pore) permettent d'analyser la distribution des pores et donc, la microstructure du sol. La détermination de la courbe de rétention d'eau est basée sur les courbes porosimétriques cumulées (volume poreux cumulé en fonction du rayon de seuil de pore). Le principe est décrit brièvement ci-dessous.

On suppose que, à une pression donnée, le volume de mercure injecté est égal au volume d'eau expulsé de l'éprouvette. L'éprouvette est initialement saturée.

Par définition, la teneur en eau de l'échantillon, à une pression donnée, s'écrit :

$$w = \frac{M_w}{M_s} = \frac{\gamma_w V_w}{\gamma_s V_s} \quad (3.7)$$

avec :

$$V_w = V_{wi} - \bar{V}_w$$

où M_w est la masse d'eau, M_s est la masse de solide, V_w est le volume d'eau dans l'éprouvette à une pression donnée, V_s est le volume des grains de l'éprouvette, γ_w est le poids volumique de l'eau, γ_s est le poids volumique des grains du sol, V_{wi} est le volume d'eau initial dans l'éprouvette (avant injection de mercure) et \bar{V}_w est le volume d'eau expulsé de l'éprouvette à une pression donnée.

On définit la porosité saturée en mercure, \bar{n} , par

$$\bar{n} = \frac{\bar{V}_m}{V_t} \quad (3.8)$$

où \bar{V}_m est le volume de mercure injecté et V_t est le volume total.

Par l'hypothèse faite ci-dessus, on a :

$$\bar{V}_m = \bar{V}_w$$

alors,

$$\bar{n} = \frac{\bar{V}_w}{V_t}$$

et la porosité totale de l'éprouvette n vaut :

$$n = \frac{V_v}{V_t} = \frac{V_{wi}}{V_t}$$

où V_v est le volume de vide dans l'éprouvette car l'éprouvette est supposée initialement en état saturé.

Ainsi, on obtient la teneur en eau à une pression donnée:

$$w = \frac{\gamma_w V_w}{\gamma_s V_s} = \frac{\gamma_w (V_{wi} - \bar{V}_w)}{\gamma_s (V_t - V_v)} = \frac{\gamma_w (V_{wi} - \bar{V}_w)}{\gamma_s (V_t - V_{wi})} = \frac{\gamma_w (nV_t - \bar{n}V_t)}{\gamma_s (V_t - V_{wi})} = \frac{\gamma_w (n - \bar{n})}{\gamma_s (1 - n)} \quad (3.9)$$

Il reste à chercher l'évolution de la pression capillaire de l'eau.

Par la loi de Jurin (équation 2.3), la pression capillaire p_m à appliquer au mercure pour un rayon d'accès r (rayon capillaire) vaut:

$$p_m = -\frac{2T_m \cos \alpha_m}{r} \quad (3.10)$$

où T_m est la tension superficielle du mercure et α_m l'angle de raccordement pour le mercure.

Pour le même rayon capillaire, la pression capillaire à appliquer de l'eau p_w vaut:

$$p_w = \frac{2T_w \cos \alpha_w}{r} \quad (3.11)$$

où T_w est la tension superficielle de l'eau pure et α_w l'angle de raccordement pour l'eau pure.

Avec les équations (3.10) et (3.11), on établit facilement la relation suivante :

$$p_w = -\frac{T_w \cos \alpha_w}{T_m \cos \alpha_m} p_m \quad (3.12)$$

Ainsi, on obtient la pression capillaire de l'eau à partir de la courbe de porosimétrie, qui relie le rayon d'accès r et la pression capillaire. On obtient:

$$T_w = 0.073 \text{ N/m}, \alpha_w = 0^\circ, \text{ et } T_m = 0.484 \text{ N/m}, \alpha_m = 147^\circ,$$

et, par conséquent:

$$p_w \cong 0.18 p_m$$

On obtient donc facilement la relation entre p_w et w à une pression donnée p_m .

Il est à noter que la loi de Jurin n'est applicable qu'à l'échelle "microscopique", elle perd toute signification à l'échelle moléculaire, c'est-à-dire pour des dimensions de rayon capillaire $r \leq 1$ à 510^{-8} m, car à ce niveau, l'eau ne peut plus être considérée comme un milieu continu. La formule (3.11) avec $r = 10^{-8}$ m, $\alpha_w = 0^\circ$, $T_w = 0.073$ N/m donne:

$$p_w \leq \frac{2 * 0.073}{10^{-8}} = 1.46 \cdot 10^7 \text{ N/m}^2 \approx 1.5 \cdot 10^4 \text{ kPa}$$

En conséquence, pour des succions supérieures à $1.5 \cdot 10^4$ kPa, on peut à juste titre s'interroger sur la validité des résultats fournis par la méthode porosimétrie.

Si l'on dispose de deux courbes porosimétriques correspondant à une phase d'injection et une phase de décompression, on peut en déduire une courbe de rétention d'eau correspondant à un chemin de drainage (l'injection de mercure correspond à l'expulsion d'eau) et un chemin de remouillage (la décompression produit la sortie de mercure donc l'entrée d'eau). Ainsi, on peut observer l'hystérésis de la courbe de rétention d'eau.

Sur la figure 3-8, on montre un exemple de courbe porosimétrie d'une craie (document interne, 1977) et les courbes de rétention d'eau correspondantes obtenues.

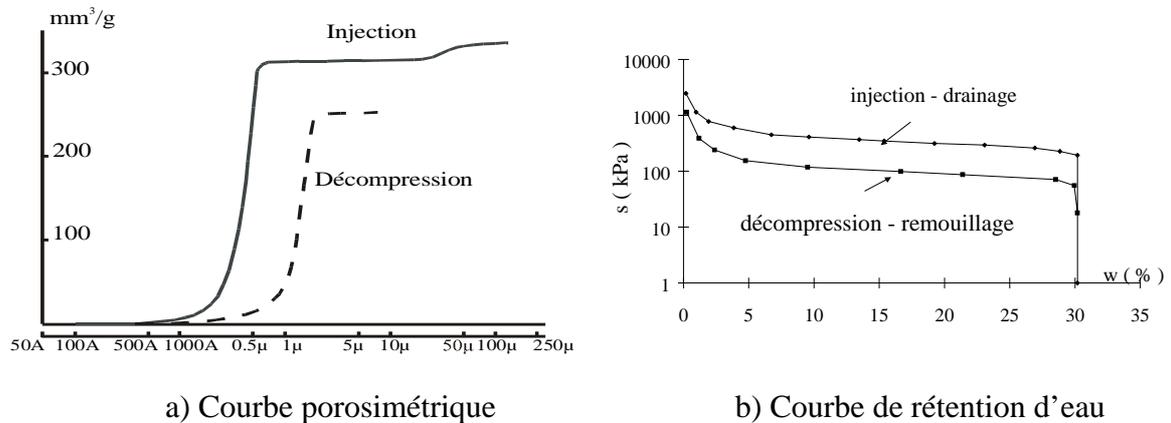


Figure 3-8 : Courbes porosimétriques et courbes de rétention d'eau d'une craie

3.2. Détermination de la perméabilité

Plusieurs méthodes ont été développées pour la détermination de la perméabilité hydraulique des sols non saturés (Delage, 1993). En général, elles sont basées sur la connaissance du gradient hydraulique et de la vitesse de l'écoulement dans l'échantillon. La loi de Darcy est alors la base théorique pour le calcul de la perméabilité. Le gradient hydraulique est soit imposé dans l'échantillon, soit mesuré au cours des essais à l'aide de tensiomètres ou psychromètres. Les méthodes les plus fréquemment utilisées sont résumées ci-après.

3.2.1. MÉTHODE DU RÉGIME PERMANENT

La méthode du régime permanent est similaire à un essai de perméabilité classique à charge constante. On impose un gradient de pression d'eau constant dans un échantillon, on mesure le débit d'eau lorsque le régime stationnaire est atteint et on déduit le coefficient de perméabilité par la loi de Darcy. Mais ici, une succion constante est imposée à l'échantillon à l'aide du principe de la translation d'axe (méthode de surpression d'air). La figure 3-9 ci-dessous schématise le principe de cette méthode (Delage, 1993).

Une pression d'air u_a est appliquée entre deux pierres poreuses à haute pression d'entrée d'air. Ainsi, on impose une valeur moyenne de la succion s_m dans l'échantillon (Fredlund, 1993) :

$$s_m = u_a - u_{w,m} = u_a - \left(\frac{u_w + (u_w + \Delta u_w)}{2} \right) = u_a - u_w - \frac{\Delta u_w}{2} \quad (3.13)$$

où $u_{w,m}$ représente la valeur moyenne de la pression d'eau.

Les essais peuvent être répétés en appliquant différents niveaux de succion. Ainsi, on peut déterminer l'évolution de la perméabilité en fonction de la succion.

En général, les résultats obtenus sont relativement précis. Cependant, du fait que la perméabilité des sols non saturés est relativement basse, surtout dans la gamme des hautes succions, la vitesse d'écoulement est extrêmement lente. En conséquence, la durée d'un tel essai est souvent assez longue. La deuxième difficulté est de maintenir un bon contact entre l'échantillon et les pierres poreuses afin d'assurer la continuité de l'écoulement d'eau. En effet, le volume du sol peut diminuer lorsqu'on applique une succion élevée (Fredlund 1993).

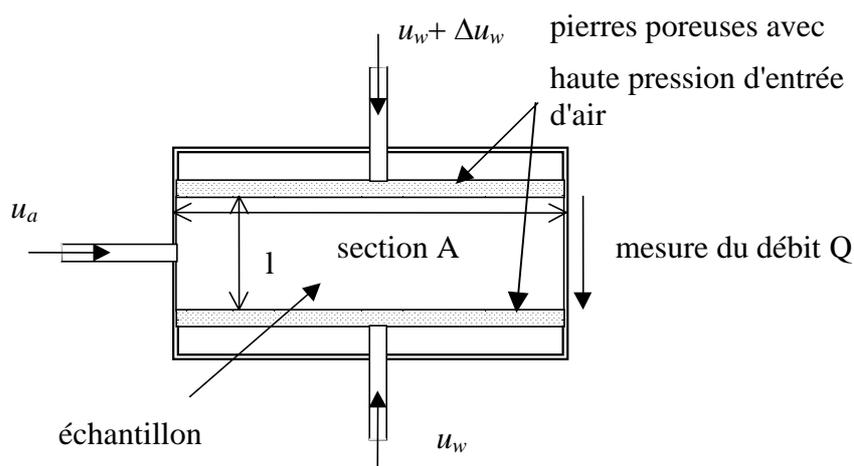


Figure 3-9 : Méthode du régime permanent

3.2.2. MÉTHODE DU PROFIL INSTANTANÉ

Cette méthode est basée sur des mesures en régime transitoire (Delage, 1993). Elle consiste à imposer un drainage ou un remouillage à une des extrémités d'une colonne verticale de sol et à mesurer, par tensiomètre (basse succion) ou psychromètre (haute succion), l'évolution de la succion en différents points en fonction du temps. Les variations de la teneur en eau volumique dans l'échantillon peuvent être obtenues de deux manières : par déduction de la courbe de rétention d'eau à partir des mesures de la succion ou par gammamétrie (Vicol, 1990). On obtient ainsi deux profils illustrés à la figure 3-10. Le profil de succion fournit le gradient hydraulique dans l'échantillon tandis que le profil de teneur en eau volumique sert à calculer le débit en chaque point en fonction du temps. Ces deux calculs, réalisés en différents points et à différents moments, permettent de déduire l'évolution du coefficient de perméabilité en fonction de la succion ou de la teneur en eau volumique. Les calculs détaillés sont présentés par Vicol (1990) et Fredlund (1993).

Puisque le tensiomètre ou le psychromètre sont utilisés dans cette méthode, il faut contrôler les fluctuations de la température.

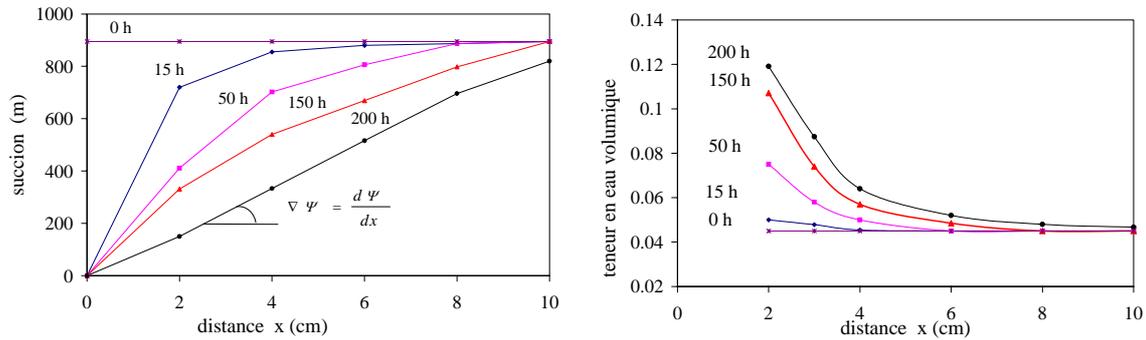


Figure 3-10 : Profils typiques de la succion et de la teneur en eau volumique pendant le mouillage

3.2.3. MÉTHODES INDIRECTES

Les mesures directes de perméabilité hydraulique des sols non saturés sont souvent difficiles à réaliser. Plusieurs méthodes indirectes ont été développées au cours de la dernière décennie.

Delage a fait la synthèse d'une technique initialement développée par Gardner en 1956 (Delage, 1993). Cette technique consiste à résoudre analytiquement l'équation générale des transferts d'eau (l'équation de Richards) dans le cadre d'essais avec l'appareil de Richards décrit au paragraphe 3.1.1. Lorsqu'on applique une succion supplémentaire, en augmentant la pression d'air, une certaine quantité d'eau sort de l'échantillon par drainage. Les variations des quantités d'eau au cours du temps dépendent de la diffusivité $D_w(\theta_w)$ du sol, définie dans la solution simplifiée de l'équation de Richards par $D_w(\theta_w) = K_w(\theta_w) \frac{\partial \Psi}{\partial \theta_w}$, où θ_w est la teneur en eau volumique et Ψ est la succion totale.

Ainsi, en utilisant la courbe de rétention d'eau de l'échantillon, on peut évaluer le coefficient de perméabilité. Vicol (1990) a fait une comparaison entre la résolution avec et sans prise en compte de l'impédance de la pierre poreuse. Il montre que la résolution sans prise en compte de cette impédance donne des résultats raisonnables pour des sols comme des sables fins tandis que pour des argiles, l'impédance doit être prise en compte.

Une deuxième méthode consiste à déduire le coefficient de perméabilité directement à partir de la courbe de rétention d'eau obtenue avec l'appareil de Richards. La procédure complète est présentée par Fredlund (1993).

3.3. Essais mécaniques à succion contrôlée

L'objectif des essais mécaniques sur des sols non saturés est d'étudier leur comportement mécanique soit en contrôlant (ou en imposant), soit en mesurant la succion ou la saturation des échantillons. Les techniques les plus couramment utilisées pour imposer une succion à l'échantillon sont basées sur la méthode de la surpression d'air et sur la méthode osmotique. Ces deux méthodes sont limitées à des succions faibles (100-

1500 kPa). Pour imposer une haute succion, on utilise la méthode de pression de vapeur d'une solution saline. La première application de cette dernière technique dans le domaine géotechnique est due à Esteban (1990, cité dans Delage 1996), qui a introduit la cellule oedométrique dans une enceinte contenant une solution saline de concentration connue. Il a ainsi pu étudier l'effet des contraintes sur les variations de volume des sols gonflants à des succions élevées. La méthode psychrométrique a été aussi employée dans des essais triaxiaux par Verbrugge (1978).

Nous présenterons d'abord les deux premières méthodes parce qu'elles sont utilisées directement dans nos recherches. Ensuite, l'emploi de la méthode psychrométrique dans des essais triaxiaux sera présentée brièvement.

3.3.1. MÉTHODE DE LA SURPRESSION D'AIR

La figure 3-11 présente un schéma d'essai triaxial avec la méthode de surpression d'air.

Au niveau de l'appareillage de la cellule triaxiale, on applique la pression d'air à l'aide d'une pierre poreuse classique à l'extrémité supérieure tandis qu'à l'autre extrémité, on maintient une pression d'eau positive grâce à un disque en céramique à forte pression d'entrée d'air de sorte que l'air ne peut pas sortir de l'échantillon. Ainsi, une succion constante est imposée dans celui-ci. La sollicitation mécanique peut ainsi être appliquée comme dans les essais triaxiaux classiques de type choisi. Par conséquent, on peut réaliser des essais suivant différents chemins dans un espace de contraintes ($p-q-s$), où p représente la contrainte moyenne, q est le déviateur de contrainte et s est la succion.

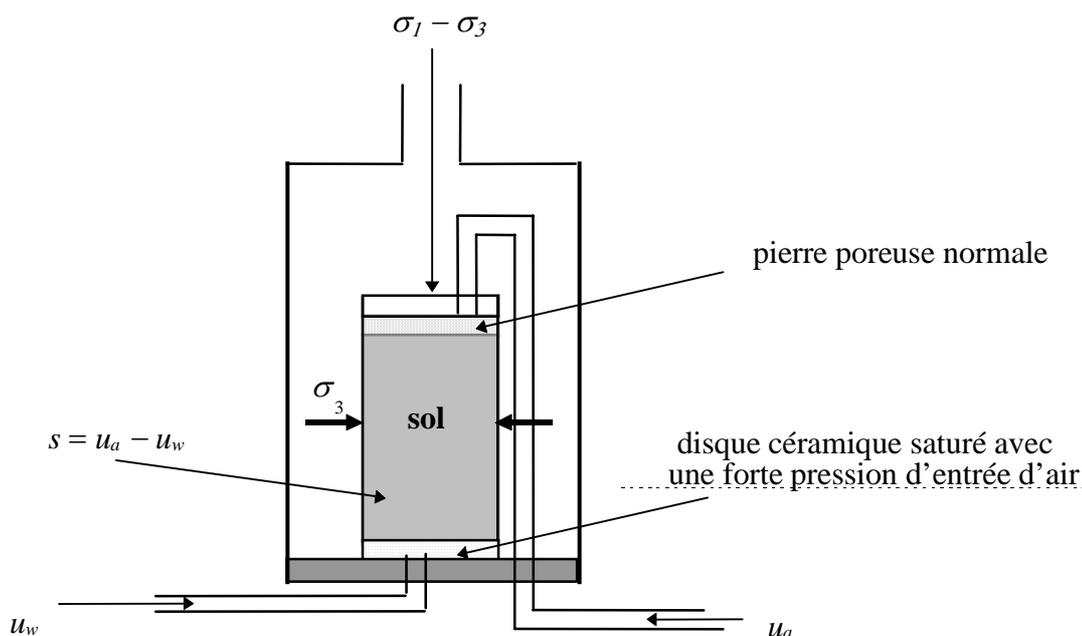


Figure 3-11 : Schéma d'une cellule triaxiale adaptée aux sols non saturés – méthode de la surpression d'air

3.3.2. MÉTHODE OSMOTIQUE

La technique osmotique de contrôle de la succion peut être appliquée aussi bien à la cellule oedométrique qu'à la cellule triaxiale.

Le dispositif de la cellule oedométrique à succion contrôlée que nous avons utilisé est schématisé à la figure 3-12.

L'échantillon est placé en contact avec la solution de PEG 20000 correspondant à une succion donnée. La solution circule en permanence dans des rainures creusées dans l'embase de la cellule (labyrinthe). Pour assurer un bon contact entre la solution et l'échantillon, un fin tamis métallique est placé au-dessus du labyrinthe. Une membrane semi-perméable sépare le tamis de l'échantillon. Ainsi, lorsque la solution circule, un échange d'eau entre l'échantillon et la solution va se produire. On peut mesurer le volume d'eau échangé. La contrainte verticale σ_v peut être contrôlée séparément. On peut étudier le comportement mécanique sur différents chemins $(\sigma_v - s)$ où σ_v est la contrainte verticale appliquée à la cellule oedométrique.

On notera que, grâce à ce dispositif, on peut déterminer la courbe de rétention d'eau en contrôlant l'échange d'eau et la succion.

3.3.3. MÉTHODE PSYCHROMÉTRIQUE

La méthode psychrométrique a été employée dans des essais triaxiaux, notamment par Verbrugge (1978).

Un champ de contrainte appliqué à une éprouvette de sol non saturé modifie la courbure des ménisques de l'eau interstitielle et donc, la pression partielle de la vapeur d'eau. Dans ce cas, selon la loi de Kelvin, le psychromètre peut fournir directement la mesure de la succion matricielle en supposant l'absence de l'effet osmotique. Si la pression d'air est fixée, on peut alors en déduire la variation de la pression interstitielle dans l'éprouvette au cours de l'essai, qui peut être assimilé à un essai non drainé.

L'équipement triaxial équipé d'une sonde psychrométrique est schématisé à la figure 3-13.

La pierre poreuse à la base de l'échantillon est raccordée au système de contre-pression qui sert à mesurer la pression de l'air u_a . La succion matricielle s est déterminée au moyen de la sonde psychrométrique installée dans l'éprouvette. La zone de mesure de la succion se situe à peu près à mi-hauteur de l'éprouvette.

On remarque que l'utilisation de la sonde psychrométrique dans des essais triaxiaux permet d'étudier la variation de la contrainte et la déformation à la rupture en fonction de

la succion au cours de l'essai. Ainsi Verbrugge (1978) a pu déterminer, pour un limon remanié, le coefficient de Bishop χ^1 en fonction de la teneur en eau et de la succion.

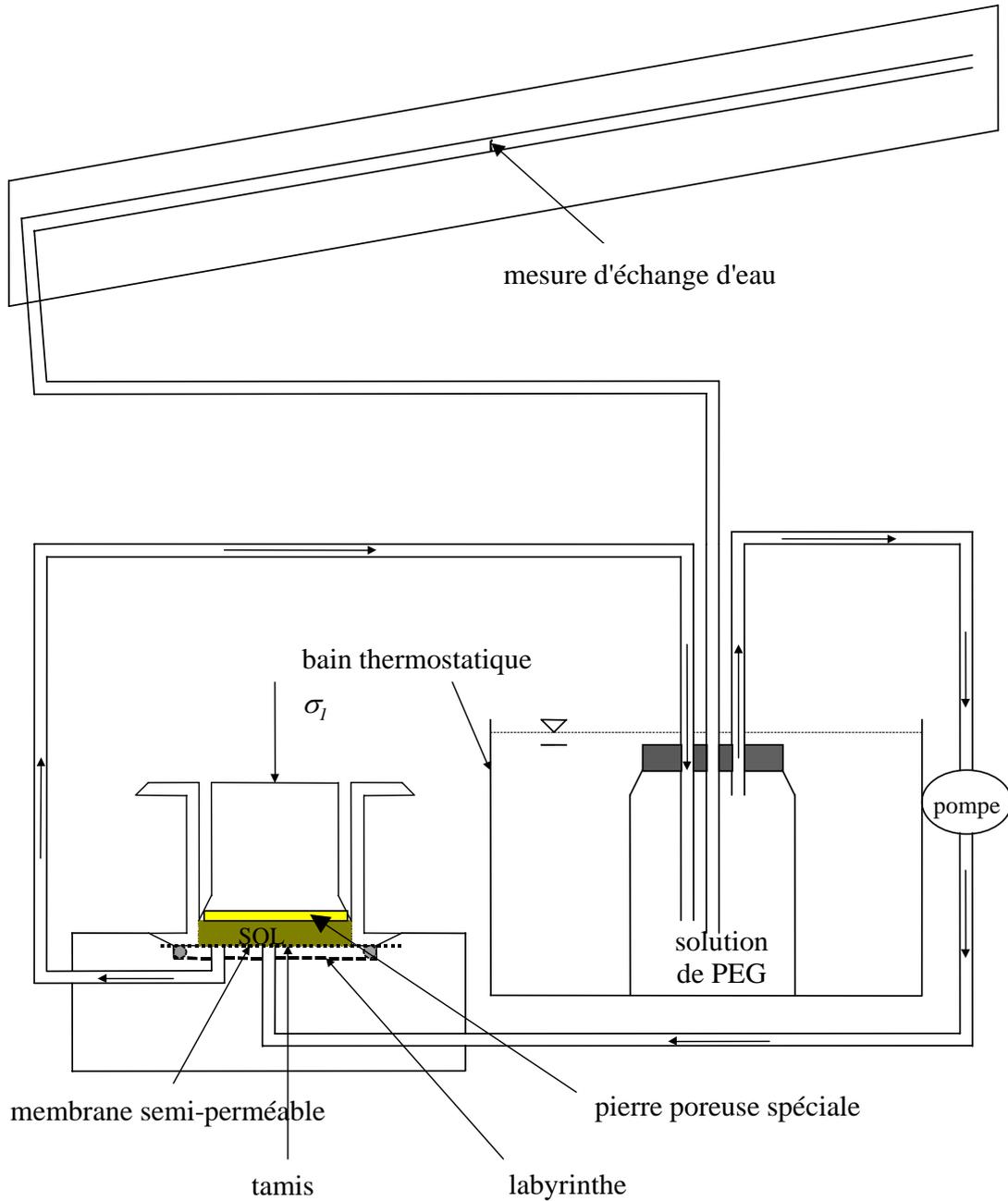


Figure 3-12 : Dispositif de la cellule oedométrique à succion contrôlée

¹ Le coefficient de Bishop χ est un paramètre donnant la part de la contrainte totale reprise par le fluide interstitiel, définie dans la relation: $\sigma' = \sigma - u_a + \chi(u_a - u_w)$. Ce sujet sera discuté en détail dans le chapitre IV.

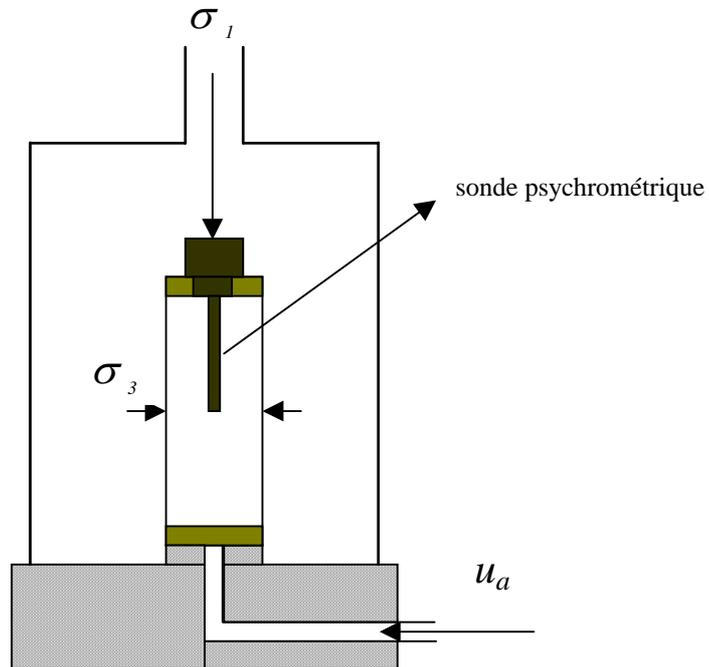


Figure 3-13 : Schéma de principe de l'équipement triaxial équipé d'une sonde psychrométrique

4. CONCLUSIONS

Chaque technique présentée a des avantages et des inconvénients. Elle convient à différentes gammes de succion, selon le principe utilisé. On donne au tableau 3-2 un ordre de grandeur de la succion applicable pour diverses méthodes (Fredlund, 1993).

Le psychromètre et le tensiomètre permettent de mesurer réellement la succion dans l'éprouvette. Par contre, les autres techniques (surpression d'air, méthode osmotique, dessiccateur à vide) imposent une variation de succion ou sa mise en équilibre à une valeur donnée.

Par ailleurs, la plupart des techniques donnent une réponse lente (au mieux quelques heures, mais souvent des semaines ou des mois). En fait, quelle que soit la méthode utilisée, la mesure n'est correcte que si l'éprouvette atteint un état équilibre correspondant aux conditions d'essais. Ceci demande souvent un temps considérable. Au tableau 3-2, on donne aussi l'ordre de grandeur du temps nécessaire pour chaque technique. De plus, la durée de mise en équilibre dépend des types de sols et de la taille des éprouvettes. Il est incontestable qu'une argile demande plus de temps qu'un sable pour atteindre l'équilibre (Verbrugge, 1975).

Tableau 3-2 : Techniques de mesure et de contrôle de la succion

Méthode	Succion mesurée	Domaine d'application (kPa)	Temps d'équilibre	Paramètres sensibles
Psychromètre	totale	100-8000	des heures	Température
Dessiccateur à vide	totale	>1500	des mois	Température
Papier filtre	totale ou matricielle	100-10000	des semaines 1 semaine	Température
Plaque de succion	matricielle	<90	des heures	bon contact
Tensiomètre	matricielle	<90	des heures	bon contact
Suppression d'air	matricielle	0-1500	des jours	Température
Osmotique	matricielle	0-1500	des jours	Température

La détermination du moment où l'équilibre est atteint est fort délicate et dépend souvent du mode opératoire utilisé. Dans certains cas (méthode de la suppression d'air, plaque de succion, dessiccateur à vide, etc.), elle se fait par pesée des éprouvettes à intervalles réguliers. Ceci présente le risque d'altérer l'éprouvette et le contact entre la pierre poreuse ou la membrane et le sol, par conséquent, apporte une certaine imprécision. Par contre, le psychromètre permet aisément la détermination du moment où l'équilibre est atteint, sans devoir manipuler l'éprouvette. Il suffit de faire des mesures à intervalles réguliers. Lorsque les lectures cessent d'évoluer, l'équilibre est atteint.

La longue durée nécessaire pour atteindre l'équilibre provoque aussi certaines difficultés expérimentales. Par exemple, la membrane semi-perméable utilisée dans la méthode osmotique risque d'être défectueuse au bout d'un certain temps à cause des bactéries se développant dans la solution.

La température conditionne les mesures dans plupart des techniques. Il faut donc prendre plus de précautions que lors d'essais traditionnels.

Une analyse détaillée de la validité des résultats fournis par différentes techniques a été proposée par Verbrugge (1975).

1. Introduction	79
2. Ecoulement de l'eau dans un milieu poreux non saturé	79
2.1. Aspects théoriques	79
2.1.1. Conservation de masse	79
2.1.2. Loi de Darcy généralisée	80
2.1.3. Equation de Richards	82
2.2. Implantation de la loi d'écoulement d'eau dans le code aux éléments finis LAGAMINE	82
3. Comportement mécanique des sols non saturés (état de la question)	83
3.1. Variables d'état de contrainte	84
3.1.1. Concept de contrainte effective dans les sols non saturés	84
3.1.2. Concept de surface d'état	91
3.1.3. Variables d'état indépendantes	92
3.2. Modèles élastiques	93
3.2.1. Modèles élastiques en variables d'état indépendantes	93
3.2.2. Modèle élastique en contraintes effectives	96
3.3. Modèles élasto-plastiques	99
3.3.1. Lois d'Alonso et Gens	99
3.3.2. Lois dérivées de la loi d'Alonso et Gens	118
3.3.3. Loi de Bolzon, Schrefler et Zienkiewicz	122
3.3.4. Loi de Chang et Duncan	129
3.3.5. Loi de Pietruszczak et Pande	131
3.4. Synthèse	136
4. Unification de la formulation des lois de comportement	137
4.1. Objectifs	137
4.2. Variables d'état et autres notions de base	138
4.2.1. Variables d'état	138
4.2.2. Autres notions de base	139
4.3. Equation unifiée de la surface de plasticité	142
4.4. Cas particuliers issus de la formulation unifiée	143
4.4.1. Modèle de Drucker-Prager	143
4.4.2. Modèle d'Alonso-Gens	145
4.4.3. Modèle de Dafalias-Kaliakin	147
4.4.4. Autres lois	148
4.5. Plasticité non associée	150
4.6. Surface de plasticité dans le plan ($I_\sigma - s$)	151
4.6.1. Surface <i>LC</i> (Loading Collapse)	152
4.6.2. Surface <i>SI</i> (Suction Increase)	152
4.6.3. Surface de plasticité dans l'hyperespace ($I_\sigma - II_{\dot{\sigma}} - \alpha - s$)	152
4.7. Formulation du modèle	153
4.7.1. Déformations élastiques	153

4.7.2.	Déformations plastiques _____	154
4.7.3.	Relation contrainte - déformation _____	155
4.7.4.	Règle d'écrouissage _____	156
4.8.	Implantation de la formulation unifiée dans le code LAGAMINE _____	157
4.8.1.	Schéma d'intégration de la loi constitutive _____	157
4.8.2.	Logiciel loisol _____	158
4.8.3.	Eléments finis couplés _____	158
4.9.	Avantages de la formulation unifiée _____	159
5.	Remarques sur les déformations élastiques _____	160
6.	Conclusions _____	163

CHAPITRE IV

MODELISATION DU COMPORTEMENT HYDROMECHANIQUE DES SOLS NON SATURES

1. INTRODUCTION

L'objet de ce chapitre est de passer en revue les divers modèles utilisés pour représenter mathématiquement les phénomènes rencontrés dans les sols non saturés.

Dans la première partie, nous abordons seulement les aspects de l'écoulement d'eau dans les sols non saturés. La deuxième partie sera consacrée aux modélisations du comportement mécanique de ces sols.

2. ECOULEMENT DE L'EAU DANS UN MILIEU POREUX NON SATURE

2.1. Aspects théoriques

2.1.1. CONSERVATION DE MASSE

Dans un volume élémentaire, par unité de temps, la variation de volume d'eau est égale à la différence entre les volumes d'eau entrant et sortant (Figure 4-1).

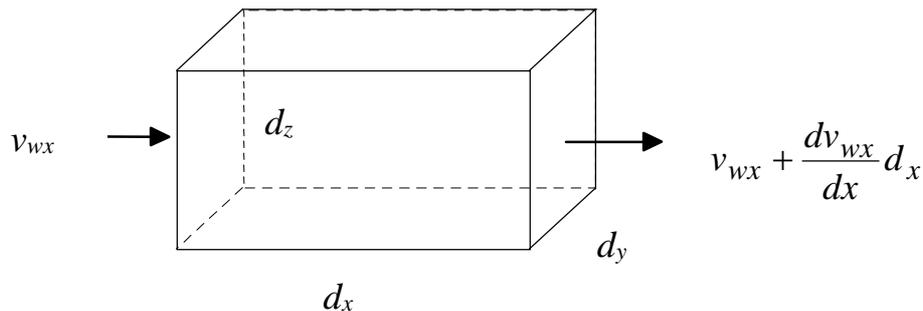


Figure 4-1 : Ecoulement à travers un volume élémentaire de sol

Ainsi, on obtient l'équation de continuité :

$$-\nabla \cdot \mathbf{v}_w = \frac{1}{V_T} \frac{\partial V_w}{\partial t} \quad (4.1)$$

avec :

- $V_T = d_x d_y d_z$: le volume total de l'élément
- \underline{v}_w : la vitesse d'écoulement (débit par unité de surface du sol)
- V_w : le volume d'eau
- $\frac{\partial V_w}{\partial t}$: le volume d'eau emmagasiné dans l'élément par unité de temps

2.1.2. LOI DE DARCY GÉNÉRALISÉE

Dans un sol saturé, l'écoulement est dû au gradient de la charge hydraulique totale. La vitesse d'écoulement est donnée par la loi de Darcy :

$$\underline{v}_w = -K_w \underline{\nabla} h_w \quad (4.2)$$

avec :

- K_w : le coefficient de perméabilité à l'eau
- h_w : la charge hydraulique totale (potentiel de l'eau)

La charge hydraulique totale h_w est une mesure du potentiel de l'eau qui prend en compte les aspects gravitaire (l'altitude) et de pression (la charge ou hauteur piézométrique); elle néglige les termes d'inertie:

$$h_w = y + \frac{u_w}{\gamma_w} = y + \frac{u_w}{\rho_w g} \quad (4.3)$$

avec :

- y : la hauteur gravitaire (l'altitude)
- u_w : la pression d'eau
- ρ_w : la masse volumique de l'eau
- g : l'accélération de la pesanteur
- γ_w : le poids volumique de l'eau

Pour un sol saturé, le coefficient de perméabilité K_w est supposé constant, et ceci est vérifié dans la plupart des cas.

Dans un sol non saturé, l'écoulement est également dû au gradient de la charge hydraulique totale.

Dans les deux cas, l'eau s'écoule d'un point de haute charge hydraulique vers un point de basse charge hydraulique, que la pression d'eau soit positive (dans un sol saturé) ou négative (dans un sol non saturé).

La figure 4-2 ci dessous montre que le concept de la charge hydraulique est valable aussi bien pour des sols saturés que des sols non saturés.

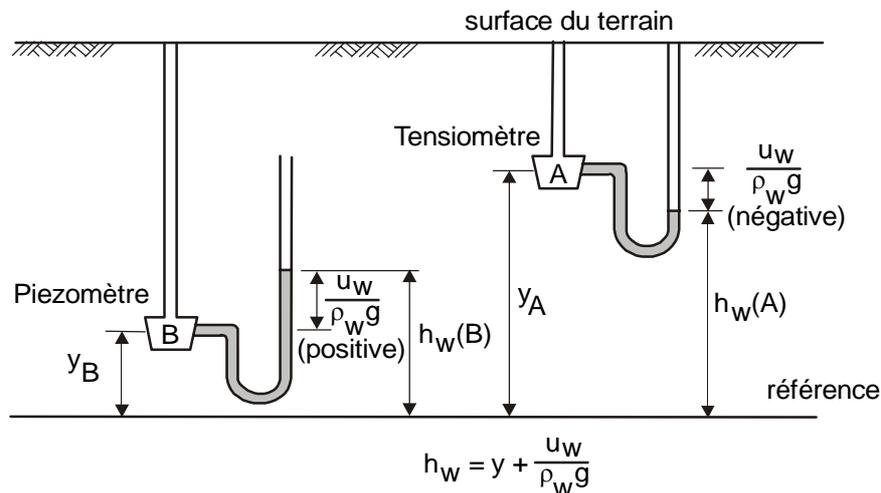


Figure 4-2 : Concept de charge hydraulique totale pour des sols saturés et non saturés

Au point A, la charge hydraulique totale est plus grande qu'au point B ($h_{w-A} > h_{w-B}$) : l'eau va s'écouler du point A vers le point B à cause du gradient de charge hydraulique entre ces deux points (en négligeant la distance horizontale).

Dans le cas où la concentration en sels de l'eau interstitielle est variable, il peut exister également une charge de nature osmotique (cf. chapitre III §2.2.2.1).

La loi de Darcy est aussi valable pour décrire l'écoulement dans un sol non saturé. Cependant, le coefficient de perméabilité est fortement dépendant de la saturation et cette dernière varie considérablement lorsque la succion varie. Par conséquent, le coefficient de perméabilité varie en fonction de la succion.

C'est donc une loi de Darcy généralisée qui s'applique aux sols non saturés :

$$\underline{v}_w = -K_w(s) \underline{\nabla} h_w \quad (4.4)$$

avec le coefficient de perméabilité $K_w(s)$ variable en fonction de la succion s ou de la saturation S_{rw} .

2.1.3. EQUATION DE RICHARDS

En combinant l'équation de continuité et la loi de Darcy généralisée, on obtient l'équation de Richards gouvernant les écoulements dans les sols non saturés:

$$c(s) \frac{\partial h_w}{\partial t} = \nabla^T (K_w(s) \nabla h_w) \quad (4.5)$$

avec:

$$c(s) = \frac{\partial \theta_w}{\partial h_w} \quad \text{le coefficient d'emmagasinement}$$

$$\theta_w = n S_{rw} \quad \text{la teneur en eau volumique}$$

$$n \quad \text{la porosité}$$

$$S_{rw} \quad \text{le degré de saturation}$$

On remarque que le coefficient d'emmagasinement et le coefficient de perméabilité sont exprimés en fonction de la succion.

Les non-linéarités de la perméabilité à l'eau ont été abordées dans le chapitre II.

2.2. Implantation de la loi d'écoulement d'eau dans le code aux éléments finis LAGAMINE

Comme on l'a mentionné ci-dessus, l'écoulement d'eau dans un sol non saturé est beaucoup plus complexe que dans un sol saturé. La perméabilité et le coefficient d'emmagasinement sont des fonctions de la saturation ou de la succion. Au point de vue numérique, cette complexité demande un traitement spécial.

La méthode des éléments finis est la méthode numérique la plus employée en mécanique des solides. Les non-linéarités peuvent être prise en compte assez facilement. Le principe des travaux virtuels nous permet d'étudier un problème complexe en construisant les formulations discrétisées.

Les éléments finis développés sont de type isoparamétriques. La pression d'eau est l'inconnue principale dans notre formulation.

Considérons le schéma de discrétisation temporelle. L'intervalle de temps $[0,t]$ est découpé en n intervalles (on dit souvent n pas de temps). Pour chaque pas de temps Δt , on appelle A le début du pas et B la fin du pas. L'état B est inconnu. Chaque pas de temps Δt est délimité par t^A et t^B . Un schéma du trapèze généralisé a été utilisé et implanté dans le programme LAGAMINE. Il consiste à exprimer l'équilibre en un instant privilégié t (Charlier, 1987),

$$t \in [t^A, t^B]$$

en utilisant un paramètre temporel non dimensionnel θ :

$$\theta \in [0, 1]$$

$$t = (1 - \theta) t^A + \theta t^B \quad (4.6)$$

Ainsi, la vitesse d'écoulement en un instant t s'écrit :

$$\underline{v}_w = (1 - \theta) \underline{v}_w^A + \theta \underline{v}_w^B \quad (4.7)$$

Deux techniques sont utilisées pour le traitement de la loi d'emménagement : un schéma de trapèze généralisé et un schéma de moyenne sur le pas. Dans le cas où le problème est fortement non-linéaire, le schéma de moyenne sur le pas est particulièrement intéressant (Charlier, 1987).

Les formulations ci-dessus provoquent des oscillations numériques (Zienkiewicz, 1977; Hogge, 1984) lorsque $\theta < 0.5$ et lorsque les pas de temps sont trop grands. Mais elles sont inconditionnellement stables pour $\theta \geq 0.5$

L'implantation de la loi d'écoulement dans un code aux éléments finis est détaillée à l'annexe I.

3. COMPORTEMENT MECANIQUE DES SOLS NON SATURÉS (ETAT DE LA QUESTION)

Les aspects fondamentaux du comportement mécanique des sols non saturés ont été synthétisés au chapitre II. Le développement de lois constitutives a pour objectif de modéliser fidèlement les phénomènes observés.

Nous utiliserons la convention de signe de la Mécanique des Sols : les contraintes normales sont positives en compression et les déformations correspondantes sont positives en contraction.

3.1. Variables d'état de contrainte

Le choix des variables d'état pour la description de la relation déformation - contrainte d'un sol non saturé est encore un problème ouvert. Dans un contexte de mécanique des milieux continus et de thermodynamique, les variables d'état doivent être indépendantes des propriétés physiques des matériaux étudiés.

3.1.1. CONCEPT DE CONTRAINTE EFFECTIVE DANS LES SOLS NON SATURÉS

Nous étudions un matériau multiphasique composé de la matrice de sol, d'eau et, éventuellement, d'air.

Le concept de *contrainte effective* a pour objectif de séparer la modélisation des phénomènes mécaniques (déformation et/ou écoulement) apparaissant dans les différentes phases.

Ainsi, pour les sols saturés, le postulat de Terzaghi s'écrit :

$$\sigma'_{ij} = \sigma_{ij} - u_w \delta_{ij} \quad (4.8a)$$

avec

σ'_{ij} le tenseur de contrainte effective,

σ_{ij} le tenseur de contrainte totale,

u_w la pression d'eau,

δ_{ij} le tenseur de Kronecker

Ce postulat permet d'écrire d'une part une équation relative à la matrice de sol, que nous pouvons synthétiser sous la forme :

$$\sigma'_{ij} = fct(\varepsilon_{ij}) \quad (4.8b)$$

et d'autre part une équation d'écoulement du fluide, permettant la détermination des pressions u_w (cette équation a été décrite au §2).

La validité du postulat de Terzaghi est bien acceptée et a été vérifiée expérimentalement (Fredlund et al., 1993). L'effet de la pression interstitielle sur le comportement mécanique des sols saturés est bien modélisé grâce à ce principe de

contrainte effective. La rhéologie et les lois constitutives des deux phases sont différentes. Il est donc nécessaire de calculer séparément l'évolution des contraintes dans le fluide et dans le squelette, puis leur résultante (les contraintes totales) qui servent à exprimer l'équilibre. La décomposition de la contrainte totale en contrainte effective dans le squelette et pression dans le fluide permet donc d'étudier séparément les deux phénomènes, et c'est le postulat de Terzaghi qui permet leur couplage (Charlier, 1987).

De nombreux chercheurs ont tenté d'étendre ce concept aux sols non saturés en introduisant explicitement la succion dans une expression de contrainte effective. L'expression citée le plus souvent est celle de Bishop. D'autres modèles ont été également proposés.

3.1.1.1. Contrainte effective de Bishop

Bishop a introduit l'effet de la succion par un paramètre χ (compris entre 0 et 1) pour définir la contrainte effective (Bishop etc., 1963):

$$\sigma'_{ij} = \sigma_{ij} - u_a \delta_{ij} + \chi(u_a - u_w) \delta_{ij} \quad (4.8c)$$

où χ est fonction du degré de saturation: $\chi = 0$ pour le sol sec, $\chi = 1$ pour le sol saturé et u_a est la pression d'air.

Cette expression a l'avantage de la simplicité. Elle peut être implantée facilement dans un code aux éléments finis. Pour les problèmes dans lesquels les contraintes de cisaillement sont dominantes, le postulat de Bishop modélise qualitativement bien les phénomènes (Schrefler et al., 1990; Charlier et al., 1997).

Mais la validité de cette contrainte effective pour décrire certains comportements mécaniques spécifiques des sols non saturés a été mise en question par de nombreux chercheurs (Jennings et Burland, 1962; Gens, 1995; Wheeler et Karube, 1995). Ils ont mis en évidence les difficultés suivantes.

- En général, les aspects volumiques ne peuvent pas être modélisés correctement par ce postulat. Il est notamment incapable de décrire le phénomène d'effondrement, typique des sols non saturés lors du remouillage sous charge importante. D'après le principe de la contrainte effective, une augmentation de la contrainte effective entraîne une diminution de l'indice des vides. Selon l'équation (4.8c), un chemin de mouillage implique une diminution de contrainte effective. Or, lors de l'effondrement, la contrainte effective et l'indice des vides diminuent tous deux.
- Des recherches expérimentales (Bishop etc., 1963; Jennings et Burland, 1962; Gens, 1995) montrent que le paramètre χ est en réalité une fonction fort complexe et dépend probablement de beaucoup de facteurs: saturation, type de sol, microstructure du sol,

chemin de contrainte appliqué au sol, etc. (figure 4-3). On observe aussi que la relation $(\chi - S_{rw})$ varie en fonction de l'indice des vides pour un sol donné (Delage, 1987).

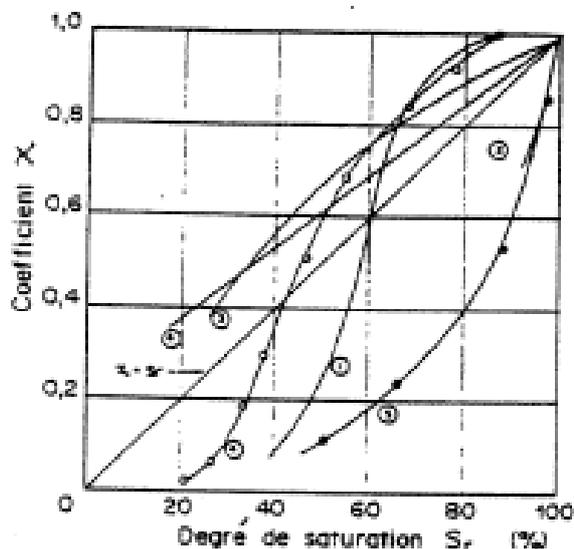


Figure 4-3 : Coefficient χ en fonction du degré de saturation pour divers types de sol (d'après Jennings et Burland, 1962)

Matyas et Radhakrishna (1968) montrent que, pour un sol donné, au même degré de saturation, la valeur de χ pour décrire le comportement volumique n'est pas égale à celle qui décrit la résistance au cisaillement. Une mise en évidence particulièrement explicite des limitations de l'usage de χ a été proposée par ces deux mêmes auteurs. Deux essais en compression isotrope à succion contrôlée sont présentés à la figure 4-4. Un essai suit un chemin continu sous une succion de 48 kPa. L'autre essai a été réalisé en trois étapes : la compression a été d'abord effectuée sous une succion de 103 kPa jusqu'à une contrainte nette de 427 kPa (point A), où la succion passe alors à 69 kPa (point B), puis à 48 kPa ; ensuite la compression est poursuivie sous cette succion. Entre les points A et B, le changement de succion se fait à volume constant et une diminution de pression nette a été enregistrée : de 427 kPa à 359 kPa. En fait, ceci correspond à un comportement d'effondrement.

D'après le principe de contrainte effective, la variation volumique (égale à la variation de l'indice des vides de) est due exclusivement à la variation de la contrainte effective moyenne dp' . En condition isotrope, on peut écrire cette relation comme suite :

$$de = C dp' \quad (4.9)$$

C représente un module constitutif du sol.

Le postulat de Bishop peut s'écrire sous forme incrémentale:

$$\Delta p' = \Delta(p - u_a) + \chi \Delta(u_a - u_w) \quad (4.10)$$

A volume constant, on a : $de = 0$, d'où:

$$\chi = -\frac{\Delta(p - u_a)}{\Delta(u_a - u_w)} = -\frac{427 - 359}{103 - 69} = -2 \quad (4.11)$$

Ce qui n'est pas conforme à la définition : χ doit être compris entre 0 et 1. Ce fait confirme que le coefficient χ dépend du chemin suivi et que le postulat de Bishop ne peut pas expliquer le comportement d'effondrement.

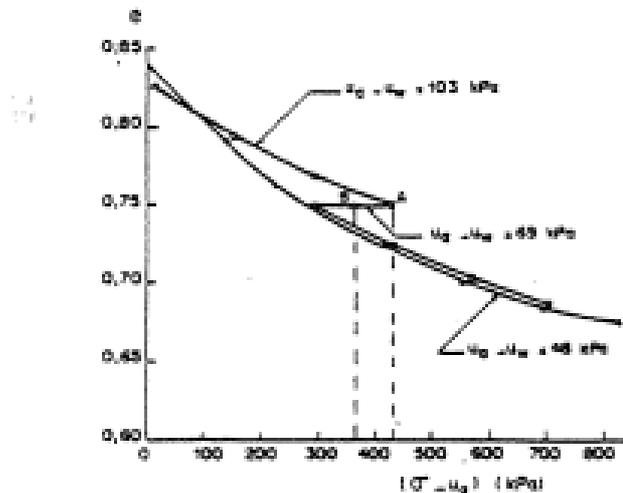


Figure 4-4 : Exemple de calcul de χ (d'après Matyas et Radhakrishna, 1968)

Par conséquent, la contrainte effective ainsi définie ne peut pas être considérée comme une variable d'état, puisqu'elle dépend des propriétés physiques des sols. De plus, la détermination expérimentale de χ est extrêmement complexe. Toutes les méthodes utilisées pour le calcul de χ sont basées sur l'hypothèse que la contrainte effective ainsi définie est valable pour le sol non saturé. Cette hypothèse tacite n'est pas judicieuse en vue de tester la validité de cette contrainte effective (Jennings et Burland, 1962).

- La raison la plus fondamentale est que la succion et la contrainte externe sollicitent la structure du sol de façon qualitativement différente. Par conséquent, ces deux variables ne peuvent pas être combinées dans une seule expression de contrainte effective (Jennings et Burland, 1962; Gens, 1995; Wheeler et Karube, 1995).

3.1.1.2. Autres expressions de la contrainte effective

D'autres expressions de contrainte effective ont été proposées pour décrire le comportement des sols non saturés. Citons quelques exemples.

- Expression de Aitchison et Jennings (Fredlund et Rahardjo, 1993) :

$$\sigma'_{ij} = \sigma_{ij} + \eta p'' \delta_{ij} \quad (4.12)$$

où η est un paramètre équivalent à χ . Il doit être déterminé expérimentalement. p'' représente la pression négative de l'eau.

- Expression de Richards :

$$\sigma'_{ij} = \sigma_{ij} - u_a \delta_{ij} + \chi_m (s + u_a) \delta_{ij} + \chi_s (\pi + u_a) \delta_{ij} \quad (4.13)$$

où χ_m et χ_s sont des paramètres à déterminer expérimentalement. Rappelons que s est la succion matricielle et π la succion osmotique.

- Expression de Khalili et al.. (1995) :

$$\sigma'_{ij} = \sigma_{ij} - \alpha_1 u_w \delta_{ij} - \alpha_2 u_a \delta_{ij} \quad (4.14)$$

où α_1 et α_2 sont des paramètres "effectifs" liés aux compressibilités du sol soumis respectivement à des chargements mécanique et de succion. L'avantage de cette expression est que les paramètres "effectifs" ont une signification physique claire. Leur détermination est relativement simple.

On note que, dans ces expressions de contrainte effective, des paramètres (η , χ_m et χ_s , α_1 et α_2) sont introduits. Ces paramètres sont généralement difficiles à déterminer et dépendent presque sans exception du chemin suivi. Donc, leurs applications sont limitées pour les mêmes raisons que pour l'expression de Bishop. Le problème essentiel réside dans l'incapacité de ces relations à rendre compte de façon satisfaisante du comportement volumique des sols lors d'un chemin de mouillage sous charge importante (effondrement).

3.1.1.3. Existe-il un domaine de validité du concept de contrainte effective pour les sols non saturés ?

Le concept de contrainte effective rend toutefois compte des phénomènes observés dans un domaine de degré de saturation compris entre 0.90 et 1.0, pour lequel l'air est occlus sous forme de bulles discontinues et distribuées dans l'eau, sans contact avec les grains de sol (il s'agit de teneurs en eau approximativement supérieures à la limite de retrait). Dans ces conditions, le concept de contrainte effective est utilisé par de nombreux chercheurs.

Chang et Duncan (1983) ont élargi le concept de contrainte effective de Terzaghi au problème de la consolidation des sols non saturés. Le concept de "fluide interstitiel homogénéisé" proposé par ces auteurs offre une alternative simple aux expressions de contrainte effective. Ils considèrent que le mélange du gaz et de l'eau dans les sols peut

être considéré comme un fluide homogénéisé qui remplit complètement les pores. La présence de l'air rend ce fluide homogénéisé plus compressible. Ainsi, ils ont proposé l'expression de contrainte effective suivante :

$$\sigma'_{ij} = \sigma_{ij} - u_f \delta_{ij} \quad (4.15)$$

où u_f est la pression moyenne dans le fluide homogénéisé.

Selon Sparks et Barden cités par Chang et Duncan (1983), dans le cas où la saturation est fort élevée (entre 0.9 et 1 pour plupart des sols, parfois seulement 0.85 pour certaines argiles compactées), lorsque l'air est en état occlus sous forme de bulles distribuées dans l'eau, la pression d'air et la pression d'eau sont presque égales. La différence due à la tension superficielle devient négligeable lorsque la pression du fluide augmente. Dans ce cas, l'hypothèse $u_f = u_w$ n'introduit que peu d'erreur. L'expression de contrainte effective ci-dessus est proche de celle de Terzaghi.

Des essais de drainage - humidification à contrainte nulle à l'aide de la méthode de la surpression d'air (figure 4-5) et des essais mécaniques de compression - décompression oedométrique et isotrope ont été réalisés par l'équipe de Biarez et Fleureau. La comparaison entre ces deux séries d'essais montre l'existence de deux domaines (Biarez et al., 1987; Fleureau et Indarto, 1993; Fleureau, Kheirbek-Saoud, Soemitro et Taibi, 1993).

- Le premier est celui dans lequel la pression d'eau négative a l'effet d'une contrainte mécanique effective isotrope. Dans ce domaine, il existe une équivalence entre la contrainte mécanique appliquée et la pression d'eau négative (figure 4-6). Le sol se déforme sous l'effet de la variation de la pression d'eau, l'indice des vides varie quasi linéairement avec la teneur en eau tandis que la saturation reste constante et égale à 1 (figure 4-5 : A→B). Ce domaine est associé aux sols *quasi saturés*. On note qu'un sol peut présenter une pression interstitielle négative importante tout en restant quasi saturé.
- Un autre domaine est associé aux sols *partiellement saturés*. Dans ce domaine, le sol ne se déforme presque plus (figure 4-5 : B→D), la pression négative de l'eau n'a qu'une action hydrique. La teneur en eau varie avec le degré de saturation.

La limite de ces deux domaines correspond à la pression d'entrée d'air (ou à la pression de désaturation). Elle dépend de la nature et de la structure du sol.

Ainsi, Biarez et Fleureau concluent que, dans le domaine quasi saturé, la logique des sols saturés et la notion classique de contrainte effective de Terzaghi restent valables tant que l'eau est en phase continue, c'est à dire, en première approximation, pour des teneurs en eau supérieures à la limite de retrait.

Il reste à considérer le phénomène d'effondrement, c'est à dire l'influence de la charge externe sous un chemin de mouillage, même si le sol est en état quasi - saturé.

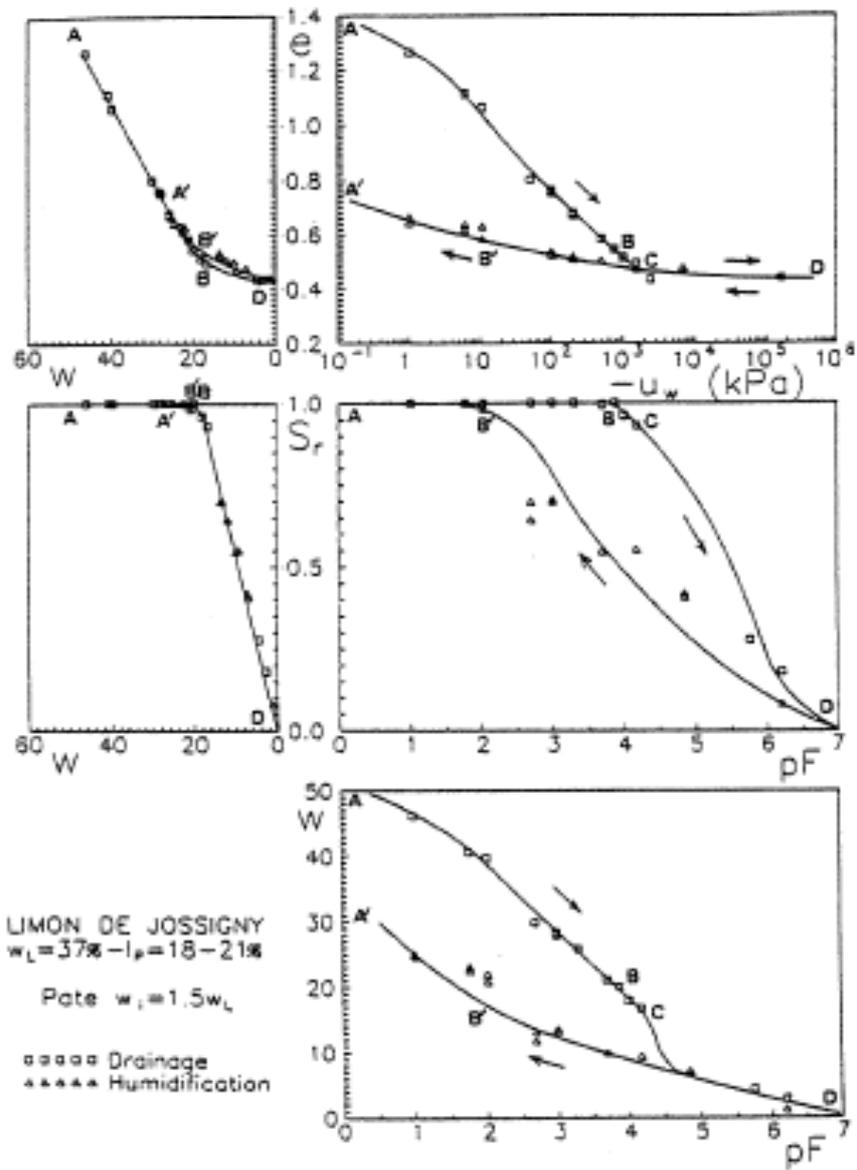


Figure 4-5 : Essai de drainage - humidification sur le limon de Jossigny initialement saturé ($w_i = 1.5 w_L$) (Fleureau et Indarto, 1993)

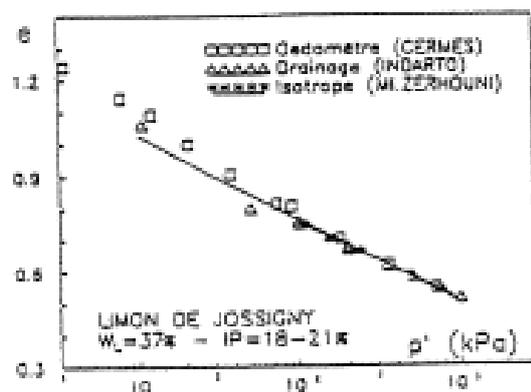


Figure 4-6 : Comparaison du chemin de drainage et des chemins de compression isotrope et oedométrique (normalement consolidés) dans le domaine quasi saturé (Fleureau et Indarto, 1993)

En conclusion, le postulat de Terzaghi est applicable dans le cas où l'air se présente sous forme de bulles d'air, à condition que la compressibilité du fluide soit prise en compte correctement (ce point sera discuté en détail au chapitre V).

3.1.2. CONCEPT DE SURFACE D'ÉTAT

Une autre approche de la modélisation du comportement des sols non saturés est basée sur le concept de surface d'état.

La surface d'état est le lieu des points représentant tous les états possibles du matériau dans l'espace (contraintes – déformations - succion). Toutefois, elle ne peut être définie que si l'on se limite à des chemins de chargement monotone : la différence de comportement entre le chargement et le déchargement, caractéristique des matériaux élasto-plastiques, ou encore entre les chemins de séchage et de mouillage, caractéristique des sols non saturés, ne peut être prise en compte par ce concept de surface d'état.

La figure 4-7 présente une surface d'état dans un espace $e - (\sigma - u_a) - (u_a - u_w)$ obtenue par Matyas et Radhakrishna (1968). e est l'indice des vides et σ est la contrainte normale totale. Cette surface permet de décrire la variation de volume d'un sol non saturé en fonction des contraintes et de la succion de façon simple et indépendante.

L'allure de cette surface montre, en comparant les différents chemins, de nombreux aspects intéressants du sol.

- La comparaison entre les chemins 1 et 2 montre clairement que la compressibilité du sol diminue quand la succion augmente : la pente $de / d(\sigma - u_a)$ du chemin 2 (en état non saturé) est moins forte que celle de chemin 1 (en état saturé).
- La comparaison entre les chemins 3 et 4 montre les comportements gonflement – effondrement : le chemin 3 correspond à un chemin de mouillage sous une charge

constante et importante, l'indice des vides diminue au cours de mouillage, c'est l'effondrement. Par contre, le chemin 4 représente un gonflement lors d'un chemin de mouillage sous une charge nulle.

- Le chemin 5 représente, en fait, un chemin de mouillage à déformations volumiques empêchées. Donc, il permet de déterminer la pression de gonflement du sol.

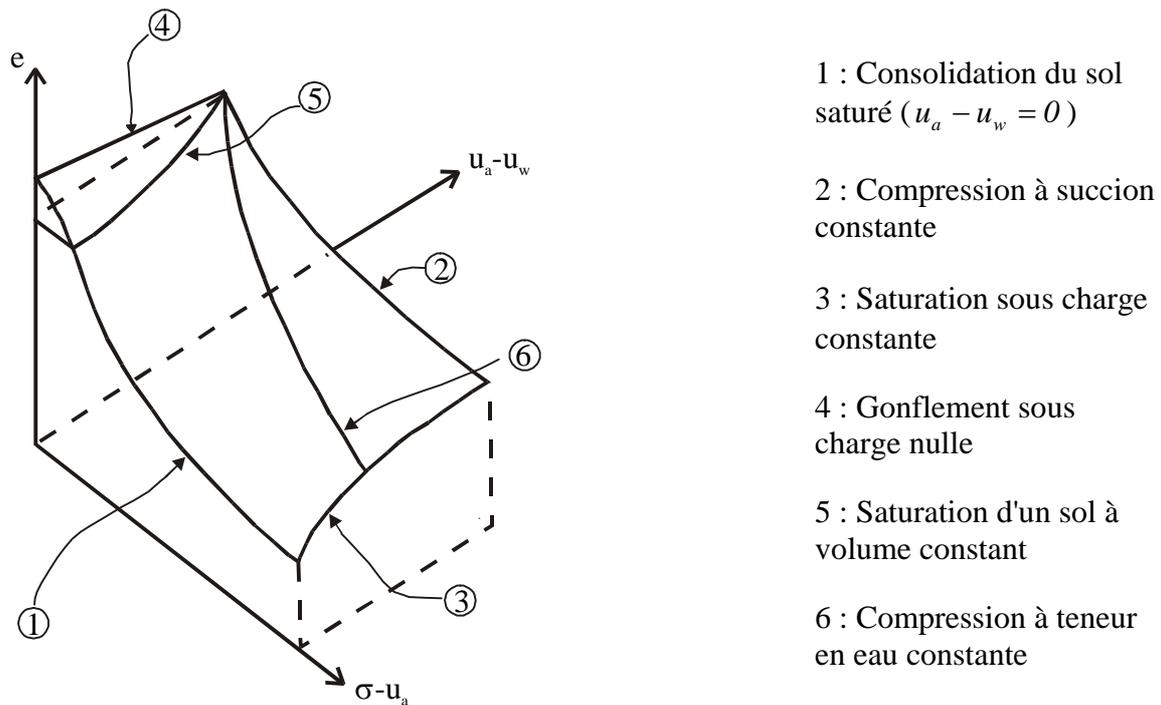


Figure 4-7 : Surface d'état (Matyas et Radhakrishna, 1968)

3.1.3. VARIABLES D'ÉTAT INDÉPENDANTES

On a montré qu'il est difficile de trouver une formulation simple et unique d'une contrainte effective (ou contrainte inter-granulaire). On en conclut qu'il est difficile de modéliser le comportement mécanique d'un sol non saturé, notamment la variation de volume, avec une seule variable de contrainte (la contrainte effective) et de combiner la contrainte totale et la succion dans une seule équation. Par contre, la notion de surface d'état fournit un outil pour décrire les variations de volume d'un sol non saturé en fonction des contraintes et de la succion de façon simple et indépendante. Ce raisonnement a conduit de nombreux chercheurs à adopter des approches en variables d'état indépendantes : on considère l'état de contrainte totale et l'état de la succion comme des variables d'état indépendantes, toutes deux nécessaires à la formulation d'une loi constitutive.

Fredlund et Morgenstern (1993) ont démontré que, parmi les trois variables d'état de contrainte suivantes: $\sigma_{ij} - u_a \delta_{ij}$, $\sigma_{ij} - u_w \delta_{ij}$ et $(u_a - u_w) \delta_{ij}$, n'importe quelle paire de variables peut être utilisée pour décrire le comportement mécanique des sols non saturés.

Ceci nous permet de modéliser le comportement des sols dans un contexte plus complet. La validité de ces "variables d'état indépendantes" est justifiée théoriquement et expérimentalement par les mêmes auteurs. La justification théorique est basée sur la mécanique des milieux multiphasiques (équations d'équilibre de chaque phase et de l'ensemble). La justification expérimentale se base essentiellement sur des "essais de type nul" ("*null tests*") : les composantes des variables d'état de contrainte sont modifiées de façon identique afin de maintenir constantes les valeurs de ces variables de contrainte. Dans ces conditions, la variation volumique devrait être nulle si les variables choisies sont valables (Fredlund et Morgenstern, 1993).

Les variables que l'on emploie le plus couramment sont :

1. le tenseur de contrainte nette : $\sigma_{ij}^* = \sigma_{ij} - u_a \delta_{ij}$ (4.16)

2. la succion : $s = u_a - u_w$ (4.17)

Certains auteurs (Schrefler, Fleureau, etc.) utilisent les variables indépendantes suivantes:

1. le tenseur de contrainte effective: σ'_{ij} (Bishop ou Terzaghi)
2. la succion : s

L'approche en variables indépendantes est adoptée par de nombreux chercheurs (Alonso et Gens, Delage, Wheeler, Schrefler, etc.). Différentes lois constitutives ont été développées ces dernières années dans le cadre de cette approche en vue de décrire le comportement mécanique des sols non saturés, en particulier les effets de la succion (gonflement, effondrement,...).

3.2. Modèles élastiques

3.2.1. MODELES ELASTIQUES EN VARIABLES D'ETAT INDEPENDANTES

En ce qui concerne le comportement volumique, plusieurs modèles élastiques non linéaires sont développés sur base de la notion de surface d'état. En général, une description complète de la déformation volumique nécessite deux relations, l'une décrivant les déformations mécaniques de la structure du sol, l'autre celles dues aux phases liquide et gazeuse.

Fredlund et al. (1993) sont probablement les premiers chercheurs qui ont exprimé explicitement l'équation de la surface d'état par les expressions suivantes :

$$e = e_0 + C_t \log(p - u_a) + C_m \log(u_a - u_w) = e_0 + C_t \log(p^*) + C_m \log(s) \quad (4.18)$$

$$w = w_0 + D_t \log(p - u_a) + D_m \log(u_a - u_w) = w_0 + D_t \log(p^*) + D_m \log(s) \quad (4.19)$$

où w est la teneur en eau massique, e_0 et w_0 désignent respectivement l'indice des vides initial et la teneur en eau initiale, p^* est la contrainte nette moyenne et C_t, C_m, D_t, D_m sont des paramètres.

La surface ainsi définie dans l'espace $(e - p^* - s)$ est une surface plane qui ne prend pas en compte les aspects de gonflement - effondrement. Pour en tenir compte, les coefficients C_t et C_m devraient dépendre de l'état de contrainte.

Lloret et Alonso (cités dans Lloret et Ledesma, 1993) ont suggéré l'expression suivante qui tient compte de ces aspects de gonflement et d'effondrement (la surface est donc gauche):

$$e = d_m + a_m \ln(p^*) + b_s \ln(s + p_{at}) + c_s \ln(p^*) \ln(s + p_{at}) \quad (4.20)$$

$$S_{rw} = 1 - (a' + d'p^*) \tanh(b's) \quad (4.21)$$

$d_m, a_m, b_s, c_s, a', b', d'$ sont des paramètres.

Une loi élastique plus générale est proposé par Lloret et Alonso (cités dans Lloret et Ledesma, 1993):

$$d\varepsilon_{ij} = C_{ijkl}^{-1} d\sigma_{kl}^* + h_s ds \delta_{ij} \quad (4.22)$$

\underline{C} est le tenseur constitutif du sol et h_s est un paramètre.

Le matériau étant isotrope, ceci peut être séparé en parties volumique et déviatorique. En particulier, en état axisymétrique, on a:

$$\begin{cases} d\varepsilon_v = \frac{dp^*}{K} + h_s ds \\ d\varepsilon_s = \frac{dq}{2G} \end{cases} \quad (4.23)$$

où ε_v est la déformation volumique ($\varepsilon_v = \varepsilon_1 + 2\varepsilon_3$), ε_s est la déformation déviatorique ($\varepsilon_s = \varepsilon_1 - \varepsilon_3$) et q est le déviateur de contrainte ($q = \sigma_1 - \sigma_3$).

Le module cubique d'élasticité K est obtenu à l'aide de l'expression de la surface d'état :

$$\frac{1}{K} = \frac{d\varepsilon_v}{dp^*} = \frac{1}{(1+e_0)} \frac{de}{dp^*} = \frac{a_m + c_s \ln(s + p_{at})}{(1+e_0)p^*} \quad (4.24)$$

De même, le module cubique h_s relatif à la variation de la succion vaut :

$$h_s = \frac{d\varepsilon_v}{ds} = \frac{1}{(1+e_0)} \frac{de}{ds} = \frac{b_s + c_s \ln p^*}{(1+e_0)(s + p_{at})} \quad (4.25)$$

Rappelons que, en petites déformations, on a :

$$de = d\varepsilon_v (1 + e_0) \quad (4.26)$$

Le module de cisaillement G est supposé fonction de la succion :

$$G = (G_0 + ms) \left[1 - \frac{R_f q}{\tau_f} \right]^2 \quad (4.27)$$

où τ_f est le déviateur de contrainte axisymétrique à la rupture calculé par (Fredlund et al. 1978) :

$$\tau_f = c' + \sigma^* \tan \phi' + s \tan \phi^b \quad (4.28)$$

où c' , ϕ' , et ϕ^b sont indiqués à la figure 4-8. G_0 , m et R_f sont des paramètres.

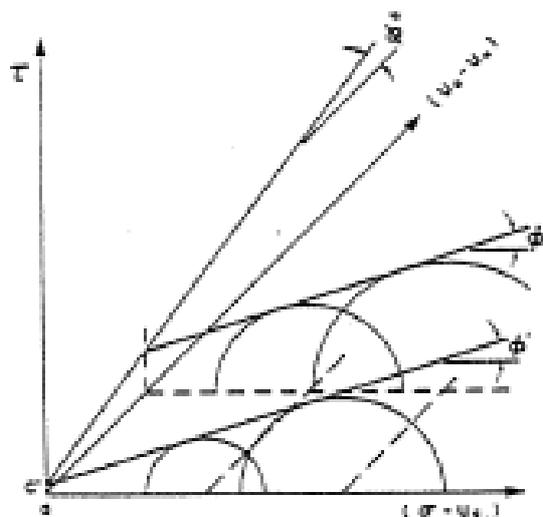


Figure 4-8 : Enveloppe de rupture plane pour un sol partiellement saturé (d'après GAN J.K.M. et al. 1988)

Grâce à l'expression (4.27), l'influence de la succion sur la résistance au cisaillement est prise en compte dans la loi.

L'équation (4.28) représente une enveloppe de rupture plane. Elle a l'avantage de la simplicité. Elle suppose que l'angle de frottement relatif à la variation de la succion ϕ^b est constant. Or, de nombreux résultats expérimentaux montrent que ϕ^b n'est pas constant. Son évolution en fonction de la succion est fort complexe. En outre, d'après l'expression (4.28), l'angle de frottement ϕ' est indépendant de la succion. Cette hypothèse s'éloigne également de la réalité.

En résumé, la résistance au cisaillement d'un sol est une fonction complexe de la succion et de la contrainte nette. Elle dépend essentiellement de la nature du sol. L'enveloppe de rupture dans l'espace $(\tau_f - \sigma^* - s)$ est souvent une surface courbe. Plusieurs expressions du critère de rupture ont été proposées. Vu leur complexité, il serait fastidieux de les citer toutes ici. Elles entrent dans une formulation plus générale (Gens, 1993):

$$\tau_f = f(\sigma^*, s) \quad (4.29)$$

De même, le mode de variation du module de cisaillement en fonction de la succion reste encore mal connu. On peut aussi l'exprimer sous la forme générale :

$$G = f(\sigma^*, s) \quad (4.30)$$

3.2.2. MODÈLE ÉLASTIQUE EN CONTRAINTES EFFECTIVES

Dans une loi décrite en variables indépendantes, la contrainte nette et la succion contribuent à la déformation de façon indépendante. Par contre, avec l'approche en contrainte effective, la déformation est due exclusivement à la variation de cette dernière.

Bolzon et Schrefler (1995) ont tenté d'exprimer une surface d'état en terme de contrainte effective. Celle-ci est définie par :

$$\sigma'_{ij} = \sigma_{ij} - (S_{ra} u_a + S_{rw} u_w) \delta_{ij} \quad (4.31)$$

où S_{ra} , S_{rw} représentent respectivement les saturations relatives de l'air et de l'eau.

La contrainte effective moyenne p' s'écrit alors :

$$p' = p - (S_{ra} u_a + S_{rw} u_w) \quad (4.32)$$

Sachant que S_{ra} et S_{rw} ne sont pas indépendantes :

$$S_{ra} + S_{rw} = 1 \quad (4.33)$$

On a :

$$p' = p - u_a + S_{rw} (u_a - u_w) = p^* + S_{rw} s \quad (4.34)$$

La saturation relative à l'eau S_{rw} est liée à la succion s . Bolzon et Schrefler (1995) adoptent une fonction proposée par Alonso et Gens (Figure 4-9a) :

$$S_{rw} = 1 - m \tanh(l s) \quad (4.35)$$

où m et l sont des paramètres.

D'autre part, selon l'idéalisation des résultats d'un essai oedométrique classique, on a :

$$dv = \kappa' \frac{dp'}{p'} \quad (4.36a)$$

où v le volume spécifique : $v = 1 + e = 1/(1 - n)$.

En petites déformations, la déformation volumique est donc donnée par :

$$d\varepsilon_v = \frac{dv}{v_0} = \frac{\kappa'}{v_0} \frac{dp'}{p'} = \kappa'_0 \frac{dp'}{p'} \quad (4.36b)$$

$$\kappa'_0 = \frac{\kappa'}{v_0}$$

où v_0 est le volume spécifique initial.

En intégrant l'équation (4.36b), on obtient la relation contrainte –déformation :

$$\varepsilon_v = \kappa'_0 \ln\left(\frac{p'}{p_0}\right) \quad (4.37)$$

où p_0 est la contrainte effective moyenne initiale.

D'autre part, la déformation est liée à la variation de porosité car les grains sont supposés incompressibles ; la formulation suivante est adoptée par les auteurs:

$$\varepsilon_v = \frac{dv}{v} = \frac{1/_{1-n_0} - 1/_{1-n}}{1/_{1-n}} = \frac{n_0 - n}{1 - n_0} \quad (4.38)$$

En introduisant (4.38) dans (4.37), on obtient l'équation de la surface d'état

$$\frac{n_0 - n}{1 - n_0} = \kappa'_0 \ln\left(\frac{p'}{p_0}\right) \quad (4.39)$$

Avec les équations (4.34) et (4.35), on obtient enfin :

$$n = n_0 - (1 - n_0) \kappa'_0 \ln\left\{ \frac{p^*}{p_0} + \frac{s}{p_0} [1 - m \tanh(l s)] \right\} \quad (4.40)$$

Cette équation exprime la variation de la porosité en fonction de la contrainte nette et de la succion. Il s'agit d'une surface d'état plane. Elle prédit le gonflement lors d'un chemin de mouillage.

Souvenons-nous néanmoins que le coefficient κ'_0 est obtenu dans le contexte de contrainte effective. Il en résulte que le phénomène d'effondrement ne peut pas être pris en compte. Les raisons en sont les suivantes : l'effondrement est observé au laboratoire lors d'un mouillage réalisé sous charge constante et sous pression d'air constante. Dans ce cas, la variation de contrainte effective est:

$$\Delta p' = \Delta(S_{rw} s) < 0 \quad (4.41)$$

Dans ces conditions, l'évolution de la contrainte moyenne effective p' en fonction de la succion est illustrée à la figure 4-9b. La figure 4-9a montre la courbe de rétention d'eau correspondante.

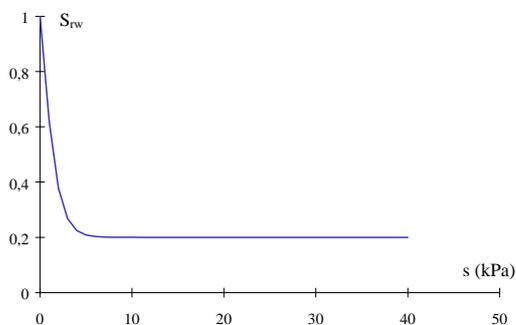


Figure 4-9a : Relation $S_{rw} - s$

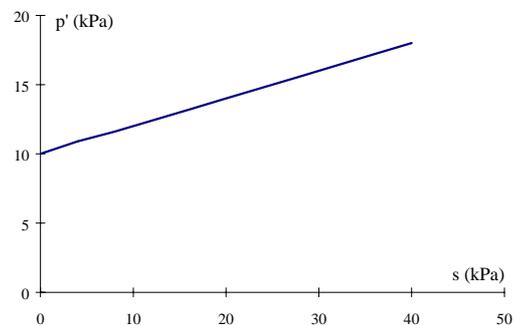


Figure 4-9b : Variation de p' en cours de mouillage

L'équation (4.36b) prédit donc dans ce cas un gonflement, ce qui est à l'opposé du résultat expérimental.

En fait, lors d'un mouillage, une augmentation de contrainte effective implique :

$$\Delta p' = \Delta p^* + \Delta(S_{rv}s) > 0 \Rightarrow \Delta p^* > -\Delta(S_{rv}s) \quad (4.42)$$

Ceci signifie qu'il faut augmenter la charge externe au fur et à mesure du mouillage. Ce n'est plus la condition d'essai d'effondrement.

Les auteurs ont tenté de modéliser l'effondrement en supposant que le coefficient de compressibilité κ' dépend de l'état de contrainte:

$$\kappa' = \frac{\kappa}{1 + (a_0 + a_1 e^{-p'})s} \quad (4.43)$$

Comme nous l'avons dit plus haut, cette démarche ne nous paraît guère fructueuse.

3.3. Modèles élasto-plastiques

Par rapport aux modèles élastiques, les modèles élasto-plastiques fournissent une représentation plus complète du comportement des sols non saturés.

3.3.1. LOIS D'ALONSO ET GENS

Parmi les lois élasto-plastiques proposées, il semble que les modèles d'Alonso et Gens soient les plus intéressants. Leur version originale (modèle *LC*) est conçue pour tenir compte du comportement au niveau de la macrostructure. La version améliorée (modèle *NL-LC*) prend également en compte le comportement microstructural.

3.3.1.1. Modèle *LC* : version originale

Le modèle décrit (Alonso, Gens & Josa, 1990) tient compte des aspects fondamentaux du comportement des sols légèrement gonflants non saturés (cfr synthèse du chapitre II).

Le modèle est formulé en variables indépendantes : contrainte nette et succion. Il postule un écrouissage couplé succion – contrainte. Il étend un modèle élasto-plastique décrit dans l'espace habituel des contraintes $(p^* - q)$ à un espace tridimensionnel : $(p^* - q - s)$.

3.3.1.1.1. REPONSES DU MODELE POUR DES ETATS ISOTROPES DE CONTRAINTE (PLAN P*-S)

Modélisation du chargement mécanique à succion constante

Considérons à la figure 4-10a un chargement mécanique à succion constante. Lors d'un cycle de déchargement – rechargement, la déformation élastique vaut:

$$dv = -\kappa \frac{dp^*}{p} \quad (4.44)$$

où κ est la pente élastique de la courbe de compressibilité dans l'état saturé. Elle pourrait varier en fonction de la succion mais ceci demande encore une confirmation expérimentale. Actuellement, le modèle suppose qu'elle ne varie pas avec la succion.

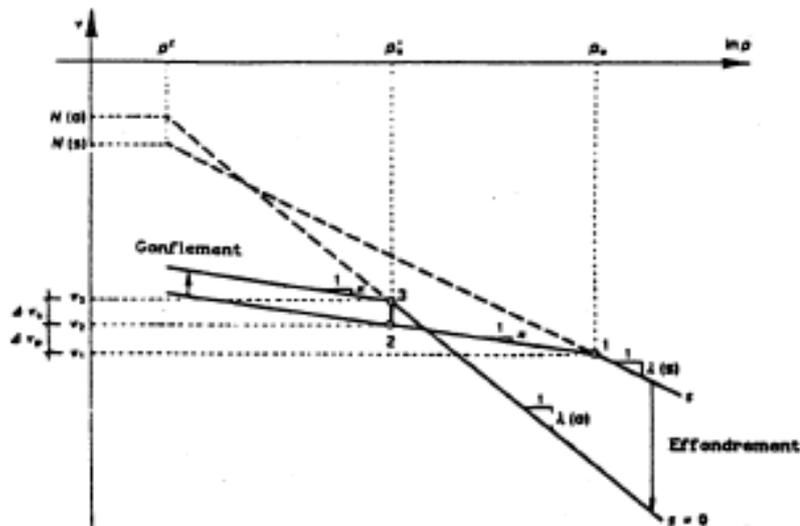


Figure 4-10a : Courbes de compressibilité pour deux échantillons à différentes succions

La déformation plastique lors d'un chargement sur sol vierge (normalement consolidé) se traduit par :

$$dv = -\lambda(s) \frac{dp^*}{p} \quad (4.45)$$

Le coefficient $\lambda(s)$ est la pente plastique de la courbe de compressibilité à une succion donnée. Il varie en fonction de la succion suivant la fonction suivante (figure 4.10b) :

$$\lambda(s) = \lambda(0) [(1-r)\exp(-\beta s) + r] \tag{4.46}$$

où $\lambda(0)$ est la pente plastique de la courbe de compressibilité à l'état saturé.

Cette relation asymptotique indique comment la rigidité du sol augmente avec la succion : la compressibilité du sol diminue lorsque la succion augmente, mais elle ne diminue pas de façon indéfinie, ce qui est observé dans la pratique. r est un paramètre égal au rapport $\lambda(s \rightarrow \infty) / \lambda(0)$ et β un paramètre qui contrôle le taux d'augmentation de la raideur du sol avec la succion.

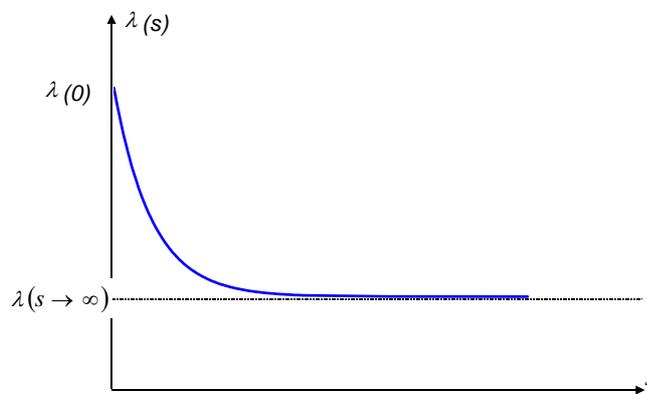


Figure 4-10b : Compressibilité du sol en fonction de la succion

Modélisation du comportement sous un chemin de séchage - mouillage à contrainte p^* constante

La figure 4-11 représente une courbe de compressibilité pour un chemin de séchage - mouillage sous charge constante.

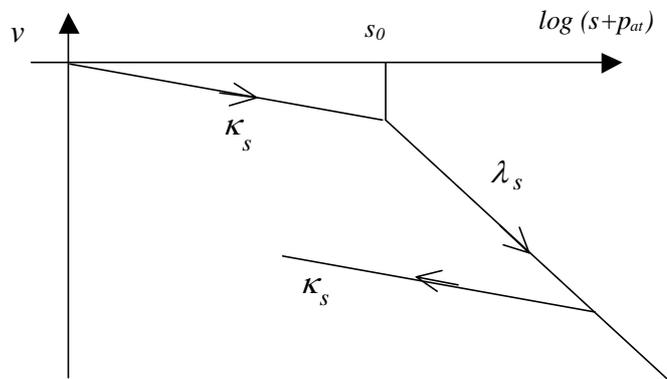


Figure 4-11 : Variation du volume spécifique avec la succion

Les déformations irréversibles se produisent lorsque la succion dépasse la valeur maximale rencontrée dans l'histoire du sol ($s > s_0$). Donc, la valeur s_0 joue le rôle de seuil de plasticité en succion, équivalent à une succion de "préconsolidation".

La déformation volumique induite par la variation de la succion peut être calculée par :

$$dv = -\kappa_s(p^*) \frac{ds}{s + p_{at}} \quad \text{si } s < s_0 \text{ ou lors d'un cycle remouillage - séchage} \quad (4.47)$$

$$dv = -\lambda_s(p^*) \frac{ds}{s + p_{at}} \quad \text{si } s \geq s_0 \quad (4.48)$$

λ_s et κ_s sont respectivement les pentes plastique et élastique de la courbe de compressibilité lors d'un drainage du sol sous une charge donnée. Ils peuvent dépendre de la pression de confinement p^* . Dans un premier temps, λ_s et κ_s sont supposés constants. p_{at} est la pression atmosphérique. Elle est introduite dans la formule pour éviter des problèmes numériques.

Surfaces de plasticité dans le plan ($p^* - s$)

SURFACE LC (Loading Collapse) :

Les réponses en déformation à un chargement isotrope de deux échantillons sont présentées à la figure 4-10a : l'un est saturé ($s = 0$) avec une pression de préconsolidation p_0^* ; l'autre est initialement non saturé ($s > 0$) et la pression de préconsolidation apparente vaut p_0 . On remarque que la pression de préconsolidation augmente avec la succion. La relation entre p_0^* et p_0 est donnée par :

$$p_0 = p_c \left(\frac{p_0^*}{p_c} \right)^{\frac{\lambda(s)-\kappa}{\lambda(0)-\kappa}} \quad (4.49)$$

où p_c est une pression de référence.

Cette équation décrit une surface de plasticité dans le plan ($p^* - s$), puisque la pression de préconsolidation est un seuil de plasticité. Ainsi, cette surface sépare la zone élastique de la zone plastique (figure 4-12).

Cette équation permet aussi de modéliser le phénomène d'effondrement lors du remouillage sous une charge élevée. C'est pourquoi cette surface est nommée "courbe LC" (Loading Collapse).

Remarque : l'équation (4.49) représente une droite verticale dans le plan $(p^* - s)$ lorsque $p_c = p_0^*$. Cela implique que la succion n'a pas d'effet sur la pression de préconsolidation. L'existence de cette droite n'a jamais été vérifiée expérimentalement. Enfin, il n'est pas possible de déterminer directement la valeur de p_c par voie expérimentale. Une analyse est toujours nécessaire car la courbe LC est fortement influencée par la valeur de p_c : d'une part, la valeur de p_c devrait être toujours inférieure à celle de p_0^* , d'autre part, un mauvais choix de p_c peut conduire à une courbe LC non convexe.

Surface SI (Suction Increase) :

L'examen de la réponse en déformation lors d'un cycle de séchage - mouillage d'un sol (figure 4-11, équations 4.47 et 4.48) indique que s_0 joue le rôle d'un seuil de plasticité en succion. Il dépend probablement de la contrainte de confinement. Dans un premier temps, le modèle considère qu'il est constant quelle que soit la contrainte de confinement, soit :

$$s = s_0 \quad (\forall p^*) \quad (4.50)$$

Cette surface de plasticité est donc une droite parallèle à l'axe p^* dans le plan $(p^* - s)$.

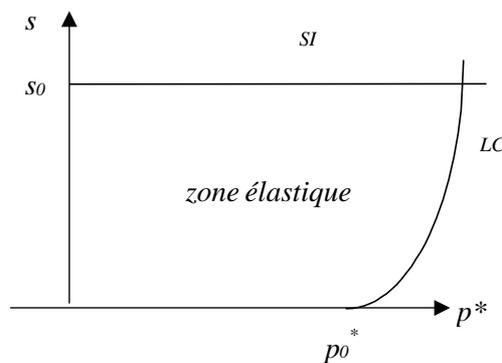


Figure 4-12 : Surfaces de plasticité dans le plan $(p^* - s)$

LC et SI représentent par conséquent les limites de la zone élastique dans le plan $(p^* - s)$ (figure 4-12). A l'intérieur de cette zone, le sol se comporte élastiquement : toute diminution de succion se traduit par un gonflement réversible et toute diminution de la contrainte de confinement se manifeste par une expansion réversible.

3.3.1.1.2. REPONSES DU MODELE POUR DES ETATS AXISYMETRIQUES DE CONTRAINTE

Dans un état axisymétrique de contrainte, des effets déviatoriques interviennent. La variable de contrainte q doit être incorporée dans le modèle. La déformation équivalente de cisaillement élastique est donnée par (4.23) :

$$d\varepsilon_s^e = \frac{dq}{2G} \quad (4.51)$$

avec

$$\varepsilon_s^e = \varepsilon_1^e - \varepsilon_3^e \quad \text{et} \quad q = \sigma_1 - \sigma_3 \quad (4.52)$$

Surface de plasticité dans un plan ($p^* - q$) à une succion donnée

Le modèle est en fait une extension du modèle Cam Clay modifié, initialement développé pour les sols saturés. La surface de plasticité, pour une succion donnée, est une ellipse (figure 4-13) :

$$q^2 - M^2(p^* + p_s)(p_0 - p^*) = 0 \quad (4.53)$$

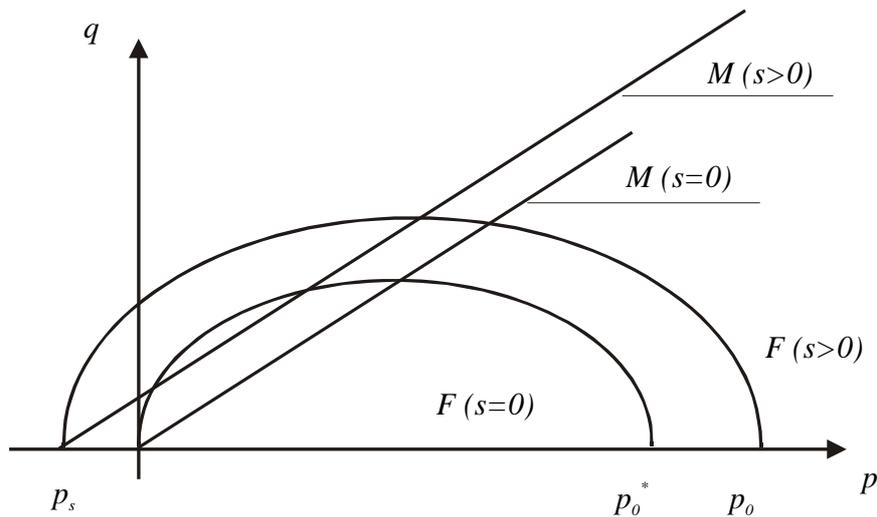


Figure 4-13 : Surface de plasticité dans le plan ($p^* - q$)

L'équation (4.53) repose sur plusieurs hypothèses.

- La pente M de la droite d'état critique (CSL) n'est pas affectée par la succion. Ceci implique que la variation de l'angle de frottement avec la succion est négligée car M est directement lié à l'angle de frottement interne en compression ϕ_C .
- La résistance en extension triaxiale p_s augmente linéairement avec la succion selon:

$$p_s = \zeta s \tag{4.54}$$

D'autre part, on sait que dans un plan $(p^* - q)$, la valeur de p_s est liée à la cohésion c et l'angle de frottement ϕ_C par:

$$p_s = c / \text{tg}\phi_C \tag{4.55}$$

Si l'angle de frottement ϕ_C est supposé constant, l'équation (4.54) traduit une augmentation linéaire de la cohésion avec la succion:

$$p_s = \zeta s = c / \text{tg}\phi_C \Rightarrow c = \zeta \text{tg}\phi_C s \tag{4.56}$$

La figure 4-14 montre les surfaces de plasticité dans l'espace tridimensionnel $(p^* - q - s)$.

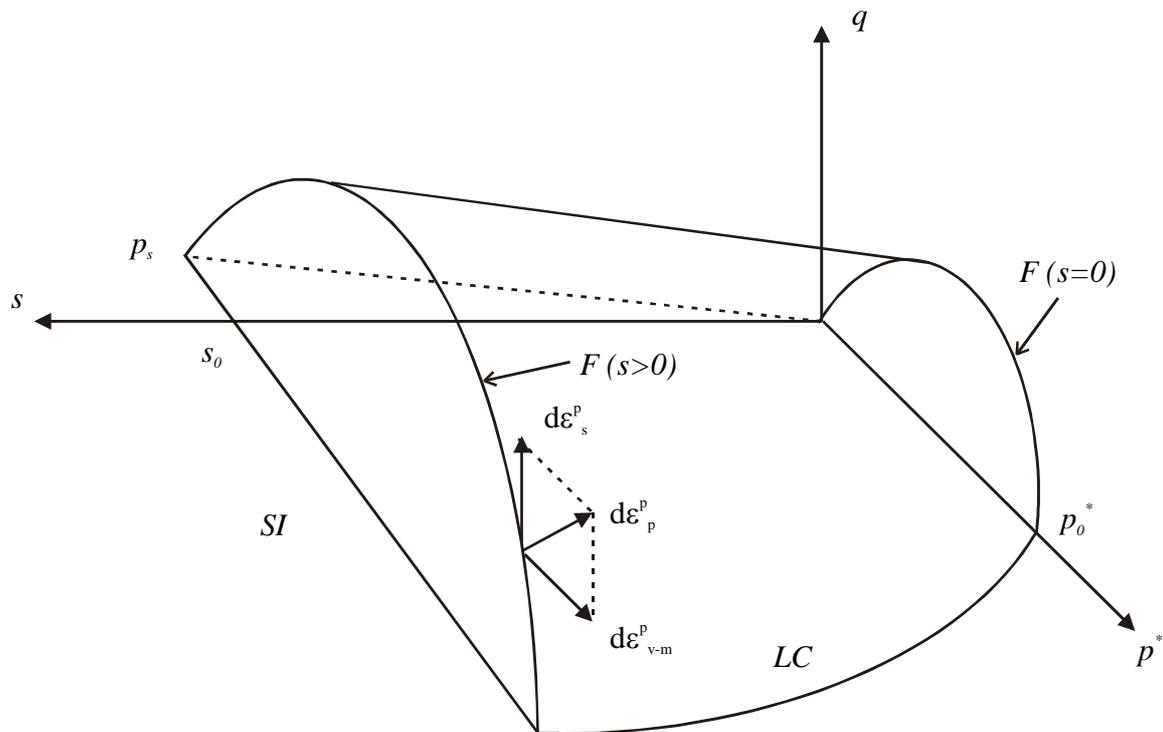


Figure 4-14 : Surfaces de plasticité dans un espace $(p^* - q - s)$

Règle d'écroûissage

Selon l'équation (4.49), la pression de préconsolidation en état saturé p_0^* joue le rôle de variable d'écroûissage. Les surfaces LC et F sont contrôlées par la seule variable d'état p_0^* . La surface SI est contrôlée par la valeur de s_0 . Ces deux variables évoluent selon les équations suivantes:

$$\frac{dp_0^*}{p_0^*} = \frac{\nu}{(\lambda(0) - \kappa)} d\varepsilon_{v-m}^p \quad (4.57)$$

$$\frac{ds_0}{s_0 + p_{at}} = \frac{\nu}{(\lambda_s - \kappa_s)} d\varepsilon_{v-s}^p \quad (4.58)$$

où ε_{v-m}^p et ε_{v-s}^p sont les déformations volumiques plastiques respectivement dues à la sollicitation mécanique et à la succion.

On peut toutefois introduire un couplage entre LC et SI en modifiant ces formules comme suit :

$$\frac{dp_0^*}{p_0^*} = \frac{\nu}{(\lambda(0) - \kappa)} d\varepsilon_v^p \quad (4.59)$$

$$\frac{ds_0}{s_0 + p_{at}} = \frac{\nu}{(\lambda_s - \kappa_s)} d\varepsilon_v^p \quad (4.60)$$

où ε_v^p est la déformation volumique plastique totale :

$$d\varepsilon_v^p = d\varepsilon_{v-m}^p + d\varepsilon_{v-s}^p \quad (4.61)$$

On remarque que les surfaces LC et SI s'écroûissent en fonction de la déformation volumique plastique totale. Ainsi, on introduit un couplage entre LC et SI .

Règle d'écoulement plastique

Gens et Potts (cités dans Alonso et Gens, 1990) observent que le modèle développé dans le cadre de l'état critique surestime souvent la valeur de K_0 (rapport σ_3/σ_1 dans un chemin oedométrique). Pour améliorer cet aspect, une loi non-associée est introduite dans le modèle en utilisant la formulation suivante :

$$\frac{d\varepsilon_s^p}{d\varepsilon_{v-m}^p} = \frac{2q\Gamma}{M^2(2p^* + p_s - p_0)} \quad (4.62)$$

où

$$\Gamma = \frac{M(M-9)(M-3)}{9(6-M)} \left\{ 1 / \left[1 - \kappa / \lambda(\theta) \right] \right\} \quad (4.63)$$

où $d\varepsilon_s^p$ représente la déformation déviatorique plastique. Les valeurs $d\varepsilon_s^p$ et $d\varepsilon_{v-m}^p$ ont été définies à la figure 4-14.

Le coefficient Γ est déterminé de telle sorte que le modèle puisse prédire une déformation latérale nulle lors d'un chemin oedométrique.

3.3.1.1.3. ETUDE DES REPONSES DU MODELE SOUS DIFFERENTES SOLLECITATIONS

Remouillage sous une faible charge : gonflement

Lorsqu'on remouille un sol non saturé soumis une contrainte $p^* < p_0^*$, le modèle prédit un gonflement élastique. Certaines expériences montrent que le gonflement n'est pas toujours réversible lors d'un cycle de remouillage - drainage. Ceci implique l'existence d'une autre surface de plasticité dans le plan $(p^* - s)$ qui borne la limite d'élasticité du phénomène de gonflement, alors que le modèle actuel prédit seulement le gonflement élastique. Le modèle *NL-LC* décrit au paragraphe 3.3.1.2 est essentiellement consacré à cet aspect.

Remouillage sous une charge élevée : effondrement

Par contre, si l'on remouille un sol non saturé soumis une contrainte $p^* > p_0^*$, le phénomène d'effondrement se manifeste. Ce comportement d'effondrement est modélisé grâce à la surface *LC* (figure 4-15).

Lorsque le chemin de contrainte atteint à la surface de plasticité *LC*, la diminution de succion sous cette contrainte p^* maintenue constante impose le déplacement de la surface *LC* (figure 4-15) à cause de la condition de cohérence. Ainsi, un écrouissage de *LC* et *F* se produit au cours du remouillage et entraîne une déformation irréversible : c'est l'effondrement.

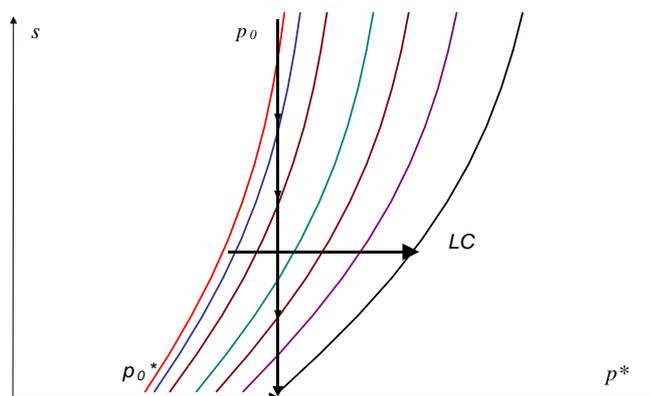


Figure 4-15 : Modélisation de l'effondrement grâce à la surface LC

Remarques importantes

Ce modèle décrit correctement la majorité des phénomènes observés sur les sols légèrement gonflants, tels que le faible gonflement, l'effondrement, l'augmentation de résistance au cisaillement avec la succion, les effets de couplage entre contraintes et succion, etc.

La plupart des paramètres du modèle, excepté p_c , peuvent être déterminés à l'aide d'essais à succion contrôlée. Ce point sera discuté au chapitre VI au cours du dépouillement de résultats expérimentaux.

L'érouissage en succion (courbe LC) semble être indispensable pour modéliser le phénomène d'effondrement. La succion doit donc être considérée comme une variable d'état indépendante.

Le modèle est incapable de modéliser le gonflement irréversible observé pour des sols fortement gonflants.

L'influence de la succion sur le comportement sous sollicitation de cisaillement se traduit uniquement par une variation de la cohésion. La pente de la droite d'état critique (angle de frottement à la rupture) est supposée indépendante de la succion.

Le modèle est décrit pour un matériau supposé isotrope.

Certains résultats d'essais montrent que le niveau d'effondrement n'augmente pas indéfiniment avec la charge externe. Il atteint une valeur maximum à une charge donnée, ensuite la déformation d'effondrement diminue lorsque la charge augmente. Le concept d'effondrement maximum n'a pas été introduit dans cette version du modèle. Une modification de l'équation LC a été proposée par Josa, Balmaceda, Gens et Alonso (1992) afin de modéliser ce phénomène.

3.3.1.2. Modèle *NL – LC* : matériaux à double structure

Une nouvelle version du modèle a été développée par l'équipe des professeurs Alonso et Gens en vue de modéliser le comportement des sols fortement gonflants (Gens et Alonso, 1992; Gens, 1993). La version la plus détaillée se trouve dans un rapport de recherche financée par la Communauté Européenne (Rapport EC, 1996).

3.3.1.2.1. BASES EXPERIMENTALES ET THEORIQUES DU MODELE

Cette nouvelle version du modèle met l'accent sur la déformation engendrée au niveau de la microstructure. Le développement du modèle s'appuie sur les aspects fondamentaux suivants des sols fortement gonflants.

1. Les phénomènes de gonflement ou d'effondrement apparaissent selon le chemin de sollicitation suivi.
2. Lors d'un chemin de mouillage, la déformation de gonflement dépend de la contrainte externe appliquée et de la succion initiale.
3. Une déformation de gonflement irréversible se développe pendant le premier mouillage. La déformation devient de plus en plus réversible au cours de cycles de séchage et mouillage subséquents. Les boucles dans le plan $(s - \varepsilon_v)$ se referment peu à peu. Les résultats obtenus par Chu et Mou (cités dans Gens, 1993) lors d'essais triaxiaux à succion contrôlée sur deux argiles mettent en évidence des déformations irréversibles lors du premier mouillage (figure 2-26 du chapitre II).
4. L'observation directe de la microstructure des argiles gonflantes révèle deux aspects caractéristiques (Gens, Alonso et Josa, 1993) (figure 4-16) :
 - sous un chemin de mouillage, le gonflement des agrégats (niveau microstructural: pores intra-agrégats, type D à la figure 4-16) peut entraîner une augmentation de taille des pores inter-agrégats (niveau macrostructural, type A par exemple).
 - dans un sol gonflant, les tailles des pores intra-agrégats sont souvent de l'ordre de 5 nm, ce qui correspond à une pression d'entrée d'air d'environ 300 bars (d'après la loi de Kelvin); en conséquence, pour la plupart des problèmes de génie civil, dans lesquels un sol gonflant est présent, on peut considérer que les pores intra - agrégats restent saturés; les interfaces air-eau n'interviennent que dans les pores inter-agrégats, soit au niveau macrostructural.
5. La déformation irréversible se développe au cours de séchage.

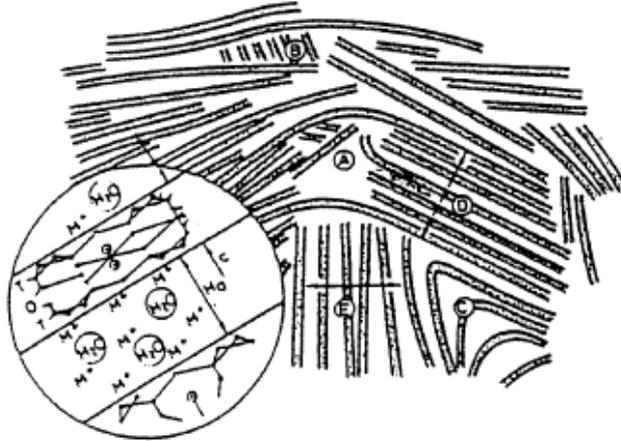


Figure 4-16 : Représentations schématiques de la microstructure de l'argile phyllosilicate

Le modèle *LC* ne peut pas représenter les phénomènes cités aux points 2, 3 et 4 ci-dessus. Pour y remédier, dans cette nouvelle version du modèle, deux niveaux de structure sont introduits :

1. niveau microstructural : le modèle tient compte des déformations au niveau des plaquettes ; ces déformations sont essentiellement contrôlées par les effets surfaciques des plaquettes et par les aspects physico-chimiques.
2. niveau macrostructural : le comportement dépend de l'état de contrainte et de la succion.

3.3.1.2.2. HYPOTHESES DU MODELE

Le modèle se base sur les hypothèses suivantes.

Comportement au niveau microstructural

- La déformation est supposée réversible. Pour l'instant, seule la déformation volumique a été envisagée.
- Le modèle de référence pour décrire le comportement (gonflement, contraction) au niveau microstructural est la théorie de *double couche* de Gouy-Chapman. D'après celle-ci, la force de répulsion entre deux plaquettes d'argile dans une solution aqueuse dépend de la concentration d'ions à mi-distance entre les deux plaquettes et est donnée par la succion osmotique équivalente à cet endroit. A l'équilibre, la contrainte nette appliquée aux deux plaquettes adjacentes p^* doit être équilibrée par la succion s , c'est à dire que $p^* + s = 0$. Lorsque la valeur de $(p^* + s)$ reste constante, il n'y a pas de déformation microstructurale. En conséquence, en première approximation, on peut considérer que le terme $(p^* + s)$ est une contrainte effective au niveau microstructural. En outre, puisque à ce niveau, le milieu est considéré en état saturé, la déformation est due à la variation de la valeur de cette contrainte effective.

- Il en résulte que la déformation élastique au niveau microstructural ε_{vm}^e peut être exprimée comme suit :

$$\varepsilon_{vm}^e = f(p^* + s, \text{autres facteurs})$$

Comportement au niveau macrostructural

L'effet de la succion entre en jeu au niveau macrostructural. La déformation est dominée par deux variables indépendantes :

- le tenseur de contrainte nette: $\sigma_{ij}^* = \sigma_{ij} - u_a \delta_{ij}$
- la succion: $s = u_a - u_w$

Couplage entre les comportements microstructural et macrostructural

- On suppose que le comportement au niveau microstructural est indépendant du comportement au niveau macrostructural. La réciproque n'est pas vraie.
- Lors d'un mouillage, la déformation au niveau macrostructural induite par le gonflement élastique microstructural est supposée irréversible. Le rapport entre les deux dépend de la contrainte de confinement, plus précisément dépend du rapport p^* / p_0 entre l'état de contrainte de confinement actuel p^* et la contrainte de préconsolidation p_0 . Ceci est justifié expérimentalement. La figure 4-17 montre les résultats d'une série d'essais oedométriques à succion contrôlée réalisés par Pousada sur le sol gonflant de Madrid (cité dans Gens 1993). Au cours des essais, des cycles de séchage et mouillage sont réalisés sous différentes charges verticales.
- Sur un chemin de séchage, une déformation irréversible peut se produire. Mais dans ce modèle, on suppose, comme sur un chemin de mouillage, qu'elle est associée à la compression microstructurale et à la charge externe.

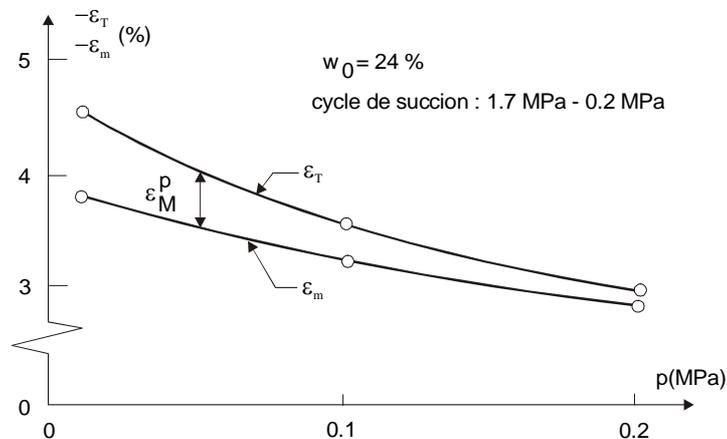


Figure 4-17 : Déformations totale (ε_T), réversible (ε_m) et irréversible (ε_M^p) pendant le premier mouillage d'une argile gonflante de Madrid (cité dans Gens 1993)

3.3.1.2.3. FORMULATION MATHÉMATIQUE DU MODÈLE

3.3.1.2.3.1. Variables d'état

Au niveau microstructural, le concept de contrainte effective a été adopté; la contrainte effective est définie par:

$$\sigma'_{ij} = \sigma_{ij} - u_a \delta_{ij} + (u_a - u_w) \delta_{ij} = \sigma_{ij} - u_a \delta_{ij} + s \delta_{ij} = \sigma_{ij}^* + s \delta_{ij} \quad (4.64)$$

La contrainte moyenne effective vaut alors:

$$p' = p^* + s \quad (4.65)$$

où p^* est la contrainte moyenne nette.

Au niveau macrostructural, on utilise deux variables indépendantes :

- le tenseur de contrainte nette: $\sigma_{ij}^* = \sigma_{ij} - u_a \delta_{ij}$
- la succion: $s = u_a - u_w$

3.3.1.2.3.2. Surfaces de plasticité

L'hypothèse que la déformation microstructurale dépend de la contrainte effective $p' = p^* + s$ implique que, dans un plan $(p^* - s)$, une ligne neutre (NL) est associée à la déformation microstructurale (figure 4-18).

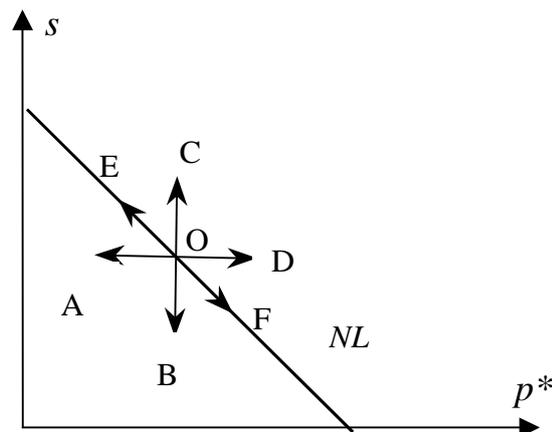


Figure 4-18 : Comportement microstructural : ligne de chargement neutre (Neutral Loading line)

Les trajectoires OE et OF correspondent à un chemin neutre le long duquel il n'y a pas de déformation microstructurale volumique car la contrainte effective $p' = p^* + s$ est constante. Les chemins OA et OB prédisent un gonflement, OC et OD correspondent à une contraction.

L'existence de la ligne neutre permet de définir deux surfaces de plasticité dans un plan $(p^* - s)$ (figure 4-19) : *SD* et *SI*.

La surface *SD* (Suction Decrease) est définie de façon à pouvoir décrire le gonflement plastique lors d'un chemin de mouillage. Son équation est :

$$p^* + s - s_h = 0 \quad (4.66)$$

La surface *SI* (Suction Increase) représente un seuil de plasticité pour la déformation de contraction au cours d'un chemin de séchage. Son équation est :

$$p^* + s - s_0 = 0 \quad (4.67)$$

s_h et s_0 sont deux paramètres nécessaires pour définir la position initiale de *SD* et *SI*.

Ces deux surfaces *SD* et *SI* sont indépendantes du déviateur de contrainte.

La surface de plasticité *LC* reste inchangée par rapport au modèle *LC* de référence. Elle permet de décrire le comportement macroscopique d'effondrement.

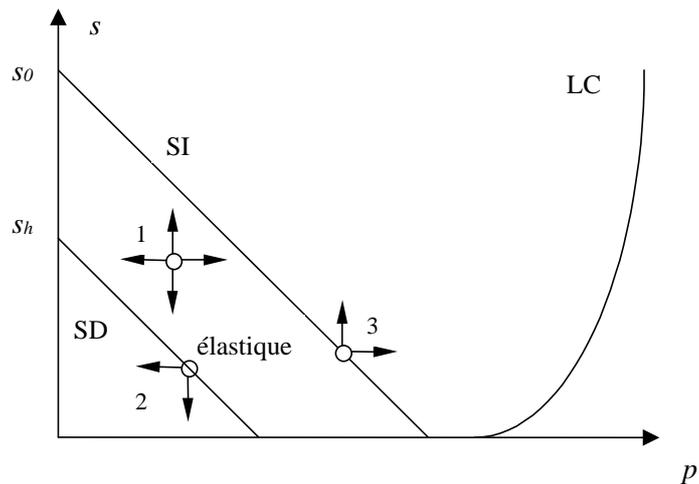
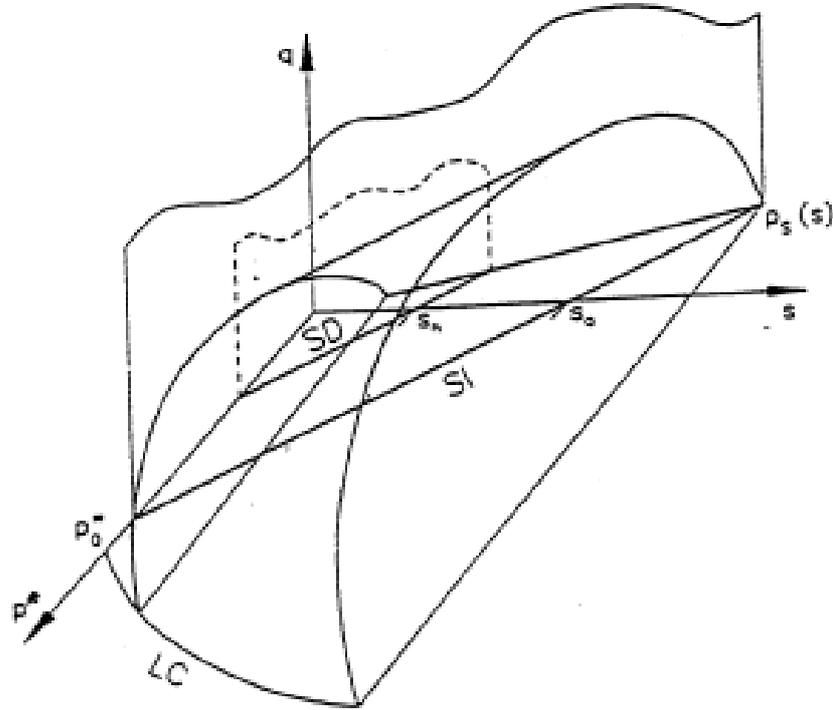


Figure 4-19 : Surfaces de plasticité dans le plan $(p^* - s)$

Dans un plan $(p^* - q)$, le modèle Cam Clay modifié à été conservé. Les surfaces de plasticité dans l'espace tridimensionnel $(p^* - q - s)$ sont schématisées à la figure 4-20.

Figure 4-20 : Surfaces de plasticité dans l'espace ($p^* - q - s$)

3.3.1.2.3.3. Réponses du modèle

Réponses élastiques

Dans la zone élastique (position 1 à la figure 4-19), une variation de p^* ou de s provoque les déformations volumiques élastiques suivantes :

- une déformation élastique au niveau macrostructural associée à la variation de contrainte nette :

$$d\varepsilon_{vMp}^e = -\frac{\kappa}{v} \frac{dp^*}{p^*} \quad (4.68)$$

- une déformation élastique au niveau macrostructural associée à la variation de la succion :

$$d\varepsilon_{vMs}^e = -\frac{\kappa_s}{v} \frac{ds}{s + p_{at}} \quad (4.69)$$

- une déformation élastique au niveau microstructural associée à la variation de contrainte effective :

$$d\varepsilon_{vm}^e = \beta_m e^{-\alpha_m(p^* + s)} d(p^* + s) \quad (4.70)$$

- Cette relation exponentielle est proposée sur base de résultats expérimentaux. α_m et β_m sont des paramètres.

Réponses plastiques

- Dès que l'état de contrainte touche la surface SD (point 2 sur la figure 4-19), une variation de p^* ou de s engendre un gonflement plastique macrostructural lié à la déformation microstructurale par :

$$d\varepsilon_{vMD}^p = d\varepsilon_{vm}^e F_D(p^*, p_0) \quad (4.71)$$

où :

$$F_D = t_d \left(1 - p^* / p_0\right)^{n_D}$$

Le rapport entre les gonflements plastique et élastique microstructuraux dépend de la distance entre l'état de contrainte actuel p^* et le point de plasticité correspondant p_0 sur la surface LC (figure 4-21) via la fonction F_D . Il est représenté à la figure 4-22. On note que ce rapport diminue lorsque la contrainte nette augmente. Ceci est conforme aux résultats expérimentaux (figure 4-17).

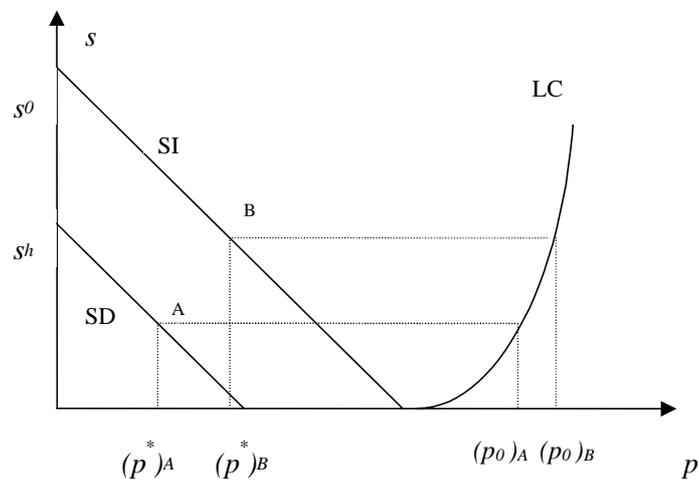


Figure 4-21 : Représentation de points p^* et p_0 correspondants

- De même, si le chemin de contrainte atteint la surface SI (point 3 sur la figure 4-19), une contraction plastique se produit au niveau macrostructural.

Une fonction similaire à F_D est proposée:

$$d\varepsilon_{vMI}^p = d\varepsilon_{vm}^e F_I(p^*, p_0) \quad (4.72)$$

où :

$$F_I = t_I \left(p^* / p_0^* \right)^{n_I} \quad (4.73)$$

Cette fonction prédit que le rapport entre la contraction plastique et la contraction élastique microstructurale évolue en fonction de la contrainte nette comme indiqué à la figure 4-22. t_D, t_I, n_D, n_I sont des paramètres du modèle.

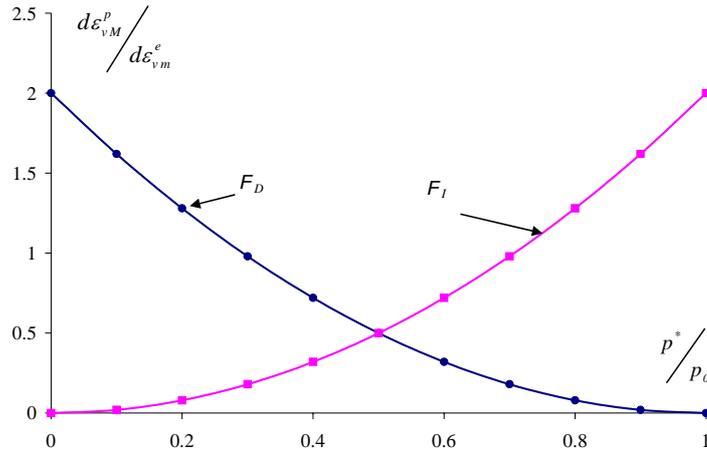


Figure 4-22 : Evolution des fonctions F_I et F_D avec de la contrainte nette appliquée

3.3.1.2.3.4. Règles d'écroûissage

L'évolution des surfaces SD et SI est associée aux variations de s_h et s_0 . De même, l'écroûissage de LC est lié à la pression de préconsolidation en état saturé p_0^* .

Considérons l'évolution de SD . On a :

$$d\varepsilon_{vMD}^p = d\varepsilon_{vm}^e t_d \left(1 - p^* / p_0^* \right)^{n_D} = \beta_m e^{-\alpha_m (p^* + s)} d(p^* + s) t_d \left(1 - p^* / p_0^* \right)^{n_D} \quad (4.74)$$

Selon l'équation (4.66) et la relation de cohérence plastique, on a :

$$\begin{aligned} d(p^* + s) &= ds_h \\ p^* + s &= s_h \end{aligned} \quad (4.75)$$

On obtient ainsi:

$$d\varepsilon_{vMD}^p = d\varepsilon_{vm}^e t_d \left(1 - p^* / p_0^* \right)^{n_D} = \beta_m e^{-\alpha_m s_h} ds_h t_d \left(1 - p^* / p_0^* \right)^{n_D} \quad (4.76)$$

Ceci donne l'équation d'écroûissage de la surface SD :

$$ds_h = \frac{d\varepsilon_{vMD}^p}{\beta_m e^{-\alpha_m s_h} t_d (1 - p^* / p_0^*)^{n_D}} \quad (4.77)$$

De même, on a la règle d'écroissage pour la surface SI :

$$ds_0 = \frac{d\varepsilon_{vMI}^p}{\beta_m e^{-\alpha_m s_0} t_I (p^* / p_0^*)^{n_I}} \quad (4.78)$$

Un couplage entre les deux surfaces est réalisé en écrivant :

$$ds_h = \frac{d\varepsilon_{vM}^p}{\beta_m e^{-\alpha_m s_h} t_d (1 - p^* / p_0^*)^{n_D}} \quad (4.79)$$

$$ds_0 = \frac{d\varepsilon_{vM}^p}{\beta_m e^{-\alpha_m s_0} t_I (1 - p^* / p_0^*)^{n_I}} \quad (4.80)$$

où $d\varepsilon_{vM}^p = d\varepsilon_{vMD}^p + d\varepsilon_{vMI}^p$ représente la déformation plastique totale induite par les chemins de séchage et de mouillage.

Ceci implique qu'une plastification sur SD (mouillage) modifie la position de SI et réciproquement.

La surface plasticité LC s'écroit en fonction de la déformation plastique totale :

$$\frac{dp_0^*}{p_0^*} = \frac{d\varepsilon_{v-m}^p + d\varepsilon_{vM}^p}{\lambda(0) - \kappa} \quad (4.81)$$

où $d\varepsilon_{v-m}^p$ est la déformation plastique induite par un chemin de chargement mécanique.

On remarque que le couplage entre les déformations microstructurale et macrostructurale est bien représenté grâce à ces trois équations d'écroissage. La variation de SD ou SI entraîne une variation de LC . Par contre, la réciproque n'est pas vraie.

En conclusion, le modèle à double structure ($NL-LC$) permet de modéliser le gonflement irréversible naissant lors d'un premier mouillage d'un sol fortement gonflant. Les difficultés apparaissent au niveau de la détermination de certains paramètres ($t_D, t_I, n_D, n_I, \alpha_m$ et β_m par exemple). En outre, l'hypothèse d'une inclinaison à 45° des surfaces SD et SI demande une confirmation expérimentale.

3.3.2. LOIS DERIVEES DE LA LOI D'ALONSO ET GENS

La loi d'Alonso et Gens est écrite dans un contexte très complet. L'approche en variables indépendantes et l'écroutissage en succion permettent de modéliser la plupart des comportements des sols non saturés et, en particulier, le phénomène de gonflement – effondrement.

Plusieurs autres lois ont été développées dans le même cadre des variables d'état indépendantes en faisant appel à la notion d'état critique. Certaines modifications mineures ont été apportées en vue d'adapter les résultats des modèles aux observations expérimentales.

3.3.2.1. Loi de Wheeler et Sivakumar

Le modèle de Wheeler et Sivakumar (1995) a été développé à partir des résultats d'une série d'essais triaxiaux à succion contrôlée sur des échantillons de kaolinite compactés.

Il est directement basé sur celui d'Alonso et Gens (modèle *LC*) mais quelques modifications ont été apportées.

L'équation de *LC* devient :

$$\frac{p_0}{p_{at}} = \exp \left[\frac{v(s) + \kappa_s \ln \left(\frac{s + p_{at}}{p_{at}} \right) - C}{\lambda(s) - \kappa} \right] \quad (4.82a)$$

où:

$$C = v(0) - (\lambda(0) - \kappa) \ln \left(\frac{p_0^*}{p_{at}} \right) \quad (4.82b)$$

où $v(s)$ représente le volume spécifique correspondant à la pression de référence p_{at} sur la courbe vierge de compressibilité (figure 4-23). Il dépend de la succion. $v(0)$ est la valeur correspondante en état saturé.

Selon cette équation, la pression atmosphérique p_{at} est prise comme pression de référence. Cela évite d'utiliser une pression de référence p_c difficile à déterminer comme dans le modèle *LC* d'Alonso et Gens. Les termes $v(s)$ et $\lambda(s)$ ont une signification physique et sont aisés à déterminer expérimentalement.

L'inconvénient est qu'il faut définir une nouvelle fonction $v(s)$.

D'autre part, une fonction empirique $\lambda(s)$ est introduite afin de reproduire les résultats expérimentaux spécifiques. Selon ceux-ci, la pente $\lambda(s)$ en état non saturé est plus grande (sol plus compressible) qu'en état saturé (figure 4-23), ce qui est opposé aux résultats obtenus par Alonso et Gens (équation 4.46 et figure 4-10b).

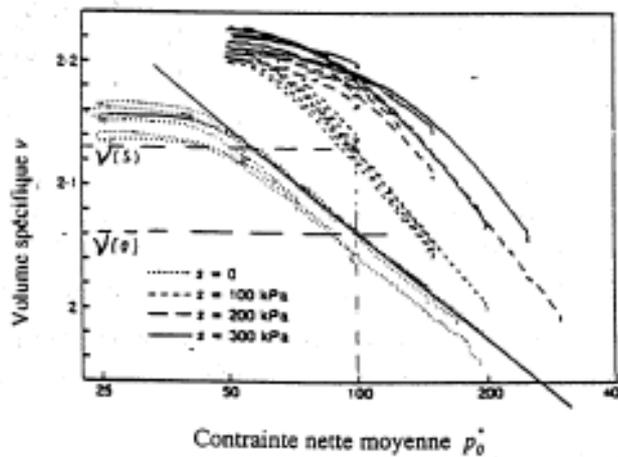


Figure 4-23 : Variation de volume spécifique pendant la consolidation

L'influence de la succion sur la ligne d'état critique est prise en compte dans le modèle.

Les figure 4-24a et b montrent les courbes d'état critique dessinées dans le plan $(p^* - q)$ et $(v - p^*)$ respectivement obtenues par une série d'essais triaxiaux à succion contrôlée. Elles permettent de définir l'état critique suivant :

$$q = M(s) p_x + \mu(s) \quad \text{dans le plan } (p^* - q) \quad (4.83)$$

$$v = \Gamma(s) - \Psi(s) \ln\left(\frac{p_x}{p_{at}}\right) \quad \text{dans le plan } (v - p^*) \quad (4.84)$$

où $\Gamma(s)$ représente le volume spécifique correspondant à la pression de référence p_{at} sur la droite d'état de critique dans le plan $(v - p^*)$ et $\Psi(s)$ est la pente de cette droite (échelle logarithmique pour p^* , figure 4.24b). Ils sont fonctions de la succion.

p_x est la contrainte nette moyenne en état critique et est liée à la pression de préconsolidation correspondante p_0 par:

$$(\Psi(s) - \kappa) \ln\left(\frac{p_x}{p_{at}}\right) = (\lambda(s) - \kappa) \ln\left(\frac{p_0}{p_{at}}\right) + \Gamma(s) - v(s) \quad (4.85)$$

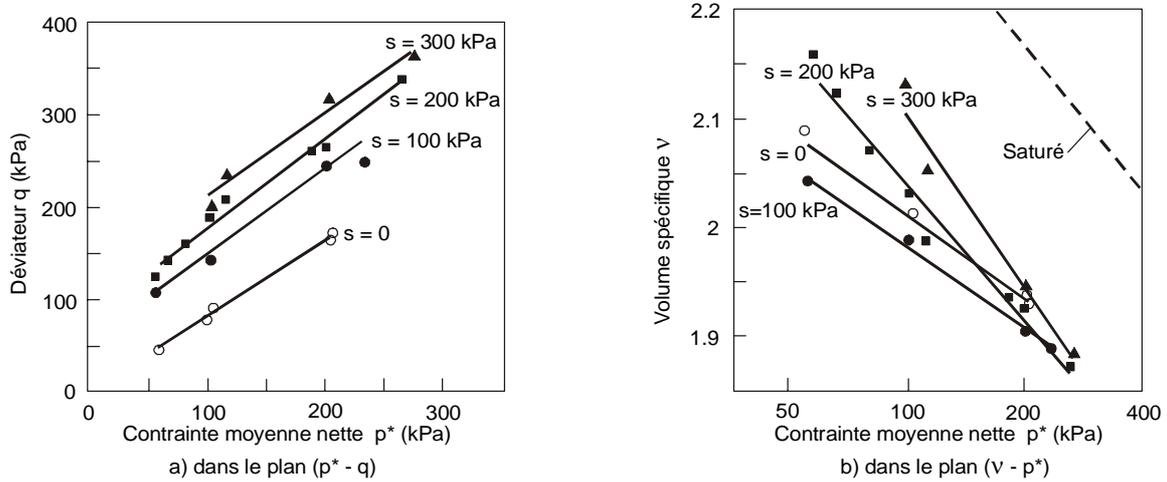


Figure 4-24 : Droites d'état critique à différentes succions

La surface de plasticité dans le plan $(p^* - q)$ à une succion donnée est représentée à la figure 4-25. La partie reliant les points A et B est définie par l'équation suivante :

$$q^2 = M_*^2 (p_0 - p^*) (p^* + p_0 - 2p_x) \quad (4.86)$$

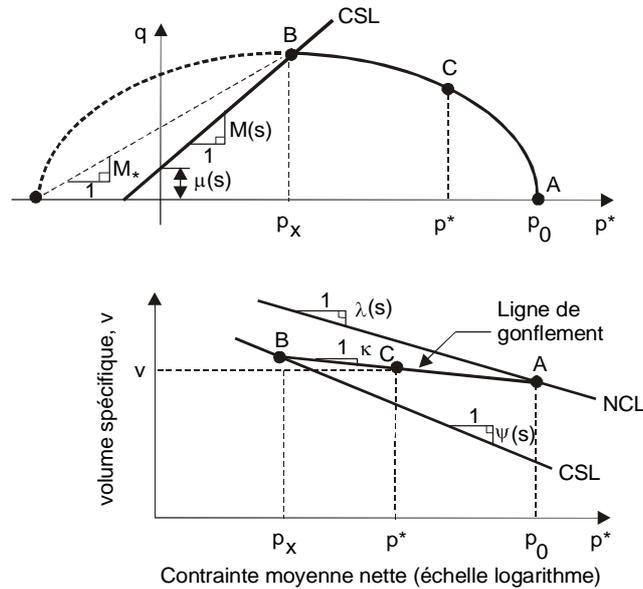
où la pression de préconsolidation p_0 varie avec la succion selon l'équation (4.82) (courbe *LC*) ; M_* varie en fonction de la succion :

$$M_* = \frac{M(s)p_x + \mu(s)}{p_0 - p_x} \quad (4.87)$$

Par rapport au modèle *LC* d'Alonso et Gens, les avantages de ce modèle sont:

- tous les paramètres peuvent être déterminés expérimentalement,
- l'évolution de l'état critique avec la succion est prise en compte.

Cependant, les fonctions empiriques $v(s)$, $\lambda(s)$, $\Psi(s)$, $\Gamma(s)$, $\mu(s)$ et $M(s)$ doivent être introduites explicitement dans le modèle. Cela augmente inévitablement le nombre de paramètres mais offre toutefois plus de liberté pour adapter le modèle aux résultats expérimentaux.


 Figure 4-25 : Surface de plasticité dans un plan ($p^* - q$) à une succion donnée

3.3.2.2. Loi de Cui et Delage

Les résultats d'essais triaxiaux à succion contrôlée (par un dispositif osmotique) obtenus par Cui et Delage (1996) sur un limon compacté à l'Optimum Proctor Normal mettent en évidence l'anisotropie de l'état initial de contrainte induit par le compactage. Cette anisotropie est révélée par une surface de plasticité apparemment inclinée dans le plan ($p^* - q$). Deux expressions pour la surface de plasticité ont été analysées.

Une ellipse inclinée (Cui et Delage, 1996) a d'abord été considérée:

$$F = b^2 (p^* \cos \theta + q \sin \theta - c)^2 + a^2 (-p^* \sin \theta + q \cos \theta)^2 - a^2 b^2 = 0 \quad (4.88)$$

où a et b représentent respectivement les longueurs des axes majeur et mineur de l'ellipse. c et θ définissent sa position et son inclinaison. Ils sont liés aux paramètres du modèle $p_0(s)$, $p_k(s)$ et $p_s(s)$ (figure 4-26a), notamment par:

$$p_k(s) = M_k p_0(s)$$

$$p_s(s) = \mu s$$

M_k est un paramètre du modèle et p_0 représente la pression de préconsolidation en compression isotrope.

L'évolution de p_0 avec la succion permet de définir la courbe LC . La fonction du modèle LC d'Alonso et Gens a été adoptée :

$$\frac{p_0}{p_c} = \left(\frac{p_0^*}{p_c} \right)^{\left[\frac{\lambda(0) - \kappa}{\lambda(s) - \kappa} \right]} \quad (4.89)$$

Une surface de plasticité d'équation logarithmique a également été considérée (Cui, Delage et Sultan, 1995), (figure 4-26b) :

$$F = (\eta - \alpha)^2 + 2N(N - \alpha) \ln \frac{p^*}{p_\alpha} \quad (4.90)$$

où $\eta = q/p^*$, α et N sont des paramètres du modèle et

$$p_\alpha(s) = p_0(s) \exp\left(\frac{\alpha^2}{2N(N - \alpha)}\right) \quad (4.91)$$

La pression de préconsolidation en compression isotrope p_0 varie avec la succion selon l'équation (4.89) (courbe LC).

La loi de Cui et Delage est décrite dans le même cadre que la loi d'Alonso et Gens (Modèle LC). Seule la surface de plasticité dans le plan ($p^* - q$) a été modifiée afin de modéliser l'anisotropie induite par le compactage. La difficulté réside ici aussi dans la détermination des paramètres. Elle requiert des essais à chemin spécifique tels que des essais triaxiaux à $\eta = q/p^*$ constant.

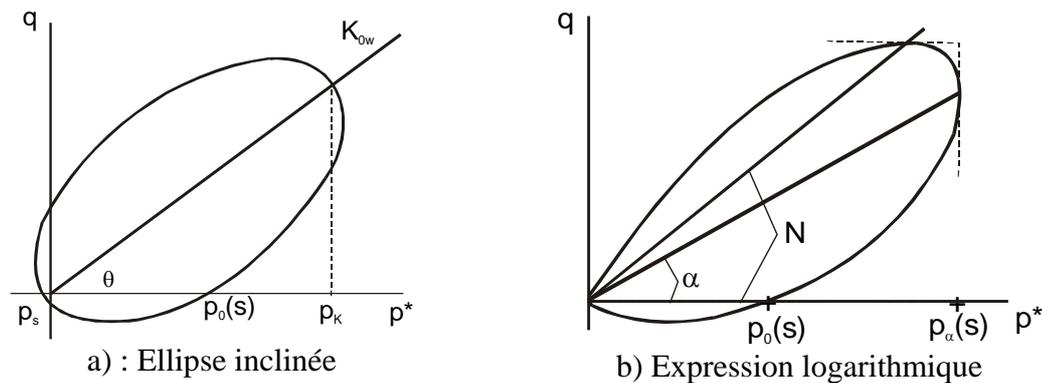


Figure 4-26 : Surface de plasticité de la loi de Cui et Delage

3.3.3. LOI DE BOLZON, SCHREFLER ET ZIENKIEWICZ

Un modèle initialement développé pour des sols saturés a été modifié dans le but de modéliser le comportement plastique des sols partiellement saturés (Bolzon, Schrefler et Zienkiewicz, 1996). Le modèle original pour sols saturés est conçu dans le cadre de la plasticité généralisée. L'extension de ce modèle aux sols partiellement saturés se fait d'une part, par l'adoption d'une approche en variables indépendantes et d'autre part, par

la modification des paramètres d'érouissage. Les deux variables adoptées sont la contrainte effective de Bishop et la succion.

3.3.3.1. Le modèle généralisé pour les sols saturés

La théorie classique de la plasticité a recours à une surface de plasticité F afin de déterminer la direction de chargement – déchargement \underline{n}_f et une surface d'écoulement ψ pour caractériser la direction de la déformation plastique \underline{n}_g :

$$\underline{n}_f = \frac{\partial F}{\partial \underline{\sigma}} \bigg/ \left| \frac{\partial F}{\partial \underline{\sigma}} \right| \quad (4.92)$$

$$\underline{n}_f \cdot d\underline{\sigma} \begin{cases} < 0 & \text{déchargement élastique} \\ = 0 & \text{chargement neutre} \\ > 0 & \text{chargement plastique} \end{cases}$$

$$\underline{n}_g = \frac{\partial \psi}{\partial \underline{\sigma}} \bigg/ \left| \frac{\partial \psi}{\partial \underline{\sigma}} \right| \quad (4.93)$$

Le module de plasticité H est obtenu par la condition de cohérence. La déformation plastique $\underline{\varepsilon}^p$ est calculée par :

$$d\underline{\varepsilon}^p = \frac{1}{H} (\underline{n}_f \cdot d\underline{\sigma}) \underline{n}_g \quad (4.94)$$

Le modèle de plasticité généralisé s'inspire du concept de "surface limite", initialement développé par Dafalias et al (1982), qui modélise des déformations irréversibles même à l'intérieur de la surface de plasticité appelée ici "surface limite". Dans le cadre du modèle de plasticité généralisé, les équations gouvernant le comportement élasto-plastique du sol sont écrites de telle façon que la surface de plasticité et la surface d'écoulement ne sont pas définies explicitement (Pastor, Zienkiewicz et Chan, 1990). Les directions de chargement – déchargement \underline{n}_f et de déformation plastique \underline{n}_g sont définies explicitement. Pour les sols saturés, le concept de contrainte effective de Terzaghi est utilisé.

Dans l'espace (p', q) , on pose:

$$\underline{n}_f = \frac{1}{\sqrt{(1 + d_f^2)}} \{d_f ; 1\}^T \quad (4.95a)$$

$$d_f = (I + c)(M_f - \eta) \quad (4.95b)$$

$$\underline{n}_g = \frac{I}{\sqrt{(I + d_g^2)}} \{d_g ; I\}^T \quad (4.96a)$$

$$d_g = (I + c)(M_g - \eta) \quad (4.96b)$$

où η est le rapport de contrainte défini par $\eta = q/p'$, M_f est la pente de la courbe d'état critique (CSL) et M_g est la pente de la courbe de dilatance nulle (*slope defining zero dilatancy*) tandis que c est un paramètre du modèle.

Une fois \underline{n}_f et \underline{n}_g définies, il reste à déterminer le module de plasticité H pour calculer la déformation plastique $\underline{\varepsilon}^p$ d'après l'équation (4.94).

Diverses formules relatives à différents chemins de sollicitation ont été proposées par les auteurs.

Pour un chemin de compression isotrope ($q = 0 \rightarrow \eta = 0$), en partant d'un état normalement consolidé, on obtient la déformation volumique plastique à l'aide des équations (4.94) à (4.96) :

$$d\varepsilon_v^p = \frac{I}{H} \left[\frac{(I + c)^2 M_f M_g}{\sqrt{(I + (I + c)^2 M_f^2)} \sqrt{(I + (I + c)^2 M_g^2)}} \right] dp' \quad (4.97)$$

Ceci peut être réécrit sous la forme:

$$d\varepsilon_v^p = \frac{I}{H_0} \frac{dp'}{p'} \quad (4.98)$$

Il en résulte que :

$$H = H_0 p' \quad (4.99)$$

On note que le terme entre crochets dans (4.97) est compris dans l'expression de H_0 . Il dépend des caractéristiques du sol.

D'autre part, pour un essai de compression isotrope, on a classiquement :

$$d\varepsilon_v^p = \frac{\lambda - \kappa}{1 + e_0} \frac{dp'}{p'} \quad (4.100)$$

En comparant les équations (4.98) et (4.100), on a :

$$H_0 = \frac{1 + e_0}{\lambda - \kappa} \quad (4.101)$$

Pour les autres chemins de sollicitation, le module de plasticité est exprimé en introduisant une fonction \tilde{H}_v qui dépend du rapport de contrainte η :

$$H = H_0 p' \tilde{H}_v \quad (4.102)$$

de sorte que \tilde{H}_v varie entre $\tilde{H}_v = 1$ pour $\eta = 0$ et $\tilde{H}_v = 0$ pour $\eta = M_f$.

Tout facteur influençant la réponse plastique du modèle peut être pris en compte dans le modèle en adaptant le module de plasticité H . Par exemple, l'écroûissage dû à la déformation déviatorique peut être modélisé comme suit:

$$H = H_0 p' \left\{ \tilde{H}_v + \tilde{H}_s \right\} \quad (4.103)$$

avec :

$$\tilde{H}_s = \beta_0 \beta_1 \exp(-\beta_0 \xi) \quad \xi = \int |d\varepsilon_s^p| \quad (4.104)$$

β_0 et β_1 sont des paramètres du modèle. ξ représente la déformation déviatorique cumulée.

Le comportement cyclique est modélisé par une fonction \tilde{H}_{dm} qui mémorise le chemin de contrainte:

$$H = H_0 p' \tilde{H}_f \left\{ \tilde{H}_v + \tilde{H}_s \right\} \tilde{H}_{dm} \quad (4.105)$$

\tilde{H}_f est une fonction qui tient compte de la limite d'état de contrainte.

Bien entendu, pour un chemin de compression isotrope partant d'un état normalement consolidé :

$$\tilde{H}_s = 0, \tilde{H}_v = \tilde{H}_f = \tilde{H}_{dm} = 1$$

Par conséquent, la théorie de la plasticité généralisée peut décrire le comportement mécanique des sols dans une grande gamme de chemins de sollicitation grâce aux différentes expressions de module de plasticité décrites ci-dessus.

3.3.3.2. Le modèle généralisé pour les sols non saturés

Dans un premier temps, la généralisation du modèle aux sols non saturés se fait simplement par l'introduction de la contrainte effective de Bishop à la place de celle de Terzaghi.

Rappelons que la contrainte effective de Bishop est donnée par:

$$\sigma'_{ij} = \sigma_{ij} - u_a \delta_{ij} + \chi(u_a - u_w) \delta_{ij} \quad (4.8c)$$

Il en résulte que :

$$p' = p - u_a - \chi(u_a - u_w) = p^* + \chi s \quad (4.106)$$

Le coefficient de Bishop χ est supposé égal à la saturation S_{rw} . On a:

$$p' = p^* + S_{rw} s \quad (4.107)$$

Ainsi, lors d'un chargement monotone isotrope, l'équation (4.98) s'écrit:

$$d\varepsilon_v^p = \frac{1}{H_0} \frac{dp'}{p'} = \frac{1}{H_0} \frac{d(p^* + S_{rw} s)}{p^* + S_{rw} s} \quad (4.108)$$

Cette expression peut prédire qualitativement la réponse à succion constante. Mais elle ne prend pas en compte la variation de la compressibilité avec la succion. Pour ce faire, une modification du module plastique H a été introduite grâce à une fonction \tilde{H}_w qui dépend de la succion. L'équation (4.99) devient :

$$H = H_0 \tilde{H}_w p' \quad (4.109)$$

Plusieurs expressions de \tilde{H}_w sont proposées :

$$\tilde{H}_w = 1 + as \quad (4.110a)$$

$$\tilde{H}_w = [1 + b_1(\exp(-b_2 s) - 1)]^{-1} \quad (4.110b)$$

$$\tilde{H}_w = 1 + [a_1 \exp(-p') - a_2] s \quad (4.110c)$$

Sachant que:

$$d\varepsilon_v^p = \frac{\lambda(s) - \kappa}{1 + e_0} \frac{dp'}{p'} \quad (4.111)$$

En comparant les équations (4.109) et (4.111), on a :

$$H_0 \tilde{H}_w = \frac{1 + e_0}{\lambda(s) - \kappa} \quad (4.112)$$

d'où:

$$\lambda(s) = \frac{1 + e_0}{H_0 \tilde{H}_w} + \kappa \quad (4.113)$$

Ceci ne suffit pas pour modéliser le phénomène d'effondrement lors d'un chemin de mouillage. L'approche d'Alonso et Gens est adoptée dans ce but : la succion s est introduite comme variable d'état indépendante. Une surface de plasticité LC est définie dans le plan $(p' - s)$. Pour ce faire, une surface de plasticité F dans le plan $(p' - q)$ est définie explicitement ainsi qu'un écoulement avec la succion.

La surface de plasticité F est obtenue par l'intégration des équations (4.92) et (4.95):

$$F = q - M_f p' \left(1 + \frac{I}{c} \right) \left[1 - \left(\frac{p'}{p_0} \right)^c \right]$$

Si l'on prend $c = 1$, cette équation représente une famille de paraboles (figure 4-27 ci après) :

$$F = q - 2M_f \left[p' - \frac{p'^2}{p_0} \right] \quad (4.114)$$

où p_0 est la pression de préconsolidation.

L'évolution de p_0 avec la succion donne la surface de plasticité LC . Les auteurs proposent deux équations différentes pour LC :

$$p_0 = p_0^* + is \quad (4.115a)$$

et

$$\frac{p_0}{p_c} = \left(\frac{p_0^*}{p_c} \right)^{\tilde{H}_w} \quad (4.115b)$$

avec

$$\tilde{H}_w = \frac{\lambda(0) - \kappa}{\lambda(s) - \kappa}$$

où : i est un paramètre du modèle.

L'expression (4.115b) est identique à celle proposée par Alonso et Gens.

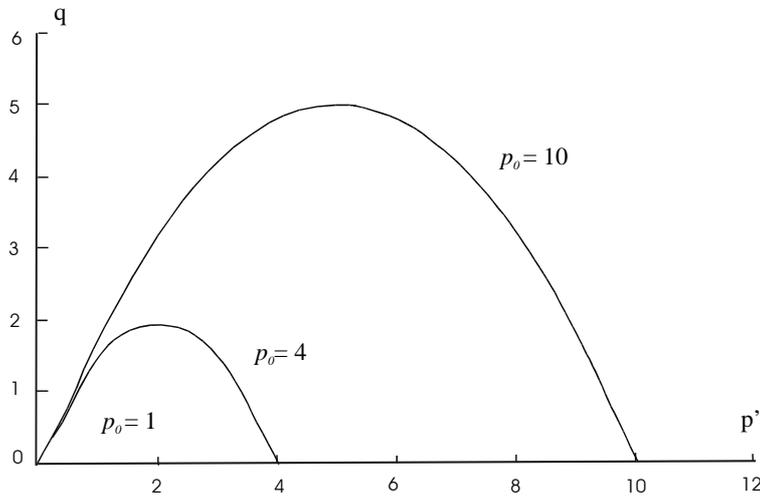


Figure 4-27 : Surface de plasticité dans le plan ($p' - q$)

La surface d'écoulement ψ peut être obtenue de la même manière que F .

$$\psi = q - 2M_g \left[p' - \frac{p'^2}{p_g} \right]$$

Dans l'article (Bolzon, Schreffler et Zienkiewicz, 1996), la description du modèle généralisé aux sols non saturés exposé ci-dessus se limite au chemin isotrope. D'autres chemins de contrainte peuvent être envisagés en modifiant le module de plasticité H .

En conclusion, l'introduction de la contrainte effective de Bishop donne une transition élégante de l'état saturé à l'état non saturé. De plus, ce modèle généralisé ouvre des pistes pour simuler le comportement sous des chemins de contraintes complexes, notamment sous sollicitation cyclique. Néanmoins, pour prendre en compte le comportement d'effondrement sous une charge importante, le modèle généralisé a dû recourir à l'approche de la plasticité classique, c'est-à-dire définir explicitement une

surface de plasticité afin de déterminer une surface LC dans le plan $(p'-s)$. Celle-ci est effectivement incontournable dans ce cas. Dès lors, on peut affirmer que cette loi est proche de la loi d'Alonso et Gens.

3.3.4. LOI DE CHANG ET DUNCAN

Chang et Duncan (1983) ont fait une extension de la théorie de la consolidation de Biot aux sols partiellement saturés.

La relation contraintes-déformations est écrite dans le contexte de l'élasto-plasticité en termes de contraintes effectives. L'utilisation de contraintes effectives est justifiée pour des sols partiellement saturés en faisant appel de notion de "fluide homogénéisé" (§3.1.1.3). Rappelons que ceci n'est valable que pour les sols ayant une saturation fort élevée (>85-90 %) et dans lesquels l'air se présente sous forme de bulles d'air dans le fluide interstitiel "homogénéisé".

Le modèle Cam Clay a été modifié afin de modéliser le comportement des sols compactés. La surface de plasticité dans le plan $(p'-q)$ est présentée à la figure 4-28. La partie elliptique a pour équation :

$$\left(1 + \frac{\eta^2}{M^2}\right) (p' + p_r) - p_r = p'_0 \quad (4.116)$$

avec:

$$\eta = \frac{q}{p' + p_r}$$

M est la pente de la droite d'état critique. p_r et p'_0 sont indiqués sur la figure.

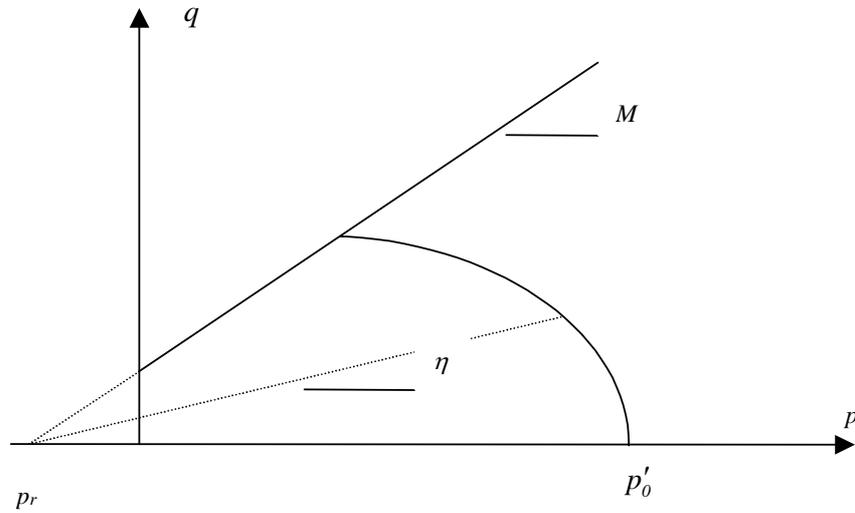


Figure 4-28 : La surface de plasticité dans le plan (p'-q)

Dans la modélisation de l'aspect hydrique, la compressibilité du fluide "homogénéisé" est prise en compte à cause de la présence des bulles d'air et de l'air dissous. Elle est calculée en utilisant la loi de Boyle et la loi de Henry ¹

$$\chi_f = \frac{(e - S_{rw}e + h S_{rw}e)^2 / (1 + e_0)}{(e_0 - S_{rw0}e_0 + h S_{rw0}e_0)(u_{a0} + p_{at})} \quad (4.117)$$

où S_{rw0} est la saturation initiale, u_{a0} est la pression d'air initiale et h est le coefficient de Henry (coefficient de solubilité de l'air dans l'eau : à 20°C, $h=0.02$).

En outre, la perméabilité varie en fonction de la saturation S_{rw} et de l'indice des vides e . La relation utilisée par Chang et Duncan est la suivante :

$$K_w = K_{w0} G_e H_s \quad (4.118)$$

où G_e est un facteur lié à l'indice des vides, H_s un facteur lié à la saturation. K_{w0} est la perméabilité à l'état saturé.

En conclusion, l'approche de Chang et Duncan propose une voie simple et raisonnable pour beaucoup de problèmes pratiques relatifs aux sols partiellement saturés, ou, plus précisément, aux sols quasi saturés, dans lesquels l'air n'est pas en phase continue, mais se présente sous forme de bulles. Dans ces conditions, la notion de

¹ Une discussion détaillée de la compressibilité d'un mélange d'eau et d'air, sera donnée au chapitre V.

contrainte effective est applicable, mais la compressibilité du fluide doit être prise en compte.

3.3.5. LOI DE PIETRUSZCZAK ET PANDE

Pietruszczak et Pande (1991, 1992, 1996) ont traité les problèmes relatifs aux sols partiellement saturés par une approche alternative. Un sol partiellement saturé est considéré comme un milieu composite à trois phases. Les propriétés mécaniques sont décrites en termes de contrainte *moyenne* – déformation *moyenne* dans tous les composants du sol. La tension superficielle entre les fluides est prise en compte. La formulation est appliquée à un sol, en condition non drainée, ayant une phase d'eau continue et une phase d'air discontinue (sous forme de bulles dans l'eau).

Considérons un échantillon d'un volume total V . Selon la théorie de l'homogénéisation, les contraintes *moyennes* sont définies par :

$$\sigma_{ij} = \frac{1}{V} \left(\int_{V_s} \bar{\sigma}_{ij}^s dV_s + \int_{V_v} \bar{u}_m \delta_{ij} dV_v \right) \quad (4.119)$$

avec:

V_s le volume occupé par les particules du solide qui forment le squelette du sol;

V_v le volume occupé par les vides qui sont remplis par l'eau et les bulles d'air;

$\bar{\sigma}_{ij}^s$ le champ de contrainte dans le squelette;

\bar{u}_m le champ de pression dans les pores du sol.

Les intégrales dans (4.119) sont proportionnelles aux volumes moyens de deux phases :

$$\sigma_{ij}^s = \frac{1}{V_s} \int_{V_s} \bar{\sigma}_{ij}^s dV_s ; \quad u_m = \frac{1}{V_v} \int_{V_v} \bar{u}_m dV_v \quad (4.120)$$

σ_{ij}^s représente la contrainte *moyenne* dans le squelette. u_m indique la pression *moyenne* dans le mélange eau – air. Avec (4.119) et (4.120), on a :

$$\sigma_{ij} = (1 - n) \sigma_{ij}^s + n u_m \delta_{ij} \quad (4.121)$$

où n est la porosité.

Pour déterminer u_m , considérons un plan hypothétique passant à travers l'échantillon. La surface des vides (A_v) est la somme des surfaces d'eau (A_w) et d'air (A_a). La distribution de la pression sur la surface des vides doit satisfaire à l'équation d'équilibre suivante :

$$\int_{A_v} \bar{u}_m dA_v = \int_{A_w} \bar{u}_w dA_w + \int_{A_a} \bar{u}_a dA_a - \int_l \sigma_{aw-n} dl$$

où:

\bar{u}_w et \bar{u}_a sont les champs de pression d'eau et d'air respectivement,

σ_{aw-n} est la composante normale de la tension superficielle σ_{aw} ,

l est le périmètre total des ménisques.

Sur base de cette équation d'équilibre, les auteurs ont démontré que la pression moyenne u_m dans les pores peut être exprimée en fonction de u_w et u_a (Pietruszczak et Pande, 1991) :

$$u_m \approx S_{rw} u_w + (1 - S_{rw}) u_a - \frac{2}{3} \sigma_{aw} \frac{\sqrt{1 - S_{rw}}}{\rho_v} \quad (4.122)$$

Les pressions moyennes de l'eau u_w et de l'air u_a sont déterminées par:

$$u_w = \frac{I}{V_w} \int_{V_w} \bar{u}_w dV_w \quad u_a = \frac{I}{V_a} \int_{V_a} \bar{u}_a dV_a$$

Dans l'expression (4.122) un nouveau paramètre ρ_v est introduit :

$$\rho_v = \frac{V_v}{S_s} \quad (4.123)$$

ρ_v est nommé "taille moyenne des pores".

S_s est la surface totale du solide. Il est clair que la détermination de ce paramètre exige des méthodes non conventionnelles. Il est associé à la surface spécifique du solide par:

$$S_s = \omega \rho_d V$$

où ρ_d est la masse volumique du sol sec et ω la surface spécifique.

Ainsi, la taille moyenne des pores ρ_v s'écrit :

$$\rho_v = \frac{n}{\rho_d \omega}$$

On remarque que la tension superficielle σ_{aw} est prise en compte dans la pression moyenne de pore u_m (4.122).

Une fois déterminée la pression moyenne u_m dans le fluide, on peut définir la contrainte effective :

$$\sigma'_{ij} = \sigma_{ij} - u_m \delta_{ij} \quad (4.124)$$

La loi constitutive pour le squelette s'écrit :

$$\dot{\sigma}'_{ij} = D_{ijkl} \dot{\epsilon}_{kl} \quad (4.125)$$

En outre, la variation de la pression moyenne de la phase fluide (mélange eau – air) est donnée par :

$$\dot{u}_m = K_f \frac{\dot{\epsilon}_{ii}}{n} \quad (4.126)$$

où K_f , le module de compressibilité cubique du mélange eau-air, est défini comme l'inverse de sa compressibilité χ_f :

$$K_f = \frac{1}{\chi_f}$$

D'autre part, on peut écrire l'équation (4.124) comme suit:

$$\sigma_{ij} = \sigma'_{ij} + u_m \delta_{ij} \quad (4.127a)$$

d'où:

$$\dot{\sigma}_{ij} = \dot{\sigma}'_{ij} + \dot{u}_m \delta_{ij} \quad (4.127b)$$

En remplaçant (4.125) et (4.126) dans (4.127b), on obtient :

$$\dot{\sigma}_{ij} = \left(D_{ijkl} + \frac{K_f}{n} \delta_{ij} \delta_{kl} \right) \dot{\epsilon}_{kl} \quad (4.128)$$

Ce qui exprime explicitement la relation entre les contraintes *moyennes* et les déformations *moyennes* en conditions non drainées.

Il faut encore définir K_f . Définissons d'abord:

$$\dot{\varepsilon}_{ii}^a = -\frac{\dot{V}_a}{V_a} \quad \dot{\varepsilon}_{ii}^w = -\frac{\dot{V}_w}{V_w} \quad \dot{\varepsilon}_{ii} = -\frac{\dot{V}_V}{V} \quad (4.129)$$

$\dot{\varepsilon}_{ii}^a$ et $\dot{\varepsilon}_{ii}^w$ sont respectivement les déformations volumiques dans les phases d'air et d'eau.

Ainsi, on obtient facilement:

$$\dot{\varepsilon}_{ii} = n \left[(1 - S_{rw}) \dot{\varepsilon}_{ii}^a + S_{rw} \dot{\varepsilon}_{ii}^w \right] \quad (4.130)$$

Or, partant de la définition des modules de compressibilité de l'eau K_w et de l'air K_a :

$$\dot{u}_a = K_a \dot{\varepsilon}_{ii}^a \quad \dot{u}_w = K_w \dot{\varepsilon}_{ii}^w \quad (4.131)$$

Selon la loi des gaz parfaits:

$$K_a = u_a + p_{at}$$

La relation entre les déformations totales de chaque composant est basée sur les facteurs de concentration de déformation B_a et B_w :

$$\dot{\varepsilon}_{ii}^a = B_a \dot{\varepsilon}_{ii} \quad \dot{\varepsilon}_{ii}^w = B_w \dot{\varepsilon}_{ii} \quad (4.132)$$

En les introduisant dans (4.131), on a :

$$\dot{u}_a = K_a B_a \dot{\varepsilon}_{ii} \quad \dot{u}_w = K_w B_w \dot{\varepsilon}_{ii} \quad (4.133)$$

Les facteurs de concentration de déformation B_a, B_w sont obtenus de façon suivante. La saturation en eau est donnée par:

$$S_{rw} = \frac{V_w}{V}$$

D'où il vient, en dérivant:

$$\dot{S}_{rw} = \frac{\dot{V}_w V_V - V_w \dot{V}_V}{V_V^2} = \frac{\dot{V}_w}{V_w} \frac{V_w}{V_V} - \frac{\dot{V}_V}{V_V} \frac{V_w}{V_V} = S_{rw} \left(\frac{\dot{\varepsilon}_{ii}^a}{n} - \dot{\varepsilon}_{ii}^w \right) \quad (4.134a)$$

En remplaçant $\dot{\varepsilon}_{ii}^a$ par l'équation (4.130), on a:

$$\dot{S}_{rw} = S_{rw} \left(\frac{n \left[(I - S_{rw}) \dot{\varepsilon}_{ii}^a + S_{rw} \dot{\varepsilon}_{ii}^w \right]}{n} - \dot{\varepsilon}_{ii}^w \right) = S_{rw} \left[(I - S_{rw}) (\dot{\varepsilon}_{ii}^a - \dot{\varepsilon}_{ii}^w) \right] \quad (4.134b)$$

Si l'on néglige $\dot{\varepsilon}_{ii}^w$ devant $\dot{\varepsilon}_{ii}^a$, on obtient:

$$\dot{S}_{rw} \approx S_{rw} (I - S_{rw}) \dot{\varepsilon}_{ii}^a \quad (4.134c)$$

Alors :

$$\dot{S}_{rw} \approx S_{rw} (I - S_{rw}) B_a \dot{\varepsilon}_{ii} \quad (4.134d)$$

Par ailleurs, comme la phase d'eau est continue, on peut supposer que l'hypothèse $u_m = u_w$ n'introduit pas d'erreur significative. Ainsi, avec l'équation (4.122), on obtient:

$$u_a - u_w = \frac{2\sigma_{aw}}{3\rho_V \sqrt{I - S_{rw}}}$$

La dérivation par rapport au temps de cette expression donne:

$$\dot{u}_a - \dot{u}_w \approx \frac{\sigma_{aw}}{3\rho_V} \frac{\dot{S}_{rw}}{(I - S_{rw})^{3/2}} \quad (4.135)$$

Il faut noter ici que la variation de ρ_V est négligée. On suppose que l'effet de la variation de la porosité sur la succion (au travers du terme ρ_V) est négligeable par rapport à l'effet de la saturation. Ceci est raisonnable à faible succion et forte saturation.

En introduisant (4.133) et (4.134d) dans (4.135), on a:

$$K_a B_a - K_w B_w = \beta B_a \quad (4.136)$$

$$\beta = \frac{\sigma_{aw}}{3\rho_V} \frac{S_{rw}}{\sqrt{I - S_{rw}}} \quad (4.137)$$

Avec (4.130) et (4.132), on a:

$$\frac{I}{n} = (I - S_{rw})B_a + S_{rw}B_w \quad (4.138)$$

Finalement, (4.136) et (4.138) donnent :

$$B_w = \frac{I}{n \left\{ S_{rw} + (I - S_{rw}) \frac{K_w}{K_a - \beta} \right\}} \quad (4.139)$$

$$B_a = \frac{K_w / (K_a - \beta)}{n \left\{ S_{rw} + (I - S_{rw}) \frac{K_w}{K_a - \beta} \right\}} \quad (4.140)$$

Finalement, on obtient le module de compressibilité du fluide K_f à l'aide de l'hypothèse $\dot{u}_m \approx \dot{u}_w$, grâce aux équations (4.126) et (4.133):

$$K_f = \frac{K_w}{S_{rw} + (I - S_{rw}) \frac{K_w}{K_a - \beta}} \quad (4.141)$$

On complète ainsi la loi constitutive (4.128) pour un sol partiellement saturé dans lequel l'air est sous forme de bulles distribuées dans l'eau.

En conclusion, les auteurs ont traité le même problème que Chang et Duncan. L'effet de la tension superficielle a été pris en compte. De ce fait, un nouveau paramètre ρ_v a été introduit dans le modèle dont la détermination exige des méthodes non conventionnelles. L'influence de ce paramètre sur la réponse du modèle est difficile à vérifier expérimentalement. En outre, la solubilité du gaz dans l'eau n'est pas introduite dans l'expression de la compressibilité du fluide.

3.4. Synthèse

L'état actuel de la recherche sur la modélisation du comportement des sols non saturés nous permet de tirer certaines conclusions.

Le concept de contrainte effective est applicable pour les sols quasi saturés (si la saturation est fort élevée et l'air se présente sous forme de bulles distribuées dans l'eau), mais la compressibilité du fluide doit être en prise en compte, car elle n'est pas négligeable.

Il semble que l'approche en variables d'état indépendantes soit la plus appropriée pour la modélisation de comportement mécanique des sols partiellement saturés. Néanmoins, les différents choix des variables présentent différents avantages et inconvénients résumés ci-après.

Approche prenant la contrainte nette et la succion comme variables d'état

Deux inconvénients doivent être soulignés :

- la transition de l'état saturé à l'état non saturé est malaisée. Il faut définir une pression d'entrée d'air comme seuil de transition;
- il est difficile d'incorporer l'hystérésis dans la formulation, puisque la saturation n'intervient pas directement.

Par contre, l'utilisation de la contrainte nette permet d'analyser clairement les résultats des essais à succion contrôlée puisque le contrôle de la contrainte nette au cours des essais est réalisable. Ceci présente un grand avantage au niveau de la détermination des paramètres du modèle. En conséquence, l'utilisation du modèle et l'interprétation des résultats numériques sont plus faciles.

Approche prenant la contrainte effective de Bishop et la succion comme variables d'état

La transition de l'état saturé à l'état de non saturé est directe. En outre, comme la saturation apparaît directement dans la formulation, l'hystérésis peut être introduit sans difficulté.

Mais, l'analyse des essais à succion contrôlée est difficile, puisque la contrainte effective varie au cours des essais.

Enfin, il faut noter que la surface *LC* est indispensable pour la modélisation du phénomène d'effondrement, quelles que soient les lois choisies.

4. UNIFICATION DE LA FORMULATION DES LOIS DE COMPORTEMENT

4.1. Objectifs

On a démontré ci-dessus que les lois proposées pour décrire le comportement mécanique d'un sol non saturé sont souvent écrites dans un espace tridimensionnel $(p^* - q - s)$ ou $(p' - q - s)$ en terme de variables d'état indépendantes. L'approche la plus souvent adoptée est une extension d'un modèle élasto-plastique pour sol saturé, décrit dans l'espace des contraintes habituel $(p - q)$, à un espace tridimensionnel $(p^* - q - s)$ ou $(p' - q - s)$ dans lequel la contrainte nette, ou la contrainte effective, et la succion sont considérées comme des variables d'état indépendantes.

Parmi les lois les plus utilisées, certaines sont insensibles à l'angle de Lode (lié au troisième invariant du tenseur contrainte). Elles prédisent dès lors des comportements différents, mais liés, sur des chemins triaxiaux axisymétriques de compression et

d'extension (Barnichon, 1998). En d'autres termes, les angles de frottement prédits sur des chemins d'extension et de compression dépendent l'un de l'autre. D'autre part, certaines lois ne tiennent pas compte de la cohésion qui peut être très importante dans certains géomatériaux. Une étude détaillée de plusieurs lois classiques indique qu'il est possible de généraliser leur formalisme. En particulier, l'expression de leurs surfaces de plasticité peut être écrite sous une forme unifiée, qui permet aisément la prise en compte de l'influence de l'angle de Lode et de la cohésion.

Dans ce paragraphe, on va d'abord présenter une équation unifiée de la surface de plasticité dans l'espace des invariants ($I_\sigma - II_{\hat{\sigma}} - \alpha$) pour des sols saturés et non saturés. Cette forme résulte d'une étude détaillée de nombreuses lois constitutives (Li X.L. 1993). Ensuite, une formulation unifiée des lois de comportement des sols saturés et non saturés écrite dans un hyperespace ($I_\sigma - II_{\hat{\sigma}} - \alpha - s$) sera présentée (Li X.L. 1994, Li X.L. et Charlier, 1995).

4.2. Variables d'état et autres notions de base

4.2.1. VARIABLES D'ÉTAT

La formulation unifiée des lois constitutives est écrite dans un hyperespace ($I_\sigma - II_{\hat{\sigma}} - \alpha - s$) dont les variables sont :

- le premier invariant du tenseur contrainte I_σ :

$$I_\sigma = \sigma_{kk} = \sigma_{kk}^t - 3u_w : \quad \text{le premier invariant effectif pour des sols saturés} \quad (4.142a)$$

$$I_\sigma = \sigma_{kk} = \sigma_{kk}^t - 3u_a : \quad \text{le premier invariant net pour des sols non saturés} \quad (4.142b)$$

- le second invariant du déviateur du tenseur contrainte $II_{\hat{\sigma}}$:

$$II_{\hat{\sigma}} = \sqrt{\frac{1}{2} \hat{\sigma}_{ij} \hat{\sigma}_{ij}} \quad (4.143)$$

où $\hat{\sigma}_{ij} = \sigma_{ij} - \frac{1}{3} I_\sigma \delta_{ij}$ est le déviateur du tenseur contrainte, qui est insensible à la contrainte moyenne et est donc identique en contraintes nettes ou effectives.

- l'angle de Lode α :

$$\alpha = \frac{1}{3} \sin^{-1} \left[\frac{3\sqrt{3}}{2} \left(\frac{J_3}{II_{\hat{\sigma}}} \right)^3 \right] ; \quad -\frac{\pi}{6} \leq \alpha \leq \frac{\pi}{6} \quad (4.144)$$

où $J_3 = \left(\frac{1}{3} \hat{\sigma}_{ij} \hat{\sigma}_{jk} \hat{\sigma}_{ki} \right)^{\frac{1}{3}}$ est le troisième invariant du déviateur de contrainte.

- la succion

$$s = u_a - u_w$$

4.2.2. AUTRES NOTIONS DE BASE

Certaines notions de base concernant la mécanique du sol doivent être précisées avant d'aborder l'unification des lois constitutives.

4.2.2.1. Etat critique ou de rupture

Considérons un sol en état plastique ultime. Dans un modèle de la famille Cam Clay, le point de contrainte correspondant est sur la droite d'état critique. Dans un modèle à frottement interne, il est simplement sur la surface de plasticité.

On définit le *rayon réduit* \bar{r} comme le rapport du deuxième au premier invariant (figure 4-30a):

$$\bar{r} = \frac{II_{\hat{\sigma}}}{I_{\sigma}} = \frac{\sqrt{\frac{1}{2} \hat{\sigma}_{ij} \hat{\sigma}_{ij}}}{\sigma_{kk}} \quad (4.145)$$

Il est lié à l'angle de frottement interne (effectif ou net) par les relations suivantes:

$$\text{- sur un chemin triaxial axisymétrique de compression : } \bar{r}_C = \frac{1}{\sqrt{3}} \left(\frac{2 \sin \phi_C}{3 - \sin \phi_C} \right) \quad (4.146)$$

$$\text{- sur un chemin triaxial axisymétrique d'extension : } \bar{r}_E = \frac{1}{\sqrt{3}} \left(\frac{2 \sin \phi_E}{3 + \sin \phi_E} \right) \quad (4.147)$$

ϕ_C et ϕ_E sont les angles de frottement (effectifs ou nets) respectivement en compression et en extension.

Le *rayon réduit* peut représenter en quelque sorte une mesure de la résistance ultime des sols. Il est donc utile de l'introduire dans l'équation de la surface de plasticité.

L'angle de Lode est une mesure de la direction du chemin de contrainte dans un plan déviatorique (figure 4-30b). L'introduction de l'angle de Lode dans une loi constitutive permet d'interpoler la forme de la surface de plasticité (ou de la surface limite) dans le plan déviatorique où la résistance ultime des sols varie selon le chemin de contrainte suivi. La dépendance vis-à-vis de l'angle de Lode se traduit souvent par la variation du rayon réduit avec celui-ci. Plusieurs formes de dépendance ont été proposées dans la littérature. Nous adoptons ici deux formes proposées respectivement par von Mises et par Van Eekelen.

- Forme de von Mises:

$$\bar{r} = \frac{II_{\hat{\sigma}}}{I_{\sigma}} = C^{te} \Rightarrow \bar{r}_C = \bar{r}_E \quad (4.148)$$

Ceci signifie que la surface est un cercle dans un plan déviatorique, et l'angle de Lode n'intervient pas. Il en résulte que l'angle de frottement en extension dépend de celui en compression.

Barnichon (1998) a montré les dangers que peut induire une telle formulation, en particulier pour les angles de frottement élevés en compression : lorsque ce dernier atteint environ 36.87° , l'angle de frottement en extension atteint 90° . La figure 4.29 montre cette dépendance.

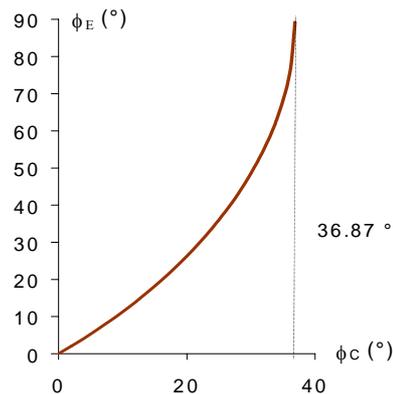


Figure 4-29 : Relation entre les angles de frottement en compression ϕ_C et en extension ϕ_E

- Forme de Van Eekelen:

$$\bar{r} = \frac{II_{\hat{\sigma}}}{I_{\sigma}} = a(1 + b \sin 3\alpha)^n \quad (4.149)$$

où a et b sont liés à ϕ_C et ϕ_E (via \bar{r}_C et \bar{r}_E) par:

$$b = \frac{\left(\frac{\bar{r}_C}{\bar{r}_E}\right)^{\frac{1}{n}} - 1}{\left(\frac{\bar{r}_C}{\bar{r}_E}\right)^{\frac{1}{n}} + 1} \quad (4.150)$$

$$a = \frac{\bar{r}_C}{(1+b)^n} \quad (4.151)$$

n est une constante qui définit la courbure de la surface de plasticité dans le plan déviatorique entre les rayons réduits en compression et en extension.

On note que si $b = 0$ ($\rightarrow a = \bar{r}_C = \bar{r}_E = \bar{r}$), on retrouve la forme de von Mises.

Van Eekelen (1980), Chambon, Desrues, Hammad et Charlier (1990) ont fait une étude détaillée de la forme de Van Eekelen et de la convexité de la surface de plasticité. Ils notent que le choix $n = -0.229$ assure la convexité si $\phi_C \leq \phi_E$.

La pente de la droite d'état critique des lois de type Cam Clay et la pente de la surface de rupture de la loi de Drucker-Prager sont liées au rayon réduit.

Ainsi, la pente de la droite d'état critique définie dans le plan $(p-q)$ et souvent notée M est donnée par :

$$M = \frac{|q|}{p} \quad (4.152a)$$

Sachant que $p = \frac{1}{3}I_{\sigma}$ et $q = \pm\sqrt{3}II_{\hat{\sigma}}$, on a :

$$M = 3\sqrt{3}\bar{r} \quad (4.152b)$$

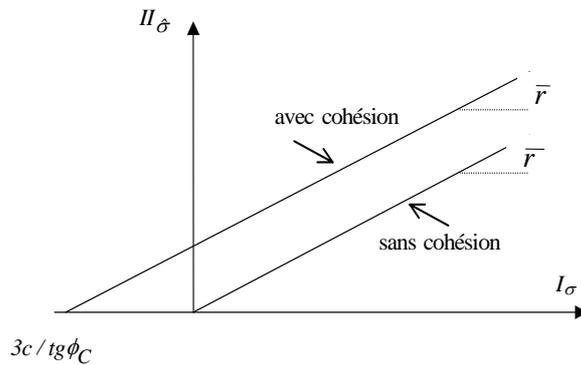


Figure 4-30a : Cohésion et rayon réduit

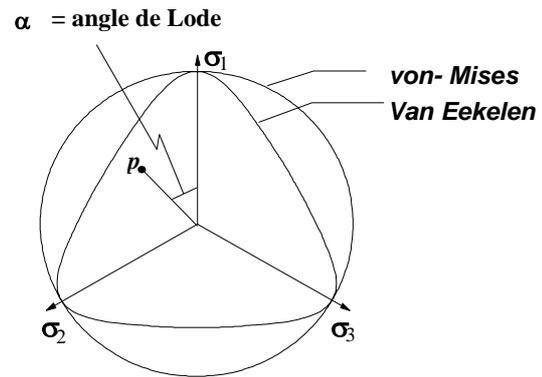


Figure 4-30b : Dépendance vis-à-vis de l'angle de Lode

4.2.2.2. Cohésion

De nombreuses lois ne tiennent pas compte de l'existence éventuelle d'une cohésion en état saturé. Or elle joue un rôle important dans la résistance au cisaillement et à l'extension triaxiale.

Une étude classique du cercle de Mohr et de la droite intrinsèque dans les plans $(\sigma - \tau)$ et $(I_\sigma - II_\sigma)$ montre que la cohésion se traduit par une translation de la droite de rupture ou d'état critique d'une quantité de $3c / tg\phi_C$ selon l'axe I_σ dans le système d'axes $(I_\sigma - II_\sigma)$, (figure 4-30a), (Li X.L., 1993). Cette quantité de $3c / tg\phi_C$ représente une résistance apparente à l'extension triaxiale. La translation de la courbe de rupture ou d'état critique implique une augmentation de la résistance au cisaillement.

4.3. Equation unifiée de la surface de plasticité

Une étude détaillée de nombreuses lois constitutives des sols montre que l'équation de la surface de plasticité (ou la surface limite) peut presque toujours s'écrire sous la forme:

$$F = F_1(I_\sigma) * F_2(\sin 3\alpha) + F_3(II_\sigma) \quad (4.153)$$

avec :

$$F_1(I_\sigma) = C1(k, s) * I_\sigma^2 + C2(k, s) * I_\sigma + C3(k, s) \quad (4.154)$$

$C1$, $C2$, et $C3$ sont des coefficients, fonctions des variables d'érouissage notées k et de la succion s .

De manière générale, on peut écrire F_2 sous la forme:

$$F_2(\sin 3\alpha) = \bar{r}^2 \quad (4.155a)$$

$$\text{où } \bar{r} = \begin{cases} C^{te} & \text{forme de von Mises} \\ a(1 + b * \sin 3\alpha)^n & \text{forme de Van Eekelen} \end{cases} \quad (4.155b)$$

Le rayon réduit peut éventuellement dépendre de la succion. Dans ce cas, les angles de frottement varient en fonction de la succion.

Enfin, la fonction F_3 s'écrit:

$$F_3(I_{\hat{\sigma}}) = C0 * I_{\hat{\sigma}}^2 \quad (4.156)$$

$C0$ est une constante, qui dépend éventuellement de la succion.

La surface de plasticité F est ainsi décrite dans l'espace $(I_{\sigma} - I_{\hat{\sigma}} - \alpha)$.

Dans le cas de la plasticité non associée, de manière similaire, une surface potentielle ψ peut toujours s'écrire sous la forme:

$$\psi = \psi(I_{\sigma}, I_{\hat{\sigma}}, \sin 3\alpha, k, s) = G_1(I_{\sigma}) * G_2(\sin 3\alpha) + G_3(I_{\hat{\sigma}}) \quad (4.157)$$

En plasticité associée, $F = \psi$.

4.4. Cas particuliers issus de la formulation unifiée

4.4.1. MODÈLE DE DRUCKER-PRAGER

Classiquement, la surface de plasticité du modèle de Drucker-Prager s'écrit souvent sous la forme :

$$F = I_{\hat{\sigma}} + \frac{6 \sin \phi_c}{\sqrt{3}(3 - \sin \phi_c)} \frac{I_{\sigma}}{3} - \frac{6C \cos \phi_c}{\sqrt{3}(3 - \sin \phi_c)} \quad (4.158a)$$

Il en résulte:

$$F = I_{\hat{\sigma}} + \frac{2 \sin \phi_c}{\sqrt{3}(3 - \sin \phi_c)} I_{\sigma} - \frac{2 \sin \phi_c}{\sqrt{3}(3 - \sin \phi_c)} * 3C \frac{\cos \phi_c}{\sin \phi_c} \quad (4.158b)$$

Si l'on utilise la notion du rayon réduit (4.146), l'équation de F s'écrit :

$$F = II_{\hat{\sigma}} + \bar{r}_C I_{\sigma} - \bar{r}_C * 3c / \text{tg} \phi_C \quad (4.158c)$$

$$F = II_{\hat{\sigma}} + \bar{r}_C (I_{\sigma} - I_s) \quad (4.158d)$$

\bar{r}_C est la pente de la surface de plasticité de Drucker-Prager en compression.

La quantité de $I_s = 3c / \text{tg} \phi_C$ correspond à la translation d'axe due à la cohésion.

La résistance ultime des sols n'est pas la même en compression et en extension. Pour en tenir compte, on peut remplacer \bar{r}_C par \bar{r} , car \bar{r} a la même signification physique que \bar{r}_C , mais varie en fonction de l'angle de Lode. L'équation de F devient alors:

$$F = II_{\hat{\sigma}} + \bar{r}(I_{\sigma} - I_s) \quad (4.158e)$$

Puisque, en plasticité, $F = 0$, on a :

$$II_{\hat{\sigma}} = -\bar{r}(I_{\sigma} - I_s) \rightarrow II_{\hat{\sigma}}^2 = \bar{r}^2 (I_{\sigma} - I_s)^2 \quad (4.158f)$$

Il est donc équivalent d'écrire F sous la forme :

$$F = II_{\hat{\sigma}}^2 - \bar{r}^2 (I_{\sigma} - I_s)^2 \quad (4.159a)$$

$$F = (-I_{\hat{\sigma}}^2 + 2 * I_s * I_{\sigma} - I_s^2) * \bar{r}^2 + II_{\hat{\sigma}}^2 \quad (4.159b)$$

qui s'identifie à la formulation unifiée (4.153), avec:

$$F_1 = -I_{\hat{\sigma}}^2 + 2 * I_s * I_{\sigma} - I_s^2 \quad (4.159c)$$

$$F_2 = \bar{r}^2 = a^2 (1 + b \sin 3\alpha)^{2n} \quad (4.159d)$$

$$F_3 = II_{\hat{\sigma}}^2 \quad (4.159e)$$

d'où:

$$C1 = -1 \quad C2 = 2 * I_s \quad C3 = -I_s^2 \quad C0 = 1$$

$C2$ et $C3$ dépendent de la cohésion et de l'angle de frottement

On note qu'en prenant $a = \bar{r}_c$, $b=0$, la loi originale de Drucker-Prager est obtenue à nouveau.

L'influence de la succion peut être introduite via les paramètres de la loi (cohésion et angle de frottement). Donc, certains comportements mécaniques tels que l'augmentation de la résistance au cisaillement avec la succion et l'écroûissage avec la succion via la cohésion peuvent être pris en compte dans cette loi. Par contre, le phénomène d'effondrement ne peut pas être représenté par ce modèle.

4.4.2. MODÈLE D'ALONSO-GENS

L'équation de la surface de plasticité à une succion donnée peut être écrite sous la forme:

$$F = \left(I_\sigma^2 + (I_0 - I_s)I_\sigma - I_0I_s \right) \bar{r}^2 + II_\sigma^2 \quad (4.160a)$$

avec

$$F_1 = \left(I_\sigma^2 + (I_0 - I_s)I_\sigma - I_0I_s \right) \quad (4.160b)$$

d'où:

$$C1 = I \quad C2 = I_0 - I_s \quad C3 = -I_0I_s \quad (4.160c)$$

$I_s = 3c / \text{tg} \phi_c$ est la résistance en extension triaxiale, $I_0 = 3p_0$ représente la pression de préconsolidation. Ces trois paramètres dépendent de la succion.

$$F_2 = \bar{r}^2 \quad (4.160d)$$

$$F_3 = II_\sigma^2 \quad (4.160e)$$

d'où $C0 = 1$

L'effet de la succion est introduit via les quantités suivantes.

- La pression de préconsolidation p_0

Elle dépend de la succion. Selon l'expression utilisée dans le modèle d'Alonso-Gens :

$$I_0 = 3p_0 = I_c \left(\frac{I_0^*}{I_c} \right)^{\frac{\lambda(0)-\kappa}{\lambda(s)-\kappa}} \quad (4.161)$$

où $I_0^* = 3p_0^*$ et $I_c = 3^* p_c$ sont respectivement proportionnels à la pression de préconsolidation en état saturé et à la pression de référence.

$\lambda(s)$ est la pente plastique de la courbe de compressibilité dans l'état non saturé et dépend de la succion. La relation asymptotique proposée par Alonso et Gens a été adoptée (figure 4-10b):

$$\lambda(s) = \lambda(0) [(1-r) \exp(-\beta s) + r] \quad (4.162)$$

où r et β sont des paramètres du sol.

- La cohésion

De nombreuses recherches confirment que la succion entraîne une augmentation de la cohésion. On suppose généralement une relation linéaire:

$$c = c_0 + \xi s \quad (4.163)$$

c_0 est la cohésion du sol en état saturé et ξ est un paramètre.

- La résistance en extension triaxiale

Faute de données expérimentales, on suppose généralement que l'angle de frottement est indépendant de la succion. Dès lors, la résistance en extension triaxiale est :

$$I_s = 3c / \operatorname{tg} \phi_c = 3(c_0 + \xi s) / \operatorname{tg} \phi_c = 3c_0 / \operatorname{tg} \phi_c + 3\xi s / \operatorname{tg} \phi_c = I_{s0} + \zeta s \quad (4.164)$$

Selon la formulation d'Alonso et Gens, on a:

$$p_s = \zeta s \quad (4.165)$$

Ceci implique que le sol n'a pas de cohésion dans l'état saturé. Cette hypothèse nous semble discutable.

L'effet de la succion est donc introduit dans l'équation de la surface de plasticité par l'intermédiaire de $C2$ et $C3$ (cfr équation 4.160c),

$$C2(s) = I_0(s) - I_s(s) \quad (4.166)$$

$$C3(s) = -I_0(s) I_s(s) \quad (4.167)$$

Si l'angle de frottement varie en fonction de la succion, son effet peut être introduit dans $C1$, $C2$ et $C3$.

4.4.3. MODÈLE DE DAFALIAS-KALIAKIN

Le modèle de Dafalias-Kaliakin (Kaliakin; Dafalias, 1982, 1989, 1990) est une loi constitutive à surface limite dans l'espace $(I_\sigma, II_{\hat{\sigma}})$: le point représentatif de l'état de contrainte est toujours situé à l'intérieur de cette surface et les déformations plastiques dépendent de la position de ce point par rapport à celle-ci. Plus précisément, elles sont fonction de la distance entre le point de contrainte réel $(I_\sigma, II_{\hat{\sigma}})$ et sa projection $(\bar{I}_\sigma, \bar{II}_{\hat{\sigma}})$ sur la surface limite à partir d'un centre de projection (figure 4.31). Donc, il modélise des déformations irréversibles même à l'intérieur de la surface limite.

L'équation de la surface limite de la loi de Dafalias - Kaliakin est également couverte par la formulation unifiée. Elle s'écrit (Li X.L 1992):

$$f = \bar{I}_\sigma^2 - \frac{2I_0}{R} \bar{I}_\sigma + \left(\frac{R-I}{N} \right)^2 \bar{II}_{\hat{\sigma}}^2 + \frac{2-R}{R} I_0^2 \quad (4.168)$$

N est la pente de la droite d'état critique dans un plan $(I_\sigma - II_{\hat{\sigma}})$. On a donc $N \equiv \bar{r}$.

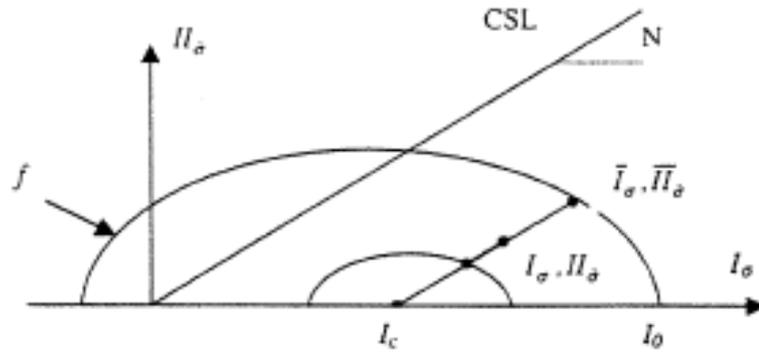


Figure 4-31 : Modèle de Dafalias-Kaliakin

Il vient immédiatement :

$$f = \left(\bar{I}_\sigma^2 - \frac{2I_0}{R} \bar{I}_\sigma + \frac{2-R}{R} I_0^2 \right) * \bar{r}^2 + (R-1)^2 \bar{II}_\sigma^2 \quad (4.169)$$

d'où :

$$F_1 = \left(\bar{I}_\sigma^2 - \frac{2I_0}{R} \bar{I}_\sigma + \frac{2-R}{R} I_0^2 \right) \quad (4.170a)$$

$$F_2 = \bar{r}^2 \quad (4.170b)$$

$$F_3 = (R-1)^2 \bar{II}_\sigma^2 \quad (4.170c)$$

avec:

$$C1 = 1 \quad C2 = -\frac{2I_0}{R} \quad C3 = \frac{2-R}{R} \quad C0 = (R-1)^2 \quad (4.170d)$$

I_0 représente la pression de préconsolidation. C'est une variable d'état. R est un paramètre qui contrôle la forme de la surface limite.

4.4.4. AUTRES LOIS

On peut élargir la formulation unifiée en l'écrivant sous une forme encore plus générale :

$$F = F_1(I_\sigma) * F_2(\sin 3\alpha) + F_3(II_\sigma) \quad (4.171)$$

avec :

$$F_1(I_\sigma) = C_n * I_\sigma^n + C_{n-1} * I_\sigma^{n-1} + C_{n-2} * I_\sigma^{n-2} + \dots + C_0 \quad (4.172)$$

F_2 et F_3 restent inchangés.

n représente l'exposant du premier invariant. Dans la plupart des lois, $n=2$. $C_n, C_{n-1}, C_{n-2}, \dots, C_0$ sont des coefficients fonction des variables d'écroûissage k et éventuellement de la succion s .

Certaines lois constitutives ont recours à des équations dont l'exposant n est supérieur à 2. La loi de Bolzon, Schrefler et Zienkiewicz, (1996) en est un exemple.

La surface limite de cette loi dans un espace $(p' - q)$ s'écrit :

$$f = q - 2M_f \left(p' - \frac{p'}{p_0} \right) \quad (4.173a)$$

Après quelques manipulations, cette équation peut être écrite sous la forme suivante :

$$f = \left(-\frac{4}{p_0^2} p'^4 + \frac{8}{p_0} p'^3 - 4p'^2 \right) M_f^2 + q^2 \quad (4.173b)$$

Dans le plan $(I_\sigma - II_{\hat{\sigma}})$, ceci s'écrit:

$$F = \left(-\frac{12}{I_0} I_\sigma^4 + \frac{24}{I_0} I_\sigma^3 - 12I_\sigma^2 \right) \bar{r}_C^2 + 3II_{\hat{\sigma}}^2 \quad (4.173c)$$

vu que:

$$p' = \frac{I_\sigma}{3} \quad \text{et} \quad q = \pm \sqrt{3} II_{\hat{\sigma}} \quad M_f = 3\sqrt{3} \bar{r}_C \quad p_0 = \frac{I_0}{3} \quad (4.173d)$$

Cette loi est donc aussi un cas particulier de la formulation unifiée.

D'autre part, on peut vérifier que la formulation unifiée couvre aussi plusieurs lois pour d'autres matériaux que les sols : la loi Rhagava pour certaines colles (Laschet 1994),

la loi de von Mises pour certains métaux, etc. Ceci s'écarte de notre sujet et nous ne donnons pas plus de détails.

4.5. Plasticité non associée

Dans le cas de la plasticité associée, la surface de plasticité F est confondue avec la surface potentielle ψ . Or de nombreuses expériences montrent que la normale à la surface de plasticité n'est pas nécessairement identique à la direction de la déformation plastique. Dans ce cas, deux approches sont possibles.

Soit on définit explicitement une surface potentielle $\psi (I_\sigma, II_{\hat{\sigma}}, \sin 3\alpha)$ et on calcule les déformations plastiques par:

$$\dot{\varepsilon}_{ij}^p = \dot{\lambda} \frac{\partial \psi}{\partial \sigma_{ij}} = \dot{\lambda} \left(\frac{\partial \psi}{\partial I_\sigma} \frac{\partial I_\sigma}{\partial \sigma_{ij}} + \frac{\partial \psi}{\partial II_{\hat{\sigma}}} \frac{\partial II_{\hat{\sigma}}}{\partial \sigma_{ij}} + \frac{\partial \psi}{\partial (\sin 3\alpha)} \frac{\partial (\sin 3\alpha)}{\partial \sigma_{ij}} \right) \quad (4.174a)$$

Soit on exprime les déformations plastiques par une formule du type:

$$\dot{\varepsilon}_{ij}^p = \dot{\lambda} \frac{\partial \psi}{\partial \sigma_{ij}} = \dot{\lambda} \left(g_1 \frac{\partial F}{\partial I_\sigma} \frac{\partial I_\sigma}{\partial \sigma_{ij}} + g_2 \frac{\partial F}{\partial II_{\hat{\sigma}}} \frac{\partial II_{\hat{\sigma}}}{\partial \sigma_{ij}} + g_3 \frac{\partial F}{\partial (\sin 3\alpha)} \frac{\partial (\sin 3\alpha)}{\partial \sigma_{ij}} \right) \quad (4.174b)$$

où g_1, g_2, g_3 sont des fonctions qui peuvent dépendre des invariants de contrainte.

Il faut noter que cette seconde approche ne définit implicitement une surface potentielle que si les conditions suivantes sont remplies:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \psi}{\partial I_\sigma \partial II_{\hat{\sigma}}} &= \frac{\partial^2 \psi}{\partial II_{\hat{\sigma}} \partial I_\sigma} \rightarrow \frac{\partial}{\partial I_\sigma} \left(g_2 \frac{\partial F}{\partial II_{\hat{\sigma}}} \right) = \frac{\partial}{\partial II_{\hat{\sigma}}} \left(g_1 \frac{\partial F}{\partial I_\sigma} \right) \\ \frac{\partial^2 \psi}{\partial I_\sigma \partial (\sin 3\alpha)} &= \frac{\partial^2 \psi}{\partial (\sin 3\alpha) \partial I_\sigma} \rightarrow \frac{\partial}{\partial I_\sigma} \left(g_3 \frac{\partial F}{\partial (\sin 3\alpha)} \right) = \frac{\partial}{\partial (\sin 3\alpha)} \left(g_1 \frac{\partial F}{\partial I_\sigma} \right) \\ \frac{\partial^2 \psi}{\partial II_{\hat{\sigma}} \partial (\sin 3\alpha)} &= \frac{\partial^2 \psi}{\partial (\sin 3\alpha) \partial II_{\hat{\sigma}}} \rightarrow \frac{\partial}{\partial II_{\hat{\sigma}}} \left(g_3 \frac{\partial F}{\partial (\sin 3\alpha)} \right) = \frac{\partial}{\partial (\sin 3\alpha)} \left(g_2 \frac{\partial F}{\partial II_{\hat{\sigma}}} \right) \end{aligned} \quad (4.175)$$

Alonso et Gens proposent pour leur modèle :

$$g_1 = g_3 = 1 \quad (4.176a)$$

$$g_2 = \frac{1}{3\sqrt{3} \left(1 - \frac{\kappa}{\lambda(s)} \right)} \left(\frac{3\bar{r}^2 (1 + 2K_0)^2 - (1 - K_0)^2}{(1 + 2K_0)(1 - K_0)} \right) \quad (4.176b)$$

où

$$K_0 = 1 - \sin \phi_c$$

On remarque que ce choix ne satisfait pas (4.175).

La valeur de g_2 est choisie de sorte que la règle d'écoulement puisse prédire une déformation latérale nulle en état de contrainte oedométrique.

De nombreux sols, notamment des sables denses et certaines argiles fortement surconsolidés, manifestent un comportement de *dilatance* : une sollicitation purement déviatorique peut engendrer une augmentation de volume. Certes, ce phénomène a un effet important en couplage hydromécanique, puisque la variation de volume influence directement la vitesse d'écoulement d'eau dans le sol. Une loi élastoplastique permet de représenter ce phénomène si la normale à la surface d'écoulement a une composante dans la direction opposée à l'axe I_σ . Donc, il faut que la surface d'écoulement dépende de la contrainte volumique, soit du premier invariant I_σ . Dès lors, la loi du type Cam Clay et la loi de Drucker-Prager permettent, en principe, de modéliser la dilatance. Néanmoins, pour pouvoir régler à volonté la dilatance du modèle, une loi non-associée est souvent préférable : on peut introduire l'angle de dilatance dans le modèle à l'aide d'une surface potentielle.

Dans la loi de Drucker-Prager, une surface potentielle ψ est introduite par :

$$\psi = -\bar{r}_\psi^2 (I_\sigma - I_\psi)^2 + II_{\hat{\sigma}}^2 \quad (4.177a)$$

où :

$$\bar{r}_\psi = \frac{\sqrt{3} \sin \psi_c}{3 - \sin \psi_c} \quad \text{et} \quad I_\psi = \frac{3c}{\text{tg} \psi_c} \quad (4.177b)$$

où ψ_c est l'angle de dilatance en compression.

On obtient :

$$\frac{\partial \psi}{\partial I_\sigma} = -2\bar{r}_\psi (I_\sigma - I_\psi); \quad \frac{\partial \psi}{\partial II_{\hat{\sigma}}} = 2II_{\hat{\sigma}}; \quad \frac{\partial \psi}{\partial (\sin 3\alpha)} = 0 \quad (4.177c)$$

En conclusion, la formulation unifiée permet aisément la prise en compte de la plasticité non associée.

4.6. Surface de plasticité dans le plan ($I_\sigma - s$)

L'introduction de l'effet de la succion dans l'équation de plasticité ne suffit pas à la prise en compte de tous les aspects fondamentaux du comportement des sols non saturés. Certains phénomènes typiques ne sont pas modélisés, notamment:

- le fait que, sous une contrainte constante, une forte augmentation de la succion (séchage) peut engendrer une déformation volumique irréversible lorsque la succion dépasse la succion maximale que le sol a subie précédemment ;
- le phénomène de gonflement (sous une faible charge) ou d'effondrement (sous une charge élevée) lors du mouillage.

Pour y parvenir, la succion doit être introduite dans la loi comme une variable indépendante. Selon l'approche d'Alonso et Gens, deux surfaces de plasticité dans le plan $(I_\sigma - s)$ sont ajoutées au modèle.

4.6.1. SURFACE *LC* (LOADING COLLAPSE)

On a montré dans le paragraphe précédent que la modélisation du phénomène d'effondrement requiert une surface de plasticité *LC* dans le plan $(I_\sigma - s)$. De manière générale, la surface *LC* est définie par l'écroutissage de la pression de préconsolidation avec la succion.

L'équation (4.161) est généralement adoptée pour décrire *LC*.

Cette approche est bien entendu limitée aux modèles de la famille Cam Clay, tel le modèle d'Alonso et Gens.

4.6.2. SURFACE *SI* (SUCTION INCREASE)

Des déformations irréversibles se produisent lorsque la succion dépasse la valeur maximale rencontrée dans le passé ($s > s_0$). Donc, s_0 joue le rôle de seuil de plasticité en succion.

On introduit ainsi une deuxième surface de plasticité dans un plan $(I_\sigma - s)$. En première approximation, son équation se réduit à un plan :

$$s = s_0 \quad (4.178)$$

4.6.3. SURFACE DE PLASTICITE DANS L'HYPERESPACE $(I_\sigma - II_{\hat{\sigma}} - \alpha - s)$

En conclusion, trois surfaces de plasticité sont nécessaires pour la modélisation du comportement d'un sol non saturé : la surface de plasticité *F* dans un espace

$(I_\sigma - II_{\dot{\sigma}} - \alpha)$, les surfaces *LC* et *SI*. Eventuellement, d'autres surfaces interviennent dans le cas où la plasticité non-associée serait nécessaire. Elles définissent le potentiel d'écoulement.

4.7. Formulation du modèle

Dans ce paragraphe, nous nous concentrons sur le développement algorithmique du modèle d'Alonso-Gens dans le cadre de notre formulation unifiée.

4.7.1. DÉFORMATIONS ÉLASTIQUES

Les déformations élastiques induites par les contraintes sont données par la loi de Hooke:

$$\dot{\varepsilon}_{kl-m}^e = C_{ijkl}^{e-1} \dot{\sigma}_{ij}^e \quad (4.179)$$

L'indice m indique les déformations induites par une sollicitation mécanique (variation de contrainte effective ou nette). Le tenseur de Hooke vaut :

$$C_{ijkl}^e = \frac{E}{1+\nu} \delta_{ik} \delta_{jl} + \frac{E\nu}{(1+\nu)(1-2\nu)} \delta_{ij} \delta_{kl} \quad (4.180)$$

où E est le module de Young et ν le coefficient de Poisson.

En mécanique des sols, les modules K (module de compressibilité cubique) et G (module de cisaillement) sont fréquemment utilisés. On note :

$$K = \frac{E}{3(1-2\nu)} \quad \text{et} \quad G = \frac{E}{2(1+\nu)}$$

On a donc:

$$C_{ijkl}^e = \left(K - \frac{2}{3}G \right) \delta_{ij} \delta_{kl} + 2G \delta_{ik} \delta_{jl} \quad (4.181)$$

Si l'élasticité est non linéaire, les modules K et G varient avec les contraintes ou avec les déformations. On exprime souvent cette variation en fonction de la contrainte moyenne ou du premier invariant de contrainte :

$$\begin{aligned} K &= K(I_\sigma) \\ G &= G(I_\sigma) \end{aligned} \quad (4.182)$$

La déformation élastique induite par une variation de la succion est donnée par :

$$d\varepsilon_{v-s}^e = \frac{\kappa_s}{v} \frac{ds}{(s + p_{at})} = \frac{\kappa_s}{(1+e)(s + p_{at})} \frac{ds}{M_s^e} \quad (4.183)$$

$$\frac{1}{M_s^e} = \frac{\kappa_s}{(1+e)(s + p_{at})}$$

L'indice s indique la déformation induite par une sollicitation hydrique (variation de la succion).

On peut écrire cette relation sous la forme plus générale :

$$\dot{\varepsilon}_{kl-s}^e = h_{kl}^e \dot{s} \quad \text{avec} \quad h_{kl}^e = \frac{1}{3M_s^e} \delta_{kl} \quad (4.184)$$

4.7.2. DÉFORMATIONS PLASTIQUES

Les déformations plastiques induites par une sollicitation mécanique sont données par :

$$\dot{\varepsilon}_{ij-m}^p = \lambda \frac{\partial \psi}{\partial \sigma_{ij}} \quad (4.185)$$

Lorsque la succion dépasse le seuil s_0 , les déformations totales induites par un incrément de succion valent :

$$d\varepsilon_{v-s}^p = \frac{\lambda_s}{v} \frac{ds}{(s + p_{at})} = \frac{\lambda_s}{(1+e)(s + p_{at})} \frac{ds}{M_s^p} \quad (4.186)$$

Avec (4.183), on obtient:

$$d\varepsilon_{v-s}^p = \frac{\lambda_s - \kappa_s}{(1+e)(s + p_{at})} \frac{ds}{M_s^p} \quad (4.187)$$

$$\frac{1}{M_s^p} = \frac{\lambda_s - \kappa_s}{(1+e)(s + p_{at})}$$

Dès lors:

$$\dot{\varepsilon}_{kl-s}^p = h_{kl}^p \dot{s} \quad \text{avec} \quad h_{kl}^p = \frac{1}{3M_s^p} \delta_{kl} \quad (4.188)$$

4.7.3. RELATION CONTRAINTE - DÉFORMATION

La décomposition de la vitesse de déformation donne:

$$\begin{aligned}
 \dot{\varepsilon}_{ij} &= \dot{\varepsilon}_{ij}^e + \dot{\varepsilon}_{ij}^p \\
 &= \dot{\varepsilon}_{ij-m}^e + \dot{\varepsilon}_{ij-s}^e + \dot{\varepsilon}_{ij-m}^p + \dot{\varepsilon}_{ij-s}^p \\
 &= D_{ijkl}^e \dot{\sigma}_{kl} + h_{ij}^e \dot{s} + \lambda \frac{\partial \psi}{\partial \dot{\sigma}_{ij}} + h_{ij}^p \dot{s}
 \end{aligned} \tag{4.189}$$

où le tenseur \underline{D} est l'inverse de \underline{C} .

La condition de cohérence donne:

$$\dot{F} = \frac{\partial F}{\partial \sigma_{ij}} \dot{\sigma}_{ij} + \frac{\partial F}{\partial s} \dot{s} + \frac{\partial F}{\partial k} \dot{k} = 0 \tag{4.190}$$

où k représente la variable d'état du modèle.

Si l'écroûissage est exprimé en fonction de la déformation plastique, on a :

$$\dot{F} = \frac{\partial F}{\partial \sigma_{ij}} \dot{\sigma}_{ij} + \frac{\partial F}{\partial s} \dot{s} + \frac{\partial F}{\partial k} \frac{\partial k}{\partial \varepsilon_{ij}^p} \dot{\varepsilon}_{ij}^p = 0 \tag{4.191}$$

On sait que:

$$\dot{\varepsilon}_{ij}^p = \lambda \frac{\partial \psi}{\partial \sigma_{ij}} + h_{ij}^p \dot{s}$$

$$\dot{F} = \frac{\partial F}{\partial \sigma_{ij}} \dot{\sigma}_{ij} + \frac{\partial F}{\partial s} \dot{s} + \frac{\partial F}{\partial k} \frac{\partial k}{\partial \varepsilon_{ij}^p} (\lambda \frac{\partial \psi}{\partial \sigma_{ij}} + h_{ij}^p \dot{s}) = 0$$

$$\dot{F} = \frac{\partial F}{\partial \sigma_{ij}} \dot{\sigma}_{ij} + (\frac{\partial F}{\partial s} + \frac{\partial F}{\partial k} \frac{\partial k}{\partial \varepsilon_{ij}^p} h_{ij}^p) \dot{s} + \frac{\partial F}{\partial k} \frac{\partial k}{\partial \varepsilon_{ij}^p} \lambda \frac{\partial \psi}{\partial \sigma_{ij}} = 0$$

Si l'on note :

$$A = - \frac{\partial F}{\partial k} \frac{\partial k}{\partial \varepsilon_{ij}^p} \frac{\partial \psi}{\partial \sigma_{ij}}, \tag{4.192}$$

$$B = - \frac{\partial F}{\partial \sigma_{ij}} C_{ijkl}^e \frac{\partial \psi}{\partial \sigma_{kl}}, \tag{4.193}$$

$$C = \frac{\partial F}{\partial k} \frac{\partial k}{\partial \varepsilon_{ij}^p} h_{ij}^p, \quad (4.194)$$

Après une longue manipulation, on obtient :

$$\dot{\sigma}_{ij} = \left[C_{ijkl}^e - \frac{\frac{\partial \psi}{\partial \sigma_{mn}} C_{ijmn}^e \frac{\partial F}{\partial \sigma_{ab}} C_{abkl}^e}{(A-B)} \right] \dot{\varepsilon}_{kl} - \left(C_{ijkl}^e (h_{kl}^e + h_{kl}^p) - \frac{C_{ijkl}^e \frac{\partial \psi}{\partial \sigma_{kl}}}{(A-B)} \left[\frac{\partial F}{\partial \sigma_{mn}} C_{mnts}^e (h_{ts}^e + h_{ts}^p) - \left(\frac{\partial F}{\partial s} + C \right) \right] \right) \dot{s} \quad (4.195)$$

On note :

$$C_{ijkl}^p = \frac{\frac{\partial \psi}{\partial \sigma_{mn}} C_{ijmn}^e \frac{\partial F}{\partial \sigma_{ab}} C_{abkl}^e}{(A-B)} \quad (4.196a)$$

$$C_{ijkl}^{ep} = C_{ijkl}^e - C_{ijkl}^p \quad (4.196b)$$

$$V_{ij} = \left(C_{ijkl}^e (h_{kl}^e + h_{kl}^p) - \frac{C_{ijkl}^e \frac{\partial \psi}{\partial \sigma_{kl}}}{(A-B)} \left[\frac{\partial F}{\partial \sigma_{mn}} C_{mnts}^e (h_{ts}^e + h_{ts}^p) - \left(\frac{\partial F}{\partial s} + C \right) \right] \right) \quad (4.197)$$

Alors, on peut écrire l'équation (4.195) de manière simple:

$$\dot{\sigma}_{ij} = C_{ijkl}^{ep} \dot{\varepsilon}_{kl} - V_{ij} \dot{s} \quad (4.198)$$

4.7.4. RÈGLE D'ÉCROUISSAGE

Les surfaces de plasticité LC et F sont contrôlées par une seule variable d'état: la pression de préconsolidation à l'état saturé I_0^* . La surface SI est contrôlée par la variable s_0 .

On suppose un écouissage scalaire de LC et F . La variable d'état I_0^* est contrôlée par la la mesure de la déformation volumique plastique e^p .

Si l'on admet que la variation de volume est uniquement une variation du volume des vides, on a, en petites déformations:

$$e = \frac{V_v}{V_s} = \frac{\text{volume des vides}}{\text{volume des grains}}$$

$$1 + e = \frac{V_s + V_v}{V_s} = \frac{V_{total}}{V_s}$$

$$\dot{e} = \frac{\dot{V}_{total}}{V_s} = \frac{\dot{V}_{total}}{V_{total}} \frac{V_{total}}{V_s} = -\dot{\varepsilon}_{kk} (1 + e_0) \quad (4.199)$$

Si l'on écrit $\dot{e} = \dot{e}^e + \dot{e}^p$ et $\dot{\varepsilon}_{kk} = \dot{\varepsilon}_{kk}^e + \dot{\varepsilon}_{kk}^p$, il vient donc par identification:

$$\dot{e}^p = -\dot{\varepsilon}_{kk}^p (1 + e_0)$$

Par conséquent, l'écroûissage de LC et F est contrôlé par la formulation suivante:

$$dI_0^* = \frac{(\langle I_0^* - I_l \rangle + I_l)}{\lambda(0) - \kappa} \dot{e}^p = \frac{(1 + e_0)(\langle I_0^* - I_l \rangle + I_l)}{\lambda(0) - \kappa} d\varepsilon_{kk}^p \quad (4.200)$$

où I_l est une valeur très petite mais non nulle pour éviter des problèmes numériques.

L'écroûissage de SI est donnée par:

$$ds_0 = \frac{(1 + e_0)(s_0 + P_{at})}{3(\lambda_s - \kappa_s)} d\varepsilon_{kk}^p \quad (4.201)$$

où ε_{kk}^p est la déformation volumique plastique totale résultant des effets hydriques et mécaniques:

$$d\varepsilon_{kk}^p = d\varepsilon_{kk-s}^p + d\varepsilon_{kk-m}^p \quad (4.202)$$

On remarque que les surfaces LC et SI s'écroûissent en fonction de la déformation volumique plastique totale. Ainsi on introduit un couplage entre LC et SI .

4.8. Implantation de la formulation unifiée dans le code LAGAMINE

4.8.1. SCHEMA D'INTEGRATION DE LA LOI CONSTITUTIVE

Pour intégrer temporellement la relation constitutive développée ci-dessus, on a choisi un schéma du point milieu généralisé basé sur le paramètre temporel non

dimensionnel $\theta \in [0,1]$. Pour obtenir des résultats plus précis, le pas de temps Δt est divisé en N sous intervalles $dt = \Delta t / N$. La taille des sous-intervalles est calculée en fonction de l'incrément de déformation $\|\Delta \varepsilon\|$. Ceci permet d'adapter localement la taille des sous-intervalles à celle des incréments de déformation.

Pour chaque sous intervalle de temps $[I \rightarrow I + I]$, on a :

$$\begin{aligned}\sigma_{ij}(I + \theta dt) &= \sigma_{ij}(I) + \dot{\sigma}_{ij}(I) \theta dt \\ \sigma_{ij}(I + I) &= \sigma_{ij}(I) + \dot{\sigma}_{ij}(I + \theta dt) dt\end{aligned}\tag{4.203}$$

Les variables d'état sont intégrées de même façon.

4.8.2. LOGICIEL LOISOL

Les lois élasto-plastiques classiques sont toujours composées des mêmes ingrédients : réponse élastique, surface de plasticité, potentiel d'écoulement et/ou loi d'écoulement, déformation plastique et règle d'écrouissage. La formulation unifiée développée ci-dessus met en évidence cette structure et lui donne une grande flexibilité.

Sur cette base, nous avons développé le jeu de sous-programmes LOISOL. Il comprend l'ensemble des outils présentés ci-dessus, tels que l'élasticité linéaire ou non linéaire, les surfaces de plasticité de Cam Clay, Alonso-Gens, Drucker-Prager, etc. Dès lors, la prise en compte d'un nouveau modèle s'inscrivant dans la formulation unifiée est particulièrement aisée.

Les divers sous-programmes du logiciel LOISOL ont été décrits dans (Li X.L., 1994 et 1996).

4.8.3. ELÉMENTS FINIS COUPLÉS

La loi constitutive unifiée peut être appelée par divers types d'éléments finis du code LAGAMINE pour l'analyse hydro-mécanique couplée ou thermo-hydro-mécanique couplée en état plan de déformation ou en état axisymétrique. Il suffit en effet, au niveau d'un point d'intégration de l'élément fini, de fournir à LOISOL les valeurs d'entrée nécessaires : contraintes nettes, succion, éventuellement température, variables d'écrouissage, paramètres matériels, etc.

Nous utiliserons par la suite :

- un élément fini isoparamétrique à 8 nœuds et 4 ou 9 points d'intégration, dans lequel la pression de la phase air est supposée constante ($u_a = p_{at}$) et dont chaque nœud possède 3 degrés de liberté :

- u_1 déplacement selon l'axe x_1
 - u_2 déplacement selon l'axe x_2
 - u_w pression dans la phase eau (négative en cas de succion)
- un élément fini isoparamétrique à 8 nœuds et 4 ou 9 points d'intégration dont chaque nœud possède 4 degrés de liberté :
 - u_1 déplacement selon l'axe x_1
 - u_2 déplacement selon l'axe x_2
 - u_w pression dans la phase eau
 - u_a pression dans la phase air
 - un élément fini isoparamétrique à 8 nœuds et 4 ou 9 points d'intégration dont chaque nœud possède 5 degrés de liberté :
 - u_1 déplacement selon l'axe x_1
 - u_2 déplacement selon l'axe x_2
 - u_w pression dans la phase eau
 - u_a pression dans la phase air
 - T température

4.9. Avantages de la formulation unifiée

Les avantages de la formulation unifiée décrite ci-dessus sont principalement les suivants:

- mise en évidence de la structure commune à toute une série de lois constitutives élasto-plastiques.
- possibilité de disposer de toute une série de lois constitutives classiques (Cam Clay, Drucker-Prager, etc.) de façon modulaire et dans un logiciel unique, ce qui donne une grande souplesse pour leur comparaison.
- possibilité de combiner la dépendance vis-à-vis de l'angle de Lode (Van Eekelen) avec chacune de ces lois classiques.
- possibilité de combiner la prise en compte des effets de la succion avec chacune de ces lois classiques.
- possibilité d'explorer une vaste gamme de lois non classiques en jouant sur les coefficients des fonctions F_1, F_2, F_3 .
- possibilité de faire des comparaisons réalistes des performances numériques des différents modèles grâce à la programmation homogène et modulaire.

5. REMARQUES SUR LES DÉFORMATIONS ÉLASTIQUES

Nous avons présenté au § 3.2.1 et nous avons utilisé au § 4.7.1 une formulation hypoélastique pour calculer les déformations élastiques d'un sol saturé ou non saturé.

Si l'on se limite pour simplifier aux variables indépendantes qui sont p , q et s (p et q pouvant correspondre à des contraintes nettes ou effectives), cette formulation hypoélastique s'écrit :

$$d\varepsilon_{v-m}^e = \frac{1}{K} dp \quad (4.204a)$$

$$d\varepsilon_s^e = \frac{1}{2G} dq \quad (4.204b)$$

$$d\varepsilon_{v-s}^e = \frac{1}{M_s^e} ds \quad (4.204b)$$

avec, (§ 3.2.1) :

$$\frac{1}{K} = \frac{a_m + c_s \ln(s + p_{at})}{(1 + e_0)p} \quad (4.205a)$$

$$G = (G_0 + ms) \left[1 - \frac{R_f q}{q_f} \right]^2 \quad (4.205b)$$

$$h_s = \frac{1}{M_s^e} = \frac{b_s + c_s \ln p}{(1 + e_0)(s + p_{at})} \quad (4.205c)$$

ou (§ 4.7.1)

$$K = K(p) \quad (4.206a)$$

$$G = G(p) \quad (4.206b)$$

$$h_s = \frac{1}{M_s^e} = \frac{\kappa_s}{(1 + e_0)(s + p_{at})} \quad (4.206c)$$

Nous allons montrer que ce genre de formulation ne garantit pas nécessairement la réversibilité des déformations élastiques, ce qui est en contradiction avec leur définition.

Considérons le cas où $q=0$ et où seules p et s peuvent varier (figure 4-32). Pour passer d'un état A à un état B dans le plan (p - s), on peut choisir par exemple le trajet $AA'B$ ou le trajet $AB'B$.

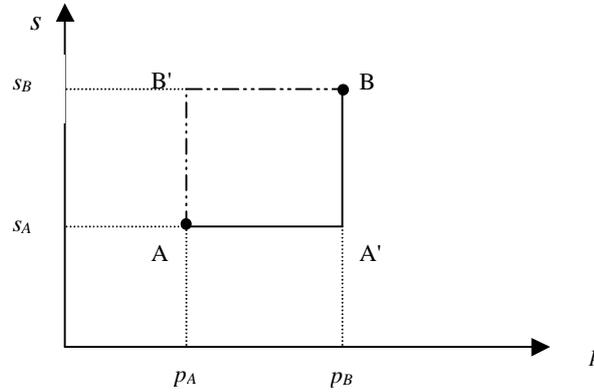


Figure 4-32 : Trajets de sollicitation d'un essai isotrope à succion contrôlée

Si l'on évalue les déformations volumiques en B en intégrant les formules (4.204) avec K et M_s^e données par (4.205), il vient après quelques calculs :

Selon le trajet $AA'B$:

$$\varepsilon_{v-m}^e \Big|_B = \varepsilon_{v-m}^e \Big|_A + \frac{a_m + c_s \ln(s_A + p_{at})}{I + e_0} \ln\left(\frac{p_B}{p_A}\right)$$

$$\varepsilon_{v-s}^e \Big|_B = \varepsilon_{v-s}^e \Big|_A + \frac{b_s + c_s \ln(p_B)}{I + e_0} \ln\left(\frac{s_B + p_{at}}{s_A + p_{at}}\right)$$

Selon le trajet $AB'B$:

$$\varepsilon_{v-m}^e \Big|_B = \varepsilon_{v-m}^e \Big|_A + \frac{a_m + c_s \ln(s_B + p_{at})}{I + e_0} \ln\left(\frac{p_B}{p_A}\right)$$

$$\varepsilon_{v-s}^e \Big|_B = \varepsilon_{v-s}^e \Big|_A + \frac{b_s + c_s \ln(p_A)}{I + e_0} \ln\left(\frac{s_B + p_{at}}{s_A + p_{at}}\right)$$

On constate que ces résultats sont différents.

On obtient une conclusion similaire avec les formules (4.206) ou si, en maintenant $s = 0$, on passe d'un état A à un état B par deux trajets différents dans le plan (p - q).

Pour éviter ces problèmes, une approche hyperélastique est nécessaire. Pour cela, il faut définir un potentiel $\Omega(p, q, s)$ suffisamment continu et en déduire les déformations par :

$$\varepsilon_{v-m}^e(p, q, s) = \frac{\partial \Omega}{\partial p} \quad ; \quad \varepsilon_s^e(p, q, s) = \frac{\partial \Omega}{\partial q} \quad ; \quad \varepsilon_{v-s}^e(p, q, s) = \frac{\partial \Omega}{\partial s} \quad (4.207)$$

Le potentiel Ω doit être dérivable deux fois (continuité C^2) pour que le tenseur constitutif élastique existe. Cela implique l'égalité des dérivées croisées :

$$\frac{\partial^2 \Omega}{\partial p \partial q} = \frac{\partial^2 \Omega}{\partial q \partial p} \quad ; \quad \frac{\partial^2 \Omega}{\partial p \partial s} = \frac{\partial^2 \Omega}{\partial s \partial p} \quad ; \quad \frac{\partial^2 \Omega}{\partial q \partial s} = \frac{\partial^2 \Omega}{\partial s \partial q} \quad (4.208a)$$

ou encore

$$\frac{\partial \varepsilon_{v-m}^e}{\partial q} = \frac{\partial \varepsilon_s^e}{\partial p} \quad ; \quad \frac{\partial \varepsilon_{v-m}^e}{\partial s} = \frac{\partial \varepsilon_{v-s}^e}{\partial p} \quad ; \quad \frac{\partial \varepsilon_s^e}{\partial s} = \frac{\partial \varepsilon_{v-s}^e}{\partial q} \quad (4.208b)$$

Il en résulte que le tenseur constitutif d'élasticité est symétrique :

$$\begin{Bmatrix} d\varepsilon_{v-m}^e \\ d\varepsilon_s^e \\ d\varepsilon_{v-s}^e \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\partial \varepsilon_{v-m}^e}{\partial p} & \frac{\partial \varepsilon_{v-m}^e}{\partial q} & \frac{\partial \varepsilon_{v-m}^e}{\partial s} \\ \frac{\partial \varepsilon_s^e}{\partial p} & \frac{\partial \varepsilon_s^e}{\partial q} & \frac{\partial \varepsilon_s^e}{\partial s} \\ \frac{\partial \varepsilon_{v-s}^e}{\partial p} & \frac{\partial \varepsilon_{v-s}^e}{\partial q} & \frac{\partial \varepsilon_{v-s}^e}{\partial s} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} dp \\ dq \\ ds \end{Bmatrix} \quad (4.209)$$

La formulation du type (4.204) revient à postuler que la matrice est diagonale.

Ainsi, on obtient :

$$\frac{\partial \varepsilon_{v-m}^e}{\partial p} = \frac{1}{K} \quad ; \quad \frac{\partial \varepsilon_{v-m}^e}{\partial q} = 0 \quad ; \quad \frac{\partial \varepsilon_{v-m}^e}{\partial s} = 0$$

Ce qui implique que ε_{v-m}^e n'est fonction que de p et, par conséquent, $K = K(p)$.

De même, on trouve que $G = G(q)$ et $M_s^e = M_s^e(s)$.

Il en résulte que les formules (4.205) ne fournissent des déformations réversibles que si $c_s = 0$ et $m = 0$.

De même, pour les formules (4.206), il faut imposer $G = \text{constante}$ et $\kappa_s = \text{constante}$.

Ces restrictions sont très sévères et si on les applique rigoureusement, on éprouve des difficultés à modéliser certains résultats expérimentaux.

Idéalement, il faudrait déterminer la forme du potentiel Ω et appliquer la formulation hyperélastique. Il s'agit là d'un travail considérable qui nécessite une expérimentation spécifique dont nous ne disposons pas à l'heure actuelle.

C'est pourquoi, tout en étant conscient des critiques qu'elle mérite, nous avons employé malgré tout la formulation hypoélastique.

6. CONCLUSIONS

De ce chapitre se dégagent plusieurs conclusions importantes sur la modélisation du comportement hydromécanique des sols non saturés.

- Le concept de *contrainte effective* ne s'étend pas de façon triviale aux sols non saturés.

La contrainte effective de Bishop ne permet pas de rendre compte du phénomène d'effondrement lors du remouillage sous charge importante. Elle ne peut pas être considérée comme une variable d'état car le paramètre χ de Bishop dépend du chemin de contrainte.

D'autres définitions de contraintes effectives ont été proposées dans la littérature, mais aucune ne conduit à une modélisation satisfaisante de l'effondrement apparaissant en cours de remouillage sous charge importante.

Nous avons précisé le concept de sols quasi saturés dans lesquels l'air est occlus sous forme de bulles discontinues et distribuées dans l'eau, ce qui induit un degré de saturation supérieur à 0.85 ou 0.90. Dans ce cas, on peut utiliser la contrainte effective de Terzaghi mais il faut prendre en compte correctement la compressibilité du mélange air-eau.

- Le concept de *surface d'état* ne convient que pour des chargements monotones.
- C'est le concept de *variables d'état indépendantes* qui est le plus fructueux: le recours à la contrainte nette (ou à une contrainte effective) et à la succion comme variables de modélisation permet de représenter pratiquement tous les phénomènes essentiels observés expérimentalement sur les sols non saturés.
- Plusieurs modèles élasto-plastiques importants, écrits en variables indépendantes, ont été passés en revue. En particulier, celui d'Alonso-Gens est très riche de possibilités, tout spécialement sa version à double structure. Ce modèle a d'ailleurs inspiré d'autres chercheurs qui en ont proposé des extensions ou modifications pour l'adapter à certains résultats expérimentaux spécifiques.

- Une unification de la formulation des lois de comportement élasto-plastiques a été développée. Elle regroupe, dans une même structure, la grande majorité des lois élasto-plastiques classiques (Cam Clay, Drucker-Prager, Dafalias-Kaliakin, Alonso-Gens, etc pour les sols ; von Mises pour les métaux ; Rhagava pour les colles ...). Elle permet de combiner, avec n'importe laquelle de ces lois de sols, la dépendance vis-à-vis de l'angle de Lode et les effets de la succion.

1. Introduction	167
2. Description des matériaux étudiés	168
2.1. Argile de Kruibeke	168
2.1.1. Mode de préparation	168
2.1.2. Caractéristiques physiques principales des échantillons	168
2.1.3. Autres propriétés des échantillons	169
2.2. Limon de Gembloux	170
2.2.1. Mode de préparation	170
2.2.2. Caractéristiques physiques principales des échantillons	170
2.2.3. Autres propriétés des échantillons	171
3. Essais effectués	172
3.1. Argile de Kruibeke	173
3.2. Limon de Gembloux	173
4. Résultats expérimentaux	174
4.1. Argile de Kruibeke	176
4.1.1. Essais oedométriques et de compression isotrope	176
4.1.2. Essais triaxiaux (CU)	180
4.2. Limon de Gembloux	193
4.2.1. Essais oedométriques	193
4.2.2. Essais triaxiaux (CU)	194
5. Analyse des résultats d'essais	204
5.1. Comparaison des méthodes expérimentales entre laboratoires	205
5.2. Etat de saturation dans les échantillons (étude de la contre-pression u_0)	207
5.2.1. Contre-pression en cas d'utilisation d'eau désaérée	208
5.2.2. Contre-pression en cas d'utilisation d'eau non désaérée	210
5.2.3. Temps nécessaire pour saturer complètement un échantillon	214
5.2.4. Conclusion	218
5.3. Compressibilité de l'eau, de l'air et du mélange eau-air	219
5.3.1. Introduction	219
5.3.2. Formulation ne tenant pas compte de l'effet de la tension superficielle	221
5.3.3. Formulation tenant compte de l'effet de la tension superficielle	226
5.3.4. Analyse et conclusion	228
5.4. Coefficients de pression interstitielle de Skempton	232
5.5. Non-homogénéité de la pression interstitielle dans les échantillons	235
5.6. Influence du système de mesure	236
6. Conclusions	237

CHAPITRE V

ANALYSE DES RESULTATS EXPERIMENTAUX : SOLS SATURES ET QUASI SATURES

1. INTRODUCTION

L'étude expérimentale est la base de la compréhension du comportement des sols et de la recherche de leurs lois constitutives. C'est pourquoi, dans la plupart des projets de recherche, l'étude expérimentale est une phase importante du travail. Dans ce chapitre, on va examiner certains résultats expérimentaux relatifs à deux types de sols, obtenus dans le cadre d'une recherche FRFC.

Le projet de recherche FRFC est intitulé " Etude des lois de comportement de deux types de sols en chargement statique " (Bolle et al., 1995). C'est un projet du Fonds de la Recherche Fondamentale et Collective (FRFC) introduit par l'UCL, l'ULg, l'ULB et la RUG. Les objectifs de cette recherche sont les suivants :

- étudier et mieux comprendre les mécanismes fondamentaux de déformation de ces sols.
- étudier les relations générales entre contraintes et déformations en fonction du temps, de la nature et de l'histoire des charges, de la nature et des caractéristiques physiques des sols, etc.

Les partenaires principaux de ce projet sont les suivants :

- (1) Laboratoires de Géologie de l'Ingénieur, d'Hydrogéologie et de prospection géophysique de l'Université de Liège (LGIH-ULg).
- (2) Laboratoires d'Infrastructures et de Géomécanique de l'Université de Liège (LIG-ULg).
- (3) Rijksuniversiteit Gent (RUG).
- (4) Université Catholique de Louvain (UCL).
- (5) Université Libre de Bruxelles (ULB).

L'étude se limite aux mises en charge statiques de sols cohésifs et *saturés* reconstitués en laboratoire.

Deux types de matériaux sont considérés dans ce projet :

- l'argile de Kruibeke
- le limon de Gembloux

Les résultats expérimentaux obtenus dans ce projet fournissent une bonne base de données qui permet de mieux comprendre certains comportements hydromécaniques des sols fins.

2. DESCRIPTION DES MATÉRIAUX ÉTUDIÉS

2.1. Argile de Kruibeke

Le matériau utilisé pour cette recherche est une argile de Boom prélevée dans l'argillère de la firme ARGEX à Kruibeke. Il s'agit d'une argile d'origine marine de l'Oligocène, étage Rupélien (Goemaere E, 1990). C'est un matériau naturel, représentatif de sols assez communs en Belgique.

2.1.1. MODE DE PRÉPARATION

Pour pouvoir comparer leurs résultats expérimentaux, les différents laboratoires ont décidé de faire les mêmes essais sur des échantillons d'argile identique. Pour ce faire, une grande quantité d'argile a été prélevée, homogénéisée, saturée et distribuée aux autres laboratoires par la RUG.

Le matériau est en principe préparé de manière à fournir aux divers laboratoires des échantillons homogènes en contrôlant certaines caractéristiques physiques.

L'argile a d'abord été séchée puis réduite en poudre fine. Cette poudre a été homogénéisée, mélangée à de l'eau, puis extrudée à travers une filière de 10 cm de diamètre. Les carottes ainsi obtenues ont été emballées dans une fine feuille de plastique et déposées dans un tronçon de gouttière en PVC.

2.1.2. CARACTÉRISTIQUES PHYSIQUES PRINCIPALES DES ÉCHANTILLONS

En principe, les échantillons ainsi préparés doivent être homogènes et identiques. Pour s'en assurer, certaines caractéristiques des échantillons ont été systématiquement mesurées dans chaque laboratoire avant les essais. Le tableau 5-1 rassemble les paramètres principaux mesurés par chaque laboratoire pour cette argile.

On constate que, malgré toutes les précautions prises en préparant les échantillons, des différences significatives apparaissent aussi bien à l'intérieur d'un laboratoire que d'un laboratoire à l'autre.

Les échantillons d'argile ne sont donc pas très homogènes et sont assez loin de la saturation. Ceci se répercute sur l'ensemble des résultats. Ce point sera examiné plus loin à la lumière de leur analyse.

Ce manque d'homogénéité de l'argile reconstituée a été clairement mis en lumière par le laboratoire de l'ULB qui a procédé à des mesures de la répartition de la teneur en eau sur deux minces tranches d'argile provenant des carottes cylindriques de départ,

découpées ensuite en petits éléments. Les résultats sont présentés schématiquement à la figure 5-1.

Tableau 5-1 : Caractéristiques principales de l'argile de Kruikebe reconstituée

		LIG	UCL	ULB	LGIH	Ensemble
Poids volumique sec γ_d (kN / m^3)	Moyenne	13.09	13.10	13.57	13.54	13.28
	Ecart-type	0.39	0.54	0.82	0.70	0.66
Teneur en eau w (%)	Moyenne	34.91	35.89	30.30	28.38	33.46
	Ecart-type	2.71	3.15	2.99	6.51	3.88
Saturation S_{rw} (%)	Moyenne	91.1	94.6	84.1	78.3	89.6
	Ecart-type	2.3	3.3	7.5	9.2	6.8
Nombre d'échantillons testés		27	9	36	4	76

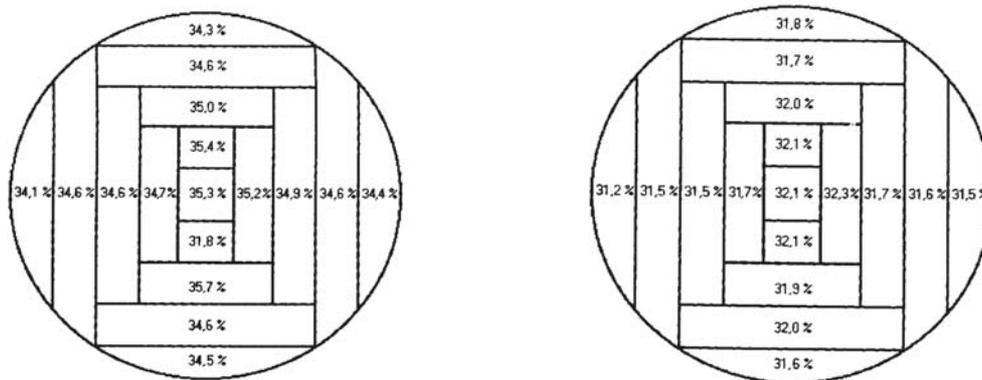


Figure 5-1: Répartition des teneurs en eau sur deux minces tranches d'argile

2.1.3 AUTRES PROPRIETES DES ECHANTILLONS

Au LIG, d'autres propriétés physiques, notamment les limites d'Atterberg, ont également été déterminées. Elles sont résumées dans le tableau 5-2.

Tableau 5-2 : Limites d'Atterberg de l'argile de Kruikebe reconstituée

Limite de liquidité W_L (%)	Limite de plasticité W_P (%)	Indice de plasticité I_P (%)
64.7	25.2	39.5

Il s'agit d'une argile à haute compressibilité d'après la classification de A.Casagrande.

Une analyse granulométrique a été faite au LIG. La courbe granulométrique est donnée à la figure 5-2 (regroupée avec celle du limon de Gembloux).

2.2. Limon de Gembloux

Le matériau a été prélevé à la briqueterie de GRAND MANIL dans la région de Gembloux. C'est un limon éolien de l'horizon de Rocourt du Pléistocène supérieur, étage Eemien (Bolle et al., 1995). Du point de vue pédologique, il correspond à un horizon C hérité par décarbonatation d'un loess (Duchêne, 1997). C'est aussi un matériau naturel, représentatif de sols assez communs en Belgique.

2.2.1. MODE DE PRÉPARATION

Le LIG a fourni les échantillons préparés selon une procédure similaire à celle utilisée pour l'argile de Kruibeke. Pour garantir l'homogénéité et la saturation des échantillons, le sol a été malaxé et extrudé sous vide à travers une filière de 8 cm de diamètre. Les carottes ainsi obtenues ont été conservées de la même façon que celles de l'argile de Kruibeke.

2.2.2. CARACTÉRISTIQUES PHYSIQUES PRINCIPALES DES ÉCHANTILLONS

Le tableau 5-3 rassemble les caractéristiques principales de ce matériau, mesurées par chaque laboratoire avant les essais.

Tableau 5-3 : Caractéristiques principales du limon de Gembloux reconstitué

		LIG	UCL	ULB	LGIH	Ensemble
Poids volumique sec γ_d (kN/m ³)	Moyenne	16.63	16.63	16.63	16.65	16.63
	Ecart-type	0.22	0.22	0.19	0.59	0.21
Teneur en eau w (%)	Moyenne	23.20	22.22	21.72	23.17	22.52
	Ecart-type	0.95	0.89	0.33	3.34	1.01
Saturation S_{rw} (%)	Moyenne	105.12	100.8	98.3	104.8	102.2
	Ecart-type	5.55	1.8	2.2	9.8	3.9
Nombre d'échantillons testés		15	33	6	11	65

En ce qui concerne le degré de saturation, on observe des différences un peu plus importantes entre laboratoires, qui peuvent s'expliquer par des procédures de mesure et des hypothèses de calcul légèrement différentes. Il s'agit en effet d'une caractéristique obtenue par calcul, qui est assez sensible à de faibles variations de certains paramètres.

En particulier, la mesure du volume initial des éprouvettes est assez délicate car le limon reconstitué présente une faible consistance. A titre d'illustration, on montre, sur la figure 5-2a la sensibilité du degré de saturation à la mesure du volume, pour une éprouvette de 50 cm^3 , théoriquement saturée, ayant un poids volumique sec $\gamma_d = 16.61 \text{ kN/m}^3$ et une teneur en eau $w = 22.5\%$. On remarque que, pour une erreur de mesure de volume $\pm 0.5 \text{ cm}^3$, on peut obtenir $\pm 3\%$ de différence sur le degré de saturation. En outre, de légères erreurs sur les valeurs de γ_s (poids volumique des particules solides) mesurées se répercutent sur le degré de saturation calculé. La sensibilité à la valeur de γ_s pour la même éprouvette est illustrée à la figure 5-2b.

On constate néanmoins que l'homogénéité du limon de Gembloux est meilleure que celle de l'argile de Kruibeke et que son degré de saturation est proche de 100%.

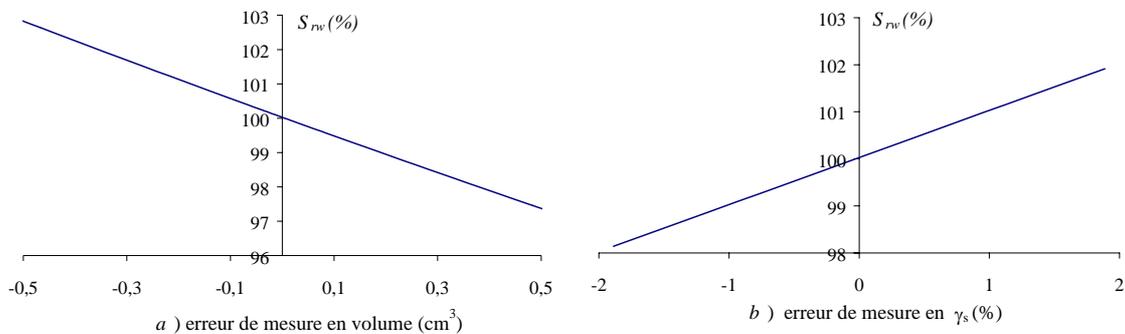


Figure 5-2 : Sensibilité du calcul du degré de saturation

2.2.3. AUTRES PROPRIÉTÉS DES ÉCHANTILLONS

Les limites d'Atterberg du limon ont été déterminées au LIG. Elles sont résumées au tableau 5-4. Il s'agit alors d'un limon à plasticité faible à moyenne.

Tableau 5-4 : Limites d'Atterberg du limon de Gembloux reconstitué

Limite de liquidité $W_L(\%)$	Limite de plasticité $W_P(\%)$	Indice de plasticité $I_P(\%)$
31.8	19.7	12.1

La courbe granulométrique du limon de Gembloux est donnée à la figure 5-3.

En outre, certains essais spécifiques ont été réalisés suivant d'autres procédures afin d'examiner leur influence sur les résultats obtenus ou en fonction de leur intérêt pour la connaissance du comportement des deux types de sols étudiés. Il s'agit :

- d'essais de plus longue durée,
- d'essais avec modification de la vitesse de cisaillement,
- d'essais avec modification de la raideur du "système" d'eau interstitielle,
- d'essais avec décharge et recharge.

Enfin, des essais oedométriques avec décharge éventuelle ont également été réalisés.

Les résultats de ces essais sont donnés dans le rapport de recherche " Etude des lois de comportement de deux types de sols en chargement statique " (Bolle et al., 1995).

3.1. Argile de Kruibeke

Au total, 122 essais ont été réalisés sur cette argile. Ils sont résumés au tableau 5-5.

Tableau 5-5 : Essais réalisés sur l'argile de Kruibeke

Type d'essai		LIG	UCL	ULB	LGIH
Oedométrique	Conventionnel	6+2 ¹	1	2	
	Longue durée		1		
Triaxial	Basse pression ²	27 ³	31 ⁴	36 ⁵	
	Haute pression ⁶				16 ⁷

3.2. Limon de Gembloux

Au total, 72 essais ont été réalisés sur le limon. Ils sont résumés au tableau 5-6.

¹ 2 essais de consolidation isotrope avec décharge - recharge

² pressions de consolidation : 50,100,200,400,800 kPa ; l'OCR varie de 0.125 à 32

³ 15 essais avec modification de la vitesse de cisaillement ; 3 essais avec modification de raideur de la phase d'eau ; 6 essais avec décharge -recharge

⁴ 3 essais ACU, 1 essai de longue durée avec fluage

⁵ 9 essais ACU

⁶ pressions de consolidation : 1600, 2500, 3200, 12800 kPa ; l'OCR varie de 1 à 8

⁷ 6 essais ACU, 1 essai avec contre-pression

Tableau 5-6 : Les essais réalisés sur le limon de Gembloux

Type d'essai		LIG	UCL	ULB	LGIH
Oedométrique	Conventionnel	5	2		
Triaxial	Basse pression	15 ⁸	33 ⁹	6	
	Haute pression				11

4. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Les deux types de sols présentés ci-dessus sont des sols remaniés. L'objectif de ces essais est d'étudier leur comportement mécanique en état *saturé*.

Essais oedométriques

Les essais oedométriques sont souvent des essais fondamentaux pour la calibration des lois constitutives (notamment des lois de type de Cam Clay). Les courbes contrainte-déformation nous permettent de déterminer les pentes de chargement et de déchargement. En général, si les courbes sont données dans le plan $(e - \ln \sigma_v)$, les pentes de plasticité (compression) et d'élasticité (déchargement) sont notées habituellement par λ et κ :

$$de = \lambda \frac{d\sigma_v}{\sigma_v} \quad \text{chargement plastique : } \sigma_v > p_0^* \quad (5.1)$$

$$de = \kappa \frac{d\sigma_v}{\sigma_v} \quad \text{déchargement élastique : } \sigma_v < p_0^* \quad (5.2)$$

Si les courbes sont tracées dans le plan $(\varepsilon_v - \ln \sigma_v)$, on note souvent la pente de chargement par C et la pente de déchargement par A :

$$d\varepsilon_v^{ep} = \frac{1}{C} \frac{d\sigma_v}{\sigma_v} \quad \text{et} \quad d\varepsilon_v^e = \frac{1}{A} \frac{d\sigma_v}{\sigma_v} \quad (5.3)$$

avec :

$$d\varepsilon_v = \frac{de}{1+e} \quad (5.4)$$

où e est l'indice de vide, σ_v la contrainte verticale, ε_v la déformation verticale et p_0^* la pression de préconsolidation.

⁸ 3 essais avec décharge

⁹ 3 essais ACU

D'autre part, des décharges permettent aussi de déterminer le module oedométrique élastique K_{oed} :

$$K_{oed} = A\sigma_v \quad (5.5)$$

Essais triaxiaux

Les essais triaxiaux permettent de définir certaines caractéristiques mécaniques des sols : angle de frottement interne, cohésion, pente de la droite d'état critique (CSL), comportement contractant ou dilatant, etc.

Sur un chemin drainé, la pression interstitielle est constante et égale à la contre-pression éventuelle. Le chemin de contrainte totale est une droite de pente 1/3 dans le plan $(p' - q)$. Par contre, dans des essais non drainés, la pression interstitielle croît (comportement contractant) ou décroît (comportement dilatant).

En général, les échantillons normalement consolidés ou légèrement surconsolidés présentent de la contractance, tandis que les échantillons fortement surconsolidés manifestent de la dilatance.

Théoriquement, dans un essai non drainé, pour un sol saturé normalement consolidé, la contractance est empêchée et on observe une montée continue de la pression interstitielle et, par conséquent, une diminution de la contrainte moyenne effective p' . Dans l'espace des contraintes effectives $(p' - q)$, le chemin de contrainte s'écarte du chemin drainé et s'incurve vers les faibles valeurs de p' pour aboutir finalement au même état critique (plasticité parfaite) que sur un chemin drainé. Pour les essais réalisés à différents niveaux de pression de préconsolidation, selon le modèle Cam Clay, les chemins de contraintes sont homothétiques par rapport à l'origine, le rapport d'homothétie étant égal au rapport des différentes pressions de consolidation isotrope (Biarez et Hicher, 1994). Les courbes $(q / p' - \varepsilon_1)$ ne dépendent pas de la pression de consolidation. Il en va de même pour les chemins de contrainte "normalisés" $(q / \sigma_c - p' / \sigma_c)$. En fait, cette homothétie n'est réellement observée que pour une variation limitée de la pression de consolidation.

Comment évoluent les chemins de contrainte et la pression interstitielle lorsque le sol est fortement surconsolidé ? Dans ce cas, le sol a tendance à présenter de la dilatance en cours de cisaillement. Cependant, la dilatance est aussi empêchée dans des essais non drainés. En conséquence, après une faible augmentation éventuelle, la pression interstitielle diminue pour compenser la tendance à la dilatance du sol et donc p' augmente.

Ces comportements idéalisés sont en pratique rarement rencontrés, notamment parce que les échantillons ne sont pas bien homogènes. D'autre part, de nombreux facteurs influencent les résultats expérimentaux. Ce point sera discuté en détail au paragraphe 5.

Il est possible de tracer une droite enveloppe supérieure des chemins de contrainte obtenus dans le plan $(p' - q)$. Cette droite caractérise le comportement plastique ultime (l'état critique) du sol en compression triaxiale. Elle est définie par :

$$q = Mp' + q_0 \quad (5.6)$$

où M est la pente de la droite d'état critique en compression dans le plan $(p' - q)$. M et q_0 sont liés à la cohésion c et à l'angle de frottement en compression ϕ_C par les relations suivantes:

$$\sin \phi_C = \frac{3M}{6 + M} \quad \text{et} \quad c = \frac{q_0}{M} \operatorname{tg} \phi_C \quad (5.7)$$

4.1. Argile de Kruibeke

Il est difficile, dans ce travail, de donner les résultats de tous les essais réalisés. Nous en présenterons seulement quelques-uns qui seront les plus utiles pour notre analyse. L'ensemble des résultats est présenté dans le rapport de recherche FRFC (Bolle et al., 1995).

4.1.1. ESSAIS OEDOMETRIQUES ET DE COMPRESSION ISOTROPE

L'ensemble des courbes de compressibilité obtenues par le LIG, l'UCL et l'ULB est représenté à la figure 5-4a.

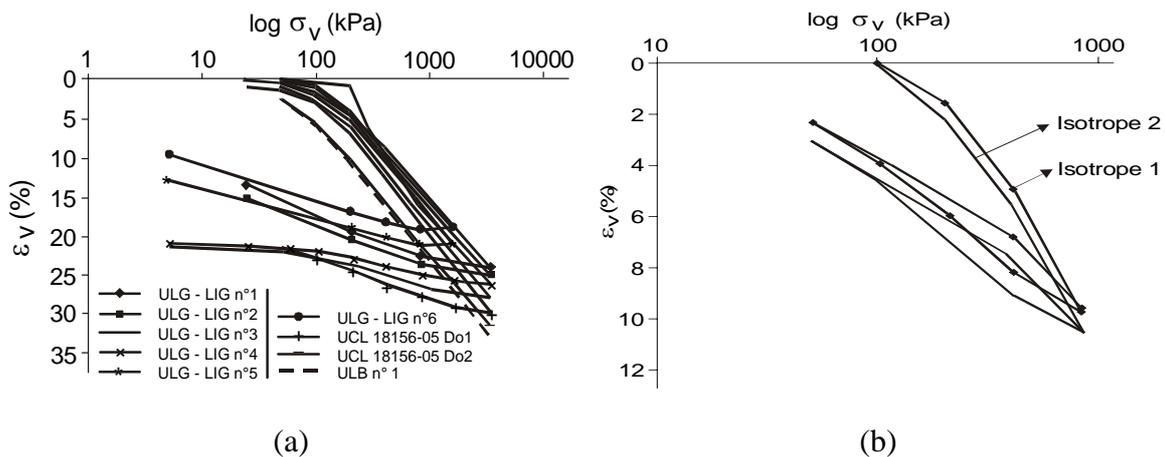


Figure 5-4: Essais oedométriques (a) et essais de compression isotrope (b) sur l'argile de Kruibeke

On constate une très bonne concordance entre les résultats obtenus dans les divers laboratoires, notamment sur les pentes de chargement plastique. Deux essais de compressions isotropes avec décharge et recharge (figure 5-4b) ont été réalisés en cellule triaxiale par le LIG dans le but de comparer les caractéristiques des échantillons en état uniaxial et en état isotrope.

Les pentes de chargement et déchargement, obtenues par une moyenne sur l'ensemble des courbes, sont données au tableau 5-7. Les valeurs de λ et κ sont obtenues avec une valeur moyenne de l'indice de vide de l'ordre de 0.99 (calculée par

$$e = \frac{\gamma_s}{\gamma_d} - 1).$$

Tableau 5-7 : Caractéristiques élastiques de l'argile de Kruikeke.

	Pentes de chargement		Pentes de déchargement ¹⁰					
			$\sigma_v = 2000$ kPa			$\sigma_v = 100$ kPa		
Etat uniaxial	C	λ	A	K_{oed} (MPa)	κ	A	K_{oed} (MPa)	κ
	13	0.153	203	406	0.01	50	5	0.04
Etat isotrope	C	λ	A		K_{oed} (MPa)	κ		
	14	0.142	35		21	0.06		

La contrainte de préconsolidation est d'environ 100 à 150 kPa. L'origine de cette préconsolidation vient probablement de la procédure de reconstitution des échantillons. D'autre part, le défaut de saturation initiale des échantillons peut engendrer une préconsolidation apparente due à la succion initiale.

Ces paramètres λ et κ sont indispensables pour les modélisations numériques des essais (modèle de type de Cam Clay).

4.1.1.1. Comportement en décharge

La pente de déchargement varie selon le niveau de contrainte, mais cette différence dépend aussi de la vitesse de déchargement, c'est-à-dire du moment où l'on passe au palier de décharge suivant. Les essais réalisés au LIG montrent clairement l'influence de ce facteur (figure 5-4a). Pour les essais n°1 et n°2, le temps entre deux paliers de décharge est d'une semaine au minimum tandis que pour les essais n°3 et n°4, ce temps n'est que de trois jours environ. Pour les essais n°5 et n°6, le temps de décharge se situe entre 1 semaine et 3 jours. Il en résulte de fortes différences entre les pentes de décharge et de recharge : de grandes boucles naissent lors d'un cycle de décharge et recharge. C'est un comportement typique des sols argileux remaniés. Une faible diminution de la contrainte axiale σ_v à partir du début de déchargement montre un comportement relativement linéaire. Si l'on poursuit la décompression, le comportement devient moins réversible. A partir d'un certain moment, l'échantillon est probablement soumis à des

¹⁰ Pour les essais oedométriques, nous avons mesuré la pente pour deux niveaux de contrainte, correspondant au début et à la fin de la décharge. Dans le cas de compression isotrope, nous avons mesuré la pente élastique pour une contrainte moyenne de l'ordre de 600 kPa.

contraintes latérales $\sigma_2 = \sigma_3$ supérieures à $\sigma_1 = \sigma_v$. Il est même possible d'atteindre la plasticité. Cette décompression plastique est sans doute à l'origine de la boucle observée lorsqu'on recharge l'échantillon. En effet, de nombreuses expériences montrent que les déformations instantanées (élastoplastiques) et les déformations différées (viscoplastiques) se produisent souvent simultanément pour des sols argileux. Ces considérations illustrent la complexité du mécanisme de déchargement - rechargement en condition drainée.

Donc, il est préférable d'évaluer les caractéristiques élastiques en début de déchargement, lorsque la plasticité et la viscosité n'ont guère d'effet.

4.1.1.2. Comportement en chargement plastique

En comparant les essais oedométriques et les essais isotropes, on observe des pentes plastiques fort parallèles. Ceci confirme la théorie de Roscoe, Schofield et Wroth (1958) qui est la base théorique du modèle Cam Clay : l'ensemble des chemins pour lesquels $\sigma_2 = \sigma_3$, pour les sols normalement consolidés et les sols argileux remaniés, correspond à une surface dans l'espace $(e - p' - q)$ que l'on appelle "la surface d'état des comportements normalement consolidés" (State Boundary Surface) (figure 5-5).

Tout chemin à q/p' constant (σ'_1/σ'_3 constant) produit des déformations alignées sur une droite de pente λ dans le plan $(e - \ln p')$ (figure 5-6).

- Pour un chemin isotrope : $\eta = \frac{q}{p'} = 0$
- Pour un chemin oedométrique: $\eta = \frac{q}{p'} = 3 \frac{1 - K_0}{1 + 2K_0}$

où K_0 est le coefficient de poussée de terre au repos. Si l'on mesure les contraintes latérales sur les parois pendant la compression, on observe que $\frac{\sigma'_h}{\sigma'_v} = \frac{\sigma'_2}{\sigma'_1} = \frac{\sigma'_3}{\sigma'_1} = K_0$ reste sensiblement constant ($K_0 \approx 1 - \sin \phi_c$ selon les observations de Jaky). Ceci correspond à $\frac{q}{p'} = 3 \frac{1 - K_0}{1 + 2K_0}$.

Selon que la réponse est exprimée dans l'espace $(e - \ln \sigma_v)$ ou $(e - \ln p')$, on obtient des droites de même pente mais avec une translation parallèle à l'axe de contrainte car $p' = \frac{1}{3}(1 + 2K_0)\sigma_v \Rightarrow \ln p' = \ln\left[\frac{1}{3}(1 + 2K_0)\right] + \ln \sigma_v$

- Pour un chemin d'état critique (plasticité parfaite) : $\eta = \frac{q}{p'} = M$

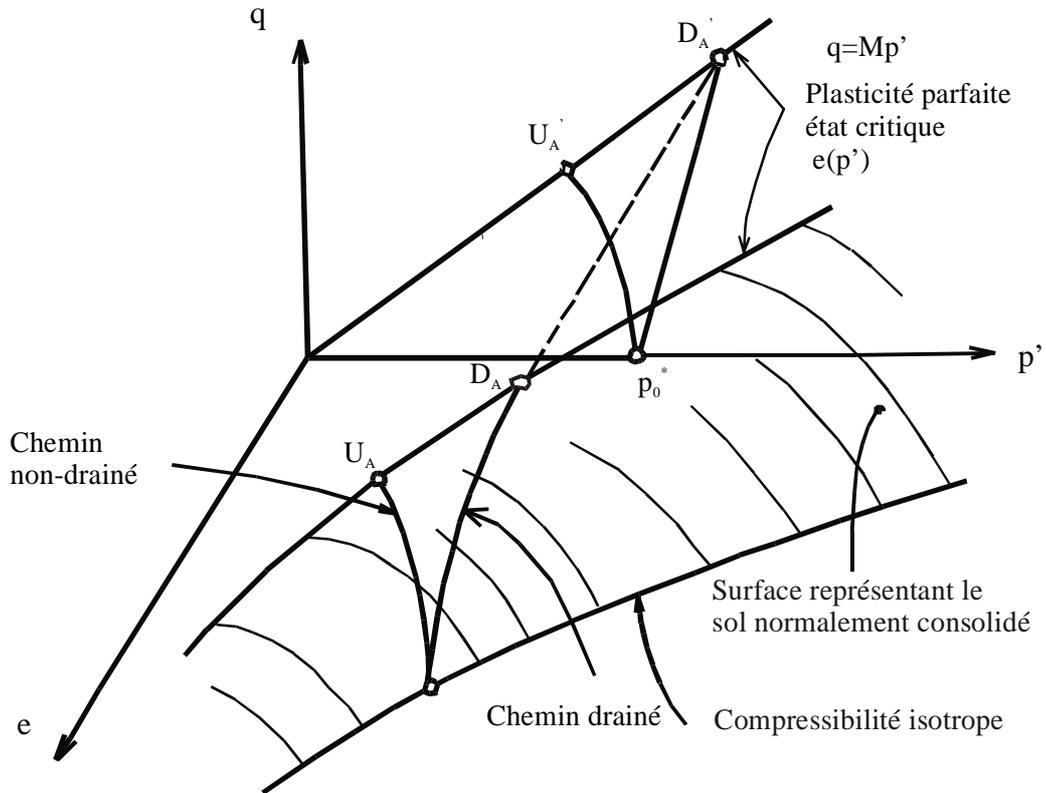


Figure 5-5 : Surface d'état des comportements normalement consolidés

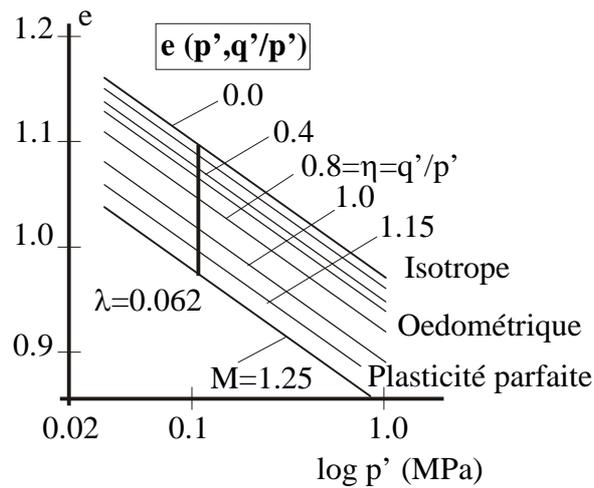


Figure 5-6 : Courbes de compressibilité pour différents chemins

4.1.2. ESSAIS TRIAXIAUX (CU)

91 essais non drainés de compression triaxiale ont été réalisés avec des pressions de consolidation de 50, 100, 200, 800, 1600, 2500, 3200 kPa, et à des niveaux de OCR égaux à 0.125, 0.25, 0.5, 1, 2, 4, 8, 16, 32.

On rappelle ici que certains essais sont répétés plusieurs fois. Certains essais sont réalisés avec des variantes : modification de la vitesse de mise en charge, application de différents niveaux de contre-pression, consolidation anisotrope, changement de la souplesse du tuyau du système de mesure etc. Ces modifications sont indiquées sur les figures concernées. Les courbes sur lesquelles on n'a rien indiqué représentent alors des essais réalisés dans des conditions "normales" : consolidations isotropes (ICU), contre-pression de l'ordre de 100 kPa, souplesse du système normale, vitesse de chargement comme indiqué au paragraphe 5.1.

4.1.2.1. Comportement normalement consolidé (OCR = 1)

Les résultats obtenus sont fort dispersés, aussi bien à l'intérieur d'un laboratoire qu'entre les laboratoires. Les causes de cette dispersion sont nombreuses ; on en discutera au paragraphe 5. Ici, on note seulement les tendances de comportement observées.

Pour $\sigma_c = 50$ kPa, le comportement est généralement contractant. Néanmoins, les trois laboratoires aboutissent à des comportements légèrement différents : la contractance observée au LIG est plus grande que celle de l'ULB qui, elle-même est plus grande que celle de l'UCL. Un essai à l'ULB montre de la dilatance en fin d'essai. On note que, à l'UCL, on observe même une dilatance en début d'essai pour un résultat (figure 5-7).

Pour $\sigma_c = 200$ kPa et $\sigma_c = 800$ kPa, les comportements sont contractants. On note que la contractance augmente avec la pression de consolidation. Ceci se traduit par le fait que les chemins de contraintes dans le plan ($p' - q$) pour $\sigma_c = 800$ kPa tournent vers la gauche plus vite que ceux pour $\sigma_c = 200$ kPa (figure 5-8 et 5-9). Cette augmentation de contractance se manifeste encore plus clairement sur les courbes de chemins de contraintes normalisées (figure 5-10).

D'autre part, les courbes "normalisées" ($q/p' - \varepsilon_1$) (figure 5-11) dépendent de la pression de consolidation. Il semble que le rapport q/p' diminue avec la pression de consolidation. Ceci montre que les échantillons sont loin de satisfaire aux conditions "idéales", c'est-à-dire ne sont pas parfaitement homogènes, saturés et normalement consolidés.

Les chemins de contraintes à différentes pressions de préconsolidation dans le plan ($p' - q$) ne sont pas tout à fait homothétiques par rapport à l'origine (figure 5-12 à 5-14). Malgré cela, les valeurs de pic nous permettent de tracer une droite limite (CSL) dont l'équation est caractérisée par M et q_0 . Les valeurs de M et q_0 , ainsi que de ϕ_c et c sont données dans le tableau 5-8.

Tableau 5-8 : Cohésion et angle de frottement de l'argile (normalement consolidée)

	M	q_0 (kPa)	ϕ_c (°)	c (kPa)
LIG	0.51	72	14	34
UCL	0.84	34	22	16
ULB	0.75	43	19	20

4.1.2.2. Comportement surconsolidé ($OCR > 1$)

De nombreux essais ont été réalisés avec $OCR > 1$. On note ici que, durant le passage de σ_c à σ_3 , le drainage est empêché et l'on observe une réduction de la contrainte effective et de la pression de pore. On observe systématiquement que, au moment de commencer le cisaillement, les pressions de pore dans les échantillons de l'UCL et du LIG sont plus basses que celles dans les échantillons de l'ULB. Au LIG, les pressions de pore sont souvent négatives juste avant le cisaillement. On observe les comportements suivants :

$\sigma_c = 50$ kPa :

Pour $OCR = 2$ (figure 5-15), le comportement est d'abord contractant puis dilatant à l'ULB, dilatant au LIG et à l'UCL. Pour $OCR = 4$, le comportement est dilatant (figure 5-16). On remarque que les essais réalisés à l'UCL sont systématiquement plus dilatants.

$\sigma_c = 200$ kPa :

Pour $OCR = 2$ (figure 5-17), la dispersion est relativement grande. Le comportement est faiblement contractant à l'ULB (sauf un essai ACU qui montre une dilatance au début puis de la contractance). Au LIG et à l'UCL, les essais montrent un comportement dilatant au début puis contractant.

Pour les essais avec $OCR \geq 4$ (figure 5-18), les essais faits à l'ULB montrent d'abord une faible contractance puis une dilatance. Par contre, les essais de l'UCL et du LIG présentent dès le début un comportement dilatant puis éventuellement faiblement contractant.

A nouveau, les essais réalisés à l'UCL sont systématiquement plus dilatants. On remarque aussi que les résistances en cisaillement (courbe $q - \varepsilon_1$) obtenues au LIG sont généralement plus basses, tandis que celles de l'UCL sont systématiquement plus grandes.

$\sigma_c = 800$ kPa :

Pour $OCR = 2$ (figure 5-19), les essais de l'ULB montrent encore une fois une faible contractance. On observe un comportement dilatant puis contractant pour les essais de l'UCL et du LIG (sauf un essai réalisé au LIG avec $OCR = 2.67$ qui montre toujours de la dilatance).

Pour $OCR \geq 4$ (figure 5-20), à l'ULB, le comportement est d'abord contractant puis dilatant. Pour les essais avec OCR largement supérieur à 4, le même comportement est observé. Quant aux essais réalisés au LIG et à l'UCL, on observe un comportement toujours dilatant.

On peut tracer la droite enveloppe supérieure des chemins dans le plan ($p' - q$) et ainsi obtenir ses paramètres M , q_0 , ϕ_c et c . Au tableau 5-9, on donne ces paramètres pour différents OCR , les figures correspondantes se trouvent dans le rapport FRFC (Bolle et al., 1995).

En résumé, plus l' OCR est élevé, plus le comportement est dilatant. L'influence de pression de consolidation n'est pas très marquée.

Tableau 5-9 : Cohésion et angle de frottement de l'argile (surconsolidée)

		M	q_0 (kPa)	ϕ_c (°)	c (kPa)
OCR = 2	LIG	0.77	25	20	12
	UCL	0.8	38	21	18
	ULB	0.78	50	20	24
OCR = 4	LIG	0.9	20	23	9
	UCL	0.93	25	24	12
	ULB	0.9	36	23	17
OCR \geq 8	ULB	1.00	45	25	21

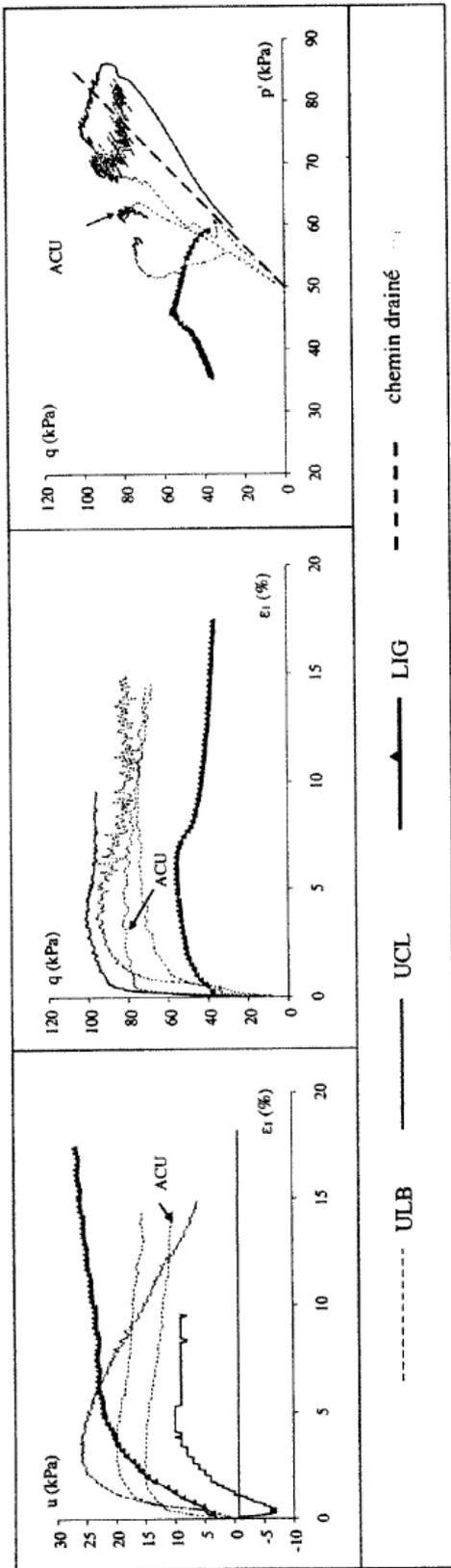


Figure 5-7 : Essais triaxiaux sur l'argile : $\sigma_c = 50$ kPa , OCR = 1

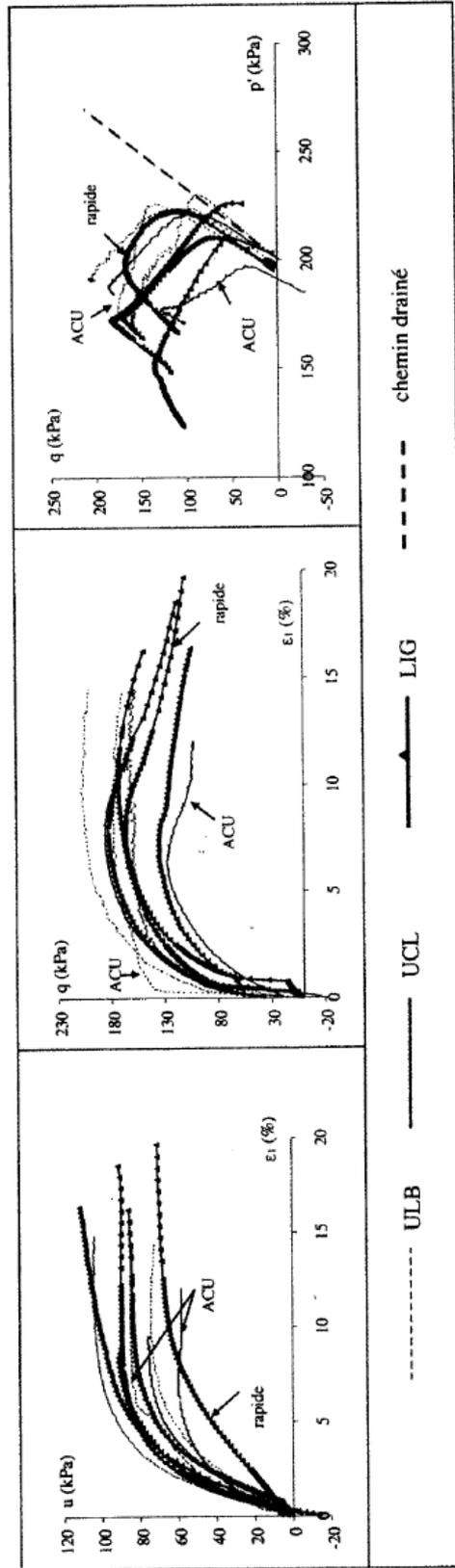


Figure 5-8 : Essais triaxiaux sur l'argile : $\sigma_c = 200$ kPa , OCR = 1

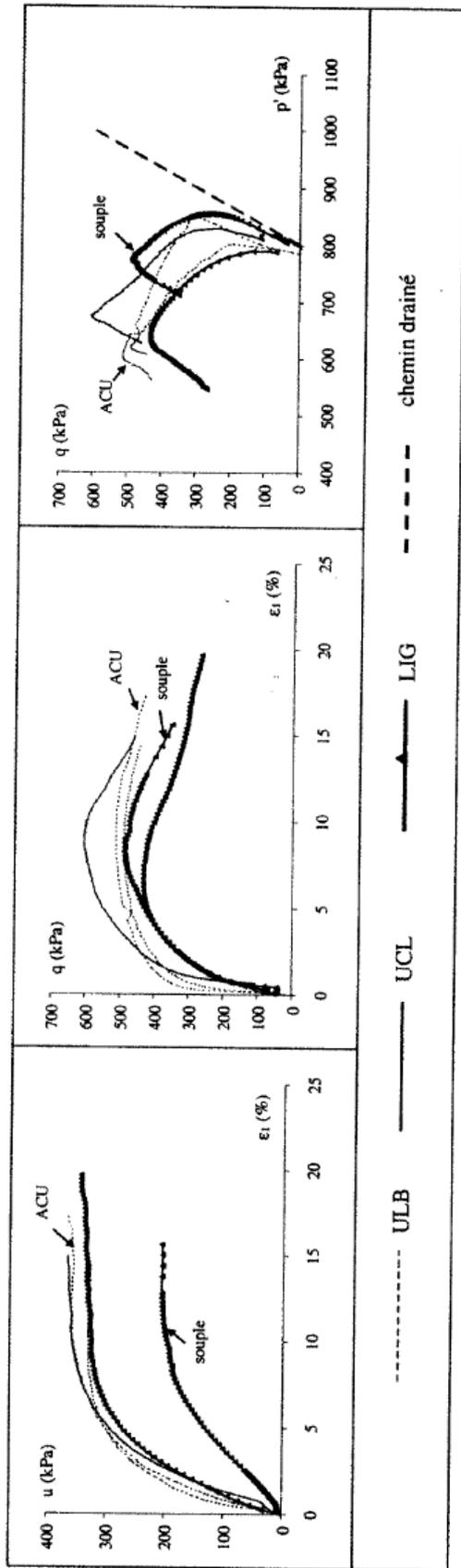


Figure 5-9 : Essais triaxiaux sur l'argile : $\sigma_c = 800$ kPa, OCR = 1

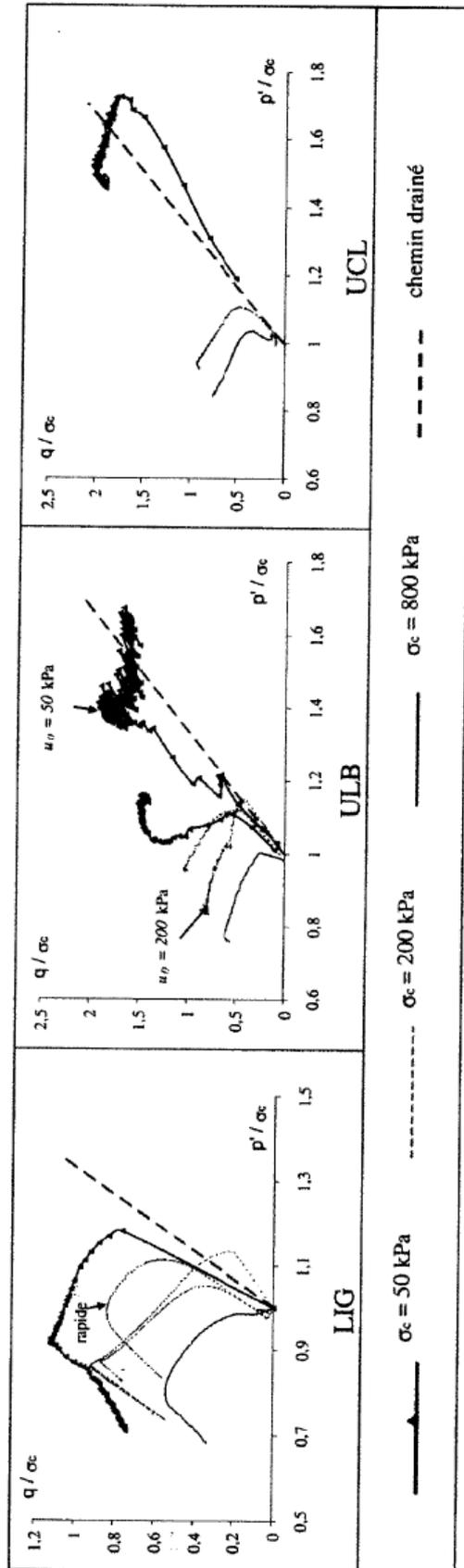


Figure 5-10 : Essais triaxiaux sur l'argile : chemins de contrainte normalisés, OCR = 1

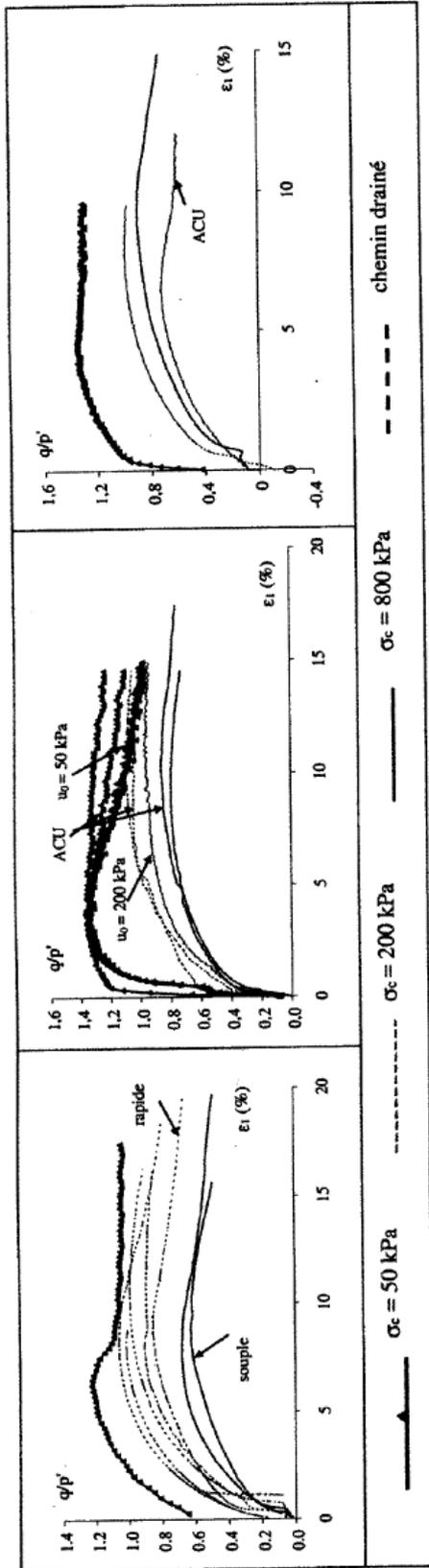


Figure 5-11 : Essais triaxiaux sur l'argile : courbes $q/p' - \epsilon_1$, OCR = 1

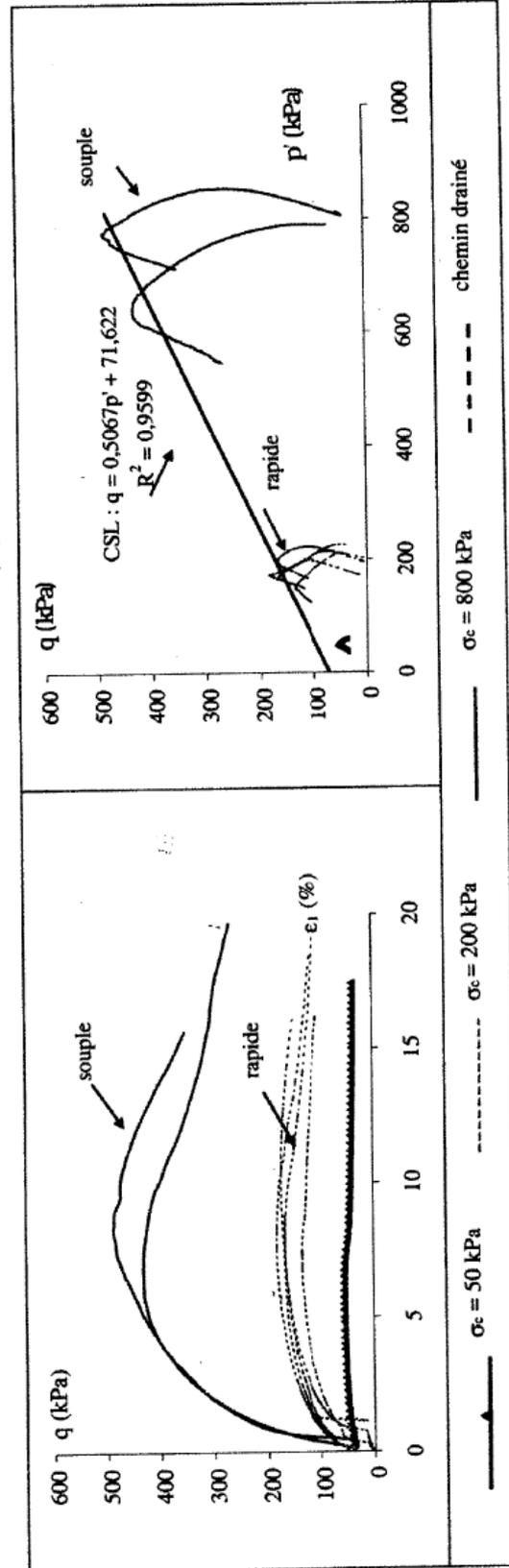
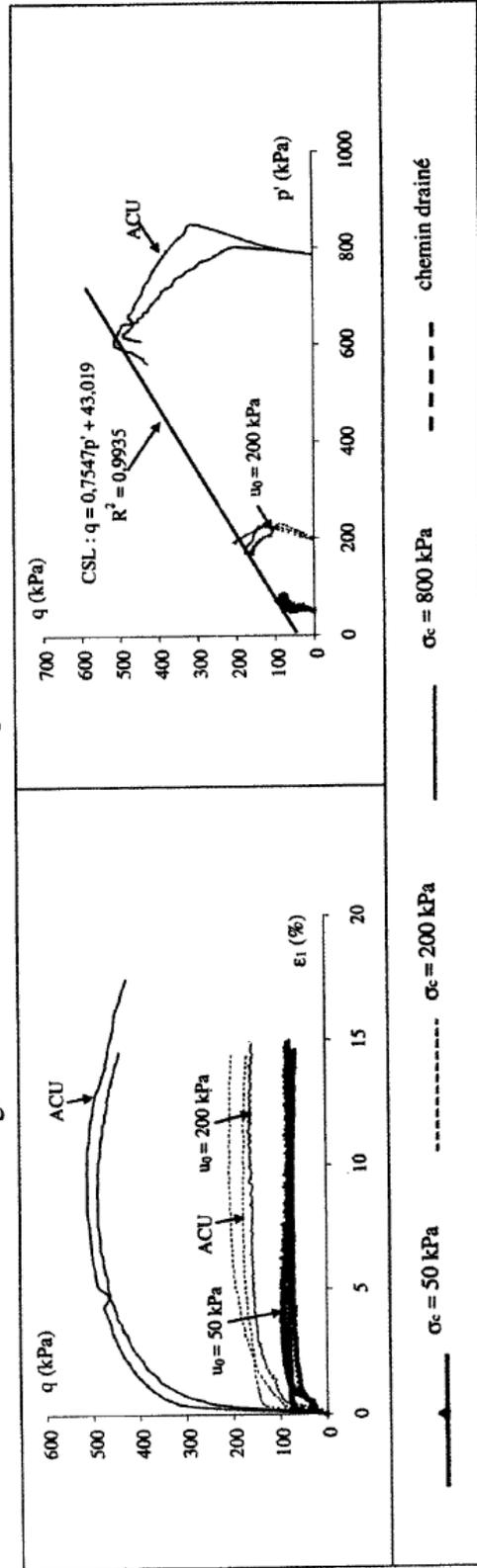
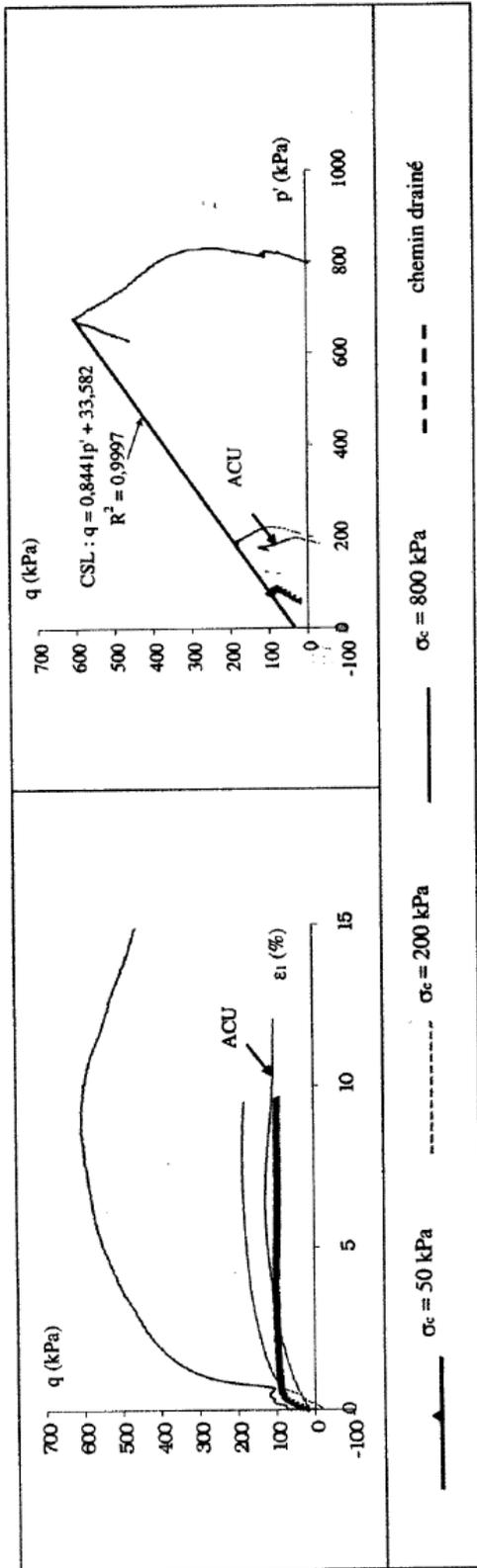


Figure 5-12 : Essais triaxiaux sur l'argile : résultats du LIG-Ulg, OCR = 1



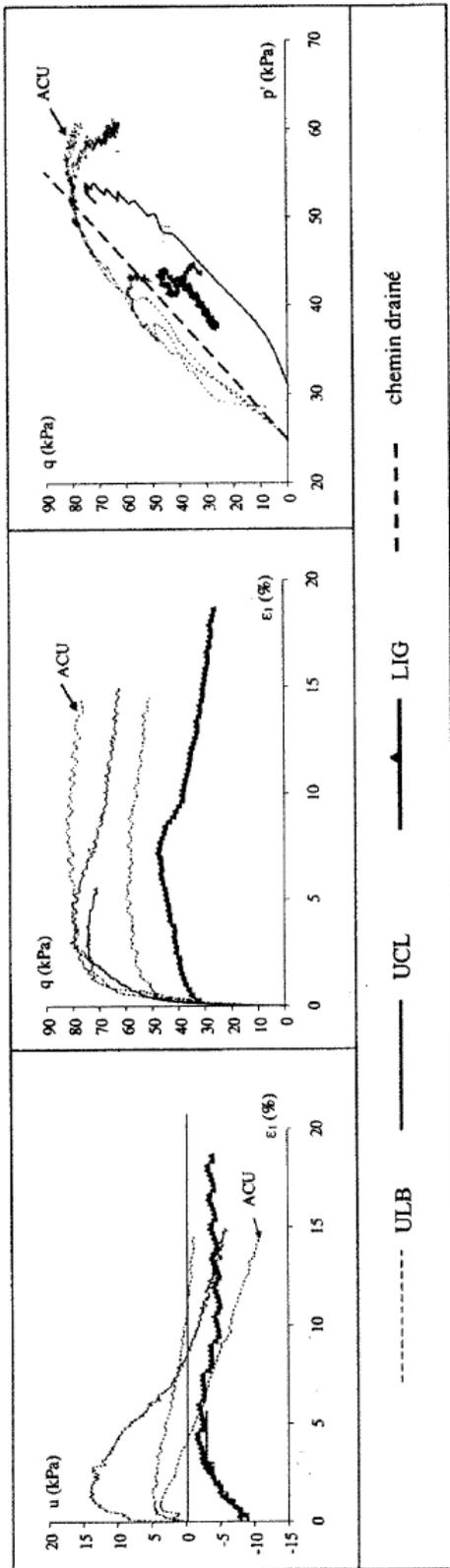


Figure 5-15 : Essais triaxiaux sur l'argile : $\sigma_c = 50 \text{ kPa}$, $\text{OCR} = 2$

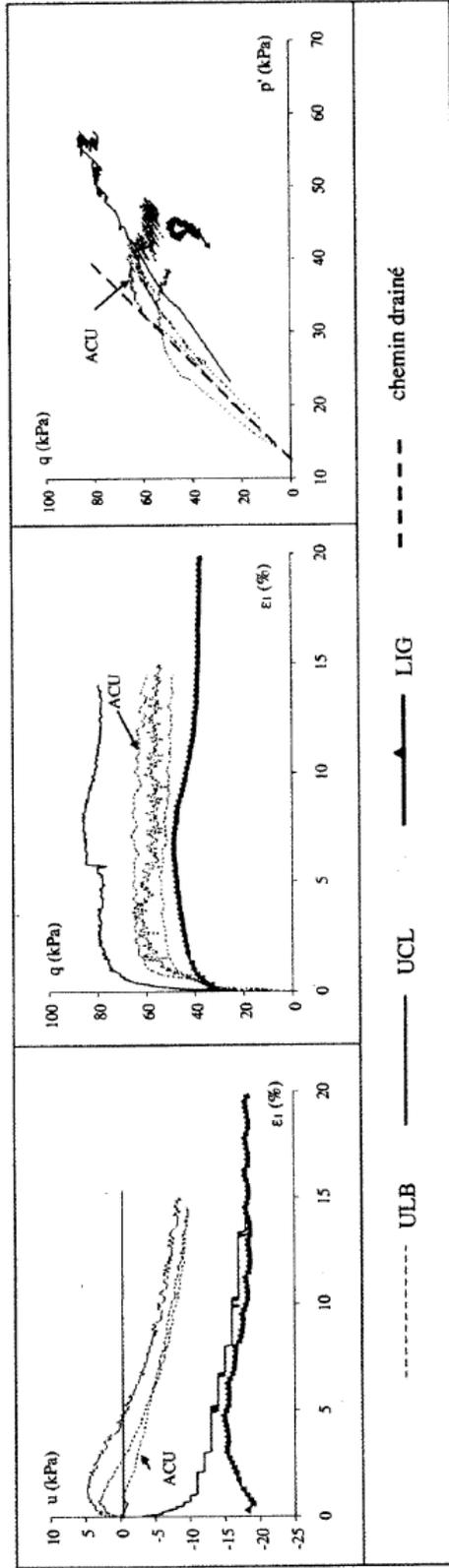


Figure 5-16 : Essais triaxiaux sur l'argile : $\sigma_c = 50 \text{ kPa}$, $\text{OCR} = 4$

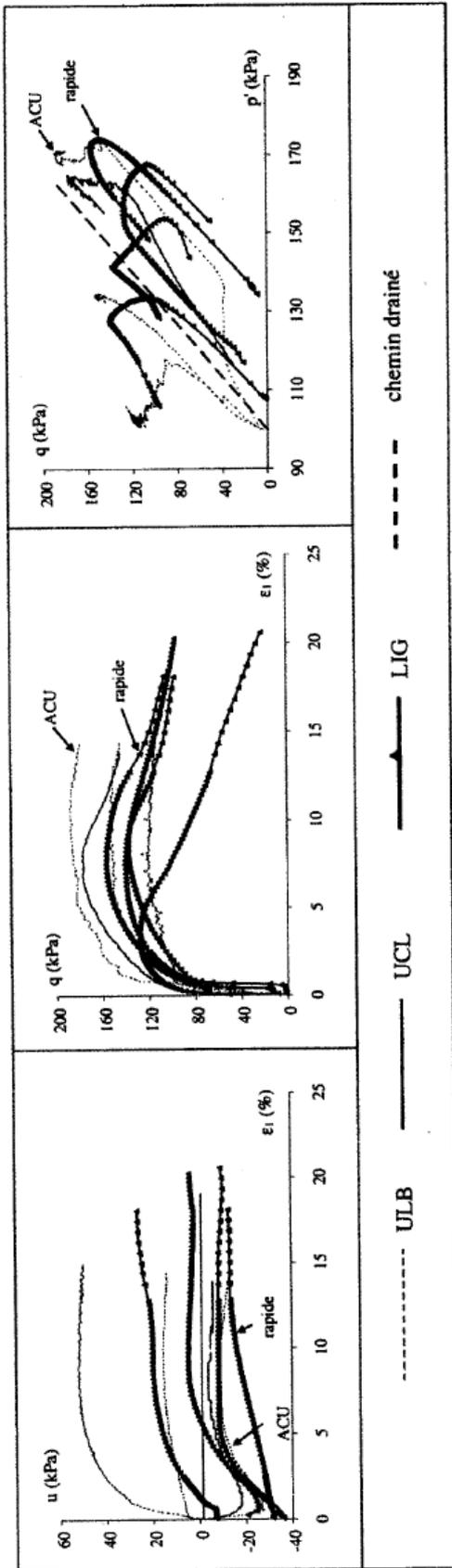


Figure 5-17 : Essais triaxiaux sur l'argile : $\sigma_c = 200$ kPa, OCR = 2

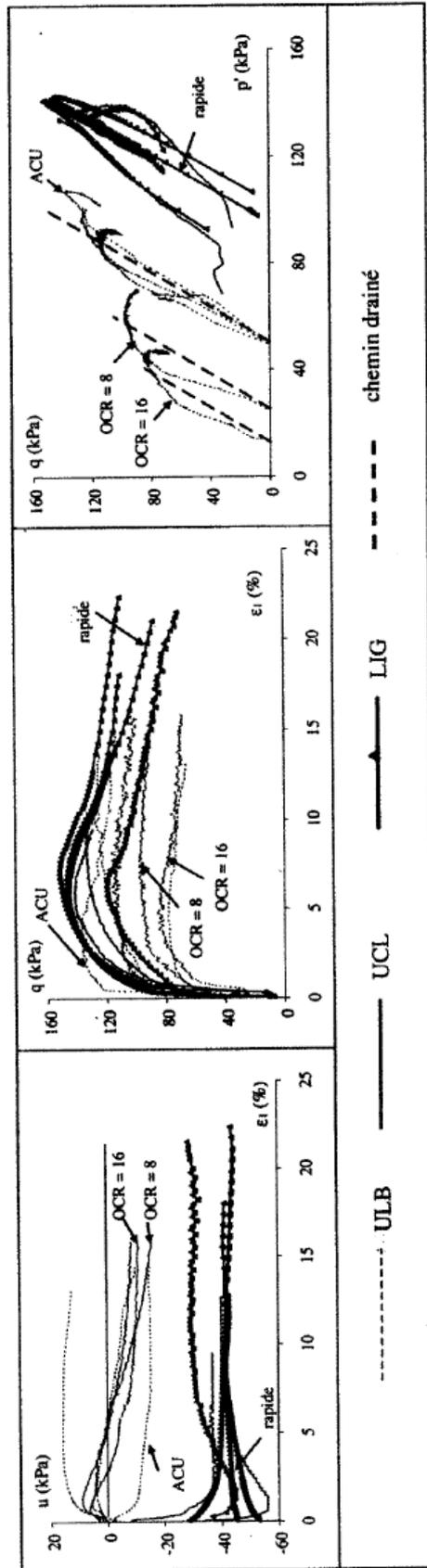


Figure 5-18 : Essais triaxiaux sur l'argile : $\sigma_c = 200$ kPa, OCR ≥ 4

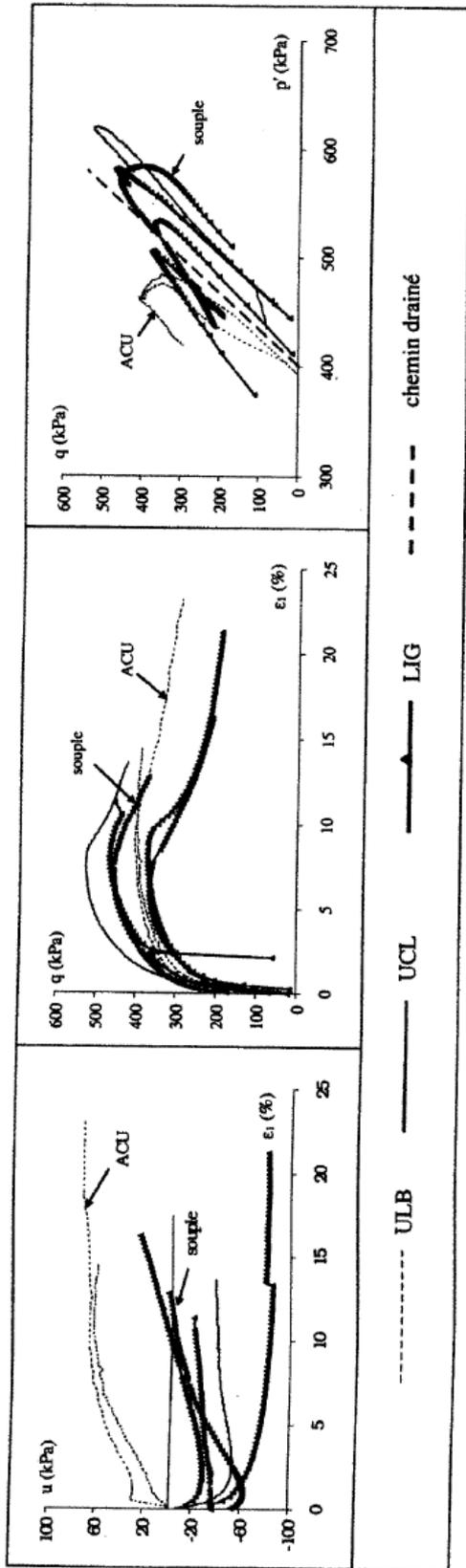


Figure 5-19 : Essais triaxiaux sur l'argile : $\sigma_c = 800$ kPa, OCR = 2

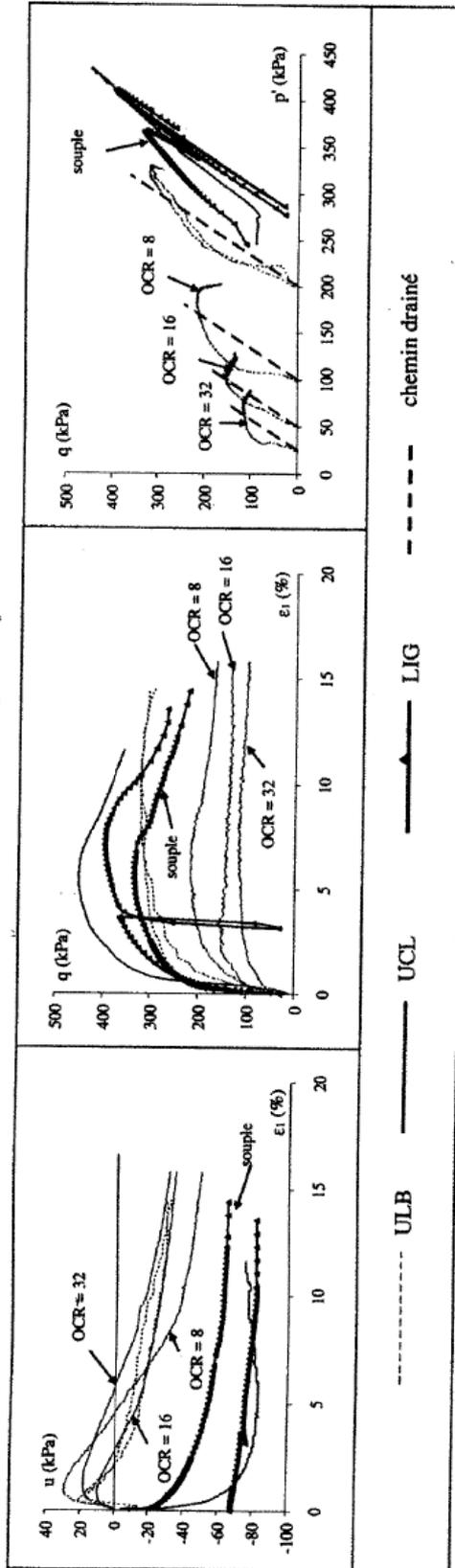
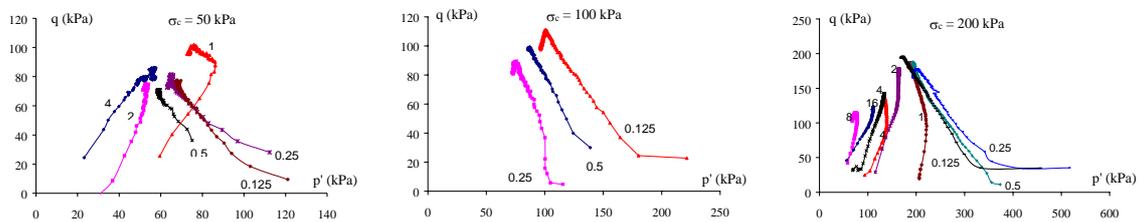
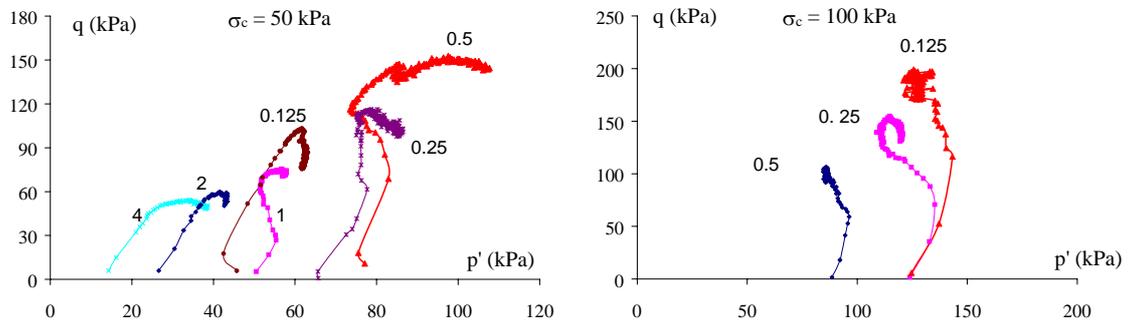


Figure 5-20 : Essais triaxiaux sur l'argile : $\sigma_c = 800$ kPa, OCR ≥ 4

Comportement sous consolidé ($OCR < 1$)

Une série d'essais a été réalisée avec $OCR < 1$ à l'UCL (figure 5-21) et à l'ULB (figure 5-22). Les valeurs de l'OCR sont indiquées à côté de la courbe pour des raisons de clarté. Afin de comparer l'influence de l'OCR, certains résultats similaires, mais avec $OCR \geq 1$, sont aussi présentés.

On remarque immédiatement les différences de comportement observées par l'UCL et par l'ULB : une forte contractance à l'UCL, une légère contractance au début puis une dilatance à l'ULB. Cette différence de comportement sera discutée en détail aux paragraphes 5.2 et 5.3.

Figure 5-21 : Essais triaxiaux sur l'argile : UCL , $OCR < 1$ Figure 5-22 : Essais triaxiaux sur l'argile : ULB , $OCR < 1$

Les chemins de contrainte dans le plan ($p' - q$) aboutissent le long d'une droite (CSL). Les valeurs de pic correspondantes sont reprises à la figure 5-23. Les paramètres caractérisant cette droite M , q_0 , ϕ_C , et c sont donnés pour les deux laboratoires au tableau 5-10.

Tableau 5-10 : Cohésion et angle de frottement de l'argile (sous consolidée)

	M	q_0 (kPa)	ϕ_C (°)	c (kPa)
UCL	0.87	23	22	11
ULB	1.45	2	36	1

En comparant les trois tableaux 5-8, 5-9 et 5-10, on constate que les paramètres obtenus à UCL sont assez proches de ceux des autres essais réalisés au sein de ce laboratoire : tous les essais aboutissent à peu près à une même droite (M et q_0 sont proches d'un cas à l'autre). Par contre, à l'ULB, la droite d'état critique avec $OCR < 1$ est nettement différente de celle des autres cas : le matériau devient plus frottant (l'angle de frottement augmente, la cohésion diminue).

Il est à noter que, dans tous les cas, à l'exception d'un essai à $OCR < 1$ à l'ULB, l'argile présente une faible cohésion. En général, elle varie entre 10 et 35 kPa. L'angle de frottement varie entre 14 à 25°.

Il est à noter aussi que les essais répétés présentent de grandes dispersions. Il s'ensuit que l'influence de la consolidation anisotrope (essais ACU) est difficile à distinguer. On ne discutera donc pas davantage de son influence. Par contre, l'influence de la contre-pression, de la souplesse du système de mesure, de la vitesse de cisaillement et de l'utilisation d'eau non désaérée sera discutée en détail au paragraphe 5.

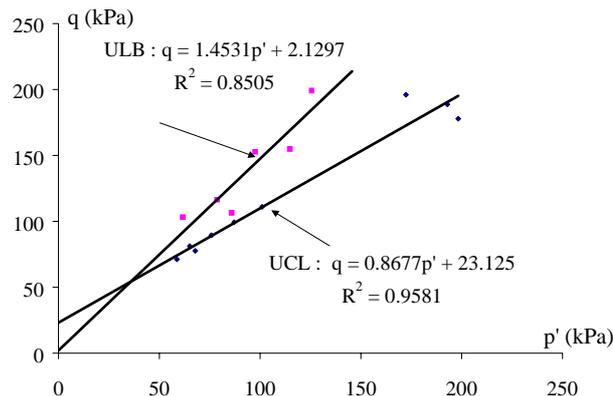


Figure 5-23 : Essais triaxiaux sur l'argile : CSL, $OCR < 1$

4.1.2.3. Comportement à haute pression

Les résultats des essais à haute pression réalisés au LGIH sont présentés à la figure 5-24.

Les essais réalisés avec $OCR = 1$ montrent un comportement dépendant de la pression de consolidation. L'argile montre toutefois un comportement généralement contractant ou légèrement dilatant au début puis contractant. Pour les essais avec $OCR \geq 1$ (essais 7 et 9), le comportement est complètement différent : on observe un comportement pseudo - drainé, les chemins de contrainte présentent une allure d'essai drainé (pente 1/3). En effet, durant le cisaillement, la pression interstitielle n'augmente plus.

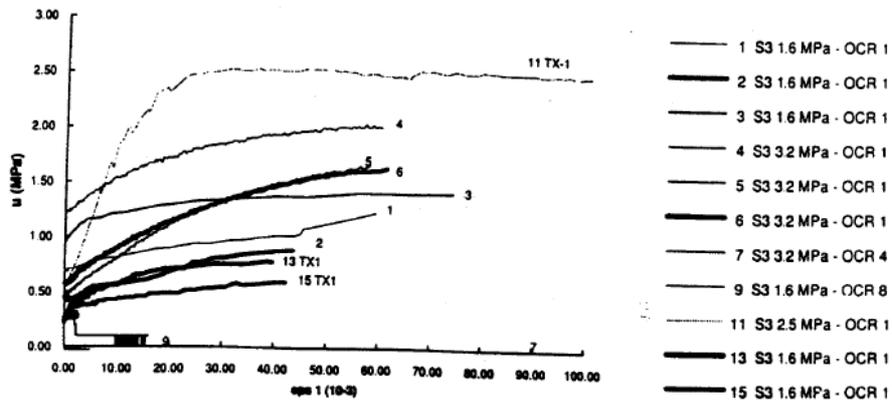
Trois essais sous consolidation anisotrope sont réalisés avec différents rapports entre la contrainte axiale σ_1 et la contrainte latérale σ_3 :

- l'essai 11, noté TX-1, avec $\sigma_1 = \sigma_3 / 1.25$; la contrainte axiale est inférieure à la contrainte radiale durant la consolidation.
- les essais 13 et 15, notés 11 TX1 et 15 TX1 respectivement, avec $\sigma_1 = \sigma_3 * 1.25$; la contrainte axiale est supérieure à la contrainte radiale durant la consolidation.

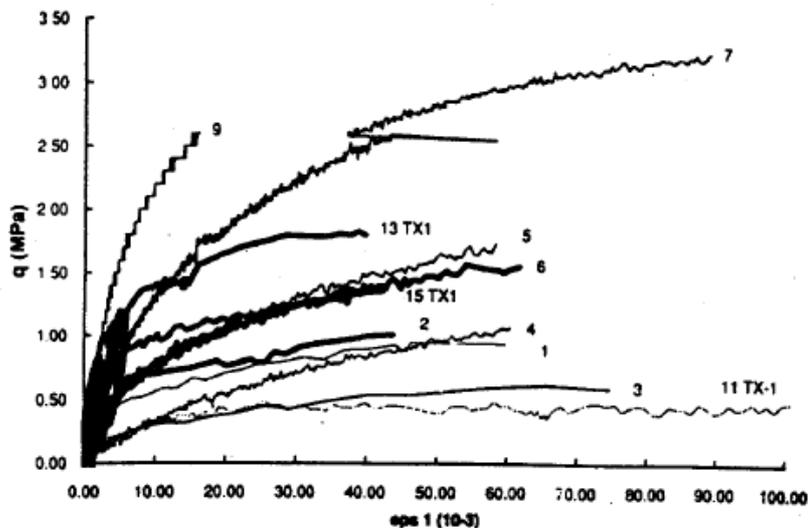
L'essai 11 montre un comportement nettement plus contractant et moins résistant que les autres essais. La pression interstitielle augmente plus fort, le déviateur q , lui, augmente moins (cf. figure 5-24c).

En ce qui concerne la droite d'état critique, la haute pression de consolidation modifie peu l'angle de frottement, par contre elle augmente nettement la cohésion. On a obtenu les caractéristiques suivantes :

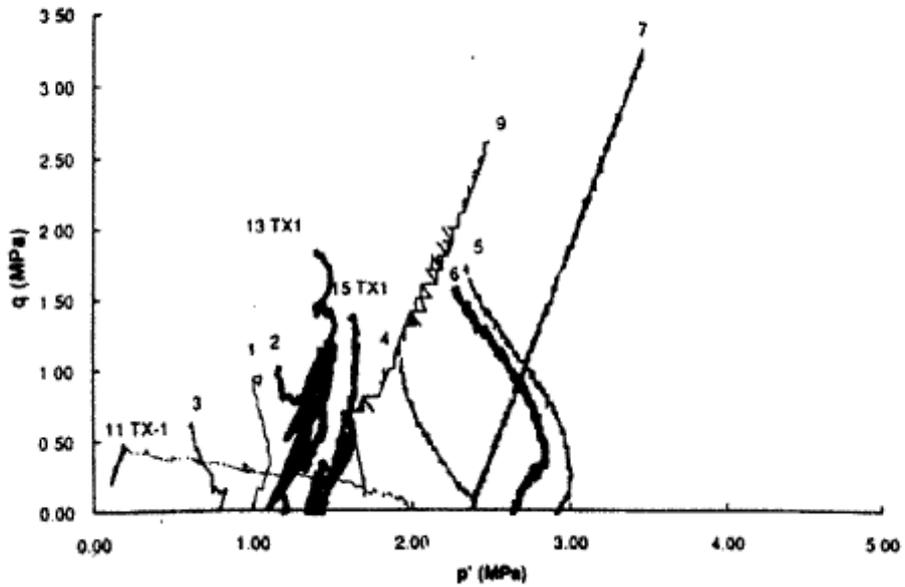
$$M = 0.73 \quad q_0 = 364 \text{ kPa} \quad \phi_c = 19^\circ \quad c = 171 \text{ kPa}$$



a) Courbe $u - \varepsilon_1$:



b) Courbe $\varepsilon_1 - q$



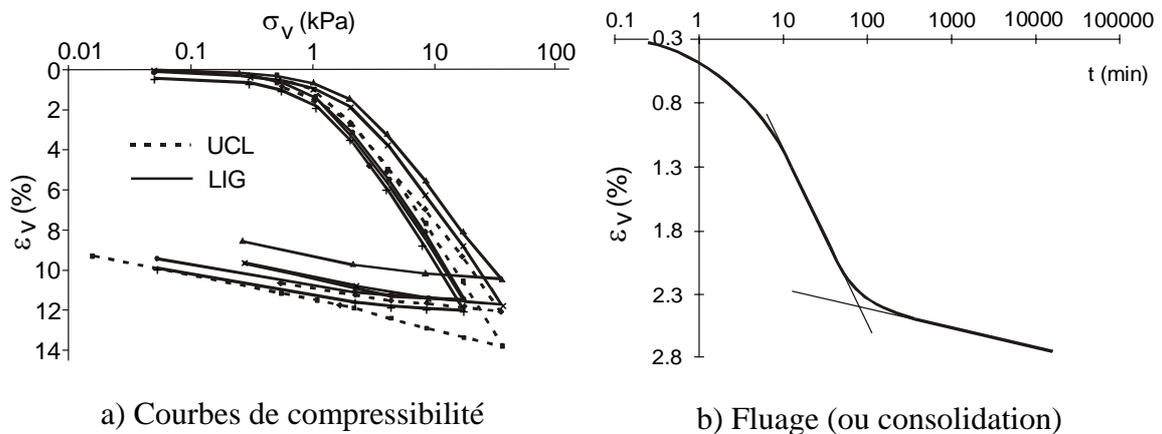
c) Chemins de contrainte

Figure 5-24 : Résultats des essais à haute pression sur l'argile de Kruibeke

4.2. Limon de Gembloux

4.2.1. ESSAIS OEDOMÉTRIQUES

Une synthèse des essais oedométriques réalisés au LIG et à l'UCL est donnée à la figure 5-25a. Une décharge a été effectuée en fin de chaque essai.



a) Courbes de compressibilité

b) Fluage (ou consolidation)

Figure 5-25: Essais oedométriques sur le limon

Les pentes moyennes de chargement et déchargement sont données au tableau 5-11. Les valeurs de λ et κ correspondantes sont obtenues avec une valeur moyenne de l'indice de vide de l'ordre de 0.58.

Tableau 5-11 : Caractéristiques élastiques du limon

Pente de chargement		Pentes de déchargement					
		$\sigma_v = 2000$ kPa			$\sigma_v = 200$ kPa		
C	λ	A	K_{oed} (MPa)	κ	A	K_{oed} (MPa)	κ
29	0.055	715	1430	0.0022	246	49	0.01

La contrainte de préconsolidation est d'environ 100 à 200 kPa. La procédure de fabrication des échantillons a induit cette préconsolidation. D'autre part, l'histoire du matériau après fabrication (séchage partiel, effet de succion etc.) peut engendrer une préconsolidation apparente et donc influencer le comportement pour de faibles contraintes.

Les deux essais réalisés par l'UCL ont fait l'objet d'une acquisition automatique avec un intervalle entre chaque palier de charge d'une semaine. Dans la plupart des cas, les courbes de consolidation mettent en évidence un fluage secondaire (ou consolidation) en fin de chaque palier de charge (figure 5-25b). Ce fluage est caractérisé par un coefficient C_α qui donne l'évolution de la déformation en fonction du logarithme du temps :

$$C_\alpha = \frac{\Delta \varepsilon}{\Delta \log t} \quad (5.8)$$

La dispersion de mesure est grande, mais il semble que cette pente augmente avec la contrainte axiale. Le fluage du sol devient plus important lorsque le déviateur de contrainte est plus grand. Cette caractéristique de viscosité des sols fins est prise en compte dans une loi élastoplastique - viscoplastique développée par Kaliakin & Dafalias (1990). Ce comportement a aussi été observé sur l'argile de Terhaegen, une argile naturelle appartenant à la formation de Boom (Li X.L.,1992).

Par contre, au LIG, la durée des paliers varie entre un jour et une semaine. Dans la plupart des cas, le fluage n'a pas été observé.

4.2.2. ESSAIS TRIAXIAUX (CU)

Des essais ont été réalisés avec des consolidations sous 50, 100, 200, 800, 1600 et 3200 kPa, et à des niveaux de OCR égaux à 0.125, 0.25, 0.5, 1, 2, 4, 8, 16 et 32.

Les résultats sont fort dispersés d'un laboratoire à l'autre. Le LIG a réalisé deux séries d'essais dont une avec décharge et recharge. Une grande dispersion a été observée au sein de ces deux séries d'essais. L'analyse du comportement est donc difficile.

4.2.2.1. Comportement normalement consolidé (OCR = 1)

Pour $\sigma_c = 200$ kPa et $\sigma_c = 800$ kPa, le comportement est contractant (figures 5-27 et 5-28) sauf pour l'essai réalisé à l'UCL avec $\sigma_c = 200$ kPa qui montre une légère dilatance finale. Par contre, pour $\sigma_c = 50$ kPa, le comportement est plutôt dilatant (figure 5-26) : après une faible augmentation, la pression interstitielle diminue rapidement, les échantillons montrent un comportement surconsolidé. Ceci est en fait lié à la pression de préconsolidation de l'ordre de 100 à 200 kPa observée au paragraphe précédent. Dès lors, les essais supposés faits avec $\sigma_c = 50$ kPa sont en fait réalisés sur un matériau déjà consolidé sous une contrainte au moins deux fois plus élevée. En d'autres termes, le taux de préconsolidation OCR est au moins deux fois plus grand. C'est la raison pour laquelle le comportement est plutôt dilatant.

4.2.2.2. Comportement surconsolidé (OCR > 1)

$\sigma_c = 50$ kPa :

Les résultats (figures 5-29 et 5-30) montrent une forte dilatance pour tous les essais. Les pressions interstitielles deviennent même négatives. Il en résulte que les chemins de contraintes dans le plan ($p'-q$) s'incurvent vers la droite. Le comportement pour OCR = 2 est identique à celui pour OCR = 4.

$\sigma_c = 200$ kPa :

Pour OCR = 2, (figure 5-31), le comportement est plutôt contractant ou légèrement dilatant.

Pour OCR ≥ 4 (figure 5-32), le comportement observé à l'UCL est toujours dilatant. Un essai de l'ULB montre une faible contractance. Les deux essais réalisés au LIG montrent plutôt une contractance jusqu'à une déformation de l'ordre de 8%, et ensuite une dilatance.

$\sigma_c = 800$ kPa :

Pour OCR = 2 et OCR = 4, le LIG obtient un comportement plutôt contractant. L'essai de l'UCL est contractant puis dilatant. Les chemins de contrainte suivent d'abord le chemin drainé puis tournent vers la gauche. Pour OCR ≥ 4 , le comportement est toujours dilatant (figures 5-33 et 5-34).

Considérons à présent l'évolution de déviateur : les courbes $(q - \varepsilon_v)$ montrent une augmentation continue du déviateur avec la déformation (sauf pour un ou deux essais faits au LIG, qui montrent une légère diminution après avoir atteint le maximum).

On remarque que les chemins de contrainte atteignent d'abord la droite d'état critique puis remontent le long de celle-ci (sauf pour trois essais du LIG à $\sigma_c = 800$ kPa). Ceci n'a pas été observé pour l'argile de Kruibeke.

Les caractéristiques de l'état critique de ce matériau, mesurées dans le plan $(p'-q)$, sont résumées au tableau 5-12 ci-après.

La cohésion varie entre 7 kPa et 16 kPa. Il s'agit vraisemblablement d'une cohésion apparente. L'angle de frottement varie entre 25° et 38° . L'ensemble des angles de frottement mesurés est donc assez fortement dispersé. Une analyse des causes de cette dispersion sera donnée au paragraphe 5.

4.2.2.3. Comportement sous consolidé ($OCR < 1$)

Cette série d'essai a été réalisée à l'UCL. Les résultats montrent que le comportement sous consolidé est toujours contractant.

Les chemins de contrainte pour $OCR < 1$ sont donnés à la figure 5-35. A la précision près, on remarque que tous ces chemins aboutissent à une seule droite caractérisée par : $M = 1.2$, $q_0 = 25$ kPa, $\phi_c = 30^\circ$, $c = 12$ kPa, proche de celle observée pour $OCR \geq 1$.

Comme on l'a constaté plus haut, les résultats sont assez dispersés. Toutefois, on peut faire quelques remarques.

- Les essais à $\sigma_c = 50$ kPa confirment l'existence d'une pression de préconsolidation de l'ordre de 100 à 200 kPa.
- Comme dans les essais sur l'argile, les résultats de l'UCL montrent un comportement plus dilatant que ceux des deux autres laboratoires : les chemins de contrainte dans le plan $(p'-q)$ semblent systématiquement plus drainés que ceux de l'ULB et du LIG. Ceci est lié à une saturation moins complète des échantillons. Ce point sera discuté en détail au paragraphe 5.
- Les deux séries d'essais réalisées au LIG montrent une dispersion assez grande. Cette dispersion est vraisemblablement due aux variations du matériau. Sa conservation n'est probablement pas idéale.

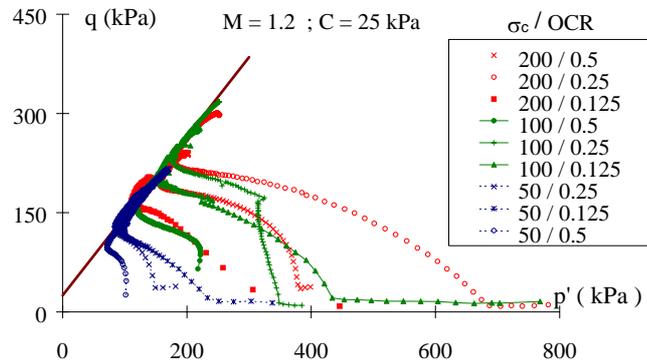


Figure 5-35 : Essais triaxiaux sur le limon de Gembloux : OCR <1

4.2.2.4. Comportement à haute pression

Les essais à haute pression réalisés au LGIH (figure 5-36, page 202) montrent un comportement drainé, quel que soit l'OCR. Il semble que la saturation des échantillons après une consolidation sous contrainte importante ne puisse pas se faire sans imposer une forte contre-pression (supérieure à 1000 kPa comme le montre l'essai sur limon n° 2, pour lequel la contre-pression en début d'essai était de 1000 kPa, et comme l'a confirmé un essai réalisé sur l'argile). Il serait intéressant d'observer les modifications de microstructure au cours des consolidations sous contraintes élevées.

L'influence de la consolidation sous forte contrainte sur l'état critique de ce matériau semble complètement différente de celle observée pour l'argile. La cohésion du limon devient presque négligeable après consolidation. Par contre, l'angle de frottement interne n'est pas affecté par la forte consolidation (voir tableau 5-12 page 203).

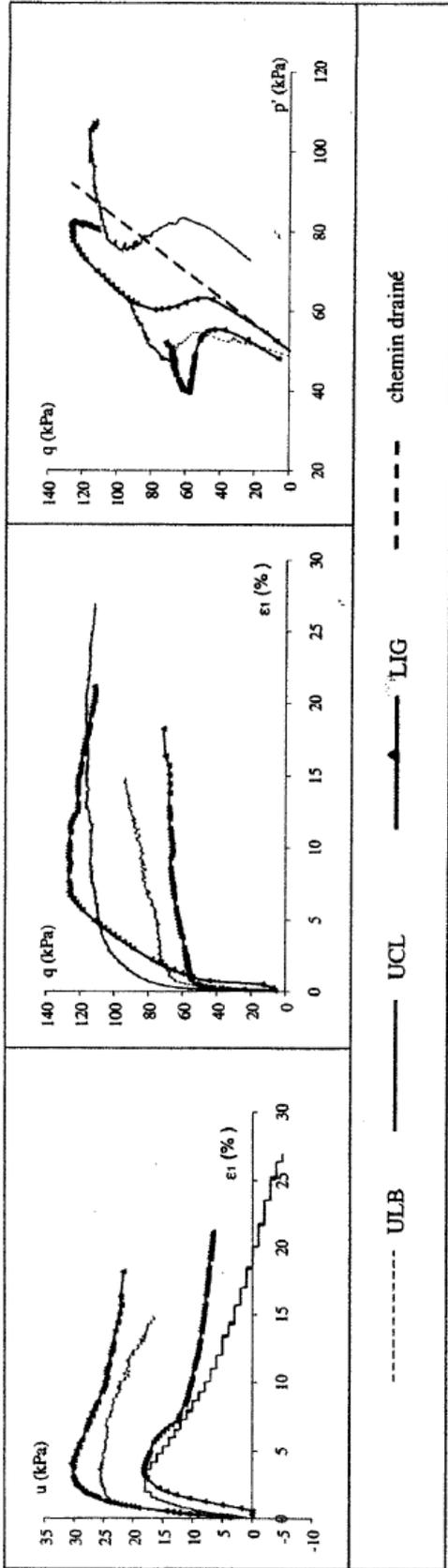


Figure 5-26 : Essais triaxiaux sur le limon : $\sigma_c = 50 \text{ kPa}$, $\text{OCR} = 1$

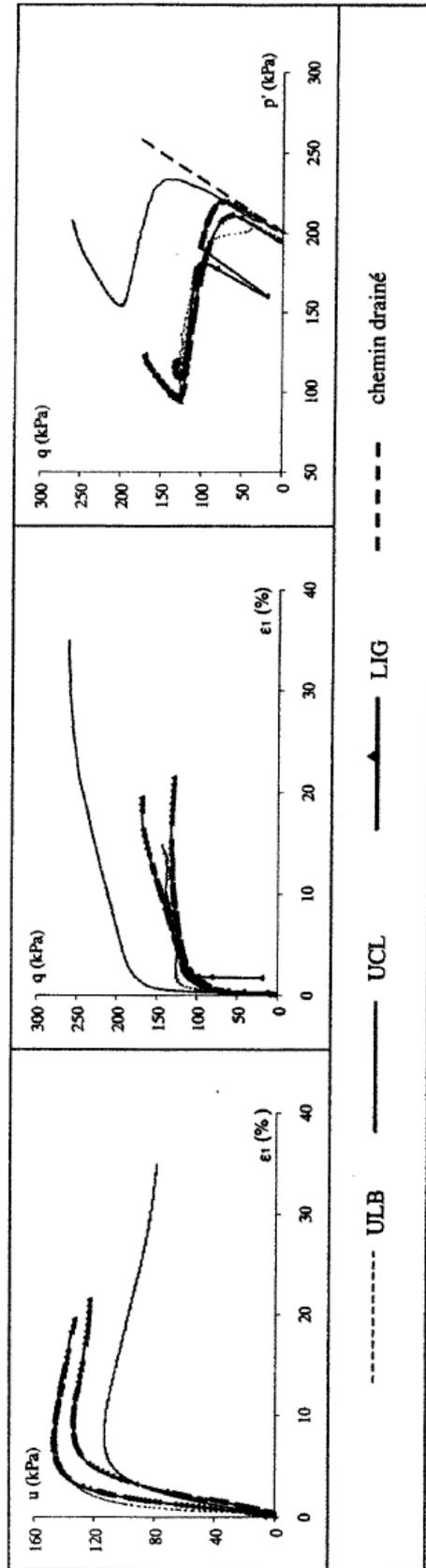


Figure 5-27 : Essais triaxiaux sur le limon : $\sigma_c = 200 \text{ kPa}$, $\text{OCR} = 1$

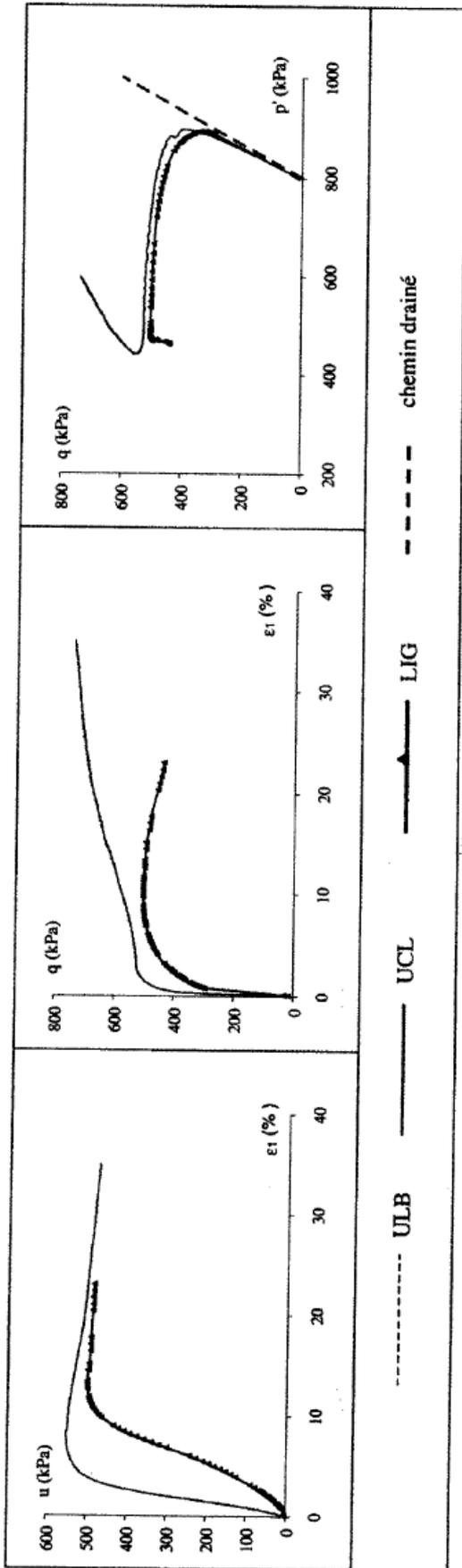


Figure 5-28 : Essais triaxiaux sur le limon : $\sigma_c = 800 \text{ kPa}$, $\text{OCR} = 1$

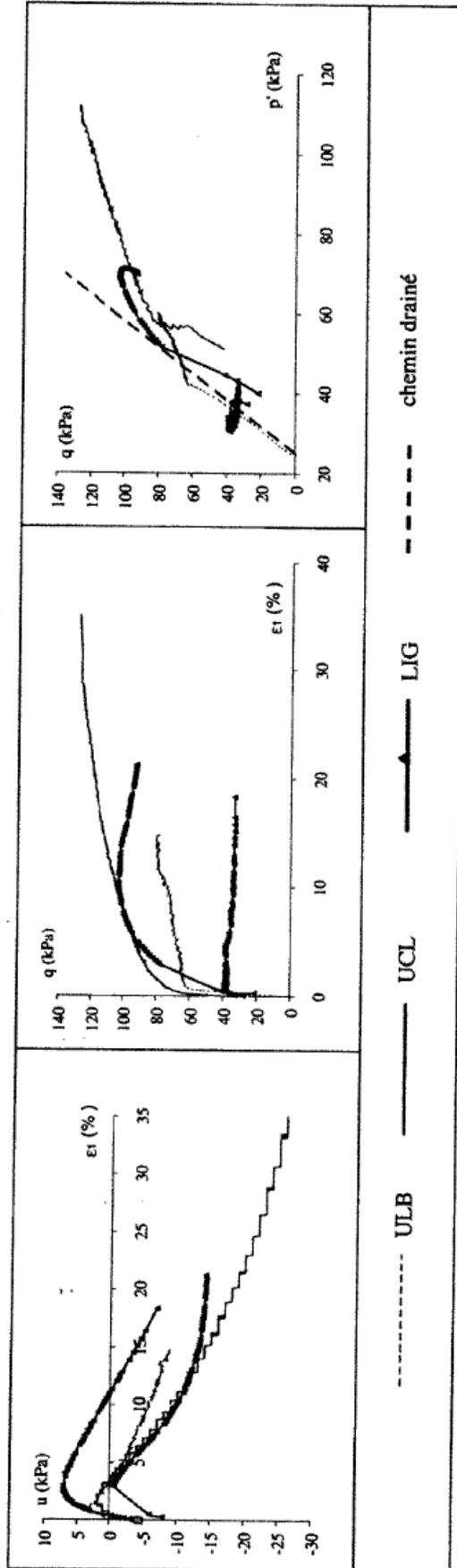


Figure 5-29 : Essais triaxiaux sur le limon : $\sigma_c = 50 \text{ kPa}$, $\text{OCR} = 2$

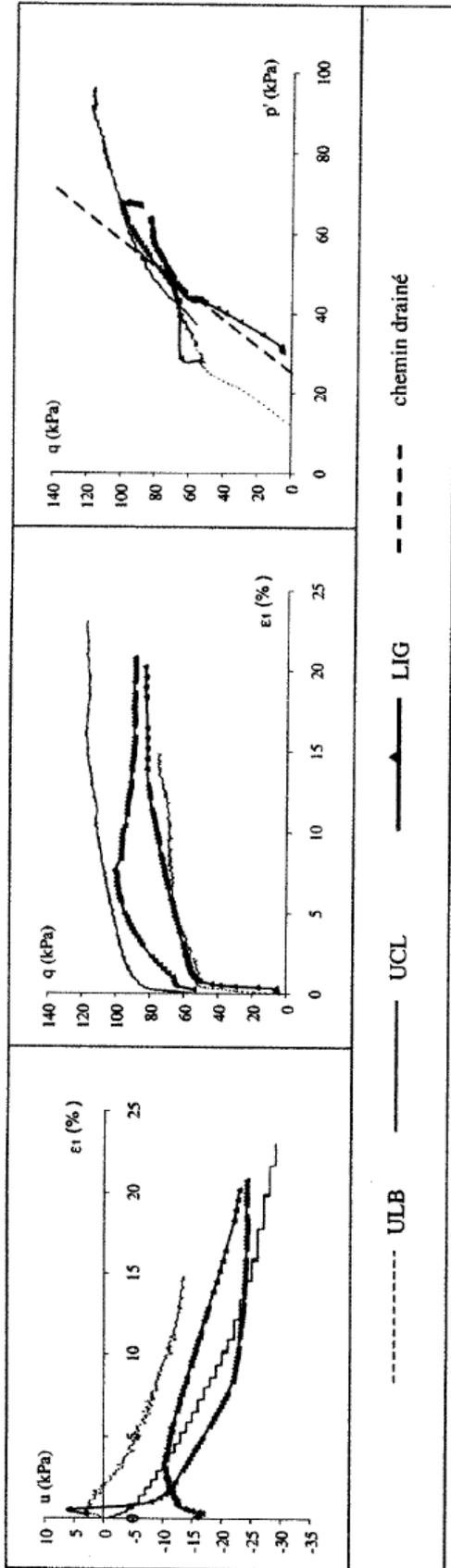


Figure 5-30 : Essais triaxiaux sur le limon : $\sigma_c = 50$ kPa, OCR = 4

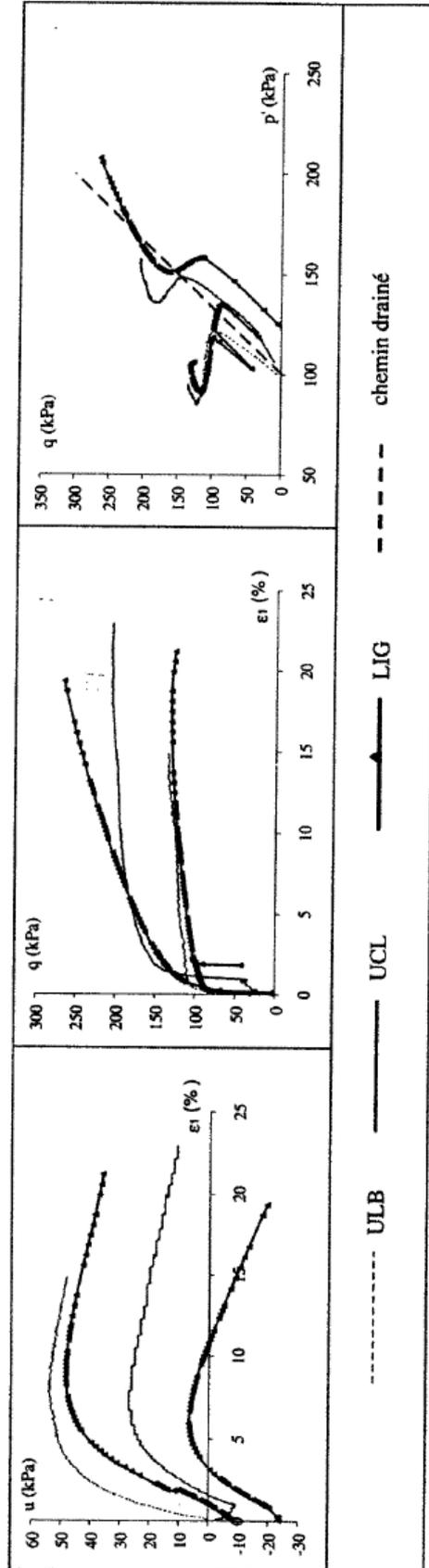


Figure 5-31 : Essais triaxiaux sur le limon : $\sigma_c = 200$ kPa, OCR = 2

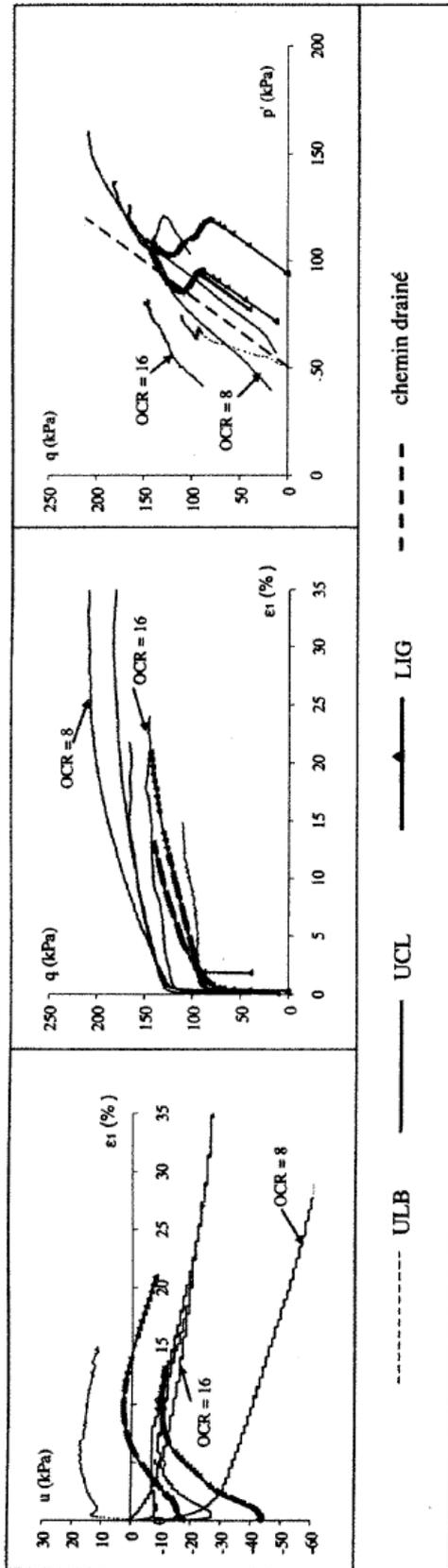


Figure 5-32 : Essais triaxiaux sur le limon : $\sigma_c = 200 \text{ kPa}$, $\text{OCR} \geq 4$

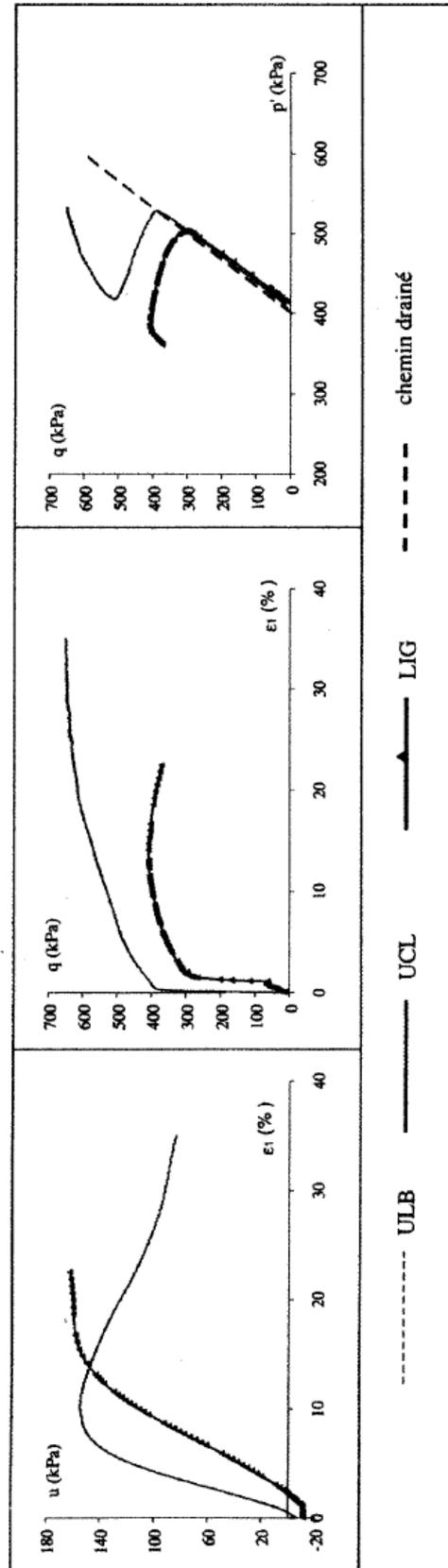


Figure 5-33 : Essais triaxiaux sur le limon : $\sigma_c = 800 \text{ kPa}$, $\text{OCR} = 2$

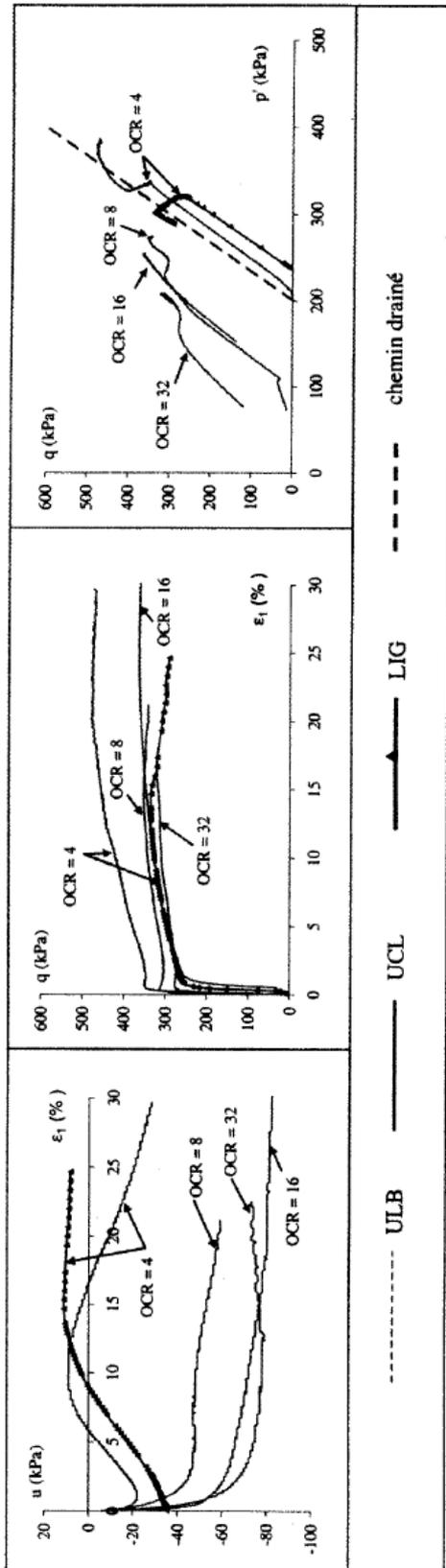


Figure 5-34 : Essais triaxiaux sur le limon : $\sigma_c = 800$ kPa, $OCR \geq 4$

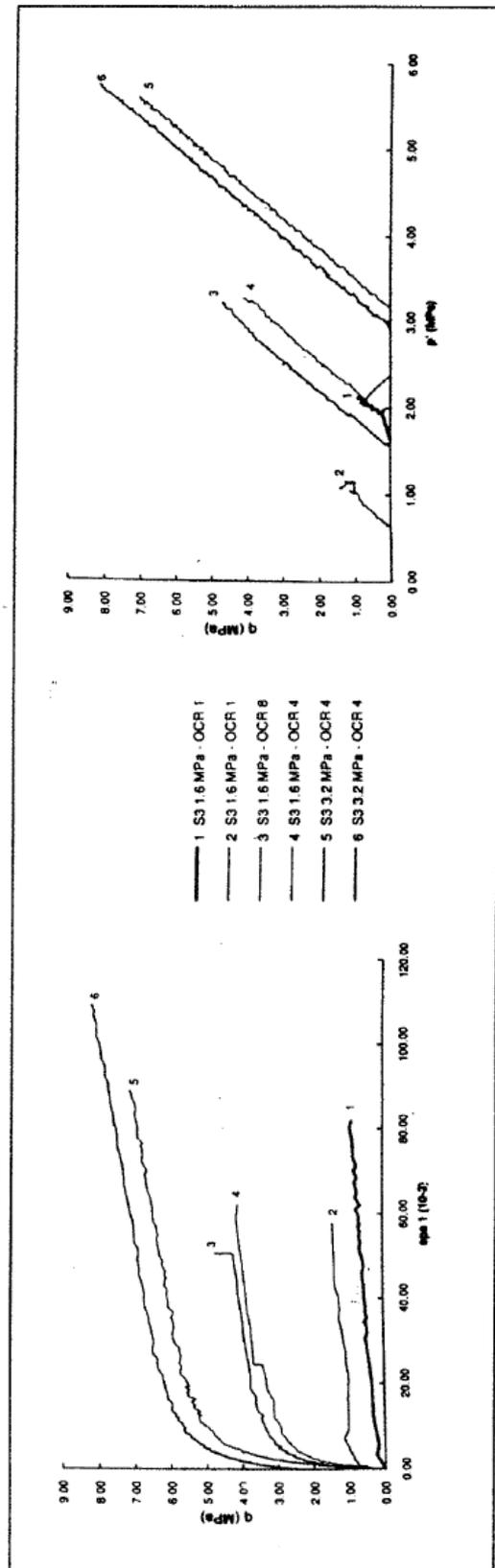


Figure 5-36 : Résultats des essais à haute pression sur le limon

Tableau 5-12 : Cohésion et angle de frottement interne du limon de Gembloux

			M (kPa)	q_0 (kPa)	ϕ_c (°)	c (kPa)
	OCR < 1		1.20	25	30	12
OCR	OCR = 1	ULB	1.25	15	31	7
		UCL	1.25	15	31	7
		LIG	1.00 - 1.15	32	25 - 29	15
	OCR = 2	ULB	1.4	5	35	2
		UCL	1.25	15	31	7
		LIG	1.00 - 1.15	32	25 - 29	15
	OCR = 4	ULB	1.40	15	35	7
		UCL	1.25	18	31	9
		LIG	1.00	33	25	16
	Tous OCR	ULB	1.19	20	30	10
		UCL	1.25	16	31	8
		LIG	1.00	33	25	16
σ_c (kPa)	50	ULB	1.15	20	29	10
		UCL	0.55	65	15	32
		LIG	1.55	0	38	0
		3 labo.	1.10	25	28	12
	200	ULB	1.15	25	29	12
		UCL	1.20	25	30	12
		LIG	1.15	25	29	12
		3 labo.	1.18	30	29	14
	800	UCL	1.25	16	29	7
		LIG	1.00	30	25	14
		2 labo.	DIFFERENCES NETTES			
	Haute pression			1.30	0	32

L'ensemble des résultats donnés au tableau 5-12 est rapporté sur la figure 5-37. Elle montre une relation intéressante entre l'angle de frottement et la cohésion. En effet, il semble que ces deux variables ne sont pas indépendantes. La cohésion diminue lorsque l'angle de frottement augmente.

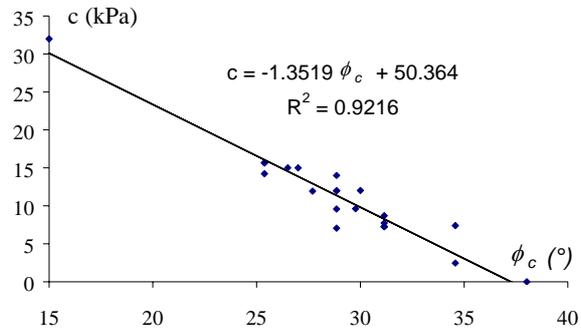


Figure 5-37 : Relation entre l'angle de frottement et la cohésion

5. ANALYSE DES RÉSULTATS D'ESSAIS

Le comportement mécanique d'un sol non saturé est directement affecté par la variation des pressions d'eau et d'air. Dans les conditions non drainées, les pressions interstitielles générées à la suite d'un chargement externe dépendent essentiellement des compressibilités relatives du sol, de l'eau et de l'air. Par contre, en conditions drainées, les pressions interstitielles générées se dissipent avec le temps. Donc, il est indispensable d'étudier la compressibilité de l'eau, de l'air et de leur mélange. Ce dernier est essentiellement influencé par la saturation. Quant à la compressibilité du sol, elle peut être exprimée par différentes lois constitutives.

L'influence de la saturation porte à la fois sur le comportement mécanique du sol et sur le comportement du fluide interstitiel.

A) Dans un certain domaine de saturation, les phases d'air et d'eau sont continues. La pression d'eau ne peut pas être assimilée à la pression d'air : il existe une succion. Les variations de la pression d'eau ne sont donc pas égales à celles de la pression d'air. La présence de la succion a deux conséquences fondamentales :

- une modification du comportement mécanique du sol et forcément une modification de la compressibilité de la structure du sol ;
- une modification de l'interaction entre l'eau et l'air : les deux fluides se comportent différemment.

Les sols se trouvant dans ce domaine de saturation sont considérés comme des sols *non saturés*.

- B) Il existe une saturation à partir de laquelle l'air devient occlus sous forme de bulles. Dans ce cas, on dit que les sols sont *quasi saturés*.

En résumé, la variation de la pression interstitielle résultant d'un chargement externe dans des conditions non drainées est un phénomène fort complexe. Dans ce paragraphe, on se limite au cas des sols *quasi saturés*.

La recherche FRFC sur l'argile de Kruibeke et le limon de Gembloux a mis en évidence la dispersion des résultats obtenus. Les causes de cette dispersion sont nombreuses et difficiles à dégager. Nous allons toutefois éclaircir certains aspects importants.

5.1. Comparaison des méthodes expérimentales entre laboratoires

Au cours de la recherche FRFC, un questionnaire a été envoyé aux laboratoires participants. Ce questionnaire avait pour objectif de permettre une comparaison des procédures d'essais concernant la mesure des caractéristiques physiques des échantillons et le déroulement des essais triaxiaux. Les réponses obtenues sont synthétisées dans ce paragraphe.

Mesures des caractéristiques physiques

On constate que, selon les laboratoires, la procédure de mesure des caractéristiques physiques des échantillons présente quelques variantes. Ceci se traduit par une variation des valeurs obtenues. La mesure du volume initial se fait de manière géométrique (pied à coulisse). La précision de cette mesure est assez médiocre. Or cette mesure a une influence importante sur le calcul de la saturation, comme on l'a discuté au paragraphe 2.2 (figure 5-2a). Bien que la mesure de γ_s soit en apparence assez simple à réaliser, une dispersion notable a été observée. Il en résulte qu'il existe une imprécision importante dans les valeurs de la saturation initiale (figure 5-2b) des échantillons de chaque laboratoire.

Procédure de saturation

Pour assurer la saturation des échantillons, la plupart des laboratoires procèdent par application d'une contre-pression.

A l'ULB, la contre-pression u_0 est appliquée au pied de l'échantillon. On draine par le haut. On réalise d'abord une saturation à l'azote pendant 1h et ensuite la saturation à l'eau distillée désaérée. La durée totale de saturation est de 24h. Après 18h, on ferme le drainage pour que la pression interstitielle soit uniforme dans l'échantillon. Dans la plupart des cas, la contre-pression est de l'ordre de 100 kPa. Quelques essais ont été réalisés avec une contre-pression de 50 ou de 200 kPa.

A l'UCL, la saturation se fait par remplacement du volume d'air (calculé) de l'échantillon par un volume équivalent d'eau non désaérée. La contre-pression est de l'ordre de 100 kPa. Il est à noter que les mesures de pressions interstitielles sont fort influencées par la présence éventuelle d'air dans l'eau. En fait, l'utilisation d'eau non désaérée peut influencer grandement l'état de saturation et, par conséquent, la compressibilité du fluide et la valeur de la contre-pression. Il en résulte une incertitude sur les réponses en pression interstitielle et, en conséquence, sur les résultats des essais. Ce point sera discuté en détail ci-après. Lors des derniers essais, le remplacement du volume d'air s'est fait par un volume équivalent d'eau désaérée. La contre-pression est également passée de 100 kPa à 200 kPa. Les résultats de ces derniers essais montrent clairement l'influence de ces deux paramètres.

Au LGIH, la saturation et la consolidation se font en même temps : mise en contrainte hydrostatique (1600, 3200 ou 12800 kPa), drainage par le haut, sans contre-pression (sauf pour un essai). La consolidation dure de 6 à 10 jours.

Au LIG, la saturation se fait en appliquant progressivement la contre-pression (100 kPa) par paliers de quelques minutes. La procédure dure généralement 1h.

Consolidation

L'application de la contrainte de consolidation σ_c se fait d'un seul coup. A l'ULB, la stabilisation de la consolidation est vérifiée par la stabilisation de la pression interstitielle, la durée est seulement de quelques minutes. Par contre à l'UCL et au LIG, la stabilisation est évaluée par la mesure de la variation du volume d'eau échangé. Cette phase se termine à la fin de la consolidation primaire. La durée de consolidation est souvent 1 à 2 jours au LIG. Il est à noter que la consolidation se fait sous contre-pression.

Passage de σ_c à σ_3

Le passage de σ_c à σ_3 pour des OCR $\neq 1$ se fait en conditions non drainées. Dans la plupart des cas, ce passage est instantané. A l'ULB, lors des essais à OCR ≤ 1 , ce passage est effectué par paliers, la durée totale est d'environ 2h.

Vitesse de mise en charge

Des vitesses différentes ont été adoptées par les 4 laboratoires :

- ULB: 0.018 mm / min
- UCL : 0.01à 0.02 mm / min
- LGIH : 1 kPa / s

- LIG :

- pour l'argile : 0.004 mm / min ; des essais plus rapides (0.083 mm / min, donc 20 fois plus rapides) ont été réalisés afin d'évaluer l'influence de la vitesse de mise en charge.
- pour le limon : 0.0125 mm / min

Mesure du déviateur

A l'ULB et au LGIH, les capteurs de force sont extérieurs à la cellule. Les frottements sont éliminés par un système de buse rotative à l'ULB. Au LGIH, ils sont calibrés puis pris en compte dans l'application de la force axiale. Au LIG, le capteur de force est intérieur à la cellule, donc, le frottement n'a pas d'influence. A l'UCL, le capteur est extérieur à la cellule, les frottements ne sont ni annulés, ni déduits, ce qui surestime la mesure du déviateur. C'est probablement une des causes principales pour lesquelles les mesures de déviateur dans les essais réalisés à l'UCL sont systématiquement plus élevées que celles des deux autres laboratoires.

Mode de drainage de l'éprouvette

Le mode de drainage pendant la consolidation a probablement une influence sur les résultats des essais. Il varie d'un laboratoire à l'autre.

Mesure de la pression interstitielle

En général, on mesure les pressions interstitielles au pied et à la tête de l'éprouvette. Au pied, l'éprouvette est en communication directe avec un capteur de pression fixé sur la base de cellule. La tête de l'éprouvette est en communication, via un tuyau souple, soit avec un second capteur fixé sur la base de la cellule (ULB), soit avec une vanne située sur la base de la cellule (LIG et UCL).

Au LGIH, la mesure de la pression se fait uniquement au pied de l'éprouvette avec un capteur de pression extérieur et un tuyau de liaison.

Ces différents aspects du protocole des essais induisent évidemment une dispersion des résultats. Dans les paragraphes suivants, certains de ces aspects seront étudiés pour évaluer leur influence.

5.2. Etat de saturation dans les échantillons (étude de la contre-pression u_0)

Pour augmenter la saturation d'un échantillon, la technique la plus communément utilisée est d'appliquer une contre-pression à l'eau interstitielle. Dans la plupart des laboratoires, on utilise de l'eau désaérée. Néanmoins, certains laboratoires utilisent encore de temps en temps de l'eau non désaérée. Dans ce paragraphe, on aborde ce sujet en détail afin d'éclaircir l'influence de ce choix sur les résultats expérimentaux.

Grâce à la contre-pression, l'eau (désaérée ou non désaérée) est injectée dans l'échantillon, l'air se comprime et se dissout dans l'eau. En parallèle, la pression de confinement (qui est supérieure à la contre-pression) est augmentée afin de maintenir une contrainte effective constante. De ce fait, le volume total de l'échantillon reste en principe constant. Le volume des pores est donc inchangé pendant l'application de la contre-pression. On suppose que la pression de l'air est égale à la pression de l'eau, donc la contre-pression appliquée à l'eau est égale à l'augmentation de la pression d'air. La contre-pression nécessaire pour atteindre une saturation voulue S_{rw} peut être déterminée à l'aide des lois de Boyle et de Henry.

5.2.1. CONTRE-PRESSION EN CAS D'UTILISATION D'EAU DESAEREE

Considérons maintenant un échantillon possédant une saturation initiale S_{rwo} et une pression d'air absolue initiale \bar{u}_{a0} . Par l'application d'une contre-pression u_0 , la saturation augmente jusqu'à S_{rw} (figure 5-38).

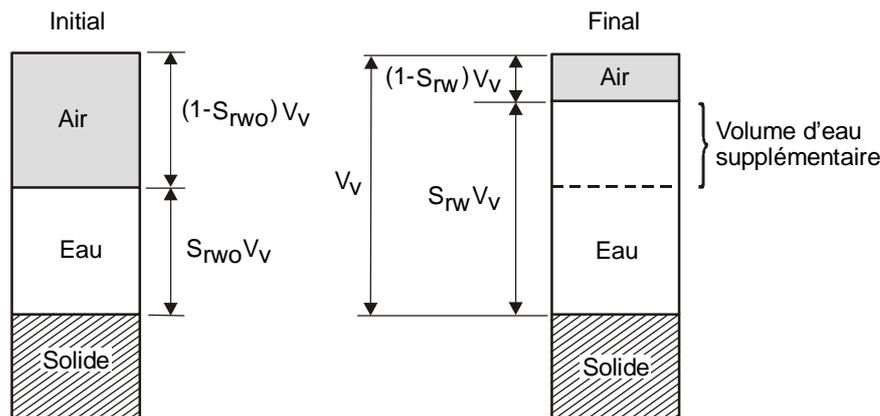


Figure 5-38 : Application d'une contre-pression pour saturer un échantillon (eau désaérée)

La loi de Henry postule que le volume d'air dissous (équivalent à un volume de gaz) dans l'eau est donné par :

$$V_d = h V_w \quad (5.9)$$

où h est la constante de Henry, qui dépend exclusivement de la température : $h = 0.02$ à 21°C

La masse d'air dissous dépend de la pression et de la température, qui affectent la masse spécifique de l'air en phase gazeuse. En quelque sorte, l'air dissous remplit les "pores" de l'eau, sans en modifier le volume.

La loi de Boyle ou loi des gaz parfaits postule que

$$uV = nRT = cte \quad (5.10)$$

où u indique la pression du gaz.

La contre-pression a pour but de diminuer le volume de l'air jusqu'à ce qu'il puisse complètement passer en phase dissoute.

Le volume total d'air V_{at} est la somme des volumes d'air libre V_a et d'air dissous dans l'eau V_d , sachant que :

$$V_a = (1 - S_{rw})V_V$$

où V_V est le volume des vides.

Le volume d'air dissous V_d est donné par la loi de Henry :

$$V_d = h V_w = h S_{rw} V_V \quad (5.11)$$

La variation du volume d'air due à l'application de la contre-pression u_0 est donnée par la loi de Boyle :

$$\bar{u}_{a0} V_{at0} = \bar{u}_a V_{at} = (\bar{u}_{a0} + u_0) V_{at} \quad (5.12)$$

V_{at0} est le volume total d'air initial; on a alors:

$$\bar{u}_{a0} [(1 - S_{rw0})V_V + h S_{rw0} V_V] = (\bar{u}_{a0} + u_0) [(1 - S_{rw})V_V + h S_{rw} V_V]$$

d'où :

$$u_0 = \bar{u}_{a0} \frac{(S_{rw} - S_{rw0})(1 - h)}{1 - S_{rw}(1 - h)} \quad (5.13)$$

u_0 est la contre-pression nécessaire pour atteindre une saturation S_{rw} dans un échantillon dont la saturation initiale est S_{rw0} . \bar{u}_{a0} est la pression d'air absolue initiale, V_V est le volume des vides que l'on suppose constant durant l'application de la contre-pression.

La figure 5-39 montre la contre-pression nécessaire pour atteindre différents niveaux de la saturation. On a fait l'hypothèse que la pression d'air initiale est égale à 1 atmosphère ($\bar{u}_{a0} = 101.3$ kPa).

Dans le cas où l'air serait présent sous forme de bulles d'air, la pression d'air initiale serait probablement supérieure à 1 atmosphère. Dès lors, la contre-pression appliquée devrait être plus grande que celle donnée à la figure 5-39.

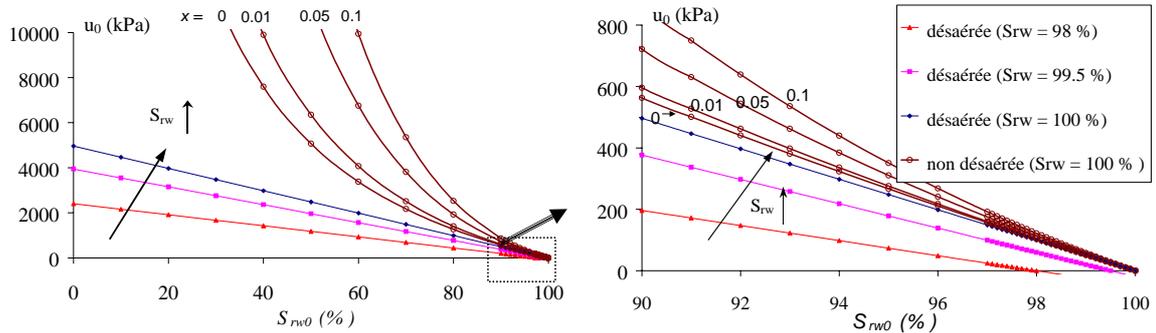


Figure 5-39: Contre-pression nécessaire pour atteindre différents niveaux de saturation
 $\bar{u}_{a0} = 101.3 \text{ kPa}$

Pour atteindre une saturation complète ($S_{rw} = 100\%$), la contre-pression nécessaire u_{100} vaut :

$$u_{100} = \bar{u}_{a0} \frac{(1 - S_{rw0})(1 - h)}{h} \quad (5.14)$$

En prenant $h = 0.02$, valeur de la constante de Henry à 21°C , on obtient :

$$u_{100} = 49 \bar{u}_{a0} (1 - S_{rw0}) \quad (5.15)$$

5.2.2. CONTRE-PRESSION EN CAS D'UTILISATION D'EAU NON DESAEREE

Les formules précédentes sont applicables lorsqu'on utilise de l'eau désaérée. Il serait intéressant de savoir quelle contre-pression il faut appliquer lorsqu'on utilise de l'eau non désaérée.

L'eau non désaérée est en principe saturée en air dissous et, vraisemblablement, elle contient aussi des bulles d'air.

Imaginons un cas extrême, peut-être irréaliste : l'eau est non désaérée mais sans bulle d'air. Cette situation est schématisée à la figure 5-40.

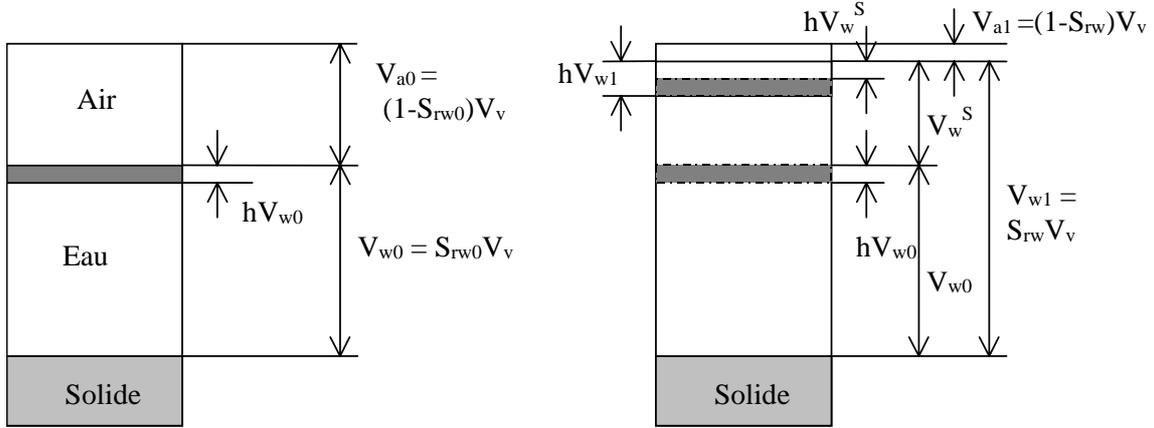


Figure 5-40 : Application d'une contre-pression pour saturer un échantillon (eau non désaérée sans bulle d'air)

Dans ce cas, la variation de volume d'air dans l'échantillon peut être décrite par la relation suivante (lois de Boyle et de Henry) :

$$\bar{u}_{a0}(V_{a0} + hV_{w0}) = (\bar{u}_{a0} + u_0)(V_{a1} + hV_{w1} - hV_w^s) \quad (5.16)$$

où $V_w^s = (V_{w1} - V_{w0}) = (S_{rw} - S_{rw0})V_v$ est le volume d'eau injecté grâce à la contre-pression. hV_w^s représente alors le volume d'air dissous existant au départ dans l'eau non désaérée qui est injectée.

Ainsi, on a:

$$\bar{u}_{a0}[(1 - S_{rw0})V_v + hS_{rw0}V_v] = (\bar{u}_{a0} + u_0)[(1 - S_{rw})V_v + hS_{rw}V_v - h(S_{rw} - S_{rw0})V_v]$$

d'où:

$$\bar{u}_{a0}[(1 - S_{rw0})V_v + hS_{rw0}V_v] = (\bar{u}_{a0} + u_0)[(1 - S_{rw})V_v + hS_{rw0}V_v]$$

La contre-pression nécessaire pour atteindre une saturation S_{rw} vaut donc :

$$u_0 = \frac{S_{rw} - S_{rw0}}{1 - S_{rw} + hS_{rw0}} \bar{u}_{a0} \quad (5.17)$$

Par conséquent, pour atteindre la saturation complète ($S_{rw} = 1$), la contre-pression qu'il faut appliquer vaut (pour $h = 0.02$) :

$$u_{100} = \frac{1 - S_{rw0}}{hS_{rw0}} \bar{u}_{a0} = 50 \frac{1 - S_{rw0}}{S_{rw0}} \bar{u}_{a0} \quad (5.18)$$

Cette relation est également tracée sur la figure 5-39. On note immédiatement que la contre-pression nécessaire pour atteindre la saturation complète est beaucoup plus importante lorsque l'on utilise l'eau non désaérée, particulièrement pour une faible saturation initiale. Néanmoins, lorsque la saturation initiale est fort élevée (>90 %), la différence entre l'utilisation de l'eau désaérée et de l'eau non désaérée sans bulles est insignifiante. Cette situation est probablement irréaliste : l'existence de bulles d'air dans l'eau non désaérée devrait être prise en considération.

Admettons que lors de l'application de la contre-pression, une certaine quantité de bulles d'air soit introduite avec l'eau non désaérée dans l'échantillon. Après application d'une contre-pression u_d , l'air présent initialement dans l'échantillon est dissous. Mais un volume d'air supplémentaire xV_w^s a été introduit. Il faut donc appliquer une contre-pression supérieure, $u_s > u_d$, pour saturer entièrement l'échantillon (figure 5-41).

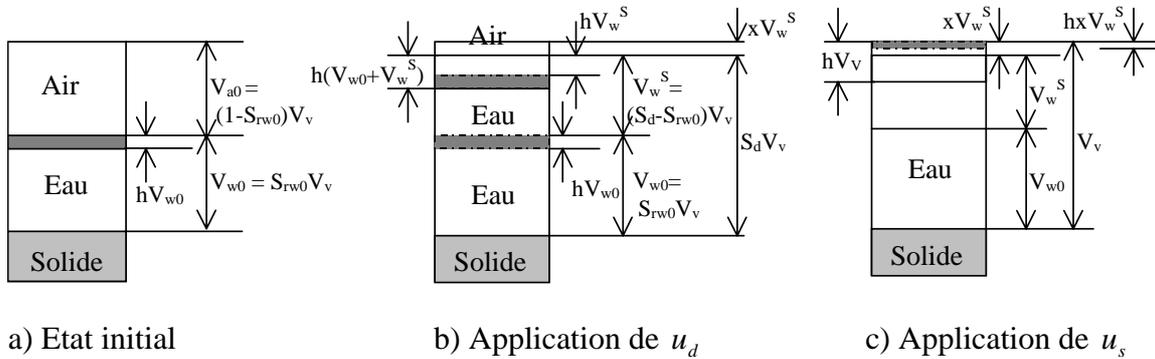


Figure 5-41 : Application d'une contre-pression pour saturer un échantillon (eau non désaérée avec bulles d'air)

Selon ce raisonnement, on peut d'abord calculer u_d , la pression nécessaire pour comprimer et dissoudre complètement le volume d'air existant dans l'échantillon V_{a0} .

Toujours grâce aux lois de Boyle et de Henry, la variation du volume d'air entre les états a) et b) (figure 5-41) peut être exprimée comme suit:

$$\bar{u}_{a0}(V_{a0} + hV_{w0}) = (\bar{u}_{a0} + u_d)(h(V_{w0} + V_w^s) - hV_w^s) \quad (5.19)$$

$$\bar{u}_{a0}(1 - S_{rw0} + hS_{rw0}) = hS_{rw0}(\bar{u}_{a0} + u_d)$$

et l'on obtient à nouveau :

$$u_d = \frac{1 - S_{rw0}}{hS_{rw0}} \bar{u}_{a0} \quad (5.20)$$

Le volume hV_w^s représente ici le volume d'air dissous introduit avec le volume d'eau injecté V_w^s . On remarque que cette équation est identique à (5.18) ci-dessus. Par contre la saturation dans l'échantillon n'est pas complète à cause de l'introduction supplémentaire de bulles d'air.

Après cette opération, la saturation est S_d :

$$S_d = \frac{V_w^s + V_{w0}}{V_V} = \frac{V_w^s}{V_V} + S_{rw0} \rightarrow V_w^s = (S_d - S_{rw0})V_V \quad (5.21)$$

En outre,

$$xV_w^s = (I - S_d)V_V \quad (5.22)$$

La pression supplémentaire u_s nécessaire pour dissoudre l'air restant dans l'échantillon peut être obtenue en appliquant encore une fois les lois de Boyle et de Henry:

$$(\bar{u}_{a0} + u_d)(xV_w^s + h(V_{w0} + V_w^s)) = (\bar{u}_{a0} + u_d + u_s)(hV_V - hxV_w^s) \quad (5.23)$$

hxV_w^s représente le volume d'air dissous dans la dernière partie d'eau désaérée, introduite lors l'application de u_s (on néglige les bulles d'air présentes dans cette partie de l'eau désaérée).

Ainsi, en utilisant les relations (5.21) et (5.22) dans (5.23), on obtient :

$$(\bar{u}_{a0} + u_d)(I - S_d + hS_{rd}) = (\bar{u}_{a0} + u_d + u_s)(hS_d)$$

d'où:

$$u_s = \frac{(I - S_d)}{hS_d}(\bar{u}_{a0} + u_d) \quad (5.24)$$

Avec l'équation (5.20), on obtient finalement :

$$u_s = \frac{(I - S_d)}{hS_d} \left(I + \frac{(I - S_{rw0})}{hS_{rw0}} \right) \bar{u}_{a0} \quad (5.25)$$

Puisque l'échantillon est supposé saturé à ce moment, on a :

$$xV_w^s + V_w^s + V_{w0} = V_V \quad (5.26)$$

En introduisant dans (5.26) les relations (5.21) et (5.22), on obtient une relation entre x et S_d :

$$S_d = \frac{I + S_{rw0}x}{I + x} \quad (5.27)$$

Finalement, la contre-pression complémentaire nécessaire u_s est:

$$u_s = \frac{x(I - S_{rw0})}{h(I + S_{rw0}x)} \frac{(I - S_{rw0} + hS_{rw0})}{hS_{rw0}} \bar{u}_{a0} \quad (5.28)$$

La contre-pression totale est :

$$u_{100} = u_d + u_s \quad (5.29)$$

Sur la figure 5-39, on a également tracé trois courbes correspondant aux quantités de bulles d'air $x = 0 ; 0.01 ; 0.05 ; 0.10$. L'influence est évidente. Par exemple, pour une saturation initiale de 90 %, la contre-pression nécessaire pour saturer un échantillon est presque le double de celle nécessaire en cas d'utilisation d'eau désaérée lorsque l'air représente un dixième du volume d'eau supplémentaire ($x=0.1$). En pratique, l'application d'un tel niveau de contre-pression est irréalisable. De plus, en utilisant l'eau non désaérée, la possibilité de dissolution d'air dans l'eau est réduite ; en conséquence, même si la durée de l'application de la contre-pression est assez longue, la saturation ne sera pas améliorée. Or ce n'est pas le cas lorsqu'on utilise l'eau désaérée (cf. le paragraphe suivant). D'autre part, le manque de saturation lié à la présence de bulles d'air rend le fluide beaucoup plus compressible. Enfin, l'utilisation d'eau non désaérée est probablement la raison la plus importante pour laquelle les résultats des essais faits à l'UCL s'écartent systématiquement de ceux des autres laboratoires.

5.2.3. TEMPS NECESSAIRE POUR SATURER COMPLETEMENT UN ECHANTILLON

Nous nous limitons ici au cas de l'eau désaérée.

La compression de l'air est presque instantanée, tandis que la dissolution de l'air dans l'eau prend du temps (Black et Lee, 1973). Donc, il est intéressant d'évaluer quelle saturation l'échantillon peut atteindre immédiatement après l'application de la contre-pression. En prenant $h = 0$ dans l'équation (5.13), on obtient immédiatement :

$$u_0 = \bar{u}_{a0} \frac{(S_{rw-instantané} - S_{rw0})}{I - S_{rw-instantané}} \quad (5.30)$$

En combinant (5.15) et (5.30), on trouve la saturation instantanément obtenue après application de la contre-pression :

$$S_{rw-instantané} = 1 - \frac{1 - S_{rw0}}{1 + 49 R (1 - S_{rw0})} \tag{5.31}$$

où $R = \frac{u_0}{u_{100}}$, représente la valeur relative de la contre-pression appliquée.

Sur la figure 5-42, on a tracé quelques courbes de $S_{rw-instantané} - S_{rw0}$ pour différents niveaux relatifs de contre-pression. Une saturation relativement importante peut déjà être atteinte en appliquant une contre-pression largement inférieure à u_{100} (courbes $R < 1$). L'application instantanée d'une contre-pression u_{100} (courbe $R=1$) peut produire une saturation supérieure à 98 %. Par contre, pour arriver instantanément à une saturation de 99%, il faut appliquer une contre-pression deux fois plus grande que u_{100} ($R=2$). Pour atteindre une saturation de 99.6%, il faut une contre-pression dix fois plus grande que u_{100} ($R=10$), même pour des échantillons ayant des saturations initiales fort élevées.

De cette analyse, on peut tirer comme conclusion que, grâce à une contre-pression, on peut facilement atteindre instantanément une saturation de l'ordre de 98%. Par contre, pour atteindre une saturation plus élevée, il faut appliquer une contre-pression beaucoup plus élevée.

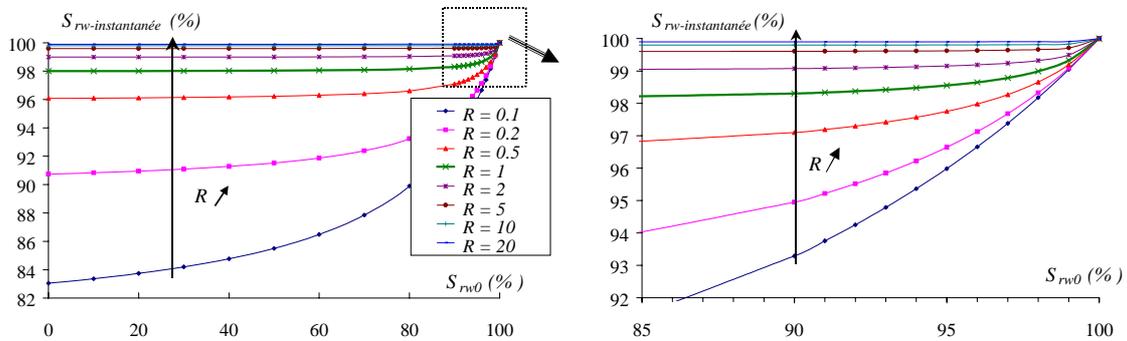


Figure 5-42 : Saturation atteinte instantanément après l'application d'une contre-pression en fonction de la saturation initiale

Il serait intéressant d'évaluer le temps nécessaire pour saturer complètement un échantillon, en tenant compte de la dissolution de l'air dans l'eau.

Les recherches théoriques et expérimentales menées par Black et Lee (1973) montrent que, dans un sol partiellement saturé, la vitesse de dissolution de l'air dans l'eau suit une loi exponentielle :

$$\Delta V_a = V_{a-instantané} - V_{a-t} = K_s t^b \tag{5.32}$$

où ΔV_a représente le volume d'air dissous dans l'eau. K_s et b sont deux coefficients empiriques qui dépendent probablement du type de sol et de la saturation initiale. $V_{a\text{-instantané}}$ est le volume d'air mesuré instantanément après l'application de la contre-pression. V_{a-t} représente le volume d'air mesuré un temps t après l'application de la contre-pression.

K_s est supposé proportionnel au nombre de bulles d'air existant dans l'échantillon qui est lui-même proportionnel au volume des vides V_v . Ainsi, on postule :

$$K_s = \alpha V_v \quad (5.33)$$

On sait que :

$$\frac{V_{a\text{-instantané}}}{V_v} = I - S_{rw\text{-instantané}} \quad (5.34)$$

Avec (5.31) et (5.34), on a :

$$\frac{V_{a\text{-instantané}}}{V_v} = \frac{I - S_{rw0}}{I + 49R(I - S_{rw0})} \quad (5.35)$$

D'autre part :

$$\frac{V_{a-t}}{V_v} = I - S_{rw-t} \quad (5.36)$$

S_{rw-t} est la saturation au temps t après l'application de la contre-pression.

En remplaçant (5.33), (5.35) et (5.36) dans (5.32), on obtient le temps nécessaire pour atteindre à la saturation S_{rw-t} :

$$t = \left\{ \frac{I}{\alpha} \left[\frac{I - S_{rw0}}{I + 49R(I - S_{rw0})} - (I - S_{rw-t}) \right] \right\}^{1/b} \quad (5.37)$$

où α et b sont deux coefficients empiriques. Les recherches expérimentales de Black & Lee (1973) sur le sable standard de Ottawa montrent qu'ils dépendent fortement de la saturation initiale. Des relations empiriques pour ce matériau sont proposées par ces auteurs (t s'exprime en minute):

$$\begin{aligned} \alpha &= 0.0094 - 0.01 S_{rw0} \\ \alpha &= 0.0014 \text{ (pour } S_{rw0} > 0.8 \text{)} \\ b &= 0.085 + 0.133 S_{rw0} \end{aligned} \quad (5.38)$$

On montre à la figure 5-43 le temps nécessaire pour saturer complètement selon ce modèle un échantillon de sable d'Ottawa sous différents niveaux de contre-pression. La figure 5-44 indique le temps nécessaire pour atteindre différents niveaux de saturation sous une contre-pression u_{100} ($R=1$).

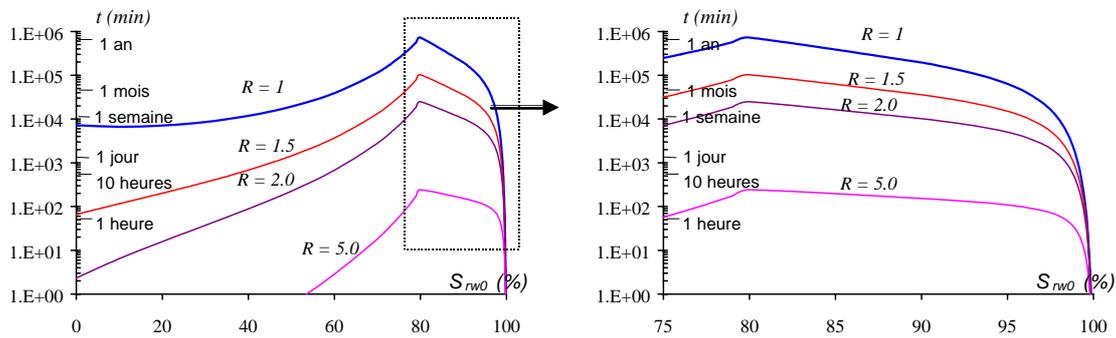


Figure 5-43 : Temps nécessaire pour une saturation complète pour différents niveaux de la contre-pression appliquée

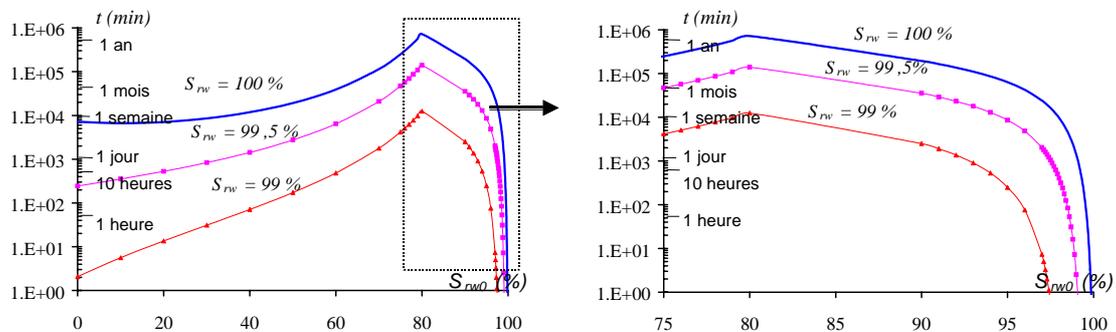


Figure 5-44 : Temps nécessaire pour atteindre différents niveaux de saturation sous une contre-pression u_{100} ($R=1$)

Le temps nécessaire pour atteindre la saturation complète peut être fort long : il faut une semaine pour saturer un échantillon ayant une saturation initiale de 98% sous une contre-pression $u_0 \approx 100 \text{ kPa} \approx u_{100}$ ($R=1$). Pour un échantillon saturé initialement à 95%, le temps nécessaire pour atteindre une saturation totale est de 610 jours sous une contre-pression de $u_0 \approx 100 \text{ kPa}$ ($R=0.4$).

Les recherches menées par Barden et Sides (cités dans Black et Lee 1973) montrent que, dans des sols argileux, la vitesse de dissolution de l'air est plus faible que dans les

sols sableux. Ils expliquent ce phénomène par la haute viscosité de l'eau adsorbée dans l'argile. Ceci permet de supposer que le temps nécessaire pour saturer un échantillon d'argile peut être plus grand que celui indiqué aux figures 5-43 et 5-44.

5.2.4. CONCLUSION

L'analyse qui précède permet de conclure que, avec la procédure adoptée dans chaque laboratoire (contre-pression de 100 kPa et stabilisation d'un jour maximum), la saturation des échantillons ne peut être parfaite. Elle se situe, dans la plupart de cas, entre 92 et 96 % avant la phase de cisaillement.

Malheureusement, dans le projet FRFC, l'influence de la contre-pression sur les résultats expérimentaux n'a pas été mise en évidence. Seuls quelques essais ont été réalisés avec quelques variantes de contre-pression, ce qui ne permet pas de voir clairement l'influence de ce paramètre. Sur la figure 5-45, l'influence de la contre-pression se manifeste faiblement : plus u_0 est élevée, plus le comportement est contractant.

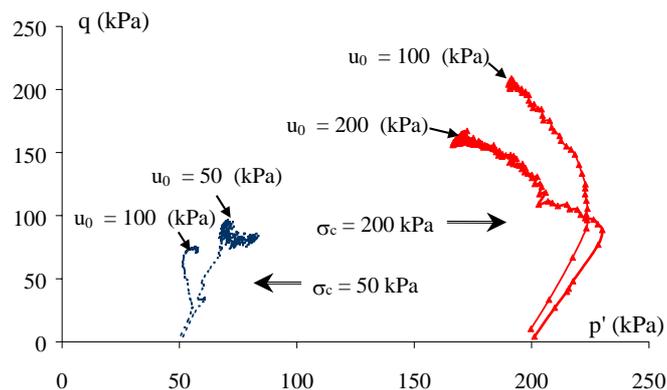


Figure 5-45 : Influence de la contre-pression

A titre informatif, on donne au tableau 5-13 quelques résultats obtenus par les théories développées ci-dessus, concernant la saturation des échantillons d'argile. Ces données sont seulement qualitatives, car la valeur de la saturation initiale est approximative, comme on l'a discuté plus haut. Mais elles nous donnent une estimation de l'état de l'échantillon.

Il apparaît que les échantillons sont loin d'être saturés. Même à l'UCL, où la saturation initiale est la plus élevée, la saturation n'a guère pu être améliorée avec la contre-pression, à cause de l'utilisation d'eau non désaérée. Par contre, l'application de la contre-pression avec une eau désaérée à l'ULB et au LIG a beaucoup amélioré le niveau de saturation.

Tableau 5-13 : Etat de saturation dans les échantillons d'argile

	S_{rv0} (%)	u_0 appliquée (kPa)	u_{100} (kPa)	R	$S_{rw-ins tantan é}$ (%)	t_{100} (ans)
ULB	84	100	740	0.14	92-93	∞
LIG	91	100	450	0.22	94-95	41
UCL ¹¹	95	100	> 400	0.22	96	10

Cette étude de la contre-pression nous permet de tirer une conclusion importante.

Afin de saturer le mieux le possible un échantillon, il faut être attentif à deux aspects :

- avoir une saturation initiale la plus élevée possible au cours de la fabrication des échantillons.
- ne jamais utiliser de l'eau non désaérée.
- en outre, en augmentant la contre-pression, la saturation sera toujours améliorée.

5.3. Compressibilité de l'eau, de l'air et du mélange eau-air

5.3.1. INTRODUCTION

Lorsqu'un échantillon est soumis à une variation de compression isotrope $d\sigma_3$ dans des conditions non drainées, la variation de volume est due à la compression de l'air et de l'eau si l'on suppose que les grains sont quasi incompressibles. La variation de volume de chaque phase fluide est liée à sa compressibilité.

La compressibilité d'un fluide χ_f peut se définir de deux manières :

$$\chi_f = -\frac{1}{V} \frac{dV}{du} \quad (5.39a)$$

ou bien:

$$\chi_f = -\frac{1}{V_0} \frac{dV}{du} \quad (5.39b)$$

¹¹ La présence de bulles d'air est inévitable, mais le volume est difficile à estimer. Le calcul se fait en prenant l'hypothèse que $x = 0.1$.

où V_0 et V sont les volumes de fluide initial et actuel.

Lorsque la variation de volume est relativement grande, la deuxième définition peut induire une imprécision. Néanmoins, elle a été utilisée par certains chercheurs. Nous utiliserons dans la suite la première expression.

La compressibilité de l'eau χ_w est donc donnée par :

$$\chi_w = -\frac{1}{V_w} \frac{dV_w}{du_w} \quad (5.40a)$$

ou bien:

$$\chi_w = -\frac{1}{V_{w0}} \frac{dV_w}{du_w} \quad (5.40b)$$

Elle vaut, à 20°C et pour une pression 100 kPa, $\chi_w = 4.58 \cdot 10^{-7} \text{ kPa}^{-1}$.

De même, celle de l'air, χ_a , est donnée par :

$$\chi_a = -\frac{1}{V_a} \frac{dV_a}{du_a} \quad (5.41a)$$

ou

$$\chi_a = -\frac{1}{V_{a0}} \frac{dV_a}{du_a} \quad (5.41b)$$

En conditions isothermes, la loi de Boyle donne la variation de volume d'air :

$$\bar{u}_{a0} V_{a0} = \bar{u}_a V_a \quad (5.42a)$$

d'où :

$$V_a = \frac{\bar{u}_{a0} V_{a0}}{\bar{u}_a} \quad (5.42b)$$

\bar{u}_a est la pression absolue d'air, \bar{u}_{a0} est la pression initiale absolue d'air. Dans la suite du texte, la barre sur le caractère u indique la pression absolue.

On a alors :

$$\frac{dV_a}{d\bar{u}_a} = \frac{dV_a}{du_a} = -\frac{\bar{u}_{a0}V_{a0}}{\bar{u}_a^2} = -\frac{\bar{u}_a V_a}{\bar{u}_a^2} = -\frac{V_a}{\bar{u}_a} \quad (5.42c)$$

En introduisant (5.42c) dans (5.41a), on obtient :

$$\chi_a = -\frac{1}{V_a} \frac{dV_a}{du_a} = \frac{1}{\bar{u}_a} \quad (5.43a)$$

Par contre, en utilisant l'équation (5.41b), à l'aide de (5.42c), la compressibilité de l'air s'écrit :

$$\chi_a = -\frac{1}{V_{a0}} \frac{dV_a}{du_a} = \frac{\bar{u}_{a0}V_{a0}}{V_{a0}} \frac{1}{\bar{u}_a^2} = \frac{\bar{u}_{a0}}{\bar{u}_a^2} \quad (5.43b)$$

Lorsque la variation de la pression d'air est petite, la différence entre (5.43a) et (5.43b) est négligeable. Par contre, l'équation (5.43a) est préférable quand la variation de la pression est grande.

5.3.2. FORMULATION NE TENANT PAS COMPTE DE L'EFFET DE LA TENSION SUPERFICIELLE

Evaluons la compressibilité du mélange eau-air sur base des lois de Boyle et de Henry.

En supposant que la pression de fluide est égale à la pression d'eau (on néglige la différence de pression entre l'air et l'eau due à la tension superficielle), on peut écrire:

$$du = du_w = du_a \quad (5.44)$$

en outre, $V_V = V_a + V_w$

En partant de l'équation (5.39a), on a :

$$\chi_f = -\frac{I}{(V_a + V_w)} \frac{d(V_a + V_w)}{du}$$

L'hypothèse (5.44) nous permet d'écrire cette relation sous la forme :

$$\begin{aligned} \chi_f &= -\frac{I}{(V_a + V_w)} \left[\frac{dV_a}{du} + \frac{dV_w}{du} \right] = -\frac{I}{(V_a + V_w)} \left[\frac{dV_a}{du_a} + \frac{dV_w}{du_w} \right] \\ &= -\frac{I}{(V_a + V_w)} \left[\frac{d(V_a + V_d)}{du_a} + \frac{d(V_w - V_d)}{du_w} \right] \end{aligned}$$

où V_d représente le volume d'air dissous dans l'eau.

D'après la loi de Henry, à température constante, le volume d'air dissous dans l'eau est indépendant de la pression. Donc :

$$\frac{d(V_w - V_d)}{du_w} = \frac{dV_w}{du_w} \quad (5.45)$$

d'où :

$$\chi_f = -\frac{I}{(V_a + V_w)} \left[\frac{d(V_a + V_d)}{du_a} + \frac{dV_w}{du_w} \right]$$

Réarrangeons cette relation comme suit :

$$\begin{aligned} \chi_f &= -\left[\frac{(V_a + V_d)}{(V_a + V_w)} \frac{I}{(V_a + V_d)} \frac{d(V_a + V_d)}{du_a} \right] - \left[\frac{V_w}{(V_a + V_w)} \frac{I}{V_w} \frac{dV_w}{du_w} \right] \\ &= \frac{(V_a + V_d)}{(V_a + V_w)} \chi_a + S_{rw} \chi_w \end{aligned}$$

Sachant que :

$$S_{rw} = \frac{V_w}{V_v} = \frac{V_w}{V_a + V_w} \quad (5.46)$$

$$V_a = (I - S_{rw})V_v = (I - S_{rw})(V_a + V_w) \quad (5.47)$$

Avec la loi de Henry, le volume d'air dissous dans l'eau est donné par :

$$V_d = h V_w = h S_{rw} V_V = h S_{rw} (V_a + V_w) \quad (5.48)$$

on a :

$$\frac{V_a + V_d}{V_a + V_w} = \frac{V_a + V_w - V_w + V_d}{V_a + V_w} = 1 - S_{rw} + h S_{rw}$$

enfin, on obtient :

$$\chi_f = S_{rw} \chi_w + (1 - S_{rw} + h S_{rw}) \chi_a \quad (5.49)$$

où $\chi_a = \frac{I}{\bar{u}_a}$ et χ_w est définie par (5.40a).

En partant de l'équation (5.39b), on obtient par la même procédure :

$$\chi_f = - \frac{I}{(V_{a0} + V_{w0})} \frac{d(V_a + V_w)}{du} \quad (5.50)$$

$$\chi_f = S_{rw0} \chi_w + (1 - S_{rw0} + h S_{rw0}) \chi_a \quad (5.51)$$

dans ce cas : $\chi_a = \frac{\bar{u}_{a0}}{\bar{u}_a^2}$ et χ_w est définie par (5.40b).

Il est intéressant de comparer les relations obtenues par différents chercheurs.

Bishop et Eldin ainsi que Skempton et Bishop (cités dans Schuurman, 1966 et dans Fredlund, 1993) proposent l'expression :

$$\chi_f = (1 - S_{rw0} + h S_{rw0}) \frac{\bar{u}_{a0}}{\bar{u}_a^2} \quad (5.52)$$

Si l'on néglige la compressibilité de l'eau devant celle de l'air, les équations (5.51) et (5.52) sont identiques.

La formulation de Koning (cité dans Schuurman, 1966 et Fredlund, 1993) est obtenue en négligeant la dissolution de l'air dans l'eau (cf. équation (5.49)) :

$$\chi_f = S_{rw} \chi_w + (1 - S_{rw}) / \bar{u}_a \quad (5.53)$$

Chang et Duncan, (1983) écrivent :

$$\chi_f = \frac{(e - S_{rw}e + hS_{rw}e)^2 / (1 + e_0)}{(e_0 - S_{rw0}e_0 + hS_{rw0}e_0)(u_{a0} + p_{at})} \quad (5.54)$$

Cette formulation, fonction de l'indice des vides et de la saturation, est obtenue par le même principe, comme nous le montrons ci-après.

La compressibilité du fluide est, si l'on suppose les grains du sol indéformables :

$$\chi_f = \frac{d\varepsilon_v}{du} \quad (5.55)$$

La relation entre la déformation volumique $d\varepsilon_v$ et la variation de l'indice des vides de s'écrit :

$$de = -(1 + e_0)d\varepsilon_v \quad (5.56)$$

donc :

$$\chi_f = \frac{d\varepsilon_v}{du} = -\frac{1}{(1 + e_0)} \frac{de}{du} \quad (5.57)$$

En adoptant l'hypothèse que la compressibilité de l'eau est négligeable par rapport à celle de l'air, on a :

$$de = de_a \quad (5.58)$$

D'autre part, la pression du fluide "homogénéisé" est supposée égale à la pression de l'eau. La différence de pression entre l'air et l'eau est négligée. Dans ce cas, la compressibilité du fluide s'écrit :

$$\chi_f = -\frac{1}{(1 + e_0)} \frac{de_a}{du_a} = -\frac{1}{(1 + e_0)} \frac{d(e_a + e_d)}{du_a} \quad (5.59)$$

puisque le volume de l'air dissous est constant à température constante.

On sait que :

$$e = e_a + e_w \quad (5.60)$$

$$e_w = S_{rw}e \quad \text{et} \quad e_a = (1 - S_{rw})e \quad (5.61)$$

où e_a , e_w sont les indices des vides occupés respectivement par l'air libre et par l'eau.

Le volume d'air dissous peut être calculé par la loi de Henry :

$$e_d = he_w = hS_{rw}e \quad (5.62)$$

Donc, en appliquant la loi de Boyle pour l'ensemble de l'air libre et dissous, on a :

$$(e_{a0} + e_{d0})\bar{u}_{a0} = (e_a + e_d)\bar{u}_a \quad (5.63)$$

d'où:

$$(e_a + e_d) = \frac{(e_{a0} + e_{d0})\bar{u}_{a0}}{\bar{u}_a}$$

et

$$\frac{d(e_a + e_d)}{du_a} = - \frac{(e_{a0} + e_{d0})\bar{u}_{a0}}{\bar{u}_a^2} \quad (5.64)$$

D'autre part :

$$(e_{a0} + e_{d0}) = [(1 - S_{rw0})e_0 + hS_{rw0}e_0] \quad (5.65)$$

$$(e_a + e_d) = [(1 - S_{rw})e + hS_{rw}e] \quad (5.66)$$

A l'aide de l'équation (5.63), on obtient :

$$\bar{u}_a^2 = \frac{(e_{a0} + e_{d0})^2 \bar{u}_{a0}^2}{(e_a + e_d)^2} \quad (5.67)$$

Enfin, en utilisant les équations (5.64) (5.65) (5.66) (5.67) dans (5.59), on obtient :

$$\chi_f = \frac{(e - S_{rw}e + hS_{rw}e)^2 / (1 + e_0)}{(e_0 - S_{rw0}e_0 + hS_{rw0}e_0)\bar{u}_{a0}} \quad (5.68)$$

Comme $\bar{u}_{a0} = u_{a0} + p_{at}$, (5.68) est équivalente à l'expression de Chang et Duncan (5.54), qui est donc également similaire à la formulation obtenue par Bishop et Skempton.

5.3.3. FORMULATION TENANT COMPTE DE L'EFFET DE LA TENSION SUPERFICIELLE

Jusqu'ici, la compressibilité χ_f d'un mélange eau-air a été calculée en utilisant la loi de Boyle et la loi de Henry. Dans le cas où la saturation est relativement élevée (>85 % en général), l'air se présente sous forme de bulles dans l'eau. L'hypothèse que la pression de l'air est égale à la pression d'eau, autrement dit que l'effet de la succion est négligeable n'est plus valable. Schuurman (1966) ainsi que Pietruszczak et Pande (1991,1992,1996) ont tenté de tenir compte des tensions superficielles pour calculer la compressibilité du mélange. Fredlund et Rahardjo (1993) ont proposé une formulation de la compressibilité du fluide pour une gamme de saturation plus étendue, introduisant l'effet de la succion via des coefficients interstitiels de l'air B_a et de l'eau B_w .

Formulation de Schuurman (1966)

Schuurman a essayé d'introduire l'effet de la succion dans la formulation de la compressibilité de fluide en utilisant directement la loi de Jurin. Pour ce faire, il a pris les hypothèses suivantes :

- la pression de fluide est égale à celle de l'eau,
- par contre, la pression de l'air n'est pas égale à la pression de l'eau,
- l'eau n'est pas compressible,
- les bulles d'air dans l'eau sont toutes supposées de même taille.

La variation de la pression d'air est obtenue à l'aide de la loi de Jurin. La compressibilité du fluide est obtenue sous la forme suivante :

$$\chi_f = \frac{I}{V_a + V_w} \left\{ \frac{(V_{a0} + V_d)\bar{u}_{a0}}{(V_a + V_d)^2} - \frac{2\sigma_{aw}}{3r_0} \frac{I}{V_a} \left[\frac{V_{a0}}{V_a} \right]^{1/3} \right\}^{-1} \quad (5.69)$$

On remarque tout de suite le principal défaut de cette formule : la taille initiale r_0 des bulles d'air est présente dans la formulation. Or c'est un paramètre non mesurable. Selon Fredlund et al. (1993), la loi de Jurin est écrite au niveau microscopique, tandis que la compressibilité d'un mélange d'air et d'eau devrait être étudiée au niveau macroscopique. En conséquence, l'approche de Schuurman devrait être utilisée avec prudence.

Si l'on néglige le terme de (5.69) concernant la tension superficielle, la formulation de Schuurman prend en compte les contributions de l'air libre et de l'air dissous. En effet, dans ce cas, l'équation (5.69) devient :

$$\chi_f = \frac{I}{V_a + V_w} \frac{(V_a + V_d)^2}{(V_{a0} + V_d) \bar{u}_{a0}}$$

En appliquant la loi de Boyle, cette formule donne :

$$\chi_f = (I - S_{rw} + hS_{rw}) / \bar{u}_a \quad (5.70)$$

En comparant avec l'équation (5.49), les deux contributions sont bien mises en évidence.

Formulation de Pietruszczak et Pande (1991,1992,1996)

Dans le chapitre IV (paragraphe 3.3.5), la loi de Pietruszczak et Pande a été présentée en détail. La formulation de la compressibilité du fluide est basée sur la théorie de l'homogénéisation. Elle est obtenue en prenant comme hypothèse que la pression interstitielle "moyenne" est égale à celle de l'eau.

La compressibilité du fluide (cf. chapitre IV, équation 4.141) peut être exprimée par la formule suivante :

$$\chi_f = S_{rw} \chi_w + (I - S_{rw}) \frac{\chi_a}{1 - \beta \chi_a} \quad (5.71)$$

avec

$$\beta = \frac{\sigma_{aw}}{3\rho_V} \frac{S_{rw}}{\sqrt{I - S_{rw}}} \quad (5.72)$$

L'effet de la tension superficielle est introduit par le biais du coefficient β dans lequel "la taille moyenne des pores" ρ_v s'écrit :

$$\rho_v = \frac{n}{\rho_d \omega} \quad (5.73)$$

avec

ρ_d la masse volumique du sol sec,

ω la surface spécifique du solide,

n la porosité.

Ces paramètres peuvent être déterminés par expérience.

On note que si $\beta = 0$, l'équation (5.71) devient identique à la formulation de Koning (5.53). L'introduction de la tension superficielle augmente la compressibilité du fluide. La solubilité de l'air dans l'eau n'est pas prise en compte dans ces expressions.

5.3.4. ANALYSE ET CONCLUSION

On a montré ci-dessous que de nombreux chercheurs ont étudié la compressibilité d'un mélange air-eau, sur base des lois de Boyle et de Henry, sauf dans l'approche de Pietruszczak et Pande. Diverses simplifications ont été faites par les auteurs : certains négligent la compressibilité de l'eau ; certains ne tiennent pas compte de la dissolution de l'air dans l'eau. En conséquence, il est intéressant d'analyser l'importance de chaque terme vis-à-vis la compressibilité du mélange.

A l'aide de l'équation (5.49) et de l'expression de Pietruszczak et Pande (5.71), on peut considérer que la compressibilité du mélange est due essentiellement à quatre contributions:

- la compressibilité de l'eau : $S_{rw} \chi_w$
- la compressibilité de l'air libre : $(1 - S_{rw}) \chi_a$
- la dissolution de l'air dans l'eau : $h S_{rw} \chi_a$
- éventuellement, la tension superficielle sur base de la formulation de Pietruszczak et Pande (5.71).

Ces différentes contributions sont dessinées à la figure 5-46.

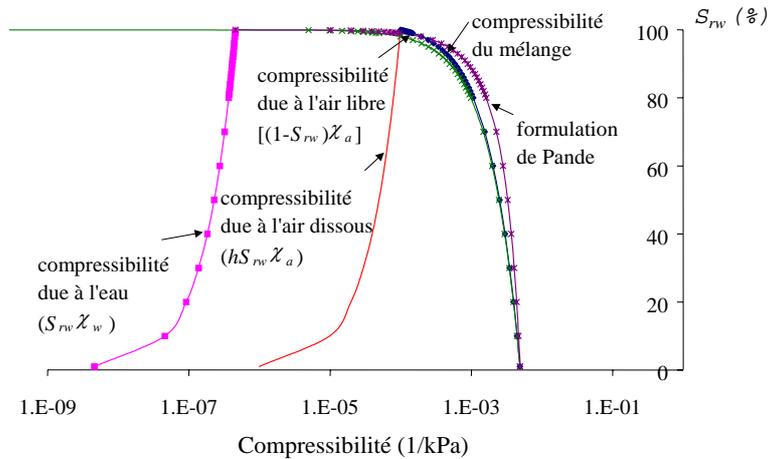


Figure 5-46 : Différentes contributions à la compressibilité du mélange ($u_a = 100$ kPa)

Notons plusieurs aspects intéressants:

- La contribution la plus importante est due à l'air libre.
- Lorsque la saturation est proche de 100 %, une faible désaturation peut augmenter rapidement la compressibilité du fluide.
- Négliger la compressibilité de l'eau n'introduit quasiment pas d'erreur.
- Si l'on néglige l'effet de la dissolution de l'air, la différence peut être relativement grande, notamment lorsque la saturation est supérieure à 90%.
- L'effet de la tension superficielle rend le mélange encore plus compressible. La formulation de Pietruszczak et Pande prédit une compressibilité plus élevée.

L'influence de la compressibilité due à l'eau et à l'air dissous est montrée à la figure 5-47. L'effet de la dissolution de l'air et l'effet de la tension superficielle rendent tous deux le fluide plus compressible. Ceci signifie que la compressibilité du fluide est probablement encore plus grande que celle dessinée à la figure 5-46.

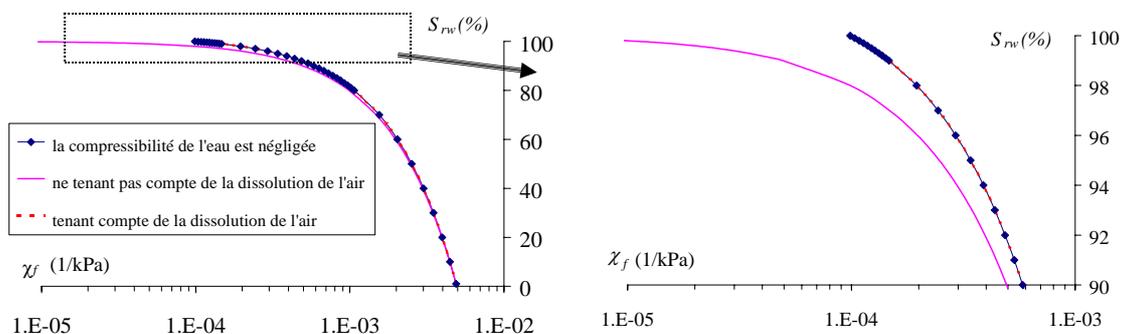


Figure 5-47 : Influence de la compressibilité de l'eau et de l'air dissous ($u_a = 100$ kPa)

La discussion sur la compressibilité du mélange eau-air permet de conclure que, lorsque la saturation est imparfaite, la compressibilité du fluide n'est pas négligeable. Par conséquent, elle influence fortement les variations de la pression d'eau dans l'échantillon lors du chargement mécanique et donc le chemin de contrainte effective en non drainé dans le plan ($p' - q$).

En Mécanique des Sols, la notion de module de compressibilité du fluide ($K_f = 1/\chi_f$) est couramment utilisée. A titre d'exemple, on montre, à la figure 5-48, la variation du module de compressibilité du mélange eau-air en fonction de la saturation. On remarque que, lorsque la saturation atteint 100 %, le module de compressibilité du mélange est égal à celui de l'eau (≈ 2 GPa).

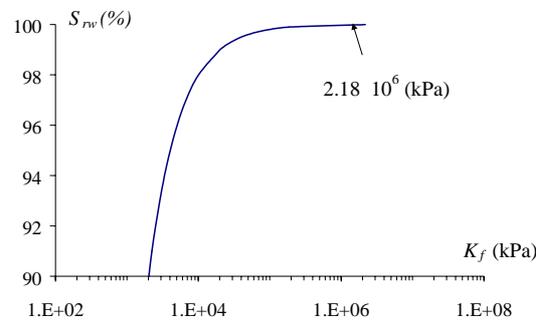


Figure 5-48 : Module de compressibilité du mélange eau-air en fonction de la saturation ($u_a = 100$ kPa, $h = 0$)

L'étude de l'influence de la compressibilité de l'air dissous est très intéressante pour notre analyse des résultats.

Considérons les essais analysés dans ce chapitre. Si l'on néglige le volume d'air dissous dans l'eau au cours de l'application de la contre-pression (comme on l'a discuté plus haut, la dissolution d'air dans l'eau prend beaucoup de temps), on peut considérer que la compressibilité du fluide est due uniquement à l'eau et à l'air libre ; c'est le cas des échantillons de l'ULB et du LIG. Ainsi, on obtient la compressibilité du fluide en prenant $\bar{u}_a = 202.6$ kPa (hypothèse : $u_a = u_w$) :

- Pour l'ULB, $S_{rw-instantané} = 93\%$, ce qui donne $\chi_f = 3.45 * 10^{-4}$ kPa⁻¹ $\Rightarrow K_f = 2894$ kPa
- Pour le LIG, $S_{rw-instantané} = 95\%$, ce qui donne $\chi_f = 2.5 * 10^{-4}$ kPa⁻¹ $\Rightarrow K_f = 4052$ kPa
- Par contre, pour l'UCL, du fait que l'eau est non désaérée, la contribution de l'air dissous à la compressibilité du fluide devrait être prise en compte ; dans ce cas, on a : $S_{rw-instantané} = 96\%$, ce qui donne $\chi_f = 2.93 * 10^{-4}$ kPa⁻¹ $\Rightarrow K_f = 3420$ kPa.

Ceci explique en partie pourquoi les chemins de contrainte dans le plan (p' - q) ne s'incurvent pas vers la gauche comme ils le devraient pour des sols saturés. Les échantillons ne sont pas complètement saturés et la phase fluide est loin d'être incompressible !

En conséquence, la compressibilité de la phase fluide dans les échantillons est relativement grande. Il en résulte que, au niveau de la modélisation des essais triaxiaux non drainés, la valeur du module de compressibilité de la phase fluide devrait être non pas égale à 2 GPa comme on le suppose habituellement, mais bien plus faible.

Il est à noter que la compressibilité du fluide varie en fonction de la pression d'air. Lorsque la pression augmente, l'air se comprime, la saturation augmente et la compressibilité diminue. Au contraire, lorsque la pression diminue, d'une part, l'air se décomprime, d'autre part, l'air dissous repasse en phase gazeuse ; il s'ensuit une diminution de la saturation et une augmentation de la compressibilité. La relation entre la compressibilité du fluide et la pression d'air est illustrée à la figure 5-49.

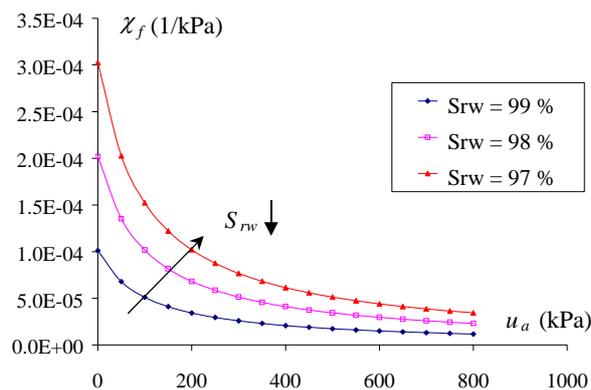


Figure 5-49 : Relation entre la compressibilité du fluide et la pression d'air

Pour les essais à fort OCR, les chemins de contrainte dans le plan (p' - q) s'incurvent fortement vers la droite à cause de la dilatance. Par contre, l'inclinaison du chemin est vraisemblablement influencée par la compressibilité du fluide car les échantillons sont peut-être encore moins saturés qu'après la consolidation (le déchargement induit probablement une décompression des bulles d'air). En conséquence, la compressibilité du fluide augmente.

D'autre part, on a mentionné plus haut que le comportement sous consolidé (essais à $OCR \leq 1$) semble plus contractant. Ce comportement résulte de l'augmentation de la pression interstitielle. En effet, pour les essais à $OCR \leq 1$, on applique aux échantillons une contrainte de confinement σ_3 supérieure à la pression de préconsolidation σ_c . Lors du passage de σ_c à σ_3 , la pression de pore augmente (cette augmentation de la pression de pore avec la pression de confinement s'exprime par le coefficient interstitiel B dont on va discuter ci-après). Alors, la compressibilité du fluide diminue. Donc, le comportement

contractant se traduit par une plus forte augmentation de la pression de pore. En conséquence, les chemins de contrainte s'incurvent vers la gauche dans le plan ($p'-q$). En outre, l'augmentation de la pression de pore améliore le niveau de saturation de l'échantillon. On peut donc estimer que la saturation des échantillons avec $OCR \leq 1$ est supérieure au cas $OCR \geq 1$.

5.4. Coefficients de pression interstitielle de Skempton

A la suite d'un chargement, la pression interstitielle varie. Cette variation de la pression interstitielle est souvent exprimée en terme de coefficients de pression interstitielle.

Les coefficients de pression interstitielle proposés par Skempton (1954) ont une grande importance en géomécanique.

Skempton a proposé deux coefficients interstitiels pour exprimer comment la pression interstitielle répond aux variations des contraintes appliquées en conditions non drainées.

En général, dans un sol non saturé, les coefficients interstitiels relatifs à l'eau et à l'air sont différents. Ils dépendent essentiellement de la saturation et du chemin de chargement.

Comme, dans la recherche FRFC, la pression d'air n'est jamais prise en compte (ni mesurée, ni imposée), nous limitons cette discussion aux sols quasi saturés : l'air se présente sous forme de bulles ; la différence entre les pressions d'air et d'eau est négligée. On ne distingue donc pas les coefficients interstitiels relatifs aux phases d'air et d'eau. On étudie le coefficient interstitiel pour la phase fluide (mélange des bulles d'air et de l'eau). La pression du fluide est supposée égale à la pression de l'eau.

Le coefficient B

En conditions non drainées, pour un chargement isotrope, la variation de pression interstitielle Δu_{iso} lors d'un chargement isotrope $\Delta \sigma_3$ est caractérisée par le coefficient B. Par définition :

$$B = \frac{\Delta u_{iso}}{\Delta \sigma_3} \quad (5.74)$$

Pour les sols quasi saturés, la notion de contrainte effective est applicable. Par suite de cette hypothèse, la variation de contrainte effective vaut alors :

$$\Delta\sigma' = \Delta\sigma_3 - \Delta u_{iso} \quad (5.75)$$

La variation de volume de l'échantillon est liée à la variation de la contrainte effective et à la compressibilité du sol :

$$\Delta V = -\chi_s V_0 (\Delta\sigma_3 - \Delta u_{iso}) \quad (5.76)$$

où χ_s représente la compressibilité du sol et V_0 le volume initial de l'échantillon.

Si l'on suppose que les particules du sol sont indéformables, cette variation de volume est égale à la variation du volume des vides et cette dernière est liée à la compressibilité du fluide :

$$\Delta V_V = -\chi_f V_V \Delta u_{iso} \Rightarrow \Delta V_V = -\chi_f n V_0 \Delta u_{iso} \quad (5.77)$$

Par égalité de (5.76) et (5.77), on tire :

$$B = \frac{1}{1 + n \frac{\chi_f}{\chi_s}} \quad (5.78)$$

Si le sol est complètement saturé, la compressibilité du fluide χ_f est égale à celle de l'eau. Dans ce cas, le rapport χ_w / χ_s vaut pratiquement zéro, car χ_w est négligeable par rapport à χ_s . Par conséquent, $B \approx 1$.

Par contre, comme on l'a montré ci-avant, la compressibilité du fluide augmente rapidement lorsque la saturation n'est pas parfaite : pour une pression initiale de 100 kPa, la compressibilité du fluide est de l'ordre de $1.5 \cdot 10^{-4} \text{ kPa}^{-1}$ pour une saturation de 99 %, donc plus de 300 fois supérieure à celle de l'eau ($4.6 \cdot 10^{-7} \text{ kPa}^{-1}$). Par conséquent, le coefficient interstitiel B est inférieur à 1. On remarque aussi qu'il dépend non seulement de la saturation mais aussi de la compressibilité relative du sol.

Il faut noter qu'il n'existe pas une relation unique entre le coefficient B et la saturation. En général, le coefficient B dépend du type du sol et du chemin de chargement: lorsque la pression de confinement est élevée et le chargement relativement lent, la saturation du sol peut être améliorée du fait que l'air peut être dissous dans l'eau ; alors, le coefficient B augmente.

A titre d'exemple, la figure 5-50 montre les variations du coefficient B en fonction de la saturation initiale et de la compressibilité du sol. Ces courbes sont obtenues en prenant l'hypothèse que le chargement est relativement rapide (pas de mise en solution de l'air). Lorsque le sol est plus souple, la pression interstitielle varie fort, tandis que pour les sols plus rigides, la variation de la pression interstitielle est moins forte.

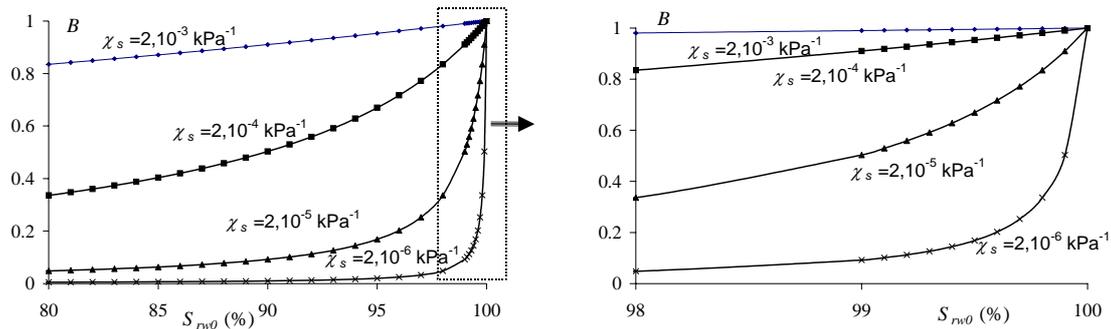


Figure 5-50 : Coefficient B en fonction de la saturation pour différentes compressibilités du sol

Grâce aux essais réalisés à l'ULB et à l'UCL avec $OCR < 1$, on peut déterminer le coefficient B . Dans ces essais, la contrainte latérale totale en cours de cisaillement σ_3 est supérieure à la contrainte de préconsolidation σ_c . Le passage de σ_c à σ_3 se fait rapidement et en condition non drainée. Pendant ce chargement isotrope, la pression interstitielle augmente avec la contrainte isotrope. La relation, obtenue avec l'ensemble des essais, entre u_w générée lors du passage σ_c à σ_3 et la contrainte appliquée σ_3 nous fournit le coefficient B ($B = du_w / d\sigma_3$) (figure 5-51). On remarque que le coefficient B est inférieur à 1. L'UCL obtient une valeur légèrement inférieure à l'ULB. Ceci nous donne une information : les échantillons ne sont pas encore saturés avant la phase de cisaillement. Il semble que, à l'UCL, les échantillons soient encore moins saturés que ceux de l'ULB, bien que leurs échantillons aient une saturation initiale beaucoup plus élevée qu'à l'ULB. Malheureusement, ceci n'explique pas les différents comportements observés par ces deux laboratoires, car les résultats de l'UCL sont plus contractants dans cette série d'essais.

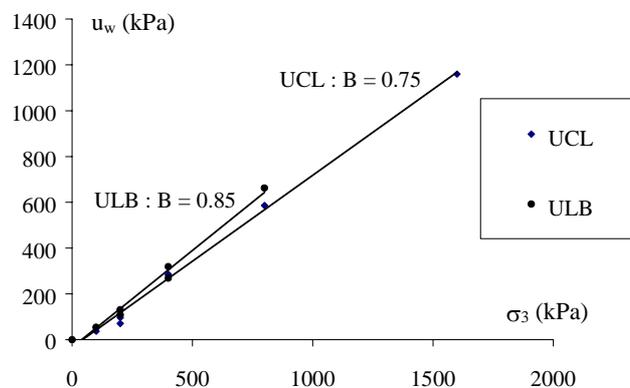


Figure 5-51 : Le coefficient B de l'argile

Le coefficient \bar{A}

Durant le cisaillement en conditions non drainées, la variation du déviateur de contrainte engendre une variation de la pression interstitielle. Cette variation de la pression interstitielle est souvent caractérisée par le coefficient \bar{A} :

$$\bar{A} = \frac{\Delta u_d}{\Delta q} \quad (5.79)$$

Δu_d est la variation de la pression interstitielle durant la phase de cisaillement et Δq est la variation du déviateur de contrainte.

Pour un sol donné, le coefficient \bar{A} varie en fonction de la contrainte, de la déformation, etc. Il est fonction de la loi de contractance-dilatance et de la saturation. A nos yeux, il ne donne pas une information très claire car il intègre beaucoup trop de variables pour pouvoir distinguer l'effet de chacune. Nous ne nous y attarderons donc pas.

5.5. Non-homogénéité de la pression interstitielle dans les échantillons

La procédure de consolidation a une influence importante sur l'homogénéité de la pression interstitielle dans l'échantillon. Avant la phase de cisaillement, l'échantillon est d'abord consolidé. La pression de consolidation est en général appliquée quasi instantanément. Le drainage commence d'abord par la couche superficielle. Les contraintes effectives augmentent donc d'abord dans cette zone superficielle. Rien ne permet d'affirmer que dans l'état final, après la fin de la consolidation, l'état de contrainte sera homogène : une certaine hétérogénéité peut être induite par la consolidation rapide. Ceci peut fausser l'interprétation des mesures de la pression interstitielle et du déviateur. Un nouvel essai normalement consolidé a été réalisé à l'UCL avec une consolidation progressive (en 8 incréments de 100 kPa avec une vitesse de 100 kPa/heure). L'influence est nette : pour ce nouvel essai, le déviateur à la rupture est 40 % plus élevé que celui obtenu dans l'ancien essai après consolidation à 800 kPa en une seule étape (figure 5-52).

En outre, la vitesse de mise en charge influence certainement aussi l'uniformité des pressions interstitielles dans l'échantillon.

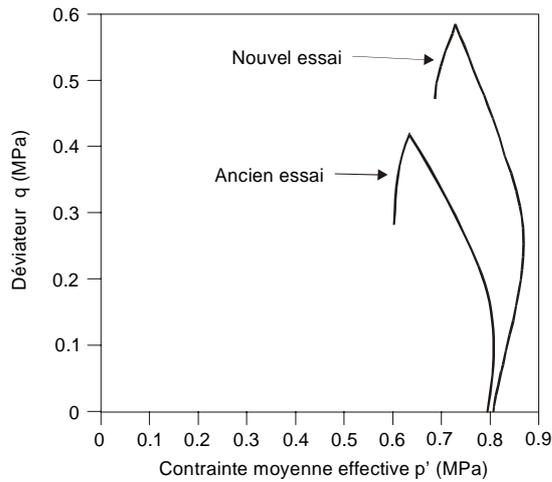


Figure 5-52 : Hétérogénéité dans l'échantillon (influence de la consolidation rapide)

5.6. Influence du système de mesure

On a montré ci-dessus que le manque de saturation de l'échantillon rend le fluide beaucoup plus compressible.

D'autre part, le système de mesure de la pression est constitué d'un circuit hydraulique fait de filtres, de pierres poreuses, de tuyaux en plastique et/ou en acier et du capteur de pression. Cet ensemble est déformable, ce qui peut fausser les mesures de pression et modifier le caractère "non drainé" de l'essai.

Afin de mettre en évidence cet effet, une modification du circuit de mesure de la pression interstitielle a été réalisée au LIG. Un tuyau en polyéthylène basse densité a été ajouté entre la cellule et le capteur de pression, introduisant ainsi une souplesse supplémentaire : la compressibilité du système de mesure a été multipliée par 38 (Bolle et al. 1995). Les résultats montrent l'influence de cette modification (figure 5-53) : le comportement apparaît moins contractant lorsque le système de mesure présente plus de souplesse.

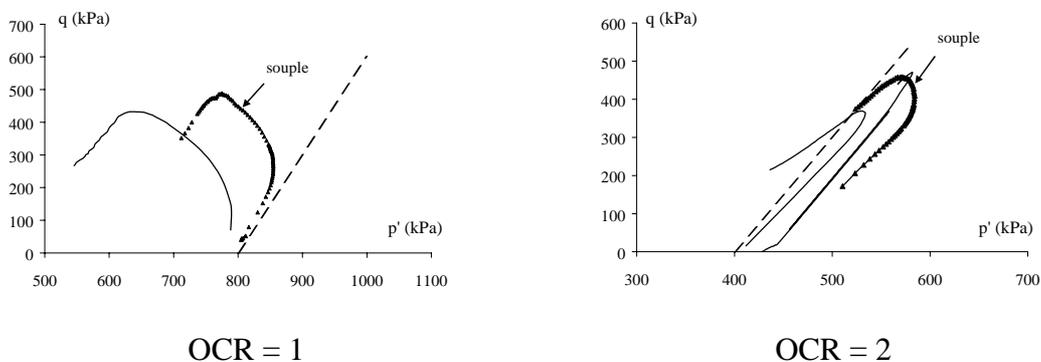


Figure 5-53 : Effet de la souplesse du système de mesure

6. CONCLUSIONS

A première vue, la dispersion importante des résultats des essais peut paraître décourageante : que tirer comme conclusion de cet ensemble d'essais ? Toutefois, cette dispersion nous a permis de faire l'analyse approfondie de nombreux aspects: la procédure de fabrication des échantillons, les méthodes de mesure des caractéristiques physiques, les méthodes expérimentales utilisées par les quatre laboratoires, l'état de saturation des échantillons, etc. Tous ces analyses détaillées nous permettent de tirer de nombreux enseignements qui seront précieux pour de futures recherches.

- Les hétérogénéités observées dans les caractéristiques physiques montrent que les matériaux sont, en réalité, loin d'être homogènes. Cela contribue certainement en partie à la dispersion des résultats. Dès lors, il conviendrait de réexaminer le processus de fabrication des échantillons afin d'obtenir des échantillons plus uniformes.
- Les essais répétés au sein d'un même laboratoire présentent aussi une grande dispersion. Les conditions de conservation du matériau peuvent en être une cause.
- Les méthodes expérimentales utilisées par les quatre laboratoires diffèrent sensiblement, bien que les normes d'application soient généralement respectées. Les résultats obtenus mettent en évidence l'influence prépondérante de certaines procédures lors des différentes phases de l'essai.
 - L'étude de l'effet d'une contre-pression dans la phase de saturation des échantillons montre que, pour un échantillon initialement quasi saturé, l'application de la contre-pression peut améliorer grandement le niveau de la saturation. Mais, pour atteindre la saturation parfaite, il faut souvent un temps considérable (qui, dans la plupart de cas, dépasse largement la durée des essais). Les échantillons doivent donc être préalablement saturés le mieux possible, mais en pratique, la saturation parfaite des échantillons peut difficilement être atteinte.
 - Or ce léger manque de saturation rend le fluide nettement plus compressible (cf. étude de la compressibilité du mélange eau-air). Cette compressibilité influence fortement les résultats des essais et doit être prise en compte pour leur simulation.
 - Il est important d'utiliser de l'eau désaérée pour la saturation et la réalisation des échantillons.
 - Il est préférable de consolider les échantillons par paliers progressifs afin d'éviter d'induire une trop forte hétérogénéité.
 - La vitesse de mise en charge influence les résultats. Il est conseillé de réaliser les essais à vitesse suffisamment faible.
 - La mesure de l'effort vertical appliqué doit tenir compte des forces de frottement du piston ou les éliminer.
- Lorsque le but de la recherche est d'étudier le matériau en vue d'établir une loi de comportement, il est préférable de réaliser les essais dans des conditions strictement similaires : utiliser les mêmes matières (même membrane, même tuyau, etc.), adopter la même procédure d'essai, le même mode de chargement, etc. Il est préférable de calculer préalablement la contre-pression qu'il faut appliquer en fonction de la

saturation initiale, afin d'atteindre la saturation totale ou, à tout le moins, d'évaluer avec précision la saturation en cours d'essai.

1. Introduction	241
2. Description des matériaux étudiés	242
2.1. Argile de Boom compactée	242
2.1.1. Mode de fabrication des échantillons	242
2.1.2. Caractéristiques des échantillons	243
2.2. Bentonites compactées d'Almeria	245
3. Essais effectués	246
3.1. Argile de Boom compactée	247
3.2. Bentonites compactées d'Almeria	249
4. Résultats expérimentaux et analyse des résultats	250
4.1. Argile de Boom compactée (poudre, pastilles et mélange)	250
4.1.1. Résultats sur les échantillons constitués de poudre	251
4.1.2. Résultats sur les échantillons faits de pastilles	256
4.1.3. Résultats sur les échantillons faits d'un mélange de pastilles et de poudre (série m-1)	263
4.2. Bentonites compactées d'Almeria	264
4.2.1. Bentonite S-2	264
4.2.2. Bentonite FEBEX	272
5. Conclusion	276

CHAPITRE VI

ANALYSE DES RESULTATS EXPERIMENTAUX : SOLS NON SATURES

1. INTRODUCTION

Grâce à la participation à un projet soutenu par la Communauté Européenne dont l'intitulé est: " Calculation and testing of behaviour of unsaturated clay (CATSIUS CLAY)", nous avons pu disposer de certains résultats expérimentaux intéressants (comportement hydromécanique en chemin de mouillage et séchage etc.) sur plusieurs matériaux.

Dans ce projet interviennent sept partenaires :

- (1) Agence Nationale pour la gestion des Déchets RAdioactifs EPIC (ANDRA, FR),
- (2) Clay Technology Lund AB (Clay Technology, SE),
- (3) Istituto Sperimentale Modelli e Strutture S.p.A (ISMES, IT),
- (4) Centre d'Etude de l'énergie Nucléaire (CEN.SCK, BE),
- (5) Universitat Politècnica de Catalunya (UPC, ES),
- (6) Université de Liège (ULg, BE),
- (7) University of Wales, College of Cardiff (UWCC, GB),

Le coordinateur du projet est le Professeur E. Alonso, du Centro Internacional de Métodos Numéricos en Ingenieria (CIMNE, ES).

Les objectifs de ce projet sont les suivants :

- étudier les comportements de gonflement et d'effondrement de l'argile de Boom (Belgique) et d'une bentonite compactée d'Almeria (Espagne),
- évaluer la précision et la fiabilité des logiciels de simulation des participants au projet,
- rendre ces logiciels capables de modéliser les comportements thermo-hydro-mécaniques d'une barrière argileuse non saturée,
- évaluer les capacités des laboratoires à déterminer les paramètres des modèles de comportement thermo-hydro-mécaniques implantés dans leurs logiciels.

Plusieurs matériaux sont considérés dans le cadre de ce projet. Dans cette thèse, on se limite à deux d'entre eux :

- l'argile de Boom compactée.

- la bentonite compactée d'Almeria.

2. DESCRIPTION DES MATÉRIAUX ÉTUDIÉS

2.1. Argile de Boom compactée

L'argile de Boom étudiée est un sédiment marin du Rupélien (Rapport EC, 1996; Goemaere, 1990).

Elle est considérée comme un sol de référence pour l'étude des problèmes de stockage de déchets nucléaires à cause de ses propriétés thermiques, hydrauliques et mécaniques. Un programme de recherche d'une solution définitive pour le stockage de certains déchets radioactifs en formations géologiques profondes a débuté dès 1974 en Belgique. Un site expérimental a été choisi dans le domaine du CEN.SCK à Mol. Par rapport aux autres formations argileuses, de nature plus silteuse, la formation argileuse de Boom a été retenue comme roche hôte. C'est une formation subhorizontale, compacte sur toute son épaisseur. Elle se caractérise à la fois par une grande imperméabilité et par une bonne homogénéité sur une épaisseur de près de 100m. Un site expérimental souterrain a été réalisé à une profondeur de l'ordre de 220m à Mol. Depuis, de nombreux travaux et études spécifiques sur cette formation ont été effectués. L'étude réalisée dans le projet CATSIUS CLAY s'inscrit notamment dans ce cadre.

Une série d'essais conventionnels et non conventionnels a été réalisée à l'UPC sur l'argile de Boom dans le but de valider les modèles théoriques et de déterminer les paramètres matériels des lois constitutives (Rapport EC, 1996). Les résultats expérimentaux ont été utilisés dans le cadre du projet CATSIUS CLAY.

Afin d'illustrer l'influence de chaque niveau (macroscopique et microscopique) de structure de l'argile étudiée sur son comportement macroscopique, trois types d'échantillons ont été fabriqués :

- le premier est un matériau fabriqué avec de la poudre d'argile,
- le deuxième est fait de pastilles d'argile,
- le troisième est un mélange de poudre et de pastilles d'argile.

2.1.1. MODE DE FABRICATION DES ÉCHANTILLONS

Les échantillons constitués de poudre d'argile ont été fabriqués de manière à avoir des éprouvettes bien homogènes. La poudre a été d'abord mélangée avec de l'eau afin d'obtenir une teneur en eau prédéterminée. Les échantillons ainsi obtenus ont été ensuite mis dans une chambre humide pendant 5 jours pour assurer leur homogénéité. Afin de pouvoir étudier l'influence de la masse volumique sèche sur le comportement de l'argile, la poudre a été compactée à différentes masses volumiques sèches.

Pour les échantillons faits de pastilles d'argile, les pastilles ont été obtenues en trois étapes : on a d'abord broyé une carotte d'un diamètre de 50 mm d'argile fortement compactée dont le poids volumique sec est 20 kN/m^3 ; les granulats ainsi obtenus ont été ensuite tamisés sur un tamis de 2 mm de sorte que les dimensions des pastilles obtenues soit comprises entre 2 et 2.2 mm. A la fin, les pastilles obtenues sont compactées à différentes masses volumiques sèches.

Les échantillons faits d'un mélange de pastilles et de poudre sont obtenus par mélange de 50 % en volume de poudre et de 50 % en volume de pastilles. Ils sont fabriqués par compaction uniaxiale ou isotrope.

L'état initial des échantillons obtenus est contrôlé en terme de masse volumique du sol sec et de teneur en eau. Le contrôle de la teneur en eau se fait dans une chambre climatisée en mélangeant les matières sèches (poudre sèche ou pastilles sèches) avec de l'air humide. En faisant varier l'humidité relative de l'air, la teneur en eau de la matière peut être modifiée. Par compaction statique, on peut obtenir des éprouvettes de différentes masses volumiques sèches.

2.1.2. CARACTÉRISTIQUES DES ÉCHANTILLONS

Le tableau 6-1 résume les résultats d'analyse de la composition minéralogique de l'argile de Boom. On constate que cette argile est moyennement gonflante.

Certaines caractéristiques physiques de l'argile de Boom sont reprises au tableau 6-2. Il s'agit d'une argile fortement plastique.

Tableau 6-1 : Composition minérale de l'argile de Boom (% en poids sec)

Montmorillonite	Chlorite – smectite interstratifiées	Kaolinite	Feldspaths	Illite
10 - 20 %	5 – 10 %	20 – 30%	5 – 10 %	20 – 30 %
Quartz	Illite - smectite interstratifiées	Pyrite	Calcite	Matières organiques
20 %	5 – 10 %	1 – 5 %	1 – 5%	1 – 5 %

Tableau 6-2 : Caractéristiques physiques chimiques de l'argile de Boom

CEC ¹ (meq/100g)	W_L (%)	W_P (%)	I_P (%)	Surface spécifique (m^2/g)	$< 2 \mu\text{m}$ (%)	$> 60 \mu\text{m}$ (%)	γ_s (kN/m^3)
23.3 ± 3.1	55 - 80	23 – 29	32 – 51	44	> 60	< 5	27

¹ CEC : capacité d'échange des cations, le principal cation échangeable est Ca^{2+} dans l'argile étudiée.

On trouve à la figure 6-1 la courbe granulométrique de l'argile de Boom (poudre).

Les éprouvettes sont compactées à plusieurs masses volumiques sèches afin d'étudier l'influence de l'état initial sur le comportement mécanique. Les courbes de compaction pour différentes teneurs en eau sont fournies à la figure 6-2:

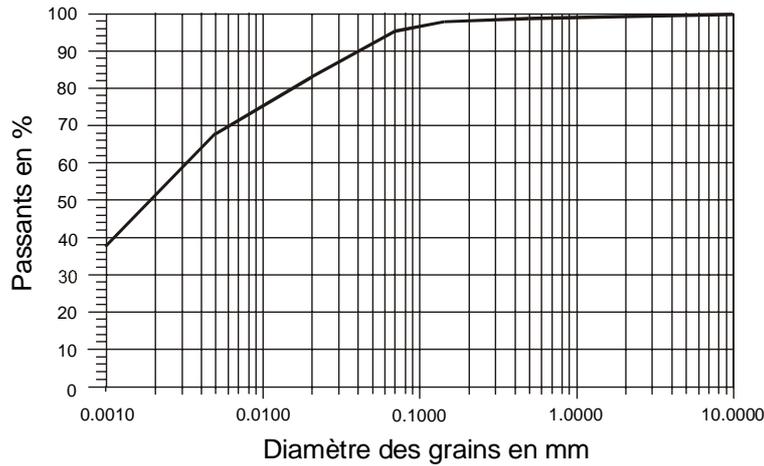
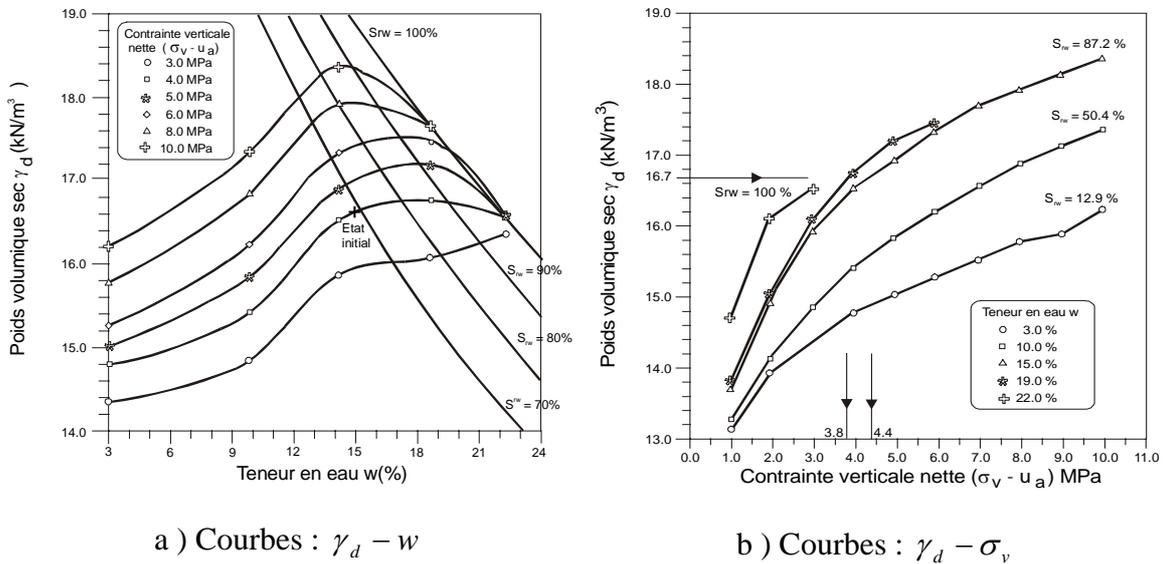


Figure 6-1 : Courbe granulométrique de l'argile de Boom (poudre)



a) Courbes : $\gamma_d - w$

b) Courbes : $\gamma_d - \sigma_v$

Figure 6-2 : Courbes de compaction (poudre)

Vu que les essais sont réalisés sur les trois types d'échantillons, il est judicieux de les distinguer d'abord par leurs caractéristiques physiques dans l'état initial. Elles sont résumées au tableau 6-3.

Tableau 6-3 : Caractéristiques physiques de l'argile de Boom dans l'état initial

	Poudre	Pastilles	Mélange
Poids volumique sec : γ_d (kN/m ³) ²	12, 17, 20	13, 14, 15	15
Poids volumique des grains : γ_s (kN/m ³)	27.0	27.0	27.0
Limite de liquidité : W_L (%)	55.9		
Limite de plasticité : W_P (%)	29.2		
Indice de plasticité : I_P (%)	26.7		
Teneur en eau : w (%)	Varie entre 3 et 15 % selon γ_d		
Saturation : S_{rw} (%)	Varie selon w et γ_d		

2.2. Bentonites compactées d'Almeria

Dans le cadre du projet FEBEX pour un programme de recherche de l'ENRESA (CIEMAT Report 1994, cité dans l'énoncé du projet CATSIUS CLAY, Benchmark 2.2 et 3.2), un site de prélèvement de bentonite a été choisi à Almeria. La bentonite d'Almeria provient de roches volcaniques par altération hydraulique et thermique (Villar, 1995). La bentonite considérée ici est une des bentonites prélevées à cet endroit. La bentonite destinée à la recherche devrait, en principe, respecter les spécifications suivantes (tableau 6-4) :

Tableau 6-4 : Caractéristiques demandées pour la bentonite d'Almeria

≥ 5 mm (%)	≤ 74 μ m (%)	W_L (%)	P_s ³ (MPa)	w (%)
< 5	> 85	> 90	3-7	12.5-15.5

La bentonite a donc été d'abord broyée mécaniquement dans l'usine ou la carrière selon un programme bien établi et ensuite emballée dans un grand sac imperméable.

Les essais sur la bentonite récupérée dans le cadre de la recherche CATSIUS CLAY ont été réalisés au CIEMAT et à l'UPC. Les caractéristiques obtenues pour la bentonite sont présentées au tableau 6-5a. Il s'agit d'un matériau extrêmement plastique. L'état initial de consistance des échantillons est solide ($w < W_P$) et très dur (indice de

$$\text{liquidité } I_L = \frac{w - W_P}{I_P} < 1).$$

² les éprouvettes sont compactées à plusieurs masses volumiques sèches.

³ pression de gonflement pour $\rho_d = 1.6$ g/cm³

Tableau 6-5a : Caractéristiques obtenues pour la bentonite FEBEX

	w (%)	W_L (%)	W_P (%)	I_P (%)	$< 74 \mu m$ (%)	$< 2 \mu m$ (%)	γ_s (g/cm ³)
CIEMAT	13.7 ± 1.3	102 ± 4	53 ± 3	49 ± 4	92 ± 1	68 ± 2	2.71 ± 0.04
UPC		93 ± 1			87	45	

Il est à noter que, dans le cadre du projet CATSIUS CLAY, certains résultats proviennent d'essais réalisés dans une première phase du programme ENRESA (les essais ont été réalisés au CIEMAT et à l'UPC). Cette bentonite est appelée bentonite S-2. Elle provient du même site et présente des caractéristiques légèrement différentes de la bentonite FEBEX comme le montre le tableau 6-5b.

Tableau 6-5b : Caractéristiques obtenues pour la bentonite S-2

	w (%)	W_L (%)	W_P (%)	I_P (%)	$< 74 \mu m$ (%)	$< 2 \mu m$ (%)	γ_s (g/cm ³)
CIEMAT	10-13	105 ± 10	-	-	86	65 ± 1	2.78

3. ESSAIS EFFECTUÉS

Dans le cadre du projet CATSIUS CLAY, des résultats d'essais à succion contrôlée sur l'argile de Boom compactée et sur la bentonite compactée d'Almeria ont été mis à notre disposition. Ils décrivent le comportement hydromécanique en état non saturé.

Les essais sur l'argile de Boom compactée ont été essentiellement réalisés à l'UPC (Rapport EC, 1996). La majeure partie des essais sur la bentonite d'Almeria ont été effectués au CIEMAT et quelques essais de vérification à l'UPC. Les résultats qui nous ont été communiqués proviennent des rapports énumérés ci-dessous :

- CIEMAT REPORT. CEC Contract FI2W-CT91-0102 (DOEO). Modelling and validation of the thermal-hydraulic-mechanical and geochemical behaviour of the clay barrier. Final report 1991-1994. CIEMAT. DIRECCIÓN DE TECNOLOGÍA. TÉCNICAS GEOLÓGICAS. Madrid 1994.
- UPC REPORT. TMH Laboratory tests in FEBEX phase 3. 70-UPC-L-3-01. Barcelona 1996.
- Villar, M.V., Lloret, A.; Linares, J.; Pérez, A. et al. (1997) : FEBEX. Bentonita (Origen, Propiedades y Fabricacion de Bloques). CIEMAT Technical Report 70-IMA-M-3-3. Madrid.
- Villar, M.V., Lloret, A.; Cuevas, J.; Yllera, A.; Fernández, A.M. and Jiménez de Cisneros, C.: FEBEX project : Laboratory Experiments. In: Haijink, B. and Davies, C. (1998) : In situ testing in underground research laboratories for radioactive waste disposal. Proceedings of a cluster seminar held in Alden Biesen, Belgium, 10 and 11

December 1997. European Commission, Nuclear Science and Technology. DOC XII/015/98-EN.

3.1. Argile de Boom compactée

En principe, les échantillons destinés aux essais ne sont pas saturés en eau. Leur teneur en eau est assez basse. Par conséquent, la succion initiale est fort élevée. Le but des essais est d'étudier le comportement hydromécanique de l'argile sous différents chemins de contraintes et de succion.

L'argile étudiée est expansive. Afin d'étudier son comportement de gonflement et d'effondrement, des essais oedométriques conventionnels et à succion contrôlée ont été réalisés. Des essais de gonflement (en chemin de mouillage et séchage) sous différentes charges verticales ont été aussi effectués. Enfin, des essais de pression de gonflement (chemin de mouillage avec déformation volumique empêchée) ont été réalisés.

Afin de pouvoir étudier l'influence de la masse volumique du sol sec sur le comportement de l'argile, les échantillons ont été compactés à différentes masses volumiques sèches. Plus précisément, 9 séries d'essais ont été réalisées.

L'ensemble des essais dont les résultats nous ont été communiqués est résumé au tableau 6-6.

Les chemins d'essai correspondants sont illustrés à la figure 6-3.

L'ensemble de ces essais a été réalisé à l'UPC.

Tableau 6-6 : Ensemble des essais sur l'argile de Boom compactée.

Echantillons	Essais réalisés	Série	Etats initiaux	Nombre d'essais
Poudre	Courbe de rétention d'eau ⁴	pd-1	γ_d : 14 à 20 kN/m ³	1
	Essai oedométrique conventionnel ⁵	pd-2	γ_d : 17 kN/m ³ $w = 15\%$	1
	Essais de gonflement sous différentes charges constantes ⁶	pd-3	γ_d : 12, 17, 20 kN/m ³ $w = 3\%$	3*4
	Essais oedométriques à succion contrôlée ($\sigma_v = \text{cte}$; s varie) ⁷	pd-4	γ_d : 16.7 kN/m ³ $w = 15\%$	1*4
	Essais oedométriques à succion contrôlée ($s = 10$ kPa ; σ_v varie)	pd-5	γ_d : 17 kN/m ³ $w = 15\%$	1
Pastilles	Essais de gonflement sous différentes charges constantes ⁸	ps-1	γ_d : 13, 14, 15 kN/m ³ $w = 3\%$	3*6
	Essais oedométriques à succion contrôlée ($\sigma_v = \text{cte}$; s varie) ⁹	ps-2	γ_d : 14 kN/m ³ $w = 3\%$	1*5
	Pression de gonflement ¹⁰	ps-3	γ_d : 14 kN/m ³ $w = 3.81\%$	1
Mélange ¹¹	Essais de gonflement sous différentes charges constantes	m-1	γ_d : 15 kN/m ³ $w = 3\%$	1*4

⁴Les échantillons ont été compactés à différents poids volumiques secs initiaux (15 kN/m³ à 20 kN/m³). Les courbes sont tracées en termes de saturation - succion et teneur en eau - succion pour différents poids volumiques secs initiaux.

⁵L'échantillon est saturé sous une charge verticale $\sigma_v = 1$ kPa

⁶Les chemins d'essai sont illustrés à la figure 6-3a. Les essais sont réalisés dans les cellules oedométriques.

⁷Les chemins d'essai suivis sont illustrés à la figure 6-3b.

⁸Les chemins d'essai suivis sont illustrés à la figure 6-3c.

⁹Les chemins d'essai suivis sont illustrés à la figure 6-3d.

¹⁰Mouillage - séchage dans une cellule fermée (déformations volumiques empêchées).

¹¹Les chemins d'essai sont identiques à ceux de la série pd-3.

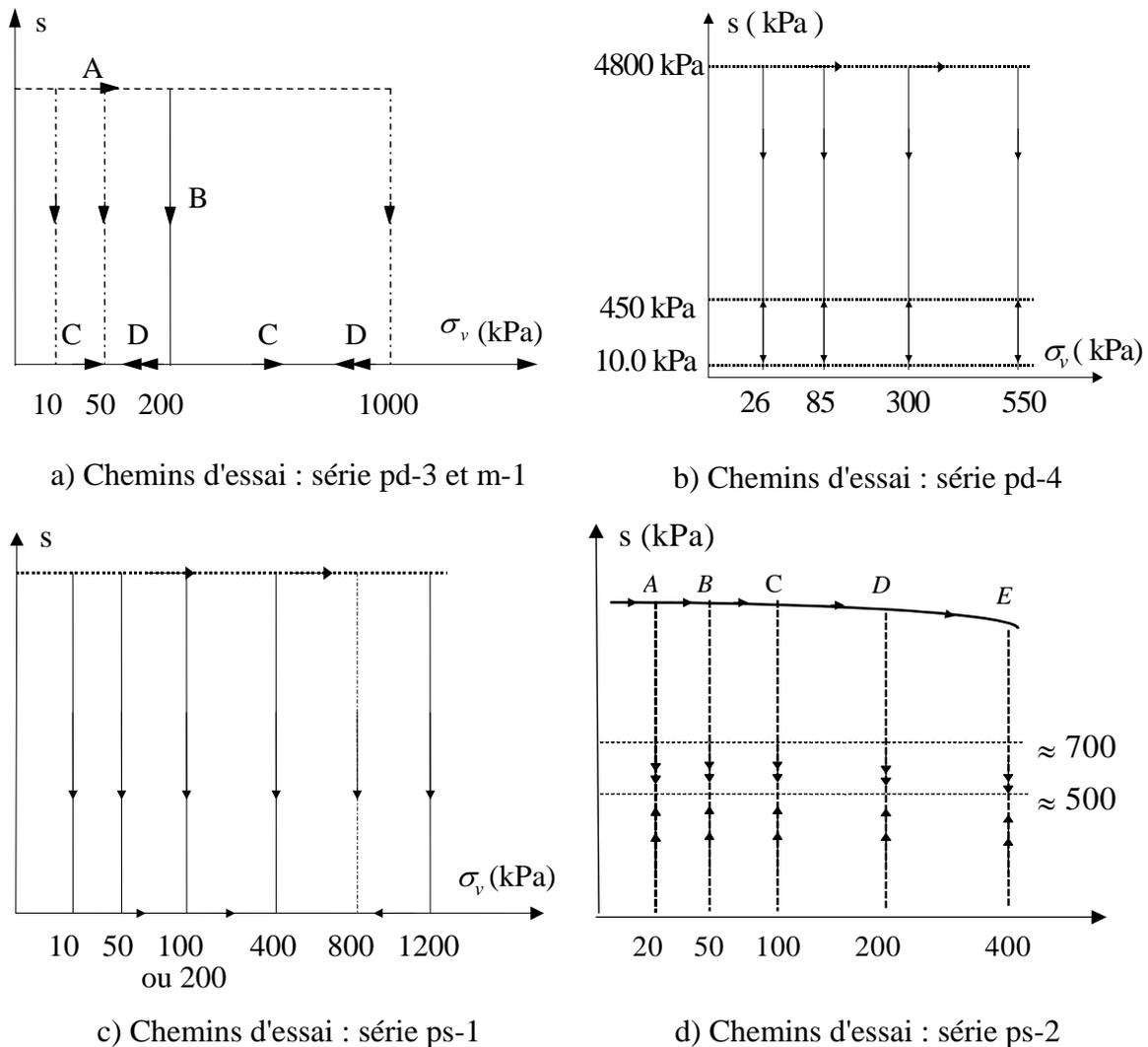


Figure 6-3 : Chemins d'essais oedométriques sur l'argile de Boom compactée

3.2. Bentonites compactées d'Almeria

Plusieurs séries d'essais ont été réalisés par l'UPC et par le CIEMAT. Les essais dont les résultats nous ont été communiqués sont les suivants :

Bentonite S-2

- Une série d'essais de compressions uniaxiale et triaxiale.
- Des essais de pression de gonflement.
- Quatre séries d'essais oedométriques à succion contrôlée (nombre total d'essais : 18) (les chemins d'essai sont illustrés à la figure 6-4).
- Une série d'essais de perméabilité.
- Des essais de rétention d'eau.

Bentonite FEBEX

- Une série d'essais de pression de gonflement réalisés pour différentes masses volumiques sèches.
- Une série d'essais de gonflement sous différentes charges verticales pour différentes masses volumiques sèches.
- Une série d'essais de perméabilité.
- Des courbes de rétention d'eau pour différentes masses volumiques sèches.

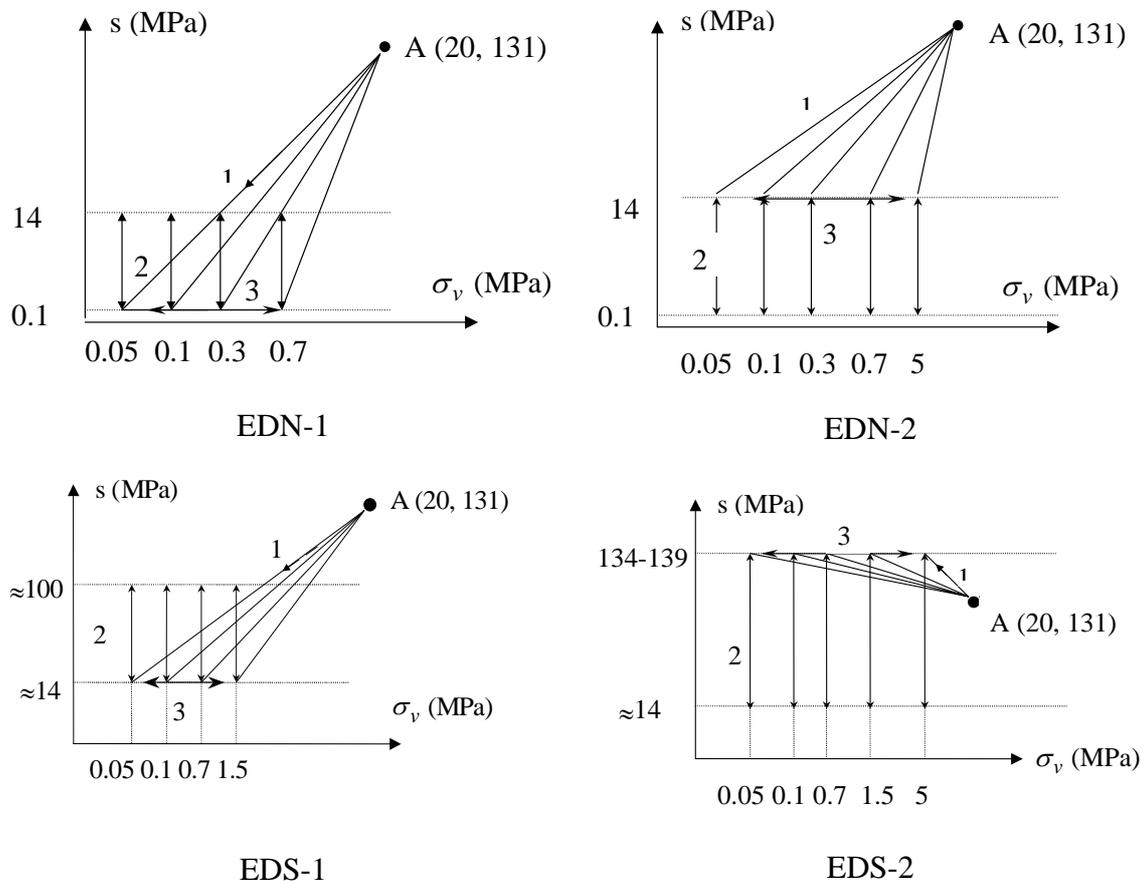


Figure 6-4 : Chemins d'essais oedométriques sur la bentonite S-2 d'Almeria

4. RESULTATS EXPERIMENTAUX ET ANALYSE DES RESULTATS

4.1. Argile de Boom compactée (poudre, pastilles et mélange)

Comme nous l'avons déjà signalé plus haut, nous disposons des résultats de 9 séries d'essais sur l'argile de Boom compactée. Ces résultats fournissent une bonne base pour déterminer les paramètres nécessaires à la loi de comportement retenue.

4.1.1. RESULTATS SUR LES ECHANTILLONS CONSTITUES DE POUDRE

4.1.1.1. Courbes de rétention d'eau (série pd-1)

Les essais sont réalisés dans une cellule hermétique¹². Le contrôle de la succion est effectué avec la méthode à pression de vapeur, à l'aide de solutions de *NaCl* à différentes concentrations. La durée de stabilisation hydrique est de l'ordre de 2 semaines.

Les courbes de rétention d'eau obtenues pour différents poids volumiques secs sont données à la figure 6-5.

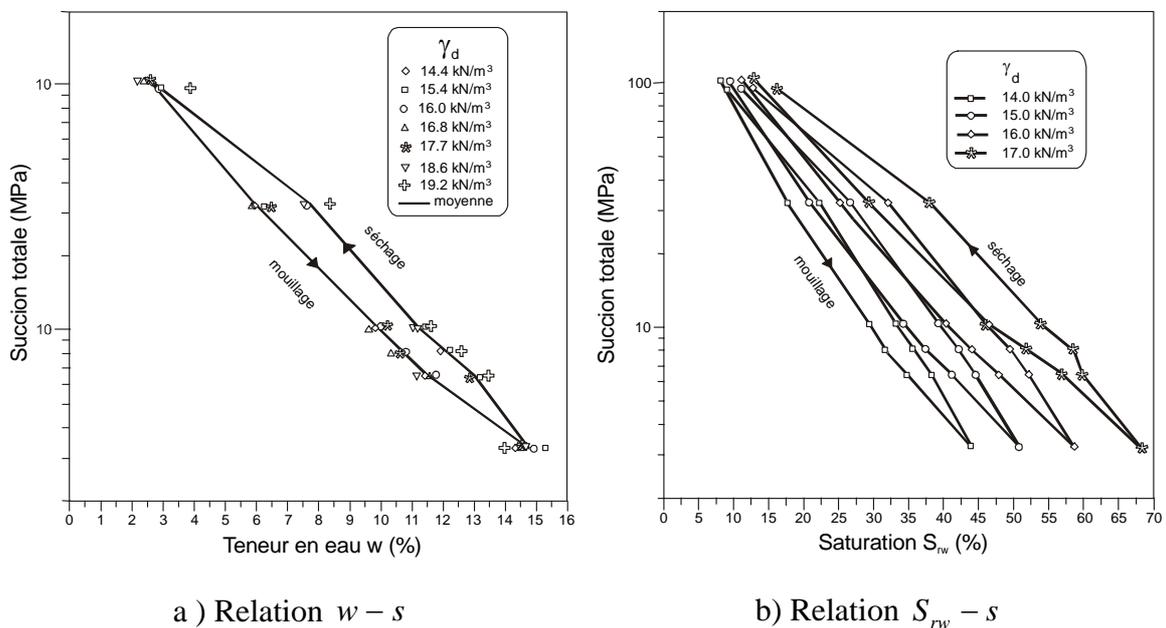


Figure 6-5 : Courbes de rétention d'eau des échantillons constitués de poudre d'argile de Boom

Les points à faible succion sont obtenus par des essais oedométriques à succion contrôlée. La figure 6-6 donne la courbe de rétention d'eau pour des échantillons à $\gamma_d = 17 \text{ kN/m}^3$. Les points à faible succion y sont incorporés.

On remarque que l'influence du poids volumique sec initial sur la courbe ($w - s$) n'est pas aussi marquée que sur la courbe ($S_{rw} - s$). Les points à faible succion nous permettent d'observer une valeur de la pression d'entrée d'air qui est de l'ordre de 100 kPa.

¹² Les essais sont réalisés à différentes températures ; dans cette thèse, où l'influence de la température n'est pas considérée, on ne prend en compte que les essais réalisés à température ambiante ($T=22^\circ\text{C}$).

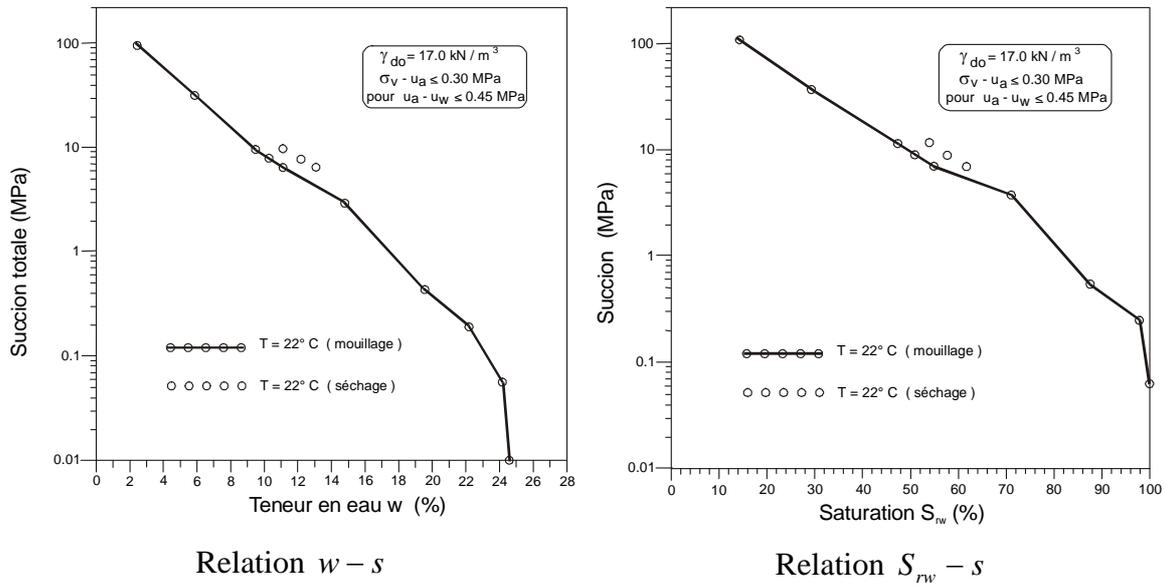


Figure 6-6 : Courbes de rétention d'eau des échantillons constitués de poudre d'argile de Boom ($\gamma_d = 17 \text{ kN/m}^3$)

4.1.1.2. Essai oedométrique conventionnel (série pd-2)

Un essai oedométrique conventionnel a été réalisé sur un échantillon initialement compacté à $\gamma_d = 17 \text{ kN/m}^3$, avec une teneur en eau initiale $w = 15 \%$. L'échantillon a été saturé d'abord sous une faible charge verticale de 1 kPa. Durant cette phase de saturation, un gonflement de 21.3 % a été enregistré.

La courbe de compressibilité est présentée à la figure 6-7.

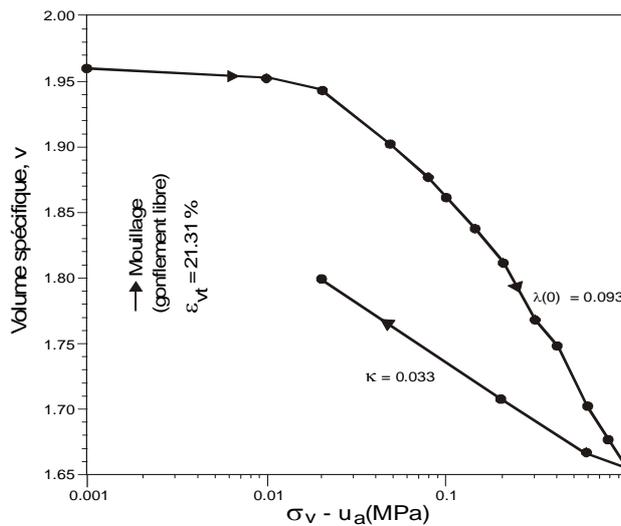


Figure 6-7 : Courbe de compressibilité de l'argile de Boom compactée (poudre) en état saturé

On en déduit les caractéristiques élastoplastiques suivantes en état saturé.

- La pente plastique de la courbe de compressibilité en état saturé : $\lambda(0) = 0.093$.
- La pente élastique de la courbe de compressibilité : $\kappa = 0.033$.
- La pression de préconsolidation en état saturé : $p_o^* \approx 190$ kPa .

D'autre part, la théorie de consolidation de Terzaghi permet de déduire la perméabilité à l'eau en état saturé à l'aide des résultats des essais oedométriques. La figure 6-8 ci-dessous montre l'évolution de la perméabilité de la poudre d'argile de Boom compactée en fonction de l'indice des vides.

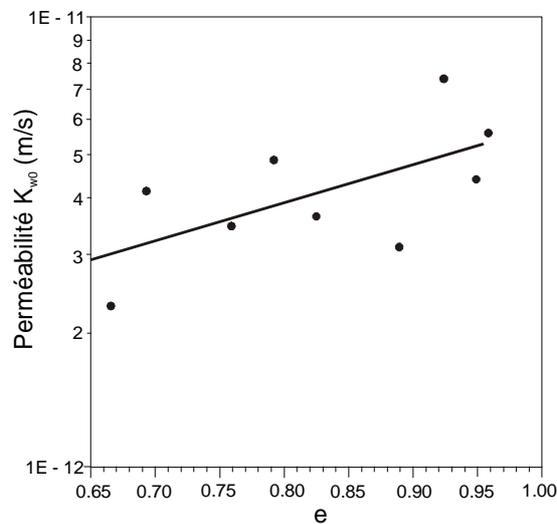


Figure 6-8 : Perméabilité à l'eau de la poudre d'argile de Boom en fonction de l'indice des vides en état saturé

4.1.1.3. Essais de gonflement sous différentes charges constantes (série pd-3)

Les essais sont réalisés dans des cellules oedométriques. Les chemins d'essais sont illustrés à la figure 6-3a. Les éprouvettes sont compactées statiquement à différents poids volumiques secs (12,17 et 20 kN/m³ respectivement) avec une teneur en eau initiale de 3%, ce qui correspond, d'après les courbes de rétention d'eau, à une succion initiale de 60 à 100 MPa.

Les déformations verticales durant la phase de mouillage (phase B dans la figure 6-3a) sont présentées à la figure 6-9. On remarque que le comportement de gonflement et d'effondrement est fonction de la contrainte appliquée et de la masse volumique du sol sec initial. Le gonflement se manifeste lorsque la charge est faible, tandis que l'effondrement a lieu quand la charge est plus importante. Quant à l'influence de la structure du sol sur le comportement, elle est traduite par l'influence du poids volumique sec des échantillons. Plus le sol est compact, plus la possibilité d'effondrement lors du

mouillage est faible. Ceci est en conformité avec les observations expérimentales sur des sols non saturés, synthétisées au chapitre III.

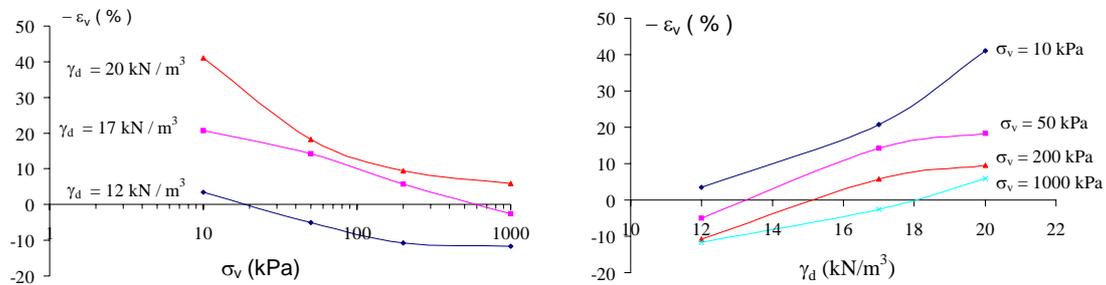


Figure 6-9 : Déformations verticales au cours du mouillage de l'argile de Boom (poudre)

4.1.1.4. Essais oedométriques à succion contrôlée: chemins hydriques (série pd-4)

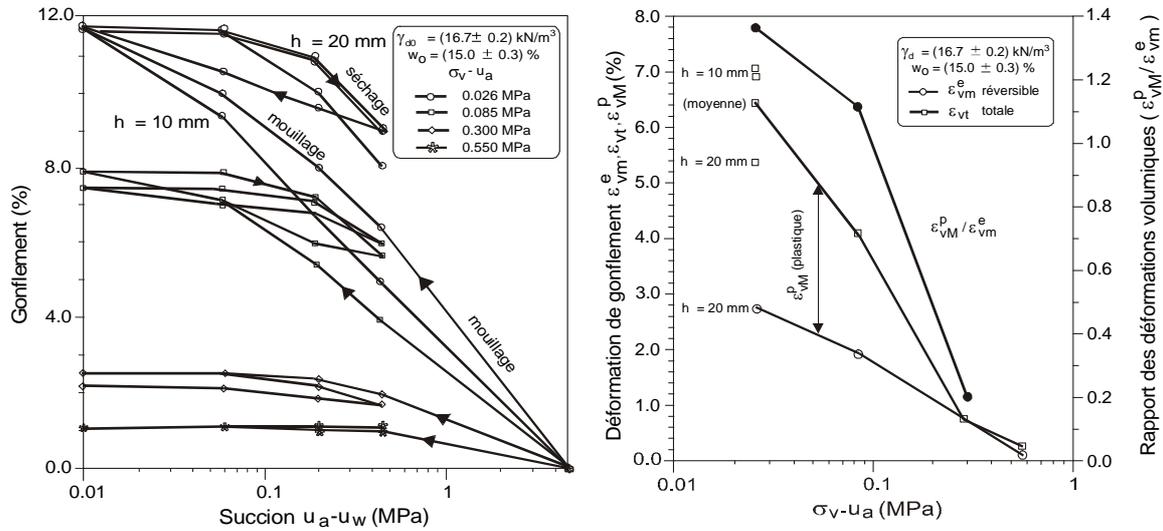
Des essais oedométriques à succion contrôlée ont été réalisés avec des cycles de mouillage et séchage sous différentes charges verticales constantes. Les chemins d'essais sont illustrés à la figure 6-3b. La phase de mouillage commence par une succion de 4.8 MPa, ensuite des cycles entre $s = 0.45 \text{ MPa}$ et $s = 0.01 \text{ MPa}$ sont effectués. Les contraintes verticales appliquées sont respectivement 26, 85, 300 et 550 kPa.

Les déformations verticales durant les cycles de mouillage et séchage pour différentes charges verticales sont représentées à la figure 6-10a. Les déformations totales, réversibles et irréversibles durant ces cycles sont reportées à la figure 6-10b.

On observe plusieurs aspects intéressants.

- Lors d'un premier mouillage, une déformation de gonflement irréversible se développe.
- Le rapport entre la déformation totale et la déformation réversible dépend de la contrainte appliquée. Plus la contrainte verticale est faible, plus la déformation irréversible est importante. Ceci est conforme aux résultats obtenus par Pousada sur un sol gonflant de Madrid (cf. chapitre IV, figure 4-17).

L'évolution du volume d'eau avec le temps durant la phase de réduction de la succion a permis la détermination de la perméabilité relative à l'eau. La figure 6-11 montre l'évolution de la perméabilité en fonction de la saturation.



a) Evolution de la déformation verticale

b) Déformations totale, réversible et irréversible

Figure 6-10 : Déformations verticales durant des cycles de mouillage et séchage sous différentes charges

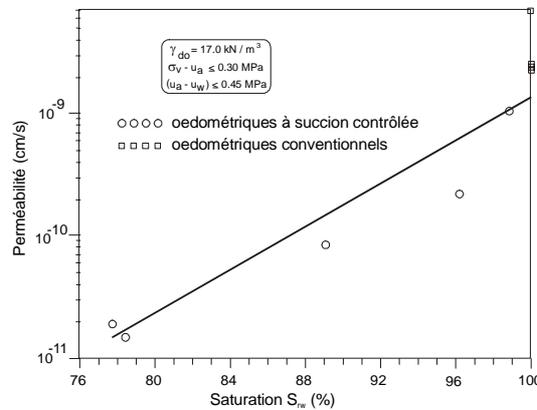


Figure 6-11 : Evolution de la perméabilité en fonction de la saturation de l'argile de Boom (poudre)

4.1.1.5. Essais oedométriques à suction contrôlée: chemins mécaniques (série pd-5)

Un essai oedométrique à suction constante $s = 10$ kPa avec chargement et déchargement a été réalisé. La courbe de compressibilité est représenté à la figure 6-12. On en déduit les caractéristiques suivantes:

- la pente plastique de la courbe de compressibilité à $s = 10$ kPa : $\lambda(s) = 0.076$.
- la pente élastique de la courbe de compressibilité : $\kappa = 0.020$.

- la pression de préconsolidation à $s = 10$ kPa : $p_o \approx 350$ kPa .

En comparant avec la courbe de compressibilité en état saturé (figure 6-7), on remarque que:

- la succion rend le sol plus rigide vu que la compressibilité diminue avec la succion ($\lambda(\theta) = 0.093$),
- la pression de préconsolidation augmente avec la succion ($p_o^* \approx 190$ kPa),
- la pente élastique semble varier aussi avec la succion.

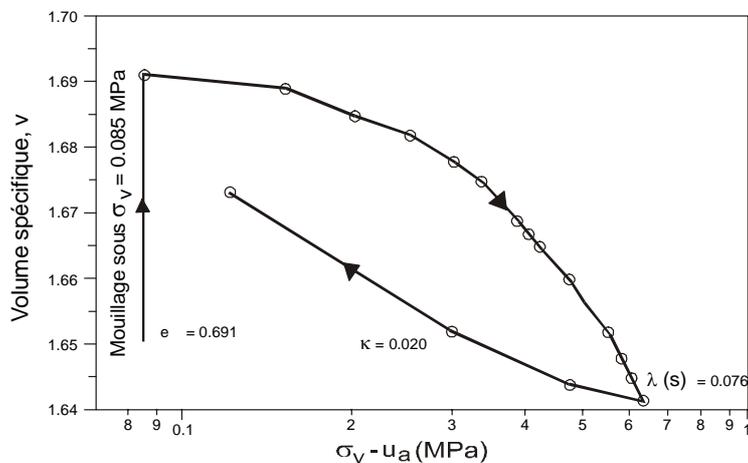


Figure 6-12 : Courbe de compressibilité de l'argile de Boom compactée (poudre) en état non saturé ($s = 10$ kPa)

La succion à laquelle l'essai oedométrique est réalisé est fort faible ($s = 10$ kPa). En l'absence d'autres résultats, il est difficile d'en tirer une conclusion générale sur l'influence de la succion sur le comportement du sol. De plus, la différence entre l'essai réalisé en état saturé et celui-ci paraît fort grande.

4.1.2. RESULTATS SUR LES ECHANTILLONS FAITS DE PASTILLES

La taille des pastilles est d'environ 2 mm. D'après les expérimentateurs, les échantillons faits de telles pastilles ont une double structure, comme le montre la figure 6-13 (Alonso, Lloret, Gens, Yang, 1995). Les pastilles simulent les agrégats dont les particules élémentaires sont en argile. La macrostructure correspond à l'arrangement des pastilles. La microstructure correspond au niveau d'arrangement des plaquettes.

En réalité, le but de ces essais est, pour l'UPC, de valider le modèle élastoplastique à double structure, c'est-à-dire le modèle *NL-LC* évoqué au chapitre IV (§ 3.3.1.2).

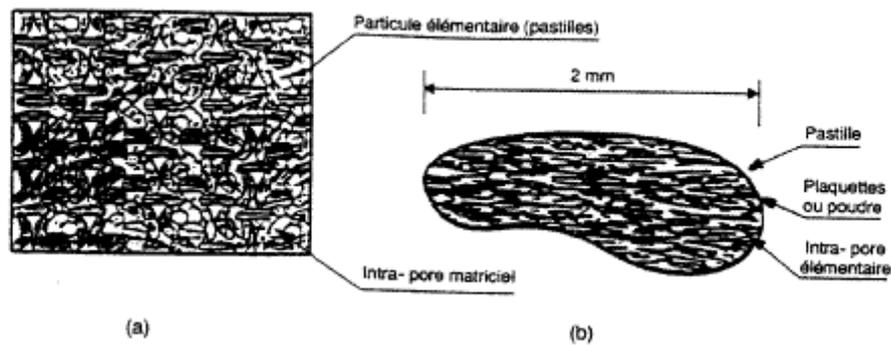


Figure 6-13 : Double structure des échantillons faits de pastilles

4.1.2.1. Essais de gonflement sous charge constante (série ps-1)

Rappelons que ces essais sont réalisés dans des cellules oedométriques. Les chemins de contrainte et succion sont illustrés à la figure 6-3c. Les éprouvettes sont compactées à différents poids volumiques secs ($13, 14$ et 15 kN/m^3) avec une teneur en eau initiale de 3%.

Sur la figure 6-14, on donne les déformations engendrées au cours du mouillage pour différents poids volumiques secs et différentes charges verticales. L'influence de la charge et de la masse volumique sèche sur le comportement de gonflement - effondrement est claire.

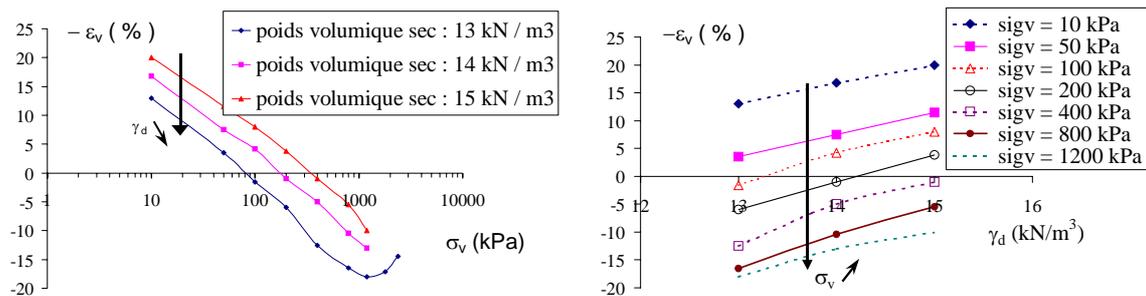


Figure 6-14 : Déformations verticales au cours du mouillage

On remarque que, pour les échantillons à $\gamma_d = 13 \text{ kN/m}^3$, l'effondrement maximum est observé pour une charge intermédiaire. Ce phénomène est probablement dû à la modification de la structure du sol avec l'augmentation de la charge. Il a déjà été observé sur de nombreux sols non saturés (Josa, Balmaceda, Gens et Alonso, 1992).

Il est évident que la déformation finale générée par le mouillage dépend non seulement de la structure initiale des échantillons mais aussi de la charge comme le montre la figure 6-14. Par contre, les phénomènes de gonflement et d'effondrement

peuvent se mettre en évidence à différents moments durant le mouillage. L'un peut masquer l'autre selon la structure du sol et la charge appliquée au cours du temps. Sur la figure 6-15, on montre les évolutions de la déformation au cours du mouillage pour des échantillons compactés à différents poids volumiques secs sous des charges différentes.

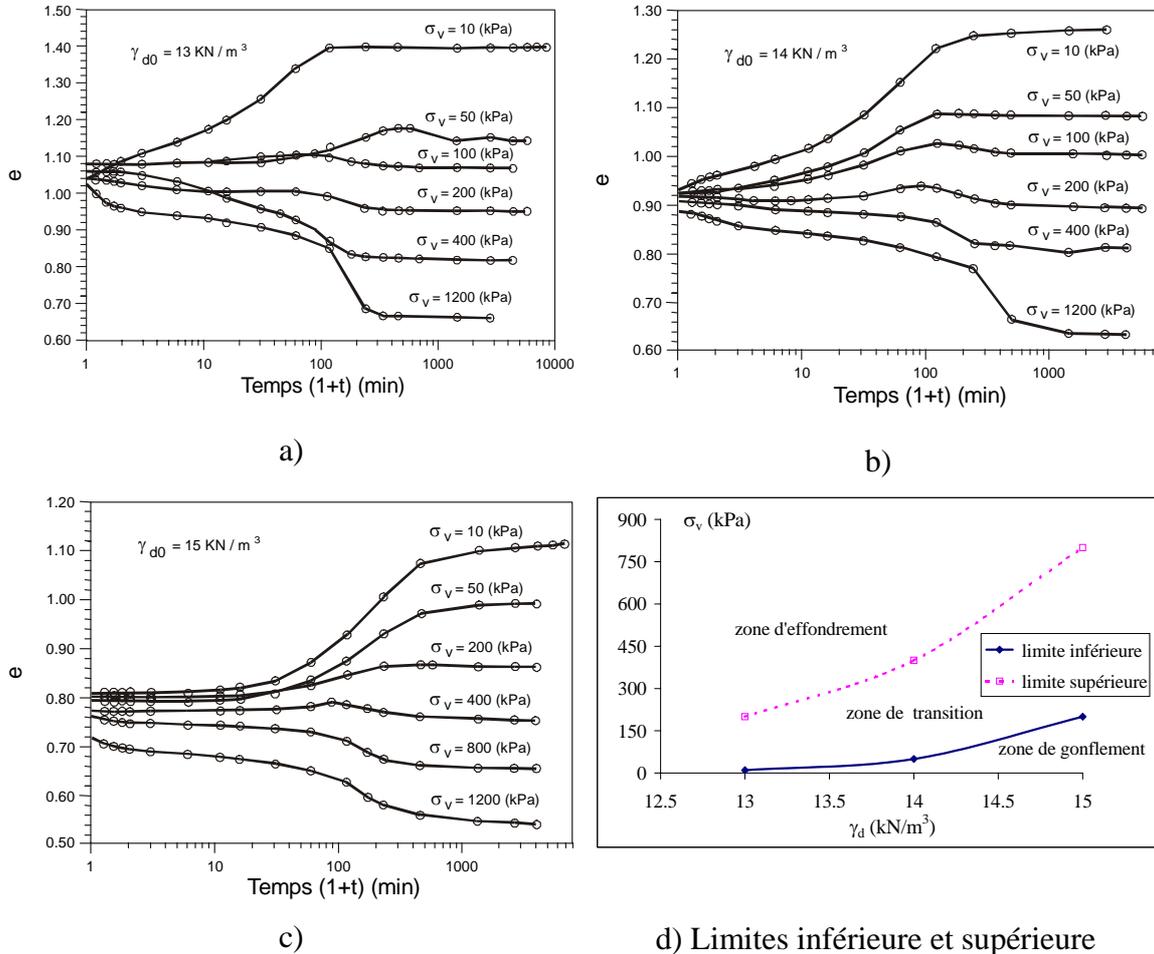


Figure 6-15 : Evolution de la déformation lors d'un mouillage sous différentes charges

On constate les évolutions suivantes de la déformation.

1. Il existe une limite inférieure de la charge sous laquelle le phénomène de gonflement est toujours présent : $\sigma_v = 10 \text{ kPa}$ pour des échantillons avec $\gamma_d = 13 \text{ kN/m}^3$, $\sigma_v \approx 50 \text{ kPa}$ pour ceux avec $\gamma_d = 14 \text{ kN/m}^3$, tandis que pour les échantillons plus denses ($\gamma_d = 15 \text{ kN/m}^3$), cette limite s'élève à 200 kPa .
2. Il existe une limite supérieure de la charge, au-dessus de laquelle le phénomène d'effondrement est toujours présent : $\sigma_v \approx 200 \text{ kPa}$ pour des échantillons avec $\gamma_d = 13 \text{ kN/m}^3$, $\sigma_v \approx 400 \text{ kPa}$ pour ceux avec $\gamma_d = 14 \text{ kN/m}^3$ et, pour des échantillons compactés à $\gamma_d = 15 \text{ kN/m}^3$, cette limite s'élève à environ 800 kPa . De

plus, l'effondrement se manifeste en général en deux étapes : la courbe montre deux paliers au cours du mouillage dans la plupart des cas.

3. Entre les limites inférieure et supérieure, la déformation se manifeste d'abord par une phase de gonflement suivie par une phase d'effondrement, bien que la déformation finale soit en général un gonflement.

Il est clair que les limites inférieure et supérieure dépendent de la structure du sol. Elles sont schématisées à la figure 6-15d.

Ces évolutions de la déformation peuvent être interprétées à l'aide du concept de déformations microstructurale et macrostructurale.

Lorsque la charge est faible (inférieure à la limite inférieure : cas 1 ci-dessus), au cours de mouillage, les pastilles ou les agrégats gonflent certainement (au niveau microstructural). En même temps, les pores inter-agrégats peuvent aussi gonfler sous l'effet de la diminution de la succion (au niveau macrostructural). Le gonflement microstructural entraîne probablement aussi une augmentation des vides inter-agrégats (couplage entre les déformations microstructurale et macrostructurale, cf. chapitre IV, figure 4-16). Comme la charge est faible, on peut imaginer que les forces de contact entre les particules élémentaires du sol (pastilles ou agrégats) ne se modifient guère, ce qui explique que le phénomène d'effondrement n'a pas lieu dans ces conditions.

Si la charge se trouve entre les deux limites (cas 3, zone de transition à la figure 6-15d), les gonflements microstructural et macrostructural se manifestent essentiellement au début du mouillage. Par la suite, la succion diminue et les forces de contact diminuent également. En conséquence, les agrégats peuvent "envahir" les espaces inter-agrégats : on observe ainsi une phase d'effondrement suivant la phase de gonflement.

Enfin, si la charge est fort élevée (supérieure à la limite supérieure, cas 2), le phénomène de gonflement est probablement complètement masqué par l'effondrement. Les deux étapes de l'évolution de la déformation sont certainement liées aux différentes étapes de modification de la structure: envahissement des pores inter-agrégats libres par les agrégats, suivi d'une phase d'écrasement ou de réarrangement des agrégats.

Une phase de chargement après le mouillage permet de déterminer des caractéristiques fondamentales des échantillons en état saturé. Elles sont fonction de la structure du sol. En l'absence des données expérimentales, on retient seulement ici les relations obtenues par des expérimentateurs (Rapport EC, 1996).

- Pression de préconsolidation en état saturé :

$$p_0^*(kPa) = 8.022 * 10^{-3} e^{7.224 \rho_{d0} (g/cm^3)} \quad (6.1)$$

- Pente plastique de la courbe de compressibilité en état saturé :

$$\lambda(0) = -0.084 \rho_{d0} (g/cm^3) + 0.276 \quad (6.2)$$

- Pente élastique de la courbe de compressibilité :

$$k = -0.0526 \rho_{d0} (\text{g/cm}^3) - 0.041 \quad (6.3)$$

4.1.2.2. Essais oedométriques à succion contrôlée: chemins hydriques (série ps-2)

Une série d'essais à succion contrôlée a été réalisée avec des cycles de mouillage et séchage sous différentes charges verticales. Les échantillons ont un poids volumique sec initial de 14 kN/m^3 et une teneur en eau de 3% qui correspond, d'après la courbe de rétention d'eau (figure 6-16), à une succion initiale de 100 MPa.

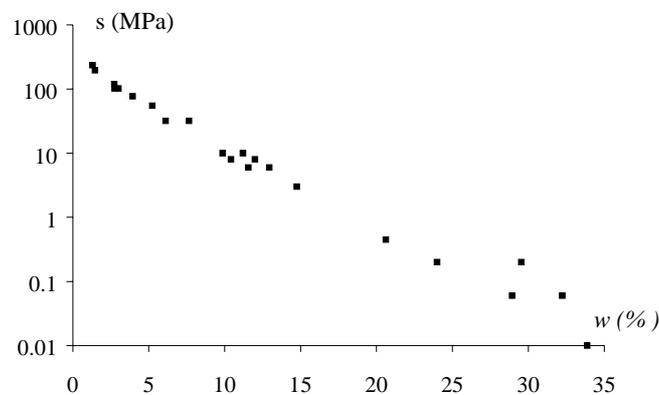


Figure 6-16 : Courbe de rétention d'eau pour les échantillons faits de pastilles avec $\gamma_d = 14 \text{ kN/m}^3$

Les chemins d'essai sont illustrés à la figure 6-3d. Les échantillons ont d'abord subi un chargement mécanique jusqu'à une charge prédéterminée (20, 50, 100, 200, 400 kPa respectivement). Le chargement se fait en condition non drainée (teneur en eau constante), ce qui entraîne une légère diminution de la succion. Une fois la charge appliquée, une succion constante (0.5/0.7 MPa) est imposée à l'échantillon. Un gonflement se produit durant cette phase de réduction de la succion (de 100 MPa à 0.5/0.7 MPa). Après équilibrage, des cycles de mouillage-séchage entre $s = 0.5/0.7 \text{ MPa}$ et $s = 0.01 \text{ MPa}$ ont été effectués. Le but est d'étudier les comportements microstructural et macrostructural, ainsi que le couplage entre ces deux niveaux.

- Les résultats des essais sont présentés à la figure 6-17.

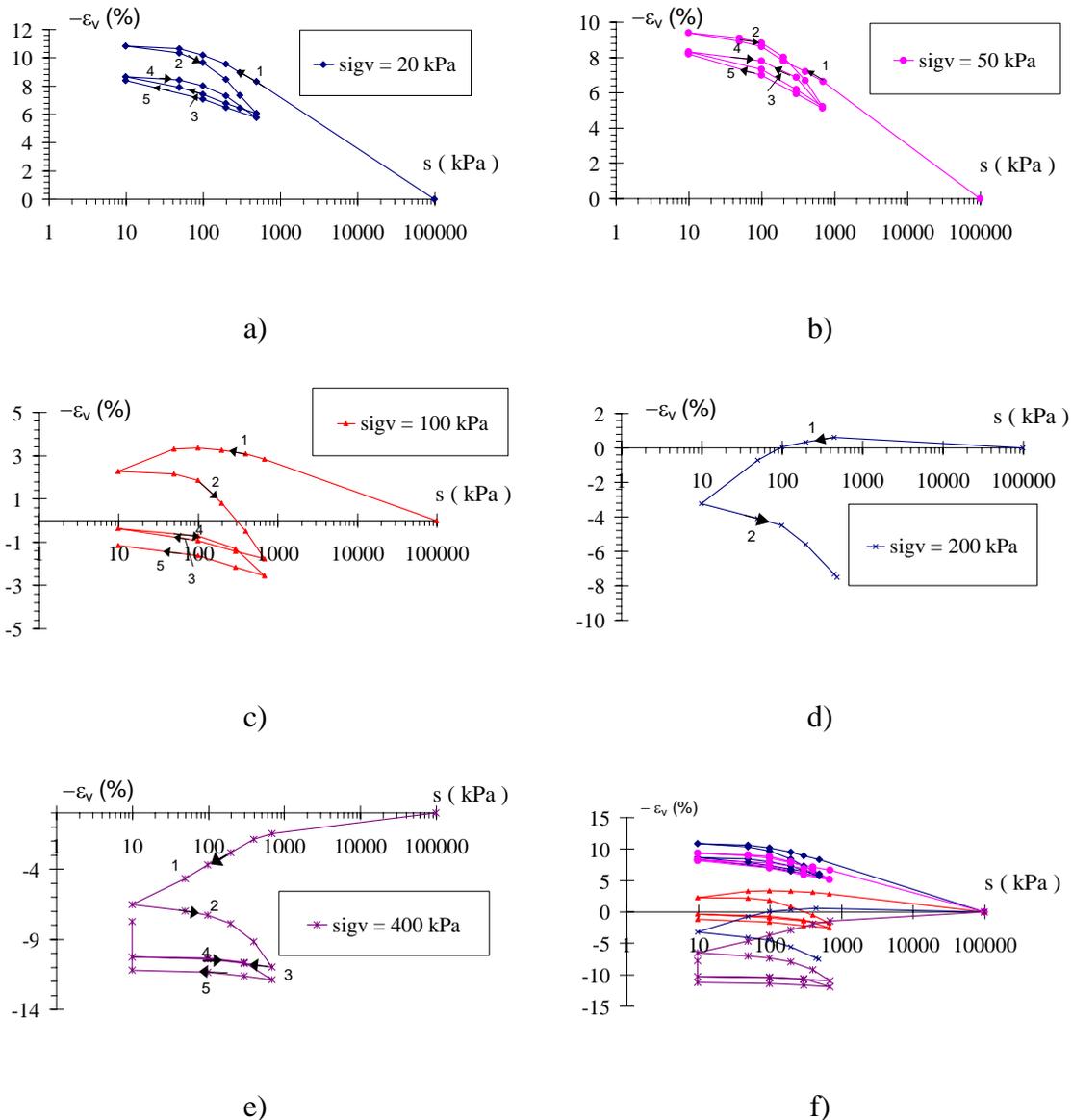


Figure 6-17 : Résultats des essais oedométriques avec des cycles de mouillage et séchage sous différentes charges verticales (pastilles)

On constate plusieurs comportements caractéristiques des sols fortement gonflants.

- Les phénomènes de gonflement ou d'effondrement apparaissent selon la charge appliquée.
- Sous une faible charge, une déformation de gonflement irréversible se développe pendant le premier mouillage : les chemins 1 et 2 ne sont pas confondus. En plus, les phases de séchage suivantes engendrent encore des déformations de contraction irréversibles: les chemins 2 et 3 ne sont pas superposés non plus.

- La déformation devient de plus en plus réversible au cours de cycles de séchage-mouillage subséquents : les boucles dans le plan ($s - \varepsilon_v$) se referment peu à peu. Ces phénomènes sont aussi observés par Chu et Mou (cités dans Gens, 1993) lors d'essais triaxiaux à succion contrôlée sur deux argiles (figure 2-27 du chapitre II).

On peut aussi observer l'évolution du phénomène de gonflement et d'effondrement au cours de mouillage. L'essai sous une charge verticale de 100 kPa montre clairement un effondrement à la fin de mouillage, bien que la déformation totale soit un gonflement. L'essai sous une charge verticale de 200 kPa manifeste d'abord un léger gonflement et ensuite un important effondrement. Le gonflement est complètement masqué par l'effondrement. Il est intéressant de remarquer que, même pour l'essai sous faible charge verticale (20 kPa), un léger effondrement s'est manifesté à la fin du mouillage.

4.1.2.3. Essai de pression de gonflement (série ps-3)

Un échantillon fait de pastilles d'un poids volumique initial sec de 20 kN/m^3 est placé dans une cellule oedométrique. Il a une teneur en eau initiale de 3.81 %. Il est soumis à un cycle de chargement et déchargement sans modifier la teneur en eau. Durant cette phase, la variation des contraintes horizontales et verticales a été enregistrée (figure 6-18). Après cette phase de compaction, l'échantillon a un poids volumique sec de 14 kN/m^3 . A la fin de cette phase, la contrainte horizontale est de 85 kPa et la succion initiale est de 79420 kPa d'après la courbe de rétention d'eau (figure 6-16).

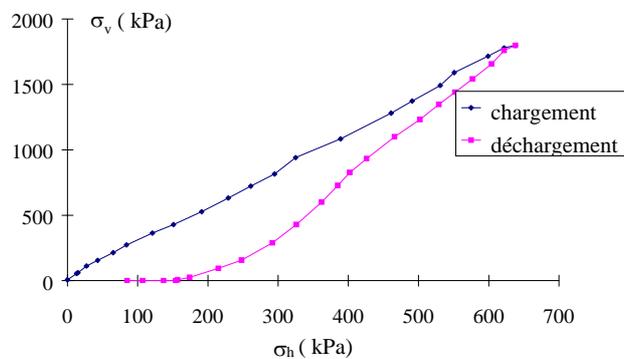


Figure 6-18 : Variation de la contrainte durant la phase de compaction

L'échantillon ainsi compacté est ensuite introduit dans une cellule à succion contrôlée, afin d'effectuer un essai de gonflement.

La pression de gonflement a été ensuite mesurée (figure 6-19) en modifiant la succion (cycle de mouillage et séchage). Durant l'essai, la déformation volumique de l'éprouvette est empêchée et les variations des contraintes verticale et horizontale dans l'échantillon sont mesurées.

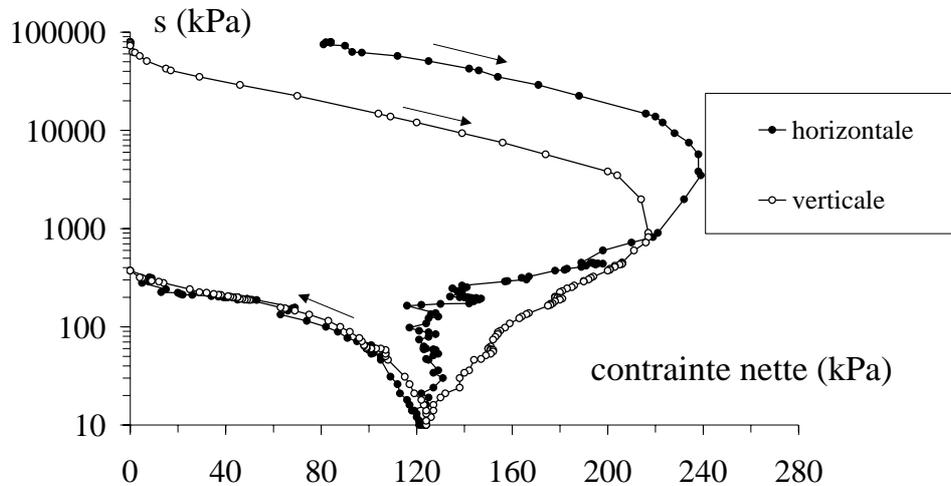


Figure 6-19 : Pression de gonflement

Cette figure nous donne des informations suivantes.

- Durant la phase de mouillage, les contraintes verticale et horizontale atteignent une valeur maximum à une succion intermédiaire. Ensuite les deux contraintes diminuent jusqu'à une valeur quasi identique (≈ 124 kPa) quand la succion est très basse ($s = 10$ kPa).
- Ensuite, durant la phase de séchage, les contraintes verticale et horizontale restent pratiquement égales jusqu'à la fin de l'essai.

Ce mode de variation de la pression de gonflement peut être interprété de la manière suivante.

Sous un chemin de mouillage, l'échantillon a tendance à gonfler. Or, la déformation volumique est empêchée, ce qui se traduit par une augmentation de la contrainte. La pression de gonflement ne peut pas croître indéfiniment, car la structure du sol est modifiée lorsque l'état de contrainte est fort élevé : un effondrement apparaît. Comme la déformation volumique est empêchée, les contraintes diminuent afin de compenser la déformation d'effondrement.

De même, la contraction due au séchage sera compensée par une diminution des contraintes car la déformation volumique est empêchée.

4.1.3. RESULTATS SUR LES ECHANTILLONS FAITS D'UN MELANGE DE PASTILLES ET DE POUDRE (SERIE M-1)

Une série d'essais de gonflement sous différentes charges a été réalisée. Les chemins suivis sont identiques à ceux des essais de la série pd-3. Les résultats obtenus montrent que le comportement du mélange est similaire à celui de la poudre à la même

masse volumique sèche. L'influence de la charge sur le comportement de gonflement et d'effondrement est bien marquée. Pour comparaison, on superpose les résultats obtenus avec le mélange et avec la poudre à la figure 6-20.

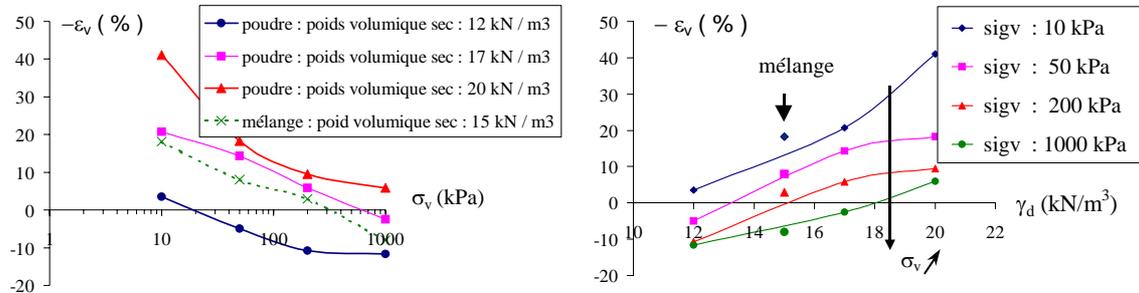


Figure 6-20 : Déformations verticales à la fin de mouillage (poudre et mélange)

4.2. Bentonites compactées d' Almeria

4.2.1. BENTONITE S-2

Deux méthodes de contrôle de la succion ont été adoptées au CIEMAT : la méthode de surpression d'air et la méthode de contrôle de l'humidité relative à l'aide d'une solution d'acide sulfurique. La première est utilisée pour une gamme de succion comprise entre 0.1 et 14 MPa, tandis que la deuxième est utilisée pour appliquer une succion plus élevée, comprise entre 13 MPa et 130 MPa.

4.2.1.1. Courbes de rétention d'eau

La détermination des courbes de rétention d'eau a été faite au CIEMAT et à l'UPC. A l'UPC, les essais sont réalisés à différentes températures, mais l'influence de cette dernière semble insignifiante. Dès lors, on ne distingue pas ces différents essais et on les analyse ensemble. Au cours des essais, après avoir atteint l'équilibre, on mesure la masse volumique sèche et la teneur en eau afin de déterminer la saturation de l'éprouvette. L'ensemble des essais est synthétisé à la figure 6-21. Les courbes moyennes sont données par les expressions suivantes:

$$w = 36.1 - 12.0 \log(s) , w \text{ en } \% , 2.0 \leq s \leq 385.0 \text{ MPa les essais du CIEMAT} \quad (6.4)$$

$$w = 39.5 - 13.7 \log(s) , w \text{ en } \% , s \text{ en MPa les essais de l'UPC} \quad (6.5)$$

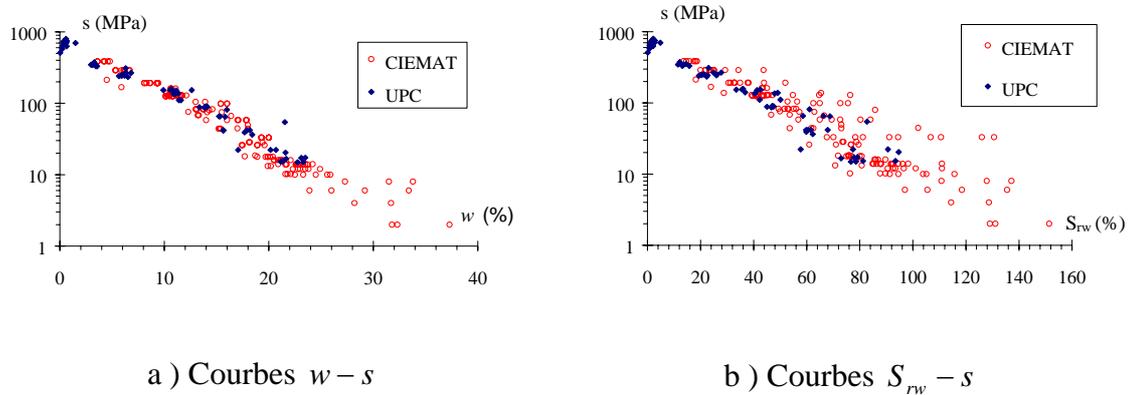


Figure 6-21 : Rétention d'eau de la bentonite S-2

On remarque que les courbes obtenues par les deux laboratoires sont assez proches, si l'on tient compte de la dispersion des résultats au sein de chaque laboratoire. Par contre, les résultats obtenus par CIEMAT dans le plan ($S_{rw} - s$) indiquent une saturation de nombreux essais supérieure à 100 %. La cause de cette imprécision est difficile à dégager. Elle peut provenir de l'imprécision des mesures de volume. Par conséquent, une correction de ces valeurs est nécessaire : on doit au moins les ramener à 100 % avant tout ajustement de modèle. On obtient donc ainsi la figure 6-22. D'après celle-ci, la pression d'entrée d'air est de 500 à 600 kPa.

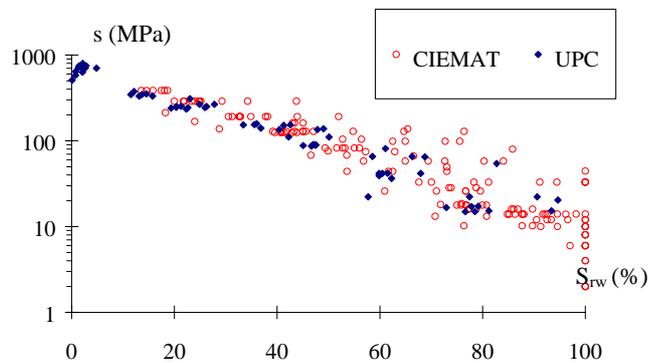


Figure 6-22 : Rétention d'eau de la bentonite S-2, valeurs "corrigées"

4.2.1.2. Essais de perméabilité

La perméabilité de la bentonite compactée à différentes masses volumiques sèches a été déterminée à différentes températures. Les mesures sont données à la figure 6-23a. La perméabilité en état saturé à 20 °C est $2.4 \cdot 10^{-13}$ m/s pour $\rho_d = 1.6 \text{ g/cm}^3$, $8 \cdot 10^{-14}$ m/s pour $\rho_d = 1.7 \text{ g/cm}^3$. Elle est donc très faible.

D'après le rapport du CIEMAT (cité dans l'énoncé du projet CATSIUS CLAY), la perméabilité en état saturé varie selon la masse volumique du sol sec (figure 6-23b) suivant l'expression :

$$\log(K_{w0}) = -2.97\rho_d - 8.29 \quad \text{pour} \quad \rho_d \leq 1.9 \text{ g/cm}^3, \quad K_{w0} \text{ en m/s} \quad (6.6)$$

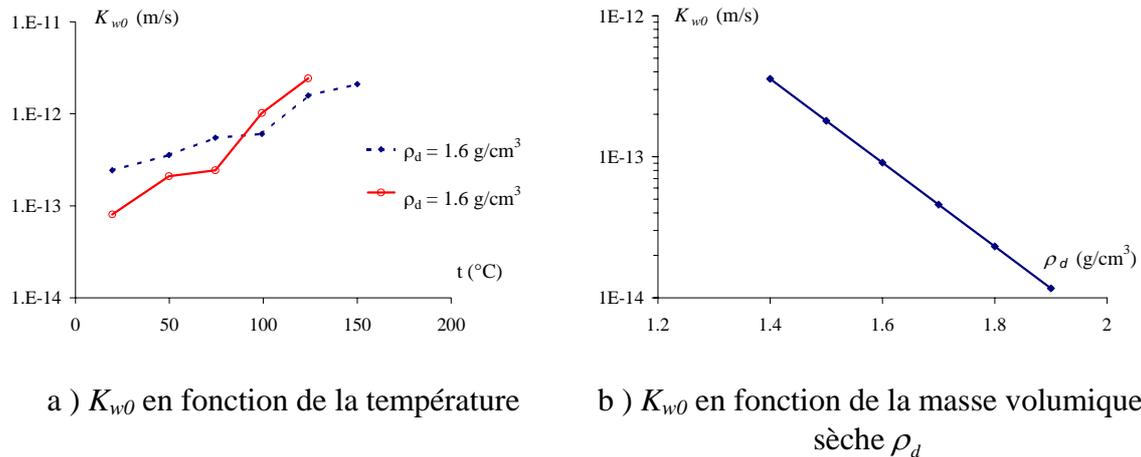


Figure 6-23 : Perméabilité de la bentonite S-2 en état saturé

4.2.1.3. Essais de compressions uniaxiales et triaxiales

Des essais de compression simple et triaxiale ont été réalisés au CIEMAT. Malheureusement, les résultats nous ont été communiqués avec très peu de détails.

La résistance en compression simple est de 2.5 MPa pour les échantillons d'une masse volumique sèche de 1.7 g/cm^3 . La résistance maximale est obtenue pour une teneur en eau d'environ 20%, ce qui correspond à une succion de 20 Mpa, d'après la courbe de rétention d'eau.

Les résultats des essais triaxiaux nous ont été communiqués sous forme de tableau (tableau 6-7).

On remarque que l'angle de frottement diminue lorsque la contrainte de confinement augmente alors que la cohésion augmente avec cette dernière (figure 6-24). Il semble que les essais sur les échantillons ayant une masse volumique sèche de 1.8 g/cm^3 montrent un comportement opposé. Il est difficile d'analyser ces résultats, car le nombre d'essais et l'information sur la manière de les réaliser sont très limités.

Tableau 6-7 : Résultats des essais triaxiaux sur la bentonite S-2

ρ_d (g/cm ³)	S_{rw0} (%)	Intervalle σ_3 (MPa)	cohésion (MPa)	ϕ_c (°)
1.6	41-47	0.5-3.0	0.7	25
1.6	41-47	3.0-10.0	2.8	14
1.6	41-47	10.0-30.0	4.4	14
1.7	49-60	0.5-3.0	0.8	30
1.7	49-60	3.0-10.0	1.0	26
1.7	49-60	10.0-30.0	3.5	16
1.8	53-59	0.5-3.0	4.3	16
1.8	53-59	3.0-10.0	3.6	18
1.9	65-79	10.0-30.0	4.5	19

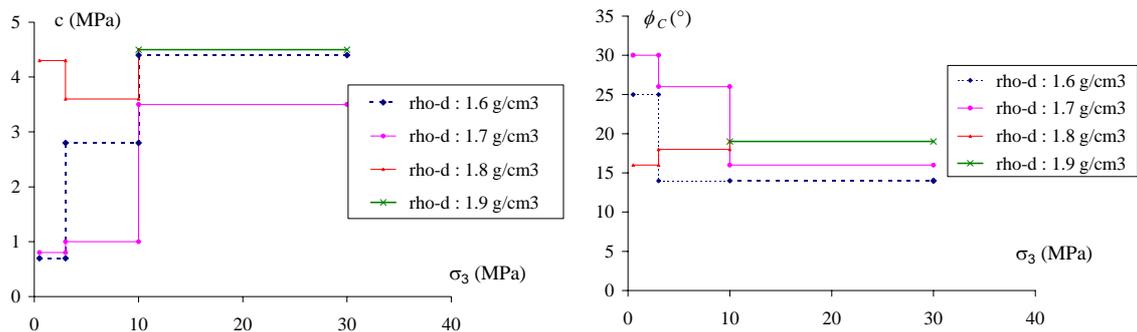


Figure 6-24 : Résistance au cisaillement de la bentonite S-2 en fonction de la contrainte latérale

L'évolution de la résistance en fonction de la succion est difficile à évaluer. La saturation initiale des éprouvettes présente une grande dispersion. On ignore son évolution au cours du cisaillement. Grâce à la saturation initiale, on détermine la succion initiale par la courbe de rétention d'eau. On représente ensuite la cohésion et l'angle de frottement interne mesurés en fonction de la succion (figure 6-25). Aucune tendance claire n'apparaît.

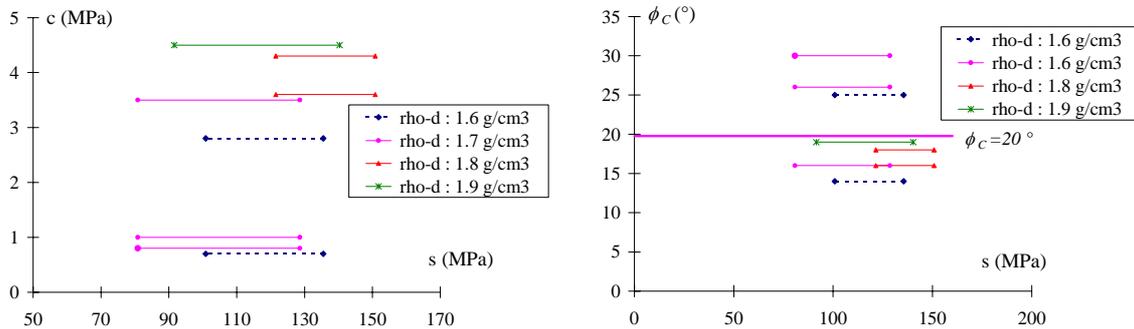


Figure 6-25 : Résistance au cisaillement de la bentonite S-2 en fonction de la succion

4.2.1.4. Essais de pression de gonflement

Le CIEMAT a réalisé une série d'essais de pression de gonflement dont les résultats ne nous ont pas été communiqués. Selon le CIEMAT, la pression de gonflement peut être exprimée par:

$$P_s = \exp(5.9\rho_d - 7.9), \quad P_s \text{ en MPa}, \quad \rho_d \text{ en g/cm}^3 \quad (6.7)$$

ce qui donne :

pour $\rho_d = 1.6$ g/cm³, $P_s = 4.67$ MPa

pour $\rho_d = 1.7$ g/cm³, $P_s = 8.42$ MPa

Par définition, la pression de gonflement représente un seuil qui sépare les comportements de gonflement et d'effondrement sur un chemin de mouillage: lorsque l'échantillon subit une contrainte inférieure à la pression de gonflement, c'est le gonflement qui domine. Au contraire, si la contrainte appliquée à l'échantillon est supérieure à la pression de gonflement, c'est l'effondrement qui domine.

4.2.1.5. Essais oedométriques à succion contrôlée

La bentonite a été compactée en condition de déformation uniaxiale sous une pression de 20 MPa jusqu'à une masse volumique sèche de $\rho_d = 1.6$ g/cm³. La teneur en eau initiale est de 11 %. Elle correspond une succion initiale de 131 MPa. L'indice des vides initial vaut $e = 0.737$, donc la saturation initiale est de 47%. Quatre séries d'essais oedométriques ont été réalisés sur cette bentonite compactée ; les chemins de ces essais sont illustrés à la figure 6-4.

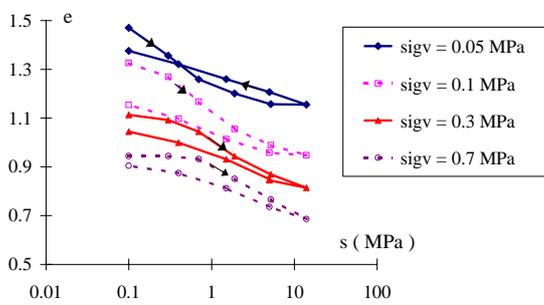
Les séries EDN-1 et EDN-2 sont réalisées avec la technique de translation d'axe : la succion est contrôlée par l'application d'une pression d'azote. Par contre, la succion dans

les séries EDS-1 et EDS-2 est contrôlée par l'humidité relative à l'aide de solutions d'acide sulfurique.

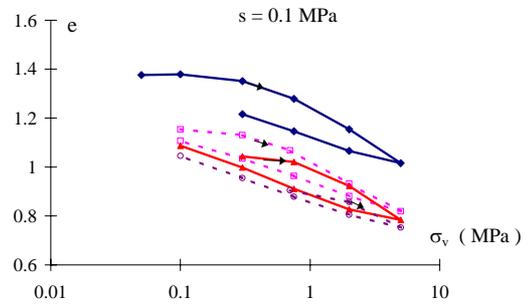
On remarque que:

- les chemins 2 (figure 6-4) représentent des cycles de mouillage – séchage dans des gammes de succion différentes sous des charges verticales différentes.
- les chemins 3 (figure 6-4) représentent des cycles de chargement – déchargement à différentes succions constantes.

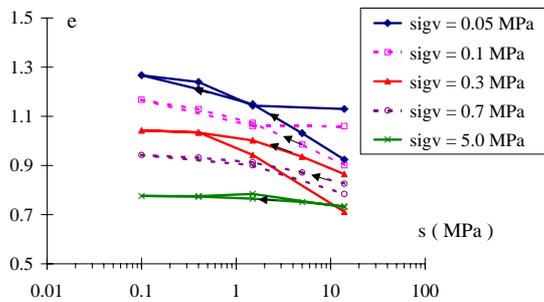
L'ensemble des résultats est illustré à la figure 6-26.



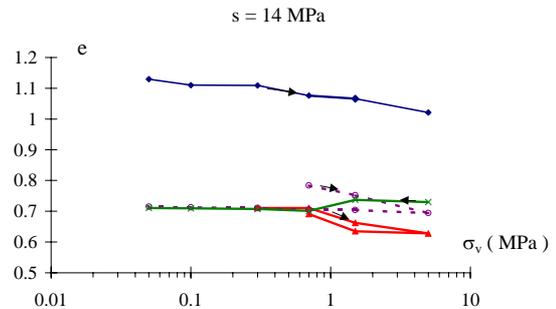
a1) EDN-1 : chemin 2



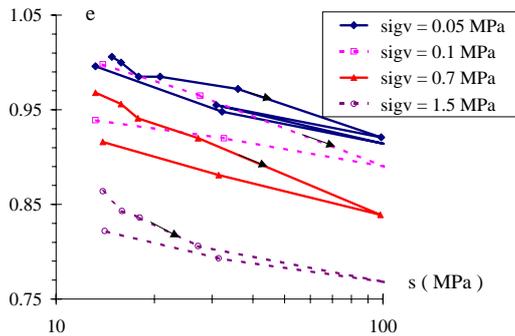
a2) EDN-1 : chemin 3



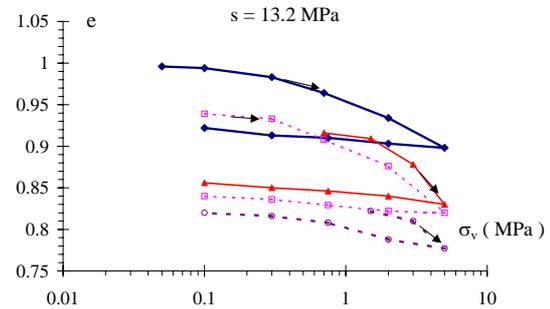
b1) EDN-2 : chemin 2



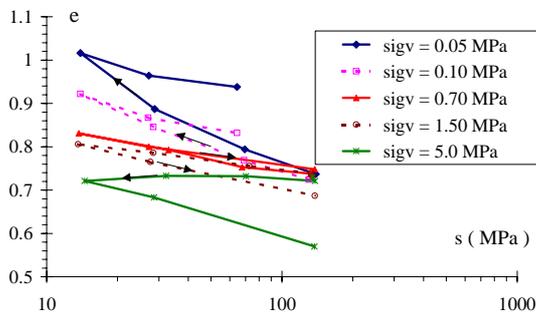
b2) EDN-2 : chemin 3



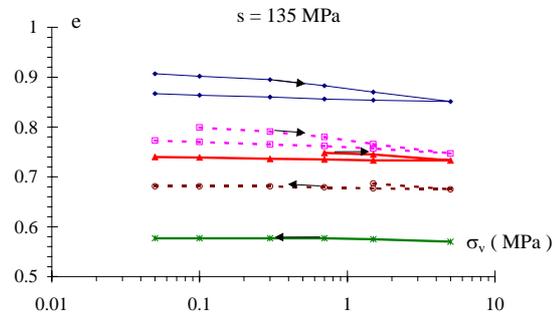
c1) EDS-1 : chemin 2



c2) EDS-1 : chemin 3



d1) EDS-2 : chemin 2



d2) EDS-2 : chemin 3

Figure 6-26 : Résultats des essais oedométriques à succion contrôlée sur la bentonite S-2

Cet ensemble d'essais est très intéressant. Il permet d'analyser le comportement d'un sol non saturé sous différents chemins de sollicitation.

Séries EDN-1 et EDS-1 :

- Les indices des vides après la phase 1 de la série EDN-1 sont relativement grands. Ceci signifie que, durant la phase 1, l'état de contrainte n'a probablement pas dépassé la pression de gonflement (4.67 MPa), ce qui implique un gonflement important.
- Durant le cycle de mouillage – séchage (chemin 2), la réversibilité augmente avec la contrainte verticale appliquée.
- Plus la réversibilité est grande sur le chemin 2, plus elle est grande sur le chemin 3.
- En comparant les figures 6-26 a2 et c2, on remarque que les déformations en c2, à forte succion, sont moins importantes que celles en a2, à faible succion. La succion augmente la rigidité du sol.

Séries EDN- 2 et EDS-2 :

Ici aussi, l'influence de la contrainte verticale est claire.

- Durant le cycle de mouillage – séchage (chemin 2), plus la contrainte est faible, plus les déformations plastiques sont importantes. La réversibilité lors d'un cycle de mouillage – séchage augmente avec la contrainte verticale appliquée. Ceci est encore une manifestation du couplage entre les déformations microstructurale et macrostructurale (cf. modèle *NL-LC* à double structure, §3.3.1.2., chapitre IV).
- Le gonflement durant la phase de mouillage diminue lorsque la contrainte verticale augmente. Dans la série EDS-2, on observe un gonflement pour de faibles contraintes et un effondrement lorsque la contrainte verticale est importante (figure 6-26 d1).

En outre, en référence au modèle *LC* d'Alonso et Gens (§ 3.3.1.1, chapitre IV), ces essais peuvent fournir les informations suivantes.

- A partir des courbes de compressibilité sur chemins hydriques (chemin 2), on peut obtenir les caractéristiques élastoplastiques relatives à la variation de la succion:

κ_s : pente élastique par rapport à la variation de la succion,

λ_s : pente plastique par rapport à la variation de la succion,

s_0 : paramètre d'écrouissage pour la surface *SI*.

- A partir des courbes de compressibilité sur chemins mécaniques (chemin 3), on peut obtenir les caractéristiques élastoplastiques relatives à la variation de contrainte:

κ : pente élastique par rapport à la variation de la contrainte,

$\lambda(s)$: pente plastique par rapport à la variation de la contrainte, qui est en général fonction de la succion,

p_0 : la pression de préconsolidation à différentes succions.

Il faut noter que la mesure de ces paramètres n'est pas toujours simple : les courbes de déchargement sont parfois non linéaires, la pente de chargement varie en fonction de la contrainte, etc...

Les paramètres ainsi obtenus sont représentés à la figure 6-27.

On remarque que:

- la pente élastique par rapport à la variation de la contrainte, κ , varie avec la succion ; une expression exponentielle peut exprimer cette variation ;
- la pente plastique par rapport à la variation de la contrainte, $\lambda(s)$, suit bien la fonction de la succion proposée par Alonso et Gens (cf. équation 4.46);
- la pression de préconsolidation augmente avec la succion ;
- la pente élastique par rapport à la succion, κ_s , est fonction de la contrainte appliquée; une expression exponentielle peut modéliser cette évolution.

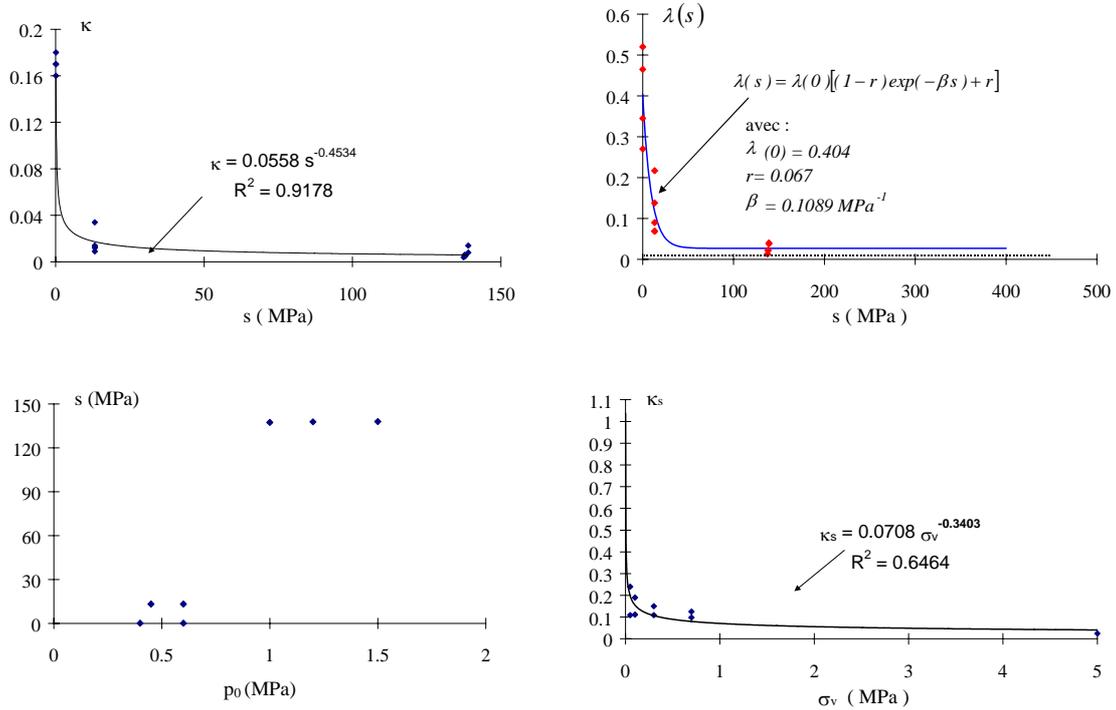


Figure 6-27 : Caractéristiques élastoplastiques de la bentonite S-2

Il semble que la pente plastique par rapport à la variation de la succion λ_s pourrait dépendre aussi de la contrainte appliquée. Mais nous n'avons pas déterminé cette dépendance en détail. Une valeur moyenne $\lambda_s = 0.25$ a été obtenue. La valeur s_0 est difficile à déterminer sur base des résultats disponibles.

La dépendance des pentes élastiques κ et κ_s vis-à-vis de la succion et de la contrainte appliquée nous renvoient aux remarques sur les déformations élastiques faites au paragraphe 4.10 du chapitre IV. Une approche hyperélastique détaillée mériterait d'être entamée (Collin et al., 1999).

4.2.2. BENTONITE FEBEX

4.2.2.1. Courbes de rétention d'eau

Les courbes de rétention d'eau de la bentonite FEBEX ont été déterminées au CIEMAT et à l'UPC.

En fonction des résultats obtenus par chacun, le CIEMAT a proposé deux expressions pour les exprimer :

$$w = 40.68 - 14.26 \log(s), \quad w \text{ en } \% , \quad 3 < s < 700 \text{ MPa} \quad (6.8)$$

$$w = 38.9 - 5.2 \ln(s) , \quad w \text{ en } \% , \quad 0.1 < s < 130 \text{ MPa} \quad (6.9)$$

L'UPC propose l'expression suivante :

$$w = 40.7 - 6.2 \ln(s) , \quad w \text{ en } \% , \quad 15 < s < 700 \text{ MPa} \quad (6.10)$$

Ces trois relations sont dessinées à la figure 6-28. Les résultats obtenus par les deux laboratoires sont assez proches.

Pour permettre la comparaison, on a tracé sur ce même dessin la courbe de rétention d'eau obtenue par le CIEMAT pour la bentonite S-2 (équation 6.4). La différence de réponse des deux bentonites est faible.

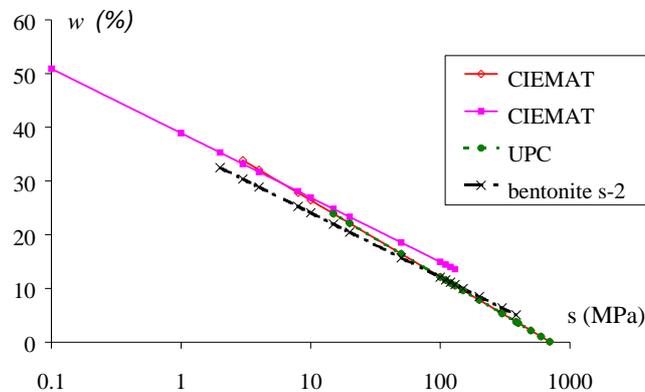


Figure 6-28 : Courbes de rétention d'eau des bentonites d'Almeria

4.2.2.2. Essais de perméabilité

La perméabilité de la bentonite dépend de la masse volumique sèche. Une expression approximative de cette dépendance est proposée par CIEMAT :

$$\log(K_{w0}) = (-2.97 \rho_d - 8.29) / 1.5 , \quad 1.4 \leq \rho_d \leq 1.9 \text{ g/cm}^3 , \quad K_{w0} \text{ en } m/s \quad (6.11)$$

Une série d'essais de perméabilité a été réalisée. Les résultats sont présentés à la figure 6-29. L'expression (6.11) est aussi tracée sur cette figure.

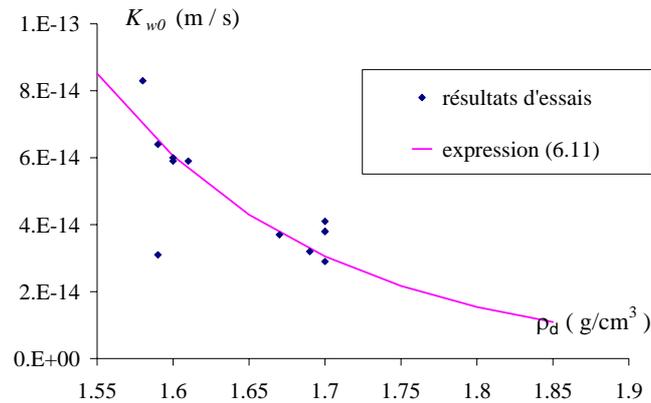


Figure 6-29 : Perméabilité en état saturé de la bentonite FEBEX

En comparant les expressions proposées pour les bentonites S-2 (équation 6.6) et FEBEX (équation 6.11), on remarque que la perméabilité de la bentonite FEBEX est 1.5 fois plus petite que celle de la bentonite S-2 pour une même masse volumique sèche.

4.2.2.3. Essais de pression de gonflement

La pression de gonflement de la bentonite FEBEX a été également déterminée au CIEMAT. L'expression suivante est proposée:

$$P_s = \exp(6.7\rho_d - 9.2), \quad P_s \text{ en MPa}, \quad \rho_d \text{ en g/cm}^3 \quad (6.12)$$

La figure 6-30 montre la pression de gonflement en fonction de la masse volumique sèche. Les résultats d'essais sont également représentés sur cette figure. Pour comparaison, la pression de gonflement de la bentonite S-2 est aussi illustrée. On remarque que la différence entre les deux bentonites augmente avec ρ_d .

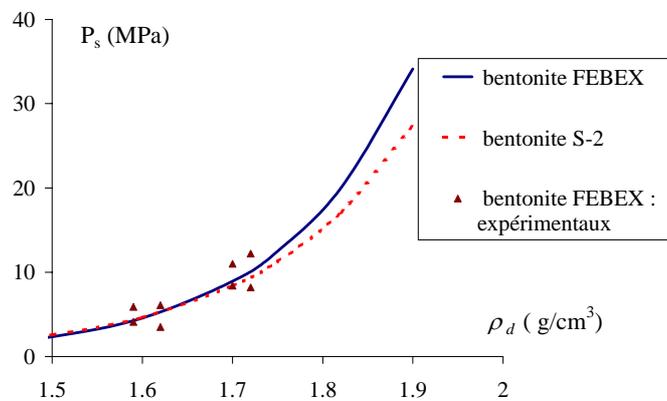


Figure 6-30 : Pressions de gonflement des bentonites d'Almeria

4.2.2.4. Essais de gonflement sous différentes charges verticales

Deux séries d'essais de gonflement sont réalisées sous deux charges verticales différentes au CIEMAT : 4 essais sous une charge de 0.5 MPa et 3 essais sous une charge de 0.9 MPa. Les échantillons ont une masse volumique sèche de 1.6 g/cm³. Les résultats nous ont été communiqués sous forme de tableau (tableau 6-8).

Tableau 6-8 : Résultats des essais de gonflement réalisés au CIEMAT

Echantillon	σ_v (MPa)	ρ_d (g/cm ³)	w initiale (%)	w finale (%)	ε_l
A-1	0.5	1.62	13.2	39.3	0.178
A-2	0.5	1.60	14.7	40.1	0.172
A-4	0.5	1.62	13.7	38.3	0.178
A-5	0.5	1.62	14.0	39.1	0.172
Moyenne		1.61	13.9	39.2	0.175
A-2	0.9	1.59	14.2	36.7	0.159
A-3	0.9	1.61	13.8	36.6	0.147
A-4	0.9	1.59	15.0	37.2	0.134
Moyenne		1.6	14.3	36.8	0.147

D'autre part, l'UPC a réalisé une série d'essais de gonflement sous différentes charges verticales : 21 essais ont été effectués sur des échantillons compactés à différentes masses volumiques sèches, de 1.57 à 1.87 g/cm³ avec une teneur en eau initiale de $w = 11.7\%$, qui correspond à une succion initiale de 107 MPa. Les charges verticales sont comprises entre 0.02 et 10.0 MPa. La déformation ε_l après saturation peut être exprimée par l'expression suivante :

$$\varepsilon_l = 0.4693 + 0.1935 \log(\sigma_v) - 0.3659 \rho_d \quad , \quad \sigma_v \text{ en MPa} \quad , \quad \rho_d \text{ en g/cm}^3 \quad (6.13)$$

où σ_v est la charge verticale.

La déformation après saturation en fonction de la charge est représentée à la figure 6-31. Les résultats obtenus par CIEMAT sont aussi représentés sur cette figure.

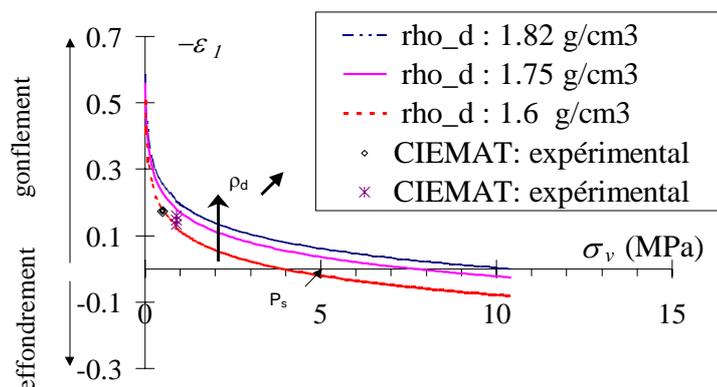


Figure 6-31 : Déformation après saturation en fonction de la charge verticale

Cette figure nous permet aussi de déterminer la pression de gonflement de cette bentonite. On obtient les valeurs suivantes :

$$P_s \approx 4 \text{ MPa pour } \rho_d = 1.6 \text{ g/cm}^3$$

$$P_s \approx 7.65 \text{ MPa pour } \rho_d = 1.75 \text{ g/cm}^3$$

$$P_s \geq 10 \text{ MPa pour } \rho_d = 1.82 \text{ g/cm}^3$$

On notera que la pression déduite des essais de gonflement sous différentes charges verticales (figure 6-30) est largement inférieure à ces valeurs.

Il est à noter que les résultats de ces essais peuvent fournir certaines caractéristiques élasto-plastiques par rapport à la variation de la succion (λ_s et κ_s par exemple). Mais la détermination de ces paramètres exige de faire certaines hypothèses, car nous n'avons pas d'informations suffisantes, notamment concernant le coefficient de Poisson.

Par conséquent, nous laissons cette discussion pour le chapitre suivant.

5. CONCLUSION

Les résultats des essais discutés dans ce chapitre illustrent de nombreux aspects du comportement hydromécanique. Beaucoup d'informations sont relatives au comportement volumique sur différents chemins hydriques et mécaniques. Malheureusement, peu d'informations concernent les aspects déviatoriques. Dans l'ensemble, ces résultats nous fournissent une bonne base pour déterminer les paramètres nécessaires à diverses lois de comportement.

1. Introduction	279
2. Recherche FRFC: sols quasi saturés	280
2.1. Introduction de la compressibilité du mélange air-eau dans la loi d'écoulement	281
2.2. Choix d'une loi de comportement mécanique	285
2.3. Simulations des essais sur l'argile de Kruibeke	285
2.3.1. Détermination des paramètres	285
2.3.2. Analyse des résultats numériques	285
2.3.3. Synthèse	290
2.4. Simulations des essais sur le limon de Gembloux	290
2.4.1. Détermination des paramètres	290
2.4.2. Analyse des résultats numériques	291
2.4.3. Synthèse	295
2.5. Conclusion	295
3. Recherche CATSIUS CLAY : sols non saturés	296
3.1. Simulation des essais à succion contrôlée: B.M. 2.1	296
3.1.1. Essais de gonflement - effondrement sous différentes charges constantes (B.M. 2.1a)	296
3.1.2. Essais de pression de gonflement (B.M. 2.1b)	302
3.2. Simulation du test FEBEX de mouillage–chauffage sur la bentonite compactée (maquette): B.M.3.2	304
3.2.1. Description de la maquette	304
3.2.2. Procédure du test	305
3.2.3. Résultats demandés	306
3.2.4. Déterminations des paramètres hydriques et thermiques	306
3.2.5. Détermination des paramètres mécaniques	308
3.2.6. Discrétisation	318
3.2.7. Conditions initiales	319
3.2.8. Conditions aux limites et sollicitations	320
3.2.9. Résultats de la simulation	321
3.2.10. Etude de l'influence des paramètres sur la simulation	328
3.2.11. Synthèse	328
4. Conclusion	328

CHAPITRE VII

SIMULATIONS ET VALIDATIONS

1. INTRODUCTION

Dans les chapitres V et VI, nous avons exposé de nombreux résultats expérimentaux sur des sols quasi saturés (recherche FRFC) et non saturés (projet CATSIUS CLAY).

Avant d'aborder les simulations de certains de ces essais et les validations qui font l'objet de ce chapitre, rappelons les points essentiels relatifs à ces deux projets.

Les essais dans le projet FRFC sont réalisés parallèlement dans quatre laboratoires différents (LIG, LGIH, UCL et ULB). Au chapitre V, nous avons montré que les résultats présentent une grande dispersion non seulement au sein d'un même laboratoire, mais aussi entre les différents laboratoires. Les raisons de cette dispersion ont été discutées en détail. Vu cette dispersion, nous renonçons à simuler tous les essais individuels. Néanmoins, les principaux facteurs responsables de la dispersion des résultats seront mis en évidence numériquement, tel la compressibilité du mélange air-eau, la contre-pression, etc.

Le projet CATSIUS CLAY fait intervenir plusieurs partenaires européens. Le programme du projet consiste en trois étapes. A chaque étape, les partenaires reçoivent un ou deux benchmarks qu'ils sont censés modéliser avec leur propre logiciel.

Etape 1 : benchmarks de vérification

L'objectif est de vérifier si les logiciels concernés sont programmés correctement pour résoudre les équations de champ. Deux exercices étaient proposés :

- B.M. 1.1 : infiltration dans une colonne de milieu poreux rigide non saturé.
- B.M. 1.2 : convection thermique dans un milieu poreux rigide saturé.

Etape 2 : benchmarks de validation à l'échelle d'un laboratoire

Trois situations devaient être modélisées par chaque partenaire :

- B.M. 2.1a : essais oedométriques à succion contrôlée sur des échantillons d'argile de Boom compactée (série ps-2).
- B.M. 2.1b : essais de pressions de gonflement (série ps-3).
- B.M. 2.2 : test de mouillage-chauffage à petite échelle sur de la bentonite compactée.

Etape 3 : benchmarks de validation à grande échelle (in situ ou sur maquette)

Les partenaires étaient censés modéliser deux tests d'hydratation :

- B.M. 3.1 : test d'hydratation in situ sur pastilles et poudre d'argile de Boom, réalisé au laboratoire souterrain à Mol.
- B.M. 3.2 : test de mouillage–chauffage sur de la bentonite compactée dans une maquette.

Dans le cadre du projet CATSIUS CLAY, les résultats des essais qui nous ont été communiqués (et présentés au chapitre VI) sont destinés soit directement à la modélisation (B.M. 2.1a et B.M. 2.1b : séries ps-2 et ps-3), soit à la détermination des paramètres du modèle mécanique choisi par les partenaires (B.M. 2.2 et B.M. 3.2 : essais sur la bentonite d'Almeria).

Il est à noter que les partenaires du projet sont libres de choisir la loi constitutive. Il en résulte que les informations fournies dans les énoncés des benchmarks ne sont pas nécessairement suffisantes pour effectuer les modélisations. Par ailleurs, dans de telles circonstances, les résultats des essais peuvent être interprétés de manières différentes par les divers partenaires en fonction de la loi adoptée. Ces différences et la comparaison des résultats des diverses interprétations font la richesse du projet CATSIUS CLAY.

Dans ce chapitre, nous présentons seulement les résultats des simulations de B.M. 2.1a, B.M. 2.1b et B.M. 3.2 en mettant l'accent sur les aspects mécaniques intervenant dans ces benchmarks.

Nous abordons d'abord les résultats numériques sur les sols quasi saturés (recherche FRFC). Ensuite, nous nous concentrons sur les modélisations réalisées dans le cadre du projet CATSIUS CLAY pour lesquelles l'identification de la loi et la détermination des paramètres sont des difficultés majeures.

2. RECHERCHE FRFC: SOLS QUASI SATURÉS

Le manque de saturation (qui se traduit essentiellement par la compressibilité du mélange air-eau dans les échantillons) est une des causes principales de la dispersion des résultats d'essais sur l'argile de Kruibeke et le limon de Gembloux.

Au chapitre IV, nous avons montré qu'on peut utiliser la contrainte effective de Terzaghi dans le cas quasi saturé, à condition de prendre en compte correctement la compressibilité du mélange air-eau. Ceci implique certains développements dans la loi d'écoulement du fluide interstitiel.

2.1. Introduction de la compressibilité du mélange air-eau dans la loi d'écoulement

Afin de mettre numériquement en évidence cet effet essentiel, nous avons introduit, dans le code LAGAMINE, un modèle de la compressibilité du mélange air-eau. Celle-ci influence fortement les variations d'emménagement. D'autre part, l'évolution de la saturation en fonction de la pression d'eau (u_w positive et $\dot{u}_w > 0$ dans notre cas) est nécessaire pour décrire la loi d'emménagement. En outre, la variation de la perméabilité en fonction de la saturation et de la porosité doit être prise en compte.

Compressibilité du mélange air-eau

Rappelons la formulation de la compressibilité du mélange air-eau (équation 5.49, chapitre V) :

$$\chi_f = S_{rw} \chi_w + (1 - S_{rw} + h S_{rw}) \chi_a \quad (5.49)$$

Souvenons-nous que, dans le cas quasi saturé, nous avons fait l'hypothèse $u_a = u_w$; la compressibilité du mélange air-eau s'écrit alors :

$$\chi_f = S_{rw} \chi_w + (1 - S_{rw} + h S_{rw}) / \bar{u}_w \quad (7.1)$$

Loi d'emménagement

La loi d'emménagement décrit l'évolution de la masse de fluide par unité de volume. Dans le cas parfaitement saturé en eau et en l'absence de variation du volume des pores, elle s'écrit (Charlier et al., 1997) :

$$\dot{S} = \rho_w n \dot{u}_w \chi_w \quad (7.2)$$

Lorsque le sol est quasi saturé, l'air se présente sous forme de bulles distribuées dans l'eau. Dans ce cas, l'air n'a pas de contact direct avec les grains du sol. On peut imaginer que le sol est saturé par une sorte de "fluide" constitué du mélange de l'eau et des bulles d'air. Ce fluide est beaucoup plus compressible que l'eau. Ainsi la loi d'emménagement devient (en faisant l'hypothèse que la pression du fluide homogénéisé u_f est égale à la pression de l'eau u_w) :

$$\dot{S} = \rho_f n \dot{u}_f \chi_f = \rho_f n \dot{u}_w \chi_f \quad (7.3)$$

La masse volumique du "fluide" dépend de la saturation :

$$\rho_f = \rho_a (1 - S_{rw}) + \rho_w S_{rw} \quad (7.4)$$

où ρ_a est la masse volumique de l'air.

Bien entendu, dans le cas du couplage hydromécanique, la loi d'emmagasinement doit tenir compte de la variation de la porosité due à l'effet mécanique, elle s'écrit alors :

$$\dot{S} = \rho_f n \dot{u}_w \chi_f + \rho_f \dot{\varepsilon}_v \quad (7.5)$$

où $\varepsilon_v = \varepsilon_{ii}$ est la déformation volumique du sol. En écrivant l'équation (7.5), les grains du sol sont supposés incompressibles.

Evolution du degré de saturation en fonction de la pression d'eau

Nous avons exprimé l'emmagasinement en fonction de la compressibilité, de la pression et de la saturation.

Comment la saturation évolue-t-elle avec la pression d'eau ?

Considérons un échantillon, dans son état initial, ayant une pression d'air initiale \bar{u}_{a0} et une saturation initiale S_{rw0} . A la suite d'une sollicitation mécanique quelconque, la pression d'air passe de la valeur initiale \bar{u}_{a0} à la valeur finale $(\bar{u}_{a0} + \Delta u_a)$ (figure 7-1). Si l'échantillon est dans un système non drainé, l'air et l'eau ne peuvent ni sortir ni entrer. Dans ce cas, la diminution du volume de l'échantillon résulte de la compression des bulles d'air et de la dissolution de l'air dans l'eau (on suppose que l'eau et les grains sont incompressibles).

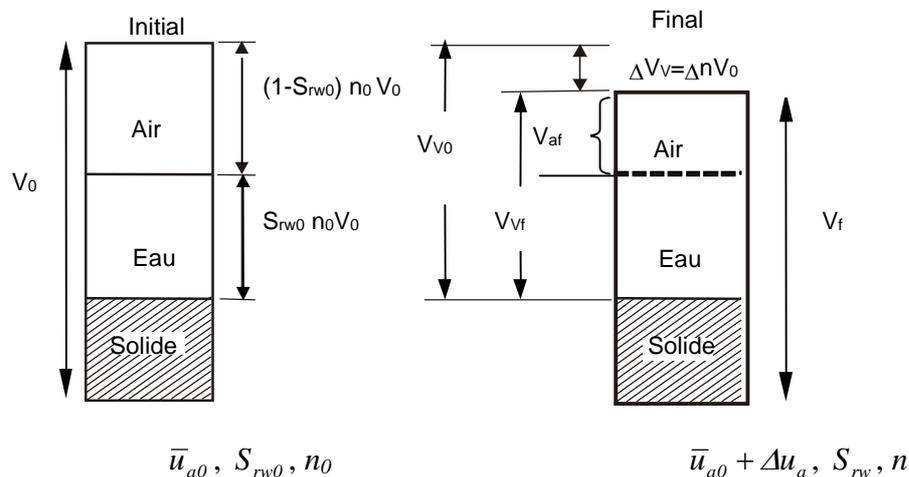


Figure 7- 1 : Conditions initiale et finale

Si l'on suppose que la déformation est petite, on peut écrire alors :

$$\Delta n = \frac{\Delta V_v}{V_0} = \frac{V_{vf} - V_{v0}}{V_0}$$

Le volume d'air initial dans l'échantillon vaut : $V_{a0} = [(I - S_{rw0})n_0 + hS_{rw0}n_0]V_0$

Le volume d'air final : $V_{af} = V_{a0} + \Delta V_V = [(I - S_{rw0})n_0 + hS_{rw0}n_0 + \Delta n]V_0$

En appliquant la loi de Boyle, on obtient :

$$\Delta u_a = \left[\frac{-\Delta n}{[(I - S_{rw0})n_0 + hS_{rw0}n_0 + \Delta n]} \right] \bar{u}_{a0} \quad (7.6)$$

D'autre part, en condition non drainée, le volume d'eau reste constant :

$$S_{rw0} V_{V0} = S_{rw} V_{Vf} = S_{rw} (V_{V0} + \Delta V_V)$$

ainsi :

$$S_{rw0} n_0 V_0 = S_{rw} (n_0 V_0 + \Delta n V_0)$$

d'où :

$$\Delta n = \left(\frac{S_{rw0}}{S_{rw}} - 1 \right) n_0$$

En introduisant cette valeur dans l'équation (7.6), on obtient:

$$\Delta u_a = \left[\frac{I - S_{rw0}/S_{rw}}{\left[(I - S_{rw0})n_0 + hS_{rw0}n_0 + \left(\frac{S_{rw0}}{S_{rw}} - 1 \right) \right]} \right] \bar{u}_{a0}$$

Son inverse nous donne l'évolution de la saturation avec la pression du fluide (sans oublier l'hypothèse $\Delta u_w = \Delta u_a$), qui est analogue à une courbe de rétention d'eau.

$$S_{rw} = \frac{(\bar{u}_{a0} + \Delta u_w) S_{rw0}}{\bar{u}_{a0} + u_w S_{rw0} (I - h)} \quad (7.7)$$

L'évolution de la saturation en fonction de la pression d'eau est présentée à la figure 7-2. Naturellement, en tenant compte de la dissolution maximum de l'air dans l'eau, l'évolution est plus rapide (figure 7-2a). Mais, en réalité, comme nous l'avons étudié au chapitre V, cette procédure est extrêmement lente. Il en résulte que la quantité d'air dissous est souvent négligeable durant la période d'essais du laboratoire (figure 7-2b).

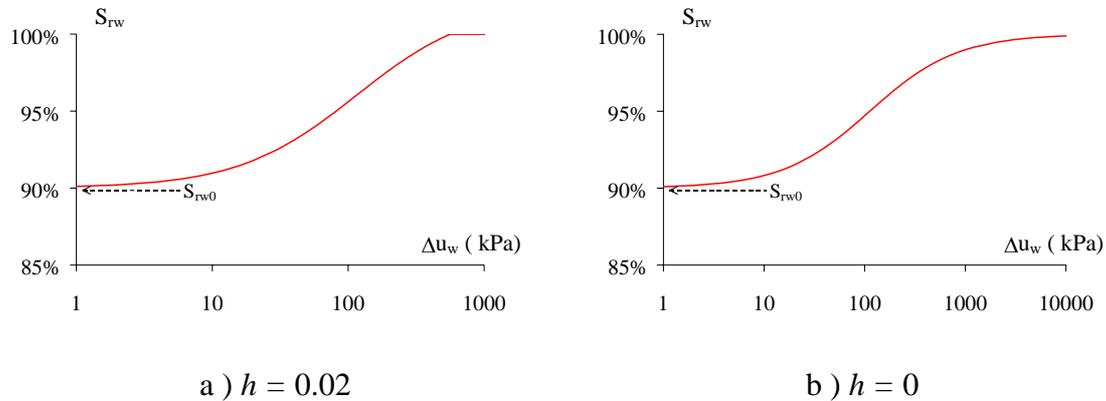


Figure 7-2 : Saturation en fonction de la pression d'eau dans le cas quasi saturé
($S_{rw0} = 90\%$ et $\bar{u}_{a0} = 100$ kPa)

A ce stade, on peut en profiter pour attirer l'attention sur la transition de la phase non saturée à la phase quasi saturée et, enfin, à la phase saturée du sol. On peut imaginer qu'il existe un seuil de saturation $S_{rw-field}$ (on l'introduit dans le code comme un paramètre). Lorsque la saturation du sol est inférieure à ce seuil, les phases d'air et d'eau sont continues, la pression d'air ne peut pas être assimilée à la pression d'eau. Le sol est en état non saturé. Une succion existe et la saturation varie en fonction de celle-ci selon la courbe de rétention d'eau. Lorsque la saturation est supérieure à ce seuil, on peut considérer que l'air se présente sous forme de bulles d'air, la différence entre la pression d'air et la pression d'eau peut être négligée. La saturation varie toutefois en fonction de la pression d'eau selon l'expression (7.7).

Variation de la perméabilité

La formulation proposée par Kozeny-Carman permet de tenir compte de la variation de la perméabilité en fonction de la porosité n (Barnichon, 1998) :

$$k_{int} = C_K \frac{n^a}{(1-n)^b} \quad (7.8)$$

où k_{int} est la perméabilité intrinsèque et C_K est une constante liée à la perméabilité intrinsèque initiale k_{int0} et à la porosité initiale n_0 par :

$$C_K = k_{int0} \frac{(1-n_0)^b}{n_0^a}$$

où a et b sont des paramètres.

En outre, de nombreuses relations exprimant la variation de la perméabilité en fonction de la saturation ont été introduites dans le logiciel LAGAMINE.

2.2. Choix d'une loi de comportement mécanique

Notre allons mettre l'accent sur l'influence de la saturation sur le comportement mécanique. Or celle-ci se reflète particulièrement sur le comportement contractant. Parmi les lois constitutives pour les sols, celles du type Cam Clay représentent particulièrement bien le comportement en contractance. D'autre part, l'analyse des résultats et la détermination des caractéristiques présentées au chapitre V sont basées essentiellement sur un modèle de ce type. Conséquemment, nous avons choisi un modèle de type Cam Clay modifié (qui est incorporé dans le logiciel LOISOL, chapitre IV) pour les simulations des essais réalisés sur l'argile de Kruikebe et le limon de Gembloux. Le comportement en dilatance est certainement intéressant à modéliser. Néanmoins, le modèle Cam Clay prédit un adoucissement lorsque le taux de préconsolidation est élevé, ce qui entraîne souvent une localisation des déformations. L'échantillon devient alors non homogène et les résultats sont plus complexes à interpréter. En conséquence, nous ne simulons pas les essais à haute valeur de l'OCR afin de ne pas trop nous éloigner de l'objectif principal de la recherche.

2.3. Simulations des essais sur l'argile de Kruikebe

2.3.1. DÉTERMINATION DES PARAMÈTRES

Au chapitre V, nous avons déterminé les caractéristiques fondamentales de l'argile à partir des essais oedométriques, de compression isotrope et triaxiaux non drainés. Rappelons que certains paramètres varient fortement d'un laboratoire à l'autre, notamment l'angle de frottement et la cohésion. Dès lors, nous avons réalisé une série de simulations avec un jeu de paramètres de référence et ensuite quelques simulations avec certaines variantes des paramètres.

Les paramètres de référence sont (cf. chapitre V) :

$$\lambda = 0.153 \quad , \quad \kappa = 0.01 \quad , \quad \phi_C = 18^\circ \quad , \quad c = 10 \text{ kPa} \quad , \quad \nu = 0.3$$

Les variantes sont les suivantes :

$$\kappa = 0.04 \quad , \quad \phi_C = 25^\circ$$

2.3.2. ANALYSE DES RÉSULTATS NUMÉRIQUES

Pour comparer les résultats numériques et expérimentaux, nous nous limitons aux déformations inférieures à 10 %. En effet, au-delà du pic, les déformations ne sont plus homogènes.

En outre, les échantillons sont supposés homogènes. En conséquence, un seul élément est utilisé pour les simulations numériques.

2.3.2.1. Effet de la compressibilité du mélange air-eau

L'effet de la compressibilité du fluide provient du manque de saturation initiale des échantillons. Les simulations des essais triaxiaux non drainés avec différentes saturations initiales sont illustrées aux figures 7-3 à 7-6. Aucune contre-pression n'est imposée. L'influence sur le comportement est bien mise en évidence numériquement : lorsque la saturation initiale est plus élevée, le comportement est plus contractant, la pression du fluide générée au cours du cisaillement est plus importante, le chemin de contrainte dans le plan ($p'-q$) s'incline plus vers la gauche.

Les comparaisons entre les résultats numériques et expérimentaux¹ pour les essais à OCR = 1 montrent que les résultats des essais correspondent seulement aux résultats numériques à basse saturation de l'ordre de 80-85 %².

- Pour $\sigma_c = 200$ kPa, en comparant les figures 5-8 et 7-3, on remarque que, même les résultats numériques obtenus avec $S_{rw0} = 80\%$ surestime la pression de pore maximale par rapport aux résultats expérimentaux. Le déviateur de contrainte maximum prédit par le calcul est inférieur au déviateur mesuré. Les deux aspects résultent bien sûr du couplage hydromécanique : la surestimation de u entraîne la sous estimation de q .
- Pour $\sigma_c = 800$ kPa, en comparant les figures 5-9 et 7-4, les résultats numériques obtenus avec $S_{rw0} = 85\%$ sont proches des résultats expérimentaux.
- On remarque aussi que la pente prédite dans les diagrammes $u - \varepsilon_l$ et $q - \varepsilon_l$ augmente avec la saturation. Or, le cas où la saturation initiale est supposée égale à 80 – 85 %, donne une pente proche de la pente expérimentale.

Ceci confirme ce que nous avons constaté au chapitre V : les échantillons d'argile de Kruikebeke sont loin d'être saturés, leur saturation moyenne mesurée était de $90\% \pm 5\%$ (cf. chapitre V).

Par contre, pour la simulation des essais à OCR = 2, la comparaison est plus difficile, car les essais présentent plus de dispersion.

¹ Certaines figures du chapitre V (figure 5-) sont reproduites dans ce chapitre afin de faciliter la comparaison.

² Les résultats numériques correspondants sont reproduits sur les courbes expérimentales (figure 5-8 et 5-9).

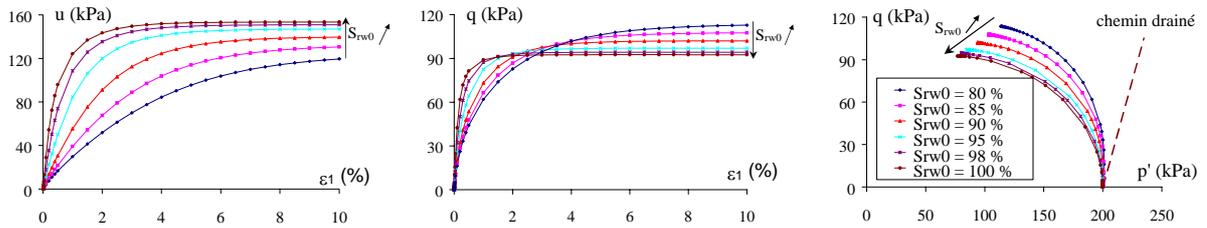


Figure 7-3 : Simulations des essais sur l'argile de Kruikebe: OCR = 1, $\sigma_c = 200$ kPa

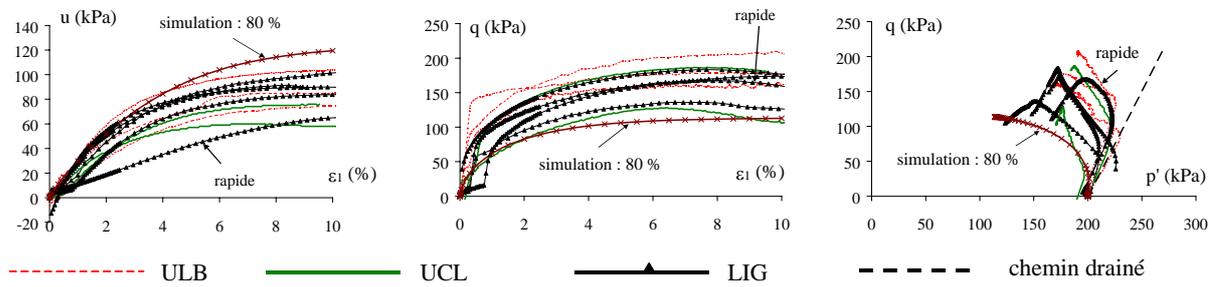


Figure 5-8 : Résultats expérimentaux sur l'argile de Kruikebe: OCR = 1, $\sigma_c = 200$ kPa

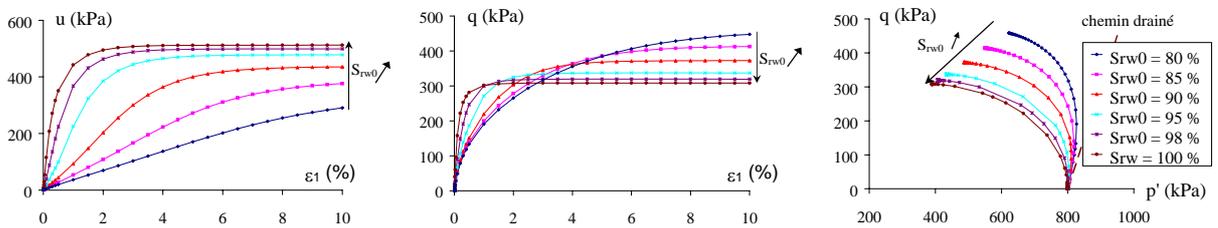


Figure 7-4 : Simulations des essais sur l'argile de Kruikebe : OCR = 1, $\sigma_c = 800$ kPa

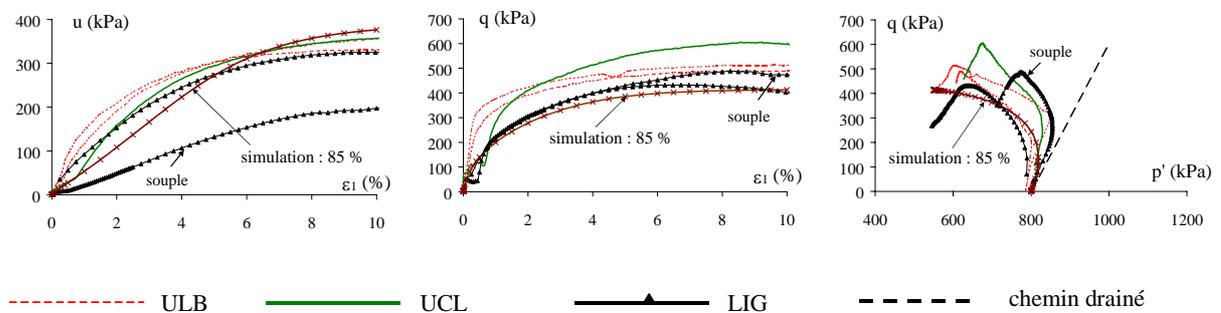


Figure 5-9 : Résultats expérimentaux sur l'argile de Kruikebe : OCR = 1, $\sigma_c = 800$ kPa

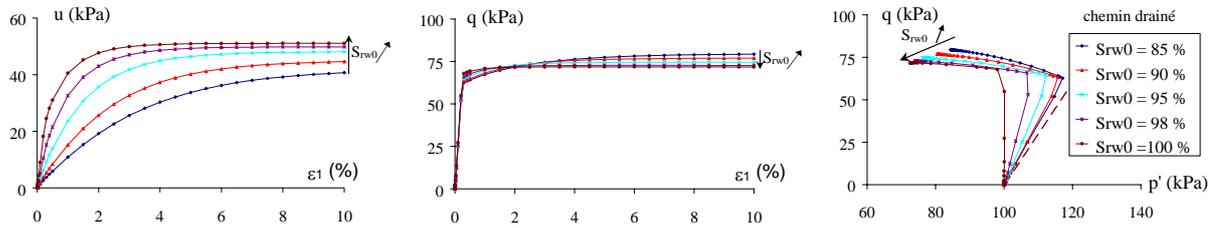


Figure 7-5 : Simulations des essais sur l'argile de Kruikebe: $OCR = 2$, $\sigma_c = 200$ kPa

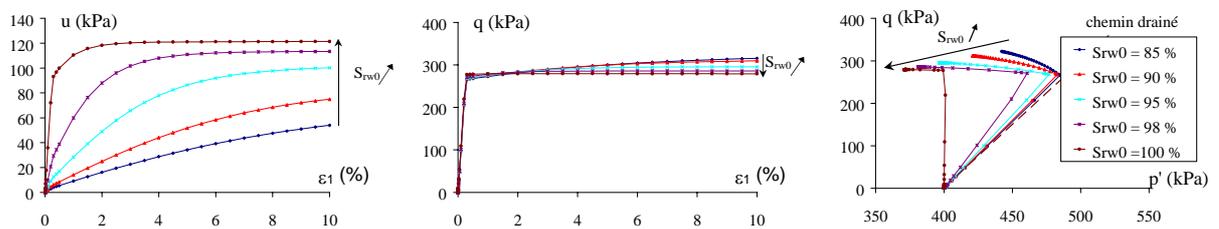


Figure 7-6 : Simulations des essais sur l'argile de Kruikebe: $OCR = 2$, $\sigma_c = 800$ kPa

2.3.2.2. Effet de la contre-pression

La contre-pression améliore l'état de saturation : plus elle est grande, plus la saturation dans l'échantillon est élevée et plus son comportement s'approche d'un comportement saturé. Afin de montrer numériquement cette influence, on a simulé deux séries d'essais ($OCR = 1$) avec différentes saturations initiales (figure 7-7).

La simulation est effectuée selon la procédure expérimentale exacte des essais, c'est-à-dire en trois étapes.

1. La première étape consiste à appliquer une contre-pression sans déformer l'échantillon ; pour ce faire, la contrainte totale et la contre-pression sont appliquées simultanément de manière à maintenir une contrainte effective très faible (nulle dans le calcul).
2. Ensuite, on applique la contrainte de consolidation en condition drainée, tout en gardant la contre-pression constante.
3. La dernière étape est la phase de cisaillement : on garde la contrainte latérale constante et on impose un déplacement vertical.

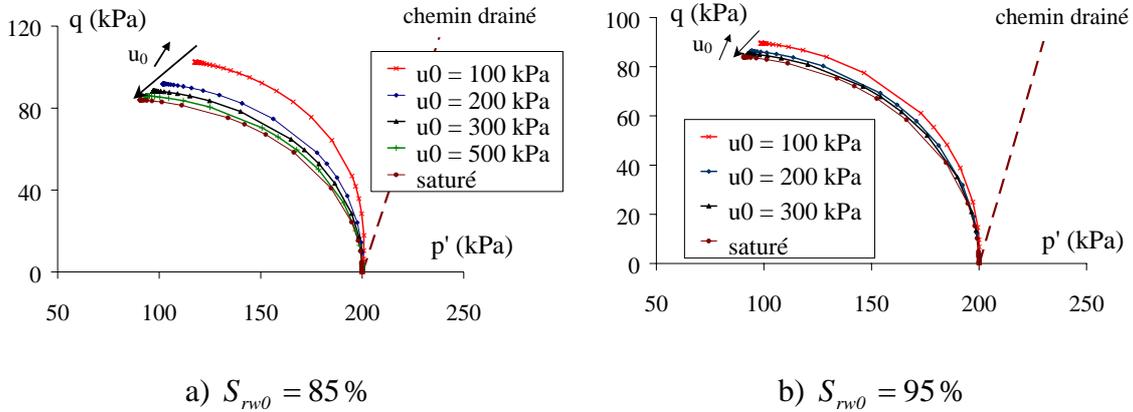


Figure 7-7 : Influence de la contre-pression u_0 : OCR=1, $\sigma_c = 200$ kPa

On remarque qu'une contre-pression de 200 kPa améliore déjà beaucoup le comportement. Par contre, pour un échantillon initialement saturé à 85 %, une contre-pression de 300 kPa n'est pas suffisante pour que le chemin de contrainte soit très proche de celui d'un état saturé; avec une contre-pression de 500 kPa, les deux chemins sont tout de même très proches. Au contraire, pour un échantillon avec une saturation initiale de 95 %, une contre-pression de 300 kPa semble suffisante, car le chemin de contrainte est presque confondu avec celui d'un état saturé.

2.3.2.3. Influence de l'angle de frottement ϕ_c

Une série de simulations avec un angle de frottement de 25° (figure 7-8) montre que celui-ci influence surtout la pente d'état critique, ce qui se répercute sur le déviateur. Son influence sur la pression est faible par rapport à celle du degré de saturation.

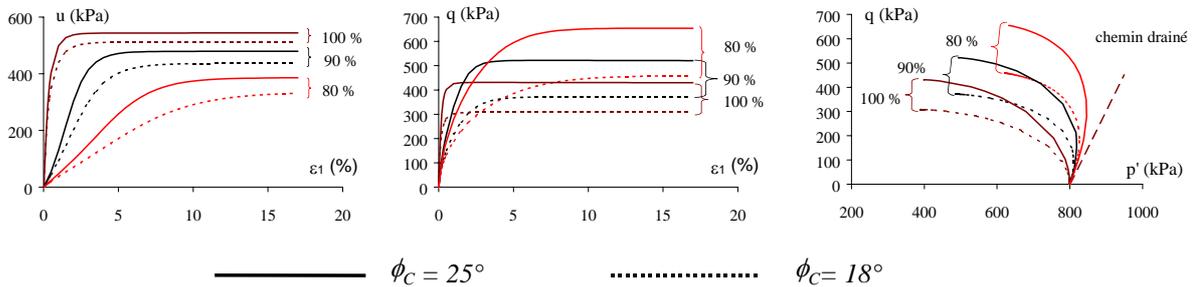


Figure 7-8 : Influence de l'angle de frottement ϕ_c : OCR=1, $\sigma_c = 800$ kPa

Par contre, si on compare les chemins de contraintes obtenus dans différents cas, on remarque que, pour deux échantillons à saturation initiale identique, plus l'angle de frottement est grand, plus l'influence de la saturation initiale sur le comportement est marquée car le chemin est plus proche de celui d'un cas drainé. Ceci nous laisse supposer que, plus le matériau est frottant, plus il est sensible à la saturation.

2.3.2.4. Influence du module élastique κ

L'influence de κ sur le comportement est montrée à la figure 7-9. Plus κ est grand, moins le comportement est contractant. Par rapport à la saturation, son influence sur la réponse du modèle est faible.

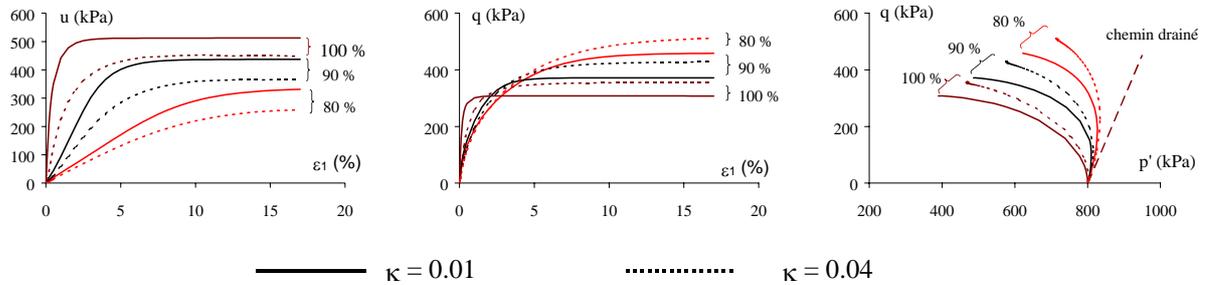


Figure 7-9 : Influence du coefficient élastique κ : OCR=1, $\sigma_c = 800$ kPa

2.3.3. SYNTHÈSE

Pour la simulation, l'importance de la prise en compte de la compressibilité du mélange air-eau est grande. Les résultats numériques montrent que le manque de saturation influence fortement la réponse du modèle. L'effet de la contre-pression est bien mis en évidence numériquement. L'influence de certains autres paramètres est aussi montrée qualitativement.

2.4. Simulations des essais sur le limon de Gembloux

2.4.1. DÉTERMINATION DES PARAMÈTRES

Les caractéristiques fondamentales du limon ont été déterminées au chapitre V. Comme pour l'argile, certains paramètres présentent une grande dispersion. Par exemple, l'angle de frottement varie entre 25° et 30° pour les essais normalement consolidés. En outre, le coefficient élastique κ varie, en fonction de la contrainte verticale, entre 0.0022 et 0.0064. Ainsi, un jeu de paramètres de référence a d'abord été choisi pour la simulation. Ensuite deux simulations avec un angle de frottement et un coefficient élastique différents ont été effectuées.

Les paramètres de référence sont (cf. chapitre V) :

$$\lambda = 0.055 \quad , \quad \kappa = 0.0022 \quad , \quad \phi_c = 30^\circ \quad , \quad c = 10 \text{ kPa} \quad , \quad \nu = 0.3$$

Les variantes sont les suivantes:

$$\kappa = 0.0066 \quad , \quad \phi_c = 25^\circ$$

2.4.2. ANALYSE DES RÉSULTATS NUMÉRIQUES

Nous nous limitons aussi aux déformations inférieures à 10 % pour comparer les résultats.

2.4.2.1. Effet de la compressibilité du mélange air-eau

Les simulations des essais normalement consolidés avec différentes saturations initiales sont illustrées aux figures 7-10 et 7-11. L'influence de la saturation sur le comportement est importante. Si l'on compare les résultats numériques à ceux des essais à $OCR = 1$ (en comparant les figures 5-27 et 7-10 ainsi que les figures 5-28 et 7-11). On peut faire les remarques suivantes:

- Pour $\sigma_3 = 200$ kPa, le résultat obtenu par l'UCL correspond à une simulation avec une saturation initiale S_{rw0} de 85 %, tandis que les résultats obtenus par le LIG et l'ULB correspondent aux résultats numériques obtenus avec $S_{rw0} > 95$ %.
- Pour $\sigma_3 = 800$ kPa, les résultats numériques à $S_{rw0} > 95$ % reproduisent les résultats des essais.
- Néanmoins, la pente prédite dans les diagrammes $u - \varepsilon_1$ et $q - \varepsilon_1$ pour haute saturation initiale est supérieure à la pente expérimentale.

Rappelons que les saturations mesurées sont de $100\% \pm 3\%$ (cf. chapitre V). Les résultats numériques confirment que la saturation des échantillons de limon est nettement meilleure que celle des échantillons de l'argile.

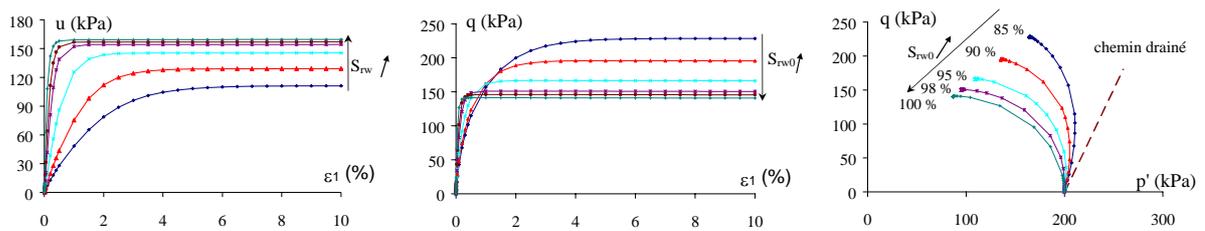


Figure 7-10 : Simulations des essais sur le limon de Gembloux: $OCR = 1$, $\sigma_c = 200$ kPa

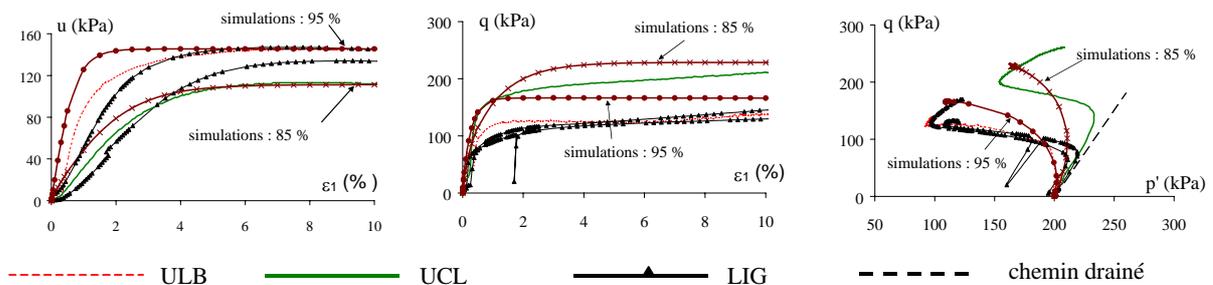


Figure 5-27 : Essais triaxiaux sur le limon de Gembloux: $OCR = 1$, $\sigma_c = 200$ kPa

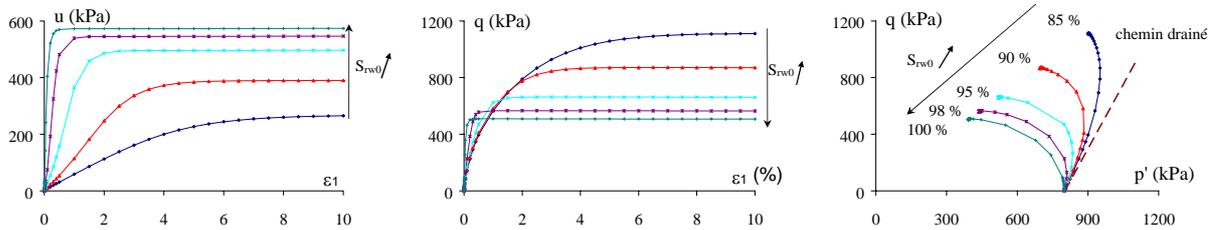


Figure 7-11 : Simulations des essais sur le limon de Gembloux: OCR = 1, $\sigma_c = 800$ kPa

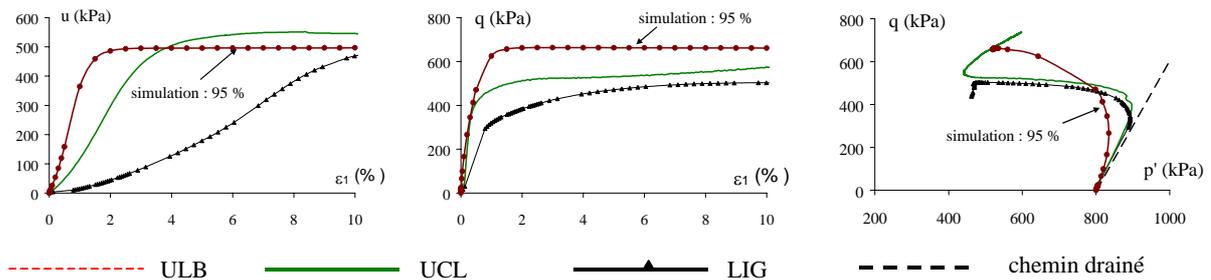


Figure 5-28 : Essais triaxiaux sur le limon de Gembloux: OCR = 1, $\sigma_c = 800$ kPa

Il est intéressant de tracer les courbes normalisées par rapport à la contrainte de confinement pour différentes saturations initiales (figure 7-12). On remarque que les courbes normalisées pour la saturation à 100 % sont superposées, ce qui est en accord avec la théorie du modèle Cam Clay. Par contre, les courbes normalisées s'écartent lorsque la saturation initiale n'est pas parfaite : plus la saturation est basse, plus la divergence est grande. On remarque aussi que, pour une même saturation initiale, plus la contrainte de confinement est grande, plus le comportement est proche du comportement en condition drainée.

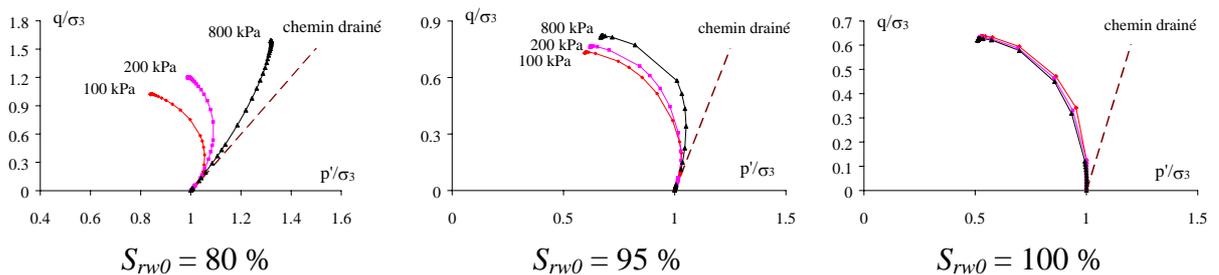


Figure 7-12 : Chemins de contrainte normalisés (OCR = 1) : influence de la contrainte de confinement sur sols quasi saturés

Les résultats de simulation des essais à OCR = 2 sont présentés aux figures 7-13 et 7-14.

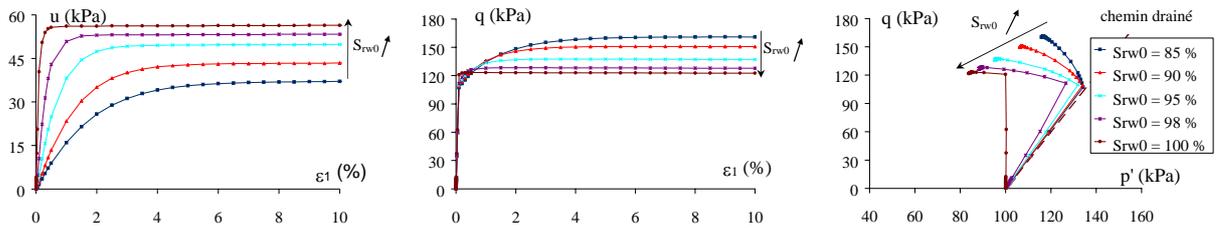


Figure 7-13 : Simulations des essais sur le limon de Gembloux: $OCR = 2$, $\sigma_c = 200$ kPa

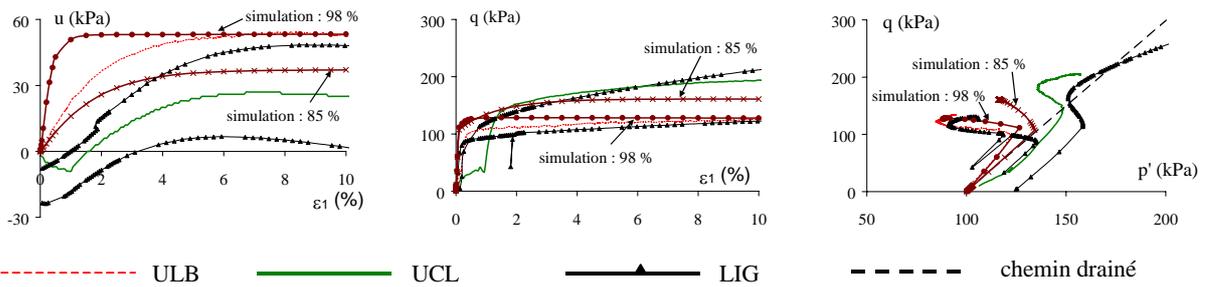


Figure 5-31 : Résultats des essais sur le limon de Gembloux: $OCR = 2$, $\sigma_c = 200$ kPa

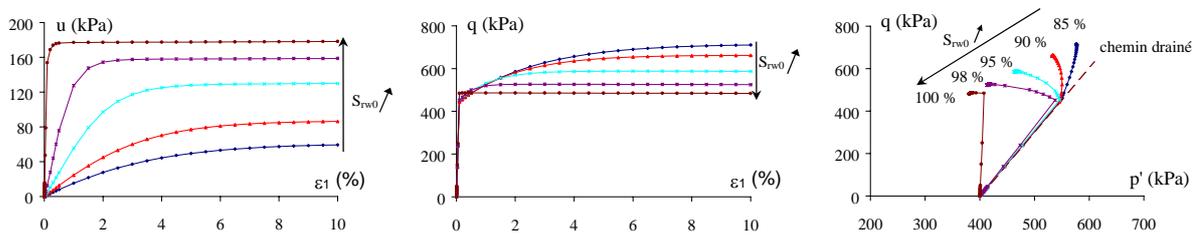


Figure 7-14 : Simulations des essais sur le limon de Gembloux: $OCR = 2$, $\sigma_c = 800$ kPa

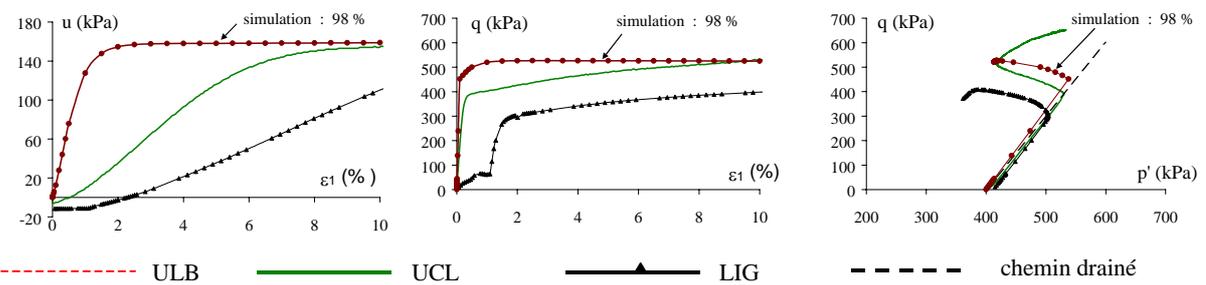


Figure 5-33 : Résultats des essais sur le limon de Gembloux: $OCR = 2$, $\sigma_c = 800$ kPa

La comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux est plus difficile. On peut toutefois entrevoir les tendances suivantes:

- pour $\sigma_c = 200$ kPa, en comparant les figures 5-31 et 7-13, le résultat obtenu par l'UCL correspond à la simulation avec une saturation initiale S_{rw0} inférieure à 85 %, tandis que les résultats obtenus par le LIG et l'ULB correspondent aux résultats numériques obtenus avec $S_{rw0} \approx 98-99$ % si l'on ne tient pas compte des autres causes de dispersion des essais,
- pour $\sigma_c = 800$ kPa, en comparant les figures 5-33 et 7-14, les résultats numériques à $S_{rw0} \approx 98-99$ % reproduisent correctement les résultats d'essais en tenant compte de leur dispersion.

2.4.2.2. Effet de la contre-pression

Deux séries de simulation ont été effectuées. L'une avec une saturation initiale de 85 % (figure 7-15a), l'autre avec 95 % (figure 7-15b).

L'effet de la contre-pression est significatif. De nouveau, on note que, pour un échantillon initialement saturé à 85 %, une contre-pression de 700 kPa s'avère encore insuffisante pour que le chemin de contrainte soit proche de celui en état saturé. Tandis que pour un échantillon initialement saturé à 95 %, une contre-pression de 200 kPa améliore déjà nettement le comportement, et une contre-pression de 500 kPa semble être suffisante pour que le comportement soit proche de celui en état saturé.

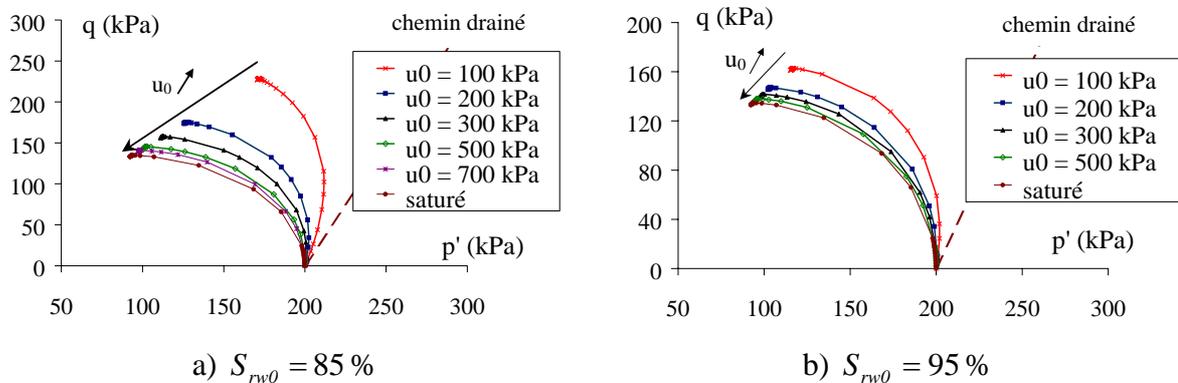


Figure 7-15 : Influence de la contre-pression u_0 : OCR = 1, $\sigma_c = 200$ kPa

2.4.2.3. Influence de l'angle de frottement ϕ_c

Une simulation avec un angle de frottement de 25° a été effectuée (figure 7-16). Son influence porte essentiellement sur le déviateur. En ce qui concerne la pression du fluide, son influence est faible.

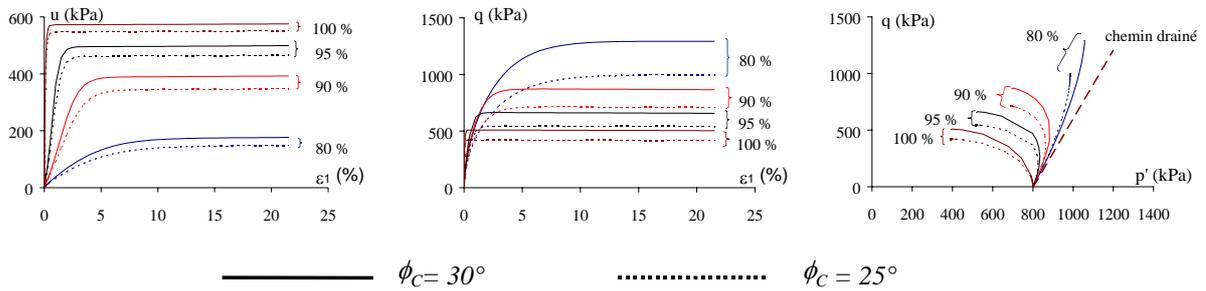


Figure 7-16 : Influence de l'angle de frottement ϕ_c : OCR = 1, $\sigma_c = 800$ kPa

De nouveau, on constate que l'influence de la saturation est plus marquée dans un matériau plus frottant.

2.4.2.4. Influence du coefficient élastique κ

La simulation avec $\kappa = 0.0066$, donc trois fois plus grand que la valeur de référence, est montrée à la figure 7-17. L'influence de κ sur la réponse du modèle est faible, en comparaison de celle de la saturation.

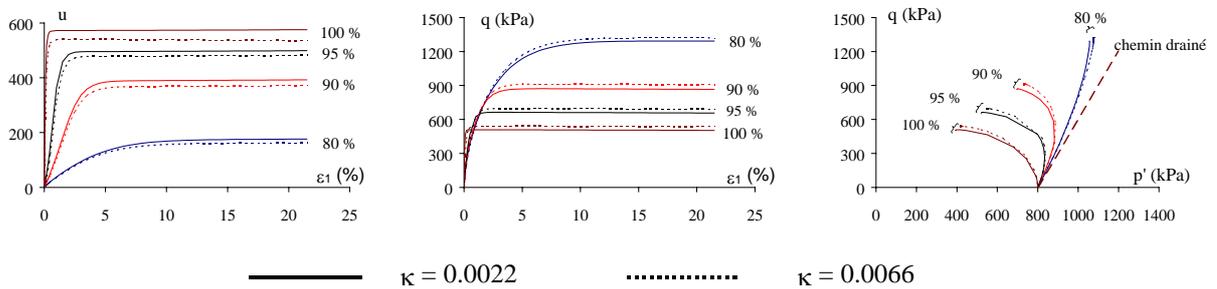


Figure 7-17 : Influence du coefficient élastique κ : OCR = 1, $\sigma_c = 800$ kPa

2.4.3. SYNTHÈSE

Les simulations effectuées sur le limon de Gembloux montrent une fois de plus l'importance de la saturation initiale sur les résultats numériques. Les simulations avec les variantes (différents ϕ_c et κ) confirment cette conclusion.

2.5. Conclusion

Les simulations sur l'argile et le limon confirment que le manque de saturation est une cause principale de la dispersion des résultats expérimentaux. Par conséquent, la prise en compte de la compressibilité du mélange air-eau dans un modèle couplé pour les sols quasi saturés est indispensable.

3. RECHERCHE CATSIUS CLAY : SOLS NON SATURES

Comme nous l'avons mentionné plus haut, différents benchmarks sont proposés dans le cadre de la recherche CATSIUS CLAY. Nous allons présenter la modélisation des benchmarks B.M. 2.1a, B.M. 2.1b et B.M. 3.2.

3.1. Simulation des essais à succion contrôlée: B.M. 2.1

Ce benchmark comporte en réalité deux étapes.

La première consiste à simuler une série d'essais de gonflement-effondrement sous différentes charges constantes. Dans la seconde, les partenaires doivent faire une simulation en aveugle d'un essai de pression de gonflement avec les paramètres identifiés à la première étape.

3.1.1. ESSAIS DE GONFLEMENT - EFFONDREMENT SOUS DIFFERENTES CHARGES CONSTANTES (B.M. 2.1A)

Cette série d'essais correspond à la série ps-2 qu'on a présentée et analysée au § 4.1.2.2 et à la figure 6-17 du chapitre VI.

3.1.1.1. Choix d'une loi de comportement mécanique

Comme indiqué au chapitre IV, ces essais réalisés à l'UPC visent à identifier les effets microstructuraux ainsi que le couplage entre les comportements microstructural et macrostructural. Le modèle à double structure NL-LC (cf. § 3.3.1.2, chapitre IV) est certainement idéal pour modéliser ces essais. Cependant, la détermination de ses nombreux paramètres représente un travail important. En outre, à l'heure actuelle, les effets microstructuraux ne sont pas incorporés dans les modèles dont on dispose dans le code LAGAMINE. Malgré cela, nous avons tenté de modéliser ces essais avec notre logiciel LOISOL qui incorpore le modèle LC (cf. § 4.8.2, chapitre IV) dans la formulation unifiée. En effet, ce modèle est capable de reproduire la plupart des comportements des sols non saturés :

1. augmentation de la pression de préconsolidation avec la succion,
2. gonflement réversible lors d'un chemin de mouillage sous faible charge,
3. effondrement lors d'un chemin de mouillage quand la charge devient importante,
4. compression plastique lorsque la succion dépasse une certaine valeur.

Numériquement, les chemins de contrainte correspondants dans le plan ($p^* - s$) peuvent être illustrés à la figure 7-18.

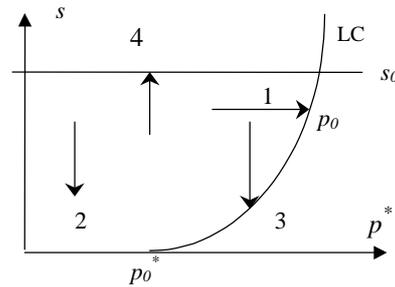


Figure 7-18: Chemins de contrainte pour modéliser les comportements essentiels des sols non saturés (modèle LC)

Ainsi, nous allons présenter les résultats numériques obtenus sur la base du modèle LC implanté dans notre code aux éléments finis.

3.1.1.2. Détermination des paramètres

3.1.1.2.1. PARAMETRES FONDAMENTAUX

Grâce aux équations 6.1, 6.2 et 6.3 du chapitre VI, on peut déterminer les paramètres fondamentaux de ce matériau.

- Pression de préconsolidation en état saturé :

$$p_0^* (\text{kPa}) = 8.022 * 10^{-3} e^{7.224 \rho_d (\text{g/cm}^3)} = 198 \text{ kPa}$$

- Pente plastique de la courbe de compressibilité en état saturé :

$$\lambda(0) = -0.084 \rho_{d0} (\text{g/cm}^3) + 0.276 = 0.16$$

- Pente élastique de la courbe de compressibilité :

$$\kappa = -0.0526 \rho_{d0} (\text{g/cm}^3) - 0.041 = 0.033$$

3.1.1.2.2. PARAMETRES LIES A LA VARIATION DE LA SUCCION

La détermination des caractéristiques élasto-plastiques relatives à la variation de succion nécessite certaines hypothèses car les informations disponibles ne sont pas suffisantes, notamment sur l'évolution de la déformation avec la succion au cours de la première réduction de succion (de 98100 à 500/700 kPa). En outre, ces essais ne fournissent pas d'information sur l'évolution de la pression de préconsolidation. Afin de modéliser cette série d'essais à succion contrôlée à l'aide du modèle LC, on fait les hypothèses suivantes.

1. L'application de la contrainte verticale (jusqu'à 20, 50, 100, 200, 400 kPa respectivement) avant la phase de mouillage produit uniquement une déformation élastique.

2. La première étape de réduction de la succion (de 98100 à 500/700 kPa) engendre seulement un gonflement élastique.
3. La déformation plastique qui suit est due à l'effondrement.

Ainsi, les chemins de contrainte à suivre sont ceux montrés à la figure 7-19.

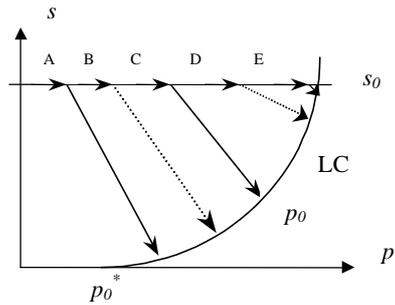


Figure 7-19 : Chemins de contrainte à suivre pour modéliser les essais de la série ps-2

La détermination des paramètres du modèle est donc basée sur les hypothèses ci-dessus.

Pente élastique de la courbe de compressibilité par rapport à la succion κ_s

On suppose que la première réduction de succion (de 98100 à 500/700 kPa) engendre seulement un gonflement élastique (hypothèse 2 ci-dessus).

Les résultats expérimentaux montrent clairement que le coefficient κ_s dépend de la charge verticale appliquée aux échantillons. Ainsi, on essaie d'obtenir une relation entre κ_s et l'état de contrainte (premier invariant des contraintes nettes σ_{kk}^* par exemple). Pour cela, une solution analytique est proposée en annexe II pour la première réduction de succion.

Si l'on prend $\kappa = 0.033$, $\nu = 0.4$, $e_0 = 0.93$, à l'aide des équations (17), (18), (6) de l'annexe II et des résultats d'essais, on peut obtenir les coefficients κ_s pour chaque essai (tableau 7-1).

Tableau 7-1 : Coefficients κ_s de chaque essai (série ps-2)

Echantillon	σ_v^* (kPa)	$\sigma_{kk}^{* 3}$ (kPa)	$\sigma_{kk}^{* 4}$ (kPa)	ε_v (%)	κ_s
A	20	46.67	191.16	-8.335	0.0404
B	50	116.67	357.58	-6.624	0.03405
C	100	233.33	377.08	-2.846	0.0146
D	200	466.67	517.39	-0.607	0.0029
E	400	933.33	933.33	1.474	0.00001 ⁵

Relation entre κ_s et σ_{kk}^ durant la phase de mouillage*

Les valeurs de κ_s données au tableau 7-1 en fonction du premier invariant des contraintes nettes σ_{kk}^* sont tracées à la figure 7-20. La relation entre κ_s et σ_{kk}^* peut être exprimée par:

$$\kappa_s = 0.08 \exp(-0.005 \sigma_{kk}^*)$$

On remarque que la valeur mesurée pour l'échantillon B s'écarte de cette courbe de corrélation. D'ailleurs, cet éloignement se répercute dans la modélisation qu'on présente ci-après. On aurait probablement besoin de plus de résultats pour trouver une meilleure relation. Rappelons que, dans un modèle hyperélastique, la relation $\kappa_s = \kappa_s(\sigma_{kk}^*)$ implique que $\kappa = \kappa(s)$. Nous négligeons cet aspect pour les raisons expliquées au §5 du chapitre IV.

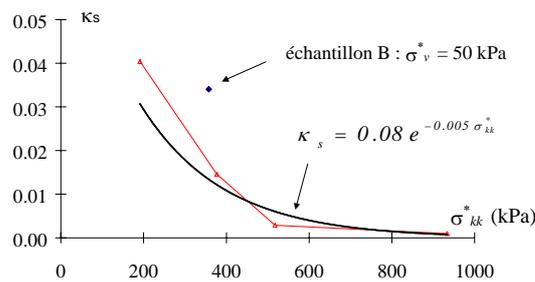


Figure 7-20 : Evolution de κ_s en fonction du premier invariant des contraintes nette σ_{kk}^*

³ Valeur avant la phase de mouillage.

⁴ Valeur à la fin de première réduction de succion.

⁵ Théoriquement, κ_s ne peut pas être négatif ; comme on n'a aucune information sur l'évolution de la déformation durant cette phase de réduction de la succion (de 98100 kPa à 686.7 kPa), on a pris une valeur arbitraire de κ_s fort basse pour l'échantillon E.

3.1.1.2.3. PARAMETRES ASSOCIES A LA SURFACE DE PLASTICITE SI

Comme les échantillons ont une teneur en eau initiale de 3 % qui correspond à une succion de 100 MPa selon la courbe de rétention d'eau (figure 6-16, chapitre VI), on considère que la succion maximale que les échantillons ont subie est environ de 100 MPa. On a donc : $s_0 = 100 \text{ MPa}$.

3.1.1.2.4. PARAMETRES ASSOCIES A LA SURFACE DE PLASTICITE LC

Théoriquement, le modèle LC prédit un effondrement lorsque l'état de contrainte touche la surface LC lors d'un chemin de mouillage. Par conséquent, la surface LC est un élément important pour la simulation des essais. La surface LC représente une évolution de la pression de préconsolidation avec la succion. Malheureusement, les résultats d'essais disponibles ne fournissent pas cette information. Conséquemment, les paramètres relatifs à la surface LC (r , β et p_c , cf. équations (4.46) et (4.49), chapitre IV) seront déterminés par "essais et erreurs", jusqu'à obtenir la meilleure concordance entre les résultats numériques et expérimentaux.

D'autre part, comme on l'a montré au chapitre VI, l'effondrement a été déjà observé à la fin de la phase de mouillage de l'échantillon A pour lequel la charge verticale est relativement basse (20 kPa seulement). Ceci signifie que, numériquement, l'état de contrainte dans l'échantillon devrait atteindre à la surface LC à la fin du mouillage. En réalité, il est difficile d'obtenir numériquement un comportement d'effondrement si l'on garde $p_0^* = 198 \text{ kPa}$, car la zone élastique est trop grande. On a donc décidé de redéterminer la pression de préconsolidation par essais et erreurs.

Les paramètres utilisés pour la simulation sont donnés au tableau 7-2.

Plusieurs simulations ont été effectuées avec différentes valeurs ν et ϕ_c . Il semble que les valeurs présentées au tableau 7-2 donnent un meilleur résultat. Bien entendu, c'est un choix discutable, faute de données.

Tableau 7-2 : Paramètres utilisés pour la simulation des essais oedométriques à succion contrôlée sous différentes charges verticales (série ps-2)

ν	ϕ_c (°)	$\lambda(0)$	κ	e_0
0.4	35	0.16	0.033	0.93
p_c (kPa)	r	β (kPa ⁻¹)	p_0^* (kPa)	s_0 (kPa)
0.05	0.75	0.00423	80	100000

3.1.1.3. Résultats numériques

L'état est supposé homogène. Chaque simulation a été effectuée en deux étapes.

- Chemin mécanique: application d'une charge verticale tout en gardant la succion constante ($s = 98100$ kPa).
- Sollicitation hydrique : modification de la succion afin d'appliquer un cycle de mouillage et séchage, tandis que la charge verticale reste constante.

Les résultats numériques ainsi que les résultats expérimentaux correspondants sont donnés à la figure 7-21.

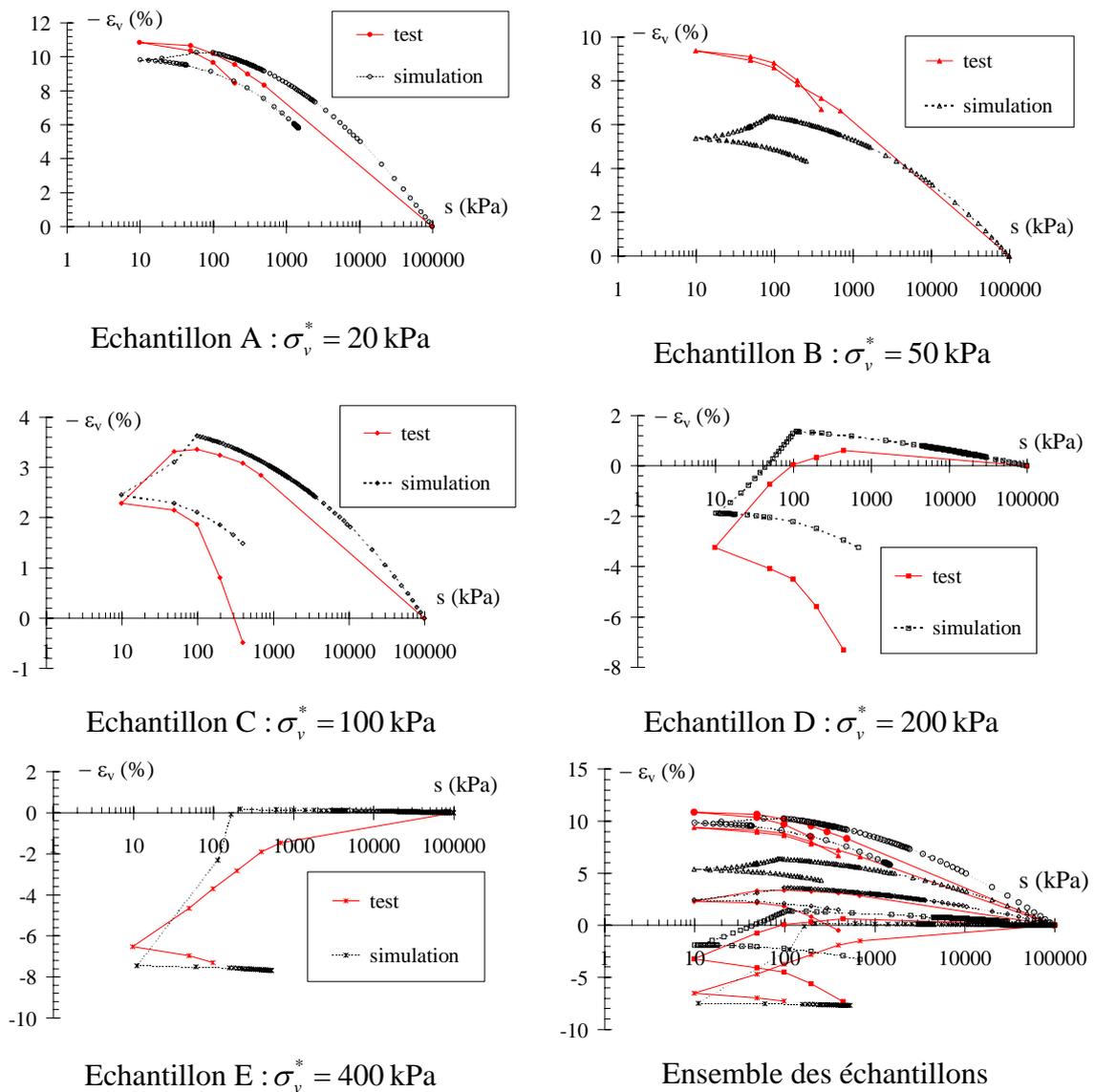


Figure 7-21 : Résultats numériques des essais oedométriques à succion contrôlée sous différentes charges constantes (série ps-2)

3.1.1.4. Remarques sur les résultats numériques

On remarque que les résultats du premier cycle de mouillage et séchage sont remarquablement reproduits par le modèle.

Du fait que, dans le plan ($p-s$), il n'existe qu'une seule surface de plasticité SI pour un chemin de séchage (augmentation de la succion), le chemin de contrainte reste dans la zone élastique après le premier cycle de mouillage - séchage. Par conséquent, le modèle ne peut pas reproduire le comportement d'hystérésis si l'on applique plusieurs cycles de mouillage - séchage.

La solution analytique de l'annexe II montre que certains paramètres peuvent influencer fortement les résultats numériques, par exemple, le coefficient de Poisson. Malheureusement, nous ne disposons pas des informations sur cet aspect à ce stade du benchmark dans le cadre du projet CATSIUS CLAY.

Nous pouvons toutefois discuter ici de l'intérêt d'utiliser un modèle simple pour modéliser des essais complexes: le modèle retenu, malgré sa simplicité, peut saisir les comportements fondamentaux observés expérimentalement. Comme signalé plus haut, le modèle à double structure NL-LC peut certainement mieux reproduire les résultats des essais, mais la détermination de ses paramètres représente un travail beaucoup plus important.

3.1.2. ESSAIS DE PRESSION DE GONFLEMENT (B.M. 2.1B)

3.1.2.1. Le contexte de la simulation

Ce benchmark est la suite de B.M. 2.1a. Les partenaires devaient, avec les paramètres calibrés avec les essais de B.M. 2.1a, faire une prédiction de l'évolution des pressions de gonflement au cours d'un essai de mouillage-séchage à déformation volumique empêchée.

Il est à noter que cet exercice représente un défi : les partenaires devaient faire une simulation en aveugle! Les résultats expérimentaux nous ont été communiqués seulement après que les résultats de la simulation aient été soumis au coordinateur du projet. Ici, nous gardons l'esprit de cet exercice : les résultats numériques présentés ci-dessous sont ceux obtenus en aveugle. Les résultats expérimentaux (série ps-3, cf. chapitre VI) sont toutefois présentés sur la même figure pour faciliter la comparaison.

3.1.2.2. Résultats numériques

Comme information supplémentaire concernant cet exercice, on nous a communiqué la procédure de préparation des échantillons et l'évolution des contraintes nettes pendant cette préparation (§ 4.1.2.3, chapitre VI). L'évolution des contraintes (figure 6-18, chapitre VI) montre que, avant la réalisation de l'essai de pression de gonflement, une contrainte horizontale résiduelle de 85 kPa est présente dans

l'échantillon, tandis que la succion est d'environ 79420 kPa d'après la courbe de rétention d'eau. Ceci nous fournit l'état de contrainte initial suivant :

$$\sigma_v^* = 0 \text{ kPa} \quad , \quad \sigma_h^* = 85 \text{ kPa} \quad , \quad s = 79420 \text{ kPa}$$

Ainsi, la simulation est réalisée en deux étapes.

1. Diminution de la succion pas à pas jusqu'à 10 kPa.
2. Augmentation ensuite de la succion jusqu'à 370 kPa en fin d'essai.

Les paramètres utilisés sont les mêmes que pour les essais oedométriques à succion contrôlée (tableau 7-2). Les résultats numériques obtenus sont présentés à la figure 7-22.

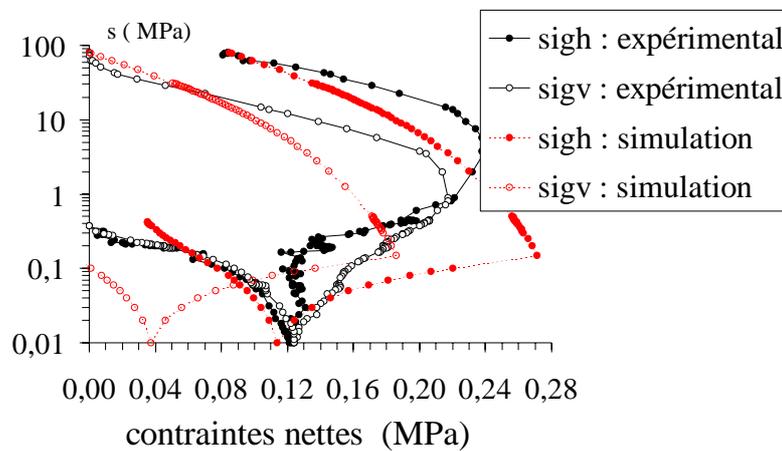


Figure 7-22 : Résultats numériques et expérimentaux relatifs à la pression de gonflement (ps-3)

3.1.2.3. Remarques sur les résultats numériques

En comparant les résultats numériques et expérimentaux, on note que:

- la pression de gonflement maximale durant la phase de mouillage est bien prédite numériquement,
- la pression horizontale résiduelle (à la faible succion de 10 kPa) est remarquablement précise par rapport à la valeur expérimentale. Par contre, la pression verticale résiduelle est sous estimée,
- l'évolution des pressions durant la phase de séchage est en accord qualitatif avec les données expérimentales.

Il est peut être intéressant de noter que, sur les 6 partenaires ayant effectué la simulation en aveugle, seuls l'UPC et nous-mêmes avons pu obtenir des résultats aussi satisfaisants. Ceci met en évidence la difficulté de cet exercice. Bien entendu, on peut

toujours calibrer un nouveau jeu de paramètres pour obtenir une meilleure concordance entre les résultats expérimentaux et numériques lorsqu'on connaît les résultats des essais de laboratoire. Mais cela sort du cadre de cet exercice et nous nous limitons donc à présenter les résultats obtenus en aveugle.

3.2. Simulation du test FEBEX de mouillage–chauffage sur la bentonite compactée (maquette): B.M.3.2

Comme dernière étape de la recherche, deux exercices de validation à grande échelle ont été proposés. Nous allons présenter la simulation d'un test de mouillage–chauffage réalisé sur une maquette en laboratoire (Martin et al., 1998).

Comme pour le benchmark 2.1b, la simulation devait se faire en aveugle. Certains résultats numériques (cf. § 3.2.3 ci après) devaient être soumis au coordinateur du projet afin de les comparer avec les résultats expérimentaux que les partenaires ne connaissaient pas d'avance. Les partenaires étaient libres de choisir la loi mécanique. Dès lors, ce benchmark présente une difficulté encore plus grande car, non seulement le problème est beaucoup plus complexe, mais la plus grande difficulté réside dans la détermination des paramètres, notamment au niveau mécanique. Comme pour le benchmark 2.1b, nous nous gardons l'esprit de cet exercice : les résultats numériques présentés ci-dessous ont été obtenus en aveugle. Les résultats expérimentaux qui nous ont été communiqués récemment sont toutefois également présentés pour faciliter la comparaison.

3.2.1. DESCRIPTION DE LA MAQUETTE

La maquette (figure 7-23) comporte essentiellement les quatre parties suivantes : la structure de confinement, le système d'hydratation, le système de chauffage et la barrière argileuse.

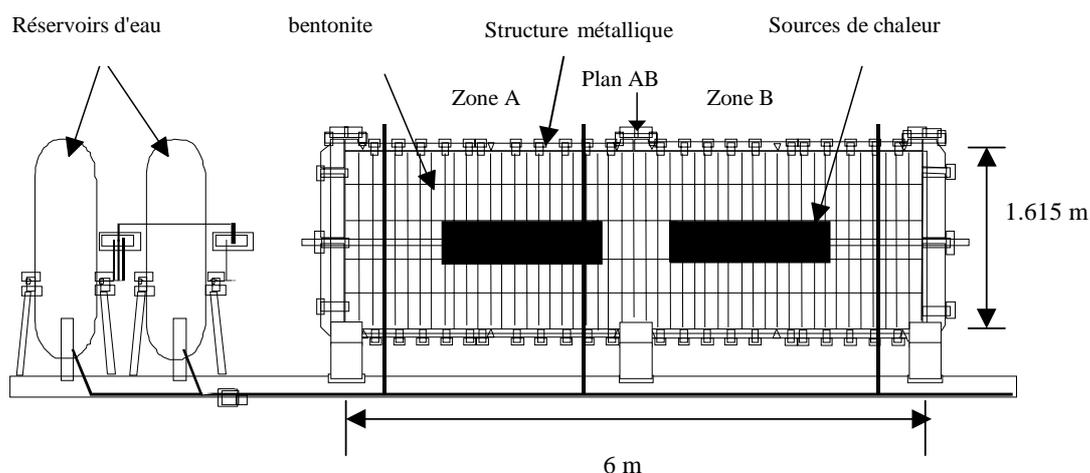


Figure 7-23 : Maquette du test FEBEX

La structure de confinement est en acier. De nombreux trous y sont forés qui servent au passage des câbles d'énergie, des capteurs de température et aussi pour l'injection d'eau.

Les deux réservoirs permettent de fournir de l'eau à pression contrôlée pour l'hydratation de la bentonite via des tubes installés dans les trous de la structure de confinement.

Le système de chauffage comporte deux sources de chaleur munies de systèmes de surveillance et de contrôle. Les deux sources de chaleur permettent de fournir de l'énergie soit à une température constante, soit à une puissance constante. Elles sont en contact direct avec la bentonite.

La barrière argileuse est constituée de blocs de bentonite de taille décimétrique. L'installation de la barrière se fait avec soin afin d'assurer une hydratation homogène et de recevoir une chaleur homogène. Trois types de blocs sont fabriqués pour l'installation de la barrière argileuse (type A, B/C et E). Les caractéristiques physiques principales des blocs sont données au tableau 7-3. La bentonite utilisée pour fabriquer les blocs est la bentonite FEBEX que nous avons présentée au chapitre VI.

Tableau 7-3 : Caractéristiques physiques des blocs de bentonite

	Blocs A	Blocs B/C	Blocs E
Masse volumique sèche ρ_d (g/cm ³)	1.77	1.76	1.82
Poids volumique des grains : γ_s (kN/m ³)	27.1		
Porosité : n	0.349	0.352	0.331
Teneur en eau : w (%)	14.2	13.2	13.1
Saturation : S_{rw} (%)	72.	66.00	72.

Au cours du test, les évolutions de la température, de la pression totale, de la pression d'eau, de l'humidité et des déformations sont surveillées et enregistrées par différents types de capteurs.

3.2.2. PROCEDURE DU TEST

Le test a été réalisé au CIEMAT. Il consiste essentiellement à hydrater et chauffer la bentonite. La maquette elle-même est installée dans un local à température contrôlée de $20 \pm 2^\circ\text{C}$.

Une phase d'hydratation initiale a été d'abord effectuée en espérant que le gonflement de la bentonite qui en résulte referme tous les joints entre les blocs.

Vient ensuite le test proprement dit : la bentonite subit une longue phase d'hydratation et de chauffage. Le test, toujours en cours, devrait durer environ trois ans.

Durant cette phase d'hydratation, la pression d'eau injectée est maintenue constante à 0.525 MPa.

La procédure de chauffage consiste à atteindre un état stable de température dans la zone de contrôle. Pour ce faire, deux étapes de chauffage à puissance thermique constante ont été effectuées. La première étape a commencé immédiatement après que la pression d'eau ait été fixée à 0.525 MPa. Durant cette étape (6 jours), la puissance thermique a été maintenue à 250 W par la source de chaleur. A la fin de cette étape, la température dans la zone de contrôle était presque stabilisée. La deuxième étape a duré 4 jours pendant lesquels la puissance a été maintenue à 500 W. A la fin de la deuxième étape, la température dans la zone de contrôle autour de la source de chaleur atteignait 95°C. Après cela, la puissance a été diminuée à 475 W par source de chaleur pour éviter toute surchauffe. La suite de la procédure (durant toute la durée du test) consiste à maintenir une température constante (100 °C) dans la zone de contrôle.

3.2.3. RÉSULTATS DEMANDÉS

Les partenaires devaient fournir les résultats suivants:

- évolution de la quantité totale d'eau injectée,
- évolution de la température, de l'humidité relative et des contraintes totales en certains points spécifiques,
- distributions de la température et de l'humidité relative à certains instants spécifiques.

Le problème est évidemment fort complexe : il implique des transferts de chaleur, l'apparition de vapeur d'eau, l'écoulement d'eau ainsi que des déformations provoquées par les variations de succion et de température, etc. En outre, tous ces phénomènes sont couplés.

La simulation a été effectuée en collaboration avec mes collègues Collin F. et Radu J.P. qui ont pris en charge le transfert de la chaleur, l'apparition de la vapeur d'eau et le couplage hydro-thermique, aspects qui sortent du sujet de cette thèse. Notre contribution personnelle à cette étude porte sur l'aspect mécanique et le couplage hydromécanique.

3.2.4. DETERMINATIONS DES PARAMETRES HYDRIQUES ET THERMIQUES

Le problème le plus crucial est la détermination des paramètres. Pour cette simulation, la détermination des paramètres relatifs aux aspects hydrauliques et thermiques est relativement facile car les informations qui nous ont été communiquées sont suffisantes. Ce n'est pas le cas pour la détermination des paramètres mécaniques discutée plus en détail ci-après (§ 3.2.5).

Perméabilité à l'eau

La perméabilité intrinsèque varie en fonction de la succion ou de la saturation selon:

$$k_{int} = k_{int0} \cdot k_{r,w} \quad (7.9)$$

où la perméabilité relative $k_{r,w}$ dépend de la saturation. La formulation suivante est proposée par l'UPC pour la bentonite S-2 (Martin et al., 1998) :

$$k_{r,w} = (S_{rw})^3 \quad (7.10)$$

Une valeur minimum est adoptée : $k_{r,w \min} = 0.01$. Si $k_{r,w} < k_{r,w \min}$, alors $k_{r,w} = k_{r,w \min}$.

La perméabilité intrinsèque en état saturé k_{int0} est liée à la perméabilité en état saturé K_{w0} , à la viscosité dynamique de l'eau μ_w et à la masse volumique de l'eau ρ_w par :

$$k_{int0} = K_{w0} \frac{\mu_w}{\rho_w g} \quad (7.11)$$

Au chapitre VI (§ 4.2.2.2), nous avons présenté les résultats d'essais de perméabilité sur la bentonite FEBEX réalisés par CIEMAT. Ils montrent que la perméabilité en état saturé varie en fonction de la masse volumique du sol sec de la bentonite (équation (6.11) et figure 6-29). Partant de l'équation (6.11) du chapitre VI et de l'équation (7.29), on obtient les paramètres correspondants qui sont données au tableau 7-4.

Courbe de rétention d'eau

Les expressions de la courbe de rétention d'eau de la bentonite ont aussi été présentées au chapitre VI (§ 4.2.2.1 : équations (6.8), (6.9), (6.10) et figure 6-28). Sur cette base, la relation suivante a été implantée dans le code LAGAMINE utilisé pour la simulation:

$$S_{rw} = CSW1 \cdot \log(s) + CSW2 \quad (7.12)$$

$$\text{avec: } S_{rw} = \frac{\rho_d w}{\rho_w n}$$

Les coefficients $CSW1$ et $CSW2$ obtenus sont donnés au tableau 7-4.

Tableau 7-4 : Paramètres hydrauliques pour les différents blocs de bentonite

		Blocs A	Blocs B/C	Blocs E
Masse volumique sèche	ρ_d (g/cm ³)	1.77	1.76	1.82
Perméabilité saturée	K_{w0} (m/s)	1.892 10 ⁻¹⁴	2.026 10 ⁻¹⁴	1.344 10 ⁻¹⁴
Perméabilité intrinsèque saturée	k_{int0} (m ²)	1.892 10 ⁻²¹	2.026 10 ⁻²¹	1.344 10 ⁻²¹
CSW1		-72.32	-71.30	-78.41
CSW2		206.31	203.40	223.68

Conductivité thermique

La conductivité thermique multiphasique Γ_{cT} varie en fonction de la saturation. L'expression proposée est :

$$\Gamma_{cT} = 1.31 - \frac{0.79}{1 + \exp[(S_{rw} - 0.63)/0.13]} \quad (7.13)$$

Coefficient de dilatation thermique

Pour tenir compte de l'effet thermomécanique, on a introduit dans le modèle la dilatation thermique élastique :

$$\dot{\varepsilon}_{kl-T}^e = \zeta \dot{T} \delta_{kl} \quad (7.14)$$

où ζ est le coefficient de dilatation. Pour la simulation, on a pris $\zeta = 1 \cdot 10^{-4}$ (1/°C) en fonction des résultats expérimentaux obtenus par l'UPC.

3.2.5. DÉTERMINATION DES PARAMÈTRES MÉCANIQUES

3.2.5.1. Choix d'une loi de comportement mécanique

Les sollicitations principales subies par la barrière argileuse sont la variation de température et le mouillage. La variation de température peut avoir deux effets principaux: dilatation thermique et modification de la saturation (donc de la succion). Le mouillage réduit la succion, ce qui provoque le gonflement ou l'effondrement dans la barrière. En conséquence, on décide de modéliser le test à l'aide du modèle LC d'Alonso et Gens incorporé dans le logiciel LOISOL présenté au chapitre IV.

La détermination des caractéristiques mécaniques présente une grande difficulté. D'une part, elle dépend de la loi mécanique choisie et d'autre part, les informations dont nous disposons ne sont pas nécessairement suffisantes.

La barrière argileuse est fabriquée avec la bentonite FEBEX. Logiquement, tous les paramètres devraient être déterminés à partir des essais sur ce matériau. Néanmoins, les informations qui nous ont été communiquées sur cette bentonite ne sont pas suffisantes. En conséquence, certains paramètres sont dérivés d'essais sur la bentonite S-2. Ceci ne facilite pas la détermination des paramètres mécaniques pour la simulation car bien que ces deux matériaux soit assez semblables, les résultats expérimentaux dont on dispose présentent certaines contradictions et incertitudes. Les deux bentonites et les informations correspondantes ont été présentées au chapitre VI. On rappelle brièvement les essais mécaniques réalisés (tableau 7-5) et les paramètres que l'on peut en déduire pour ces deux bentonites.

Tableau 7-5 : Essais mécaniques réalisés sur les deux bentonites

	Bentonite S-2 :	Bentonite FEBEX :
Essais	1. Essais de pression de gonflement 2. Essais de compressions uniaxiales et triaxiales 3. Essais oedométriques à succion contrôlée	1. Essais de pression de gonflement 2. Essais de gonflement sous différentes charges verticales
Paramètres Accessibles	$\phi_c, c, \kappa_s, \lambda_s, \kappa, \lambda(0), r, \beta, p_0^*, p_c$	κ_s, p_0^*, p_c

Les essais de pression de gonflement sont répétés sur les deux bentonites. En conséquence, cette série d'essais sur la bentonite S-2 ne sera pas utilisée pour la simulation.

En fonction des paramètres accessibles pour les deux bentonites, nous avons décidé de déterminer les trois paramètres κ_s, p_0^*, p_c à partir de la bentonite FEBEX et les autres paramètres à partir de la bentonite S-2.

3.2.5.2. Paramètres déduits des essais réalisés sur la bentonite S-2

Angle de frottement ϕ_c et cohésion c

Les résultats d'essais de compressions uniaxiales et triaxiales sur la bentonite S-2 (cf. § 4.2.1.3, chapitre VI) nous montrent que l'angle de frottement et la cohésion varient en fonction de la contrainte et de la succion, mais aucune tendance claire n'apparaît.

L'angle de frottement varie entre 14° et 30°. La valeur moyenne est de 20° mais la dispersion est grande. C'est pourquoi une étude de sensibilité de ce paramètre sur la réponse du modèle a été effectuée (Li, Radu, Collin, Charlier, 1999).

La relation entre la cohésion et la succion $c(s)$ n'est pas claire. Dans le modèle LC, la cohésion évolue linéairement avec la succion :

$$c = c_0 + \xi s \quad (7.15)$$

Pour la simulation, une valeur $c_0 = 100$ kPa a été choisie. Les raisons sont d'ordre numérique.

Un calcul bidimensionnel axisymétrique avec $c_0 = 0$ a été tenté mais la convergence des itérations d'équilibre devenait difficile à la fin du calcul car de l'adoucissement apparaissait. Il induisait probablement une localisation des déformations. Ce problème de convergence a été évité en prenant $c_0 = 100$ kPa .

Pour le coefficient ξ , nous avons pris arbitrairement une valeur de 0.02, tout en reconnaissant l'incertitude de cette valeur.

Paramètres fondamentaux du modèle LC

Les essais oedométriques à succion contrôlée, présentés au chapitre VI, nous permettent d'obtenir les caractéristiques élastoplastiques suivantes (cf. § 4.2.1.5 et figure 6-27, chapitre VI).

λ_s : la pente plastique par rapport à la variation de la succion. Une valeur moyenne de 0.25 a été obtenue.

κ : la pente élastique par rapport à la variation de la contrainte. Les résultats expérimentaux montrent qu'elle diminue lorsque la succion augmente. Néanmoins, le modèle actuel considère qu'elle est constante. On a pris alors une valeur de 0.015 qui couvre une large gamme de succion pour la simulation.

$\lambda(0)$: la pente plastique par rapport à la variation de la contrainte en état saturé. Une valeur moyenne de 0.4 a été obtenue.

En ce qui concerne les 3 paramètres liés à la courbe LC, r , β et p_c , leur détermination mérite une discussion. Rappelons que la surface plasticité LC est décrite par :

$$\frac{p_0}{p_c} = \left(\frac{p_0^*}{p_c} \right)^{\frac{\lambda(0) - \kappa}{\lambda(s) - \kappa}} \quad (7.16)$$

La pente plastique par rapport à la variation de la contrainte évolue avec la succion selon une relation asymptotique :

$$\lambda(s) = \lambda(0) \left[(1-r)e^{-\beta s} + r \right] \quad (7.17)$$

La surface LC est donc gouvernée par ces deux équations. Il est à noter que la convexité de la surface LC n'est pas toujours assurée. Outre les paramètres r et β , le paramètre p_c joue un rôle important sur sa forme. Or, ce dernier est difficile à déduire directement des résultats expérimentaux. Dans la plupart des cas, on est obligé de le déterminer par une procédure de calibrage.

Théoriquement, les deux paramètres r et β peuvent être calibrés soit sur base de l'équation (7.16), soit sur base de l'équation (7.17). En pratique, il est difficile de trouver un jeu de paramètres qui satisfait ces deux équations en même temps. En outre, les valeurs de r et β doivent être telles que $\lambda(s) > \kappa$ dans tous les cas.

Au chapitre VI, les évolutions de $\lambda(s)$ et $p_0(s)$ ont été obtenues expérimentalement (figure 6-27, chapitre VI).

Nous présentons sur la figure 7-24, les courbes obtenues après un calibrage des paramètres r , β et p_c basé sur l'équation (7.16). Avec $r=0.33$, $\beta=0.041 \text{ MPa}^{-1}$, $p_c=0.45 \text{ MPa}$ et $p_0^*=0.60 \text{ MPa}$, on obtient une assez bonne corrélation entre la courbe LC et les résultats expérimentaux $p_0(s)$. Par contre, l'évolution de $\lambda(s)$ correspond moins bien aux résultats expérimentaux lorsque la succion est élevée. Par ailleurs, si l'on calibre r et β sur la base de l'équation (7.17), on obtient $r=0.067$, $\beta=0.1089 \text{ MPa}^{-1}$, p_c et p_0 restent inchangés. L'évolution de $\lambda(s)$ est alors bien représentée alors que la courbe LC obtenue est très éloignée des résultats expérimentaux (figure 7-25) : aux succions mises en œuvre, la pression de préconsolidation est considérable.

Cette discussion met en évidence une partie des difficultés concernant la détermination des paramètres. Pour la simulation, les valeurs de r , β obtenues sur base de l'équation (7.16) ont été retenues : $r=0.33$ $\beta=0.041 \text{ MPa}^{-1}$.

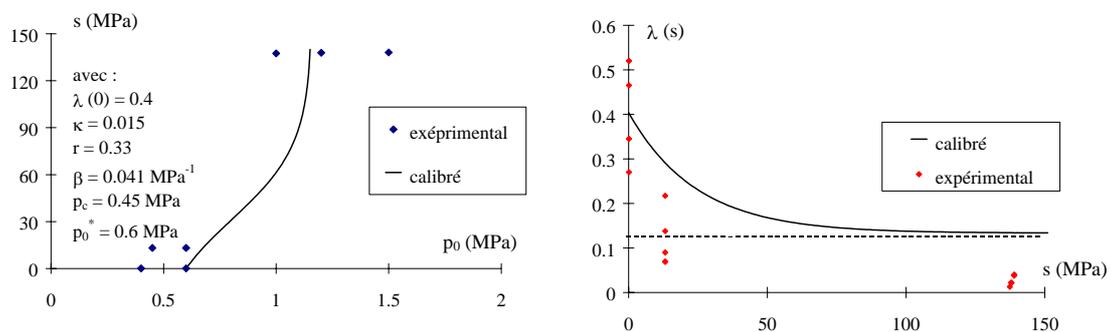


Figure 7-24 : Calibrage des paramètres à partir de l'équation (7.16)

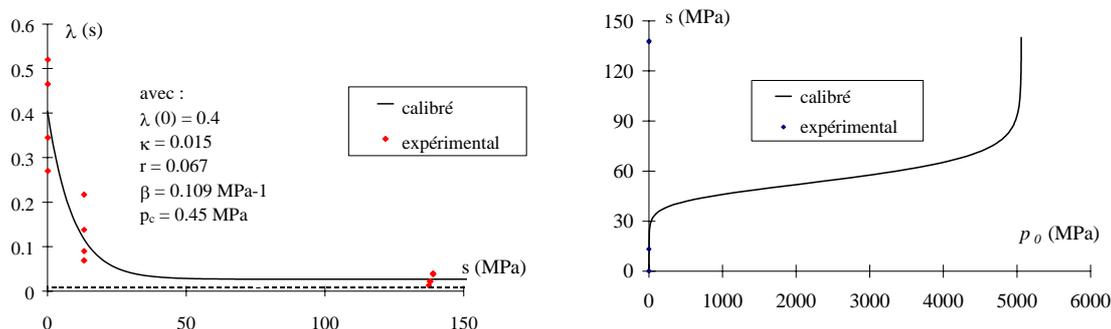


Figure 7-25 : Calibrage des paramètres à partir de l'équation (7.17)

3.2.5.3. Paramètres déduits des essais réalisés sur la bentonite FEBEX

Détermination de la pression de préconsolidation en état saturé p_o^*

Nous n'avons aucune information directe sur ce paramètre de la bentonite FEBEX. Néanmoins, les deux séries d'essais réalisés sur ce matériau nous permettent de l'obtenir.

En considérant les résultats d'essais de pression de gonflement et d'essais de gonflement sous différentes charges constantes, la pression de préconsolidation en état saturé p_o^* obtenue pour la bentonite S-2 ($p_o^* = 0.60 \text{ MPa}$) est manifestement trop basse pour la bentonite FEBEX. On le démontre ci après.

Essais de pression de gonflement

La pression de gonflement de la bentonite FEBEX peut être calculée par (cf. § 4.2.2.3, chapitre VI):

$$P_s = \exp(6.7 \rho_d - 9.2), \quad P_s \text{ en MPa}, \quad \rho_d \text{ en g/cm}^3 \quad (7.18)$$

Or, la pression de gonflement maximale a été atteinte à la fin des essais, lorsque les échantillons deviennent complètement saturés. Ceci implique que le phénomène d'effondrement n'a pas eu lieu pendant la phase de mouillage car la pression de gonflement ne devrait atteindre sa valeur maximale que juste avant l'effondrement (cf. benchmark 2.1b). En outre, le modèle actuel prédit un effondrement seulement lorsque l'état de contrainte touche la surface de plasticité LC. Cela signifie que l'état de contrainte n'a pas pu toucher la surface LC pendant la durée de l'essai, jusqu'à la saturation complète. En conséquence, nous pouvons supposer que la pression de préconsolidation en état saturé est supérieure (ou au moins égale) à la pression de gonflement mesurée. Pour simplifier, nous supposons qu'elles sont égales.

Comme les essais sont réalisés en condition oedométrique, l'état de contrainte avant la plastification peut s'écrire:

$$\sigma_{11} = \sigma_v = P_s$$

$$\sigma_{33} = \frac{\nu}{1-\nu} \sigma_{11} = \frac{\nu}{1-\nu} P_s$$

Il est à noter que la pression de gonflement P_s mesure, en réalité, la contrainte verticale appliquée à l'échantillon.

Sur base de la discussion et de l'hypothèse faite ci-dessus, on peut écrire finalement:

$$p_0^* \geq (\sigma_{11} + 2\sigma_{33}) / 3 = (P_s + 2 \frac{\nu}{1-\nu} P_s) / 3 \tag{7.19}$$

Les pressions de préconsolidation déduites des pressions de gonflement obtenues pour différentes masses volumiques sèches sont données au tableau 7-6. Le coefficient de Poisson est supposé égal à 1/3 faute de données.

Tableau 7-6: Pressions de préconsolidation déduites des essais de pression de gonflement

ρ_d (g/cm ³)	1.6	1.75	1.82
P_s (MPa)	4.57	12.49	20.
p_0^* (MPa)	3	8.3	13.3

Notons bien que ces valeurs sont largement supérieures à celles obtenues pour la Bentonite S-2. Elles dépendent bien entendu de l'histoire du matériau.

Essais de gonflement sous différentes charges constantes

Une série d'essais de gonflement sous différentes charges a été réalisée à l'UPC (cf. § 4.2.2.4 du chapitre VI). La déformation ε_{11} , mesurée après saturation, est exprimée par la relation suivante (équation 6.13 et figure 6-31, chapitre VI):

$$\varepsilon_{11} = 0.4693 + 0.1935 \log(\sigma_v) - 0.3659 \rho_d \tag{7.20}$$

La charge verticale σ_v correspondant à une déformation nulle ($\varepsilon_{11} = 0$) est un seuil de comportement (Justo, 1993): si la charge verticale est inférieure à ce seuil, le mouillage sous cette charge verticale produit un gonflement. Au contraire, si la charge verticale est supérieure à ce seuil, l'effondrement se manifeste. Par le raisonnement développé plus haut, on a:

$$p_0^* = \frac{I}{3} \left(\sigma_{v(\varepsilon_{II}=0)} + 2 \frac{\nu}{I-\nu} \sigma_{v(\varepsilon_{II}=0)} \right) \quad (7.21)$$

Les pressions de préconsolidation ainsi obtenues sont données au tableau 7-7.

Tableau 7-7 : Pression de préconsolidation déduite d'essais de gonflement sous différentes charges ($\nu = 1/3$)

ρ_d (g/cm ³)	1.6	1.75	1.82
$\sigma_{v(\varepsilon_{II}=0)}$ (MPa)	4.	7.6	10.3
p_0^* (MPa)	2.67	5	6.87

En comparant les tableaux 7-6 et 7-7, on remarque que la pression de préconsolidation en état saturé déduite des essais de pression de gonflement est supérieure à celle déterminée à partir des essais de gonflement sous différentes charges, notamment pour le sol à haute masse volumique sèche.

Dans un premier temps, on a choisi $p_0^* = 5$ MPa sans faire la distinction entre les différents types de blocs (blocs A, B/C et E) pour la simulation. Toutefois, une analyse de l'influence de ce paramètre sur les résultats numériques a été faite (cf. § 3.2.10).

Pression de référence: p_c

Comme on l'a mentionné plus haut, il est difficile d'obtenir ce paramètre avec les essais dont on dispose. Or il joue un rôle important sur la surface LC. Non seulement il influence la convexité de la surface, mais il contrôle aussi la taille de la zone de plasticité (figure 7-26 a). Pour la simulation, une valeur de 4.33 MPa a été adoptée a priori. La surface LC obtenue avec les paramètres retenus est illustrée à la figure 7-26 b.

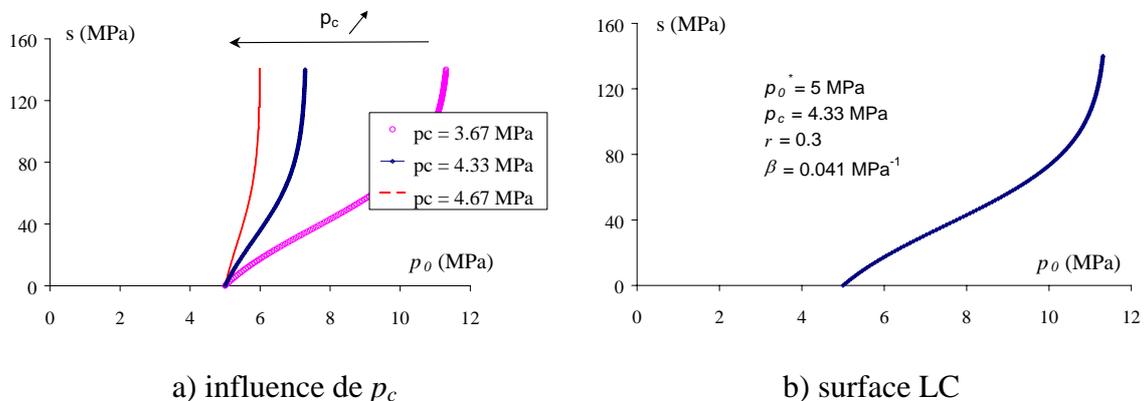


Figure 7-26 : Surface LC pour la simulation

Pente élastique par rapport à la variation de la succion: κ_s

Le mouillage est l'une de deux sollicitations principales du test. Sous le mouillage, la bentonite a tendance à gonfler. Le coefficient κ_s influence certainement la pression de gonflement dans la maquette. Pour la simulation, on pourrait se servir de la valeur obtenue pour la bentonite S-2. Cependant, comme les deux bentonites présentent certaines différences, on devrait profiter au maximum des informations sur la bentonite FEBEX. Les essais de gonflement sous différentes charges verticales nous permettent de déterminer ce coefficient.

Pour cela, on doit faire quelques hypothèses :

- dans les essais analysés, la phase de mouillage jusqu'à la saturation produit uniquement une déformation élastique; aucun gonflement plastique ne s'est produit durant ce mouillage,
- la déformation plastique (effondrement) dépend de la charge verticale appliquée à l'échantillon,
- l'application de la charge verticale ne produit pas de déformation plastique.

Dans ce cas, la solution analytique qu'on a obtenue dans le cadre du benchmark 2.1a reste valable (cf. équation 17, annexe II):

$$\kappa_s = \frac{d\varepsilon_v(3+4b)(1+e)}{3d(\ln(s+p_{at}))} = \frac{d\varepsilon_{11}(3+4b)(1+e)}{3d(\ln(s+p_{at}))} \quad (7.22)$$

La succion initiale avant le mouillage peut être déterminée par la courbe de rétention d'eau pour la bentonite FEBEX, connaissant la teneur en eau initiale des échantillons $w = 11.7\%$ (cf. § 4.2.2.4, chapitre VI) : $s = 107.7$ MPa.

Ainsi, à l'aide des équations (7.20) et (7.22), on peut estimer la valeur de κ_s en fonction de l'état de contrainte (exprimé par le premier invariant) avant le mouillage (figure 7-27).

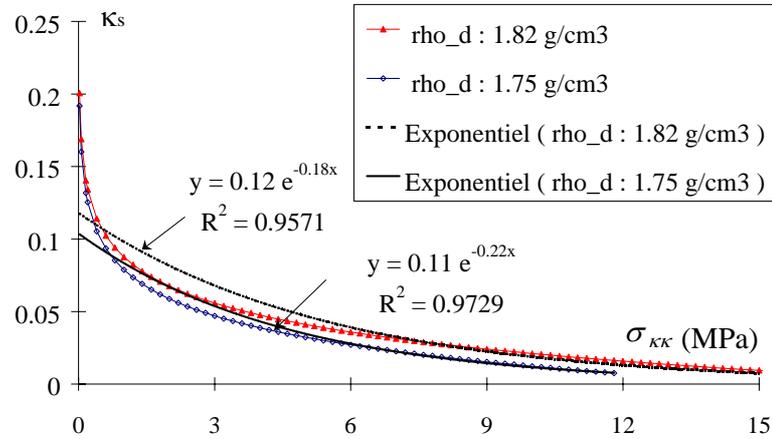


Figure.7-27 : Coefficient κ_s en fonction de l'état de contrainte avant le mouillage

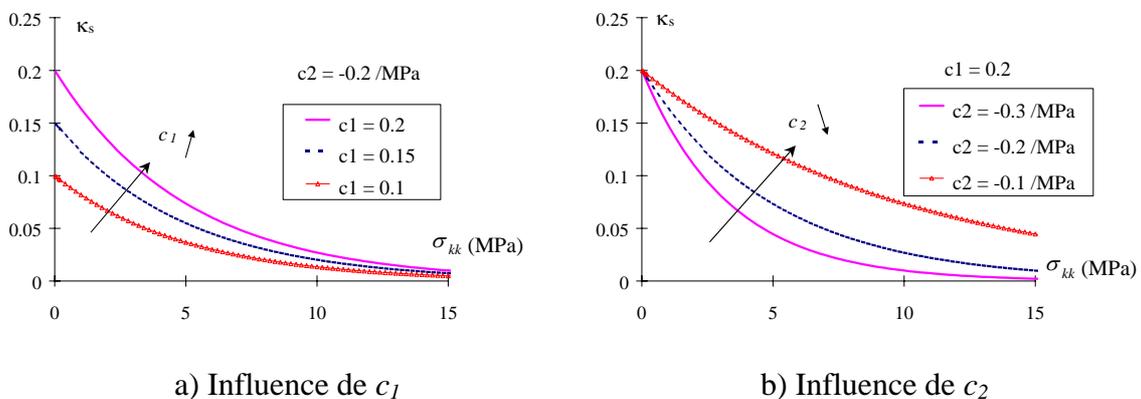
Ceci montre que κ_s peut être exprimé par une fonction exponentielle de σ_{kk} , comme pour le benchmark 2.1a :

$$\kappa_s = c_1 \exp(c_2 \sigma_{kk}) \quad (7.23)$$

Partant des deux courbes de corrélation exponentielles, on peut obtenir les valeurs moyennes des coefficients c_1 et c_2 :

$$c_1 = 0.12 \quad \text{et} \quad c_2 = -0.2 \text{ MPa}^{-1}$$

Néanmoins, on remarque que les deux courbes de corrélation représentent mal la valeur de κ_s pour des faibles σ_{kk} . Or ceci est très important pour mieux simuler le début de la phase de mouillage. L'influence de c_1 et c_2 sur cette fonction exponentielle est illustrée à la figure 7-28.



a) Influence de c_1

b) Influence de c_2

Figure 7-28 : Influence de c_1 et c_2

Le coefficient c_1 contrôle la valeur de κ_s lorsque σ_{kk} est faible. Les résultats expérimentaux montrent que $\kappa_s \cong 0.2$ lorsque σ_{kk} est nul (figure 7-27) Nous avons donc choisi de réaliser deux simulations : l'une avec $c_1 = 0.12$, l'autre avec $c_1 = 0.2$.

Paramètre associé à la surface SI: s_0

La valeur de s_0 est choisie en fonction de la succion initiale déterminée à l'aide de la courbe de rétention d'eau (cf. § 3.2.4). Les valeurs de s_0 adoptées pour la simulation sont les suivantes :

blocs A : $s_0 = 72$ MPa

blocs B/C : $s_0 = 85$ MPa

blocs E : $s_0 = 96$ MPa

Paramètres incertains

Le coefficient de Poisson joue un rôle important sur la réponse du modèle. Or, on n'a aucune information à ce sujet. Jusqu'à présent, une valeur de $\nu = 1/3$ a été choisie arbitrairement pour la détermination des autres paramètres. Une simulation avec $\nu = 0.2$ a été également effectuée afin d'étudier son influence sur la simulation (cf. § 3.2.10).

Paramètres retenus pour la simulation du test

Finalement, on a choisi un jeu de paramètres de référence pour entamer la simulation du test. Ils sont donnés au tableau 7-8. Ensuite, quelques simulations avec certaines variantes des paramètres sont effectuées afin d'étudier la sensibilité des résultats (cf. § 3.2.10).

Tableau 7-8 : Paramètres de référence utilisés pour la simulation du benchmark 3-2

ν	ϕ_c (°)	$\lambda(0)$	κ	p_0^* (MPa)	p_c (MPa)
0.333	30	0.4	0.015	5	4.33
r	β (MPa ⁻¹)	λ_s	c_1	c_2 (MPa ⁻¹)	s_0
0.3	0.041	0.25	0.12	-0.2	<i>fct (s initiale)</i>

3.2.5.4. Simulation des essais réalisés sur la bentonite FEBEX

Afin de tester la fiabilité des paramètres retenus pour la simulation, nous avons simulé les essais de pression de gonflement et les essais de gonflement sous différentes charges avec les paramètres de référence. Ensuite, pour vérifier la sensibilité à certains paramètres, quelques simulations ont été effectuées avec des variantes de ces paramètres.

Les variantes des paramètres sont les suivantes:

Tableau 7-9: Variantes des paramètres pour la bentonite FEBEX

Cas1	Cas2	Cas3	Cas4
$c_l = 0.2$	$\phi_c = 20^\circ$	$p_0^* = 20.6 \text{ MPa}$	$\nu = 0.2$

Les résultats des simulations des essais de pression de gonflement sont rassemblés à la figure 7-29a. Ceux des essais de gonflement sous différentes charges sont présentés à la figure 7-29b.

Pour les essais de pression de gonflement, on remarque que les variantes ne donnent pas des résultats radicalement différents sauf pour le cas 3. Il est à noter que, pour réaliser ces simulations, on est obligé d'ajuster les conditions initiales (notamment la pression de préconsolidation en état saturé) à cause des différentes masses volumiques du sol sec. Les résultats obtenus pour le cas 3 sont presque uniformes car la zone élastique est grande à cause de la haute valeur de p_0^* .

En ce qui concerne les essais de gonflement sous différentes charges, on observe que dans les cas 1, 2 et 4, dans le domaine des faibles charges, le gonflement est extrêmement grand par rapport aux résultats expérimentaux. En réalité, dans les cas 2 et 4, le modèle cumule le gonflement dû au mouillage et le gonflement dû à l'adoucissement, caractéristique du modèle Cam Clay pour les grands OCR. On note aussi que c_l influence fortement le gonflement sous faible charge : plus c_l est grand, plus le gonflement est important (cas 1).

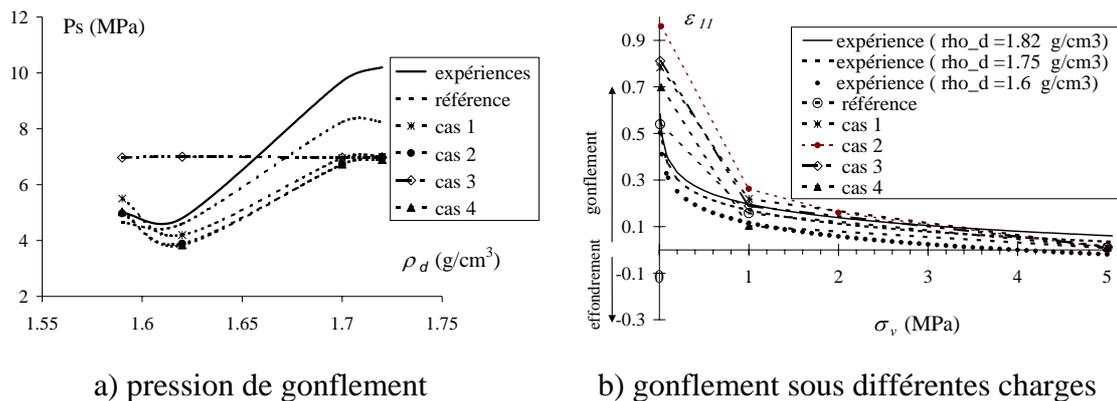


Figure 7-29 : Simulation des essais sur la bentonite FEBEX

3.2.6. DISCRETISATION

La simulation a été effectuée en état axisymétrique autour de l'axe z (en négligeant l'effet de gravité). Ainsi, le maillage utilisé représente une demi-coupe de la structure (figure 7-30). Pour simplifier, on modélise uniquement la barrière argileuse, composée de

3 types de bloc de bentonite. La structure de confinement et les sources de chaleur ne sont pas prises en compte dans le maillage. La maillage comporte 889 nœuds et 3 types d'éléments finis: MWAT2, CONRA et LICHT.

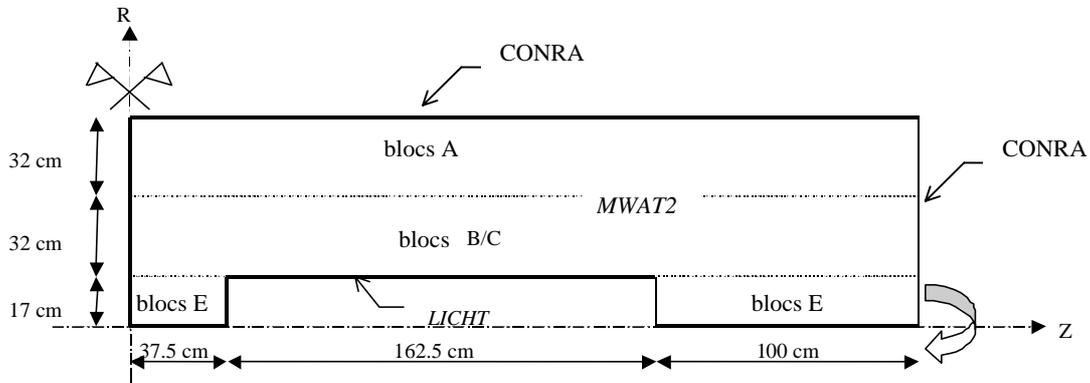


Figure 7-30 : Maillage et éléments finis utilisés

L'élément fini MWAT2 est un élément couplé isoparamétrique à 8 nœuds et 4 ou 9 points d'intégration dont chaque nœud possède 5 degrés de liberté : u_R et u_Z (déplacements selon les axes), u_w (pression d'eau), u_a (pression d'air) et T (température). Les blocs de bentonite sont modélisés par 268 éléments MWAT2.

L'élément CONRA (3 nœuds) permet de modéliser le transfert de chaleur par convection entre la barrière argileuse et l'atmosphère ; 40 éléments CONRA ont été utilisés.

L'élément LICHT (3 nœuds) est utilisé pour modéliser la procédure de chauffage en imposant le flux de chaleur ; 16 LICHT sont utilisés dans le maillage.

3.2.7. CONDITIONS INITIALES

Les conditions initiales dans la bentonite sont les suivantes :

contrainte totale	$\sigma = 0$ kPa
degré de saturation	$S_{rw} =$ de 66 à 72 % (selon les blocs)
pression d'eau estimée	$u_w =$ de -71.84 MPa à -85.82 MPa (selon les blocs)
pression d'air	$u_a = 100$ kPa
température	$T = 293^\circ\text{K}$

Le degré de saturation et la pression d'eau sont déterminés à l'aide de la courbe de rétention d'eau (cf. § 3.2.4).

3.2.8. CONDITIONS AUX LIMITES ET SOLlicitATIONS

3.2.8.1. Condition limite par rapport à l'eau

La structure de confinement n'est pas modélisée, on suppose qu'elle est imperméable à l'eau.

Pour simplifier la simulation, la phase d'hydratation initiale (cf. § 3.2.2) n'est pas prise en compte.

Pour la phase d'hydratation définitive, on impose la pression d'eau le long de la face cylindrique de la structure de confinement afin que l'eau puisse entrer dans les blocs. Dès le début de la simulation, la pression d'eau varie de -71.84 MPa à 0.525 MPa. Ensuite, jusqu'à 1095 jours, la pression d'eau le long de la face cylindrique de la structure de confinement reste constante.

3.2.8.2. Condition limite par rapport à l'air

La pression d'air est fixée partout. Ceci signifie que l'air peut s'échapper de la bentonite. C'est une hypothèse discutable bien qu'elle soit utilisée par tous les partenaires du projet. Une étude de l'influence de cette hypothèse dans le cadre de la benchmark 2.2 (même problème à petite échelle) montre que la variation de la pression d'air influence effectivement les résultats numériques (Collin et al., 1998).

3.2.8.3. Condition limite thermique

La convection entre la bentonite et l'environnement est prise en compte grâce aux éléments CONRA. Le coefficient de convection h est égal à 8 W/m^2 pour la simulation. Par contre, l'échange de chaleur par radiation est négligé.

La procédure de chauffage est réalisée en trois étapes :

1ère étape ($t \in [0; 6 \text{ jours}]$) : imposition d'une puissance thermique constante (250 W par source de chaleur),

2ème étape ($t \in [6; 10 \text{ jours}]$) : imposition d'une puissance thermique constante (500 W par source de chaleur),

3ème étape ($t \in [10; 1095 \text{ jours}]$) : imposition de la température (environ 100°C) le long de la source de chaleur (à une distance $R = 17 \text{ cm}$ de l'axe d'axisymétrie).

3.2.8.4. Conditions limites mécaniques

On suppose qu'il n'y a pas de frottement entre les blocs de bentonite, la structure de confinement et les sources de chaleur. La structure de confinement et les sources de chaleurs sont supposées rigides.

3.2.9. RÉSULTATS DE LA SIMULATION

Comme mentionné plus haut, la sollicitation principale du test est le mouillage. Au point de vue du comportement mécanique, lors d'un chemin de mouillage, le gonflement (ou l'effondrement) est le phénomène plus marqué. Or ce dernier dépend fortement du coefficient κ_s , qui, à son tour, est fortement influencé par le coefficient c_1 . Donc, on a décidé d'effectuer deux simulations: l'une avec $c_1 = 0.12$ (cas de référence), l'autre avec $c_1 = 0.2$ (cas 1), les autres paramètres restant identiques aux paramètres de référence.

Les résultats de deux simulations sont présentés aux figures ci après. Comme les résultats expérimentaux correspondants nous ont été communiqués récemment, nous les reproduisons aux mêmes figures afin de les comparer aux résultats numériques.

Les évolutions de l'entrée d'eau et de la puissance thermique sont présentées à la figure 7-31. Sur la figure 7-32, on trouve l'évolution de la température en différents points.

La figure 7-33 donne les distributions de la température, de la saturation, de la pression d'eau à la fin de la simulation.

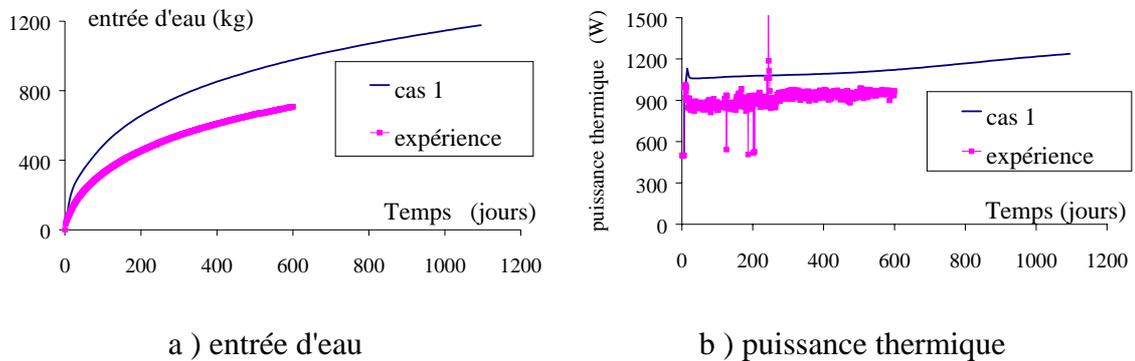


Figure 7-31: Evolutions de l'entrée d'eau et de la puissance thermique

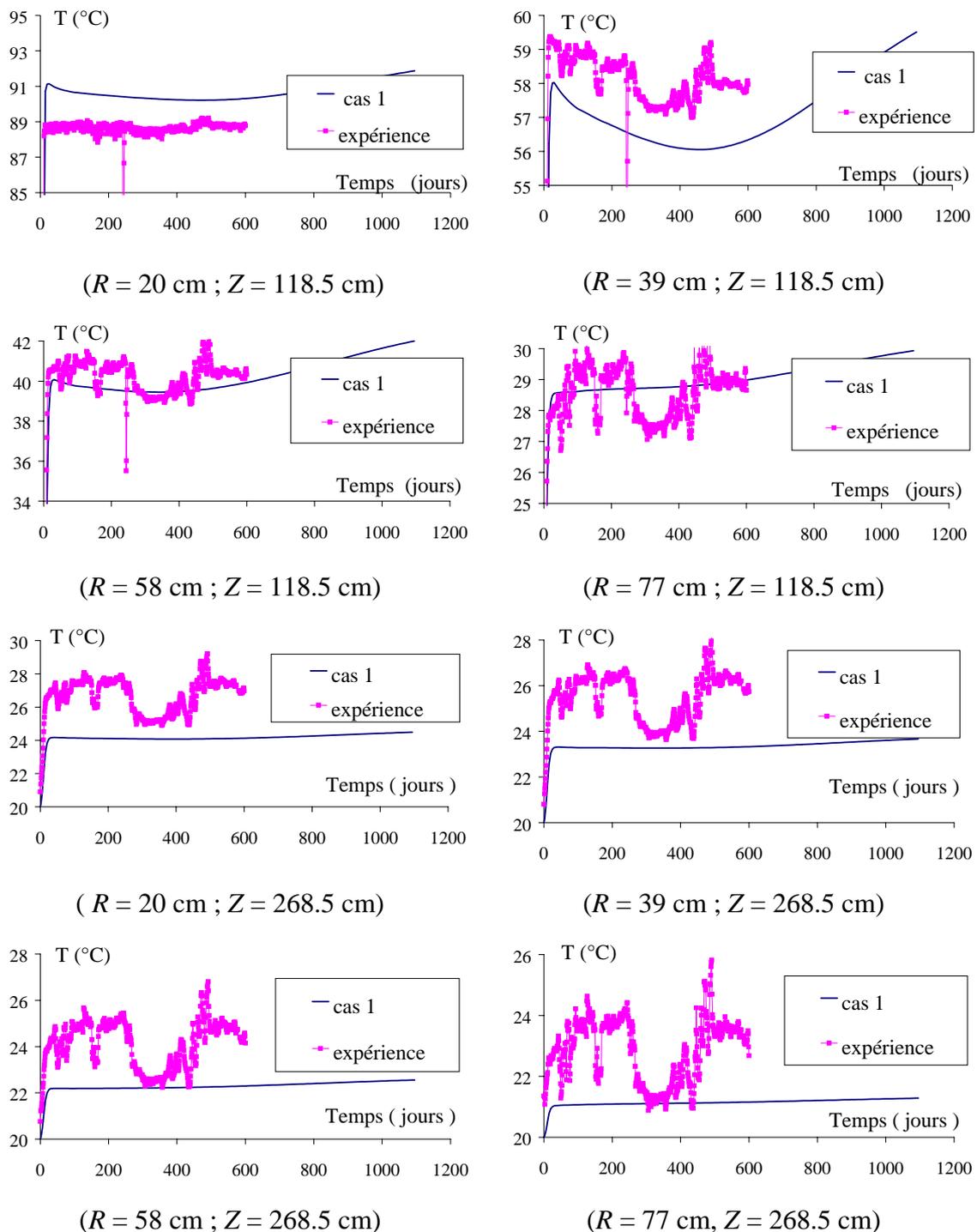


Figure 7-32 : Evolution de la température en différents points

Nous avons constaté que, en modifiant le coefficient c_l , l'évolution de la quantité d'eau injectée dans la bentonite, de la puissance thermique dégagée par les deux sources de chaleur, et de la température dans la bentonite varie peu (les deux calculs donnent

presque les mêmes résultats, c'est la raison pour laquelle nous avons montré uniquement un des deux calculs, cas 1, aux figures 7-31 et 7-32). Ceci indique que le comportement mécanique a peu d'influence sur le comportement hydrique et thermique. L'inverse n'est pas vrai.

L'évolution de la contrainte totale aux différents points sont données aux figures 7-34 à 7-36. Le champ des contraintes totales et le champ des déformations correspondant à la simulation "cas 1" sont donnés à la fin du test à la figure 7-38. Il est à noter que les résultats expérimentaux portent sur 600 jours, et la modélisation sur 3 ans.

La simulation avec le jeu "cas 1" donne des résultats au niveau des contraintes assez proches des résultats expérimentaux, si l'on tient compte de la dispersion de ceux-ci. Par contre le calcul de référence sous-estime l'évolution des contraintes.

Observons le champ des déformations (figure 7-38). La déformation déviatorique générée dans la bentonite est importante par rapport à la déformation volumique, notamment le long la face cylindrique latérale de la structure de confinement, où l'on injecte de l'eau. Cela indique que le problème est loin d'être purement volumique, bien que la sollicitation essentielle soit le mouillage.

Pour mieux comprendre ce phénomène, on a tracé, sur la figure 7-37, les chemins de contrainte dans le plan des invariants des contraintes, (équivalent au plan $(p-q)$ en axisymétrie), ainsi que l'évolution du premier invariant des contraintes, et du deuxième invariant du déviateur des contraintes pour le point ($R=66.5$ cm, $Z=\pm 147$ cm)⁶. Pour dépouiller les résultats expérimentaux, on a supposé que les contraintes de cisaillement (σ_{RZ} et $\sigma_{Z\theta}$) sont négligeables. Numériquement, on a de toute façon $\sigma_{Z\theta} = 0$, puisque le problème est axisymétrique. La contrainte σ_{RZ} est très faible par rapport aux contraintes normales. On remarque deux points importants :

- les chemins numériques sont proches des chemins expérimentaux.
- le deuxième invariant du déviateur des contraintes n'est pas négligeable, ce qui explique que la déformation déviatorique soit importante.

⁶ En fait, expérimentalement, il y a toujours un ou deux capteurs de contrainte qui donnent des résultats douteux (figure 7-34 et 7-36) pour deux des trois points; ceci fausse le calcul des invariants. C'est la raison pour laquelle que nous avons étudié l'évolution des invariants et le chemin des contraintes pour un seul point.

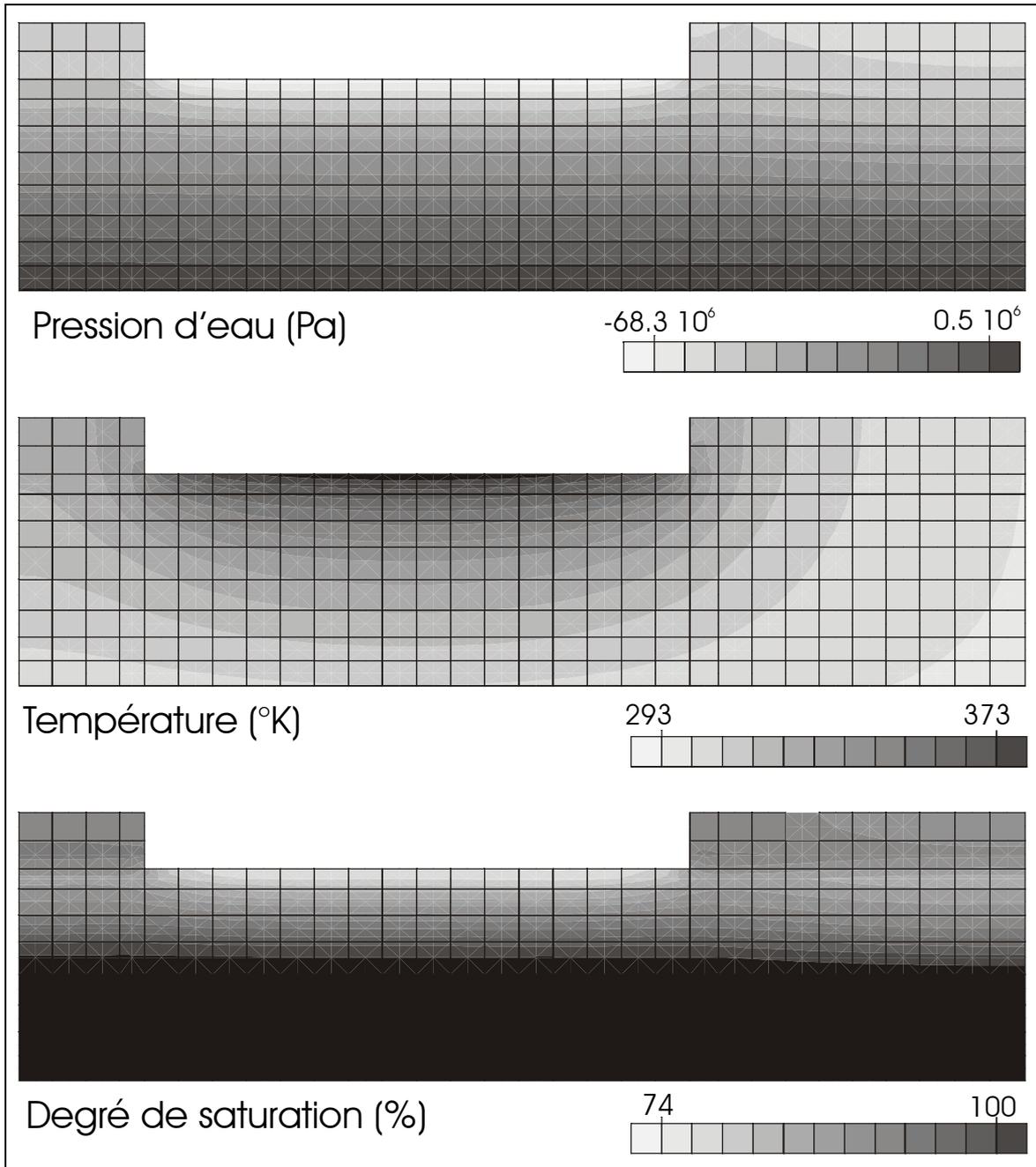


Figure 7-33 : Cartes de la température, de la pression d'eau et du degré de saturation (simulation du "cas 1")

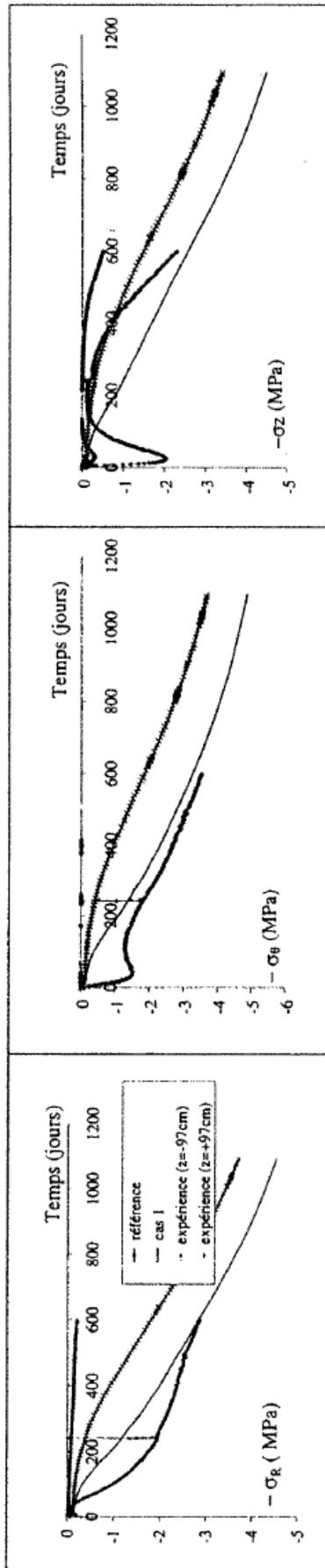


Figure 7-34 : Evolution de la contrainte totale ($R=35$ cm, $Z=\pm 97$ cm)

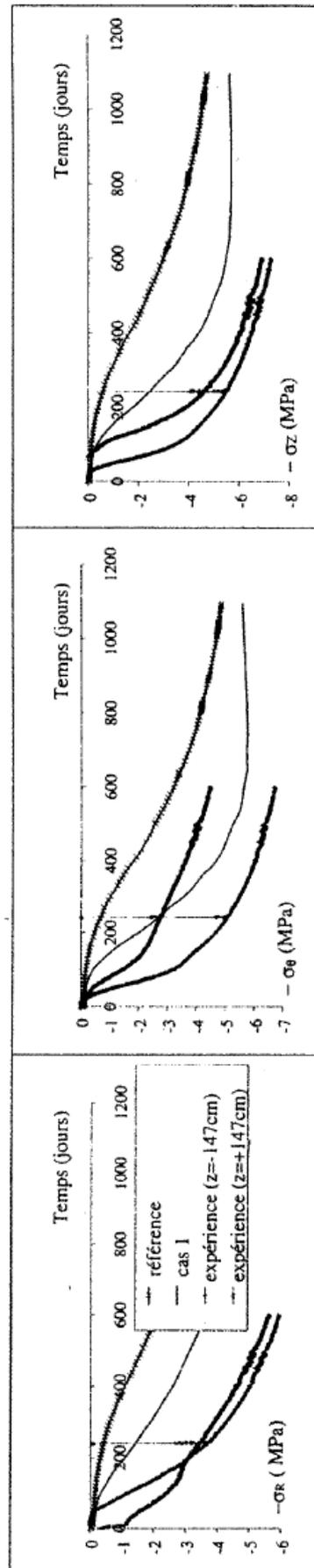


Figure 7-35 : Evolution de la contrainte totale ($R=66.5$ cm, $Z=\pm 147$ cm)

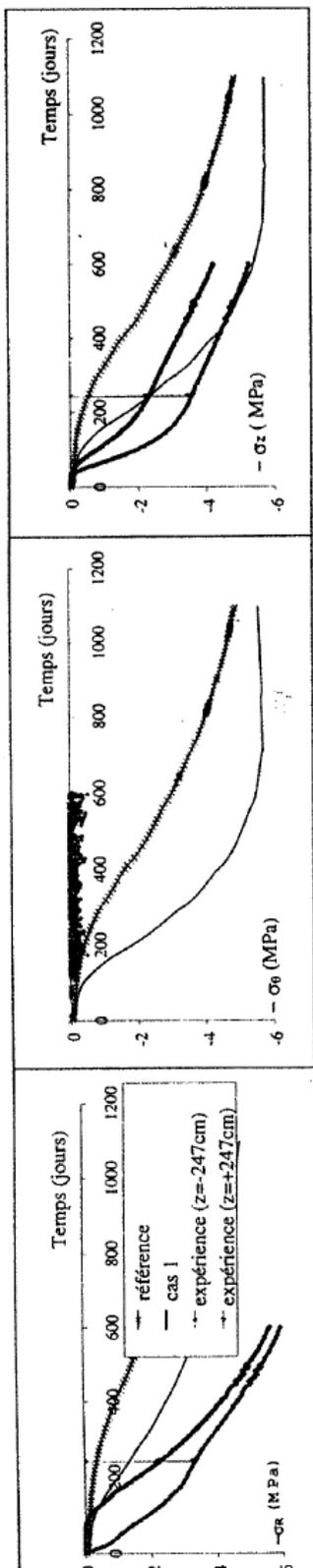


Figure 7- 36 : Evolution de la contrainte totale ($R=66.5$ cm, $Z=\pm 247$ cm)

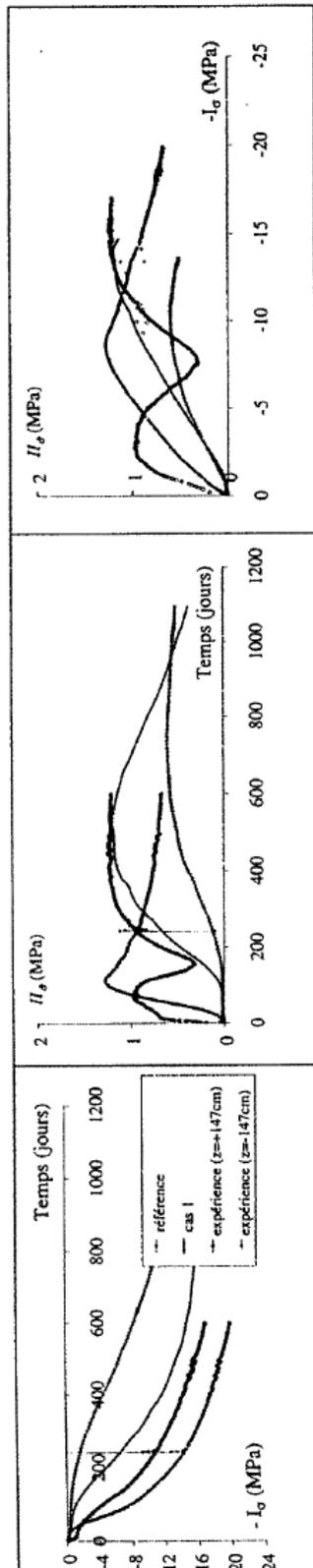


Figure 7- 37 : Evolution des invariants des contraintes et le chemin de contrainte ($R=66.5$ cm, $Z=\pm 147$ cm)

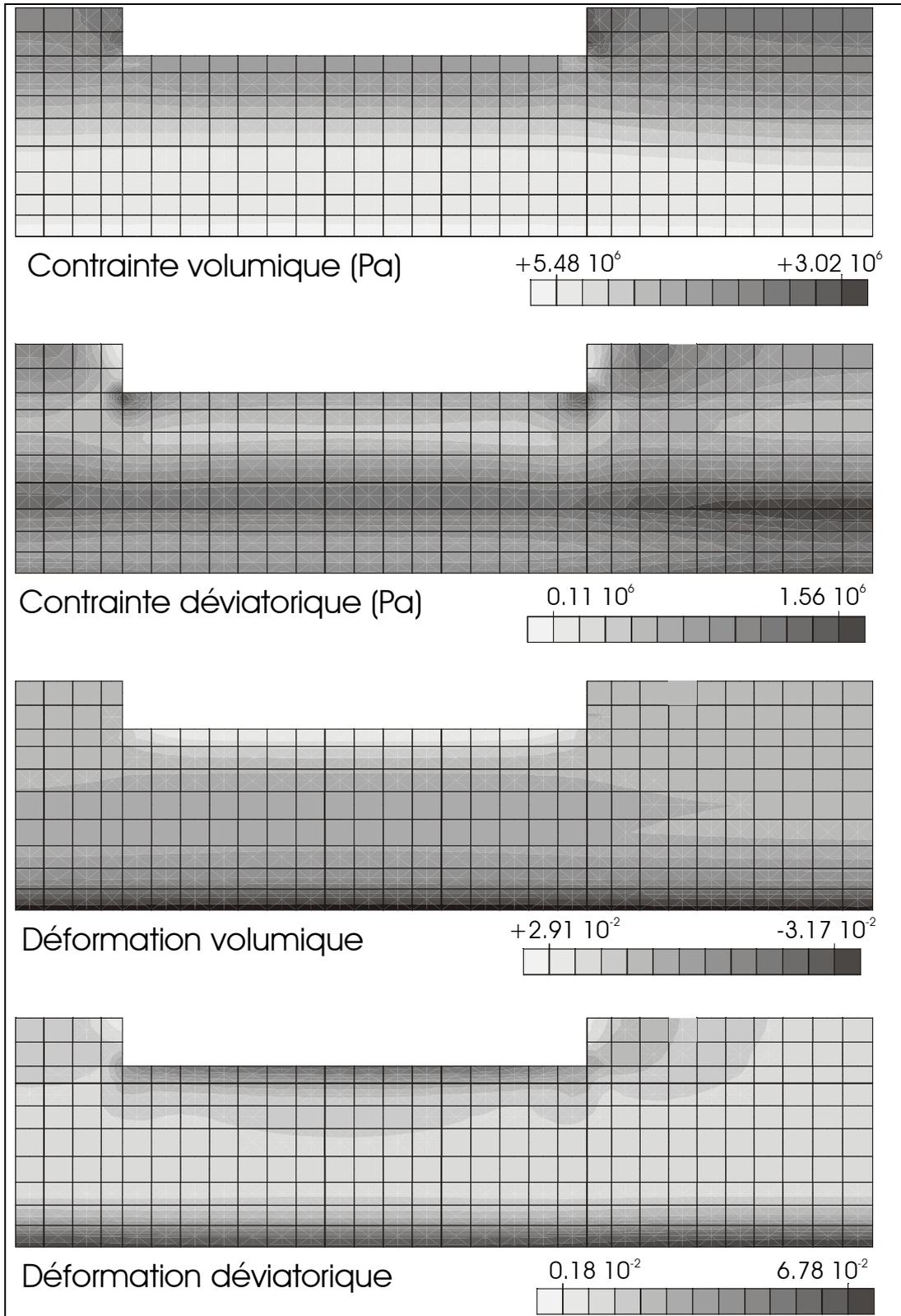


Figure 7-38 : Cartes des contraintes et déformations (simulation du cas 1)

3.2.10. ETUDE DE L'INFLUENCE DES PARAMETRES SUR LA SIMULATION

Comme on l'a mentionné ci-avant, certains paramètres sont difficiles à évaluer. Quelques simulations ont été effectuées afin d'étudier leur influence. Il s'agit du coefficient de Poisson ν , de l'angle de frottement ϕ_c , du coefficient c_l et de la pression de préconsolidation en état saturé p_0^* . Cette étude est détaillée dans le rapport soumis à la Communauté Européenne (Li, Radu, Collin, Charlier, 1999). Nous nous bornons à en donner une synthèse.

- Le paramètre le plus influent sur les niveaux de contraintes est c_l , notamment pour les points situés près de la surface d'hydratation (cas1).
- La contrainte obtenue avec $\phi_c = 20^\circ$ (cas 2) est légèrement plus grande qu'avec $\phi_c = 30^\circ$ (cas de référence).
- L'effet de la pression de préconsolidation (avec $p_0^* = 20.6$ MPa, cas3) est insignifiant.
- Les contraintes obtenues avec $\nu = 0.2$ (cas 4) sont plus faibles que celles obtenues avec les paramètres de référence.

3.2.11. SYNTHÈSE

Le problème est fort complexe. La plus grande difficulté réside dans la détermination des paramètres mécaniques. Néanmoins, nous avons profité au maximum des informations dont nous disposons et une étude approfondie des résultats expérimentaux a été faite. En ce qui concerne les paramètres incertains, une étude de sensibilité a été menée. Les paramètres ainsi déterminés sont effectivement crédibles, car la comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux est satisfaisante. En particulier, le jeu de paramètres du cas 1 donne des résultats satisfaisants. Rappelons que la simulation a été faite en aveugle.

4. CONCLUSION

Le but de ce chapitre est la vérification et la validation des modèles développés dans les précédents chapitres. Toutefois, nous avons introduit au préalable, dans la loi d'écoulement, la compressibilité du mélange air-eau. Son influence est particulièrement important pour les sols quasi saturés (emménagement, évolution de la saturation en fonction de la pression d'eau, variation de la perméabilité en fonction de la saturation et de la porosité). Nous pouvons ainsi réaliser des études numériques couplées (effets mécaniques + écoulement) pour des sols saturés, quasi saturés et non saturés.

La phase de vérification consiste à s'assurer que ce modèle couplé peut reproduire correctement des résultats d'essais ayant servi à calibrer ses paramètres.

Dans ce but, nous avons effectué les simulations d'une série d'essais sur l'argile de Kruikeke et le limon de Gembloux. Ceci permet non seulement de vérifier que le modèle est fiable dans le domaine quasi saturé mais aussi de réaliser des études de sensibilité qui

mettent en évidence, de manière quantitative, les influences du manque de saturation, de la contre-pression et de certains paramètres du modèle.

La phase de validation tend à évaluer les capacités prédictives du modèle. Elle consiste à simuler numériquement des essais n'ayant pas servi au calibrage des paramètres du modèle.

La première validation porte sur l'argile de Boom. Pour calibrer les paramètres, nous avons simulé d'abord une série d'essais de gonflement–effondrement à succion contrôlée sous différentes charges constantes. Ensuite, nous avons effectué une simulation en aveugle d'un essai de pression de gonflement avec les paramètres identifiés préalablement. La bonne concordance entre les résultats expérimentaux et numériques est à la fois qualitative (évolution des pressions durant la phase de séchage) et surtout quantitative (pression de gonflement maximale durant la phase de mouillage, pression horizontale résiduelle).

La seconde validation consiste à simuler, également en aveugle, un essai non homogène de chauffage-mouillage à moyenne échelle sur une bentonite.

Ce problème fort complexe couple de nombreux phénomènes: transfert de chaleur, apparition de vapeur d'eau, écoulement d'eau et déformations dues aux variations de succion et de température.

Bien que les informations sur la bentonite utilisée pour cet essai ne soient pas riches, nous avons néanmoins réussi à élaborer un jeu de paramètres mécaniques raisonnables qui ont conduit à des résultats de simulation en bon accord avec ceux de l'essai.

1. CONCLUSIONS GENERALES	333
2. PERSPECTIVES	334
2.1. Domaines de recherches	334
2.2. Domaines d'application	335

CHAPITRE VIII

CONCLUSIONS

1. CONCLUSIONS GENERALES

A l'issue de ce travail, il est utile de résumer les conclusions les plus importantes de cette étude consacrée aux sols fins argileux saturés, quasi saturés et non saturés.

- La *microstructure* de ces sols joue un rôle important pour la compréhension de leurs propriétés mécaniques et hydriques, ainsi que pour leurs interactions. Grâce à l'étude de cette microstructure, il est possible de donner des explications rationnelles à de nombreux comportements observés à l'échelle macroscopique. Cela fournit également des lignes directrices fortes pour le développement de modèles mathématiques du comportement hydromécanique pour ces sols.
- Le concept de *variables d'état indépendantes* est le plus fructueux pour la formulation de modèles, pour les sols non saturés. Par contre, le concept de *contrainte effective* reste valable pour les sols quasi saturés.
- Le recours à la contrainte nette (ou à une contrainte effective) et à la succion comme variables de modélisation permet de représenter pratiquement tous les phénomènes essentiels observés expérimentalement sur les sols fins non saturés.
- Parmi les divers *modèles élasto-plastiques*, écrits en variables indépendantes, celui d'Alonso-Gens est très riche de possibilités, tout spécialement sa version à double structure inspirée de l'étude de la microstructure.
- Une *unification de la formulation* des lois de comportement élasto-plastiques permet de regrouper, dans une même structure mathématique, la grande majorité des lois élasto-plastiques classiques et de combiner, avec n'importe laquelle de ces lois de sols, la dépendance vis-à-vis de l'angle de Lode et des effets de la succion. Ce modèle unifié a été introduit dans notre logiciel LAGAMINE.
- Quatre sols fins ayant fait l'objet de vastes campagnes d'essais dans divers laboratoires ont été étudiés de façon approfondie. Deux d'entre eux étaient en état quasi saturé (une argile de Kruibeke et un limon de Gembloux) tandis que les deux autres étaient non saturés (une argile de Boom et une bentonite d'Almeria).
- L'analyse détaillée des protocoles d'essais et des résultats expérimentaux concernant les deux sols quasi saturés a permis l'introduction précise de la notion d'*état quasi saturé*, caractérisé par la présence de bulles d'air dans l'eau interstitielle, qui remplit toutefois la totalité des pores. Nous avons également mis en évidence l'influence prépondérante de certaines procédures lors des différentes phases de l'essai. Les principales sont rappelées ci-après :
 - Dans la phase de saturation d'échantillons initialement quasi saturés, l'application de la contre-pression peut améliorer grandement le niveau de la saturation. Mais, pour atteindre la saturation parfaite, il faut souvent un temps considérable (qui, dans la plupart de cas, dépasse largement la durée des essais). Les échantillons

doivent donc être préalablement saturés le mieux possible. En pratique, la saturation parfaite des échantillons peut difficilement être atteinte.

- Ce léger manque de saturation rend le fluide nettement plus compressible (comme le prouve l'étude de la compressibilité du mélange eau-air). Cette compressibilité influence fortement les résultats des essais et doit être prise en compte pour leur simulation.
- Il est important d'utiliser de l'eau désaérée pour la saturation et la réalisation des échantillons.
- L'analyse des résultats d'essais sur les deux sols non saturés met en évidence les aspects fondamentaux du comportement hydromécanique de ces sols, en particulier celui de *gonflement-effondrement*, et fournit une base de données pour la validation du modèle unifié.
- Les simulations des essais réalisés dans le cadre de recherche FRFC (sols quasi saturés) permettent la *validation* du modèle unifié, couplé avec une loi d'écoulement tenant compte de la compressibilité du fluide interstitiel.
- Les simulations des essais réalisés dans le cadre de recherche CATSIUS CLAY permettent la *validation* du modèle unifié en tenant compte de l'effet de la succion.
- L'étude approfondie des résultats expérimentaux sur les sols non saturés (benchmarks 2.1a, 2.1b et 3.2) permettent de trouver des paramètres mécaniques raisonnables qui conduisent à des résultats numériques satisfaisants. Pour le benchmark 2.1a, une solution analytique a été établie, ce qui permet de simuler les essais correctement. Les résultats numériques obtenus pour les *simulations en aveugle* de deux essais assez complexes mettent également en évidence l'importance de la détermination des paramètres. Si l'on peut trouver un bon jeu des paramètres, on peut reproduire les comportements essentiels sans devoir nécessairement recourir à des lois extrêmement complexes.

2. PERSPECTIVES

2.1. Domaines de recherches

Au terme de ce travail, nous nous rendons bien compte qu'il reste de nombreux points qu'il serait utile d'approfondir.

- Pour le domaine non saturé, cette thèse a privilégié l'aspect volumique des déformations. Certes, les aspects déviatoriques ne sont pas totalement absents puisque les essais oedométriques (chapitre VI) et le benchmark 3.2 (chapitre VII) les impliquent. Cependant, il nous paraît nécessaire d'étudier davantage, à l'aide d'essais triaxiaux à succion contrôlée, comment évolue la résistance au cisaillement en fonction de la succion.
- Les effets de viscosité n'ont pas été pris en compte pour la modélisation du comportement mécanique. Il nous semble qu'un modèle de type Dafalias-Kaliakin (version élastoplastique, visco-plastique, Li X.L. 1992) pourrait être assez facilement étendu au domaine non saturé.

- Même en restant dans le domaine élastoplastique, certaines idées du modèle de Dafalias-Kaliakin (1982) pourraient utilement se transposer dans le domaine des sols non saturés. En particulier, les notions de noyau élastique et de surface limite permettraient sans doute de prendre en compte les déformations micro et macrostructurales réversibles et irréversibles. Il conviendrait d'explorer cette direction.
- L'hystérésis de la courbe de rétention d'eau devrait être prise en compte dans la modélisation car elle intervient directement dans l'écoulement de l'eau et indirectement (via le couplage hydro-mécanique) dans le comportement mécanique des sols non saturés. Certains résultats expérimentaux pour des essais cycliques en succion (chapitre VI) ont mis en évidence des boucles d'hystérésis dans les diagrammes $(s - \varepsilon_v)$. Il est difficile de déterminer quelle est la part due à des phénomènes mécaniques microstructuraux et celle due à l'hystérésis de la courbe de rétention d'eau. La prise en compte de cette dernière dans la modélisation permettrait peut-être de faire la distinction.
- Le développement d'une loi hyperélastique pour modéliser la partie réversible des déformations des sols (saturés ou non) mériterait beaucoup d'attention non seulement sur le plan théorique mais aussi (et peut-être surtout) sur le plan expérimental.
- Dans le domaine quasi saturé, il conviendrait d'étudier en profondeur le comportement des sols fort surconsolidés.

Evidemment, la prise en compte des effets thermiques, de la localisation des déformations, etc. peuvent aussi être cités. Il s'agit de thèmes tellement vastes qu'ils ne peuvent certainement pas être considérés comme des approfondissements de notre travail mais bien comme des domaines de recherche qui généreront de nombreuses thèses de doctorat.

2.2. Domaines d'application

Pour conclure cette thèse, nous souhaitons insister un peu sur les domaines dans lesquels nos recherches peuvent être appliquées.

- Il est bien clair que les barrières argileuses, qu'elles soient utilisées pour le stockage souterrain de déchets radioactifs ou dans des décharges superficielles, constituent des applications directes des études développées ici.
- Dans le domaine du Génie Civil, nos résultats pourraient être utiles à plusieurs niveaux :
 - les protocoles et les interprétations d'essais classiques (oedométriques, triaxiaux) sur sols saturés pourraient être revus en fonction des considérations des chapitres V et VII sur les sols quasi saturés ;
 - l'interprétation d'essais in situ pourrait également être réexaminée à la lumière des résultats sur les sols quasi saturés ou non saturés ;
 - on sait que la stabilité des talus est fort influencée par le degré de saturation du sol, tout particulièrement par des cycles de saturation-désaturation; il nous paraît donc important que les études de stabilité des pentes prennent cela en compte de manière aussi rigoureuse que possible à l'aide de modèles de sols non saturés ;

- il en va de même pour les études de fondations qui s'appuient très souvent sur des sols non saturés ; en cas de mouillage, on sait que les effets de gonflement ou d'effondrement des sols fins peuvent créer des dommages importants aux constructions ; réciproquement, le séchage d'un sol initialement saturé peut également provoquer des déformations dommageables ;
 - pour le calcul de la subsidence résultant de pompages dans des aquifères (Shanghai, Mexico, Venise,...), l'influence des zones non saturées mériterait des études détaillées.
- Dans le domaine pétrolier, le fluide interstitiel est principalement constitué de pétrole, d'eau et de gaz. Moyennant un certain nombre d'extensions, nos recherches pourraient également trouver application dans la modélisation du comportement des gisements pétroliers, notamment pour l'écoulement des fluides et la subsidence. Mais plus généralement, elles pourraient aussi être utiles dans les études de géologie structurale qui sont de plus en plus souvent effectuées comme soutien à la prospection pétrolière.

ANNEXES

ANNEXE I

IMPLANTATION DE LA LOI D'ÉCOULEMENT NON SATURÉ DANS LE CODE LAGAMINE

L'écoulement d'eau dans un sol non saturé est beaucoup plus complexe que dans un sol saturé. La perméabilité et le coefficient d'emmagasinement sont des fonctions de la saturation ou de la succion. Au point de vue numérique, cette complexité demande un traitement spécial.

Les non-linéarités peuvent être prises en compte assez facilement par la méthode des éléments finis. Le principe des travaux virtuels nous permet d'étudier un problème complexe en construisant la formulation discrétisée du problème.

Dans cette annexe, on traite uniquement le problème d'écoulement d'eau en état non saturé.

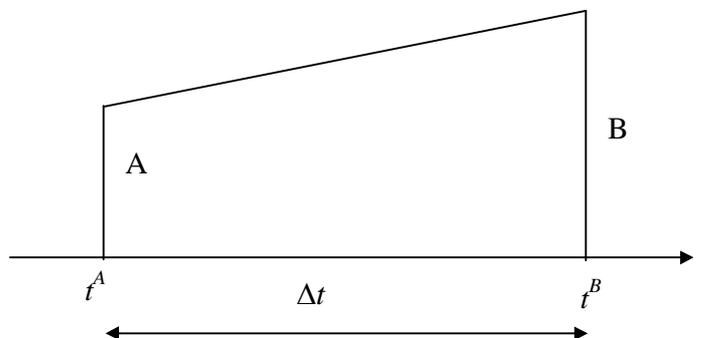
1. SCHÉMA DE DISCRÉTISATION TEMPORELLE

La pression d'eau est l'inconnue principale dans notre formulation.

L'intervalle de temps $[0, t]$ est découpé en n intervalles (on dit souvent n pas de temps). Pour chaque pas de temps Δt , on appelle A l'état au début du pas et B l'état à la fin du pas, sachant que l'état B est inconnu.

Un schéma du trapèze généralisé a été utilisé et implanté dans le programme LAGAMINE.

Chaque pas de temps Δt est délimité par t^A et t^B :



Au début du pas de temps t^A , on connaît: $n^A, u_w^A, s^A, S_{rw}^A, K_w^A, \theta_w^A$, avec $S_{rw}^A(s^A)$ et $K_w^A(s^A)$ ou $K_w^A(S_{rw}^A)$ ou $K_w^A(\theta_w^A)$.

A la fin du pas de temps t^B , on cherche : $n^B, u_w^B, s^B, S_{rw}^B, K_w^B, \theta_w^B$, avec $S_{rw}^B(s^B)$ et $K_w^B(s^B)$ ou $K_w^B(S_{rw}^B)$ ou $K_w^B(\theta_w^B)$.

Alors, la loi de Darcy aux instants t^A et t^B peut être exprimée comme suit :

$$\begin{aligned} \underline{v}^A &= -K_w^A \underline{\nabla} h_w^A \\ \underline{v}^B &= -K_w^B \underline{\nabla} h_w^B \end{aligned} \quad (1)$$

Si l'on suppose que la pression de pore varie linéairement de t^A à t^B , on peut écrire:

$$\dot{u}_w = \frac{u_w^B - u_w^A}{t^B - t^A} = \frac{u_w}{\Delta t} \quad (2)$$

En supposant que la pression de l'air est nulle, on a alors :

$$\dot{s} = \dot{u}_a - \dot{u}_w = -\dot{u}_w \quad (3)$$

Le schéma qu'on utilise consiste à exprimer l'équilibre en un instant privilégié t (Charlier, 1987) :

$$t \in [t^A, t^B],$$

en utilisant un paramètre temporel non dimensionnel θ :

$$\theta \in [0, 1]$$

$$t = (1 - \theta)t^A + \theta t^B \quad (4)$$

Ainsi, la loi de Darcy en un instant t s'écrit :

$$\underline{v} = (1 - \theta) \underline{v}^A + \theta \underline{v}^B \quad (5)$$

Considérons à présent la loi d'emmagasinement.

En sachant que

$$\theta_w = n S_{rw}, \quad (6)$$

on a

$$\dot{\theta}_w = \dot{n}S_{rw} + n\dot{S}_{rw} . \quad (7)$$

Or on sait que, dans un contexte de couplage hydromécanique, la porosité n et la saturation S_{rw} sont des fonctions des contraintes nettes $\underline{\sigma}^*$ et de la succion s :

$$\begin{aligned} n &= n(\underline{\sigma}^*, s) \\ S_{rw} &= S_{rw}(\underline{\sigma}^*, s) \end{aligned} \quad (8)$$

Le tenseur de contrainte nette est défini par :

$$\underline{\sigma}^* = \underline{\sigma} - u_a \underline{I} \quad (9)$$

Comme on suppose la pression d'air est nulle, on a alors:

$$\underline{\sigma}^* = \underline{\sigma}$$

donc:

$$\dot{\theta}_w = \left[\frac{\partial n}{\partial \underline{\sigma}^*} \frac{\partial \underline{\sigma}^*}{\partial t} + \frac{\partial n}{\partial s} \frac{\partial s}{\partial t} \right] S_{rw} + n \left[\frac{\partial S_{rw}}{\partial \underline{\sigma}^*} \frac{\partial \underline{\sigma}^*}{\partial t} + \frac{\partial S_{rw}}{\partial s} \frac{\partial s}{\partial t} \right] \quad (10)$$

Mais, puisqu'on ne tient pas compte de la déformation du squelette du sol ni du couplage, on peut poser:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \underline{\sigma}^*}{\partial t} &= 0 \\ \frac{\partial n}{\partial s} &= 0 \Rightarrow n^A = n^B \end{aligned} \quad (11)$$

En fait, ces deux termes seront traités dans la partie mécanique des sols de la formulation.

On a finalement :

$$\dot{\theta}_w = n \left(\frac{\partial S_{rw}}{\partial s} \frac{\partial s}{\partial t} \right) = n \frac{dS_{rw}}{ds} \dot{s} \quad (12)$$

Deux techniques ont été utilisées pour calculer la variation d'emménagement.

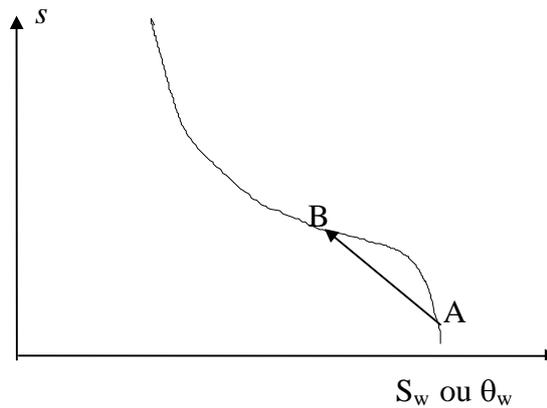
Schéma du trapèze généralisé

$$\dot{\theta}_w = (1-\theta) \dot{\theta}_w^A + \theta \dot{\theta}_w^B \quad (13)$$

avec :

$$\dot{\theta}_w^A = \left. \frac{dS_{rw}}{ds} \right|^A n^A \dot{s} \quad \dot{\theta}_w^B = \left. \frac{dS_{rw}}{ds} \right|^B n^B \dot{s} \quad (14)$$

En réalité, comme on a souligné ci-dessus, dans un sol non-saturé, la variation de la pression est fortement non-linéaire à cause de la forte non linéarité de la perméabilité. En plus, la teneur en eau volumique subit des changements importants et des variations rapides lorsque la succion varie autour de la valeur d'entrée d'air (figure ci-dessous). Dans ce cas, le schéma trapèze généralisé fournit de mauvais résultats et la convergence devient aussi plus difficile. Dans le cas où le problème est fortement non-linéaire, un schéma de la moyenne sur le pas est particulièrement intéressant : c'est le deuxième schéma qu'on va évoquer ci-dessous.

Schéma de la moyenne sur le pas

Le schéma de la moyenne sur le pas est un schéma qui calcule une valeur moyenne des flux emmagasinés sur le pas. On écrit :

$$\dot{\theta}_w = \frac{\theta_w^B - \theta_w^A}{\Delta t} \quad (15)$$

avec

$$\theta_w^A = n^A S_{rw}^A \quad \theta_w^B = n^B S_{rw}^B \quad (16)$$

Ainsi, quelles que soient l'importance et la rapidité de la variation, la quantité d'eau absorbée est calculée avec précision. (Charlier, 1987)

D'après Zienkiewicz (1977) et Hogge (1984), les formulations montrés ci-dessus provoquent des oscillations numériques lorsque $\theta < 0.5$ et lorsque les pas de temps sont trop grands. Mais elles sont inconditionnellement stables pour $\theta \geq 0.5$.

2. DISCRÉTISATION SPATIALE EN ÉLÉMENTS FINIS

On utilise la méthode des éléments finis classiques et on choisit des éléments finis de type isoparamétrique.

La pression d'eau u_w est discrétisée en fonction des valeurs nodales u_w^L :

$$u_w = \phi_L u_w^L \quad (17)$$

où $\phi_L = \phi_L(\xi, \eta)$ sont les fonctions d'interpolation exprimées en fonction des coordonnées isoparamétriques normalisées (ξ, η) .

L indique les numéros de nœuds de l'élément : $L \in [1, \text{nombre de nœuds de l'élément}]$

La variation de la pression est discrétisée de la même manière :

$$\delta u_w = \phi_L \delta u_w^L \quad (18)$$

La puissance virtuelle intérieure dans un élément est donnée par

$$\delta W_I = \int_{\Omega} (\dot{\theta}_w \delta u_w - \underline{v}^T \underline{\nabla}(\delta u_w)) d\Omega \quad (19)$$

L'introduction du champ de pression discrétisé dans cette expression de la puissance virtuelle(24) nous permet d'obtenir les débits nodaux F_L énergiquement équivalents aux flux :

$$\delta W_I = \int_{\Omega} (\dot{\theta}_w \phi_L \delta u_w^L - \underline{v}^T \underline{\nabla}(\phi_L \delta u_w^L)) d\Omega = F_L \delta u_w^L$$

$$F_L = \int_{\Omega} (\dot{\theta}_w \phi_L - \underline{v}^T \underline{\nabla} \phi_L) d\Omega \quad (20)$$

La matrice tangente peut être obtenue en dérivant les flux nodaux équivalents par rapport aux pressions nodales à la fin du pas de temps u_{wM}^B .

$$K_{LM} = \frac{\partial F_L}{\partial u_{wM}^B} = \int_{\Omega} \left(\frac{\partial \dot{\theta}_w}{\partial u_{wM}^B} \phi_L - \frac{\partial v^T}{\partial u_{wM}^B} \nabla \phi_L \right) d\Omega \quad (21)$$

M indique les numéros de nœuds de l'élément : $M \in [1, \text{nombre de nœuds de l'élément}]$

Afin d'éclaircir cette expression de la matrice tangente, on va la développer en détail ci-après.

$$\frac{\partial v^T}{\partial u_{wM}^B} = \frac{\partial \left[(1-\theta) \underline{v}^{AT} + \theta \underline{v}^{BT} \right]}{\partial u_{wM}^B} = \theta \frac{\partial v^{BT}}{\partial u_{wM}^B} \quad (22)$$

car

$$\frac{\partial \underline{v}^{AT}}{\partial u_{wM}^B} = 0$$

En introduisant la loi de Darcy :

$$\frac{\partial v^{BT}}{\partial u_{wM}^B} = \frac{\partial \left(-K_w^B \nabla h_w^B \right)^T}{\partial u_{wM}^B} = -K_w^B \frac{\partial \left(\nabla h_w^B \right)^T}{\partial u_{wM}^B} - \left(\nabla h_w^B \right)^T \frac{\partial K_w^B}{\partial u_{wM}^B}$$

avec

$$\frac{\partial K_w^B}{\partial u_{wM}^B} = \frac{\partial K_w^B}{\partial u_w^B} \frac{\partial u_w^B}{\partial u_{wM}^B} = \frac{dK_w^B}{du_w^B} \Big| \phi_M$$

$$\frac{\partial u_w^B}{\partial u_{wM}^B} = \frac{\partial \left(\phi_N u_{wN}^B \right)}{\partial u_{wM}^B} = \phi_N \frac{\partial \left(u_{wN}^B \right)}{\partial u_{wM}^B} = \phi_N \delta_{MN} = \phi_M$$

$$\frac{\partial \left(\nabla h_w^B \right)^T}{\partial u_{wM}^B} = \frac{\partial \left(\nabla \left(\frac{u_w^B}{\gamma} + y \right) \right)^T}{\partial u_{wM}^B} = \frac{\partial \left(\nabla \left(\frac{u_w^B}{\gamma} \right) \right)^T}{\partial u_{wM}^B} = \frac{\partial \left(\frac{1}{\gamma} \nabla u_w^B \right)^T}{\partial u_{wM}^B}$$

Si l'on suppose l'eau incompressible, on a

$$\frac{\partial \left(\nabla h_w^B \right)^T}{\partial u_{wM}^B} = \frac{\partial \left(\frac{1}{\gamma} \nabla u_w^B \right)^T}{\partial u_{wM}^B} = \frac{1}{\gamma} \frac{\partial \left(\nabla \left(\phi_N u_{wN}^B \right) \right)^T}{\partial u_{wM}^B} = \frac{1}{\gamma} \left(\nabla \left(\phi_N \delta_{MN} \right) \right)^T = \frac{1}{\gamma} \left(\nabla \phi_M \right)^T$$

Ainsi, on obtient :

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \underline{v}_w^T}{\partial \underline{u}_{wM}^B} &= \theta \frac{\partial \underline{v}_w^{BT}}{\partial \underline{u}_{wM}^B} = -\theta \left(K_w^B \frac{\partial (\underline{\nabla} h_w^B)^T}{\partial \underline{u}_{wM}^B} + (\underline{\nabla} h_w^B)^T \frac{\partial K_w^B}{\partial \underline{u}_{wM}^B} \right) \\
\frac{\partial \underline{v}_w^T}{\partial \underline{u}_{wM}^B} &= -\theta \left(K_w^B \frac{1}{\gamma} (\underline{\nabla} \phi_M)^T + (\underline{\nabla} h_w^B)^T \frac{dK_w}{du_w} \Big|_M^B \right) \\
\frac{\partial \underline{v}_w^T}{\partial \underline{u}_{wM}^B} &= -\theta K_w^B \frac{1}{\gamma} (\underline{\nabla} \phi_M)^T - \theta \frac{dK_w}{du_w} \Big|_M^B \phi_M (\underline{\nabla} h_w^B)^T
\end{aligned} \tag{23}$$

Pour calculer le terme $\frac{\partial \dot{\theta}_w}{\partial \underline{u}_{wM}^B}$, deux schémas ont été choisis.

Schéma de la moyenne sur le pas

On écrit :

$$\frac{\partial \dot{\theta}_w}{\partial \underline{u}_{wM}^B} = \frac{\partial (\theta_w^B - \theta_w^A)}{\Delta t \partial \underline{u}_{wM}^B} = \frac{1}{\Delta t} \frac{\partial (n^B S_{rw}^B - n^A S_{rw}^A)}{\partial \underline{u}_{wM}^B} = \frac{n^B}{\Delta t} \frac{\partial S_{rw}^B}{\partial \underline{u}_{wM}^B} = \frac{n^B}{\Delta t} \frac{dS_{rw}}{du_w} \Big|_M^B \phi_M \tag{24}$$

car :

$$\frac{\partial S_{rw}^B}{\partial \underline{u}_{wM}^B} = \frac{\partial S_{rw}^B}{\partial \underline{u}_w^B} \frac{\partial \underline{u}_w^B}{\partial \underline{u}_{wM}^B} = \frac{dS_{rw}}{du_w} \Big|_M^B \phi_M$$

Schéma du trapèze généralisé

On a :

$$\frac{\partial \dot{\theta}_w}{\partial \underline{u}_{wM}^B} = \frac{\partial ((1-\theta)\dot{\theta}_w^A + \theta\dot{\theta}_w^B)}{\partial \underline{u}_{wM}^B} \tag{25}$$

et

$$\frac{\partial \dot{\theta}_w^A}{\partial \underline{u}_{wM}^B} = \frac{\partial \left(\frac{dS_{rw}}{ds} \Big|_M^A n^A \dot{s} \right)}{\partial \underline{u}_{wM}^B} = \frac{dS_{rw}}{ds} \Big|_M^A n^A \frac{\partial \dot{s}}{\partial \underline{u}_{wM}^B} = -\frac{dS_{rw}}{ds} \Big|_M^A n^A \frac{\partial \dot{u}_w}{\partial \underline{u}_{wM}^B}$$

avec :

$$\dot{s} = -\dot{u}_w \quad \dot{u}_w = \frac{u_w^B - u_w^A}{\Delta t}$$

On suppose que \dot{s} est constant sur le pas.

Par ailleurs, on sait que:

$$\frac{\partial \dot{u}_w}{\partial u_{wM}^B} = \frac{1}{\Delta t} \frac{\partial u_w^B}{\partial u_{wM}^B} = \frac{\phi_M}{\Delta t}$$

Alors :

$$\frac{\partial \dot{\theta}_w^A}{\partial u_{wM}^B} = - \left. \frac{dS_{rw}}{ds} \right|^A n^A \frac{\phi_M}{\Delta t}$$

Pour l'état B, le calcul est plus difficile :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \dot{\theta}_w^B}{\partial u_{wM}^B} &= - \frac{\partial \left(\left. \frac{dS_{rw}}{ds} \right|^B n^B \dot{u}_w \right)}{\partial p_w^B} \phi_M = -n^B \phi_M \frac{\partial \left(\left. \frac{dS_{rw}}{ds} \right|^B \dot{u}_w \right)}{\partial u_w^B} \\ &= -n^B \phi_M \left(\frac{\partial \left(\left. \frac{dS_{rw}}{ds} \right|^B \right)}{\partial u_w^B} \dot{u}_w + \left. \frac{dS_{rw}}{ds} \right|^B \frac{\partial \dot{u}_w}{\partial u_w^B} \right) \\ &= -n^B \phi_M \left(- \left. \frac{d^2 S_{rw}}{ds^2} \right|^B \dot{u}_w + \left. \frac{dS_{rw}}{ds} \right|^B \frac{1}{\Delta t} \right) \\ &= n^B \phi_M \left(\left. \frac{d^2 S_{rw}}{ds^2} \right|^B \dot{u}_w - \left. \frac{dS_{rw}}{ds} \right|^B \frac{1}{\Delta t} \right) \end{aligned}$$

Enfin, on a :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \dot{\theta}_w}{\partial u_{wM}^B} &= (1-\theta) \frac{\partial (\dot{\theta}_w^A)}{\partial u_{wM}^B} + \theta \frac{\partial (\dot{\theta}_w^B)}{\partial u_{wM}^B} \\ \frac{\partial \dot{\theta}_w}{\partial u_{wM}^B} &= (1-\theta) \left(- \left. \frac{dS_{rw}}{ds} \right|^A n^A \frac{\phi_M}{\Delta t} \right) + \theta n^B \phi_M \left(\left. \frac{d^2 S_{rw}}{ds^2} \right|^B \dot{u}_w - \left. \frac{dS_{rw}}{ds} \right|^B \frac{1}{\Delta t} \right) \end{aligned}$$

Après manipulation :

$$\frac{\partial \dot{\theta}_w}{\partial u_{wM}^B} = \phi_M n \left(\theta \frac{d^2 S_{rw}}{ds^2} \Big| ^B \dot{u}_w - \frac{I}{\Delta t} \left((1-\theta) \frac{dS_{rw}}{ds} \Big| ^A + \theta \frac{dS_{rw}}{ds} \Big| ^B \right) \right) \quad (26)$$

Enfin, on obtient la matrice de rigidité suivante:

- Dans le cas du schéma de la moyenne sur le pas :

$$K_{LM} = \int_{\Omega} \left(-\frac{n^B}{\Delta t} \frac{dS_{rw}}{ds} \Big| ^B \phi_M \phi_L + \theta K_w^B \frac{I}{\gamma} (\nabla \phi_M)^T \nabla \phi_L - \theta \frac{dK_w}{ds} \Big| ^B (\nabla h_w^B)^T \phi_M \nabla \phi_L \right) d\Omega \quad (27)$$

- Dans le cas du schéma du trapèze généralisé :

$$K_{LM} = \int_{\Omega} \left(\left(\theta n^B \frac{d^2 S_{rw}}{ds^2} \Big| ^B \dot{p}_w - \frac{I}{\Delta t} \left((1-\theta) \frac{dS_{rw}}{ds} \Big| ^A n^A + \theta \frac{dS_{rw}}{ds} \Big| ^B n^B \right) \right) \phi_M \phi_L \right. \\ \left. + \theta K_w^B \frac{I}{\gamma} (\nabla \phi_M)^T \nabla \phi_L - \theta \frac{dK_w}{ds} \Big| ^B (\nabla h_w^B)^T \phi_M \nabla \phi_L \right) d\Omega$$

d'où

$$K_{LM} = \int_{\Omega} \left(n \left(\theta \frac{d^2 S_{rw}}{ds^2} \Big| ^B \dot{u}_w - \frac{I}{\Delta t} \left((1-\theta) \frac{dS_{rw}}{ds} \Big| ^A + \theta \frac{dS_{rw}}{ds} \Big| ^B \right) \right) \phi_M \phi_L \right. \\ \left. + \theta K_w^B \frac{I}{\gamma} (\nabla \phi_M)^T \nabla \phi_L - \theta \frac{dK_w}{ds} \Big| ^B (\nabla h_w^B)^T \phi_M \nabla \phi_L \right) d\Omega \quad (28)$$

Les intégrales sont calculées numériquement selon un schéma de GAUSS.

ANNEXE II

SOLUTION ANALYTIQUE POUR LA PREMIERE REDUCTION DE SUCCION (BENCHMARK 2-1A)

Ci-après, les indices supérieurs m et s indiquent respectivement les chemins "mécanique" et "hydrique". Les indices inférieurs ν et l signifient respectivement "verticale" et "latérale".

Phase de chargement mécanique

On admet que la mise en charge verticale (jusqu'à 20, 50, 100, 200, 400 kPa respectivement) avant la phase de mouillage produit uniquement une déformation élastique.

Le comportement élastique est supposé non linéaire :

$$\begin{aligned} K &= a\sigma_{kk}^{*m} \\ G &= bK \end{aligned} \quad (1)$$

avec :

$$a = \frac{(1+e_0)}{3\kappa} \quad \text{et} \quad b = \frac{3(1-2\nu)}{2(1+\nu)}$$

où K est le module cubique élastique, G est le module de cisaillement, ν est coefficient de Poisson.

La loi de Hooke s'écrit:

$$\frac{1}{3}d\sigma_{kk}^{*m} = K d\varepsilon_{kk}^m = a\sigma_{kk}^{*m} d\varepsilon_{kk}^m \quad (2)$$

$$d\hat{\sigma}_{ij}^{*m} = 2Gd\hat{\varepsilon}_{ij}^m = 2ab\sigma_{kk}^{*m} d\hat{\varepsilon}_{ij}^m \quad (3)$$

d'où

$$d\varepsilon_{kk}^m = \frac{d\sigma_{kk}^{*m}}{3a\sigma_{kk}^{*m}} = \frac{d(\sigma_{\nu}^{*} + 2\sigma_l^{*})}{3a(\sigma_{\nu}^{*} + 2\sigma_l^{*})}$$

$$d\hat{\varepsilon}_{ij}^m = \frac{d\hat{\sigma}_{ij}^{*m}}{2ab\sigma_{kk}^{*m}}$$

En condition axisymétrique, on a les relations suivantes:

$$\sigma_{kk}^* = \sigma_v^* + 2\sigma_l^* ; \hat{\sigma}_{11}^* = \frac{1}{3}(\sigma_v^* - \sigma_l^*) ; \hat{\sigma}_{22}^* = \frac{2}{3}(\sigma_v^* - \sigma_l^*) ; \hat{\sigma}_{33}^* = -\frac{1}{3}(\sigma_l^* - \sigma_v^*)$$

On obtient ainsi la déformation latérale:

$$d\varepsilon_l^m = d\varepsilon_{11}^m = \frac{d(\sigma_l^* - \sigma_v^*)}{6ab(\sigma_v^* + 2\sigma_l^*)} + \frac{d(\sigma_v^* + 2\sigma_l^*)}{9a(\sigma_v^* + 2\sigma_l^*)} \quad (4)$$

et la déformation verticale :

$$d\varepsilon_v^m = d\varepsilon_{22}^m = \frac{d(\sigma_v^* - \sigma_l^*)}{3ab(\sigma_v^* + 2\sigma_l^*)} + \frac{d(\sigma_v^* + 2\sigma_l^*)}{9a(\sigma_v^* + 2\sigma_l^*)} \quad (5)$$

La condition oedométrique impose:

$$d\sigma_v^* \neq 0 ; d\varepsilon_l^m = 0 ; d\sigma_l^* \neq 0 ; d\varepsilon_v \neq 0$$

On obtient donc:

$$d\sigma_l^* = \frac{(3-2b)d\sigma_v^*}{3+4b} = \frac{\nu}{1-\nu} d\sigma_v^*$$

On peut obtenir alors la relation entre les contraintes latérale et verticale à la fin de la phase de chargement mécanique (hypothèse : l'état de contrainte est toujours dans le domaine élastique):

$$\sigma_l^* = \frac{\nu}{1-\nu} \sigma_v^* \quad (6)$$

Phase de mouillage

On note que, durant la phase de mouillage, à cause de l'effet de Poisson, on peut écrire la réponse en déformation comme suit (hypothèse : déformation élastique) :

$$d\varepsilon_v = d\varepsilon_v^m + d\varepsilon_v^s \quad (7)$$

$$d\varepsilon_l = d\varepsilon_l^m + d\varepsilon_l^s \quad (8)$$

En plus, on suppose que la variation de la succion engendre uniquement une déformation volumique; en conséquence :

$$d\varepsilon_v^s = d\varepsilon_l^s = \frac{1}{3} \frac{\kappa_s}{(1+e)} d(\ln(s + p_{at})) \quad (9)$$

Durant la phase de mouillage, on a comme conditions limites:

$$d\sigma_v^* = 0 ; \sigma_v^* = cte. ; d\varepsilon_l = 0 ; d\sigma_l^* \neq 0 ; d\varepsilon_v \neq 0$$

Avec les équations (8) et (9), on a:

$$d\varepsilon_l = d\varepsilon_l^m + d\varepsilon_l^s = 0$$

$$d\varepsilon_l^m = -d\varepsilon_l^s = -\frac{1}{3} \frac{\kappa_s}{(1+e)} d(\ln(s + p_{at})) \quad (10)$$

A l'aide de (7), on a:

$$d\varepsilon_v = d\varepsilon_v^m + \frac{1}{3} \frac{\kappa_s}{(1+e)} d(\ln(s + p_{at})) \quad (11)$$

Comme mentionné plus haut, durant la phase de mouillage, la charge verticale appliquée à l'échantillon reste constante: $d\sigma_v^* = 0$ et l'équation (4) peut être écrite :

$$d\varepsilon_l^m = \frac{d(\sigma_l^* - \sigma_v^*)}{6ab(\sigma_v^* + 2\sigma_l^*)} + \frac{d(\sigma_v^* + 2\sigma_l^*)}{9a(\sigma_v^* + 2\sigma_l^*)} = \frac{d\sigma_l^*}{6ab(\sigma_v^* + 2\sigma_l^*)} + \frac{d(2\sigma_l^*)}{9a(\sigma_v^* + 2\sigma_l^*)} = \frac{(3+4b)d(2\sigma_l^*)}{36ab(\sigma_v^* + 2\sigma_l^*)}$$

Comme $\sigma_v^* = cte$, on a:

$$d(2\sigma_l^*) = d(\sigma_v^* + 2\sigma_l^*)$$

Ainsi, on obtient la déformation latérale mécanique durant la phase de mouillage:

$$d\varepsilon_l^m = \frac{(3+4b) d(\sigma_v^* + 2\sigma_l^*)}{36ab(\sigma_v^* + 2\sigma_l^*)} = \frac{(3+4b)}{36ab} d \ln(\sigma_v^* + 2\sigma_l^*) \quad (12)$$

Par le même raisonnement, avec l'équation (5), on obtient la déformation verticale mécanique durant la phase de mouillage :

$$d\varepsilon_l^m = \frac{(-3+2b) d(\sigma_v^* + 2\sigma_l^*)}{18ab(\sigma_v^* + 2\sigma_l^*)} = \frac{(-3+2b)}{18ab} d \ln(\sigma_v^* + 2\sigma_l^*) \quad (13)$$

En combinant les équations (12) et (10), il vient la relation suivante :

$$d(\ln(\sigma_v^* + 2\sigma_l^*)) = -\frac{12ab\kappa_s}{(3+4b)(1+e)} d(\ln(s + p_{at})) \quad (14)$$

Avec les équations (13) et (11), on obtient :

$$d\varepsilon_v = \frac{(-3+2b)}{18ab} d(\ln(\sigma_v^* + 2\sigma_l^*)) + \frac{1}{3} \frac{\kappa_s}{(1+e)} d(\ln(s + p_{at})) \quad (15)$$

On introduit l'équation (14) dans (15) et il vient finalement :

$$d\varepsilon_v = \frac{3}{(3+4b)(1+e)} \frac{\kappa_s}{3} d(\ln(s + p_{at})) \quad (16)$$

$$\kappa_s = \frac{d\varepsilon_v (3+4b)(1+e)}{3d(\ln(s + p_{at}))} \quad (17)$$

Avec les équations (14) et (17), on obtient finalement :

$$d(\ln(\sigma_v^* + 2\sigma_l^*)) = -4abd\varepsilon_v \quad (18)$$

REFERENCES

- Alonso E.E., Gens A. & Hight D.W., 1987
Special Problem soils. General Report
Proceedings of the Ninth European Conference on Soil Mechanics and Foundation Engineering, Dublin
- Alonso E.E., Gens A. & Josa A.A., 1990
A constitutive model for partly saturated soil.
Géotechnique 40, n°3 : 405-430
- Alonso E.E., Lloret A., Gens A. & Yang D.Q., 1995
Experimental behaviour of highly expansive double – structure clay
Proceedings of the First International Conference on Unsaturated Soils (UNSAT'95), France, 6-8 Sep., Vol. 2, 703-709
- Andrei S. Pr., 1977
Propriétés hydrauliques et mécaniques des sols non saturés
Revue Française de Géotechnique, n°2, Oct., 49-78
- Barden L., MCGOWN A. & COLLINS K., 1973
The collapse mechanism in partly saturated soil
Engineering Geology, 7, 49-60
- Barnichon J-D, 1998
Finite Element Modelling in Structural and Petroleum Geology
Université de Liège, Faculté des Sciences Appliquées, Thèse de Doctorat
- Barrow G.M., 1966
Physical Chemistry
International student edition, second edition
- Bear J. & Verruijt A., 1987
Theory and Applications of Transport in Porous Media
Modelling Groundwater Flow and Pollution, With Computer Programas for simple cases
D. Reidel Publishing Company
- Biarez J., Fleureau J.M., Zerhouni M.I. & Soepandji B.S., 1987
Variations de volume des sols argileux lors de cycles de drainage - humidification
Revue Française de Géotechnique, n° 41, 63-71
- Biarez J. & Hieher P.Y., 1994
Elementary Mechanics of Soil Behaviour : Saturated Remoulded Soils
A.A. Balkema, Rotterdam, Brookfield

- Bishop A.W. & Blight G.E., 1963
Some aspects of effective stress in saturated and unsaturated soils
Géotechnique, n°3 : 177-197
- Black D.K. & Lee K.L., 1973
Saturating Laboratory Samples by Back Pressure
Journal of the Soil Mechanics and Foundations Division, January, 75-93
- Bonnechère F.
Mécanique des sols et des roches
Notes du cours, Université de Liège
- Bolle A., 1993
Caractérisation pétrophysique des sols
Note du cours, Université de Liège
- Bolt G.H. & Bruggenwert G.M., 1982
Soil chemistry
Basic elements
Developments in soil science 5A, Vol. A
- Bolzon G. & Schrefler B.A., 1995
State surface of partially saturated soils: An effective pressure approach
Appl. Mech. Rev., Vol 48, n°10, Oct., 643-649
- Bolzon G., Schrefler B.A. & Zienkiewicz O.C., 1996
Elastoplastic soil constitutive laws generalized to partially saturated states
Géotechnique 46, n°2 : 279-289
- Bolle A., Charlier R., Labieuse V., Li X.L., Huergo P., Schroeder C., Thimus J.F. & Vanoverstraten V., 1995
Etude des lois de comportement de deux types de sols en chargement statique
Rapport final de recherche FRFC, Convention N° 2.9005.91F
- Charlier R. & Radu J.P., 1997
Hydro-mechanical coupling and strain localisation
Proc. NAFEMS World Congress
- Charlier R., 1987
Approche unifiée de quelques problèmes non linéaires de mécanique des milieux continus par la méthode des éléments finis (grandes déformations des métaux et des sols, contact unilatéral de solides, conduction thermique et écoulements en milieu poreux)
Thèse de doctorat, Université de Liège, Faculté des Sciences Appliquées
- Charlier R., Radu J.P. & Cescotto S., 1997
The Effect of Hydromechanical Coupling on the Numerical Modelling of Strain Localisation
Proceedings of COMPLAS 5, Barcelona, 17-20 March

- Chambon R., Desrues J., Hammad & Charlier R., 1990
CloE, Consistance et Localisation Explicite une loi incrémentale non linéaire
Rapport interne de laboratoire 3S, Grenoble
- Chang C.S. & Duncan J.M., 1983
Consolidation analysis for partly saturated clay by using an elastic-plastic effective stress – strain model
International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics, Vol. 7, 39-55
- Chen L.Z., Cheng. H.X., Han. B.H., 1987
An introduction to the surface chemistry
DUT publishing house (in Chinese)
- Collin F., Li X.L. & Charlier R., 1999
A non linear hyperelastic model for non saturated soil
To be published
- Collin F., Li X.L., Radu J.P. & Charlier R., 1998
Thermo-Hydro-Mechanical Coupling in Clay Barriers
The 4th International Workshop on Key Issues in Waste Isolation Research , organised by The Universitat Politècnica de Catalunya, 2-4 Decembre
- Collins K. & McGown A., 1974
The form and function of microfabric features in a variety of natural soils
Géotechnique 24, n°2 : 223-254
- Cui Y.J., 1993
Etude du comportement d'un limon compacté non saturé et de sa modélisation dans un cadre élasto-plastique
Thèse de doctorat, Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, CERMES, Paris
- Cui Y.J., Delage P. & Sultan N., 1995
An elasto-plastic model for compacted soils
Proceedings of the First International Conference on Unsaturated Soils (UNSAT'95), France, 6-8 Sep., Vol. 2, 703-709
- Cui Y.J. & Delage P., 1996
Yielding and plastic behaviour of an unsaturated compacted silt
Géotechnique 46, n°2 : 291-311
- Dafalias Y.F. & Herrmann L.R., 1982
Bounding Surface Formulation of Soil Plasticity
Chap. 10 in *Soil Mechanics – Transient and Cyclic Loads*, edited by Pande G.N. & Zienkiewicz O.C., pub. by John Wiley & Sons Ltd.
- Davalle E.M., 1991
Modèle numérique du comportement d'un sol liquéfiable sous sollicitations dynamiques
Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, EPFL

- Delage P., Howat M.D. & Cui Y.J., 1996
Relationship between suction and swelling properties in a heavily compacted unsaturated clay
Rapport interne, Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, CERMES, Paris, France
- Delage P., 1987
Aspects du comportement des sols non saturés
Revue Française de Géotechnique, n° 40, 33-43
- Delage P., 1993
Unsaturated soils-Recent Developments and Applications.
Basic Concepts & Experimental Techniques
Civil Engineering European Courses, 15-17 June, Barcelona
- Document interne, 1977
Courbes porométriques par injection de mercure d'une craie belge
Fourni par C.Schoreder, LGIH, Ulg, Belgique
- Duchêne P., 1997
Comportement géomécanique d'un limon sec
Thèse de doctorat, Faculté Universitaire des Sciences Agronomiques de Gembloux, Belgique
- Dudley John H., 1970
Review of collapse soils
Journal of the Soil Mechanics and Foundations Division, Proceedings of the American Society of Civil Engineers, May, 925-947
- Fleureau J.M. & Indarto, 1993
Comportement du limon de Jossigny remanié soumis à une pression interstitielle négative
Revue Française de Géotechnique, n° 62, 59-66
- Fleureau J.M., Kheirbek-Saoud S., Soemitro R. & Taibi S., 1993
Behavior of clayey soils on drying-wetting paths
Revue Française de Géotechnique, n° 30, 287-296
- Fredlund D. G. & Morgenstern N.R., 1977
Stress state variable for unsaturated soils
Jnl. Of Geot. Eng. Div., ASCE, 103 (GT5): 447- 466
- Fredlund D. G., Morgenstern N.R., and Widger, R.A., 1978
The shear strength of unsaturated soils
Canadian Geotech. Jnl : 15, 313-321
- Fredlund D.G. & Rahardjo H., 1993
Soil mechanics for unsaturated soils
A Wiley- Interscience Publication, JOHN WILEY & SONS, INC.

- Gan J.K.M., Greflund D.G. and Rahardjo H., 1988
Determination of the shear strength parameters of an unsaturated soil using direct shear test
Canadian Geotech. Jnl : 25, 500-510
- Gens A., 1993
Constitutive modelling of expansive soils
Unsaturated soils : Recent Developments and Applications. Civil Engineering European Courses, Programme of Continuing Education, Barcelona, June
- Gens A., 1993
Shear strength
Unsaturated soils : Recent Developments and Applications. Civil Engineering European Courses, Programme of Continuing Education, Barcelona, June
- Gens A., Alonso E.E. & Josa A., 1993
A microstructural model for describing the behaviour of expansive clays
First Forum of Young European Researchers, Liège, Belgium, 18-23 July, 235-244
- Gens A., 1995
Constitutive modelling: Application to compacted soils
Proceedings of the First International Conference on Unsaturated Soils (UNSAT'95), France, 6-8 Sep., Vol. 3, 1179-1200
- Gens A. & Alonso E.E., 1992
A framework for the behaviour of unsaturated expansive clays
Can. Geotech. J. , 29, 1013-1032
- Goemaere E., 1990-1991
Révision critique de l'analyse par diffraction des rayons X de matériaux et minéraux argileux : applications à quelques problèmes géologiques et pédologiques à intérêt géotechnique (Fascicule III : L'argile de Boom, Les schistes bitumineux du toarcien)
Thèse de doctorat, Faculté des Sciences, Docteur en Sciences Géologiques et Minéralogiques, Université de Liège
- Hasan J.U. & Fredlund D.G., 1980
Pore pressure parameters for unsaturated soils
Can. Geotech. J. , 17, 395-404
- Hogge M., 1984
Modélisation des effets thermiques
Note de cours, Université de Liège, FSA, LTAS
- Jennings J.E.B. & Burland J.B., 1962
Limitations to the use of effective stresses in partly saturated soil
Géotechnique 12(2) : 125-144
- Josa A., Balmaceda A., Gens A. & Alonso E.E., 1992
An elastoplastic model for partially saturated soils exhibiting a maximum of collapse
Proceedings of the Third International Conference Computational Plasticity, Spain, 815-826

Justo J.L., 1993

Collapse and swelling behaviour,

Civil Engineering European Courses. Unsaturated soils : Recent Developments and Applications, Barcelona, June

Khalili N. & Khabbaz M.H., 1995

On the theory of three-dimensional consolidation in unsaturated soils

Proceedings of the First International Conference on Unsaturated Soils (UNSAT'95), France, 6-8 Sep., Vol. 2, 745-750

Kaliakin V.N. & Dafalias Y.F., 1990

Theoretical aspects of the elastoplastic-viscoplastic bounding surface model for cohesive soils

Soils and Foundations, Vol. 30, n°3, Sept.

Kaliakin V.N. & Dafalias Y.F., 1989

Simplification to the bounding surface model for cohesive soils

Short communication, International Journal for Numerical and Analytical Methods in geomechanics, Vol. 13, 91-100

Li X.L., 1992

Contribution à la modélisation du comportement mécanique des argiles avec prise en compte de la consolidation secondaire

Mémoire de Maîtrise en Sciences Appliquées, Université de Liège

Li X.L., 1993

Généralisation des lois de comportement des sols et description de la sous-routine "LOISOL"

Rapport Interne, Département MSM, Université de Liège

Li X.L., 1994

Formulation unifiée des lois de comportement des sols saturés et non saturés

Rapport Interne, Département MSM, Université de Liège

Li X.L. & Charlier R., 1995

A unified formulation of constitutive relations for saturated and partially saturated soils

Proc. of the Fifth International Symposium on Numerical Models in Geomechanics - NUMOG V. Davos, Switzerland, 6-8 Sept.

Li X.L., Radu J.P., Collin F. & Charlier R., 1999

CATSIUS CLAY project. Benchmark 3.2 : FEBEX MOCK-UP TEST, Modelling report, Final version

Rapport soumis auprès de la Communauté Européenne pour le projet CATSIUS CLAY

Lloret A. & Ledesma A., 1993

Finite element analysis of deformations of unsaturated soils

Civil Engineering European Courses, 15-17 June, Barcelona

Laschet G., 1994

Prédiction par éléments finis du comportement non-linéaire et de la résistance d'assemblages multimatériaux collés

Thèse de doctorat, Université de Liège, Faculté des Sciences Appliquées

Martin P.L., Alonso E.E. & Alcoverro J., 1998

CATSUIS CLAY. BM 3.2 : FEBEX MOCK-UP TEST

Benchmark definition

Matyas E.L. & Radhakrishna H.S., 1968

Volume change characteristics of partially saturated soils

Géotechnique 18, n°4 : 432-448

Mitchell J.K., 1976

Fundamentals of soil behaviour

J. Wiley, 422p, New York

Pastor M., Zienkiewicz O.C. & Chan A.H.C., 1990

Generalized plasticity and the modelling of soil behaviour

International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics, Vol. 14, 151-190

Pietruszczak S. & Pande G.N., 1991

On the mechanics of partially saturated soils

Computers and Geotechnics 12, 55-71

Pietruszczak S. & Pande G.N., 1992

A description of the undrained response of gas-bearing soils

Numerical models in Geomechanics, Pande & Pietruszczak (eds.), Balkema, Rotterdam, 169-178

Pietruszczak S. & Pande G.N., 1996

Constitutive relations for partially saturated soils containing gas inclusions

Journal of Geotechnical Engineering, January, 50-59

Rapport EC, 1996

Volckaert G., Bernier F., Alonso E.E., Gens A., Samper J., Villar M., Martin-Martin P.L., Cuevas J., Campos R., Thomas H., Imert C. & Zingarelli V., 1996

Thermo-hydraulic-mechanical and geochemical behaviour of the clay barrier in radioactive waste repositories (model development and validation)

Final report, work carried out under a cost -sharing contract with the European Atomic Energy Community in the framework of its fourth R & D programme entitled 'Management and storage of radioactive waste' (1990-1994), Part B 'Underground Laboratories'

Roscoe K.H., Scofield A.N. & Wroth C.P., 1958

On the yielding of soils

Géotechnique 8(1) : 22-53

- Schrefler B.A., Simoni, L., Li X.K. & Zienkiewicz O.C., 1990
 Mechanics of partially saturated porous media.
In Numerical Methods and Constitutive Modelling in Geomechanics. Desai C.S. and Gioda G. ed., CISM Courses and Lectures, n°311, Springer Verlag, 169-209.
- Sridharan A. & Allam M.M., 1982
 Volume Change Behaviour of Desiccated Soils
Journal of the Geotechnical Engineering Division, Vol. 108, n°GT8, August, 1057-1071
- Skempton A.W., 1954
 The pore pressure coefficients A and B
Géotechnique 4(4) : 143-147
- Schuurman Ir. E., 1966
 The compressibility of an air/water mixture and a theoretical relation between the air and water pressure
Géotechnique 16 : 269-281
- Tang D.X. etc. 1979
 Behaviours of soils and rocks
Courses notes, Geological publishing house of china (in Chinese)
- Thorez J. 1987
 X-ray studies, chapitre 11 dans " Preparative Chemistry Using Supported Reagents "
Edited by PIERRE LASELO, ACADEMIC PRESS, INC. Harcourt Brace Jovanovich, Publishers, 1987
- Van Eekelen H.A.M, 1980
 Isotropic yield surface in three dimensions for use in soil mechanics
International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics, 4, 98-101
- Verbrugge J.C., 1975
 Validité des résultats fournis par les appareils usuels de mesure de la succion et par le psychromètre à effet Peltier (Considérations théoriques)
Géotechnique Routière, n° 515, Decembre, 55-65
- Verbrugge J.C., 1978
 Emploi d'une méthode psychrométrique dans des essais triaxiaux sur un limon remanié non saturé
Can. Geotech. J., 15, 501-509
- Vicol T., 1990
 Comportement hydraulique et mécanique d'un sol fin non saturé, Application à la modélisation
Thèse de doctorat, Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, CERMES, Paris
- Villar M.V., 1995
 First results of suction controlled oedometer tests in highly expansive montmorillonite
Proceedings of the First International Conference on Unsaturated Soils (UNSAT'95), France, 6-8 Sep., Vol. 3, 1323-1356

Wheeler S.J. & Karube D., 1995

Constitutive modelling

Proceedings of the First International Conference on Unsaturated Soils (UNSAT'95), France, 6-8 Sep., Vol. 3, 1323-1356

Wheeler S.J. & Sivakumar V., 1995

An elasto-plastic critical state framework for unsaturated soil

Géotechnique 45, n°1 : 35-53

Zienkiewicz O.C., 1971

The Finite Element Method in Engineering Science

McGRAW-HILL. LONDON