

REMERCIEMENTS

J'adresse ma profonde reconnaissance à mon directeur de thèse monsieur MISSOUM Hanifi qui m'a fait profiter de ses compétences scientifiques et sa rigueur pour le travail bien fait, sans qui ce présent travail n'aurait pas pu être mené à son terme.

Je ne peux oublier aussi l'aide précieuse de monsieur BENDANI Karim, pour ses précieux conseils ainsi que son orientation pour mener à bien ce travail.

Je tiens à remercier madame BELAS Nadia, professeur à l'université Abdelhamid Ibn Badis de Mostaganem, d'avoir accepté la présidence de mon jury de thèse.

Je présente également mes remerciements à messieurs MEKERTA Belkacem et SEMCHA Abdelaziz, maîtres de conférence à l'ENSET d'Oran, qui ont accepté de juger cette thèse.

Je suis reconnaissante envers monsieur MAKHLOUF Ali, Maître de conférence à l'H.B.B de Chlef, qui a accepté de participer au jury de cette thèse.

J'adresse un très grand merci à mon mari, pour son soutien au cours de toutes ces années, ainsi que son aide précieuse sur l'élaboration des différents graphes de cette thèse.

Enfin, je remercie infiniment mes parents pour leurs constants encouragements et leur soutien sans faille.

TABLE DES MATIÈRES

RÉSUMÉ	<i>i</i>
ABSTRACT	<i>ii</i>
ملخص	<i>iii</i>
NOTATIONS	<i>iv</i>
LISTE DES FIGURES	<i>viii</i>
LISTE DES TABLEAUX	<i>xi</i>
INTRODUCTION GÉNÉRALE	<i>xii</i>
<u>CHAPITRE 1</u> : Impact du gonflement sur les ouvrages en géotechnique	<i>1</i>
1.1. Introduction	<i>1</i>
1.2. Ouvrages superficiels	<i>1</i>
1.3. Les ouvrages souterrains	<i>4</i>
1.3.1. Les tunnels.....	<i>4</i>
1.3.2. Les puits pétroliers.....	<i>5</i>
1.3.3. Les cavités de stockage des déchets radioactifs	<i>6</i>
1.3.4. Les monuments historiques	<i>8</i>
1.4. Conclusion	<i>8</i>
<u>CHAPITRE 2</u> : Caractérisation physique, chimique et mécanique des argiles	<i>10</i>
2.1. Introduction	<i>10</i>
2.2. Structure des minéraux argileux	<i>10</i>
2.2.1. Généralités.....	<i>10</i>
2.2.2. Classification des argiles	<i>11</i>
2.3. Les principales caractéristiques des minéraux argileux	<i>14</i>
2.3.1. La capacité d'échange cationique (CEC).....	<i>14</i>
2.3.2. La surface spécifique.....	<i>15</i>
2.3.3. La densité de charge spécifique	<i>16</i>
2.4. Microstructure des argiles	<i>16</i>
2.4.1. Le feuillet	<i>17</i>
2.4.2. La particule primaire	<i>17</i>
2.4.3. L'agrégat	<i>18</i>

2.5. Le système argile - eau	19
2.5.1. Dispersion des feuillets	19
2.5.2. Rôle des cations compensateurs.....	22
2.6. Classification des sols gonflants	23
2.6.1. Limites de plasticité et de liquidité.....	23
2.6.2. Limite de retrait	27
2.6.3. Influence de la teneur en eau et de la densité sèche	28
2.7. Conclusion	31

**CHAPITRE 3 : Modèles de prédiction du gonflement des sols argileux : Approches
théoriques de gonflement.....**

3.1. Introduction.....	32
3.2. Théorie de la double couche.....	32
3.2.1. Théorie de Gouy-Chapman.....	33
3.2.2. La théorie DLVO	39
3.2.3. Les facteurs influençant le gonflement des argiles.....	40
3.2.4. Forces électrostatiques	40
3.2.5. Passage micro-macro.....	41
3.2.6. Application de l'approche de la double couche	42
3.3. Modèles de comportement des sols gonflants fondés sur des lois de gonflement.....	44
3.3.1. Modèles unidimensionnels	44
3.3.2. Modèles tridimensionnels.....	45
3.4. Conclusion	47

**CHAPITRE 4 : Généralités sur les sols non saturés : Comportement hydromécanique des
sols gonflants.....**

4.1. Introduction.....	48
4.2. La succion.....	49
4.2.1. Différents états de saturation d'un sol	49
4.2.2. Définition	49
4.2.3. Méthodes de mesure de la succion	52
4.3. L'eau dans les sols non saturés	53
4.4. Les transferts d'eau et d'air dans les sols non saturés.....	54
4.5. Modélisation des sols non saturés : Différentes approches	55
4.5.1. Sols saturés	56
4.5.2. Sols non saturés	57

4.6. Modélisation numérique du transfert couplé (eau –air) dans les milieux poreux non saturés et leur effet sur le comportement à la déformation.....	59
4.6.1. Ecoulement couplé (eau-air) dans les sols non saturés	59
4.6.2. Ecoulement et déformation couplés dans les sols	61
4.6.3. Le concept de changement de volume et de déformation	61
4.6.4. Théories du changement de volume	62
4.7. Conclusion	66
<u>CHAPITRE 5 : Les processus géochimiques dans les sols</u>	68
5.1. Introduction.....	68
5.2. Nature des processus géochimiques dans les sols	68
5.2.1. La précipitation et dissolution des minéraux	68
5.2.2. Les échanges cationiques.....	69
5.3. Description des modes de transfert chimique dans les milieux poreux.....	70
5.3.1. Description du transfert par convection.....	70
5.3.2. Description du transfert par dispersion.....	71
5.3.3. Phénomènes de sorption-désorption.....	75
5.4. Les modèles d'adsorption dans les argiles	76
5.4.1. Les modèles de complexation de surface	76
5.4.2. Théorie des échangeurs d'ions.....	78
5.5. Conclusion	79
<u>CHAPITRE 6 : Formulation théorique du comportement des sols non saturés</u>	80
6.1. Introduction.....	80
6.2. Equations du modèle	80
6.2.1. Transfert d'eau.....	80
6.2.2. Transfert de l'air	86
6.2.3. Transfert de soluté chimique.....	88
6.2.4. La déformation.....	91
6.3. Conclusion	97
<u>CHAPITRE 7 : Formulation numérique des phénomènes de transfert.....</u>	98
7.1. Introduction.....	98
7.2. Discrétisation spatiale du système.....	98
7.2.1. Discrétisation spatiale de l'équation différentielle régissant le transfert d'humidité	100
7.2.2. Discrétisation spatiale de l'équation différentielle régissant le transfert de l'air	103
7.2.3. Discrétisation spatiale de l'équation différentielle régissant le transfert chimique	107

7.2.4. Discrétisation spatiale de l'équation différentielle régissant la déformation.....	111
7.3. Discrétisation dans le temps de la formulation du phénomène couple (Ecoulement- Déformation)	114
7.4. Conclusion	118
<i>CHAPITRE 8 : Vérification et validation du modèle numérique</i>	<i>119</i>
8.1. Introduction.....	119
8.2. Test de diffusion simple.....	119
8.3. Comportement à la déformation élastique	122
8.4. Calcul de l'essai de Liakopoulos	123
8.4.1. Propriétés du sable de Del Monte	123
8.4.2. Dispositif expérimental	125
8.4.3. Conditions initiales et conditions aux limites	127
8.4.4. Résultats des simulations.....	128
8.5. Calcul d'un essai d'imbibition (Argile de Boom)	129
8.5.1. Caractéristiques de l'argile de Boom	129
8.5.2. Modélisation de l'essai d'imbibition	130
8.5.3. Résultats du calcul	131
8.6. Vérification du phénomène couplé (suction-déformation).....	132
8.7. Prédiction de la déformation au gonflement due à la variation de la concentration chimique et de la suction.....	135
8.8. Etude de l'effet de la variation de la concentration chimique sur le comportement à la déformation des argiles	137
8.8.1. Approche théorique.....	137
8.8.2. Exemple numérique	138
8.9. Conclusion	144
<i>CONCLUSION GÉNÉRALE</i>	<i>146</i>
<i>REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES</i>	<i>149</i>

RÉSUMÉ

Afin de prédire la pression de gonflement des argiles actives, différents modèles ont été proposés ces dernières années. Quelques modèles sont basés sur les propriétés géotechniques; ces modèles sont empiriques obtenus à partir d'approches statistiques. Les autres modèles reposent d'une part sur des concepts thermodynamiques, et d'autre part sur la théorie de la double couche diffuse de Gouy Chapman. Les caractéristiques de gonflement sont fortement influencées par la composition minéralogique et chimique des argiles. Le gonflement intercrystallin étant considéré comme le processus principal responsable de l'augmentation de la pression de gonflement. Cette thèse présente l'effet du potentiel osmotique sur le comportement au gonflement des argiles actives en utilisant des équations élastiques non linéaires basées sur l'approche de la surface d'état en contraintes nettes, la succion et la concentration du soluté chimique. Le modèle proposé est utilisé pour simuler la déformation observée par les argiles expansives. Il a été suggéré en particulier que la détermination de la rigidité du sol en fonction de la concentration chimique peut être déterminée par des approches théoriques. Un ensemble d'exercices a été présenté dans ce travail afin de montrer la capacité du modèle à prédire le comportement observé des différents types d'argiles.

Mot clés : argiles gonflantes, potentiel osmotique, modèle numérique, éléments finis, théorie de la double couche diffuse.

ABSTRACT

Different models for the description of swelling pressure in clays have been proposed in recent years. Some models are based on geotechnical properties, these models are empirical, obtained from a statistical approach, others originated from concepts of thermodynamics and an other class of models resulted from the diffusive double layer theory of Gouy and Chapman. The swelling characteristics are strongly influenced by the pore fluid chemistry and the mineralogical composition of clays. The composition of interlayer cations controls the interlayer water content. Hence, the saturated water content and the swelling pressure. This study presents the effect of osmotic potential due to chemical solute concentration changes via the use of the net stress, suction and chemical solute concentration elastic constitutive relationship. This model will represent the deformation behaviour exhibited by expansive clays. In particular, it was suggested that the determination of the stiffness of the soil with respect to chemical solute concentration could be achieved via a theoretical approach or by an empirical relationship. A set of exercises was performed to show the ability of the model to represent the trend of behaviour observed.

Key words: swelling clay, osmotic potential, numerical model, finite element method, double layer theory.

ملخص

بهدف التنبؤ بضغط الانتفاخ للطين القابلة للتشوه , تم اقتراح عدة نماذج خلال السنوات الأخيرة. بعض النماذج مبنية على الخواص الجيوتقنيية و أخرى تعتمد على من جهة على مناهج الترموديناميك ومن جهة أخرى على نظرية الطبقة المزدوجة.

إن الخواص الانتفاخ متأثرة كثيرا بالتكوين المعدني و الكيمائي للطين. تقدم هذه الرسالة تأثير الضغط الأسموزي على ظاهرة التشوه في الطين القابلة للانفتاح و ذلك باستعمال علاقات مبنية على نظرية المساحة البيانية نظرية المرونة وكذلك التركيز الكيمائي للمحلول.

بهدف التحقق من النموذج المحصل عليه؛ تم دراسة سلسلة من الأمثلة لإظهار كفاءة النموذج التنبؤ بالتصرف الملاحظ لدى مختلف أنواع الطين.

NOTATIONS

Majuscules Latines

A_{c_s}	Coefficient de déformation volumique
A_h	Constante de Hamaker
A_h	Constante de Hamaker
$[A^{a+}]$	Activités des ions A^{a+}
$[B^{b+}]$	Activités des ions B^{b+}
C	Coefficient de compressibilité du sol
CEC	Capacité d'échange cationique
C_{liq}	Concentration ionique du milieu liquide
C_g	Concentration en volume des matériaux gonflants
D	Constante diélectrique du milieu
D_0	Coefficient de diffusion libre
D_e	Coefficient de diffusion effective
D_d	Coefficient de diffusion moléculaire
D_h	Coefficient de dispersion hydrodynamique
D_m	Coefficient de dispersion mécanique
E	Energie potentielle
F	Constante de Faraday
H	Opérateur différentiel
H_s	Coefficient d'Henry de solubilité volumétrique
I_p	Indice de plasticité
I_s	Indice de retrait
$K_{A/B}$	Constante d'équilibre de la réaction
$K_{A/B}^{GT}$	Coefficient de sélectivité
K_π	Coefficient de perméabilité osmotique
M	Masse molaire de l'eau
NA	Nombre d'Avogadro

N_a	Molarité des cations a sur le complexe d'échange
N_b	Molarité des cations b sur le complexe d'échange
R	Facteur de retardement
R_{ion}	Rayon du cation de compensation
S	Surface spécifique totale de la particule argileuse
S_a	Degré de saturation en air
S_g	Surface spécifique des matériaux gonflants
S_{ng}	Surface spécifique des matériaux non gonflants
S_l	Degré de saturation en eau
T	Température absolue en Kelvin
T_s	Tension de surface
V_a	Volume final des grains secs
V_g	Volume des matériaux gonflants
V_{ng}	Volume des matériaux non gonflants
V_v	Volume des vides
Z	Valence des cations

Minuscules Latines

a	Valeur de la succion correspondant au point d'inflexion
a_{st}	Constante
a_{su}	Constante
b_{st}	Constante
b_{su}	Constante
c_s	Concentration du soluté chimique
d	Mi-distance entre les deux couches d'argile
e	Indice des vides
e_0	Indice des vides initial
e_c	Charge électrique d'un électron
f_a	Force d'attraction par unité de surface

f_r	Force de répulsion par unité de surface
g	Accélération de la pesanteur
h_c	Hauteur d'ascension capillaire
k	Constante de Boltzmann
k_a	Coefficient de perméabilité de l'air dans les pores
$k(n)$	Perméabilité intrinsèque du milieu dépendante de la porosité.
k_{rw}	Perméabilités relatives du sol à l'eau
k_{aw}	Perméabilités relatives du sol à l'air
\underline{m}	Opérateur différentiel
n	Porosité du milieu étudié
n_i	Concentration des ions du type i
p	Contrainte moyenne nette
p_0	Pression de vapeur saturante à la température T
p_c	Pression capillaire
q	Flux de la solution
q_c	Flux de soluté transféré par convection
r	Rayon du tube capillaire
t	Épaisseur de la couche d'argile
u_a	Pression interstitielle de l'air
u_l	Pression interstitielle de l'eau
v_a	Vitesse de l'air dans les pores
v_l	Vitesse d'écoulement de l'eau dans les pores
w_l	Limite de liquidité
w_p	Limite de plasticité
w_s	Limite de retrait
x	Distance de la surface du feuillet d'argile

Majuscules Grecques

$\hat{\Phi}$	Solution approchée
ΔG_r	Enthalpie libre

ψ Potentiel électrique

Minuscules Grecques

α Angle de mouillage
 ρ Densité de charge
 γ_d Masse volumique des grains secs
 ρ_a Masse volumique de l'air
 ρ_l Masse volumique de l'eau
 γ_w Poids volumique de l'eau
 w Teneur en eau
 ν Coefficient de Poisson du matériau
 ν_i Valence cationique
 ε_g Taux de gonflement
 ε_{liq} Constante diélectrique du milieu liquide
 θ_l Teneur volumique en eau
 τ Coefficient de tortuosité
 μ_w Viscosité de l'eau
 μ_a Viscosité de l'air
 χ Paramètre fonction du degré de saturation
 λ Coefficient de dispersivité.
 λ_0 Conductivité ionique
 ω_i Fonction de pondération
 σ_g Pression de gonflement
 σ Contrainte totale
 σ' Contrainte effective

LISTE DES FIGURES

Chapitre 1

- Figure 1.1** Fissure des dalles en béton
- Figure 1.2** Gonflement du sol provoquant des dommages du trottoir ainsi que l'habitation
- Figure 1.3** Ouverture des joints de dilatation entre les blocs
- Figure 1.4** Dégradation du sous sol
- Figure 1.5** Effet de sinuosité des routes
- Figure 1.6** Soulèvement puis dislocation du radier d'un tunnel
- Figure 1.7** Les trois barrières de protection (ANDRA, 1997)

Chapitre 2

- Figure 2.1** les deux structures élémentaires des feuillets d'argile
- Figure 2.2** Arrangement des feuillets de kaolinite
- Figure 2.3** Représentation schématique d'un feuillet de smectite [Luckham et Rossi (1999)].
- Figure 2.4** Structure des minéraux de la famille des micas
- Figure 2.5** Structure multi-échelle de la montmorillonite (Le Pluart et al., (2004))
- Figure 2.6** Représentation de l'espace interfoliaire (distance basale) entre deux feuillets de montmorillonite (Luckham et Rossi, 1999)
- Figure 2.7** Diagramme de classification du taux de gonflement en fonction de l'activité et de la teneur en particules argileuses (Seed et al., 1962)
- Figure 2.8** Caractérisation des sols gonflants
- Figure 2.9** Abaque de Williams et Donaldson (1980) avec estimation du potentiel de gonflement (EP)
- Figure 2.10** Corrélation du pourcentage de gonflement avec $w_L = w_0$ (Vijayvergya et al., 1973)

Chapitre 3

- Figure 3.1** Distribution des ions autour d'une particule d'argile (Schéma des couches)
- Figure 3.2** Variation du potentiel électrique avec la distance d'une surface d'argile chargée.
- Figure 3.3** Représentation schématique de la chute du potentiel de surface et de la concentration de la double couche électrique, due à une augmentation de la force ionique (Luckham et Rossi, 1999)
- Figure 3.4** Schématisation de la structure multicouches de l'interface eau- argile (Güven et Pollastro, 1992 ; Li et al., 2003)
- Figure 3.5** Relation entre les déformations de gonflement ε_s et la contrainte axiale σ_z lorsque les déformations latérales sont nulles (Wittke, 1990)
- Figure 3.6** Déformation volumique de gonflement $I_{1\varepsilon}$ en fonction du premier invariant des contraintes $I_{1\sigma}$ [a - échelle logarithmique, b – échelle linéaire (Wittke, 1990)]

Chapitre 4

- Figure 4.1** Représentation schématique d'un sol non saturé (Delage & Cui, 2000).
- Figure 4.2** Phénomène d'ascension capillaire
- Figure 4.3** Perméabilité relative à l'eau k_{rw} et k_{ra} d'un sable non-saturé (Vachauld et al., 1974)

Chapitre 5

- Figure 5.1** Transport advectif sans dispersion
- Figure 5.2** Transport advectif avec dispersion
- Figure 5.3** Chemin du transport à travers le sol
- Figure 5.4a** Complexe de sphère interne, il n'y a pas de molécules d'eau entre le cation et la surface. C'est le cas des cations de faible énergie d'hydratation, ici le césium (280 kJ/mol)
- Figure 5.4b** Complexe de sphère externe, le cation reste totalement hydraté. C'est le cas des cations possédant une énergie d'hydratation élevée, comme le sodium (421 kJ/mol)

Chapitre 6

Figure 6.1 Système bidimensionnel de contraintes

Chapitre 8

- Figure 8.1** Dimensions du massif et conditions aux limites en chargement
- Figure 8.2** Maillage en éléments finis
- Figure 8.3** Charge hydraulique calculée en différents nœuds du massif du sol
- Figure 8.4** Maillage par éléments finis
- Figure 8.5** Déplacement horizontal
- Figure 8.6** Position des tensiomètres dans la colonne de Liakopoulos (1965)
- Figure 8.7** Maillage et conditions aux limites
- Figure 8.8** Evolution de la charge d'eau dans la colonne en fonction du temps
- Figure 8.9** Maillage et conditions aux limites
- Figure 8.10** Variation de la charge d'eau dans l'éprouvette au cours du temps
- Figure 8.11** Discrétisation du domaine étudié en éléments finis
- Figure 8.12** Variation de la succion et de la contrainte verticale en fonction du temps
- Figure 8.13** Déplacement de la surface de l'échantillon
- Figure 8.14** Concentration du soluté chimique en fonction de la déformation au gonflement
- Figure 8.15** Dix éléments isoparamétriques à huit nœuds
- Figure 8.16** Représentation physique du problème
- Figure 8.17** Variation de la déformation au gonflement en fonction de la concentration du soluté chimique
- Figure 8.18** Maillage par éléments finis
- Figure 8.19** Déformation de gonflement en fonction de la concentration de soluté chimique

LISTE DES TABLEAUX

Chapitre 2

- Tableau 2.1** Capacité d'échange cationique (CEC) de quelques minéraux
- Tableau 2.2** Surfaces spécifiques de quelques minéraux argileux
- Tableau 2.3** Classification des taux de gonflement des sols en fonction de l'indice de plasticité I_p (Sridharan, 2000)
- Tableau 2.4** Relation entre le taux de gonflement et l'indice de plasticité (Seed et al., 1962)
- Tableau 2.5** Potentiel de gonflement des argiles selon la classification de Chen (1975)
- Tableau 2.6** Relation entre taux de gonflement et limite de retrait (Altemeyer, 1955)
- Tableau 2.7** Relation entre le potentiel de gonflement et l'indice de retrait
- Tableau 2.8** Comparaison de la méthode indienne aux autres méthodes de classification

Chapitre 5

- Tableau 5.1** Valeurs caractéristiques du coefficient de diffusion libre

Chapitre 8

- Tableau 8.1** Propriétés utilisées dans le test de diffusion simple
- Tableau 8.2** Propriétés du sable de Del Monte déterminées par Liakopoulos et Schrefler (1993)
- Tableau 8.3** Caractéristiques physiques et minéralogique de l'argile de Boom
- Tableau 8.4** Caractéristiques mécaniques et hydrauliques de l'argile de Boom.
- Tableau 8.5** Propriétés utilisées dans l'étude du phénomène couplé (suction-déformation)
- Tableau 8.6** Propriétés utilisées dans l'étude de l'effet de la concentration chimique sur le gonflement des argiles.

INTRODUCTION GÉNÉRALE

Le gonflement des formations argileuses suscite actuellement l'intérêt de plusieurs chercheurs du fait de leur abondance dans le domaine sédimentaire et de leur responsabilité des désordres occasionnés sur différents types d'ouvrage, tant pour les structures en surface que pour les ouvrages souterrains (bâtiments, tunnels, ouvrages de soutènement, mines, cavités de stockage, forages pétroliers...etc). Les exemples de désordres liés à la présence d'argiles gonflantes sont nombreux et variés (Chen, 1975 ; Philipponat, 1991 ; Vandangeon, 1992 ; Derriche et al., 1999 ; Djedid et al., 2001, etc.). Paradoxalement, la plupart des recherches effectuées dans le passé afin de caractériser le gonflement de ces terrains et d'éviter ainsi les difficultés encourues par les ouvrages n'ont pas abouti à des résultats cohérents. En effet, certains chercheurs supposent que le gonflement est dû uniquement à la non saturation du matériau argileux, tandis que d'autres considèrent qu'il est dû à l'affinité des minéraux argileux à la solution d'hydratation. Le gonflement est un phénomène très complexe car il est le résultat de plusieurs phénomènes associés ne pouvant être séparés expérimentalement en vue de l'identification de l'effet de chaque mécanisme.

Les sols argileux sont constitués de minéraux variés dont la forte affinité pour l'eau est connue. Certains comportent une forte proportion de particules argileuses telles que la montmorillonite, l'illite, la smectite, etc. Quand on les humidifie à partir d'un état sec, ces sols subissent des gonflements importants, dus d'une part à la saturation progressive des pores du sol qui fait disparaître les forces capillaires, et pour le reste à l'adsorption des molécules d'eau à la surface extérieure des particules argileuses (modification de la double couche), et à la pénétration des molécules d'eau entre les feuillets dont l'empilement constitue les particules d'argile. Inversement, si l'on dessature le sol, il subit une diminution de volume aussi importante, qui provoque en particulier le développement de réseaux de fissures de retrait à partir de la surface.

Aux États-Unis seulement, le retrait et le gonflement des sols sont à l'origine des dégâts de plus de 2,3 milliards de dollars chaque année, ce qui représente plus de deux fois les coûts associés aux dommages causés par les ouragans, les tornades et les tremblements de terre réunis (Jones et Holtz, 1973). En Afrique, les argiles gonflantes représentent 10% des sols africains. L'Algérie est pleinement concernée par le problème des argiles gonflantes, qui sont présentes dans de nombreuses régions du pays. Chaque année, ce phénomène affecte divers

types de structures, causant ainsi des désordres considérables qui imposent des reprises en sous-œuvre très coûteuses et dont la réalisation n'est souvent pas maîtrisée. Parmi les cas de désordres très préjudiciables liés au gonflement des argiles, on peut citer : la raffinerie de In Amenas, l'hôpital de N'Gaous (Batna), la ligne de chemin de fer Ramdane Djamel (Jijel), l'hôpital de Sidi Chahmi et la briqueterie de Mers El Kébir (Oran), la cité Bourmadia à Relizane récemment...etc.

D'autre part, les argiles gonflantes sont étudiées non seulement pour les dangers qu'elles peuvent présenter pour les structures, mais aussi pour la possibilité de les utiliser favorablement notamment dans la résolution de certains problèmes liés à l'environnement. De nombreuses études sont publiées à ce sujet dans la littérature récente (Thomas et al., 1995, Kamon et Katsumi, 2001). Les propriétés particulières des argiles gonflantes, faible perméabilité et rétention notamment, en font des matériaux très intéressants dans de nombreuses applications comme la construction des sites de stockage des déchets ménagers, la construction des barrières ouvragées destinées à confiner des colis de déchets nucléaires stockés en profondeur (Chapman et Tassoni, 1985 ; Gens et Olivella, 2001 ; Andra, 2005). L'étude de ces sols fait actuellement l'objet d'un grand nombre de projets de recherche de par le monde.

Les argiles gonflantes sont donc présentes dans de nombreux contextes, leurs propriétés pouvant être à la fois profitables et/ou dommageables. Le problème actuel que constitue l'entreposage des déchets ménagers, industriels ou nucléaires, est qu'il est indispensable d'assurer la pérennité de l'ouvrage construit sur des période extrêmement longues. Il est donc nécessaire d'arriver à caractériser le comportement hydromécanique de ces matériaux afin de pouvoir prévoir leur comportement à long terme, et notamment, l'influence des variations de volume dues à des modifications de leur état hydrique sur leur comportement mécanique

Le but principal de cette étude est de modéliser le comportement des argiles gonflantes non saturées, quand elles sont soumises à des variations de degré de saturation et de potentiel osmotique. Ce travail est une extension du modèle de transfert couplé présenté par Thomas et Sanson (1995), et qui a été par la suite étendu par un bon nombre de chercheurs (Thomas et He, 1995 ; Ramesh, 1996 ; Missoum et al., 1998). Un code informatique en langage Fortran basé sur le programme COMPASS réalisé à l'université de Cardiff en Grande Bretagne, est développé par la suite, afin de tester les modèles proposés et de les valider.

Le mémoire de cette thèse est organisé en huit chapitres, répartis comme suit :

- Le premier chapitre consiste à dépeindre le cadre général de l'impact du gonflement sur les ouvrages en géotechnique afin d'en préciser les désordres rencontrés et de démontrer par la suite l'importance d'étudier de tels phénomènes.
- Le deuxième chapitre présente une approche générale du gonflement, c'est-à-dire, les différents facteurs physico- chimiques induisant et influençant le mécanisme de gonflement des différents types d'argiles. Il présente aussi les différentes méthodes et lois mises au point afin d'estimer le gonflement des sols de façon indirecte.
- Le troisième chapitre s'attarde sur la présentation des diverses approches traduisant les différents mécanismes du gonflement par des expressions analytiques.
- Le quatrième chapitre présente une revue ciblée sur les différents aspects des sols non saturés, et récapitule les différentes approches utilisées pour caractériser le comportement hydromécanique de ces sols.
- Le cinquième chapitre traite des différentes natures et mécanismes des processus géochimiques qui peuvent avoir lieu dans les sols. Les différentes réactions chimiques entre la phase liquide et la phase solide du sol sont présentées dans ce chapitre.
- Le sixième chapitre présente le développement théorique d'un modèle couplé de transfert de différentes phases dans les sols non saturés. Ce modèle représente le transfert couplé de l'eau interstitielle, de l'air interstitielle et de soluté chimique dans un sol de comportement non linéaire élastique.
- Dans le septième chapitre, il est présenté une solution numérique aux formulations du modèle proposé dans le sixième chapitre. La méthode des éléments finis est utilisée pour la discrétisation spatiale, associées à celle des différences finies pour la discrétisation temporelle.
- Une série d'exercices de vérification du modèle proposé est présentée dans le dernier chapitre afin de prouver la validité du modèle étudié à reproduire certains modèles existants, et d'autre part, à représenter le comportement observé expérimentalement de certains types de sols.

Le mémoire se termine par une conclusion générale et une liste de références bibliographiques.

Chapitre 1

IMPACT DU GONFLEMENT SUR LES OUVRAGES EN GÉOTECHNIQUE

1.1. Introduction

Le gonflement de certains sols ou de certaines roches sédimentaires constitue un phénomène très important en géotechnique car il est à l'origine de nombreux dommages pour les ouvrages en surface et souterrains.

Ce phénomène, qui est prépondérant dans les matériaux argileux, dépend des caractéristiques minéralogiques de ces minéraux et se déclenche lorsque le matériau est mis en contact avec l'humidité. Le phénomène de gonflement est lié à la non saturation initiale de la roche d'une part, et aux propriétés électrochimiques des feuillets argileux d'autre part. Les conséquences du gonflement sont nombreuses et dépendent principalement du type d'ouvrage. A titre d'exemple, le gonflement autour des tunnels peut conduire au soulèvement puis à la dislocation du radier. L'Algérie est pleinement concernée par le problème des argiles gonflantes, qui sont présentes dans de nombreuses régions du pays. Chaque année, ce phénomène affecte divers types de structures, causant ainsi des désordres considérables qui imposent des reprises en sous-œuvre très coûteuses et dont la réalisation n'est souvent pas maîtrisée.

Le gonflement est généralement accompagné d'un changement des caractéristiques mécaniques et physico chimiques du sol, qui peut avoir une influence sur la durée de vie de l'ouvrage. Les conséquences du gonflement sont nombreuses et dépendent principalement du type d'ouvrage.

1.2. Ouvrages superficiels

Les ouvrages superficiels sujets au gonflement sont principalement les fondations et les murs de soutènement des bâtiments. Parmi ces derniers, les maisons individuelles construites sans mesure de précaution sur des sols gonflants, présentant par la suite des dégradations et des fissures au niveau des murs porteurs, des murs de remplissage et des fondations.



Figure 1.1 Fissuration des dalles en béton



Figure 1.2 gonflement du sol provoquant des dommages du trottoir ainsi que l'habitation



Figure 1.3 Ouverture des joints de dilatation entre les blocs

Les dommages touchent aussi les réseaux de drainage qui peuvent subir des inversions de pente provoquant le débordement des drains alimentant ainsi le phénomène de gonflement.



Figure 1.4 Dégradation du sous sol

Les principaux facteurs déclenchant le gonflement des ouvrages superficiels sont les suivants :

- Les facteurs climatiques (précipitations...)
- La végétation
- L'hydrogéologie
- La topographie (pente, exposition)
- Les défauts de fondation et des actions anthropiques (modification des écoulements, imperméabilisation des sols, drainage ou fuite de réseaux, pompage....etc.)

Les dégâts causés aux structures des bâtiments reposant sur des sols gonflants ont été chiffrés à environ 2,25 milliards de dollars aux U.S.A en 1976 et à 5 milliards de dollars en France entre les années 1989 et 2000.



Figure 1.5 effet de sinuosité des routes

Différentes techniques peuvent être utilisées pour stabiliser le gonflement superficiel. Le choix d'une technique dépend de son efficacité et de son prix de revient. Parmi les techniques de stabilisation les plus couramment utilisées, on distingue :

- La stabilisation mécanique (compactage, préhumidification),
- La stabilisation chimique (par ajout de matériaux comme les sels, le ciment et la chaux).

1.3. Les ouvrages souterrains

Les ouvrages souterrains sujets au gonflement les plus communément répandus sont : les tunnels, les puits pétroliers, les cavités de stockage des déchets radioactifs ainsi que les monuments historiques.

1.3.1. Les tunnels

Les tunnels en milieu gonflant posent de très importantes difficultés aussi bien lors de leur construction qu'après leur mise en service. Le creusement du tunnel entraîne une modification des contraintes autour de l'ouvrage. Cette modification engendre souvent l'apparition de fissures facilitant la circulation de l'eau et l'hydratation des minéraux argileux. Cette dernière entraîne le gonflement qui se manifeste par un déplacement de la paroi du tunnel avant la mise en place du revêtement en béton ou par une pression de gonflement après cette mise en place.

Pour mieux décrire le comportement des tunnels excavés, Einstein et Bishoff (1975) ont identifié différents types de déformations :

- L'adsorption de l'eau provoque une augmentation de volume en fonction du temps, ce gonflement est causé par la différence de concentration chimique, de liaisons types non saturées ou partiellement saturées.
- Les modifications de contraintes entraînent l'adsorption de l'eau, autrement dit une augmentation supplémentaire de volume.
- L'adsorption de l'eau peut être aussi responsable de la modification des contraintes s'accompagnant d'une augmentation supplémentaire de volume.

Les désordres caractéristiques qui affectent le plus souvent les tunnels localisés dans un milieu gonflant sont les suivants :

- Soulèvement puis dislocation du radier (figure(1.6))
- Bombement et convergence des piédroits
- Pincement de la voûte en clé.



Figure 1.6 soulèvement puis dislocation du radier d'un tunnel

1.3.2. Les puits pétroliers

La boue de forage est un mélange complexe de divers produits chimiques. Elle joue à la fois un rôle physique, chimique et mécanique. Ses caractéristiques physiques et chimiques permettent d'assurer une bonne stabilité des parois du puits, de refroidir et de lubrifier l'outil et le train de sonde et de transmettre la puissance hydraulique.

Dzialowski et al. (1998) ont constaté que 90% des formations rocheuses rencontrées dans les puits pétroliers sont de type argileux et sont impliquées dans 75% des problèmes.

Les différents mécanismes induisant le gonflement de la roche autour du puits de forage peuvent être résumés comme suit (Lal. M, 1999) :

- La pression capillaire.
- La pression osmotique générée entre la boue de forage et l'eau des pores,
- La pression d'hydratation causée par l'interaction entre les ions de la boue et les surfaces argileuses chargées négativement.

Les principaux désordres rencontrés sont les suivants (Onaisi et al., 1994) :

- L'instabilité et l'élargissement de la paroi du puits de forage.
- La distorsion des tiges.

Les désordres causés par le gonflement des puits pétroliers sont estimés à 500 millions de dollars par an au USA (Van Oort et al., 1996). Actuellement, les industries pétrolières cherchent à bien choisir la température ainsi que la nature de la boue de forage (concentration et nature des cations), afin de réduire la réactivité de la roche. L'utilisation de l'huile minimise le gonflement en assurant la stabilité du puit mais elle a malheureusement pour conséquence d'engendrer de graves problèmes environnementaux.

1.3.3. Les cavités de stockage des déchets radioactifs

Depuis quelques années, il est devenu nécessaire de trouver des moyens pour gérer à long terme les déchets radioactifs de haute et moyenne activité, issus de la production d'énergie nucléaire et de l'industrie en général. Une des solutions envisagées par plusieurs pays est le stockage en formations argileuses profondes. L'objectif de cette solution est d'isoler les déchets de la biosphère par trois barrières (figure (1.7))

- Un conteneur métallique ou en béton afin de noyer les déchets
- Une barrière ouvragée (BO) constituée d'argile gonflante fortement compactée placée autour du colis
- La couche d'argilite assurant la sécurité à long terme.

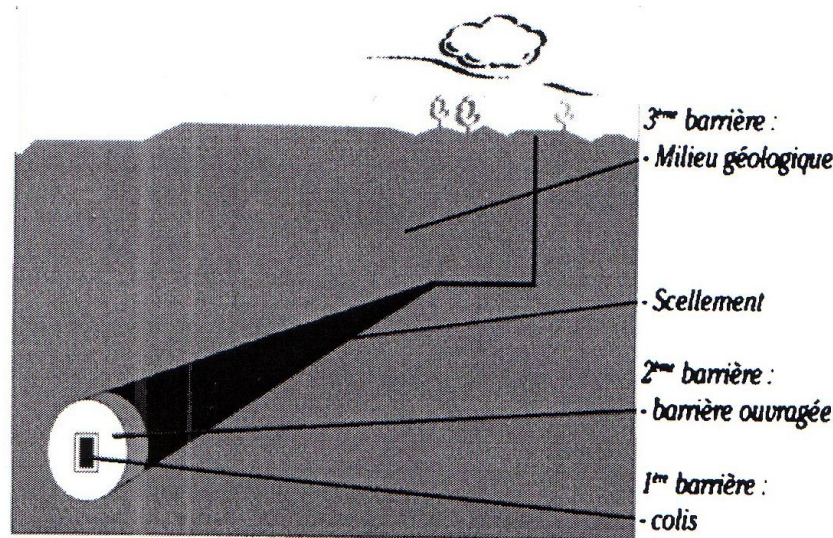


Figure 1.7 Les trois barrières de protection (ANDRA, 1997)

Les argilites contiennent une quantité élevée de minéraux argileux fortement gonflants et sont susceptibles d'agir avec le changement du degré d'hygrométrie et de température.

Différentes réactions chimico- mécaniques, hygro-mécaniques et thermo-mécaniques peuvent être observées. Ces réactions favorisent la formation de fissures perturbant par la suite le comportement mécanique et hydraulique, et augmentant par la suite la possibilité future de transmission des radionucléides. Le phénomène le plus apparent jusqu'à maintenant est l'ouverture et la fermeture des fissures localisées autour de l'excavation dans la zone endommagée EDZ (Excavation Disturbed Zone) qui sont dues aux variations saisonnières de l'hygrométrie. Le stockage futur des colis va créer des variations thermiques favorisant la désaturation des argilites et pouvant être responsable de l'élargissement de la zone endommagée. S'il y a présence de l'eau, il y a gonflement et ouverture des fissures dans la couche d'argilite, réduction d'espace poral dans la couche de bentonite compactée du fait du gonflement empêché et des perturbations alcalines dans le béton.

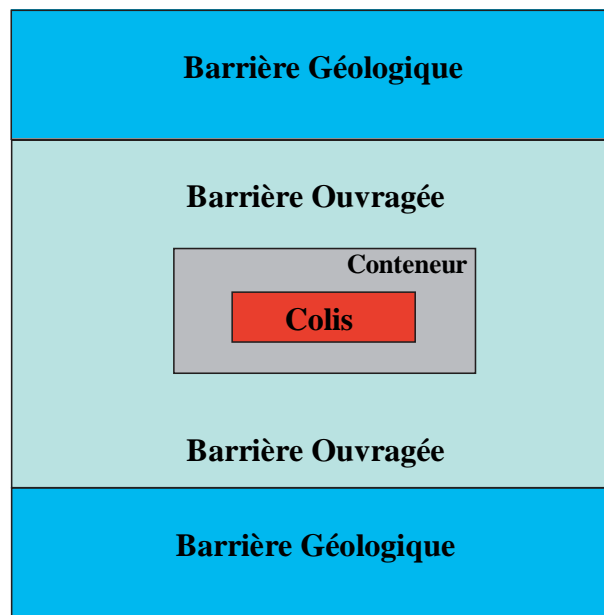


Figure 1.8 Concept envisagé pour le stockage en formations géologiques profondes

Le problème réside dans la détermination et l'identification de plusieurs phénomènes (chimiques, physiques et mécaniques) ayant chacun des influences les uns par rapport aux autres.

1.3.4. Les monuments historiques

Les monuments historiques peuvent être endommagés par le gonflement du terrain qui les encaissent ou sur lesquels ils reposent. Plusieurs exemples égyptiens illustrent ces situations, tels que le serapeum (Saqqarah), le temple d'Hatshepsout (Louxor) et le grand Temple de Deir El-ahary (Verdel, T. 1993). Des décollements du toit, des chutes de blocs et l'apparition de fissures, ainsi que l'effondrement des murs, ont été observées au niveau des zones de contact de ces monuments avec des couches argileuses.

1.4. Conclusion

Les matériaux argileux sont très fréquents et couvrent une partie considérable du globe terrestre. La maîtrise du phénomène de gonflement demande une grande connaissance afin de minimiser les dégâts occasionnés par ce phénomène sur les différents ouvrages construits en formations argileuses. Ce chapitre présente une brève présentation des conséquences du

gonflement sur le comportement des ouvrages géotechniques. Pour chaque type d'ouvrage, certaines spécificités sont requises. Par exemple, pour les puits pétroliers, l'effet de la chimie est prépondérant, à l'opposé de la saturation en eau qui est mise en contact avec la couche d'argile entourant les tunnels où il est amoindri.

Après cette brève présentation des conséquences du gonflement des argiles sur le comportement des ouvrages géotechniques, il convient à présent d'étudier plus en détail les caractéristiques et la texture des matériaux argileux. Au chapitre suivant, nous faisons un voyage au cœur des argiles, avant d'en faire le tour pour décrire certaines de leurs propriétés microscopiques et macroscopique. Nous parlerons notamment de l'aptitude au gonflement de certaines argiles (smectites,...), ainsi des différents mécanismes induisant et influençant ce phénomène.

Chapitre 2

CARACTERISATION PHYSIQUE, CHIMIQUE ET MÉCANIQUE DES ARGILES

2.1. Introduction

Le terme argile désigne non seulement une formation rocheuse ainsi que la matière première qui en résulte, mais définit aussi un domaine granulométrique comprenant des particules minérales dont le diamètre des grains est inférieur à deux micromètre.

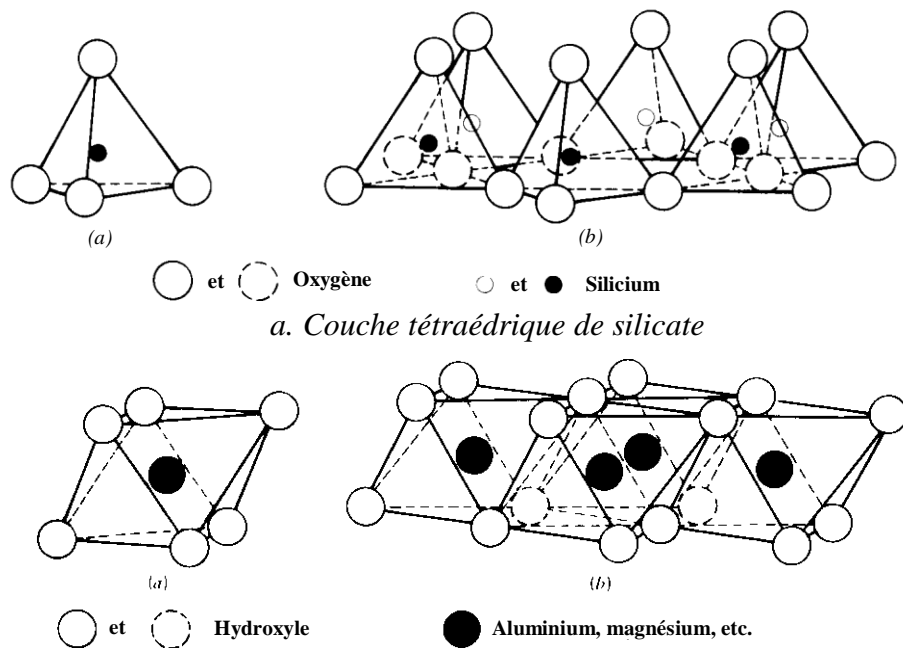
L'intérêt accordé ces dernières années à l'étude des argiles par de nombreux laboratoires dans le monde se justifie par leur abondance dans la nature, l'importance des surfaces spécifiques qu'elles développent, la présence des charges électriques sur leur surface et surtout l'échangeabilité des cations interfoliaires. Ces derniers, appelés aussi cations compensateurs, sont les principaux éléments responsables de l'hydratation, de la plasticité et du gonflement des argiles.

2.2. Structure des minéraux argileux

2.2.1. Généralités

Les argiles sont des entités minéralogiques caractérisées par un comportement particulier avec l'eau, qui se traduit souvent par des phénomènes de gonflement et de retrait. Ce sont des silicates d'alumines hydratés, qui ont des structures phylliteuses particulières et se distinguent par leur nature chimique.

La structure phylliteuse de l'argile est le résultat de la superposition de couches tétraédriques de silice et de couches octaédriques d'hydroxydes d'aluminium ou de magnésium. Dans une couche tétraédrique (SiO_2), l'ion silicium Si^{4+} est placé au centre d'un tétraèdre entouré de quatre atomes d'oxygène. Dans une couche octaédrique d'hydroxyde d'aluminium $\text{Al}_2(\text{OH})_6$, le cation (Al^{3+} ou Mg^{2+}) est entouré d'un octaèdre d'ions hydroxydes OH^- (figure (2.1)).



b. Arrangement octaédrique de la couche d'hydroxyde d'aluminium ou de magnésium

Figure 2.1 les deux structures élémentaires des feuillets d'argile

La jonction entre une couche tétraédrique et une couche octaédrique se fait par substitution de certains groupements OH^- par des ions d'oxygène O^{2-} , ce qui donne à la particule d'argile une charge négative. Il s'ensuit des propriétés adsorbantes de l'argile, favorisant la fixation de cations et de molécules polaires afin d'assurer la neutralité électrique du minéral.

Certaines argiles, pour lesquelles les liaisons interfeuillets sont très faibles, ont la propriété de fixer des molécules d'eau entre deux feuillets voisins. Ces argiles sont dites gonflantes. Le potentiel de gonflement d'une argile dépend de la texture et de la structure de minéraux qui la constituent.

2.2.2. Classification des argiles

2.2.2.1. Le groupe de la kaolinite et de la serpentine

Le représentant le plus important de ce groupe de minéraux est de loin la kaolinite. Elle est aussi l'exemple typique d'une argile non gonflante. Les minéraux de cette famille sont composés par l'alternance de couches tétraédriques et couches octaédriques (figure 2.2). Les

deux tiers des atomes du plan commun entre la structure octaédrique et la structure tétraédrique sont des atomes d'oxygène, qui assurent la jonction entre les deux couches. Le tiers restant est composé d'ions hydroxyles. Les liaisons entre les différentes couches sont relativement rigides et sont principalement assurées par les forces de Van der Waals et les liaisons hydrogènes.

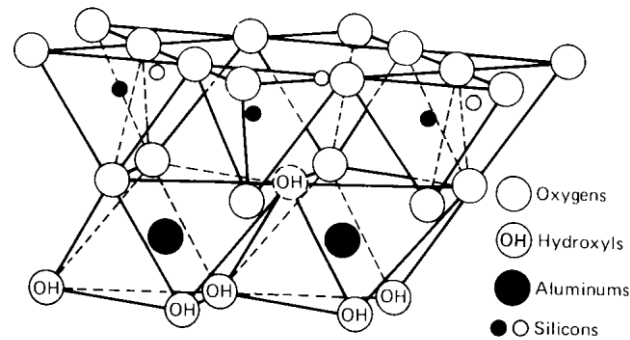


Figure 2.2 Arrangement des feuillets de kaolinite

Des substitutions des cations de silicium de la couche tétraédrique ou de cations d'aluminium de la couche octaédrique peuvent se produire sans changer l'arrangement des minéraux de cette famille. Cependant, de telles substitutions sont susceptibles de générer un déficit de charge et donc de charger négativement la couche de kaolinite. Ce déficit de charges est comblé par l'attraction d'autres cations et l'on parle alors de *capacité d'échange cationique* (CEC) du minéral, souvent donnée en milliéquivalents par cent grammes du minéral.

2.2.2.2. Le groupe des smectites

Les minéraux de cette famille sont composés d'une couche octaédrique qui s'insère entre deux couches tétraédriques (figure 2.3). Les liaisons entre la couche tétraédrique et les couches octaédriques sont assurées par les atomes d'oxygène appartenant aux deux couches et constituant la majorité des anions de la surface des deux couches octaédriques.

A la différence de la kaolinite, les smectites sont chargées négativement. Ce déficit de charge est compensé par l'adsorption des cations en solution dans l'eau, qui viennent se placer entre les feuillets de smectite, accompagnés de molécules d'eau d'hydratation. L'épaisseur

d'une couche de smectite est de 9,6 °A. Le représentant le plus important de cette famille de minéraux est la montmorillonite.

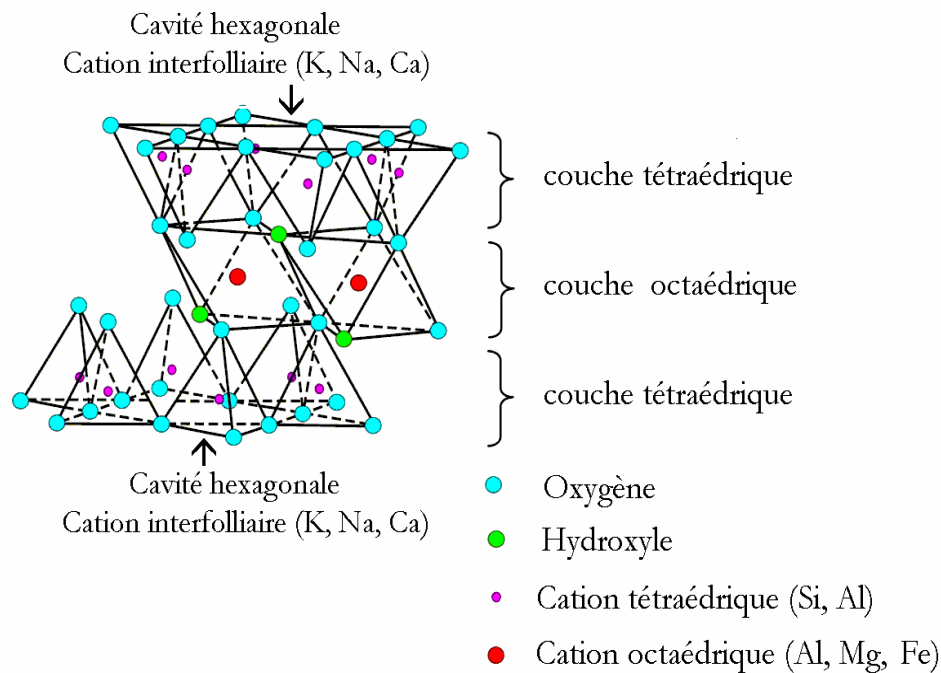


Figure 2.3 Représentation schématique d'un feuillet de smectite [Luckham et Rossi (1999)].

Entre différents feuillets de smectite, deux plans contenant des atomes d'oxygène sont en contact. Il s'ensuit que la liaison est plus faible que pour la kaolinite. De ce fait, les particules de smectite sont de très petites tailles et ont tendance à former des feuillets de très faible épaisseur. Par ailleurs, la surface spécifique des smectites est relativement grande, ce qui favorise la pénétration des fluides polaires, tels que l'eau, entre les feuillets d'argile. Les minéraux de cette famille, notamment la montmorillonite, sont de ce fait les principaux responsables du phénomène de gonflement observé à l'échelle microscopique.

2.2.2.3. Le groupe des micas

La structure de base des minéraux de cette famille résulte de l'association d'une couche octaédrique et de deux couches tétraédriques, qui l'entourent. Elle ressemble donc à la structure des smectites, cependant, le quart des cations Si^{4+} est remplacé par des cation Al^{3+} (figure(2.4)). Il en résulte un déficit de charge, compensé par l'adsorption d'ion de potassium K^+ , qui s'intercale entre les feuillets. On distingue plusieurs minéraux dans ce groupe suivant la nature des cations occupant les sites tétraédriques et octaédriques, tels que les illites et les

vermiculites. La capacité d'échange cationique des illites varie entre 10 et 40 meq/100g, tandis que celle des vermiculites varie entre 100 à 150 meq/100g.

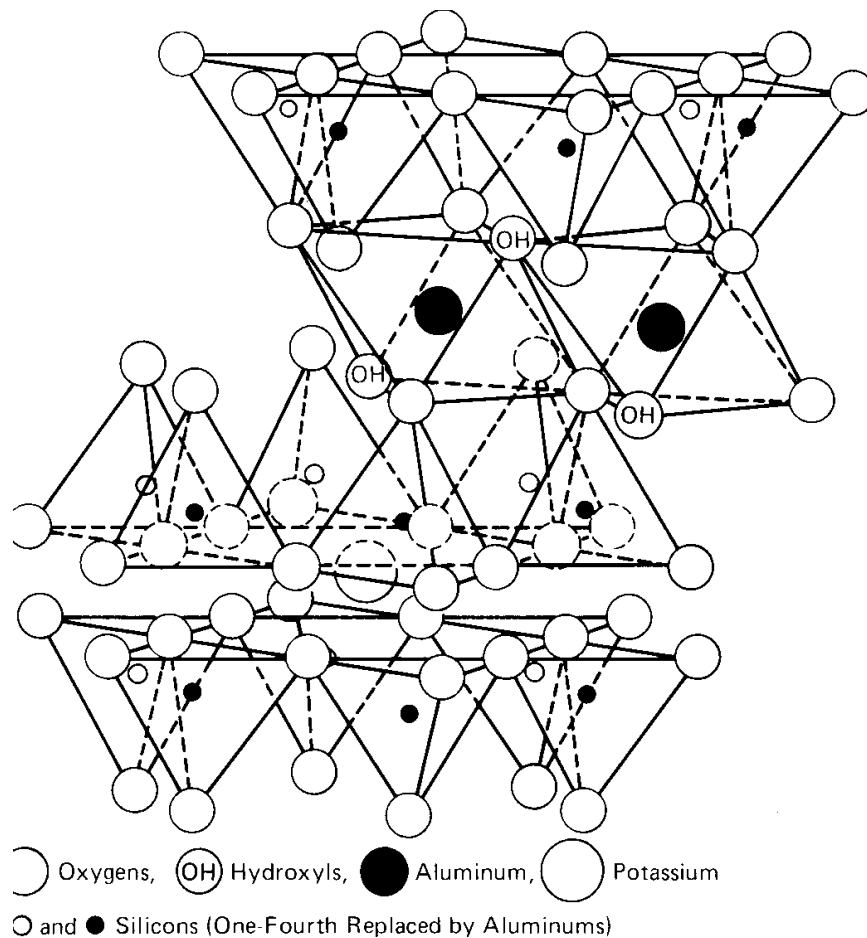


Figure 2.4 Structure des minéraux de la famille des micas

2.3. Les principales caractéristiques des minéraux argileux

Les principales caractéristiques des minéraux argileux qui influencent leur gonflement sont les suivantes :

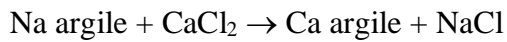
2.3.1. La capacité d'échange cationique (CEC)

La capacité d'échange cationique joue un rôle important dans le phénomène de gonflement des minéraux argileux, car plus les feuillets possèdent des sites compensables, plus ils peuvent adsorber des ions. Cependant, lorsque la densité du site est trop élevée, comme pour la vermiculite, les feuillets sont liés par de trop fortes interactions pour pouvoir gonfler, et donc pour être échangés. La capacité d'échange cationique est une quantité qui se

mesure par saturation de l'argile par un premier type de cation, ensuite on la met en présence d'autres cations qui vont prendre la place des premiers. Selon le nombre des cations récupérés, on estime la valeur de CEC qui s'exprime en milliéquivalents par cent grammes du minéral.

Cette aptitude des argiles à libérer leurs cations dépend de la valence et de la masse atomique du cation présent dans la solution, suivant l'ordre suivant : $\text{Li}^+ < \text{Na}^+ < \text{K}^+ < \text{H}^+ < \text{Mg}^{2+} < \text{Ca}^{2+} < \text{Al}^{3+}$.

Exemple :



Les surfaces des particules argileuses sont chargées négativement. Afin d'équilibrer la charge négative, les particules d'argiles attirent les ions positifs contenus dans les solutions. Ces ions sont considérés comme des ions interchangeable.

Tableau 2.1 Capacité d'échange cationique (CEC) de quelques minéraux

Minéraux	CEC
Kaolinite	3-15 meq/100g
illite	30-40 meq/100g
Montmorillonite	80-150 meq/100g

2.3.2. La surface spécifique

Les minéraux argileux présentent des surfaces spécifiques très importantes et peuvent de ce fait attirer un grand nombre de molécules et d'ions. L'augmentation de la surface spécifique entraîne la diminution de la densité en charge, et par conséquent favorise le gonflement. Les argiles dont les particules ont des surfaces spécifiques grandes sont très gonflantes.

Tableau 2.2 Surfaces spécifiques de quelques minéraux argileux

Minéraux	Surface spécifique en m^2/g
Kaolinite	10-20
Illite	65-100
Montmorillonite	700-840

2.3.3. La densité de charge spécifique

Elle est égale au rapport entre la capacité d'échange cationique CEC et la surface spécifique S de la particule argileuse

$$\sigma = \frac{CEC}{S} \quad (2.1)$$

Tel que σ représente la densité de charge en (meq/m²)

Deux types de charge existent dans les milieux argileux; une charge permanente ou structurale liée aux substitutions ioniques (Al³⁺ pour Si⁴⁺ dans la couche tétraédrique, Mg²⁺ ou Fe²⁺ pour Al³⁺ dans la couche octaédrique), et une charge de surface variable selon le pH du milieu liée aux réactions chimiques qui se produisent à la surface des minéraux.

La densité de charge spécifique enseigne sur le pouvoir de la particule à repousser les autres. Cette répulsion étant la capacité de gonflement des minéraux argileux. L'augmentation de la densité de charge spécifique réduit la pression de gonflement des matériaux argileux. Cette augmentation entraîne l'attraction des ions, ce qui va provoquer une condensation de la double couche, donc une diminution de son épaisseur.

2.4. Microstructure des argiles

Nous présentons dans ce paragraphe une revue bibliographique sur la microstructure des argiles en prenant en considération les différents types de minerais et d'empilements de particules constituant l'argile en question.

Il faut noter que la montmorillonite possède la propriété de gonflement la plus intéressante de tous les minéraux de la famille des phyllosilicates. Nous nous attachons dans cette partie à décrire leur structure à différentes échelles et leurs propriétés spécifiques. Ceci est rendu possible par l'utilisation de techniques expérimentales telles que la Diffusion aux Petits Angles des Rayons X (DPAX), la Microscopie Électronique à transmission (MET) et la Microscopie Électronique à Balayage (MEB). Différents auteurs ont mis en évidence trois niveaux d'organisation dans les systèmes argileux, particulièrement la montmorillonite. La figure (2.5) représente les différents niveaux d'organisation selon l'échelle d'observation proposée par Le Pluart et al., (2004). Nous présentons donc dans cette partie les trois différents « objets » caractéristiques de cette structure multi-échelle des montmorillonite.

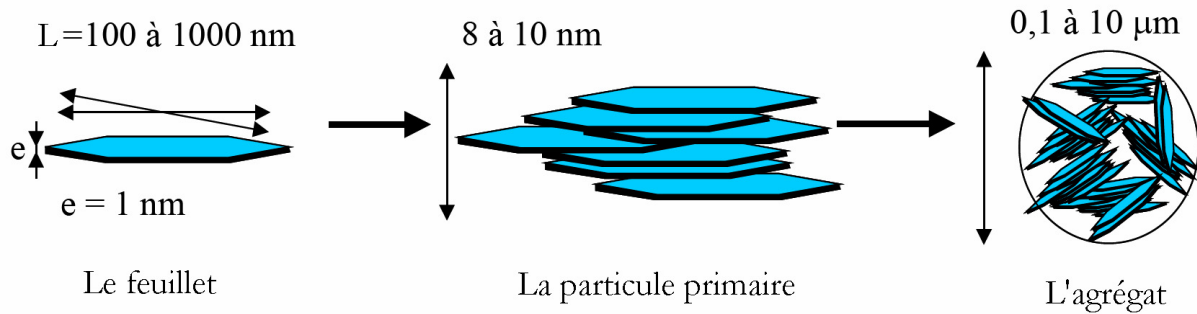


Figure 2.5 Structure multi-échelle de la montmorillonite (Le Pluart et al., (2004))

2.4.1. Le feuillet

Les feuillets sont des unités structurales de base définissant la nature minéralogique, l'appartenance au type d'argile, les propriétés physico-chimiques ainsi que le comportement macroscopique. Le feuillet représente la répétition horizontales de la demi maille dans les direction x et y. Il est assimilable à un disque ou une plaquette possédant des dimensions latérales de l'ordre de micron, et faisant à peu près un nanomètre d'épaisseur. Ces plaquettes sont considérées comme souples et relativement déformables. L'anisotropie des feuillets est très importante. Dans la famille des smectites, la charge d'un feuillet varie de 0,2 à 0,6 électron par maille, selon la localisation des substitutions et le taux d'occupation des couches octaédriques. La montmorillonite possède environ 0,3 à 0,4 électron par maille (Le Pluart, 2002).il faut savoir que les cations compensateurs à la surface des feuillets de montmorillonite sont généralement des ions de calcium ou de sodium. On emploie généralement les termes de montmorillonite « calcique » et de montmorillonite « sodique » pour faire référence à la nature de ces cations.

2.4.2. La particule primaire

Les particules constituent le premier niveau d'organisation. Elles sont caractérisées par un empilement de feuillets identiques parallèlement à leur plan de base. Les forces de cohésion entre feuillets sont plus faibles que celles existant au sein du feuillet. Si on considère les principales espèces minéralogiques, la structure de la particule observée dans un plan perpendiculaire au plan des feuillets peut se présenter suivant trois grands types d'empilements :

- **Empilement ordonné** : où les feuillets sont empilés les uns sur les autres dans un ordre parfait. C'est le cas des phyllosilicates dont l'espace interfoliaire est vide ou anhydre (kaolinite ou illite).
- **Empilement semi-ordonné** : (ou désordre translationnel). Dans ce cas, les feuillets successifs présentent des translations « semi- définies ». Ils sont séparés par quelques molécules d'eau, l'épaisseur de la particule est variable et dépend du degré d'hydratation. Ils peuvent glisser latéralement les uns sur les autres.
- **Empilement désordonné** : (ou désordre turbostatique). Dans ce cas, des feuillets successifs présentent des translations et des rotations quelconques dans tout l'édifice. Les feuillets sont séparés par un film d'eau permettant une libre rotation autour d'un axe perpendiculaire au plan de la particule (Pons, 1980; Pedro, 1994).

Il existe un nombre important de termes pour désigner les particules. Le plus petit élément cristallin produisant des interférences dans un phénomène de diffraction X a été appelé par Mering et Oberlin (1971) « particule primaire ». la particule plus grossière obtenue après une dispersion dans certaines conditions, constituée par l'association de plusieurs particules primaires, a été désignée par les mêmes auteurs par le terme de « particule libre ».

2.4.3. L'agrégat

C'est un ensemble de particules primaires orientées dans toutes les directions. Les agrégats ont une taille qui varie de 0,1 à 10 microns (Le Pluart, 2002).

Il s'agit d'un assemblage des particules dont l'arrangement est gouverné par le type de forces résultant des interactions entre particules. En effet, lorsque les forces répulsives sont dominantes, les particules s'orientent parallèlement et la structure est dite dispersées. Ces particules s'assemblent au sein d'agrégats, plus au moins denses selon la texture et le nombre de particules, ainsi que la distance entre celle-ci. Tessier (1975), en prenant pour référence les données de Mering et Oberlin (1971) et de Van Olphen (1963), portant sur les minéraux expansibles, a proposé une nomenclature pour nommer les différents modes d'association des particules. L'agrégat constitué de plusieurs particules primaires a été nommé *unité morphologique*; le dernier niveau d'organisation est constitué par les *super-agrégats*, où se regroupent les agrégats.

Selon la quantité d'eau présente au sein du système et la nature de l'argile considérée, l'organisation sera plus ou moins variée. Il en résulte différents types de structuration comme, par exemple, dans le cas de la montmorillonite qui possède des unités morphologiques très déformables. Ces déformations sont probablement plus aisées que dans les autres phyllosilicates, même si elles sont relativement limitées du fait que les particules possèdent une certaine rigidité. (Luckham et Rossi, 1999; Jozja, 2003).

2.5. Le système argile - eau

Les particules d'argile, et plus particulièrement la montmorillonite, présentent une grande affinité pour l'eau qui s'exprime d'une part par la quantité d'eau qu'est susceptible de retenir l'argile, et d'autre part par l'énergie avec laquelle cette eau est retenue. Ce phénomène d'ordre capillaire résultant de la granulométrie fine des particules ainsi que de la présence de charge à la surface des feuillets vont contribuer à accentuer les interactions argile – eau. Pour comprendre cela, on s'intéresse à l'échelle des particules où les feuillets sont séparés par un nombre variable de couche d'eau (entre 0 et 4) et des pores de l'ordre de 30 à 50°A (Touret et al., 1990). Les particules sont plus ou moins épaisses, selon la nature du cation compensateur et les propriétés physico-chimiques de l'argile.

Les particules sont séparées les unes des autres par une quantité d'eau, relativement importante, mais elles ne sont cependant pas indépendantes. Du fait de la très grande étendue des feuillets dans leur plan et des forces d'attraction interfeuille, il se forme des connections entre particules par rapprochement de deux zones de feuillets extérieurs à deux particules adjacentes, ou par interaction entre feuillets (Luckham et Rossi, 1999). Comme cela a été expliqué plus haut, les particules ainsi connectées forment des agrégats. Lorsque l'hydratation se poursuit par le gonflement des particules, on désigne l'état de l'argile hydratée sous le terme de « gel ». Ces types de gels sont caractérisés par des particules très lâches constituées d'un nombre faible de feuillets (en moyenne 5), voir des feuillets isolés, situés à des distances allant de 30 à quelques centaines d'°A (Glaeser, 1953; Jozja, 2003).

2.5.1. Dispersion des feuillets

En présence d'eau, une argile gonflante peut former un solide hydraté, un gel et/ou une suspension plus ou moins stable. Cela est possible grâce au caractère gonflant de cette argile.

Ce comportement est traité en détail par différents auteurs (Norrish, 1954; Swartzen-Ilen et Matijevic, 1974; Van Olphen, 1977, Luckham et Rossi, 1999).

Si l'on essaye de comprendre le phénomène de gonflement au niveau de l'organisation structurale de l'argile, on peut distinguer deux échelles différentes; une dispersion interparticulaire où la pénétration des molécules d'eau est localisée entre les particules élémentaires; et une hydratation interfeuillet où la pénétration des molécule d'eau est localisée entre les feuillets qui constituent une particule (Pons, 1980).

Le phénomène d'hydratation interfeuillelet augmente la distance entre les feuillets (distance basale) comme le montre la figure (2.6)(Luckham et Rossi, 1999). Auparavant, des études par diffraction des rayons X réalisées sur des phyllosilicates hydratés sous pression relative contrôlée ont montré que l'eau s'y organise en couches moléculaires planes (Ben Brahim, 1985). En outre, d'autres auteurs ont étudié la montmorillonite et ont montré l'existence, pour des pressions relatives d'eau croissante, d'hydrates successifs à 1,2,3 et 4 couches d'eau auxquelles correspondent des distances basales de 12,6; 15,6; 18,6; 21,6 °A respectivement (Bradley et al., 1937; Mering, 1949; Pons, 1980; Ben Rhaïem et al., 1986, Bérend, 1991). A ce stade at à des faibles états d'hydratation, entre 1 et 4 couches d'eau interfoliaires, le minerai de montmorillonite reste dans un état qu'on qualifie de solide hydraté (Pons et al., 1980; Ben Rhaïem et al., 1986).

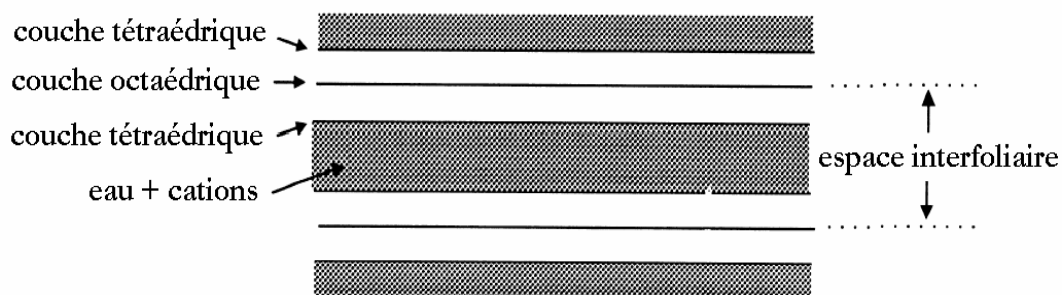


Figure 2.6 Représentation de l'espace interfoliaire (distance basale) entre deux feuillets de montmorillonite (Luckham et Rossi, 1999)

Lorsque l'insertion de l'eau se poursuit dans un système de montmorillonite hydratée, au-delà de 4 couches, on parle dans la littérature de processus de « gonflement ». il est principalement dû à la formation, entre feuillets adjacents, de ce qu'on appelle « double

couche diffuse » qui sera détaillée dans le chapitre suivant. Les distances interfoliaires passent brusquement de 21,6°A (hydrate à 4 couches d'eau) à 30°A et au-delà (Pons et al., 1987; Bérend, 1991). Pour des teneurs en eau plus importantes, on parle le plus souvent de dispersion ou de suspension de montmorillonite dans l'eau que de gonflement aqueux de la montmorillonite (Le Pluart, 2002).

Les propriétés d'hydratation, de gonflement et de dispersion n'existent que parce que l'énergie de cohésion interfoliaire est suffisamment faible pour que les molécules d'eau puissent pénétrer entre les feuillets. Cela a été établi à travers une succession de travaux antérieurs effectués sur des phyllosilicates en général la montmorillonite en particulier (Hendricks et al., 1940; Norrish, 1954; Pons, 1980; Ben Rhaïem et al., 1986, Bérend, 1991). L'aptitude d'un phyllosilicate à s'hydrater se résume donc à la concurrence entre l'énergie d'attraction des molécules d'eau qui se traduit par la somme des interactions eau -cations, eau -eau et eau -feuillelet, et l'énergie de cohésion interfeuillets qui dépend des cations interfoliaires, de l'origine de la charge du feuillelet et du mode d'empilement des feuillets.

Par conséquent, lorsque la cohésion reste élevée, l'hydratation devrait être limitée à quelques couches d'eau. Le cas typique est la montmorillonite-Ca, pour laquelle l'énergie attractive est inférieure à l'énergie cohésive dès l'adsorption de la deuxième couche d'eau. Par contre, dans les systèmes où la cohésion interfeuillets devient très faible devant l'énergie attractive, le nombre de couches d'eaux insérées peut devenir très élevé, conduisant, comme dans le cas de la montmorillonite-Na, à la dispersion des feuillets (Pons et al., 1980; Ben Rhaïem et al., 1986). Dans la littérature, on trouve une nomenclature bien spécifique à ces deux modes de gonflement qui se distinguent par leur aptitude d'hydratation. Il s'agit de gonflement « cristallin » et « osmotique » (Norrish, 1954; Didier, 1972).

Gonflement cristallin : Il permet d'augmenter la distance interfoliaire de 9,6 à 20°A. ce gonflement est directement lié au nombre de couches d'eau adsorbées entre les feuillets. Il est intéressant de noter qu'une montmorillonite, même séchée à 105°C, présente généralement une distance interfoliaire d'environ 12 °A, témoignant de la présence d'eau liée entre ses feuillets. L'amplitude de gonflement cristallin est liée à l'énergie d'hydratation des cations compensateurs. Dans le cas d'une montmorillonite-Ca, le phénomène de gonflement est réduit à ce type de mécanisme (Norrish, 1954; Ben Rhaïem et al., 1986).

Gonflement osmotique : appelé également gonflement « macroscopique » ou gonflement « libre ». Il se produit lorsque l'énergie d'hydratation est suffisante pour franchir la barrière de potentiel due aux forces électrostatiques attractives entre feuillets. Au-delà de la

deuxième couche d'eau adsorbée à la surface d'un feuillet, l'eau perd ses propriétés d'eau liée et devient de l'eau libre. Dans le cas de la montmorillonite-Na, on parle du gonflement cristallin mais aussi du phénomène de gonflement osmotique. Ce dernier résulte de la formation d'une couche diffuse. L'épaisseur de celle-ci, qui dépend de l'ion considéré et des caractéristiques de la solution, peut atteindre 100nm. La raison du gonflement osmotique est la différence de concentration entre la solution interne (Na^+ dans l'espace interfeuillet) et externe, avec une concentration inférieure en Na^+ . Cause de la fixation électrostatique de Na^+ , cette différence ne peut être compensée que par une quantité supplémentaire d'eau entrant dans l'espace interfeuillets (Egloffstein, 2001; Kozaki et al., 2005).

2.5.2. Rôle des cations compensateurs

Le gonflement tel que nous venons de le décrire peut être qualifié d'idéal. Il n'est en fait observé que dans des conditions bien précises, dépend du couple matériau- cation compensateur. Hendricks et al., (1940) se sont les premiers intéressés à préciser le rôle des cations échangeables sur le début de l'hydratation. Ultérieurement, des études ont montré l'existence de deux groupes de cations compensateurs (Norrish, 1954; Pons et al., 1981; Ben Rhaiem et al., 1986, Touret et al., 1990; Faisandier et al., 1998) :

Les cations qui permettent d'obtenir la dispersion maximum pour la montmorillonite mais également pour tous les phyllosilicates présentant des propriétés d'hydratation. Ces cations sont : Na^+ , Li^+ , K^+ et Ag^+ .

Les cations qui ne permettent qu'une hydratation limitée à quelques couches d'eau (2-4 suivant le minéral) : Cs^+ , Ca^{2+} , Mg^{2+} , Ba^{2+} .

Norrish (1954) a relié le gonflement des particules argileuses à l'hydratation des cations en classant ces derniers par valeur décroissante de leur énergie d'hydratation réduite. Il obtient le classement suivant : Li^+ , Na^+ , Ca^{2+} , K^+ , Cs^+ . Ce classement est bien logique à partir du moment où les cations Li^+ et Na^+ permettent d'obtenir une dispersion maximale alors que les cations Ca^{2+} et Cs^+ ne permettent qu'une hydratation limitée. Ce n'est que le K^+ qui pose un problème, tantôt il se comporte comme Na^+ et tantôt comme Ca^{2+} . Bien après ce travail, Faisandier (1997) a montré que le potassium provoque la formation d'un système hétérogène où coexistent, au sein d'une même particule, des feuillets de smectite hydratés et des feuillets collapsés (distance à 10°A). De plus, d'autres auteurs ont montré que la présence de certains métaux ou cations d'un grand rayon ionique pouvaient diminuer le gonflement interfoliaire (Bereket et al., 1997; Aboiroux, 1998; Kozaki et al., 1999)

2.6. Classification des sols gonflants

Les méthodes de classification des sols gonflants sont souvent des méthodes indirectes car elles recourent rarement à l'analyse minéralogique ou à des essais mécaniques. Elles consistent à établir des corrélations entre le taux de gonflement ou la pression de gonflement et quelques paramètres géotechniques comme les limites d'Atterberg, la limite de retrait, la teneur en eau et la densité sèche, qui semblent être les facteurs les plus influents sur le gonflement des argiles. Ainsi, après avoir déterminé les paramètres géotechniques du sol, l'emploi de formules empiriques permet de connaître rapidement le potentiel de gonflement de ce sol, c'est-à-dire, d'estimer ou de quantifier le gonflement et la pression de gonflement qui peuvent se développer en cas de variations des conditions hydriques. Quelques approches empiriques sont détaillées ci-dessous.

2.6.1. Limites de plasticité et de liquidité

La description minéralogique des argiles faite auparavant nous a permis de démontrer un premier mécanisme d'interaction physico-chimique entre l'eau et le minéral argileux, qui est celui de la fixation de molécules d'eau pour l'hydratation des cations échangeables et la compensation du déficit de charges électriques du minéral. Ce mécanisme donne une grande importance aux sels dissous dans l'eau interstitielle.

Sur un plan macroscopique, cette interaction eau-solide est illustrée par les limites d'Atterberg. En effet, l'indice de plasticité $I_p = w_L - w_p$ peut s'interpréter comme la quantité d'eau nécessaire pour faire passer un sol de l'état solide ($w < w_p$) à l'état liquide ($w > w_L$). Ce passage de l'état solide à l'état liquide correspond à la saturation progressive de la capacité d'adsorption. Quand la toute capacité d'adsorption du sol est saturée, l'eau en excès reste à l'état libre. Ceci rejoint la définition de l'activité de Skempton ($A_c = I_p / C_2$), qui rapporte l'indice de plasticité du matériau à sa teneur en particules argileuses de dimensions inférieures à $2 \mu m$, notée ici C_2 , qui sont les seules qui interagissent avec l'eau.

La définition de l'indice de plasticité I_p montre également que c'est un paramètre important dans les propriétés de rétention d'eau du sol et donc du gonflement. C'est la raison pour laquelle des corrélations ont été très tôt recherchées entre les limites d'Atterberg et les propriétés de gonflement des sols.

2.6.1.1. Classification de Holtz Gibbs

Holtz et Gibbs (1956) ont utilisé l'indice de plasticité pour classer les sols suivant leurs taux de gonflement. Ils ont distingué quatre groupes de sols, comme le montre le tableau suivant :

Tableau 2.3 Classification des taux de gonflement des sols en fonction de l'indice de plasticité I_p (Sridharan, 2000)

I_p			Taux de gonflement
Holtz et Gibbs	Chen	IS 1498	
<20	0-15	<12	Faible
12-34	10-35	12-23	Moyen
23-45	20-55	23-32	Élevé
>32	>35	>32	Très élevé

2.6.1.2. Classification de Seed, Woodward et Lundgren

Seed et al (1962) ont proposé une méthode d'estimation du taux de gonflement des sols en se référant à la teneur en argile du sol et plus exactement à l'activité du matériau (figure 2.7).

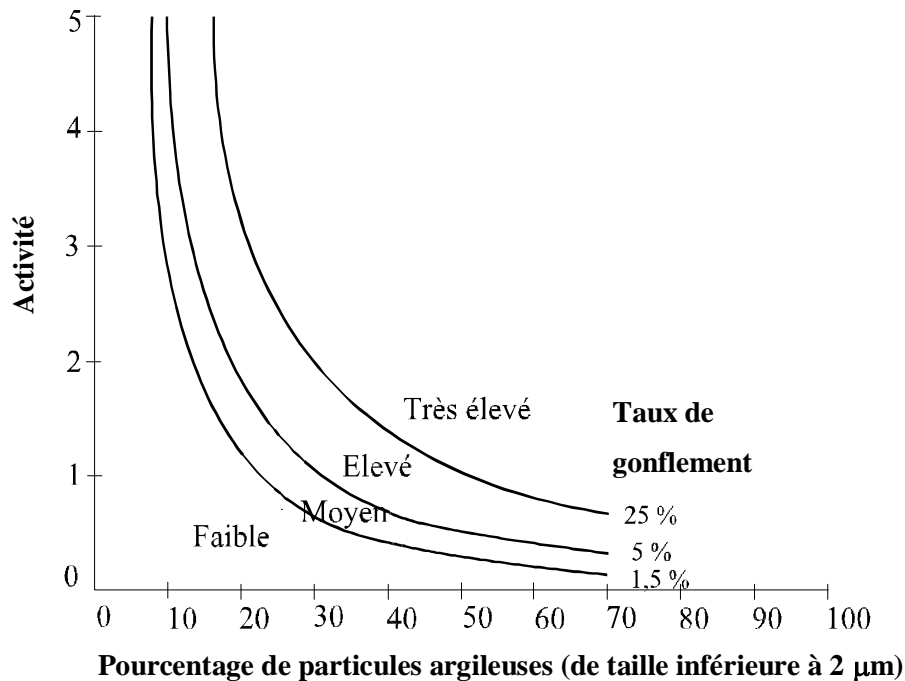


Figure 2.7 Diagramme de classification du taux de gonflement en fonction de l'activité et de la teneur en particules argileuses (Seed et al., 1962)

Ils ont réalisé des essais de gonflement sur des échantillons confinés latéralement en présence d'eau sous une charge de 7 kPa. Ces éprouvettes étaient au préalable compactées à la teneur en eau optimale et à la densité sèche maximale de l'essai de compactage. Ils ont réussi, par l'analyse statistique des résultats des essais, à corréler le taux de gonflement ε_g à l'indice de plasticité I_p du sol, conformément à l'expression suivante :

$$\varepsilon_g = 2,16.10^{-3} (I_p)^{2,44} \quad (2.2)$$

Cette relation s'applique seulement aux sols contenant entre 8% et 65% d'argile. La comparaison de cette formule avec les résultats expérimentaux a abouti à une fourchette d'erreur d'environ 33% sur le taux de gonflement. Le tableau suivant donne la relation entre le taux de gonflement et l'indice de plasticité.

Tableau 2.4 Relation entre le taux de gonflement et l'indice de plasticité (Seed et al., 1962)

I_p	ε_g (%)	Taux de gonflement
0-10	0-1,5	Faible
10-20	1,5-5	Moyen
20-35	5-25	Élevé
>35	>25	Très élevé

2.6.1.3. Corrélation de Komornik et David

Komornik et David (1969) ont réalisé des essais de gonflement sur des argiles naturelles en respectant le mode opératoire établi par Seed et al. (1962). Les nombreux essais ont montré qu'une simple corrélation linéaire était possible entre le gonflement libre et l'indice de plasticité, facteur très représentatif de la surface spécifique d'une particule d'argile :

$$\varepsilon_g = 0,9 + 2,1I_p \quad (2.3)$$

La fourchette d'erreur obtenue est d'environ 25%.

2.6.1.4. Classification de Vijayvergiya et Ghazzaly

Komornik et David (1969) ont utilisé la ligne « A », définie par Casagrande dans le diagramme de plasticité et d'équation $I_p = 0,73(w_L - 20)$, pour classer les sols en sols

gonflants et sols non gonflants (figure 2.8). Vijayvergiya et Ghazzaly (1973) ont réalisé des essais de gonflement oedométriques supplémentaires pour valider cette méthode de classification. Toutefois, une argile se situant au dessus de la ligne « A » n'est pas nécessairement gonflante, puisque des sols mous peuvent parfois y être placés.

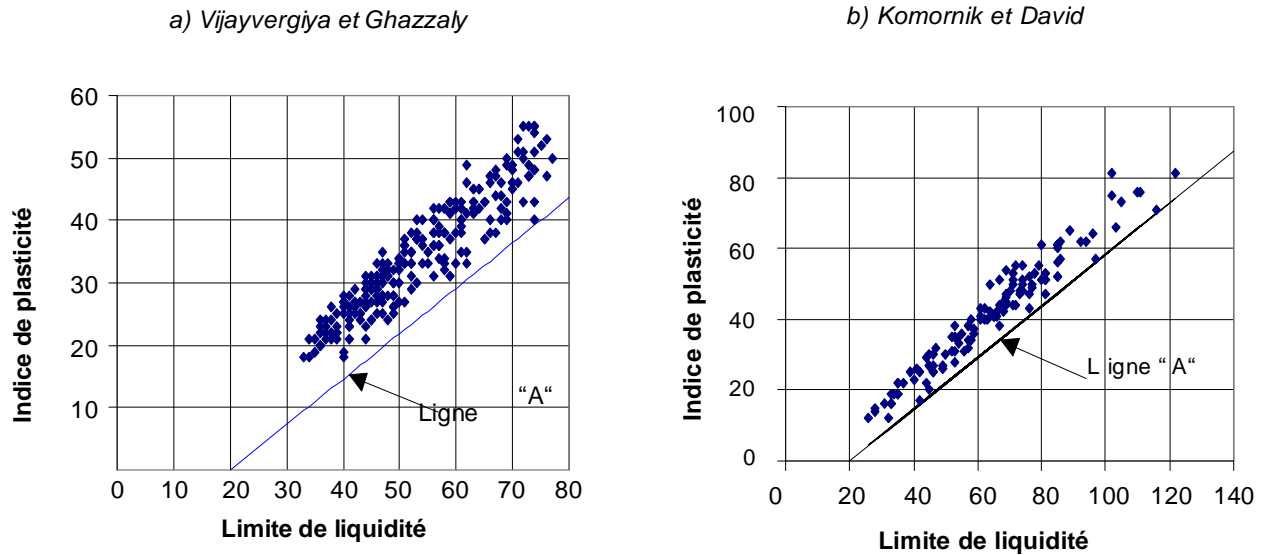


Figure 2.8 Caractérisation des sols gonflants

2.6.1.5. Classification de Chen

Chen (1975) a proposé d'utiliser la limite de liquidité w_L pour quantifier le potentiel de gonflement des argiles. Cette méthode de classification des sols est comparée à la méthode de classification indienne IS 1498 dans le tableau suivant :

Tableau 2.5 Potentiel de gonflement des argiles selon la classification de Chen (1975)

w_L		Taux de gonflement
Chen	IS 1498	
<30	20-35	Faible
30-40	35-50	Moyen
40-60	50-70	Élevé
>60	70-90	Très élevé

2.6.1.6. Abaque de classification de Williams et Donaldson

Williams et Donaldson (1980) ont développé un abaque (figure(2.9)) à partir des travaux de Van der Merwe (1964) sur des sols sud-africains. L'application de cet abaque à des sols de différents pays a permis de montrer son intérêt : sols australiens (Arnold, 1984), sols jordaniens (Driscoll et al., 1984), sols grecs (Stamatopoulos et al., 1988).

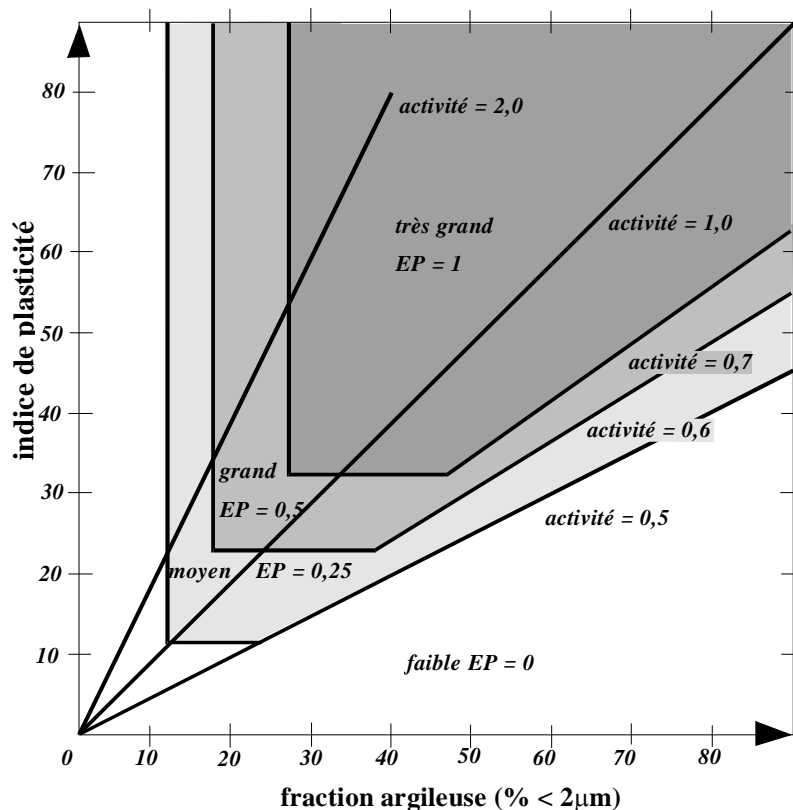


Figure 2.9 Abaque de Williams et Donaldson (1980) avec estimation du potentiel de gonflement (EP)

2.6.2. Limite de retrait

Les sols argileux présentent un retrait volumique lors de l'évaporation de l'eau interstitielle le retrait volumique évolue de manière linéaire en fonction de la teneur en eau w jusqu'à une teneur en eau w_s définie comme la limite de retrait. En dessous de cette limite w_s , le sol perd de l'eau sans grande variation de volume. La limite de retrait et l'indice de retrait $I_s = w_L - w_s$ apparaissent donc comme des éléments fondamentaux pour l'étude des variations de volume des sols.

2.6.2.1. Classification d'Altemeyer

Altemeyer (1955) a proposé la classification des sols en fonction de la limite de retrait résumée dans le tableau suivant :

Tableau 2.6 Relation entre taux de gonflement et limite de retrait (Altemeyer, 1955)

w_s	Taux de gonflement
<10	Fort
10-12	Critique
>12	Faible

2.6.2.2. Corrélation et classification de Ranganatham et Satyanarayna

Ranganatham et Satyanarayna (1965) ont obtenu une relation équivalente à celle de Seed et al. (1962) entre l'indice de retrait I_s et le taux de gonflement ε_g pour des sols naturels compactés à l'optimum Proctor et sous une charge de 7 kPa, en s'inspirant des travaux réalisés par de Seed et al. (1962) :

$$\varepsilon_s = 41,13 \cdot 10^{-5} (I_s)^{2,67} \quad (2.4)$$

Cette relation leur a permis de classer le taux de gonflement d'un sol en fonction de son indice de retrait comme le montre le tableau suivant :

Tableau 2.7 Relation entre le potentiel de gonflement et l'indice de retrait

I_s	Taux de gonflement
0-20	Faible
20-30	Moyen
30-60	Fort
>60	Très fort

2.6.3. Influence de la teneur en eau et de la densité sèche

2.6.3.1. Relation de Vijayvergiya et Ghazzaly

Vijayvergiya et Ghazzaly (1973) ont analysé un grand nombre de résultats d'essais et ont établi une carte permettant d'estimer le gonflement du sol à partir de la valeur de la teneur en

eau initiale. En plus, ils ont montré que, pour des sols remaniés, le taux de gonflement ε_g (en %) et la pression de gonflement σ_g (en kPa) d'un sol sont des fonctions semi-logarithmiques linéaires décroissantes de la teneur en eau w (en %) et linéaires croissantes du poids volumique sec γ_d (en kg.m^{-3}) (figure(2.10)), pour une limite de liquidité w_L donnée :

Si l'on ne connaît pas le poids volumique sec γ_d :

$$\log \varepsilon_g = 0,033 w_L - 0,083 w + 0,458 \quad (2.5)$$

$$\log \sigma_g = 0,033 w_L - 0,083 w - 1,967 \quad (2.6)$$

Si l'on ne connaît pas la teneur en eau w :

$$\log \varepsilon_g = 0,033 w_L - 0,0032 \gamma_d - 6,692 \quad (2.7)$$

$$\log \sigma_g = 0,033 w_L - 0,0032 \gamma_d - 5,154 \quad (2.8)$$

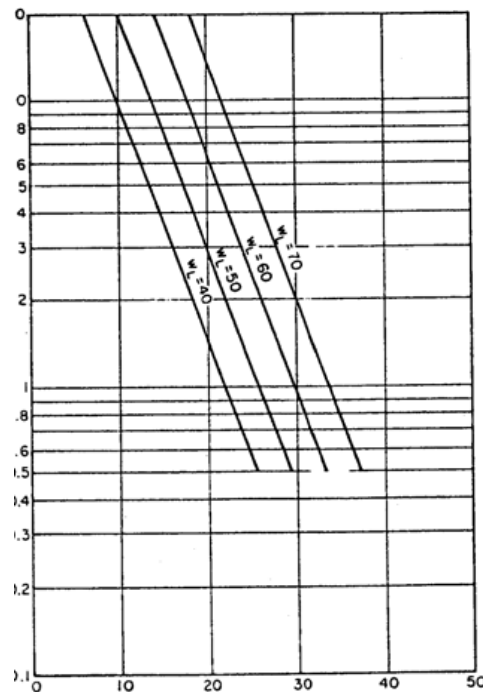


Figure 2.10 Corrélation du pourcentage de gonflement avec $w_L = w_0$

(Vijayvergya et al., 1973)

2.6.3.2. Relations de Brackley

Brackley (1983) s'est intéressé au gonflement des sols compactés. Il a déterminé une relation générale entre le taux de gonflement et les principales caractéristiques du sol :

$$\varepsilon_g = \left(5,3 - \frac{147e}{I_p} \log \sigma \right) (0,525I_p + 4,1 - 0,85w) \quad (2.9)$$

où e désigne l'indice des vides, w la teneur en eau et σ la pression appliquée (en kPa). L'état initial du sol est ainsi pris en compte, par l'intermédiaire de e et w , ainsi que la pression de surcharge. La pression de gonflement est calculée en utilisant la formule suivante :

$$\log \sigma_g = 5,3 - \frac{147e}{I_p} \quad (2.10)$$

2.6.3.3. Méthode indienne de classification des sols gonflants

La méthode indienne de caractérisation des sols gonflants (norme IS 1498) est basée sur l'indice de gonflement libre I_{FS} défini comme suit :

$$I_{FS} = \frac{(V_d - V_k)}{V_k} \times 100 \quad (2.11)$$

où V_d est le volume final de 10g de sol sec dont la taille des grains ne dépasse pas $425 \mu m$, placé dans un pot de 100 ml contenant de l'eau distillée et V_k est le volume final de 10 g de sol sec dont la taille des grains ne dépasse pas $425 \mu m$, placé dans un pot de 100 ml. Contenant du kérosène. Le tableau suivant la compare à celle de Holtz et Gibbs et à celle de Seed et al.

Tableau (2.8) : Comparaison de la méthode indienne aux autres méthodes de classification

Taux de gonflement	Limite de retrait	Indice de retrait	Indice de gonflement libre	Taux de gonflement (Holtz et Gibbs)	Taux de gonflement (Seed et al.)
Faible	>13	<15	<50	<10	0-1,5
Moyen	8-18	15-30	50-100	10-20	1,5-5
Élevé	6-12	30-60	100-200	20-30	5-25
Très élevé	<10	>60	>200	>30	>25

2.7. Conclusion

Ce chapitre a permis de mettre en évidence la complexité du phénomène de gonflement qui fait intervenir plusieurs mécanismes physiques, chimiques et mécaniques. Il contient différentes méthodes et lois mises au point afin d'estimer le gonflement des sols de façon indirecte. Cependant, ces méthodes restent le plus souvent grossières et différencient seulement les sols à fort potentiel de gonflement des sols à faible potentiel de gonflement. D'autre part, ces relations sont obtenues à partir d'échantillons remaniés dont le comportement n'est pas identique à celui du matériau dans son état naturel. De plus, il semble que les lois mathématiques citées, doivent être utilisées avec beaucoup de précaution sur des sols de natures voisines.

Chapitre 3

MODELES DE PREDICTION DU GONFLEMENT DES SOLS ARGILEUX : APPROCHES THEORIQUES DE GONFLEMENT

3.1. Introduction

La modélisation du phénomène de gonflement des sols peut s'effectuer par différentes approches. Pour les matériaux fortement gonflants qui contiennent une quantité élevée de smectite, l'approche de la double couche est la plus scientifiquement utilisée. Elle repose sur les caractéristiques microscopiques des minéraux argileux et sur les propriétés de l'électrolyte.

La comparaison de certains essais de laboratoire avec des mesures in-situ a montré que l'exploitation du comportement in situ du gonflement du sol à partir des essais de laboratoire est très approximative. Cependant, les modélisations permettent une meilleure compréhension du comportement des structures soumises au gonflement du sol.

3.2. Théorie de la double couche

Les forces surfaciques sont importantes pour les particules argileuses, qui sont de petite taille et présentent en général une charge négative à leur surface. Ce déficit de charges se traduit par la fixation de cations et par l'orientation des molécules polaires (eau) dans l'espace périphérique de la particule et éventuellement entre les feuillets. A ces forces d'attraction s'opposent d'autres forces visant à homogénéiser la concentration des cations.

Ce problème a été traité, dans des cas simples, par différents auteurs, notamment par Gouy et Chapman qui ont supposé qu'une double couche d'origine électrique composée d'une couche fixe liée au solide, et d'une autre couche diffuse liée plus faiblement à cette particule, se forment autour de chaque particule (figure 3.1).

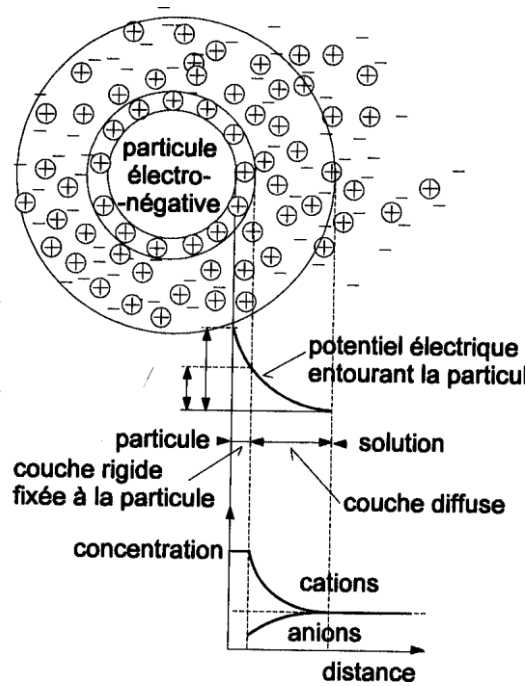


Figure 3.1 Distribution des ions autour d'une particule d'argile (Schéma des couches)

3.2.1. Théorie de Gouy-Chapman

Les premières études sur la distribution de charges et le potentiel solide/liquide ont été menées par Gouy (1910) et Chapman (1913). Ce modèle a été amélioré significativement par sterné (1924) et Grahame (1947). Cette théorie d'origine électrique suppose que la double couche soit composée d'une couche fixe liée au solide et d'une couche diffuse en affinité avec les particules argileuses. L'attraction des cations par la surface argileuse, chargée négativement, entraîne une modification de la concentration en ions par rapport à l'interface des particules argileuses.

Gouy et Chapman supposent que :

1. les ions de la double couche peuvent être assimilés à des charges ponctuelles sans interaction mutuelle,
2. la charge à la surface de la particule d'argile peut être considérée comme uniforme,
3. les dimensions de la surface plane de la particule d'argile sont relativement importantes par rapport à l'épaisseur de la double couche,
4. la constante diélectrique est uniforme.

La concentration des ions du type i , étant n_i , dans un champ de force à l'équilibre est donnée par l'équation de Boltzmann :

$$n_i = n_{i0} \exp\left(\frac{E_{i0} - E_i}{kT}\right) \quad (3.1)$$

où l'indice 0 représente l'état de référence, pris comme étant à une grande distance de la surface. E est l'énergie potentielle, T est la température (°K) et k est la constante de Boltzmann ($1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/°K}$).

Pour les ions dans un champs électrique, l'énergie potentielle est donnée par :

$$E = v_i \cdot e \cdot \psi \quad (3.2)$$

où v_i représente la valence cationique, e est la charge électrique ($1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$) et ψ est le potentiel électrique au point. Le potentiel varie avec la distance de la surface chargée comme le montre la figure (3.2).

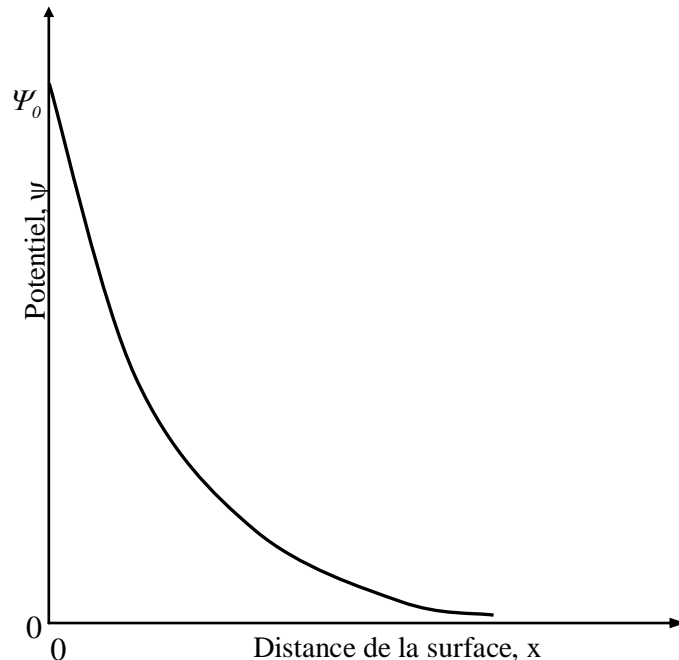


Figure 3.2 Variation du potentiel électrique avec la distance d'une surface d'argile chargée.

Ainsi, on obtient l'équation suivante reliant la concentration au potentiel électrique :

$$n_i = n_{i0} \exp\left(\frac{-v_i e \psi}{kT}\right) \quad (3.3)$$

L'équation de Poisson reliant le potentiel à la charge s'écrit:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = -\frac{4\pi\rho}{D} \quad (3.4)$$

où x représente la distance de la surface (m), ρ est la densité de charge (C/m³) et D représente la constante diélectrique du milieu (C²J⁻¹m⁻¹).

La densité de charge dans la double couche diffuse est :

$$\rho = e \cdot \sum v_i \cdot n_i \quad (3.5)$$

où n_i exprime les ions par unité de volume.

En combinant les équations précédentes, on obtient :

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = -\frac{4\pi e}{D} \sum v_i n_{i0} e^{\left(\frac{-v_i e \psi}{kT}\right)} \quad (3.6)$$

Cette équation est souvent résolue dans le cas où il y a un seul type d'anion et un seul type de cation ayant la même valence. Dans ce cas, l'équation ci-dessus se simplifie et devient :

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = -\frac{8\pi n_0 v e}{D} \sinh\left(\frac{v e \psi}{kT}\right) \quad (3.7)$$

Cette équation est résolue en considérant les changements de variables suivant :

$$y = \frac{v e \psi}{kT}, \quad z = \frac{v e \psi_0}{kT} \quad \text{et} \quad \xi = k \cdot x \quad (3.8)$$

où

$$k^2 = \frac{8\pi.n_0.e^2.v^2}{D.k.T} \quad (3.9)$$

L'équation (3.7) est équivalente à :

$$\frac{d^2y}{d\xi^2} = \sinh y \quad (3.10)$$

La résolution de cette équation en tenant compte des conditions aux limites permet de déterminer la distribution des charges par rapport à la surface des particules argileuses.

L'épaisseur de la double couche associée à une particule argileuse est donnée par la relation suivante :

$$\frac{1}{K_{dc}} = \sqrt{\frac{\varepsilon_{liq} k T}{8\pi C_{liq} e_c^2 Z^2}} \quad (3.11)$$

où $1/K_{dc}$ est l'épaisseur de la double couche en cm, ε_{liq} la constante diélectrique du milieu liquide, k la constante de Boltzmann, T la température absolue en Kelvin, e_c la charge électrique d'un électron, Z la valence des cations et C_{liq} la concentration ionique du milieu liquide (en ions/m³).

On note que l'expression (3.11) est valable uniquement pour une certaine distance de la surface chargée. Dans ce cas, le potentiel est relativement faible et diminue exponentiellement. On remarque à partir de l'expression (3.11) que l'épaisseur de la couche électrique est régie principalement par la concentration de la solution et par la valence des ions présents. Plus la force ionique est élevée, plus la double couche sera comprimée. Ce phénomène est schématisé sur la figure 3.3 (Luckham et Rossi, 1999).

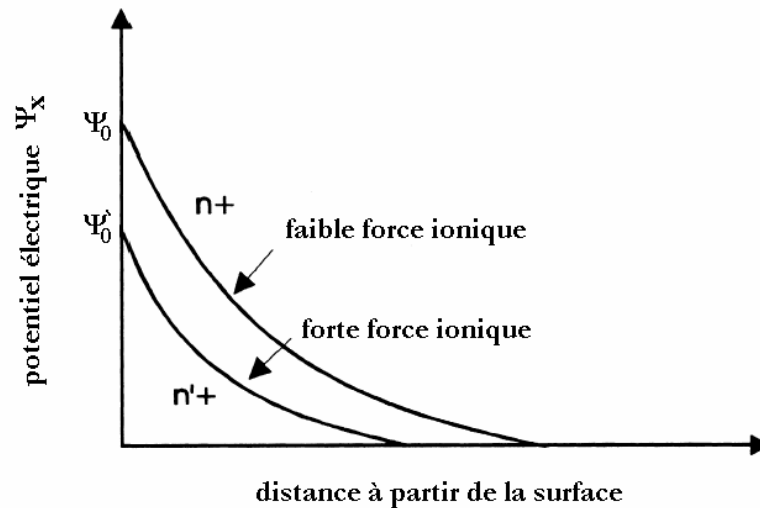


Figure (3.3) : Représentation schématique de la chute du potentiel de surface et de la concentration de la double couche électrique, due à une augmentation de la force ionique (Luckham et Rossi, 1999)

Les études qui ont succédé les travaux de Stern (1924) et Grahame (1947) n'ont que peu modifié la modélisation de la couche électrique. La figure (3.4) représente une schématisation de la structure multicouche de l'interface eau - argile. Il s'agit d'une reproduction du diagramme proposé par Li et al., (2003). C'est une représentation de synthèse de la double couche décrite en terme de plans de molécules d'eau et d'ions. On remarque sur la figure que la présence des charges négatives à la surface d'une particule argileuse affecte la distribution ionique dans la région interfaciale entre la particule et l'eau. Il en résulte une augmentation de la concentration des ions près de la surface ainsi que l'apparition d'une double couche électrique autour de chaque particule.

La couche de liquide qui entoure la particule peut donc être modélisée sous la forme de deux couches :

- la première couche correspond à la région la plus proche de la surface et comporte des ions solidement liés à cette dernière. Cette couche de cations immobiles liés à la surface est appelée couche de Stern.
- La seconde couche est plus mobile et présente une distribution ionique déterminée par les forces électriques mais aussi par les mouvements thermiques aléatoires (couche diffuse) (Güven et Pollastro, 1992 ; Luckham et Rossi, 1999).

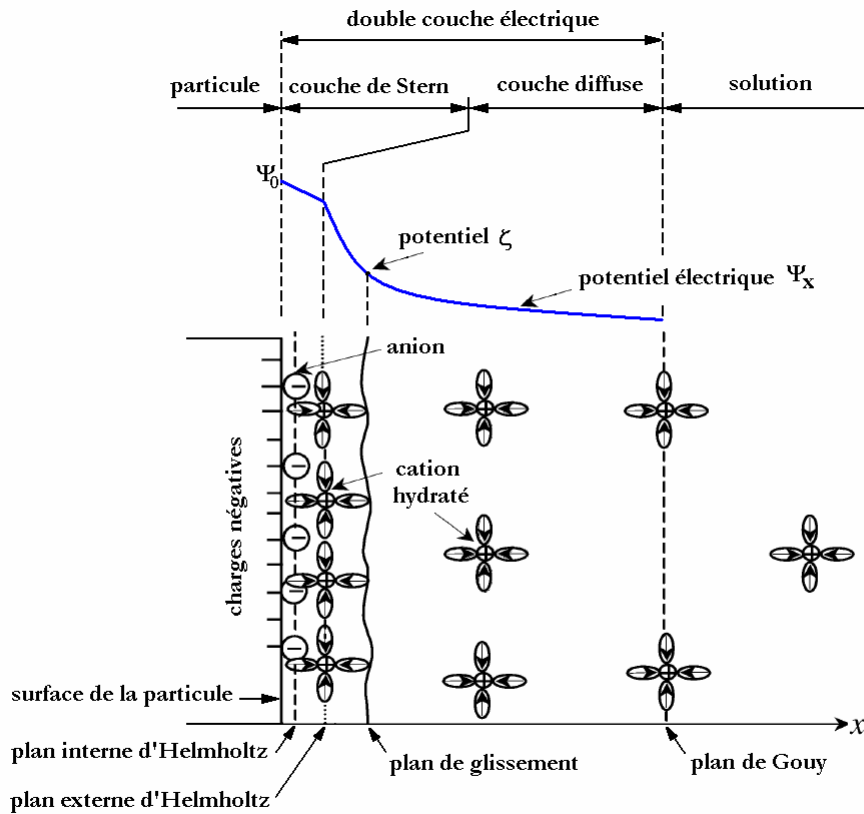


Figure 3.4 Schématisation de la structure multicouches de l'interface eau- argile
(Guen et Pollastro, 1992 ; Li et al., 2003)

La limite entre la couche de Stern et la couche diffuse est appelée plan externe de Helmholtz. Le plan qui suit est le plan de cisaillement ou encore plan de glissement (Guen et Pollastro, 1992 ; Besq, 2000). L'ensemble de la couche de Stern et la couche diffuse constitue la double couche électrique de la particule en suspension. La concentration en ions positifs est donc importante au voisinage de la surface et décroît progressivement lorsqu'on s'éloigne de la particule. Au voisinage de la surface, il y a également un déficit en anions, repoussés de la surface par les forces électrostatiques. Cette différence de concentration entre anions et cations va créer un potentiel électrique. Le potentiel électrique décroît linéairement dans la couche de Stern. La valeur du potentiel au plan de glissement est appelée potentiel Zêta. C'est la seule valeur accessible expérimentalement (zêtamètre). Au-delà du plan Helmholtz, le potentiel électrique décroît exponentiellement selon la théorie de Gouy- Chapman. A une distance infinie du feuillet, le potentiel électrique peut s'annuler pour que l'électroneutralité soit respectée dans la solution.

3.2.2. La théorie DLVO

Les forces d'attraction, de répulsion et de friction interparticulaires en milieux aqueux sont les composantes de base du comportement mécanique, macroscopique, des suspensions colloïdales. Nous reprenons ici l'inventaire réalisé par Guven et Pollastro (1992) et résumé par Besq (2000) et Leyama (2001) dans le cadre de la compréhension des différents types d'interactions entre les feuillets de smectites :

a) *Mouvement Brownien et diffusion :*

Ce type de force est caractérisé par l'ensemble des mouvements aléatoires qui tendent à éloigner de leur position initiale les particules solides en suspension dans un fluide. Ce phénomène est issu de l'agitation thermique des molécules du fluide qui entrent en collision avec les particules solides.

b) *Forces de répulsion de Born*

Elles proviennent lorsque les particules sont séparées par de courtes distances. Elles résultent de l'impossibilité de recouvrement des nuages électroniques et ont pour rôle d'empêcher un contact trop étroit entre les particules et, de ce fait, génèrent un potentiel d'interaction assez important.

c) *Forces de Van der Waals*

Ces forces d'attraction résultent des fluctuations thermodynamiques du champ électromagnétique à l'intérieur et autour des particules. Le dipôle génère un champ électrique qui polarise n'importe quel atome environnant devenant alors un dipôle induit. L'interaction entre ces deux dipôles crée une force attractive instantanée dont la portée est relativement grande.

d) *Forces osmotiques (répulsion de la double couche)*

Ce sont les forces de répulsion provenant du rapprochement de deux surfaces chargées de même signe. Les principaux paramètres de cette force sont le potentiel de surface, la concentration et la valence des ions. L'énergie répulsive définie par ces paramètres conduit à une barrière d'énergie limitant l'agrégation des particules.

3.2.3. Les facteurs influençant le gonflement des argiles

Les facteurs jouant un rôle dans le gonflement des argiles et intégrés dans la théorie de la double couche sont :

- les propriétés du sol représentées par la capacité d'échange et la surface spécifique, les propriétés du fluide, telles que la concentration en cation, la valence des cations, la constante diélectrique et la température T (L'augmentation de la concentration en solution ainsi que la valence entraînent une diminution de l'épaisseur de la double couche diffuse, tandis que l'augmentation de la constante diélectrique et de la température entraînent une augmentation de l'épaisseur de la double couche.)
- Les dimensions des anions et des cations en solution, qui jouent un rôle important dans le comportement de l'argile, ne sont pas prises en compte dans l'approche de la double couche.

L'influence de chacun des facteurs cités a été étudiée aussi bien sur le plan théorique que sur le plan expérimental par un certain nombre d'auteurs, notamment Bolt, Schofield, Sridharan, etc.

3.2.4. Forces électrostatiques

Les feuillets argileux sont soumis à deux forces par unité de surface dont l'une de nature répulsive et l'autre attractive du type Van der Waals. La résultante des forces, qui est de nature répulsive, diminue avec l'augmentation de la distance interfeuillets, autrement dit avec le gonflement.

a) Force de répulsion

La distribution du potentiel et de la charge entre deux couches d'argile peut être utilisée afin de calculer l'énergie ainsi que la force électrostatique de répulsion par unité de surface de deux feuillets parallèles.

La force de répulsion par unité de surface peut être calculée comme la différence de la pression osmotique entre les deux couches dans la solution en équilibre (Mitchell, 1993 ; Komine et Ogata, 1996). La différence de la pression osmotique dépend directement de la différence du nombre d'ions dans les deux régions, d'où résulte l'équation suivante :

$$f_r = 2.n_0 kT (\cosh(u) - 1) \quad (3.12)$$

Cette équation a été utilisée comme une base de la description physico-chimique des argiles gonflantes et de la pression de gonflement

b) Force d'attraction

Les forces de répulsion électrostatiques causées par l'interaction des couches diffuses de même signe ne sont pas les seules forces agissantes dans le système argile-eau. Il est bien connu que les forces attractives agissent entre deux couches si elles s'approchent de près l'une de l'autre (Mitchell 1993). La théorie de London de l'énergie attractive entre une paire de molécule a été étendue pour obtenir l'énergie attractive f_a entre deux couches parallèles (London, 1937). La force attractive par unité de surface, qui est souvent appelée force de Van der Waals, est donnée par :

$$f_a = \frac{A_h}{24\pi} \left[\frac{1}{d^3} + \frac{1}{(d+t)^3} - \frac{2}{\left(d + \frac{t}{2}\right)^3} \right] \text{ (J/m}^3\text{)} \quad (3.13)$$

où f_a représente la force attractive entre les deux couches parallèles, A_h est la constante de Hamaker, d est la mi-distance entre les deux couches (m), et t est l'épaisseur de la couche en (m). la valeur de A_h calculée à partir de l'analyse théorique des mesures de coagulation est $2.2 \times 10^{-20} \text{ J}$ pour la montmorillonite (Mitchell 1993).

Par conséquent, la force p par unité de surface entre deux couches parallèles peut être obtenue par :

$$p = f_r - f_a \quad (3.14)$$

3.2.5. Passage micro-macro

Le passage micro-macro reste le plus délicat. Il impose que le matériau argileux soit pur et homogène (dimensions des feuilletts et espace interfeuilletts identiques), et que les feuilletts restent parallèles durant le processus de gonflement. Dans ce cas, la distance $2d$ interfeuilletts est reliée à l'indice des vides e_v par l'approximation suivante (L. Dormieux, P. Barboux, 1995) :

$$d = \frac{e_v}{\rho_s \cdot s} \quad (3.15)$$

Avec :

$$s = \frac{2 \cdot S_f \cdot N_f}{\rho_s \cdot V_s} \quad (3.16)$$

ρ_s et V_s sont respectivement la densité et le volume des particules solides, S_f et N_f sont respectivement la surface d'un feuillet et le nombre de feuillets argileux.

Si l'argile n'est pas pure et contient une fraction θ de minéraux argileux, on peut écrire :

$$d = \frac{e_v}{\rho_s \cdot s \cdot \theta} \quad (3.17)$$

3.2.6. Application de l'approche de la double couche

Le modèle présenté est inspiré des travaux de Komine et Ogata (1996). Ce modèle a été élaboré afin de prédire le gonflement sous contrainte et la pression de gonflement. En supposant que le matériau argileux soit composé de minéraux gonflants et non gonflants, la surface spécifique de la totalité est alors :

$$S = C_g \cdot S_g + (1 - C_g) \cdot S_{ng} \quad (3.18)$$

S étant la surface spécifique totale, S_g est la surface spécifique des matériaux gonflants, S_{ng} est la surface spécifique des matériaux non gonflants et C_g est la concentration en volume des matériaux gonflants.

Komine et Ogata ont observé deux types de gonflement : un gonflement apparent, et un gonflement propre des minéraux argileux.

Le gonflement propre des minéraux argileux ε_p est décrit par l'équation suivante :

$$\varepsilon_p = \frac{V_v + V_{sw}}{V_g} \quad (3.19)$$

Le gonflement apparent est déterminé de la manière suivante :

$$\varepsilon_a = \frac{V_{sw}}{V_v + V_s} \quad (3.20)$$

En utilisant cette équation, on peut déterminer le gonflement propre des minéraux argileux :

$$\varepsilon_p = \frac{(1 + \varepsilon_a) \cdot \frac{\rho_s}{\rho_d} - 1}{C_g} \quad (3.21)$$

V_v est le volume des vides, V_g est le volume des matériaux gonflants, V_s est le volume des particules solides, V_{ng} est le volume des matériaux non gonflants, ρ_s et ρ_d sont respectivement la densité des particules solides et la densité sèche.

En supposant que le gonflement interfeuillet ε_m soit égal au gonflement propre des minéraux argileux, le passage micro-macro est décrit par l'équation suivante :

$$\varepsilon_m = \frac{d - R_{ion}}{t + R_{ion}} \quad (3.22)$$

d étant la demi distance entre les plaques d'argile, t est l'épaisseur du feuillet d'argile, et R_{ion} le rayon du cation de compensation.

L'adsorption de l'eau provoque le gonflement des minéraux de montmorillonite dans les argiles, d'où un changement de la concentration des ions dans l'eau interstitielle. Par conséquent, de nouvelles équations sont proposées afin d'évaluer la concentration en ions de l'eau interstitielle et la surface spécifique des argiles, qui influencent de façon significative les caractéristiques de gonflement des argiles. Ces équations sont comme suit :

$$n = \frac{n_0 \times NA}{1 + \varepsilon_p} \quad (3.23)$$

Tels que n est la concentration en ions de l'eau interstitielle, n_0 est la concentration initiale en ions de l'eau interstitielle, et NA est le nombre d'Avogadro.

3.3. Modèles de comportement des sols gonflants fondés sur des lois de gonflement

Les premiers modèles adoptés pour décrire le comportement des sols gonflants consistaient à déterminer l'augmentation de volume par une méthode inspirée des tassements (Grob, 1972 ; Einstein et Bischoff, 1976). On distingue deux types de modèles : les modèles unidimensionnels et les modèles tridimensionnels.

3.3.1. Modèles unidimensionnels

Les modèles unidimensionnels sont les applications directes de la loi de gonflement obtenue dans les essais réalisés à l'oedomètre, où des relations entre contraintes et déformations sont formulées pour les sols gonflants. Ces lois de gonflement prennent comme hypothèse que le sol a un comportement linéaire élastique. L'expérience montre que la courbe donnant la déformation axiale ε_s en fonction du logarithme de la contrainte axiale σ_z est une droite (figure(3.5)), qui peut être représentée par la relation suivante :

$$\varepsilon_s = K_s \cdot \log\left(\frac{\sigma_z}{\sigma_g}\right) \quad (3.24)$$

σ_g est la contrainte au-delà de laquelle il n'y a plus de gonflement (pression de gonflement d'Huder et Amberg). Cette relation n'est valable que pour des contraintes σ_z comprise entre σ_0 et σ_g , σ_0 étant la contrainte en dessous de laquelle il n'y a plus de gonflement. Elle est généralement prise égale à 5 kPa. On considère que pour des contraintes supérieures à σ_g , il n'y a pas de gonflement. La formulation de la loi s'écrit comme suit :

$$\varepsilon_s = \begin{cases} 0 & \sigma_z > \sigma_g \\ K_s \lg\left(\frac{\sigma_z}{\sigma_0}\right) & \sigma_c < \sigma_z < \sigma_g \\ K_s L \lg\left(\frac{\sigma_c}{\sigma_0}\right) & \sigma_z < \sigma_c \end{cases} \quad (3.25)$$

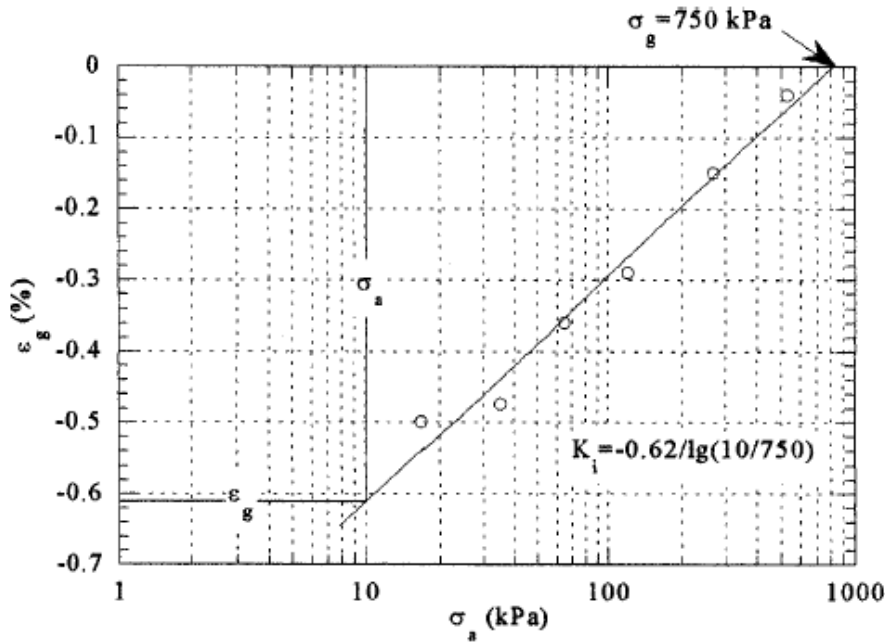


Figure 3.5 Relation entre les déformations de gonflement ε_s et la contrainte axiale σ_z lorsque les déformations latérales sont nulles (Wittke, 1990)

3.3.2. Modèles tridimensionnels

Plusieurs modèles de ce type ont été décrits dans la littérature. Parmi lesquelles on peut citer :

a) Modèle de Wittke

Wittke (1979) a généralisé le calcul du gonflement en tenant compte du caractère tridimensionnel des contraintes et des déformations. Il suppose que le gonflement peut être assimilé à un phénomène élastique et isotrope et obtient une relation liant la déformation volumique $I_{1\varepsilon}$ due au gonflement à l'état de contrainte tridimensionnel $I_{1\sigma}$ en substituant $I_{1\sigma}$ et $I_{1\varepsilon}$ à ε_s et σ_z dans la loi de gonflement de Huder et Amberg :

$$I_{1\varepsilon} = K_i \log \left[\frac{I_{1\sigma}(1-\nu)}{\sigma_g(1+\nu)} \right] \quad (3.26)$$

ν étant le coefficient de Poisson du matériau. Les paramètres de cette loi (σ_g et K_i) sont obtenus à partir d'un essai de Huder et Amberg. σ_g est la pression de gonflement et K_i est la pente de la droite obtenue en traçant la courbe de variation $I_{1\varepsilon}$ en fonction de $I_{1\sigma}$ (figure 3.6)

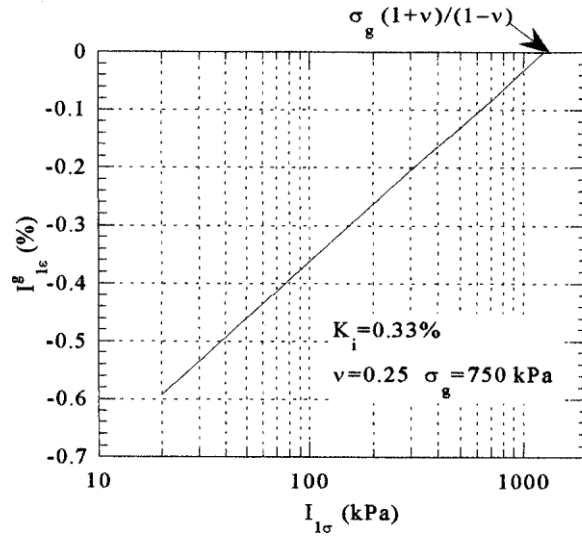


Figure 3.6 Déformation volumique de gonflement $I_{1\varepsilon}$ en fonction du premier invariant des contraintes $I_{1\sigma}$ [a - échelle logarithmique, b – échelle linéaire (Wittke, 1990)]

b) Modèle de Kiehl

En réalisant des essais de gonflement à l'appareil triaxial sur des sols argileux, Kiehl (1990) a constaté que le gonflement dans une direction dépend seulement de la contrainte normale dans cette direction. En se basant sur ces résultats, il a développé une loi de gonflement tridimensionnelle avec prise en compte du temps. La relation obtenue entre la contrainte et la déformation de gonflement est similaire à l'expression obtenue par Huder et Amberg. La formulation mathématique de la loi de gonflement s'écrit de la manière suivante :

$$\dot{\varepsilon}_{is}(t) = \frac{1}{\eta_s} [K_s L_i(t) - \varepsilon_i^s(t)] \quad (3.27)$$

ε_{is} représente la déformation de gonflement dans la direction i et σ_0 la pression en dessous de laquelle il n'y a plus de gonflement. K_s et η_s sont des paramètres caractéristiques du gonflement déterminés par un essai oedométrique classique de type Huder-Amberg.

3.4. Conclusion

L'amplitude du gonflement est strictement influencée par des propriétés microscopiques (structure, texture, minéralogie des argiles, nature et concentration d'ions de la solution hydratante...) et macroscopique (contraintes appliquées, anisotropie, teneur en eau initiale...). Ces différents facteurs montrent qu'il est difficile de corréler un comportement macroscopique à des observations microscopiques. Le modèle de la double couche est un modèle de base, il explique les phénomènes à l'échelle microscopique. L'application de ce modèle semble être favorable pour les sols argileux dans le cas où l'on maîtrise bien les caractéristiques des minéraux argileux.

D'autre part, d'autres approches ont donné plusieurs modèles dont les plus importants sont les modèles basés sur des lois de gonflement construits pour la plupart à partir de la caractérisation expérimentale de Huder et Amberg. Le caractère tridimensionnel du gonflement pris en compte dans certains modèles notamment le modèle de Wittke, a été développé en général sur la base d'essais unidirectionnels. La validation de ces modèles sur des ouvrages réels doit être poursuivie. Une loi de comportement pour un matériau argileux gonflant doit tenir compte des aspects physicochimiques,

Une loi de comportement pour un matériau argileux gonflant doit tenir compte des aspects physicochimiques car dans notre travail on ne peut pas se restreindre à une loi hydromécanique; il faut tenir compte de la présence des solutés. Notre objectif est d'obtenir un modèle qui puisse être intégré dans un code de calcul. Dans cette optique, la plupart des approches que nous avons vu étant qualitatives, seuls les approches « micro-macro » intégrant la théorie de Gouy de la double couche diffuse au niveau microscopique offrent une possibilité de mise au point d'une loi. C'est vers ce type d'approche que s'est porté notre choix, avec pour objectif d'aboutir à une loi intégrable dans un code de calcul numérique. La base de notre modèle est donc la théorie de la DCD qui offre l'avantage d'être claire, même si sa mise en oeuvre en pratique est délicate.

Chapitre 4

GÉNÉRALITÉS SUR LES SOLS NON SATURÉS : COMPORTEMENT HYDROMÉCANIQUE DES SOLS GONFLANTS

4.1. Introduction

Jusqu'au début des années soixante, la mécanique des sols s'est concentrée principalement sur le cas des sols totalement saturés ou bien entièrement secs. Or, en réalité, la mécanique des sols se divise en deux branches distinctes. La première, aux concepts bien définis, est la mécanique des sols saturés classique; la seconde, qui englobe la majorité des cas réels, est la mécanique des sols non saturés.

Les sols non saturés ont la particularité de contenir une phase solide, une liquide et une gazeuse (figure 4.1). Dans les sols saturés, la phase gazeuse est absente et le comportement mécanique de ces sols est contrôlé par les contraintes effectives, égales à la différence de la contrainte totale et la pression d'eau. Dans les sols non saturés, la présence de l'air modifie les interactions entre les particules et l'eau et de nouveaux concepts ont été introduits pour tenir compte du comportement particulier associé à la non saturation. Les différences est surtout sensibles pour les sols argileux qui ont une affinité particulière avec l'eau. Dans ce chapitre, nous allons donc insister sur le cas des sols argileux en passant en revue les connaissances utiles à la compréhension et à la modélisation des sols non saturés.

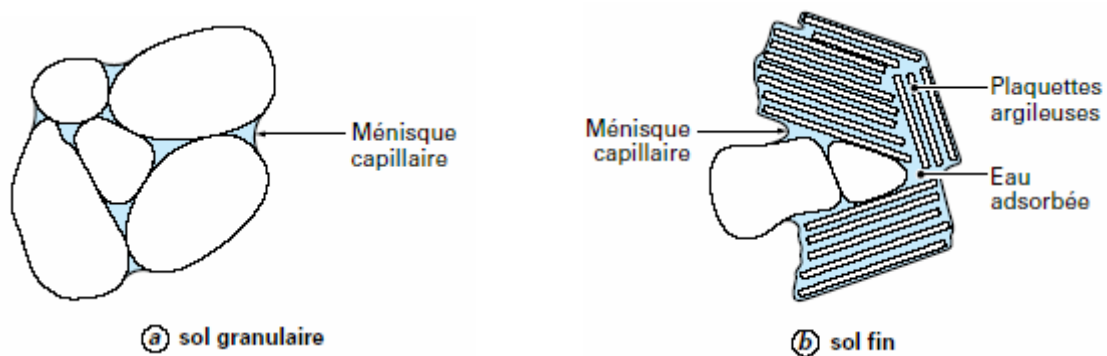


Figure 4.1 Représentation schématique d'un sol non saturé (Delage & Cui, 2000).

4.2. La succion

La mécanique des sols s'est pendant très longtemps intéressée uniquement au cas des sols saturés. L'utilisation de la succion pour expliquer le comportement mécanique des sols non saturés a été introduite pour la première fois par le « Road Research Laboratory » au Royaume Uni (Croney et Coleman, 1958 cités par Fredlund et Rahardjo, 1993).

Cette partie présente tout d'abord une définition des différents états de saturation d'un sol, pour aborder par la suite la définition de la succion.

4.2.1. Différents états de saturation d'un sol

Dans le cas général, qu'ils soient naturels ou artificiels, les sols sont non saturés. Ils contiennent à la fois une phase solide, une phase liquide et une phase gazeuse. D'après Wroth et Houlsby (1985), il est possible de distinguer trois catégories de sols non saturés :

- La phase liquide est continue, la phase gazeuse discontinue ;
- Les phases liquides et gazeuses sont continues ;
- La phase liquide est discontinue, la phase gazeuse continue.

Aitchison (1959) définit quatre états de saturation :

- L'état saturé où le sol est saturé en eau et la succion est nulle ;
- L'état partiellement saturé où le degré de saturation est voisin de 100% mais où la succion n'est plus nulle ;
- L'état non saturé où le degré de saturation est très inférieure à 100% et la succion non nulle ;
- Le sol sec où le degré de saturation en eau est nul et la succion très forte.

4.2.2. Définition

Le terme de succion indique un déficit de pression de l'eau du sol par rapport à la pression atmosphérique. La succion peut varier dans une gamme très large, entre 0 et plusieurs centaines de Mpa. Il faut noter que certains auteurs expriment le potentiel de succion en centimètres de colonnes d'eau, le potentiel de succion variant alors entre 0 et 10^7 cm d'eau. Afin d'éviter la manipulation de chiffres aussi importants, le pF, potentiel of free energy, a été

introduit. Le pF correspond au logarithme décimal du potentiel de succion exprimé en centimètre de colonne d'eau.

La succion totale du sol peut être vue comme la somme de deux composantes principales : la succion matricielle et la succion osmotique (Aitchison, 1965 cités par Fredlund et Rahardjo, 1993). La succion matricielle exprime la capacité de rétention d'eau des composants du sol. Elle est la somme d'une composante capillaire et d'une composante associée aux forces d'adsorption développées par les particules d'un sol. La succion osmotique du sol est liée aux sels présents dans le sol.

a) *Succion capillaire*

Lorsqu'un liquide et un gaz sont en contact, l'interface entre les deux phases est le siège d'une tension de surface T_s . en effet, une molécule à l'intérieur du liquide n'est pas soumise aux mêmes forces d'interaction intermoléculaires qu'une molécule se situant à l'interface liquide-gaz. Cette propriété permet d'expliquer le phénomène d'ascension capillaire (figure 4.2)

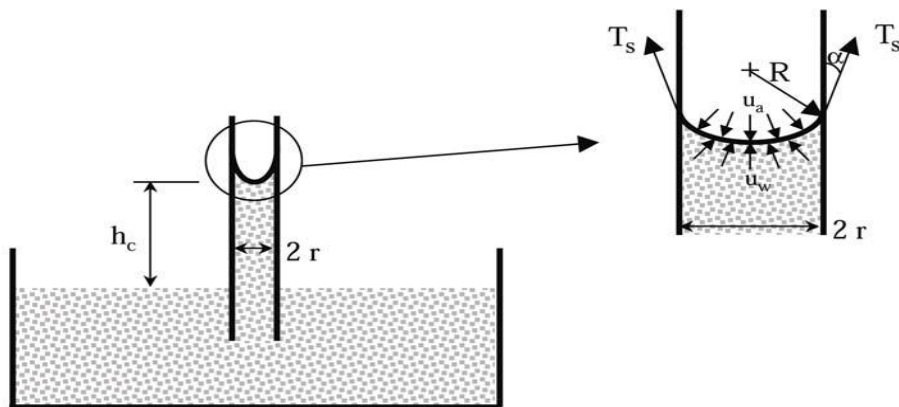


Figure 4.2 Phénomène d'ascension capillaire

La relation de Jurin-Laplace relie la pression capillaire au rayon du tube capillaire. Elle montre que plus le tube est petit, plus la pression capillaire est élevée.

$$p_c = u_a - u_w = \frac{2T_s \cos \alpha}{r} \quad (4.1)$$

avec :

p_c : pression capillaire (kPa) ;

α : angle de mouillage ;

u_a : pression de l'air au dessus de l'interface (kPa) ;

u_w : pression de l'eau au dessous de l'interface (kPa) ;

T_s : tension de surface (N.m^{-1}) ;

r : rayon du tube capillaire (m).

La hauteur d'ascension capillaire est donnée par la relation suivante :

$$h_c = \frac{2T_s \cos \alpha}{r \gamma_w} \quad (4.2)$$

avec :

h_c : hauteur d'ascension capillaire (m) ;

γ_w : poids volumique de l'eau (kN.m^{-3}).

b) Succion d'adsorption

Les argiles ont des particules globalement chargées négativement, et qui, de ce fait, ont tendance à adsorber de l'eau à leur surface. Les forces en jeu sont de type hydrogène, liées à l'hydratation des cations du sol, ou de type Van der Waals. Ce phénomène est à l'origine de la succion d'adsorption.

c) Succion osmotique :

La composante osmotique de la succion est due à la présence d'ions en solution. La tendance des ions à s'hydrater et l'existence de différences de concentration entre plusieurs points du sol sont à l'origine de cette composante. Dans le cas où la concentration en sels de la solution de sol est faible, elle peut être négligée. La succion osmotique dépend aussi de l'état de saturation du sol : plus le degré de saturation augmente, plus la succion osmotique décroît (Edil et Motan, 1984 ; Houston et al., 1994).

d) Succion totale

La succion totale est liée à l'humidité relative par la loi de Kelvin :

$$\psi = -\gamma_w \frac{RT}{Mg} \ln\left(\frac{p}{p_0}\right) \quad (4.3)$$

avec :

ψ : succion totale (kPa) ;

R : constante des gaz parfaits (8,31432 J.mol⁻¹.K⁻¹) ;

T : température absolue (K) ;

M : masse molaire de l'eau (18,016 g.mol⁻¹) ;

g : accélération de la pesanteur (9,81 m.s⁻²) ;

p : pression partielle de vapeur (kPa) ;

p_0 : pression de vapeur saturante à la température T (kPa).

4.2.3. Méthodes de mesure de la succion

a) Tensiomètre à eau

Ce type d'appareil permet de mesurer la pression négative de l'eau du sol. Un capteur de pression mesure la pression de l'eau contenue dans un réservoir, cette eau étant en contact avec celle du sol par l'intermédiaire d'une plaque céramique. L'utilisation des tensiomètres reste limitée en raison de l'apparition de bulles d'air à partir d'une succion de 80kPa. En réduisant le volume d'eau dans l'appareil, Ridley et Burland (1993) puis Guan et Fredlund (1997) ont réussi à développer un tensiomètre utilisable jusqu'à une succion de 1,25 MPa.

b) Tensiomètre osmotique

Cet appareil regroupe le principe du tensiomètre à eau et celui de la méthode osmotique. Le réservoir du tensiomètre osmotique est rempli d'une solution osmotique, et la plaque céramique est remplacée par une membrane semi imperméable. Le principe de ce tensiomètre a été décrit par Peck et Rabbidge (1966) cités par Ridley et Wray (1995). Des modifications ont été apportées par Bocking et Fredlund (1979), ces derniers indiquant une succion mesurable maximale de 1,5 MPa.

c) Méthode du papier filtre

Cette méthode de mesure de la succion repose sur le fait qu'à l'équilibre hydrique, le potentiel de l'eau du sol et le potentiel de l'eau d'un papier filtre en contact avec le sol sont

identiques. Elle a été introduite par Gardner (1937). La gamme de succion accessible par cette technique est comprise entre quelques kPa et plusieurs centaines de Mpa.

d) Psychromètre

Un psychromètre est un dispositif qui permet de mesurer l'humidité relative d'un sol, et par conséquent, sa succion totale (équation (4.3)). Le principe de l'appareil est de mesurer la température d'une goutte d'eau qui s'évapore, cette température étant inférieure à la température ambiante. La différence entre les deux températures est une fonction de l'humidité relative. Il existe deux type de capteurs utilisant chacun un principe physique différent pour mesurer la température d'évaporation de la goutte d'eau. Cette méthode de mesure est utilisable pour des succions comprises entre 0,1 et 80 Mpa.

4.3. L'eau dans les sols non saturés

L'interaction des sols avec l'eau est influencée par plusieurs facteurs d'ordre mécanique et physico-chimique. Dans les sols dont les particules n'ont pas d'interaction particulière avec l'eau, des sables propre par exemple, les pores se remplissent et se vident instantanément lorsqu'on mouille ou assèche le sol, car l'empilement des particules ne retient pas l'eau. Dans les sols argileux, par contre, une partie de l'eau est fixée aux particules minérales et le sol retient l'eau quand on l'assèche. Les courbes de rétention d'eau sont souvent utilisées afin de quantifier la capacité d'un sol non saturé à retenir l'eau. Ces courbes sont obtenues en soumettant un échantillon du sol à un cycle de séchage et de remouillage, en appliquant des paliers de succion croissante puis décroissante.

En présence de minéraux argileux, les interactions physico-chimiques entre l'eau et l'argile ont une grande influence sur la courbe de rétention d'eau. Cependant, les courbes de rétention d'eau déterminées au laboratoire correspondent à des modes opératoires qui ne correspondent pas a priori aux conditions in situ (Fredlund, 2000), ce qui reflète la limite de ces essais, d'une part, et pose des problèmes dans leur utilisation pour faire des analyses et des études géotechniques, d'autre part.

Fredlund (2000) a fait le bilan des méthodes utilisées pour obtenir les courbes de rétention d'eau. Ces méthodes peuvent être expérimentales ou reposer sur des corrélations utilisant surtout les courbes granulométriques et des bases de données de courbe de rétention. Fredlund note que les conditions initiales des échantillons n'ont pas beaucoup d'influence sur la courbe de rétention d'eau dans le cas des sols sableux. Cependant, le mode opératoire des

essais et les conditions initiales des échantillons peuvent avoir beaucoup d'influence sur la courbe de rétention d'eau dans le cas des sols argileux.

L'équation de Fredlund et Xing (1994), reproduite ci-dessous, est un exemple des équations qui ont été proposées pour donner l'évolution de la teneur en eau en fonction de la succion

$$w = C(\Psi)w_s \left[\ln\left(e + \left(\frac{\Psi}{a}\right)^n\right) \right]^{-m} \quad (4.4)$$

Où w_s est la teneur en eau de saturation, a est la valeur de la succion correspondant au point d'inflexion, n est un paramètre du sol relié à la pente de la courbe de rétention au point d'inflexion, Ψ est la succion du sol, m est un paramètre caractérisant la courbe de rétention d'eau pour des valeurs de teneur en eau proche de la teneur en eau résiduelle et e est la base des logarithmes népériens ($e = 2.71$).

4.4. Les transferts d'eau et d'air dans les sols non saturés

Les équations régissant les transferts de l'eau et de l'air en milieu non saturé sont souvent formulées en faisant l'hypothèse de continuité des deux phases. En plus, on suppose que les écoulements en sol non saturé se produisent conformément à la loi de Darcy. La généralisation de cette loi pour le transfert de l'eau et de l'air dans les milieux non saturés proposée par plusieurs auteurs (Richards, 1931 ; Childs et Collis-George, 1950), est contestée par certains et des déviations de cette loi ont été relevées par des études expérimentales (Hadas, 1964).

Malgré ces contestations, la loi de Darcy reste la plus utilisée dans la modélisation théorique et numérique des écoulements dans les sols non saturés, où les coefficients de perméabilité dépendent de la teneur en eau (figure 4.3).

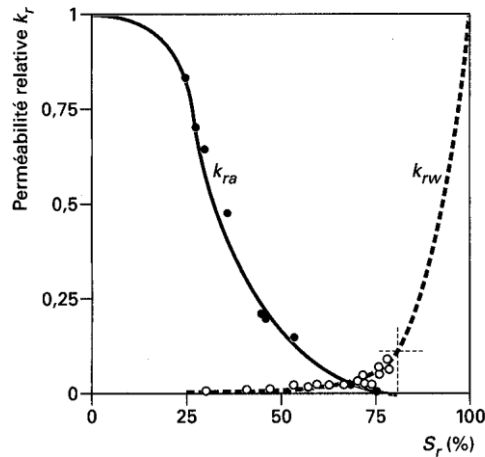


Figure 4.3 Perméabilité relative à l'eau k_{rw} et k_{ra} d'un sable non-saturé
(Vachauld et al., 1974)

Les équations sont écrites en fonction de la teneur en eau volumique θ ou du degré de saturation S_r . Ainsi, on admet que les coefficients de perméabilité à l'eau et à l'air s'écrivent sous la forme générale suivantes :

$$k_w = k_{rw}(S_r) \frac{k(n)}{\mu_w} \quad (4.5)$$

$$k_a = k_{ra}(S_r) \frac{k(n)}{\mu_a} \quad (4.6)$$

avec :

μ_w et μ_a : viscosités respectives de l'eau et de l'air.

$k_{rw}(S_r)$ et $k_{ra}(S_r)$: perméabilités relatives du sol à l'eau et à l'air, respectivement.

$k(n)$: perméabilité intrinsèque du milieu, dépendante de la porosité.

4.5. Modélisation des sols non saturés : Différentes approches

Le premier congrès international de mécanique des sols de Cambridge (1936), a permis de réaffirmer quelques principes relatifs aux milieux saturés, déjà induits depuis la parution du livre de K. Terzaghi (1925), et de rappeler ou établir des équations caractérisant les sols saturés. Il a aussi été un forum pour présenter certains résultats d'essais sur les sols non saturés. Ces données expérimentales sont à l'origine d'un grand débat sur l'état de contraintes

et sur les équations qui régissent les sols non saturés. Néanmoins, les principes et les équations relatifs aux sols saturés n'ont pas été étendus aux sols non saturés.

4.5.1. Sols saturés

Au cours de ce congrès, Terzaghi a exposé la notion de contrainte effective. Il a postulé que l'état de contraintes en tout point d'un massif peut être caractérisé par les contraintes principales totales notées σ_1 , σ_2 et σ_3 . Si le sol est saturé et que la pression d'eau des pores vaut u alors le tenseur de contraintes totales peut être décomposé en deux parties : une composante sphérique égale à u et qui régit dans toutes les directions et une deuxième composantes, dont les contraintes principales valent $\sigma'_1 = \sigma_1 - u$, $\sigma'_2 = \sigma_2 - u$ et $\sigma'_3 = \sigma_3 - u$. Terzaghi a affirmé que tout changement d'état de contrainte du sol est associé à un changement des contraintes effectives σ'_1 , σ'_2 et σ'_3 .

Ceci fut l'origine d'un grand débat où les questions suivantes ont été évoquées :

- Quel est le fondement théorique des notions de contraintes effectives ?
- Est-ce que le postulat de Terzaghi peut être considéré comme une loi ? un principe ? une théorie ?

Ces questions montrent que les origines et les fondements théoriques de la notion de contraintes effectives ne sont pas faciles à identifier. En plus, l'écriture des équations d'équilibre mécanique du sol permet de vérifier que l'équation de Terzaghi n'est qu'une approximation (Fredlund, 1987). En effet, l'équation d'équilibre s'écrit :

$$\sigma = \sigma_p \cdot a + u_w (1-a) \quad (4.7)$$

où σ_p est la contrainte de contact entre les particules, a est la surface de contact entre les particules, σ est la contrainte totale et u_w la pression interstitielle de l'eau.

Ainsi, la contrainte effective s'écrit :

$$\sigma' = \sigma_p \cdot a = (\sigma - u_w) + a \cdot u_w \quad (4.8)$$

Ceci montre que la surface de contact doit être intégrée dans la définition de la contrainte effective. Afin de compléter cette formulation, il faut faire varier le plan qu'on a défini pour

écrire l'équilibre dans l'espace pour intégrer les aléas d'ordre spatial (Fung, 1969). Bishop et Elind (1950) sont arrivés à une autre formulation, qui n'intègre pas la surface de contact entre les grains dans la définition de la contrainte effective :

$$\sigma' = \sigma - \left(1 - \frac{C}{C_s}\right) u_w \quad (4.9)$$

où C est le coefficient de compressibilité du sol et C_s le coefficient de compressibilité des particules du sol.

Cependant, cette dernière définition de la contrainte effective a été contestée parce qu'elle intègre les propriétés du sol. En plus, dans cette formulation on sous-entend l'indépendance des quantités $\sigma - u_w$ et u_w .

En conclusion, la notion de contrainte effective qu'a définie Terzaghi peut être considérée comme étant une description de l'état de contrainte pouvant être utilisée pour décrire l'état d'un sol saturé.

4.5.2. Sols non saturés

La réussite de l'équation de contrainte effective pour les sols non saturés a incité les chercheurs à définir des équations similaires pour les sols non saturés. Dans ces équations, les caractéristiques du sol sont prises en compte au moyen d'un ou de plusieurs paramètres. C'est ainsi que Bishop (1959) a proposé la relation suivante :

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

où χ est un paramètre fonction du degré de saturation, u_a est la pression de l'air et u_w la pression de l'eau. Bishop (1961) a décrit une technique expérimentale permettant de déterminer le paramètre χ en réalisant des essais en conditions saturées et d'autres en conditions non saturées.

Crony et al. (1958) ont donné une définition différente de la contrainte effective pour les sols non saturés en introduisant un paramètre d'état, noté cette fois-ci β' . Ils prétendaient que la contrainte effective d'un sol non saturé peut être définie au moyen de l'équation suivante :

$$\sigma' = \sigma - \beta' u_w \quad (4.11)$$

Morgenstern (1979) a critiqué la définition de la contrainte effective donnée par Bishop. Selon Morgenstern, la contrainte effective définie à l'aide de la relation de Bishop n'est pas pratique vu que le coefficient χ ne peut prendre que des valeurs comprise entre 0 et 1, alors que l'expérience montre que ces valeurs limites peuvent être dépassées. Ainsi, Jennings et Burland ont mis en évidence un exemple où $\chi = -2$ et ont montré que la valeur de χ dépend du chemin suivi dans l'espace $(\sigma - u_a, u_a - u_w)$.

Matyas et Radhakrishna (1968) ont introduit la notion de paramètre d'état pour décrire le comportement volumique des sols non saturés. La variation de volume ainsi que le degré de saturation ont été considérés comme étant fonction de $\sigma - u_a$ et $u_a - u_w$.

Fredlund et Morgenstern (1977) ont présenté un modèle théorique pour définir l'état de contrainte des sols non saturés. Dans ce modèle, l'état de contrainte peut être caractérisé par $\sigma - u_a$ et $u_a - u_w$, qui constituent des variables d'état indépendantes. Des essais ont été réalisés sur des échantillon non saturés d'argiles compactées et naturelles afin de vérifier que les variables indépendantes retenues pour caractériser l'état de contraintes des sols non saturés constituent bien des variables d'état (Fredlund et al., 1977). Ces essais ont été appelés « essais à volume constant » puisque le résultat auquel on s'attendait était que les volumes des échantillons de sols non saturés demeurent inchangés si l'on fait varier σ , u_a et u_w et que les variables d'état restent constantes. Les résultats des essais de Fredlund et al. montrent que les variations de volume total et du volume d'eau mesurées dans ces essais n'excèdent pas 2%. Ceci prouve que les variables indépendantes $\sigma - u_a$ et $u_a - u_w$ constituent des variables d'état acceptables pour les sols non saturés.

Alonso et al. (1990) ont souligné les difficultés rencontrées par les chercheurs pour décrire le comportement d'un sol non saturé à l'aide d'une seule contrainte. Alonso et al. ont retenu la proposition de Fredlund et Morgenstern (1977) qui avaient rompu avec les approches fondées sur l'utilisation d'une seule contrainte et avaient proposé d'utiliser deux contraintes $\sigma - u_a$ et $u_a - u_w$. Ils ont, de plus, pris en considération les résultats d'essais réalisés sur des échantillons de sols non saturés et dont les principales constatations sont les suivantes :

- La succion contribue à la rigidification du sol et le sol présente une pression de préconsolidation qui augmente avec la succion.
- Un sol partiellement saturé soumis à une réduction de la succion ou une humidification peut présenter un affaissement comme il peut gonfler. L'état de contrainte et la pression de préconsolidation en sont les facteurs déterminant.
- La déformation du sol dépend du chemin de contrainte suivi de l'état initial à l'état final (Matyas et al., 1968).
- Les variations de succion peuvent générer des déformations volumétriques irréversibles.
- Une augmentation de la succion entraîne un accroissement de la cohésion (Fredlund et al., 1978).

A la base de ces remarques et des essais expérimentaux, Alonso et al., (1990) ont formulé un modèle élastoplastique à variable indépendantes. Plusieurs tentatives ont essayé d'étendre par la suite le modèle aux sols gonflants, mais sans grand succès. Ceci est dû principalement à la complexité du phénomène de gonflement et à sa dépendance d'autres facteurs, notamment d'ordre chimique, dont l'importante contribution dans le phénomène de gonflement des argiles est mise en évidence dans notre travail.

4.6. Modélisation numérique du transfert couplé (eau –air) dans les milieux poreux non saturés et leur effet sur le comportement à la déformation

Dans cette section, les connaissances disponibles dans la littérature concernant le comportement des sols sous un écoulement couplé avec la déformation sont examinées. La première partie de cette section traite les phénomènes couplés de transfert de masse et d'air dans les sols non saturés. Par la suite, les écoulements couplés avec la déformation dans les milieux saturés et non saturés sont présentés dans la deuxième partie de cette section. Un examen des concepts et des théories du changement de volume et de la déformation est établi à la fin de cette section.

4.6.1. *Écoulement couplé (eau-air) dans les sols non saturés*

Couvillion et Hartley (1986) ont étudié le mouvement provoqué par une dessiccation du front dans les sols sablonneux et ils ont présenté par la suite une solution basée sur la méthode

des différences finies explicite pour les trois équations de transfert de chaleur, d'air et d'humidité. L'approche de Philip et de Vries a été employée pour décrire l'écoulement d'eau, la loi de Darcy pour exprimer l'écoulement en masse de la mixture de l'air humide et la loi de Fick pour la diffusion de la vapeur d'eau. La difficulté numérique rencontrée a conduit à une analyse délicate des trois équations différentielles et à une modification du modèle par la suppression de l'équation de continuité de la phase air de la formulation et la simplification de l'équation de transfert de chaleur (le phénomène de conduction est pris en compte uniquement).

Geraminegad et Saxena (1986) ont présenté un modèle mathématique pour le transfert de chaleur, d'humidité et de gaz dans un milieu poreux non saturé. Trois équations différentielles linéaires ont été dérivées, une pour le transfert de chaleur basée sur l'approche modifiée de Philip et de Vries, une pour l'écoulement de liquide basée elle aussi sur l'approche modifiée de Philip et de Vries, et la troisième pour l'écoulement de l'air basée sur la loi de Darcy. Le changement de volume qui se produit dans le sol comme un résultat du changement de la pression interstitielle, a été aussi prédit. Une solution basée sur la méthode des éléments finis a été proposée pour le modèle mathématique, et cette dernière a été simplifiée par Geraminegad et Saxena par la suite en incorporant seulement deux équations différentielles et en omettant l'équation de la phase air. Le modèle simplifié a été après employé afin de résoudre quelques cas historiques disponibles dans la littérature.

Pollock (1986) a développé un modèle mathématique afin de décrire le phénomène de transfert couplé d'énergie, d'eau liquide, de vapeur d'eau et d'air sec dans un milieu non saturé. Trois équations différentielles non linéaires ont été développées, chacune décrivant l'écoulement d'une phase. Ces trois équations différentielles ont été basées sur les travaux de Whitaker (1977). Une solution basée sur la méthode des éléments finis pour les équations couplées a été par la suite employée afin d'analyser le transfert vertical unidimensionnel dans un dépôt hypothétique. Les résultats numériques pour la saturation en liquide, de la distribution des pressions d'air et de température durant milles années, de l'emplacement du dépôt a conduit à l'identification des caractéristiques importants de l'écoulement d'eau et d'air qui doit avoir des implications significantes dans l'étude du mouvement de noyaux radio-actifs.

4.6.2. *Écoulement et déformation couplés dans les sols*

Beaucoup de travaux de recherche récents traitent le phénomène couplé d'écoulement et de déformation pour des sols saturés. On a sélectionné dans cette section quelques travaux qui ont été par la suite étendus aux sols non saturés.

Booker et Savvidou (1985) ont proposé un modèle thermodynamique simple à deux phases pour un transfert de chaleur couplé avec la consolidation dans les sols saturés. Le transfert de chaleur dans le sol a été décrit par la loi de Fourier, et les changements de volume sont basés sur le principe des contraintes effectives. Le modèle proposé a été par la suite appliqué afin d'analyser le comportement thermoélastique des sols non saturés entourant une source de chaleur enterrée.

Vaziri et Byrne (1990) ont dérivé des équations théoriques afin de décrire l'écoulement d'un fluide et la déformation dans un système à multiphases. Les changements de la pression interstitielle du fluide sous des conditions non drainées, et les changements de volume ont été décrits en employant les équations généralisées de Biot pour le phénomène couplé d'écoulement et de déformation. Une solution aux éléments finis pour le modèle théorique a été vérifiée et appliquée par la suite pour simuler l'essai triaxial pour des échantillons de sable de Athabasca. Les résultats numériques ont montré une bonne concordance avec les résultats expérimentaux. Le modèle proposé a été prouvé comme étant applicable pour les sols saturés et non saturés sous les conditions drainées et non drainées. Le modèle proposé a été par la suite étendu pour incorporer les caractéristiques non linéaires et la nature gazeuse du sol. Le modèle a été appliqué avec succès pour simuler l'essai triaxial au laboratoire par Agar et al. (1987). Cependant, ce modèle reste limité aux sols non expansifs.

4.6.3. *Le concept de changement de volume et de déformation*

Les relations caractéristiques de changement de volume sont l'une des relations utilisées en mécanique des sols, et elles relatent les états de déformation variables avec des états de contraintes variables. Les changements de volume dans les sols non saturés peuvent être exprimés en terme de déformation ou de mouvement relatif aux différentes phases constituant le sol (eau, air et structure du sol). L'état de déformation variable doit être concordant avec le principe mécanique de continuité des diverses phases. Les deux variables d'état décrivant la déformation d'un sol non saturé sont, le changement de l'indice des vides (de), qui représente la déformation de la structure du sol, et la variation de la teneur en eau (dw), qui est associée à

la phase liquide. Ces deux types de variables de déformation peuvent décrire de façon adéquate le changement de volume dans les sols non saturés.

Trois variables de contraintes normales peuvent être utilisées afin de représenter l'état de surface d'un sol non saturé. Ce sont $(\sigma - u_a)$, $(\sigma - u_l)$ et $(u_l - u_a)$ où σ est la contrainte totale, u_a est la pression interstitielle de l'air et u_l la pression interstitielle d'eau. $(u_l - u_a)$ définit la succion dans un sol non saturé.

Fredlund et Morgenstern (1977) ont présenté une analyse théorique des contraintes dans un sol non saturé à la base d'un milieu continu multiphasique. L'analyse montre que n'importe quelle paire des trois variables de contraintes normales peut être utilisée pour définir la surface d'état. Les combinaisons possibles sont :

- i) $(\sigma - u_a)$ et $(u_a - u_l)$
- ii) $(\sigma - u_a)$ et $(\sigma - u_l)$
- iii) $(u_a - u_l)$ et $(\sigma - u_l)$

La combinaison $(\sigma - u_a)$ et $(u_a - u_l)$ a été considérée comme étant la plus satisfaisante pour l'utilisation en ingénierie (Fredlund, 1979 ; Fredlund et Rahardjo, 1987). Cette combinaison est avantageuse car les effets du changement dans la contrainte normale totale peuvent être séparés de ceux causés par les changements dans u_l , en plus, u_a est atmosphérique pour la plupart des travaux pratiques en ingénierie, cependant, elle reste limitée aux sols à gonflement modéré.

4.6.4. Théories du changement de volume

Le comportement caractéristique des sols partiellement saturés a été principalement étudié par l'expérimentation durant des décennies. Plusieurs chercheurs ont présenté diverses formes de relations. Au début, dans l'étude de Biot (1941) pour la consolidation à trois dimensions, la structure du sol a été supposée comme étant linéaire, réversible et isotrope et la déformation a été décrite en terme de la variable de contrainte effective $(\sigma - u_a)$ et de la pression du fluide u_l .

Aitchison et Bishop (1960) ont proposé la relation de la contrainte effective comme étant :

$$\begin{aligned} \sigma' &= \sigma + \chi(u_a - u_l) & \chi &= 0 & \text{sec} \\ 0 \leq \chi &\leq 1 & \chi &= 1 & \text{saturé} \end{aligned} \quad (4.12)$$

où σ' est la contrainte effective et χ est un paramètre qui dépend du degré de saturation et de la structure du sol.

L'utilisation du concept de contrainte effective dans la déformation des sols non saturés a rencontré des succès limités (Jennings et Burland, 1962 ; Bishop et Blight, 1963 ; Aitchison, 1965 ; Burland, 1965). Il a été conclu que le chemin de contrainte pour les deux composantes $(\sigma - u_a)$ et $(u_a - u_l)$ doit être considéré. Fredlund et Morgenstern (1977) ont effectué une série de tests et ont montré que les deux variables de contraintes mentionnées auparavant composent un système de contraintes adéquat pour un sol partiellement saturé.

Matyas et Radhakrishna (1968) ont performé les tests isotropiques et oedométriques pour deux mixtures identiques séparées contenant 80% de poudre de Silice et 20% de Kaolin. Il ont proposé le concept de surface d'état afin de représenter l'indice des vides et le degré de saturation en fonction de la contrainte nette $(\sigma - u_a)$ et la succion $(u_a - u_l)$. La surface d'état est décrite comme étant l'état historique complet d'un sol partiellement saturé pouvant être représenté graphiquement dans un espace à deux dimensions limité par trois axes de coordonnées cartésiennes donnant la magnitude des paramètres de contrainte $(\sigma - u_a)$ et $(u_a - u_l)$ et les paramètres de déformation, l'indice des vides ou le degré de saturation. Si l'indice des vides ou le degré de saturation sont des points représentatifs, alors tous les chemins de contrainte se trouvent sur une surface unique appelée la surface d'état.

Des modèles ont été proposés afin de décrire le changement de volume, et plusieurs théories ont été posées pour chaque modèle, dont deux seulement sont proposées dans ce travail, la théorie de la déformation élastique proposée par Fredlund (1979) et la théorie de la contrainte élastique proposée par Alonso et Lloret (1985). Les avantages et les inconvénients de chaque théorie sont discutés en détail ci-dessous.

a) Proposition de Fredlund

Fredlund (1979) a proposé deux équations caractéristiques où la structure du sol est exprimée en terme de l'indice des vides (de), et l'équation de la phase eau est exprimée comme étant un changement de la teneur en eau (dw). Les deux équations caractéristiques ont la forme suivante pour un chargement bidimensionnel :

$$de = a_{st}d(\sigma - u_a) + a_{su}d(u_a - u_w) \quad (4.13)$$

$$dw = b_{st}d(\sigma - u_a) + b_{su}d(u_a - u_w) \quad (4.14)$$

où a_{st} , a_{su} , b_{st} et b_{su} sont des constantes. a_{st} et a_{su} représentent la compressibilité du sol quand il est soumis aux changements dans les contraintes principales nettes et dans la succion du sol, b_{st} et b_{su} représentent le changement dans la phase eau avec la contrainte principale nette et la succion respectivement.

Les équations précédentes peuvent être visualisées comme une surface tracée dans un espace à trois dimensions avec chaque abscisse représentant la variable de contrainte et l'ordonnée représentant l'indice des vides ou la teneur en eau, comme l'a proposé Matyas et Radhakrishna (1968). Les surfaces sont généralement non linéaires.

Les équations caractéristiques précédentes peuvent être linéarisées en utilisant la forme logarithmique des variables de contrainte. L'indice des vides peut être écrit en terme de la forme étendue de l'équation d'un sol saturé tel que :

$$e = e_0 - C_{st} \ln \frac{(\sigma - u_a)_f}{(\sigma - u_a)_0} - C_{su} \ln \frac{(u_a - u_l)_f}{(u_a - u_l)_0} \quad (4.15)$$

où l'indice f réfère à la contrainte finale et le 0 réfère à la contrainte initiale. Fredlund (1979) a trouvé que l'indice des vides est plus sensible à un changement dans les contraintes totales qu'il est pour un changement dans la succion.

De même, l'équation de la phase eau peut être linéarisée sous la forme :

$$w = w_0 - D_{st} \ln \frac{(\sigma - u_a)_f}{(\sigma - u_a)_0} - D_{su} \ln \frac{(u_a - u_l)_f}{(u_a - u_l)_0} \quad (4.16)$$

A des faibles degrés de saturation, Fredlund (1979) a trouvé que, D_{su} est plus grand que D_{st} , indiquant que la teneur en eau est plus sensible à un changement de la succion qu'au changement dans les contraintes totales.

Les conclusions qu'on peut tirer après l'analyse de la proposition de Fredlund sont les suivantes :

- La surface proposée par Fredlund a quelques limitations. Elle ne modélise pas la vraie dépendance du comportement des sols non saturés du chemin de contrainte. Elle n'est pas capable aussi de simuler le comportement mixte du gonflement et de l'affaissement qui est typique de quelques sols non saturés.
- La surface n'incorpore pas l'influence des contraintes déviatoriques sur le changement de volume des sols partiellement saturés.

b) Proposition d'Alonso et al.

Lloret et Alonso (1980) ont développé un modèle de consolidation unidimensionnel qui inclus une description des surfaces d'état pour l'indice des vides et le degré de saturation. Les états de surface ont été analytiquement décrits par une interpolation des données expérimentales. Les relations proposées par Fredlund (1979) ne sont pas capables de modéliser le comportement simultané de l'affaissement (quand la charge appliquée est relativement grande) et du gonflement (quand la charge appliquée est relativement petite), induit par l'apport d'humidité. Ce type de sol a été étudié par Maswoswe (1985) pour un sol sablonneux d'argile compactée, et par Justo et al (1984) pour des échantillons d'argile gonflante compactée. L'équation résultante a été :

$$e = a_e + b_e(\sigma - u_a) + c_e(u_a - u_l) + d_e(\sigma - u_a)(u_a - u_l) \quad (4.17)$$

où a_e , b_e , c_e et d_e sont des constantes.

Alonso et Lloret (1985) ont effectué la compression isotrope et le test oedométrique pour deux types d'argile. Par la suite, un nombre d'équations linéaires et non linéaires a été proposé comme des fonctions de surface d'état pour l'indice des vides et le degré de saturation (Alonso et Lloret, 1985).

Deux équations à variation hyperbolique et exponentielle en fonction de la succion ont été aussi proposées pour le degré de saturation. Les techniques d'analyse et de régression ont été alors utilisées afin de mesurer les valeurs mesurées et prédites des coefficients des différentes approximations.

Alonso et Lloret (1985) ont observé que d'excellents résultats ont été obtenus pour une expression de surface d'état à variation hyperbolique avec le degré de saturation :

$$S_r = a_s - th[b_s(u_a - u_l)].[c_s + d_s(\sigma - u_a)] \quad (4.18)$$

ou

$$S_r = a_s - [1 - \exp(-b_s(u_a - u_l))].[c_s + d_s(\sigma - u_a)] \quad (4.19)$$

où a_s , b_s , c_s et d_s sont des constantes.

Les conclusions qu'on peut tirer après l'analyse de la proposition d'Alonso sont les suivantes :

- Le modèle d'Alonso étudie uniquement les sols argileux à expansion modérée et par conséquent, il ne peut pas modéliser les argiles hautement expansives.
- Le modèle proposé par Alonso ne prend pas en considération la minéralogie des argiles dont l'importante contribution dans le phénomène de gonflement des argiles sera mise en évidence dans notre travail.

4.7. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons rassemblé les principales propriétés des sols non saturés, à savoir la courbe de rétention d'eau donnant les variations de teneur en eau en fonction de la succion appliquée en suivant des chemins de séchage humidification. Les premières approches de la mécanique des sols non saturés ont visé d'étendre l'utilisation d'une contrainte unique, fonction de la contrainte totale et de la succion, afin d'étendre l'approche en contrainte effective aux sols non saturés. Cependant, ces approches ne peuvent décrire le comportement des sols non saturés. A cet effet, plusieurs modèles ont été proposés.

Le modèle qui a été le plus retenu est celui développé par Alonso et al. (1990) compte tenu des résultats satisfaisants obtenus par les différentes simulations effectuées par ce modèle. Néanmoins, ce modèle nécessite d'être amélioré afin de prendre en considération le phénomène de gonflement se développant pour certains types de sol.

D'autre part, la recherche sur le couplage du transfert multiphasique et de la déformation dans les sols non saturés reste ouverte en terme d'expérimentation et de modélisation théorique.

Le but de cette étude est de développer un modèle théorique complètement couplé des sols non saturés en incluant l'effet de la concentration chimique. Les sols considérés sont des argiles, et en particulier celles de nature gonflante. La complexité du modèle théorique qui représente les processus physico-chimiques développés dans les sols nécessite l'application d'un outil numérique afin de produire une solution approchée du problème.

Chapitre 5

LES PROCESSUS GÉOCHIMIQUES DANS LES SOLS

5.1. Introduction

Le sol est un système hétérogène car il comporte plusieurs phases qui réagissent par leur surface de contact. Les réactions géochimiques sont des réactions hétérogènes entre solution et phase liquide. D'autre part, le comportement des sols peut être affecté considérablement par la présence de produits chimiques. Cette étude met en évidence les effets chimiques sur le gonflement des sols expansifs. Plusieurs mécanismes peuvent contribuer au mouvement du soluté chimique dans les sols non saturés (Mitchell, 1993). Le but de ce chapitre est de décrire ces mécanismes afin de les intégrer par la suite dans le modèle numérique.

5.2. Nature des processus géochimiques dans les sols

5.2.1. La précipitation et dissolution des minéraux

La réaction de dissolution-précipitation d'un minéral A_nB s'écrit :



Comme pour toute réaction, l'Enthalpie libre, ou énergie de Gibbs, ΔG_r s'écrit :

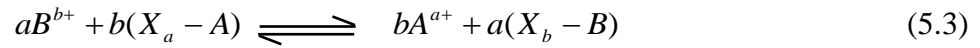
$$\Delta G_r = \Delta G_r^0 + RT \ln \frac{(A^-)^n \cdot (B^{n+})}{(A_nB)} \quad (5.2)$$

où ΔG_r^0 est l'enthalpie libre standard à 25°C et à 1 atm. R est la constante des gaz parfaits, T la température absolue et (A^-) , (B^{n+}) et (A_nB) les activités des éléments impliqués dans la réaction.

Dans les sols, des minéraux sont susceptibles de précipiter. Les précipités les plus communs sont la calcite, la silice, le gypse ainsi que les minéraux argileux contribuant principalement au contrôle du magnésium et du potassium (Appelo et Postma, 1993).

5.2.2. Les échanges cationiques

Dans les milieux naturels, ce sont les minéraux argileux qui ont une capacité à échanger des cations avec la solution qui est à leur contact. L'échange de deux cations A de valence a, et B de valence b, entre la solution et l'échangeur X peut s'écrire comme suit :



Tout comme dans le cas d'une réaction de précipitation-dissolution d'un minéral, la loi d'action de masse donne l'expression de l'enthalpie libre ΔG_r :

$$\Delta G_r = \Delta G_r^0 + RT \ln \frac{[A^{a+}]^b [X_b - B]^a}{[B^{b+}]^a [X_a - A]^b} \quad (5.4)$$

où $[A^{a+}]$, $[B^{b+}]$, $[X_a - A]$, $[X_b - B]$, sont les activités des ions A^{a+} et B^{b+} , respectivement en solution et sur le complexe d'échange.

La constante d'équilibre de la réaction peut être écrite comme suit :

$$K_{A/B} = \frac{[A^{a+}]^b [X_b - B]^a}{[B^{b+}]^a [X_a - A]^b} \quad (5.5)$$

Il existe plusieurs formulations pour expliciter la constante d'équilibre K (Gapon, 1933 ; Gaines et Thomas, 1953). Gaines et Thomas (1953) traduisent la constante d'équilibre en un coefficient de sélectivité $K_{A/B}^{GT}$. Cette convention présente l'intérêt de proposer une formulation des activités des cations échangeables comme la fraction échangeable E de ces cations, qui peut être mesurée expérimentalement. Ainsi, pour des échanges monovalents ou divalents, on peut expliciter $K_{A/B}^{GT}$ à partir de la relation :

$$K_{A/B}^{GT} = \frac{[A^{+a}]^b \cdot E_B^a}{[B^{b+}]^a \cdot E_A^b} \quad (5.6)$$

Avec :

$$E = \frac{a.N_A}{a.N_A + b.N_B} \quad (5.7)$$

N_a et N_b étant les molarités (mol/kg) des cations sur le complexe d'échange. Le coefficient de sélectivité traduit un équilibre qui est dépendant de la nature minéralogique des constituants du sol et de la composition du complexe d'échange.

Dans les sols, les quantités de cations adsorbées, même pour des sols dont la capacité d'échange cationique (CEC) est faible, sont très importantes au regard de celles qui sont en solution. Une faible variation de la composition du complexe d'échange peut considérablement modifier les proportions relatives des cations en solution. Ce pouvoir tampon confère aux processus d'échange cationiques un rôle majeur dans l'évolution des caractéristiques chimiques du sol.

5.3. Description des modes de transfert chimique dans les milieux poreux

5.3.1. Description du transfert par convection

Le transport d'un soluté dans un milieu poreux peut être illustré par un écoulement à vitesse constante dans un log tuyau. Le soluté est naturellement transporté à la vitesse du courant du solvant si l'on considère l'absence des phénomènes annexes. Cette procédure de transport est appelée advection (figure 5.1). Le transport advectif lié à la vitesse de circulation du solvant, induit un flux de soluté q_c qui est lié aux flux de solvant q par :

$$q_c = q.C \quad (5.8)$$

avec q_c est le flux de soluté transféré par convection, et q est le flux de la solution et C la concentration du soluté.

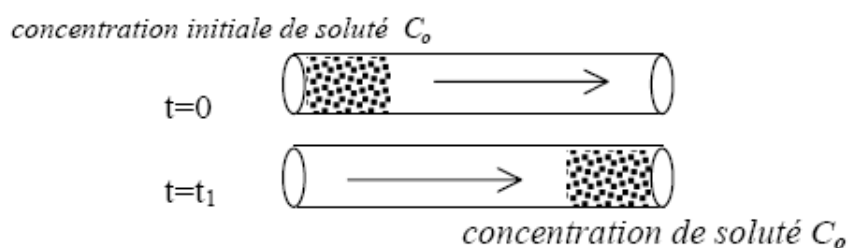


Figure 5.1 Transport advectif sans dispersion

Il est à souligner que si cette équation dynamique a été vérifiée dans de nombreux cas (Young, 1957 ; Vachaud, 1966), en particulier pour les sables ; elle est mise en défaut pour les sols argileux à cause des interactions sol-eau (Swartzendruber, 1963).

5.3.2. Description du transfert par dispersion

Au cours du transport convectif, la quantité de sel a tendance à s'étendre et à occuper une longueur de tuyau de plus en plus importante. Le phénomène d'expansion et de dissolution du soluté est la dispersion (figure 5.2).

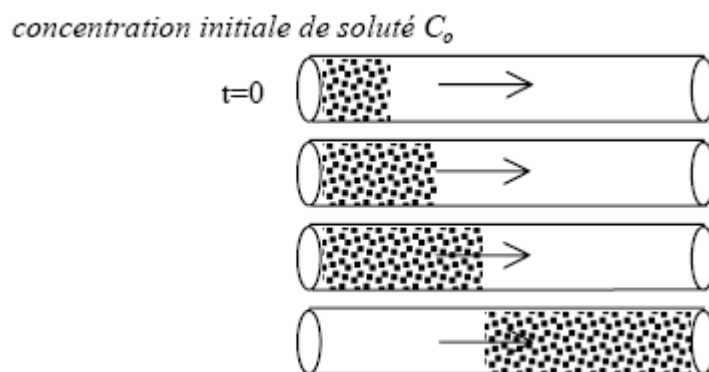


Figure 5.2 Transport advectif avec dispersion

5.3.2.1. Diffusion libre

La diffusion a lieu sous l'application d'un gradient de concentration suivant la première loi de Fick :

$$q = -D_0 \frac{\partial C}{\partial x} \quad (5.9)$$

q : flux du soluté.

C : la concentration dans la phase liquide.

D_0 : coefficient de diffusion libre.

D_0 représente la diffusion infinie, telle que les ions et les molécules n'agissent pas les uns sur les autres :

$$D_0 = \frac{\mu RT}{N} \quad (5.10)$$

avec :

R : constante des gaz parfaits.

T : température absolue.

N : nombre d'Avogadro.

μ : mobilité absolue d'une particule, vitesse limite atteinte sous un gradient unité de potentiel chimique.

Le coefficient D_0 peut être exprimé en fonction de nombreux facteurs, telle que la conductivité ionique limite équivalente ou encore la résistance visqueuse des molécules du solvant, la température et la viscosité de la solution interviennent tout comme le rayon et la valence de l'espèce chimique diffusante.

$$D_0 = \frac{RT\lambda_0}{F^2|z|} \quad (5.11)$$

avec :

F : constante de Faraday.

z : valence ionique.

λ_0 : conductivité ioniques

R : rayon moléculaire.

Tableau 5.1 Valeurs caractéristiques du coefficient de diffusion libre

Cations	$D_0 \cdot 10^{10} \text{ (m}^2/\text{s)}$
Na^+	13,3
K^+	19,6
Mg^{2+}	7,05
Ca^{2+}	7,92
Cu^{2+}	7,13
Fe^{2+}	7,19
Zn^{2+}	7,02
Fe^{3+}	6,07
Al^{3+}	5,95

5.3.2.2. Diffusion de soluté dans les sols

Dans les sols, les solutés diffusent plus longtemps car les chemins de migration y sont plus tortueux. Les flux de diffusion sont eux même moindre du fait que les particules solides occupent une partie de la surface de la section traversée (figure 5.3).

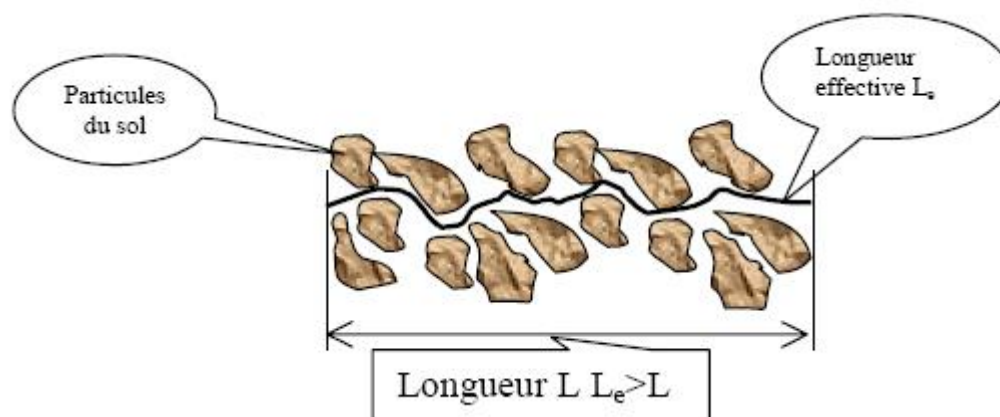


Figure 5.3 Chemin du transport à travers le sol

Plusieurs chercheurs ont montré qu'il existe une relation approximativement linéaire entre le coefficient de diffusion effective D_e et la teneur en eau volumique θ . θ_{\min} est le seuil de teneur en eau volumique en dessous de laquelle il n'y a aucun contact entre l'eau des pores, donc aucune diffusion. Cette relation peut être écrite sous la forme :

$$D_e = \frac{\theta - \theta_{\min}}{\theta_{ref} - \theta_{\min}} \cdot D_{e(ref)} \quad (5.12)$$

Avec :

D_e : coefficient de la diffusion effective de soluté dans un sol non saturé à la teneur en eau volumique θ .

θ_{ref} : teneur en eau volumique à saturation.

$D_{e(ref)}$: coefficient de la diffusion effective dans un sol non saturé.

Le coefficient de diffusion effective est lié au coefficient de diffusion libre D_0 par un paramètre empirique τ connu sous le nom de coefficient de tortuosité, soit :

$$D_e = \tau \cdot D_0 \quad (5.13)$$

En tenant compte de la tortuosité, la loi de Fick devient (Porter et al., 1960 ; Olsen et Kemper, 1968) :

$$q = -D_0 \tau \theta \frac{\partial C}{\partial x} \quad (5.14)$$

D'autres facteurs sont introduits dans la première loi de Fick pour tenir compte de l'augmentation de la viscosité de l'eau en présence des particules argileuse. A cause de ces différents facteurs, la loi de Fick est plus généralement exprimée avec la définition du coefficient de diffusion effective D_e soit :

$$q = -D_e \theta \frac{\partial C}{\partial x} \quad (5.15)$$

5.3.2.3. Mécanisme de diffusion dans le sol

La dispersion est l'un des deux mécanismes, physique et chimique, difficilement dissociable et regroupés au sein du coefficient de diffusion effective.

a) La diffusion moléculaire

La diffusion moléculaire caractérise le mouvement du soluté induit par des gradients de concentration au sein de la solution, elle tend donc à l'homogénéiser. C'est un phénomène physique provenant de l'agitation moléculaire. Les molécules d'eau ou de solution sont susceptibles de migrer et de transiter dans le sol.

b) La dispersion cinématique

Cette dispersion est liée aux variations des vitesses dans le milieu poreux. Lorsqu'un fluide s'écoule à travers un milieu poreux, sa distribution de vitesse n'est pas uniforme. Ceci est dû à la friction entre les grains, de la dimension variable des pores, des différentes perméabilités rencontrées dans un milieu hétérogène et des fluctuations des lignes de courant à cause des obstacles.

Le coefficient de dispersion mécanique est lié à la vitesse d'infiltration v par la relation :

$$D_m = \lambda.v \quad (5.16)$$

λ étant la dispersivité.

5.3.3. Phénomènes de sorption-désorption

L'étude de ces phénomènes est essentielle car ils engendrent tous les mécanismes d'interaction sol-liquide. Les feuillets d'argiles sont chargés négativement, une couche est constituée par des ions attirés et retenus à proximité du feuillet, tandis que d'autres ions hydratés sont maintenus à une certaine distance et constituent la couche diffuse. C'est ainsi que s'explique la couche d'eau adsorbée (un ensemble d'ions et de molécules dipolaires d'eau soumis à une force de rétention). A la périphérie de l'eau adsorbée, l'équilibre dynamique consiste en un échange continu entre la couche diffuse et l'eau libre.

L'épaisseur de la couche dépend de la nature de la charge électrique des ions (plus cette charge est grande, plus la charge électrique totale du feuillet est compensée par un petit nombre d'ions, d'où une petite épaisseur).

D'autre part, l'établissement de ponts de liaisons constitués par les ions et les dipôles d'eau procure aux sols fins une certaine cohésion, ce qui explique le retrait et le gonflement comme conséquences de la modification de l'épaisseur des couches d'eau adsorbée et du réarrangement des particules d'argile.

De même, les faibles perméabilités des argiles résultent aussi de ces couches d'eau adsorbée car les sections des pores occupées par l'eau libre seront réduites. Les facteurs perturbants le bilan de masse de soluté sont constitués par les échanges entre la solution du sol et la matrice poreuse. Cette dernière peut alors soit fixer les ions (adsorption), soit en libérer (désorption). On donne à ces facteurs l'appellation générale de sorption. La sorption tend à faire évoluer les états physico-chimiques de la solution et du milieu vers un état d'équilibre par échange ionique.

Les sols argileux méritent une attention particulière car ils présentent une surface spécifique élevée très active dans les processus physico-chimiques par les échanges ioniques qui y règnent. La présence de matière organique peut également jouer un rôle important car les éléments organiques présentent en général une capacité d'adsorption plus élevée que les minéraux. On peut donc s'attendre à ce que la sorption dépende fortement des teneurs en argile et en matière organique.

5.4. Les modèles d'adsorption dans les argiles

Deux types de modélisation des phénomènes d'interaction des ions avec les argiles ont été relevés dans la littérature. Le premier s'intéresse à l'aspect moléculaire de l'adsorption, en considérant des mécanismes de complexation de surface ou d'interaction électrostatique entre les ions et la surface chargée du matériau. Le deuxième type de modélisation rend compte des phénomènes au niveau macroscopique, c'est la théorie des échangeurs d'ions.

5.4.1. Les modèles de complexation de surface

5.4.1.1. Complexes de sphère interne et externe

Les complexes qui se forment entre des groupements fonctionnels de surface et des constituants d'une solution aqueuse peuvent se classer en deux grandes catégories, de manière analogue aux complexes formés uniquement en solution aqueuse. Si aucune molécule d'eau ne s'interpose entre le groupement fonctionnel de surface et la molécule ou l'ion auquel il est lié, le complexe est dit de sphère interne. Si une molécule d'eau au moins s'interpose entre eux, le complexe est dit de sphère externe (figure(5.4)). De manière générale, les complexes de sphère externe mettent en jeu des mécanismes électrostatiques, et sont souvent moins stables que les complexes de sphère interne, qui eux mettent en jeu des liaisons ioniques, voire covalentes.

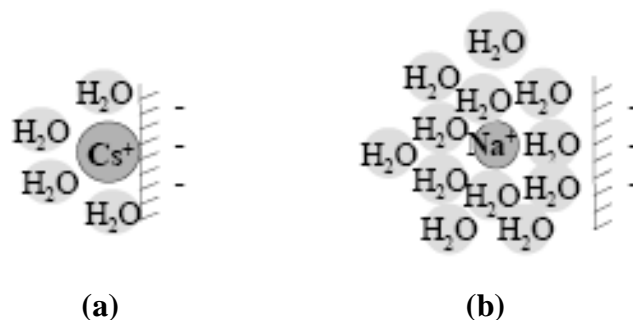


Figure 5.4a Complexe de sphère interne, il n'y a pas de molécules d'eau entre le cation et la surface. C'est le cas des cations de faible énergie d'hydratation, ici le césium (280 kJ/mol)

Figure 5.4b Complexe de sphère externe, le cation reste totalement hydraté. C'est le cas des cations possédant une énergie d'hydratation élevée, comme le sodium (421 kJ/mol)

5.4.1.2. Les différents mécanismes d'adsorption

L'environnement moléculaire perturbé de la surface argileuse, dû à la réduction du degré de coordination des ions par rapport à la structure interne des feuillets, donne lieu à une réactivité de surface avec les solutés présents dans la solution aqueuse. Cette réactivité produit une accumulation de matière à l'interface liquide-solide. Si aucune structure moléculaire tridimensionnelle (précipité de surface) ne se développe, ce processus d'accumulation est noté adsorption. Trois principaux mécanismes d'adsorption ont pu être clairement identifiés. Tout d'abord il peut se former des complexes de sphère interne, qui mettent alors en jeu la cavité hexagonale des argiles. Ensuite, les cations adsorbés peuvent apparaître sous forme de complexes de sphère externe, qui incluent la sphère de solvation des cations. Enfin, si l'ion solvaté ne forme pas de complexe avec un groupement fonctionnel chargé de la surface, mais interagit avec la surface seulement, il se forme alors dans ce qu'on appelle une couche diffuse. Ce dernier mécanisme d'adsorption met en jeu des ions qui demeurent totalement dissociés de la surface et sont libre de se déplacer dans la solution aqueuse environnante. La formation d'une couche diffuse, comme celle de complexe de sphère externe, fait essentiellement intervenir des liaisons de type électrostatiques, et ces deux mécanismes peuvent être décrits comme de l'adsorption non spécifique. Ces espèces solvatées sont couramment appelées ions échangeables. En revanche, la complexation en sphère interne, qui fait intervenir des liaisons ioniques, peut être décrite comme une adsorption spécifique. Elle peut intervenir même si

l'ion et la surface ont le même signe, et il est possible que la quantité d'ions adsorbés excède la charge de surface du minéral, conduisant alors à une inversion de la charge.

5.4.1.3. *Sélectivité de l'adsorption*

Dans un échange d'ions, la proportion relative des cations (typiquement ceux possédant une énergie d'hydratation élevée, comme le lithium, le sodium ou le calcium) adsorbés par l'argile est égale à leur proportion relative en solution. Au contraire, dans le cas d'une adsorption sélective, certains cations (typiquement ceux qui ont une petite sphère d'hydratation comme le césium ou le potassium) sont préférentiellement adsorbés par l'argile (Sawhney, 1972). La fixation des cations et la sélectivité de l'échange sont déterminées par l'interaction de deux forces : la force d'attraction du cation pour la sphère d'hydratation, et l'attraction électrostatique entre le cation et l'argile.

Ce modèle moléculaire de l'adsorption des ions à la surface des argiles est en réalité très général et applicable à d'autres types de surfaces minérales.

5.4.2. *Théorie des échangeurs d'ions*

Le phénomène d'échange d'ions peut être invoqué pour tout système constitué d'au moins deux phases présentant les propriétés suivantes :

La phase solide (constituant l'échangeur d'ions) imprégnée de liquide, développe à la surface des charges positives ou négatives qui sont alors exactement compensées par des charges de signe opposé apportées par les ions de la solution. L'ensemble (solide, ions compensateurs) constitue la phase échangeuse d'ions. Sa charge totale nette doit être nulle.

Les charges portées par le solide sont soit localisées au niveau de groupements fonctionnels ionisés (par exemple les groupes silanol ou aluminol en bordure des feuillets d'argile), soit délocalisées (par exemple la charge permanente résultant de substitutions isomorphiques au sein du cristal argileux). On considère que les zones de surface où sont concentrées les charges électrostatiques constituent des sites d'échange d'ions.

Il faut noter que les interactions entre les cations échangeables et surfaces argileuses dépendent de quatre facteurs : le rayon des cations non hydratés, la charge des cations, leur énergie d'hydratation et les interactions spécifiques. Plus les deux premiers paramètres sont élevés et plus le troisième est faible, plus les interactions sont fortes. Ces trois premiers facteurs sont également à l'origine de liaisons fortes entre un cation et une surface

néativement chargée. Le quatrième est plus caractéristique d'interactions spécifiques entre un cation et une argile donnée.

5.5. Conclusion

Les différentes réactions chimiques entre la phase liquide et la phase solide du sol sont présentées dans ce chapitre. Dans les milieux naturels, ce sont les minéraux argileux qui ont une grande capacité à échanger des cations avec la solution qui est à leur contact. Une faible variation de la composition du complexe d'échange peut considérablement modifier les proportions relatives des cations en solution. Ce pouvoir tampon confère aux processus d'échange cationiques un rôle majeur dans l'évolution des caractéristiques chimiques du sol.

Le but de ce chapitre a été de décrire les différents mécanismes qui peuvent contribuer au mouvement du soluté chimique dans les sols non saturés afin de les intégrer par la suite dans le modèle numérique.

Chapitre 6

FORMULATION THÉORIQUE DU COMPORTEMENT DES SOLS NON SATURÉS

6.1. Introduction

Dans le but de modéliser numériquement les sols non saturés, nous admettons, comme on le suppose souvent, que le comportement de ces sols peut être décrit par la superposition de trois milieux continus, qui couvrent chacun l'ensemble de l'espace occupé par le sol. Dans ce travail, le milieu continu liquide est représenté par la solution eau+soluté chimique, et le milieu gaz par l'air. Ces derniers peuvent se déplacer l'un par rapport à l'autre à l'intérieur du milieu global et en sortir ou y entrer.

6.2. Equations du modèle

La démarche classique en mécanique des milieux poreux déformables multiphasiques pour décrire les différentes équations d'écoulement consiste à introduire respectivement des équations de continuité pour chaque phase. Dans ce travail, on suppose que l'eau, l'air et le soluté se déplacent dans le sol en respectant, d'une part, des lois de conservation de la masse, et d'autre part, des lois reliant les vitesses moyennes d'écoulement aux gradients de charge (loi de Darcy).

6.2.1. Transfert d'eau

Le mouvement de l'eau dans le sol dépend du type du sol, de la teneur en eau et de la présence des sels dissous dans l'eau (Mitchell, 1993). Pour les argiles hautement actives, la pression osmotique sous le gradient de concentration du soluté chimique est importante (Mitchell, 1993) et peut conduire l'eau à circuler dans la direction de grande concentration du soluté. A partir du principe de conservation de masse, la différence entre les débits massiques entrants et sortants à travers des surfaces d'épaisseur unité doit être égale à la teneur en eau. Cela peut être écrit comme suit :

$$\nabla(\rho_l \cdot v_l) = -\frac{\partial(\rho_l \cdot \theta_l)}{\partial t} - \rho_l \cdot E \quad (6.1)$$

avec :

ρ_l : la masse volumique de l'eau,

v_l : la vitesse d'écoulement de l'eau dans les pores .

θ_l : la teneur volumique en eau ,

E : désigne la présence d'un débit d'une source ou d'un puits,.

En exprimant la teneur volumique en eau en fonction de la porosité et du degré de saturation, on obtient :

$$\theta_l = n \cdot S_l \quad (6.2)$$

où :

S_l est le degré de saturation en eau et n est la porosité du milieu étudié.

En substituant l'équation (6.2) dans l'équation (6.1), on obtient :

$$\nabla(\rho_l \cdot v_l) = -\frac{\partial(\rho_l \cdot n \cdot S_l)}{\partial t} - \rho_l \cdot E \quad (6.3)$$

L'écoulement de l'eau dans les sols non saturés peut être dû à un certains nombre de mécanismes présenté par (Mitchell, 1993 ; Fredlund et Rahardjo, 1993) :

- La charge hydraulique
- Le gradient de concentration du soluté chimique
- Le gradient thermique
- Le gradient électrique

L'écoulement de l'eau liquide dû au gradient électrique et thermique n'est pas considéré dans cette étude.

En adoptant l'approche proposée par Darcy (1856), le premier mécanisme peut être décrit par la loi de Darcy. Cette approche a été appliquée avec succès aux sols non saturés (Childs,

1969 ; Nielson et al., 1986). La loi de Darcy peut être exprimée pour le cas d'un écoulement multiphases pour les sols non saturés comme suit :

$$v_l^l = -k_l \cdot [\nabla \left(\frac{u_l}{\gamma_l} + z \right)] \quad (\text{m/s}) \quad (6.4)$$

Avec :

v_l^l : est la vitesse d'écoulement de l'eau due à la charge hydraulique,

k_l : la conductivité hydraulique dans un sol non saturé,

u_l : la pression interstitielle de l'eau,

γ_l : est le poids volumique de l'eau de l'eau,

z : représente la cote du point considéré.

La conductivité hydraulique non saturé est influencée par un certain nombre de facteurs incluant l'indice des vides, les caractéristiques de la texture et du fluide interstitielle, la composition minéralogique, la taille des particules et leur distribution (Mitchell, 1993). Aussi, le degré de saturation, la turbulence de l'écoulement, le poids volumique et la viscosité du liquide interstitiel affectent la conductivité hydraulique.

Le deuxième mécanisme est que le gradient de concentration de soluté chimique doit être considéré. Pour les argiles hautement actives à des faibles indices des vides, l'osmose sous gradients de concentration de soluté chimique peut induire l'écoulement de l'eau vers les régions à haute concentration de soluté chimique (Mitchell, 1993). Il faut savoir que le terme osmose désigne le phénomène de diffusion des molécules de solvant (l'eau de façon général) à travers une membrane semi imperméable qui sépare deux liquides de concentrations en soluté différentes (la membrane est perméable au solvant mais imperméable aux solutés dissous). Les argiles peuvent agir comme des membranes semi imperméables, causant un écoulement osmotique et des pressions interstitielles produites par osmose.

En adoptant la méthodologie présenté par (Mitchell, 1993), la vitesse du liquide due au gradient de concentration de soluté chimique $v_l^{c_s}$ peut être exprimée comme suit :

$$v_l^{c_s} = k_\pi (\nabla \pi) \quad (6.5)$$

où :

K_π : coefficient de perméabilité osmotique par rapport au gradient de concentration de soluté chimique,

L'écoulement osmotique est défini par Yong et Warkentin (1975) comme suit :

$$\pi = n_m \cdot k \cdot T \cdot c_s \quad (6.6)$$

où :

n_m : Nombre de molécules par mole du soluté chimique.

k : Constante de Boltzmann.

T : Température absolue.

c_s : Concentration du soluté chimique.

En combinant les effets de ces deux mécanismes, on obtient la vitesse totale du liquide qui sera exprimée comme suit :

$$v_l = v_l^l + v_l^{c_s} = -k_l \cdot [\nabla \left(\frac{u_l}{\gamma_l} + z \right)] + k_\pi (\nabla \pi) \quad (6.7)$$

Par conséquent, l'équation (6.1) peut être réécrite sous la forme :

$$\nabla(\rho_l \cdot v_l) = -\rho_l \cdot n \cdot \frac{\partial S_l}{\partial t} - \rho_l \cdot S_l \cdot \frac{\partial n}{\partial t} - \rho_l \cdot E \quad (6.8)$$

En remplaçant les équations (6.7) dans (6.8), on obtient:

$$\begin{aligned} & \nabla[-\rho_l \cdot k_l \cdot \nabla \left(\frac{u_l}{\gamma_l} \right) - \rho_l \cdot k_l \cdot \nabla z + \rho_l \cdot k_\pi \cdot (\nabla \pi)] \\ & = -\rho_l \cdot n \cdot \frac{\partial S_l}{\partial t} - \rho_l \cdot S_l \cdot \frac{\partial n}{\partial t} - \rho_l \cdot E \end{aligned} \quad (6.9)$$

d'où :

$$\begin{aligned}
-\frac{\rho_l}{\gamma_l} \nabla(k_l \cdot \nabla u_l) - \rho_l \cdot \nabla(k_l \cdot \nabla z) + \rho_l \cdot \nabla(k_\pi \cdot n_m \cdot k.T \cdot \nabla C_s) \\
= -\rho_l \cdot n \cdot \frac{\partial S_l}{\partial t} - \rho_l \cdot S_l \cdot \frac{\partial n}{\partial t} - \rho_l \cdot E
\end{aligned} \tag{6.10}$$

Dans cette étude, l'eau est considérée comme un liquide incompressible, alors ρ_l est constante, par conséquent, l'équation (6.10) devient :

$$\frac{1}{\gamma_l} \nabla(k_l \cdot \nabla u_l) + \nabla(k_l \cdot \nabla z) - \nabla(k_\pi \cdot n_m \cdot k.T \cdot \nabla C_s) = n \cdot \frac{\partial S_l}{\partial t} + S_l \cdot \frac{\partial n}{\partial t} + E \tag{6.11}$$

Matyas et Radhakrishna (1968) ont proposé que le degré de saturation peut dépendre des valeurs des contraintes, de l'indice des vides et de la succion. L'influence des contraintes sur le degré de saturation est trouvée non significative (Alonso et al., 1988 ; Fredlund et Rahardjo, 1993). De ce fait, dans ce travail, le degré de saturation est supposé dépendant de la succion s uniquement. Par conséquent, le degré de saturation peut être exprimé par :

$$\frac{\partial S_l}{\partial t} = \frac{\partial S_l}{\partial s} \cdot \frac{\partial s}{\partial t} \tag{6.12}$$

La succion est définie comme la différence entre la pression interstitielle d'air et la pression interstitielle d'eau et elle est représentée mathématiquement par :

$$s = u_a - u_l \tag{6.13}$$

En remplaçant cette équation dans l'équation (6.11) on obtient :

$$\frac{\partial S_l}{\partial t} = \frac{\partial S_l}{\partial s} \cdot \frac{\partial u_a}{\partial t} - \frac{\partial S_l}{\partial s} \cdot \frac{\partial u_l}{\partial t} \tag{6.14}$$

D'autre part, la dérivée de la porosité par rapport au temps peut être écrite comme :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{e}{1+e_0} \right) = \frac{1}{(1+e_0)} \frac{\partial e}{\partial t} \tag{6.15}$$

d'où :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \underline{m}.H^T . \frac{\partial u}{\partial t} \quad (6.16)$$

où, \underline{m} et H sont des opérateurs différentiels. Leur détermination est détaillée dans la section destinée à l'obtention de l'équation différentielle pour la déformation.

En substituant les équations (5.11) et (5.13) dans (5.8), on obtient :

$$\begin{aligned} \frac{1}{\gamma_l} \nabla(k_l . \nabla u_l) + \nabla(k_l . \nabla z) - \nabla(k_\pi . n_m . k.T . \nabla C_s) = \\ n . \frac{\partial S_l}{\partial s} . \frac{\partial u_a}{\partial t} - n . \frac{\partial S_l}{\partial s} . \frac{\partial u_l}{\partial t} + S_l . \underline{m}.H^T . \frac{\partial u}{\partial t} + E \end{aligned} \quad (6.17)$$

Cette équation représente l'équation différentielle régissant le transfert de masse dans un milieu poreux. Elle peut être écrite en fonction des variables principales comme suit :

$$C_{ll} . \frac{\partial u_l}{\partial t} + C_{la} . \frac{\partial u_a}{\partial t} + C_{lu} . \frac{\partial u}{\partial t} = \nabla[K_{ll} . \nabla u_l] + \nabla[K_{lc_s} . \nabla C_s] + J_l \quad (6.18)$$

où :

$$C_{ll} = -n . \frac{\partial S_l}{\partial s} \quad (6.19)$$

$$C_{la} = n . \frac{\partial S_l}{\partial s} \quad (6.20)$$

$$C_{lu} = S_l . \underline{m}.H^T \quad (6.21)$$

$$K_{ll} = \frac{k_l}{\gamma_l} \quad (6.22)$$

$$K_{lc_s} = -k_\pi . n_m . k.T \quad (6.23)$$

$$J_l = \nabla(k_l . \nabla z) - E \quad (6.24)$$

6.2.2. Transfert de l'air

L'air dans les sols non saturés est considéré comme étant composé d'air interstitiel et d'air dissout (Fredlund et Rahardjo, 1993). Le transfert de l'air interstitiel est effectué suite à un gradient de la pression de l'air, tandis que le transfert de l'air dissout est associé à l'écoulement du liquide. La loi de Henry est utilisée afin de définir la proportion d'air contenu dans les pores du liquide.

L'équation de conservation de masse de l'air est exprimée par la discrétisation dans le temps de la teneur en air qui devra être égale à la discrétisation spatiale du flux d'air. Ceci peut être représenté mathématiquement comme :

$$\frac{\partial(\theta_a + H_s \cdot \theta_l) \rho_a}{\partial t} = -\nabla[\rho_a \cdot (v_a + H_s \cdot v_l)] \quad (6.25)$$

avec :

H_s : Coefficient d'Henry de solubilité volumétrique.

ρ_a : Masse volumique de l'air.

v_l : Vitesse de l'eau dans les pores.

v_a : Vitesse de l'air dans les pores.

En substituant les équations (6.2) dans l'équation précédente, et sachant que :

$$\theta_a = n \cdot S_a \quad (6.26)$$

où S_a est le degré de saturation en air et n est la porosité du milieu étudié, on obtient l'équation suivante en termes de degré de saturation et de la porosité :

$$\frac{\partial(S_a + H_s \cdot S_l) n \rho_a}{\partial t} = -\nabla[\rho_a \cdot (v_a + H_s \cdot v_l)] \quad (6.27)$$

L'équation (6.27) peut être réécrite comme suit :

$$n \cdot \rho_a \cdot \frac{\partial S_a}{\partial t} + H_s \cdot n \cdot \rho_a \cdot \frac{\partial S_l}{\partial t} = n \cdot \rho_a \cdot (H_s - 1) \cdot \frac{\partial S_l}{\partial t} \quad (6.28)$$

Les lois de Fick (1855) et de Darcy (1856) sont utilisées pour décrire l'écoulement de l'air à travers un milieu poreux. En se basant sur la loi généralisée de Darcy pour l'écoulement à plusieurs phases dans un sol non saturé, la vitesse de la phase air peut être définie comme :

$$v_a = -k_a \cdot \nabla u_a \quad (6.29)$$

où :

k_a : Coefficient de perméabilité de l'air dans les pores.

u_a : Potentiel d'air dans les pores.

Le degré de saturation en air peut être écrit en fonction du degré de saturation en eau tel que :

$$S_a = 1 - S_l \quad (6.30)$$

En remplaçant les équations (6.7), (6.29) et (6.30) dans l'équation (6.28), on obtient :

$$\begin{aligned} n \cdot \rho_a \cdot (H_s - 1) \cdot \frac{\partial S_l}{\partial t} + \rho_a \cdot (S_a + H_s \cdot S_l) \cdot \frac{\partial n}{\partial t} = \nabla(\rho_a \cdot k_a \cdot \nabla u_a) + \\ \nabla\left[\frac{\rho_a \cdot H_s}{\gamma_l} \cdot (k_l \cdot (\nabla u_l + \nabla(\gamma_l \cdot z)))\right] - \nabla[\rho_a \cdot H_s \cdot k_\pi \cdot (\nabla \pi)] \end{aligned} \quad (6.31)$$

En substituant la succion par l'équation (6.14) et la porosité par l'équation (6.16), l'équation (6.31) peut être écrite comme suit :

$$\begin{aligned} n \cdot \rho_a \cdot (H_s - 1) \cdot \frac{\partial S_l}{\partial s} \cdot \frac{\partial u_a}{\partial t} - n \cdot \rho_a \cdot (H_s - 1) \cdot \frac{\partial S_l}{\partial s} \cdot \frac{\partial u_l}{\partial t} + \\ \rho_a \cdot (S_a + H_s \cdot S_l) \cdot \underline{m} \cdot H^T \cdot \frac{\partial u}{\partial t} = \nabla(\rho_a \cdot k_a \cdot \nabla u_a) + \nabla\left[\frac{\rho_a \cdot H_s}{\gamma_l} \cdot k_l \cdot (\nabla u_l)\right] \\ - \nabla[\rho_a \cdot H_s \cdot k_\pi \cdot n_m \cdot k \cdot T \cdot \nabla C_s] + \nabla[\rho_a \cdot H_s \cdot (k_l \cdot \nabla z)] \end{aligned} \quad (6.32)$$

L'équation de transfert de l'air peut être écrite en fonction des variables principales sous la forme :

$$C_{aa} \cdot \frac{\partial u_a}{\partial t} + C_{al} \cdot \frac{\partial u_l}{\partial t} + C_{au} \cdot \frac{\partial u}{\partial t} = \nabla[K_{aa} \cdot \nabla u_a] + \nabla[k_{al} \cdot \nabla u_l] + \nabla[K_{aC_s} \cdot \nabla C_s] + J_a \quad (6.33)$$

avec :

$$C_{aa} = n \cdot \rho_a \cdot (H_s - 1) \cdot \frac{\partial S_l}{\partial s} \quad (6.34)$$

$$C_{al} = -n \cdot \rho_a \cdot (H_s - 1) \cdot \frac{\partial S_l}{\partial s} \quad (6.35)$$

$$C_{au} = \rho_a \cdot (S_a + H_s \cdot S_l) \cdot \underline{m} \cdot H^T \quad (6.36)$$

$$K_{aa} = \rho_a \cdot k_a \quad (6.37)$$

$$K_{al} = \frac{\rho_a \cdot H_s}{\gamma_l} \cdot k_l \quad (6.38)$$

$$K_{aC_s} = \rho_a \cdot H_s \cdot k_\pi \cdot n_m \cdot k.T \quad (6.39)$$

$$J_a = \rho_a \cdot H_s \cdot \nabla(k_l \cdot \nabla z) \quad (6.40)$$

6.2.3. Transfert de soluté chimique

Le comportement des sols peut être affecté considérablement par la présence de produits chimiques. Cette étude met en évidence les effets chimiques sur la déformation des sols hautement expansifs. Il faut noter que dans cette étude, la relation constitutive qui modélise ce comportement ne tient pas compte de la température, et à cet effet, l'équation régissant le transfert de soluté chimique est supposée pour une température constante.

Plusieurs mécanismes peuvent contribuer au mouvement du soluté chimique dans les sols non saturés (Mitchell, 1993 ; Yong et al., 1992), à savoir :

- Osmose
- Convection dû au transfert de l'eau
- Diffusion moléculaire
- Diffusion hydrodynamique
- Sorption chimique par la surface des particules du sol

- Réactions chimiques
- Cristallisation en forme solide.

La plupart de ces mécanismes sont décrit dans le chapitre (5). D'autre part, il faut noter que plusieurs approches ont été proposées ces dernières années afin de modéliser le comportement du soluté chimique (Tripathi, 1987 ; Bear et Verruijt, 1987, Yong et al., 1992, Thomas et Cleall, 1997, Cleall, 1998). Ces approches peuvent être divisées en deux sections :

- Modèles hydrologiques physiques
- Modèles interaction chimique

Dans cette étude, et d'après l'approche présentée par Bear et Verruijt (1987) et Yong et al. (1992), c'est la première classification qui est retenue. Le mouvement des sels dans la phase liquide du sol dépend des effets combinés de convection, de dispersion et d'adsorption.

En considérant l'écoulement de l'eau comme un liquide homogène se déplaçant dans un milieu poreux et contenant une certaine masse de soluté chimique, l'équation de conservation de masse de ce dernier en l'absence de sources extérieures est donnée par (Thomas et Cleall, 1997, Cleall, 1998).

$$\frac{\partial(n.R.S_l.C_s)}{\partial t} = -\nabla[\underline{C}_s.(v_l)] + \nabla[D_h.\nabla(n.S_l.C_s)] \quad (6.41)$$

avec :

D_h : coefficient de dispersion hydrodynamique, défini comme (Bear et Verruijt, 1998).

$$D_h = D_d + D_m \quad (6.42)$$

D_m : coefficient de dispersion mécanique

D_d : coefficient de diffusion moléculaire

R : facteur de retardement dont l'ampleur dépend des caractéristiques du produit, ainsi que des propriétés et de la composition de la matière à travers laquelle il effectue sa migration.

L'équation (6.41) peut être réécrite comme suit :

$$\begin{aligned}
R.S_l.C_s \cdot \frac{\partial n}{\partial t} + n.R.C_s \cdot \frac{\partial S_l}{\partial t} + n.R.S_l \cdot \frac{\partial C_s}{\partial t} = \\
- C_s \cdot (\nabla v_l) + \nabla[D_h.n.S_l \cdot (\nabla C_s)] + \nabla[D_h.n.C_s \cdot \nabla S_l]
\end{aligned} \quad (6.43)$$

De l'équation (6.14), le gradient du degré de saturation peut être exprimé par :

$$\nabla S_l = \frac{\partial S_l}{\partial s} \cdot \nabla u_a - \frac{\partial S_l}{\partial s} \cdot \nabla u_l \quad (6.44)$$

d'où :

$$\begin{aligned}
R.S_l.C_s \cdot \underline{m} \cdot H^T \cdot \frac{\partial u}{\partial t} + n.R.C_s \cdot \frac{\partial S_l}{\partial s} \cdot \frac{\partial u_a}{\partial t} - n.R.C_s \cdot \frac{\partial S_l}{\partial s} \cdot \frac{\partial u_l}{\partial t} + n.R.S_l \cdot \frac{\partial C_s}{\partial t} = \\
\nabla[C_s \frac{k_l}{\gamma_l} \cdot \nabla u_l] + \nabla(C_s k_l \cdot \nabla z) + \nabla[C_s k_\pi \cdot n_m \cdot k.T \cdot \nabla C_s] \\
+ \nabla[D_h.n.S_l \cdot \nabla C_s] + \nabla[D_h.n.C_s \cdot \frac{\partial S_l}{\partial s} \cdot \nabla u_a] - \nabla[D_h.n.C_s \cdot \frac{\partial S_l}{\partial s} \cdot \nabla u_l]
\end{aligned} \quad (6.46)$$

L'équation (6.46) peut être réécrite en terme des variables primaires comme suit :

$$\begin{aligned}
C_{C_s a} \cdot \frac{\partial u_a}{\partial t} + C_{C_s l} \cdot \frac{\partial u_l}{\partial t} + C_{C_s C_s} \cdot \frac{\partial C_s}{\partial t} + C_{C_s u} \cdot \frac{\partial u}{\partial t} = \\
\nabla[K_{C_s a} \cdot \nabla u_a] + \nabla[k_{C_s l} \cdot \nabla u_l] + \nabla[K_{C_s C_s} \cdot \nabla C_s] + J_{C_s}
\end{aligned} \quad (6.47)$$

avec :

$$C_{C_s a} = n.R.C_s \cdot \frac{\partial S_l}{\partial s} \quad (6.48)$$

$$C_{C_s l} = -n.R.C_s \cdot \frac{\partial S_l}{\partial s} \quad (6.49)$$

$$C_{C_s u} = S_l.C_s.R.m.H^T \quad (6.50)$$

$$C_{C_s C_s} = n.R.S_l \quad (6.51)$$

$$K_{C_s a} = D_h \cdot n \cdot \underline{C}_s \cdot \frac{\partial S_l}{\partial s} \quad (6.52)$$

$$K_{C_s l} = \underline{C}_s \cdot \frac{k_l}{\gamma_l} - D_h \cdot n \cdot \underline{C}_s \cdot \frac{\partial S_l}{\partial s} \quad (6.53)$$

$$K_{C_s C_s} = -\underline{C}_s \cdot k_\pi \cdot n_m \cdot k.T + D_h \cdot n \cdot S_l \quad (6.54)$$

$$J_{C_s} = \nabla(\underline{C}_s \cdot k_l \cdot \nabla z) \quad (6.55)$$

6.2.4. La déformation

6.2.4.1. Approche de la surface d'état : contrainte moyenne nette, succion et concentration de soluté chimique

Dans cette approche, le comportement mécanique des sols non saturés, à savoir, la résistance à la déformation, est décrit sur la base de la relation constitutive reliant la contrainte moyenne, la succion et la concentration en soluté chimique, car dans le cas des argiles expansives, la présence de sel (soluté) est un paramètre de déformation. Pour cela, l'incrément de la déformation élastique totale est constitué de trois composantes (Mitchell, 1993), telle que :

$$d\varepsilon = d\varepsilon_\sigma + d\varepsilon_s + d\varepsilon_\pi \quad (6.56)$$

où ε est la contrainte totale, et les indices σ , s et π correspondent respectivement à la contrainte nette, la succion et la concentration du soluté chimique.

La loi de Hooke est utilisée pour développer la relation entre la contrainte nette et la déformation :

$$d\sigma' = D \cdot d\varepsilon_\sigma = D \cdot (d\varepsilon - d\varepsilon_s - d\varepsilon_\pi) \quad (6.57)$$

Comme il a été expliqué dans les chapitres précédents, l'effet des variations de la concentration du soluté chimique sur le volume spécifique des argiles expansives peut être très important relativement à celui résultant des variations de la succion ou de la contrainte nette. Un certain nombre de chercheurs ont reporté que la variation de la concentration du

soluté chimique conduit à la variation volumique (Morgenstern et Balasubramanian, 1980 ; Richards et al., 1984). L'approche qui est décrite dans cette section inclut cet important effet à travers la surface d'état. Par conséquent, en se basant sur le concept de la surface d'état, la concentration du soluté chimique a été incorporée en tant que nouvelle variable dans le modèle. Avec l'inclusion des effets traditionnels de la contrainte moyenne nette et la succion, la déformation volumétrique des sols non saturés est définie. Une nouvelle surface d'état en fonction de l'indice des vides est donc requise dans le modèle qui doit être sous la forme :

$$e = f(e_0, p, s, c_s) \quad (6.58)$$

avec :

e : L'indice des vides.

p : La contrainte moyenne nette.

e_0 : L'indice des vides initial.

c_s : La concentration du sel.

Pour ce faire, on se propose une extension de la surface d'état proposée par Lloret et Alonso (1985) :

$$e = e_0 + a \ln(\sigma') + b \ln(s) + c \ln(\sigma') \ln(s) + d_{c_s}(c_s) \quad (6.59)$$

où a, b et c sont les coefficients de la surface d'état, et d_{c_s} est une fonction de la concentration du soluté chimique.

La déformation volumétrique est due à la variation de la contrainte effective moyenne, de la succion et de la concentration du soluté chimique. Elle peut être obtenue par différentiation de la surface d'état de l'indice des vides comme suit :

$$d\varepsilon_\sigma = \frac{1}{v_i} \cdot \frac{\partial e}{\partial p} \cdot \underline{m} \cdot dp \quad (6.60)$$

$$d\varepsilon_s = \frac{1}{v_i} \cdot \frac{\partial e}{\partial s} \cdot \underline{m} \cdot ds = A_s \cdot ds \quad (6.61)$$

$$d\varepsilon_{c_s} = \frac{1}{v_i} \cdot \frac{\partial e}{\partial c_s} \cdot \underline{m} \cdot dc_s = A_{c_s} \cdot ds \quad (6.62)$$

Pour les cas bidimensionnels, on a $\underline{m} = (1,1,0)$ et A_{c_s} est le coefficient de déformation volumique reliant la déformation volumique. Ce coefficient peut être déterminée numériquement par des formules décrivant la variation de l'indice des vides dans les argiles expansives, par exemple la théorie de la double couche diffuse de Gouy (Sridharan et Jayadeva, 1982), ou des formulations empiriques.

En développant la loi de Hooke généralisée afin d'établir une relation entre contrainte et déformation, et en incorporant les différentes composantes de la déformation à partir de l'équation (6.56), on peut établir que :

$$d\sigma' = D (d\varepsilon - d\varepsilon_s - d\varepsilon_\pi) = D (d\varepsilon - A_s \cdot ds - A_{c_s} \cdot dc_s) \quad (6.62)$$

où A_s et A_{c_s} sont dérivées de la surface d'état pour l'indice des vides, et σ' est la contrainte effective et D la matrice d'élasticité.

6.2.4.2. Equation d'équilibre des contraintes

Plusieurs théories de comportement utilisent deux variables de contrainte ; la contrainte nette σ' et la succion s (Matayas et Radhakrishna, 1968 ; Alonso et al., 1988 ; Fredlund et Rahardjo, 1993). La contrainte nette est définie comme suit :

$$\sigma' = \sigma - u_a \quad (6.63)$$

où σ représente la contrainte totale.

Les forces externes peuvent en général être définies comme forces de surface ou de volume. Les forces de surface agissent sur la surface frontière du corps, tandis que les forces de volume agissent à travers le centre de gravité du corps.

Considérons à présent un élément d'épaisseur unité et de section latérale $dx.dy$, soumis à un système de contraintes bidimensionnelles et de forces volumiques comme le montre la figure (6.1).

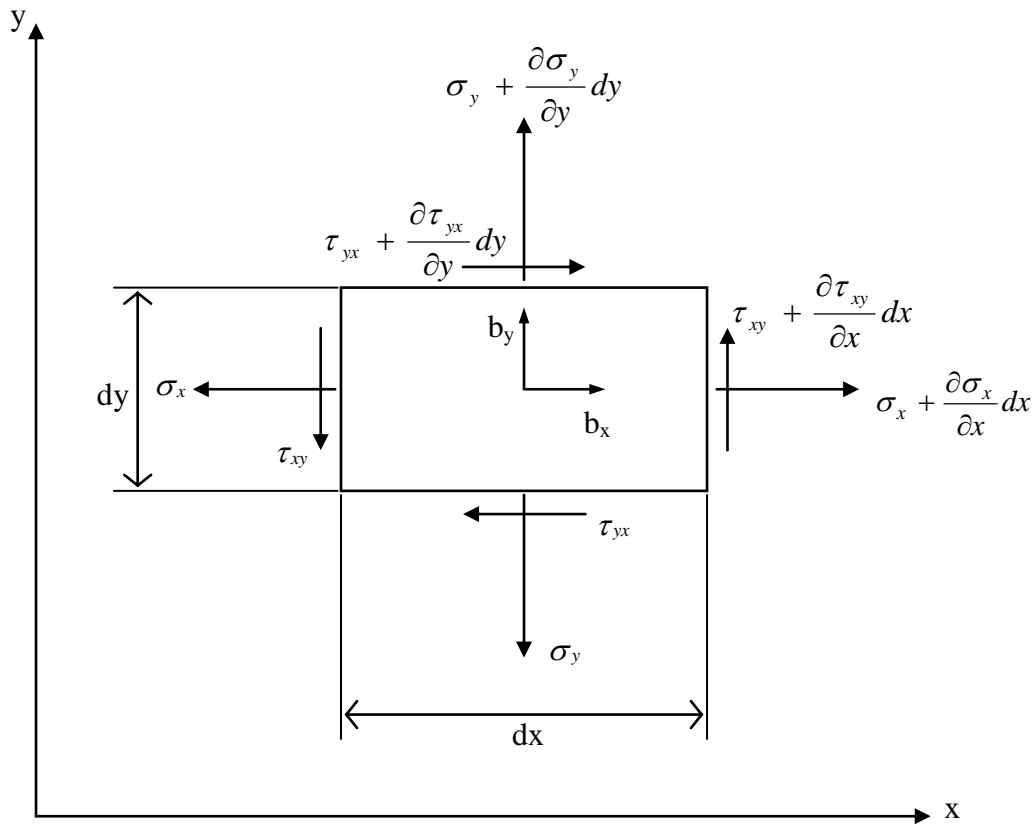


Figure 6.1 Système bidimensionnel de contraintes

Les composantes des contraintes sont σ_x , σ_y et τ_{xy} . Elles sont indépendantes de z , et les autres composantes sont nulles. Les forces de volume sont b_x et b_y , celles ci sont supposées indépendantes de z et b_z est nulle.

La loi de Newton stipule que l'équilibre est atteint lorsque la résultante des forces s'exerçant dans les directions x et y est égale à zéro. En appliquant cette condition au système décrit dans la figure précédente, dans la direction x en sommant toutes les forces, on obtient :

$$\left(\sigma_x + \frac{\partial \sigma_x}{\partial x} . dx \right) . dy + \left(\tau_{xy} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} . dy \right) . dx - \sigma_x dy - \tau_{xy} dx + b_x dx . dy = 0 \quad (6.64)$$

En substituant l'équation (6.63) dans (6.64), et en réarrangeant cette dernière, on obtient :

$$\frac{\partial \sigma'_x}{\partial x} - \frac{\partial u_a}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} + b_x = 0 \quad (6.65)$$

De la même manière, on reçoit dans la direction y :

$$\frac{\partial \sigma'_y}{\partial y} - \frac{\partial u_a}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + b_y = 0 \quad (6.66)$$

Le principe de superposition peut être appliqué pour combiner les deux équations (6.65) et (6.66) pour donner sous la forme incrémentale, l'expression suivante :

$$H.d\sigma' - H.du_a + db = 0 \quad (6.67)$$

où b est le vecteur des forces de volume et H est la matrice de déformation exprimée pour une analyse en état plan de contrainte ou en état plan de déformation, donnée par :

$$H = \begin{bmatrix} \frac{\partial}{\partial x} & 0 & \frac{\partial}{\partial y} \\ 0 & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial x} \end{bmatrix} \quad (6.68)$$

D'autre part, l'incrément de la déformation totale peut être exprimé en fonction des déplacements (Owen et Hinton, 1980), comme suit:

$$d\varepsilon = H^T . du \quad (6.69)$$

Puisque la somme des composantes de la déformation normale est appelée la déformation volumique (Fredlund et Rahardjo, 1993), la déformation volumique incrémentale, en quantité scalaire, peut être exprimée par :

$$d\varepsilon_v = \underline{m} . H^T . du \quad (6.70)$$

où $\underline{m} = (1,1,0)$.

En exprimant la déformation en fonction du déplacement, on peut écrire :

$$d\sigma' = D . \left[H^T . du - A_s . d(u_a - u_l) - A_{C_s} . dC_s \right] \quad (6.71)$$

En substituant cette équation et en réarrangeant les termes, l'équation d'équilibre devient :

$$H.D. \left[H^T .du - A_s .du_a + A_s .du_l - A_{c_s} .dC_s \right] - H .du_a + db = 0 \quad (6.72)$$

Cette équation est réduite à :

$$C_{ul} .du_l + C_{ua} .du_a + C_{uc_s} .dC_s + C_{uu} .du + db = 0 \quad (6.73)$$

avec :

$$C_{ul} = H.D.A_s \quad (6.74)$$

$$C_{ua} = -H.D.A_s - H.\underline{m} \quad (6.75)$$

$$C_{uc_s} = -H.D.A_{c_s} \quad (6.76)$$

$$C_{uu} = H.D.H^T \quad (6.77)$$

6.3. Conclusion

Il a été développé dans ce chapitre les équations différentielles qui régissent les phénomènes de transfert d'humidité, d'air, de soluté chimique et de déformation dans un sol non saturé. On a abouti à quatre équations de transfert régissant les quatre phénomènes couplés considérés. Ces équations sont récapitulées dans ce qui suit :

➤ *Le transfert d'humidité*

$$C_{ll} \cdot \frac{\partial u_l}{\partial t} + C_{la} \cdot \frac{\partial u_a}{\partial t} + C_{lu} \cdot \frac{\partial u}{\partial t} = \nabla[K_{ll} \cdot \nabla u_l] + \nabla[K_{lc_s} \cdot \nabla C_s] + J_l \quad (6.78)$$

➤ *Le transfert d'air*

$$C_{aa} \cdot \frac{\partial u_a}{\partial t} + C_{al} \cdot \frac{\partial u_l}{\partial t} + C_{au} \cdot \frac{\partial u}{\partial t} = \nabla[K_{aa} \cdot \nabla u_a] + \nabla[k_{al} \cdot \nabla u_l] + \nabla[K_{ac_s} \cdot \nabla C_s] + J_a \quad (6.79)$$

➤ *Le transfert de soluté chimique*

$$C_{c_s a} \cdot \frac{\partial u_a}{\partial t} + C_{c_s l} \cdot \frac{\partial u_l}{\partial t} + C_{c_s c_s} \cdot \frac{\partial C_s}{\partial t} + C_{c_s u} \cdot \frac{\partial u}{\partial t} = \nabla[K_{c_s a} \cdot \nabla u_a] + \nabla[k_{c_s l} \cdot \nabla u_l] + \nabla[K_{c_s c_s} \cdot \nabla C_s] + J_{c_s} \quad (6.80)$$

➤ *L'équation de déformation*

$$C_{ul} \cdot du_l + C_{ua} \cdot du_a + C_{uc_s} \cdot dC_s + C_{uu} \cdot du + db = 0 \quad (6.81)$$

Chapitre 7

FORMULATION NUMERIQUE DES PHENOMENES DE TRANSFERT

7.1. Introduction

La complexité et la nature couplée de la formulation théorique nécessitent une approche numérique afin de générer une solution simultanée aux équations différentielles. Dans ce travail, la méthode des éléments finis est employée pour la discrétisation spatiale (Zienkiewicz et Morgan, 1983 ; Zienkiewicz et Taylor, 2000). La méthode utilisée consiste à approcher les variables principales par des fonctions d'interpolation en représentant le domaine de simulation par un maillage. Dans notre cas, il est employé un élément isoparamétrique bidimensionnel à huit nœuds.

7.2. Discrétisation spatiale du système

La discrétisation des problèmes physiques régis par des équations différentielles peut se faire par des méthodes intitulées : *Méthode des résidus pondérés*, qui permet d'analyser différents problèmes en utilisant une solution approximative s'approchant le plus possible de la solution exacte tout en minimisant l'erreur résiduelle (solution exacte-solution approchée).

La méthode des résidus pondérés consiste à résoudre un système d'équations différentielles $L(\Phi) = F$ défini dans un domaine Ω .

Il existe une solution approchée $\hat{\Phi}$ satisfaisant les conditions aux limites tel que :

$$\Phi \approx \hat{\Phi} \quad (7.1)$$

Par conséquent, on peut écrire :

$$L(\hat{\Phi}) - F \approx 0 \quad (7.2)$$

La manière la plus appropriée pour minimiser l'erreur résiduelle est de procéder à une intégration dans le domaine Ω tel que :

$$\int_{\Omega^e} \omega_i \cdot (L(\hat{\Phi}) - F) \cdot d\Omega^e = 0 \quad (7.3)$$

ω_i représente la fonction de pondération

Les méthodes des résidus pondérés existent sous plusieurs formes, parmi lesquelles on cite l'approche de Galerkin, dont on s'intéresse dans notre travail, et qui consiste à prendre les fonctions de pondération ω_i égales aux fonctions d'interpolation N_i et d'approcher les variables recherchées par la relation :

$$\Phi \approx \hat{\Phi} = \sum_{i=1}^8 N_i \cdot \Phi_i \quad (7.4)$$

L'approche de Galerkin aux éléments finis est de la forme

$$\int_{\Omega^e} N^T \cdot (L(\hat{\Phi}) - F) \cdot d\Omega^e = 0 \quad (7.5)$$

avec :

N^T : Transposée de la fonction d'interpolation

Les variables principales peuvent être approchées en utilisant les fonctions d'interpolation pour un élément à huit nœuds tel que :

$$u_l \approx \hat{u}_l = \sum_{i=1}^8 N_i \cdot u_{li} \quad (7.6)$$

$$u_a \approx \hat{u}_a = \sum_{i=1}^8 N_i \cdot u_{ai} \quad (7.7)$$

$$C_s \approx \hat{C}_s = \sum_{i=1}^8 N_i \cdot C_{si} \quad (7.8)$$

$$u \approx \hat{u} = \sum_{i=1}^8 N_i \cdot u \quad (7.9)$$

où N_i est la fonction d'interpolation et u_{li}, u_{ai}, C_{si} et u_i sont les valeurs nodales de la pression d'eau, la pression d'air, la concentration chimique et de la déformation respectivement.

7.2.1. Discrétisation spatiale de l'équation différentielle régissant le transfert d'humidité

L'équation différentielle qui régit le transfert d'humidité est définie dans le chapitre (6), elle peut être réarrangée de façon à obtenir :

$$\nabla(K_{ll} \cdot \nabla u_l) + \nabla(K_{lc_s} \cdot \nabla C_s) + J_l - C_{ll} \cdot \frac{\partial u_l}{\partial t} - C_{la} \cdot \frac{\partial u_a}{\partial t} - C_{lu} \cdot \frac{\partial u}{\partial t} = 0 \quad (7.10)$$

où u_l, u_a, C_s et u sont les variables principales et où tous les autres termes ont été défini précédemment.

En remplaçant les variables principales par les approximations des fonctions d'interpolation de l'équation (7.6) à l'équation (7.9), l'équation (7.10) peut être écrite telle que :

$$R_\Omega = \nabla(K_{ll} \cdot \nabla \hat{u}_l) + \nabla(K_{lc_s} \cdot \nabla \hat{C}_s) + J_l - C_{ll} \cdot \frac{\partial \hat{u}_l}{\partial t} - C_{la} \cdot \frac{\partial \hat{u}_a}{\partial t} - C_{lu} \cdot \frac{\partial \hat{u}}{\partial t} \quad (7.11)$$

En employant la méthode de l'approche de Galerkin des résidus pondérés afin de minimiser l'erreur résiduelle, l'équation (7.11) peut être écrite telle que :

$$\int_{\Omega^e} N_r [\nabla(K_{ll} \cdot \nabla \hat{u}_l) + \nabla(K_{lc_s} \cdot \nabla \hat{C}_s) + J_l - C_{ll} \cdot \frac{\partial \hat{u}_l}{\partial t} - C_{la} \cdot \frac{\partial \hat{u}_a}{\partial t} - C_{lu} \cdot \frac{\partial \hat{u}}{\partial t}] d\Omega^e = 0 \quad (7.12)$$

où Ω^e représente le domaine de l'élément.

En utilisant l'intégration par parties, la formulation faible de l'équation (7.12) peut être obtenue.

En considérant le premier terme de l'équation (7.12), l'intégration par parties s'exprime par :

$$\int_{\Omega^e} N_r [\nabla(K_{ll} \cdot \nabla \hat{u}_l)] \cdot d\Omega^e = \int_{\Omega^e} \nabla(N_r \cdot K_{ll} \cdot \nabla \hat{u}_l) \cdot d\Omega^e - \int_{\Omega^e} K_{ll} \cdot \nabla \hat{u}_l \cdot \nabla N_r \cdot d\Omega^e \quad (7.13)$$

Le troisième terme J_l de l'équation (7.12) qui est égale à $(\nabla(k_l \nabla Z) - E)$ peut être exprimé en employant l'intégration par parties comme suit :

$$\begin{aligned} \int_{\Omega^e} N_r \cdot [J_l] \cdot d\Omega^e &= \int_{\Omega^e} N_r \cdot \nabla [K_{ll} \cdot \nabla Z] \cdot d\Omega^e - \int_{\Omega^e} N_r \cdot E \cdot d\Omega^e \\ &= \int_{\Omega^e} \nabla(N_r \cdot k_l \cdot \nabla Z) \cdot d\Omega^e - \int_{\Omega^e} k_l \cdot \nabla Z \cdot \nabla N_r \cdot d\Omega^e - \int_{\Omega^e} N_r \cdot E \cdot d\Omega^e \end{aligned} \quad (7.14)$$

En substituant les équations (7.13) et (7.14) dans l'équation (7.12), et en simplifiant le deuxième terme à l'aide de l'intégration par parties, l'équation (7.12) devient :

$$\begin{aligned} \int_{\Omega^e} [\nabla(N_r \cdot K_{ll} \cdot \nabla \hat{u}_l) - K_{ll} \cdot \nabla \hat{u}_l \cdot \nabla N_r + \nabla(N_r \cdot K_{lc_s} \cdot \nabla \hat{C}_s) - K_{lc_s} \cdot \nabla \hat{C}_s \cdot \nabla N_r + \\ \nabla(N_r \cdot k_l \cdot \nabla Z) - k_l \cdot \nabla Z \cdot \nabla N_r - N_r \cdot (C_{ll} \cdot \frac{\partial \hat{u}_l}{\partial t} + C_{la} \cdot \frac{\partial \hat{u}_a}{\partial t} + C_{lu} \cdot \frac{\partial \hat{u}}{\partial t} + E)] \cdot d\Omega^e = 0 \end{aligned} \quad (7.15)$$

L'application du théorème de Green Gauss permet de réduire les termes du second ordre d'un ordre. Aussi, ce théorème introduit les intégrales de surface qui tiennent en compte des conditions aux limites imposées dans le problème. La contribution de ces intégrales est nulle dans les éléments adjacents et contribue seulement quand une frontière se situe à la limite du domaine considéré.

$$\begin{aligned} \int_{\Omega^e} [-K_{ll} \cdot \nabla \hat{u}_l \cdot \nabla N_r - K_{lc_s} \cdot \nabla \hat{C}_s \cdot \nabla N_r - k_l \cdot \nabla Z \cdot \nabla N_r - \\ N_r \cdot (C_{ll} \cdot \frac{\partial \hat{u}_l}{\partial t} + C_{la} \cdot \frac{\partial \hat{u}_a}{\partial t} + C_{lu} \cdot \frac{\partial \hat{u}}{\partial t} + E)] \cdot d\Omega^e + \\ \int_{\Gamma^e} N_r \cdot [K_{ll} \cdot \nabla \hat{u}_l + K_{lc_s} \cdot \nabla \hat{C}_s + k_l \cdot \nabla Z] \cdot \underline{n} \cdot d\Gamma^e = 0 \end{aligned} \quad (7.16)$$

Γ^e : la surface de la frontière de l'élément.

L'intégrale de surface dans l'équation (7.16) est égale à la somme des flux du liquide normal à la surface de la frontière et peut être écrite comme suit :

$$\begin{aligned}
& \int_{\Gamma^e} N_r \cdot [K_{ll} \cdot \nabla \hat{u}_l + K_{lc_s} \cdot \nabla C_s + k_l \cdot \nabla Z] \cdot \underline{n} \cdot d\Gamma^e = \\
& \int_{\Gamma^e} N_r \cdot [k_l \cdot \left(\frac{1}{\gamma_l} \cdot \nabla \hat{u}_l + \nabla Z\right) + (K_{lc_s} \cdot \nabla \hat{C}_s)] \cdot \underline{n} \cdot d\Gamma^e = \\
& \int_{\Gamma^e} N_r \cdot (\hat{v}_{ln} + \hat{v}_{nc_s}) \cdot d\Gamma^e
\end{aligned} \tag{7.17}$$

où :

\hat{v}_{ln} : Vitesse approximative du liquide normale à la surface de la frontière

\hat{v}_{nc_s} : Vitesse approximative du soluté normale à la surface de la frontière

Les dérivées des fonctions d'interpolation (équations (7.6) à (7.9)) sont :

$$\nabla \hat{u}_l = \sum_{i=1}^8 (\nabla N_i) \cdot u_{li} \tag{7.18}$$

$$\nabla \hat{u}_a = \sum_{i=1}^8 (\nabla N_i) \cdot u_{ai} \tag{7.19}$$

$$\nabla \hat{C}_s = \sum_{i=1}^8 (\nabla N_i) \cdot C_{si} \tag{7.20}$$

$$\nabla \hat{u} = \sum_{i=1}^8 (\nabla N_i) \cdot u_i \tag{7.21}$$

En introduisant les dérivées des fonctions d'interpolation données dans les équations (7.18) à (7.21) et en substituant l'équation (7.17) pour les intégrales de surface, l'équation (7.16) devient :

$$\begin{aligned}
& \int_{\Omega^e} [K_{ll} \cdot \nabla N_r \cdot \nabla N] \cdot d\Omega^e \cdot u_{li} + \int_{\Omega^e} [K_{lc_s} \cdot \nabla N_r \cdot \nabla N] \cdot d\Omega^e \cdot C_{si} + \int_{\Omega^e} [k_l \cdot \nabla N_r \cdot \nabla Z] \cdot d\Omega^e + \\
& \int_{\Omega^e} [C_{ll} \cdot N_r \cdot N] \cdot d\Omega^e \cdot \frac{\partial u_{li}}{\partial t} + \int_{\Omega^e} [C_{la} \cdot N_r \cdot N] \cdot d\Omega^e \cdot \frac{\partial u_{ai}}{\partial t} + \int_{\Omega^e} [C_{lu} \cdot N_r \cdot N] \cdot d\Omega^e \cdot \frac{\partial u_i}{\partial t} + \\
& \int_{\Omega^e} N_r \cdot E \cdot d\Omega^e - \int_{\Gamma^e} N_r \cdot [\rho_l \cdot \hat{v}_{ln} - \rho_l \cdot \hat{v}_{c_s}] \cdot d\Gamma^e = 0
\end{aligned} \tag{7.22}$$

où N est la matrice de la fonction d'interpolation, u_{li} le vecteur de la pression d'eau, u_{ai} le vecteur de la pression d'air, C_{si} le vecteur de la concentration chimique et u_i est le vecteur de la déformation.

Sous forme matricielle, l'équation (7.22) peut être écrite comme suit :

$$C_{ll} \cdot \frac{\partial u_{li}}{\partial t} + C_{la} \cdot \frac{\partial u_{ai}}{\partial t} + C_{lu} \cdot \frac{\partial u_i}{\partial t} + K_{ll} \cdot u_{li} + K_{lc_s} \cdot C_{si} = J_l \quad (7.23)$$

avec :

$$C_{ll} = \sum_{e=1}^m \int_{\Omega^e} [N^T \cdot C_{ll} \cdot N] \cdot d\Omega^e \quad (7.24)$$

$$C_{la} = \sum_{e=1}^m \int_{\Omega^e} [N^T \cdot C_{la} \cdot N] \cdot d\Omega^e \quad (7.25)$$

$$C_{lu} = \sum_{e=1}^m \int_{\Omega^e} [N^T \cdot C_{lu} \cdot N] \cdot d\Omega^e \quad (7.26)$$

$$K_{ll} = \sum_{e=1}^m \int_{\Omega^e} \nabla N^T \cdot [K_{ll} \cdot \nabla N] \cdot d\Omega^e \quad (7.27)$$

$$K_{lc_s} = \sum_{e=1}^m \int_{\Omega^e} \nabla N^T \cdot [K_{lc_s} \cdot \nabla N] \cdot d\Omega^e \quad (7.28)$$

$$J_l = - \sum_{e=1}^m \int_{\Omega^e} \nabla N^T \cdot [k_l \cdot \nabla Z] \cdot d\Omega^e + \sum_{e=1}^m \int_{\Gamma^e} N^T \cdot (\rho_l \cdot \hat{v}_{ln} + \rho_l \cdot \hat{v}_{c_s}) \cdot d\Gamma^e - \sum_{e=1}^m \int_{\Omega^e} N^T \cdot E \cdot d\Omega^e \quad (7.29)$$

7.2.2. Discrétisation spatiale de l'équation différentielle régissant le transfert de l'air

L'équation différentielle qui régit le transfert de l'air est définie dans le chapitre (6). Elle peut être réarrangée de façon à obtenir :

$$\begin{aligned} \nabla(K_{aa} \cdot \nabla u_a) + \nabla(K_{al} \cdot \nabla u_l) + \nabla(K_{ac_s} \cdot \nabla C_s) + J_a \\ - C_{aa} \cdot \frac{\partial u_a}{\partial t} - C_{al} \cdot \frac{\partial u_l}{\partial t} - C_{au} \cdot \frac{\partial u}{\partial t} = 0 \end{aligned} \quad (7.30)$$

où u_l, u_a, C_s et u sont les variables principales et tous les autres termes sont définis précédemment.

En remplaçant les variables principales par les approximations des fonctions d'interpolation des équation (7.6) à (7.9), l'équation (7.30) peut être écrite telle que :

$$\begin{aligned} R_\Omega = \nabla(K_{aa} \cdot \nabla \hat{u}_a) + \nabla(K_{al} \cdot \nabla \hat{u}_l) + \nabla(K_{ac_s} \cdot \nabla \hat{C}_s) + J_a \\ - C_{aa} \cdot \frac{\partial \hat{u}_a}{\partial t} - C_{al} \cdot \frac{\partial \hat{u}_l}{\partial t} - C_{au} \cdot \frac{\partial \hat{u}}{\partial t} \end{aligned} \quad (7.31)$$

En employant la méthode de l'approche de Galerkin des résidus pondérés afin de minimiser l'erreur résiduelle, l'équation (7.31) peut être écrite telle que :

$$\begin{aligned} \int_{\Omega^e} N_r [\nabla(K_{aa} \cdot \nabla \hat{u}_a) + \nabla(K_{al} \cdot \nabla \hat{u}_l) + \nabla(K_{ac_s} \cdot \nabla \hat{C}_s) + J_a \\ - C_{aa} \cdot \frac{\partial \hat{u}_a}{\partial t} - C_{al} \cdot \frac{\partial \hat{u}_l}{\partial t} - C_{au} \cdot \frac{\partial \hat{u}}{\partial t}] d\Omega^e = 0 \end{aligned} \quad (7.32)$$

où Ω^e représente le domaine de l'élément.

En utilisant l'intégration par parties, la formulation faible de l'équation (7.32) peut être obtenue.

En considérant le premier terme de l'équation (7.32), l'intégration par parties s'exprime par :

$$\int_{\Omega^e} N_r [\nabla(K_{aa} \cdot \nabla \hat{u}_a)] d\Omega^e = \int_{\Omega^e} \nabla(N_r \cdot K_{aa} \cdot \nabla \hat{u}_a) d\Omega^e - \int_{\Omega^e} K_{aa} \cdot \nabla \hat{u}_a \cdot \nabla N_r d\Omega^e \quad (7.33)$$

Le troisième terme J_a de l'équation (7.32) qui est égale à $(\rho_a \cdot H_s \cdot \nabla(k_l \cdot Z))$ peut être exprimé en employant l'intégration par parties comme suit :

$$\begin{aligned}
\int_{\Omega^e} N_r \cdot [J_a] \cdot d\Omega^e &= \int_{\Omega^e} N_r \cdot \rho_a \cdot H_s \cdot \nabla [k_l \cdot \nabla Z] \cdot d\Omega^e \\
&= \int_{\Omega^e} \nabla (N_r \cdot \rho_a \cdot H_s \cdot k_l \cdot \nabla Z) \cdot d\Omega^e - \int_{\Omega^e} k_l \cdot \rho_a \cdot H_s \cdot \nabla Z \cdot \nabla N_r \cdot d\Omega^e
\end{aligned} \tag{7.34}$$

En substituant les équations (7.33) et (7.34) et en simplifiant le deuxième terme à l'aide de l'intégration par parties, l'équation (7.32) devient :

$$\begin{aligned}
&\int_{\Omega^e} [\nabla (N_r \cdot K_{al} \cdot \nabla \hat{u}_l) - K_{al} \cdot \nabla \hat{u}_l \cdot \nabla N_r + \nabla (N_r \cdot K_{aa} \cdot \nabla \hat{u}_a) - K_{aa} \cdot \nabla \hat{u}_a \cdot \nabla N_r + \\
&\nabla (N_r \cdot K_{ac_s} \cdot \nabla \hat{C}_s) - K_{ac_s} \cdot \nabla \hat{C}_s \cdot \nabla N_r + \nabla (N_r \cdot \rho_a \cdot H_s \cdot k_l \cdot \nabla Z) - k_l \cdot \rho_a \cdot H_s \cdot \nabla Z \cdot \nabla N_r \\
&- N_r \cdot (C_{al} \cdot \frac{\partial \hat{u}_l}{\partial t} + C_{aa} \cdot \frac{\partial \hat{u}_a}{\partial t} + C_{au} \cdot \frac{\partial \hat{u}}{\partial t})] \cdot d\Omega^e = 0
\end{aligned} \tag{7.35}$$

L'application du théorème de Green Gauss permet de réduire les termes du second ordre d'un ordre. Aussi, ce théorème introduit les intégrales de surface qui tiennent en compte des conditions aux limites imposées dans le problème. La contribution de ces intégrales est nulle dans les éléments adjacents et contribue seulement quand une frontière se situe à la limite du domaine considéré.

$$\begin{aligned}
&\int_{\Omega^e} [-K_{al} \cdot \nabla \hat{u}_l \cdot \nabla N_r - K_{aa} \cdot \nabla \hat{u}_a \cdot \nabla N_r - K_{ac_s} \cdot \nabla \hat{C}_s \cdot \nabla N_r - k_l \cdot \rho_a \cdot H_s \cdot \nabla Z \cdot \nabla N_r - \\
&N_r \cdot (C_{al} \cdot \frac{\partial \hat{u}_l}{\partial t} + C_{aa} \cdot \frac{\partial \hat{u}_a}{\partial t} + C_{au} \cdot \frac{\partial \hat{u}}{\partial t})] \cdot d\Omega^e + \\
&\int_{\Gamma^e} N_r \cdot [K_{al} \cdot \nabla \hat{u}_l + K_{aa} \cdot \nabla \hat{u}_a + K_{ac_s} \cdot \nabla \hat{C}_s + k_l \cdot \rho_a \cdot H_s \cdot \nabla Z] \cdot \underline{n} \cdot d\Gamma^e = 0
\end{aligned} \tag{7.36}$$

Γ^e : la surface de la frontière de l'élément.

L'intégrale de surface dans l'équation (7.36) est égale à la somme des flux du liquide normale à la surface de la frontière et peut être écrite comme suit :

$$\begin{aligned}
&\int_{\Gamma^e} N_r \cdot [K_{al} \cdot \nabla \hat{u}_l + K_{aa} \cdot \nabla \hat{u}_a + K_{ac_s} \cdot \nabla \hat{C}_s + k_l \cdot \rho_a \cdot H_s \cdot \nabla Z] \cdot \underline{n} \cdot d\Gamma^e = \\
&\int_{\Gamma^e} N_r \cdot [H_s \cdot k_l \cdot \rho_a \cdot (\frac{1}{\gamma_l} \cdot \nabla \hat{u}_l + \nabla Z) + \rho_a \cdot (K_a \cdot \nabla \hat{u}_a) - \rho_l \cdot (K_{lc_s} \cdot \nabla \hat{C}_s)] \cdot \underline{n} \cdot d\Gamma^e = \\
&\int_{\Gamma^e} N_r \cdot (\rho_{al} \cdot \hat{v}_{ln} + \rho_a \cdot \hat{v}_{an} + \rho_l \cdot \hat{v}_{C_s}) \cdot d\Gamma^e
\end{aligned} \tag{7.37}$$

où :

\hat{v}_{ln} : Vitesse approximative du liquide normale à la surface de la frontière

\hat{v}_{an} : Vitesse approximative de l'air normale à la surface de la frontière

\hat{v}_{nc_s} : Vitesse approximative du soluté normale à la surface de la frontière

En introduisant les dérivées des fonctions d'interpolation données dans les équations (7.18) à (7.21) et en substituant l'équation (7.37) pour les intégrales de surface, l'équation (7.37) devient :

$$\begin{aligned} & \int_{\Omega^e} [K_{al} \cdot \nabla N^T \cdot \nabla N] \cdot d\Omega^e \cdot u_{li} + \int_{\Omega^e} [K_{aa} \cdot \nabla N^T \cdot \nabla N] \cdot d\Omega^e \cdot u_{ai} + \int_{\Omega^e} [K_{aC_s} \cdot \nabla N^T \cdot \nabla N] \cdot d\Omega^e \cdot C_{si} + \\ & \int_{\Omega^e} [k_l \cdot \rho_a \cdot H_s \cdot \nabla N^T \cdot \nabla Z] \cdot d\Omega^e + \int_{\Omega^e} [C_{al} \cdot N^T \cdot N] \cdot d\Omega^e \cdot \frac{\partial u_{li}}{\partial t} + \int_{\Omega^e} [C_{aa} \cdot N_r \cdot N] \cdot d\Omega^e \cdot \frac{\partial u_{ai}}{\partial t} + \\ & \int_{\Omega^e} [C_{au} \cdot N_r \cdot N] \cdot d\Omega^e \cdot \frac{\partial u_i}{\partial t} + \int_{\Gamma^e} N^T \cdot \rho_a [\hat{v}_{ln} - \hat{v}_{an} - \hat{v}_{C_s}] \cdot d\Gamma^e = 0 \end{aligned} \quad (7.38)$$

où N est la matrice de la fonction d'interpolation, u_{li} le vecteur de la pression d'eau, u_{ai} le vecteur de la pression d'air, C_{si} le vecteur de la concentration chimique et u_i est le vecteur de la déformation.

Sous forme matricielle, l'équation (7.38) peut être écrite comme suit :

$$C_{al} \cdot \frac{\partial u_{li}}{\partial t} + C_{aa} \cdot \frac{\partial u_{ai}}{\partial t} + C_{uu} \cdot \frac{\partial u_i}{\partial t} + K_{al} \cdot u_{li} + K_{aa} \cdot u_{ai} + K_{aC_s} \cdot C_{si} = J_{al} \quad (7.39)$$

avec :

$$C_{al} = \sum_{e=1}^m \int_{\Omega^e} [N^T \cdot C_{al} \cdot N] \cdot d\Omega^e \quad (7.40)$$

$$C_{aa} = \sum_{e=1}^m \int_{\Omega^e} [N^T \cdot C_{aa} \cdot N] \cdot d\Omega^e \quad (7.41)$$

$$C_{uu} = \sum_{e=1}^m \int_{\Omega^e} [N^T \cdot C_{uu} \cdot N] \cdot d\Omega^e \quad (7.42)$$

$$K_{al} = \sum_{e=1}^m \int_{\Omega^e} \nabla N^T \cdot [K_{al} \cdot \nabla N] \cdot d\Omega^e \quad (7.43)$$

$$K_{aa} = \sum_{e=1}^m \int_{\Omega^e} \nabla N^T \cdot [K_{aa} \cdot \nabla N] \cdot d\Omega^e \quad (7.44)$$

$$K_{aC_s} = \sum_{e=1}^m \int_{\Omega^e} \nabla N^T \cdot [K_{aC_s} \cdot \nabla N] \cdot d\Omega^e \quad (7.45)$$

$$J_a = \sum_{e=1}^m \int_{\Omega^e} \nabla N^T \cdot [k_{l1} \cdot \rho_a \cdot H_s \cdot \nabla Z] \cdot d\Omega^e - \sum_{e=1}^m \int_{\Gamma^e} N^T \cdot \rho_a \cdot (\hat{v}_{lm} + \hat{v}_{an} + \hat{v}_{c_s}) \cdot d\Gamma^e \quad (7.46)$$

7.2.3. Discrétisation spatiale de l'équation différentielle régissant le transfert chimique

L'équation différentielle qui régit le transfert de l'air est définie dans le chapitre (6). Elle peut être réarrangée de façon à obtenir :

$$\begin{aligned} & \nabla(K_{C_s a} \cdot \nabla u_a) + \nabla(K_{C_s l} \cdot \nabla u_l) + \nabla(K_{C_s C_s} \cdot \nabla C_s) + J_{C_s} \\ & - C_{C_s a} \cdot \frac{\partial u_a}{\partial t} - C_{C_s l} \cdot \frac{\partial u_l}{\partial t} - C_{C_s C_s} \cdot \frac{\partial C_s}{\partial t} - C_{C_s u} \cdot \frac{\partial u}{\partial t} = 0 \end{aligned} \quad (7.47)$$

où u_l , u_a , C_s et u sont les variables principales et tous les autres termes sont définis précédemment.

En remplaçant les variables principales par les approximations des fonctions d'interpolation de l'équation (7.6) à (7.9), l'équation (7.47) peut être écrite tel que :

$$\begin{aligned} R_{\Omega} &= \nabla(K_{C_s a} \cdot \nabla \hat{u}_a) + \nabla(K_{C_s l} \cdot \nabla \hat{u}_l) + \nabla(K_{C_s C_s} \cdot \nabla \hat{C}_s) + J_{C_s} \\ & - C_{C_s a} \cdot \frac{\partial \hat{u}_a}{\partial t} - C_{C_s l} \cdot \frac{\partial \hat{u}_l}{\partial t} - C_{C_s C_s} \cdot \frac{\partial \hat{C}_s}{\partial t} - C_{C_s u} \cdot \frac{\partial \hat{u}}{\partial t} \end{aligned} \quad (7.48)$$

En employant la méthode de l'approche de Galerkin des résidus pondérés afin de minimiser l'erreur résiduelle, l'équation (7.48) peut être écrite telle que :

$$\int_{\Omega^e} N_r \cdot [\nabla(K_{C_s a} \cdot \nabla \hat{u}_a) + \nabla(K_{C_s l} \cdot \nabla \hat{u}_l) + \nabla(K_{C_s C_s} \cdot \nabla \hat{C}_s) + J_{C_s} - C_{C_s a} \cdot \frac{\partial \hat{u}_a}{\partial t} - C_{C_s l} \cdot \frac{\partial \hat{u}_l}{\partial t} - C_{C_s C_s} \cdot \frac{\partial \hat{C}_s}{\partial t} - C_{C_s u} \cdot \frac{\partial \hat{u}}{\partial t}] \cdot d\Omega^e = 0 \quad (7.49)$$

où Ω^e représente le domaine de l'élément.

En utilisant l'intégration par parties, la formulation faible de l'équation (7.49) peut être obtenue.

En considérant le premier terme de l'équation (7.49), l'intégration par parties s'exprime par :

$$\int_{\Omega^e} N_r [\nabla(K_{C_s a} \cdot \nabla \hat{u}_a)] \cdot d\Omega^e = \int_{\Omega^e} \nabla(N_r \cdot K_{C_s a} \cdot \nabla \hat{u}_a) \cdot d\Omega^e - \int_{\Omega^e} K_{C_s a} \cdot \nabla \hat{u}_a \cdot \nabla N_r \cdot d\Omega^e \quad (7.50)$$

Le troisième terme J_{C_s} de l'équation (7.49) qui est égale à $(\nabla(\underline{C}_s \cdot k_l \cdot \nabla Z))$ peut être exprimé en employant l'intégration par parties comme suit :

$$\begin{aligned} \int_{\Omega^e} N_r \cdot [J_{C_s}] \cdot d\Omega^e &= \int_{\Omega^e} N_r \cdot \nabla(\underline{C}_s \cdot k_l \cdot \nabla Z) \cdot d\Omega^e \\ &= \int_{\Omega^e} \nabla(N_r \cdot \underline{C}_s \cdot k_l \cdot \nabla Z) \cdot d\Omega^e - \int_{\Omega^e} \underline{C}_s \cdot k_l \cdot \nabla Z \cdot \nabla N_r \cdot d\Omega^e \end{aligned} \quad (7.51)$$

En substituant les équations (7.50) et (7.51) et en simplifiant le deuxième terme à l'aide de l'intégration par parties, l'équation (7.49) devient :

$$\begin{aligned} &\int_{\Omega^e} [\nabla(N_r \cdot K_{C_s l} \cdot \nabla \hat{u}_l) - K_{C_s l} \cdot \nabla \hat{u}_l \cdot \nabla N_r + \nabla(N_r \cdot K_{C_s a} \cdot \nabla \hat{u}_a) - K_{C_s a} \cdot \nabla \hat{u}_a \cdot \nabla N_r + \\ &\nabla(N_r \cdot K_{C_s C_s} \cdot \nabla \hat{C}_s) - K_{C_s C_s} \cdot \nabla \hat{C}_s \cdot \nabla N_r + \nabla(N_r \cdot \underline{C}_s \cdot k_l \cdot \nabla Z) - \underline{C}_s \cdot k_l \cdot \nabla Z \cdot \nabla N_r \\ &- N_r \cdot (C_{C_s l} \cdot \frac{\partial \hat{u}_l}{\partial t} + C_{C_s a} \cdot \frac{\partial \hat{u}_a}{\partial t} + C_{C_s C_s} \cdot \frac{\partial \hat{C}_s}{\partial t} + C_{C_s u} \cdot \frac{\partial \hat{u}}{\partial t})] \cdot d\Omega^e = 0 \end{aligned} \quad (7.52)$$

L'application du théorème de Green Gauss permet de réduire les termes du second ordre d'un ordre. Aussi, ce théorème introduit les intégrales de surface qui tiennent en compte des conditions aux limites imposées dans le problème. La contribution de ces intégrales est nulle dans les éléments adjacents et contribue seulement quand une frontière se situe à la limite du domaine considéré.

$$\begin{aligned}
& \int_{\Omega^e} [-K_{C_s l} \cdot \nabla \hat{u}_l \cdot \nabla N_r - K_{C_s a} \cdot \nabla \hat{u}_a \cdot \nabla N_r - K_{C_s C_s} \cdot \nabla \hat{C}_s \cdot \nabla N_r - \underline{C}_s \cdot k_l \cdot \nabla Z \cdot \nabla N_r - \\
& N_r \cdot (C_{C_s l} \cdot \frac{\partial \hat{u}_l}{\partial t} + C_{C_s a} \cdot \frac{\partial \hat{u}_a}{\partial t} + C_{C_s C_s} \cdot \frac{\partial \hat{C}_s}{\partial t} + C_{C_s u} \cdot \frac{\partial \hat{u}}{\partial t})] d\Omega^e + \\
& \int_{\Gamma^e} N_r \cdot [K_{C_s l} \cdot \nabla \hat{u}_l + K_{C_s a} \cdot \nabla \hat{u}_a + K_{C_s C_s} \cdot \nabla \hat{C}_s + \underline{C}_s \cdot k_l \cdot \nabla Z] \cdot \underline{n} \cdot d\Gamma^e = 0
\end{aligned} \tag{7.53}$$

Γ^e : la surface de la frontière de l'élément.

L'intégrale de surface dans l'équation (7.53) est égale à la somme des flux du liquide normale à la surface de la frontière et peut être écrite comme suit :

$$\begin{aligned}
& \int_{\Gamma^e} N_r \cdot [K_{C_s l} \cdot \nabla \hat{u}_l + K_{C_s a} \cdot \nabla \hat{u}_a + K_{C_s C_s} \cdot \nabla \hat{C}_s + \underline{C}_s \cdot k_l \cdot \nabla Z] \cdot \underline{n} \cdot d\Gamma^e = \\
& \int_{\Gamma^e} N_r \cdot [\underline{C}_s \cdot k_l \cdot (\frac{1}{\gamma_l} \cdot \nabla \hat{u}_l + \nabla Z) - D_h \cdot \underline{n} \cdot \underline{C}_s \cdot \frac{\partial S_l}{\partial s} \cdot \nabla \hat{u}_l + K_{C_s a} \cdot \nabla \hat{u}_a + K_{C_s C_s} \cdot \nabla \hat{C}_s] \cdot \underline{n} \cdot d\Gamma^e = \\
& \int_{\Gamma^e} N_r \cdot (\underline{C}_s \cdot \hat{v}_{ln} + \hat{v}_{an} + \hat{v}_{C_s}) \cdot d\Gamma^e
\end{aligned} \tag{7.54}$$

où :

\hat{v}_{ln} : Vitesse approximative du liquide normale à la surface de la frontière

\hat{v}_{an} : Vitesse approximative de l'air normale à la surface de la frontière

\hat{v}_{nc_s} : Vitesse approximative du soluté normale à la surface de la frontière

En introduisant les dérivées des fonctions d'interpolation données dans les équations (7.18) à (7.21) et en substituant l'équation (7.54) pour les intégrales de surface, l'équation (7.54) devient :

$$\begin{aligned}
& \int_{\Omega^e} [K_{C_s l} \cdot \nabla N_r \cdot \nabla N] \cdot d\Omega^e \cdot u_{li} + \int_{\Omega^e} [K_{C_s a} \cdot \nabla N_r \cdot \nabla N] \cdot d\Omega^e \cdot u_{ai} + \int_{\Omega^e} [K_{C_s C_s} \cdot \nabla N_r \cdot \nabla N] \cdot d\Omega^e \cdot C_{si} + \\
& \int_{\Omega^e} [\underline{C}_s \cdot k_l \cdot \nabla N_r \cdot \nabla Z] \cdot d\Omega^e + \int_{\Omega^e} [C_{C_s l} \cdot N_r \cdot N] \cdot d\Omega^e \cdot \frac{\partial u_{li}}{\partial t} + \int_{\Omega^e} [C_{C_s a} \cdot N_r \cdot N] \cdot d\Omega^e \cdot \frac{\partial u_{ai}}{\partial t} + \\
& \int_{\Omega^e} [C_{C_s C_s} \cdot N_r \cdot N] \cdot d\Omega^e + \int_{\Omega^e} [C_{C_s u} \cdot N_r \cdot N] \cdot d\Omega^e \cdot \frac{\partial u_i}{\partial t} + \int_{\Gamma^e} N^T \cdot \underline{C}_s \cdot [\hat{v}_{ln} + \hat{v}_{an} + \hat{v}_{C_s}] \cdot d\Gamma^e = 0
\end{aligned} \tag{7.55}$$

où N est la matrice de la fonction d'interpolation, u_{li} le vecteur de la pression d'eau, u_{ai} le vecteur de la pression d'air, C_{si} le vecteur de la concentration chimique et u_i est le vecteur de la déformation.

Sous forme matricielle, l'équation (7.38) peut être écrite comme suit :

$$C_{C_s l} \cdot \frac{\partial u_{li}}{\partial t} + C_{C_s a} \cdot \frac{\partial u_{ai}}{\partial t} + C_{C_s C_s} \cdot \frac{\partial C_s}{\partial t} + C_{C_s u} \cdot \frac{\partial u_i}{\partial t} + K_{C_s l} \cdot u_{li} + K_{C_s a} \cdot u_{ai} + K_{C_s C_s} \cdot C_{si} = J_{C_s l} \quad (7.56)$$

avec :

$$C_{C_s l} = \sum_{e=1}^m \int_{\Omega^e} [N^T \cdot C_{C_s l} \cdot N] \cdot d\Omega^e \quad (7.57)$$

$$C_{C_s a} = \sum_{e=1}^m \int_{\Omega^e} [N^T \cdot C_{C_s a} \cdot N] \cdot d\Omega^e \quad (7.58)$$

$$C_{C_s C_s} = \sum_{e=1}^m \int_{\Omega^e} [N^T \cdot C_{C_s C_s} \cdot N] \cdot d\Omega^e \quad (7.59)$$

$$C_{C_s u} = \sum_{e=1}^m \int_{\Omega^e} [N^T \cdot C_{C_s u} \cdot N] \cdot d\Omega^e \quad (7.60)$$

$$K_{C_s l} = \sum_{e=1}^m \int_{\Omega^e} \nabla N^T \cdot [K_{C_s l} \cdot \nabla N] \cdot d\Omega^e \quad (7.61)$$

$$K_{C_s a} = \sum_{e=1}^m \int_{\Omega^e} \nabla N^T \cdot [K_{C_s a} \cdot \nabla N] \cdot d\Omega^e \quad (7.62)$$

$$K_{C_s C_s} = \sum_{e=1}^m \int_{\Omega^e} \nabla N^T \cdot [K_{C_s C_s} \cdot \nabla N] \cdot d\Omega^e \quad (7.63)$$

$$J_{C_s} = -\sum_{e=1}^m \int_{\Omega^e} \nabla N^T \cdot [C_s \cdot k_{l_l} \cdot \nabla Z] \cdot d\Omega^e + \sum_{e=1}^m \int_{\Gamma^e} N^T \cdot \underline{C}_s \cdot (\hat{v}_{ln} + \hat{v}_{an} + \hat{v}_{c_s}) \cdot d\Gamma^e \quad (7.64)$$

7.2.4. Discrétisation spatiale de l'équation différentielle régissant la déformation

L'équation différentielle régissant la déformation élastique s'écrit sous la forme :

$$C_{ul}.du_l + C_{ua}.du_a + C_{uc_s}.dC_s + C_{uu}.du + db = 0 \quad (7.65)$$

avec :

$$C_{ul} = H.D.A_s \quad (7.66)$$

$$C_{ua} = -H.D.A_s - H.\underline{m} \quad (7.67)$$

$$C_{uc_s} = -H.D.A_{c_s} \quad (7.68)$$

$$C_{uu} = H.D.H^T \quad (7.69)$$

En appliquant le théorème de Galerkin sur l'équation précédente, on obtient :

$$\int_{\Omega^e} N^T . [C_{ul}.d\hat{u}_l + C_{ua}.d\hat{u}_a + C_{uc_s}.d\hat{C}_s + C_{uu}.d\hat{u} + db] . d\Omega^e = 0 \quad (7.70)$$

En considérant le premier terme de l'équation (7.70), l'intégrale par parties s'exprime par :

$$\begin{aligned} \int_{\Omega^e} N^T . C_{ul} . d\hat{u}_l . d\Omega^e &= \int_{\Omega^e} N^T . [H . D . A_s] . d\hat{u}_l . d\Omega^e \\ &= \int_{\Omega^e} H . \left[N^T . D . A_s . d\hat{u}_l \right] . d\Omega^e - \int_{\Omega^e} (H . N^T) . (D . A_s . d\hat{u}_l) . d\Omega^e \\ &= \int_{\Omega^e} H . [N^T . D . A_s . d\hat{u}_l] . d\Omega^e - \int_{\Omega^e} [B . D . A_s . d\hat{u}_l] . d\Omega^e \end{aligned} \quad (7.71)$$

où :

$$B = H . N^T \quad (7.72)$$

En considérant à présent le second terme de l'équation (7.70), l'intégrale par parties nous donne :

$$\begin{aligned}
\int_{\Omega^e} N^T . C_{ua} . d\hat{u}_a . d\Omega^e &= \int_{\Omega^e} N^T . (-H . D . A_s - H . \underline{m}) . d\hat{u}_a . d\Omega^e \\
&= \int_{\Omega^e} N^T . [H . (-D . A_s - H . \underline{m})] . d\hat{u}_a . d\Omega^e \\
&= \int_{\Omega^e} H . [N^T . (D . (-A_s) - \underline{m}) d\hat{u}_a] . d\Omega^e - \int_{\Omega^e} B . [D . (-A_s) - \underline{m}] . d\hat{u}_a . d\Omega^e
\end{aligned} \tag{7.73}$$

En considérant le troisième terme de l'équation (7.70), et en appliquant l'intégrale par parties sur ce terme, on obtient :

$$\begin{aligned}
\int_{\Omega^e} N^T . C_{uc_s} . d\hat{C}_s . d\Omega^e &= \int_{\Omega^e} N^T . [-H . D . A_{C_s}] . d\hat{C}_s . d\Omega^e \\
&= \int_{\Omega^e} H . [N^T . D . (-A_{C_s}) . d\hat{C}_s] . d\Omega^e - \int_{\Omega^e} B . [D . (-A_{C_s})] . d\hat{C}_s . d\Omega^e
\end{aligned} \tag{7.74}$$

En considérant le quatrième terme de l'équation (7.70), l'intégrale par parties s'exprime par :

$$\begin{aligned}
\int_{\Omega^e} N^T . C_u . d\hat{u} . d\Omega^e &= \int_{\Omega^e} N^T . [H . D . H^T] . d\hat{u} . d\Omega^e \\
&= \int_{\Omega^e} H . [N^T . D . H^T] . d\hat{u} . d\Omega^e - \int_{\Omega^e} B . [D . H^T] . d\hat{u} . d\Omega^e
\end{aligned} \tag{7.75}$$

En substituant les équations (7.71), (7.73), (7.74) et (7.75), et en appliquant l'intégration par parties au dernier terme, l'équation (7.70) devient :

$$\begin{aligned}
& \int_{\Omega^e} H.[N^T .D.A_s .d\hat{u}_l].d\Omega^e - \int_{\Omega^e} [B.D.A_s .d\hat{u}_l].d\Omega^e \\
+ & \int_{\Omega^e} H.[N^T .(D.(-A_s) - \underline{m}).d\hat{u}_a].d\Omega^e - \int_{\Omega^e} B.[D.(-A_s) - \underline{m}].d\hat{u}_a.d\Omega^e + \\
& \int_{\Omega^e} H.[N^T .D.(-A_{C_s}).d\hat{C}_s].d\Omega^e - \int_{\Omega^e} B.[D.(-A_{C_s})].d\hat{C}_s.d\Omega^e + \\
& \int_{\Omega^e} H.[N^T .D.H^T].d\hat{u}.d\Omega^e - \int_{\Omega^e} B.[D.H^T .d\hat{u}].d\Omega^e + \int_{\Omega^e} N^T .db.d\Omega^e = 0
\end{aligned} \tag{7.76}$$

L'application du théorème de Green-Gauss à l'équation (7.76) donne :

$$\begin{aligned}
& \int_{\Omega^e} [B.D.A_s .d\hat{u}_l].d\Omega^e + \int_{\Omega^e} B.[D.(-A_s) - \underline{m}].d\hat{u}_a.d\Omega^e + \\
& \int_{\Omega^e} [B.D.(-A_{C_s}).d\hat{C}_s].d\Omega^e + \int_{\Omega^e} [B.D.H^T .d\hat{u}].d\Omega^e - \\
& \int_{\Omega^e} N^T .db.d\Omega^e - \int_{C^e} (N^T .D.A_s .d\hat{u}_l).n.dC^e - \int_{C^e} N^T .[D.(-A_s) - \underline{m}].d\hat{u}_a.n.dC^e \\
& - \int_{C^e} [N^T .D.(-A_{C_s}).d\hat{C}_s].n.dC^e - \int_{C^e} (N.D.H^T .d\hat{u}).n.dC^e = 0
\end{aligned} \tag{7.77}$$

L'intégrale de surface de cette équation comprend les différentes composantes de l'incrément de la contrainte totale, et peut s'écrire comme :

$$\begin{aligned}
& \int_{C^e} (N^T .D.A_s .d\hat{u}_l).n.dC^e + \int_{C^e} N^T .[D.(-A_s) - \underline{m}].d\hat{u}_a.n.dC^e + \\
& \int_{C^e} [N^T .D.(-A_{C_s}).d\hat{C}_s].n.dC_s + \int_{C^e} [N^T .D.H^T .d\hat{u}].n.dC^e = \\
& \int_{C^e} N^T .[D(A_s).d\hat{u}_l + (D(-A_s) - \underline{m}).d\hat{u}_a + D(-A_{C_s}) + D.H^T .d\hat{u}].n.dC^e = \int_{C^e} N^T .\hat{T}.dC^e
\end{aligned} \tag{7.78}$$

où \hat{T} est la valeur approximative de la traction.

En introduisant les dérivées des fonctions d'interpolation et en développant les intégrales, l'équation (7.77) devient :

$$\begin{aligned}
& \int_{\Omega^e} [B.D.A_s .N].d\Omega^e .du_l^e + \int_{\Omega^e} [B(D(-A_s) - \underline{m}).N].d\Omega^e .du_a^e + \int_{\Omega^e} [B.D(-A_{C_s}).N].d\Omega^e .dC_s^e \\
+ & \int_{\Omega^e} [B.D.B^T].d\Omega^e .du^e = \int_{\Omega^e} N^T .db.d\Omega^e + \int_{C^e} N^T .\hat{T}.dC^e
\end{aligned} \tag{7.79}$$

Cette équation peut être écrite sous forme matricielle comme suit :

$$C_{ul} \cdot \dot{u}_l^e + C_{ua} \cdot \dot{u}_a^e + C_{uc_s} \cdot \dot{c}_s^e + C_{uu} \cdot \dot{u}^e = J_U \quad (7.80)$$

avec :

$$C_{ul} = \int_{\Omega^e} [B \cdot D \cdot A_s \cdot N] \cdot d\Omega^e \quad (7.81)$$

$$C_{ua} = \int_{\Omega^e} [B \cdot (D(-A_s) - \underline{m}) \cdot N] \cdot d\Omega^e \quad (7.82)$$

$$C_{uc_s} = \int_{\Omega^e} [B \cdot D(-A_{C_s}) \cdot N] \cdot d\Omega^e \quad (7.83)$$

$$C_{uu} = \int_{\Omega^e} [B \cdot D \cdot B^T] \cdot d\Omega^e \quad (7.84)$$

$$J_u = \int_{\Omega^e} N^T \cdot db \cdot d\Omega^e + \int_{C^e} N^T \cdot \hat{T} \cdot dC^e \quad (7.85)$$

7.3. Discrétisation dans le temps de la formulation du phénomène couple (Ecoulement-Déformation)

La discrétisation spatiale des équations du problème est donnée respectivement par les équations (7.23), (7.39), (7.56) et (7.80). Ces équations peuvent être combinées sous une forme matricielle telle que :

$$\begin{bmatrix} K_{ll} & K_{la} & 0 & K_{lC_s} \\ K_{al} & K_{aa} & 0 & K_{aC_s} \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ K_{C_s l} & K_{C_s a} & 0 & K_{C_s C_s} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u_{li} \\ u_{ai} \\ u_i \\ C_{si} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} C_{ll} & C_{la} & C_{lu} & C_{lC_s} \\ C_{al} & C_{aa} & C_{au} & C_{aC_s} \\ C_{ul} & C_{ua} & C_{uu} & C_{uc_s} \\ C_{C_s l} & C_{C_s a} & C_{C_s u} & C_{C_s C_s} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \dot{u}_{li} \\ \dot{u}_{ai} \\ \dot{u}_i \\ \dot{c}_{si} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} f_l \\ f_a \\ f_u \\ f_{C_s} \end{bmatrix} = 0 \quad (7.86)$$

où

$$\dot{u}_{li} = \frac{\partial u_{li}}{\partial t} \quad (7.87)$$

$$\dot{u}_{ai} = \frac{\partial u_{ai}}{\partial t} \quad (7.88)$$

$$\dot{u}_i = \frac{\partial u_i}{\partial t} \quad (7.89)$$

$$\dot{c}_{si} = \frac{\partial c_{si}}{\partial t} \quad (7.90)$$

Dans ce contexte, la discrétisation dans le temps de l'équation (7.86) est réalisée par l'application de l'algorithme des différences finies aux schémas implicites à mi-intervalle, cette technique est vérifiée (Thomas et Rees ;1990, et Thomas et King ;1991). La forme générale du procédé de différences à deux niveaux est :

$$A(\phi^n) \left[(1 - \Theta)\phi^{n+1} + \Theta\phi^n \right] + B(\phi^n) \left[\frac{\phi^{n+1} - \phi^n}{\Delta t} \right] + C(\phi^n) = \{0\} \quad (7.91)$$

où, (ϕ^n) représente le niveau où les matrices A , B et C vont être évaluées et données par :

$$(\phi^n) = \omega\phi^{n+1} + (1 - \omega)\phi^n \quad (7.92)$$

où, ω définit l'intervalle de temps nécessaire tel que $\omega \in (0,1)$ et $\Theta = 0, 0.5, 1$, pour les schémas implicite, de Crank-Nicholson et explicite respectivement. Pour une différence à mi-intervalle, $\omega = \frac{1}{2}$ et $\Theta = 0$.

Pour un schéma implicite à mi-intervalle, l'équation (7.91) est réduite à :

$$A \left[\frac{\phi^{n+1} + \phi^n}{2} \right] \phi^{n+1} + B \left[\frac{\phi^{n+1} + \phi^n}{2} \right] \left[\frac{\phi^{n+1} - \phi^n}{\Delta t} \right] + C \left[\frac{\phi^{n+1} + \phi^n}{2} \right] = \{0\} \quad (7.93)$$

L'équation (7.93) s'écrit :

$$A^{n+1/2} \phi^{n+1} + B^{n+1/2} \left[\frac{\phi^{n+1} - \phi^n}{\Delta t} \right] + C^{n+1/2} = \{0\} \quad (7.94)$$

où l'exposant $n + 1/2$ désigne la mi-intervalle.

La comparaison entre les deux équations (7.86) et (7.94) indique des ressemblances et donc :

$$A = \begin{bmatrix} K_{ll} & K_{la} & 0 & K_{lC_s} \\ K_{al} & K_{aa} & 0 & K_{aC_s} \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ K_{C_s l} & K_{C_s a} & 0 & K_{C_s C_s} \end{bmatrix} \quad (7.95)$$

$$B = \begin{bmatrix} C_{ll} & C_{la} & C_{lu} & C_{lC_s} \\ C_{al} & C_{aa} & C_{au} & C_{aC_s} \\ C_{ul} & C_{ua} & C_{uu} & C_{uC_s} \\ C_{C_s l} & C_{C_s a} & C_{C_s u} & C_{C_s C_s} \end{bmatrix} \quad (7.96)$$

$$C = \begin{bmatrix} f_l \\ f_a \\ f_u \\ f_{C_s} \end{bmatrix} \quad (7.97)$$

$$\phi = \begin{bmatrix} u_{li} \\ u_{ai} \\ u_i \\ C_{si} \end{bmatrix} \quad (7.98)$$

Après simplification de l'équation (7.92), on obtient :

$$\phi^{n+1} = \left[A^{n+1/2} + \frac{B^{n+1/2}}{\Delta t} \right]^{-1} \left[\frac{B^{n+1/2}}{\Delta t} \phi^n - C^{n+1/2} \right] \quad (7.99)$$

Une solution pour ϕ^{n+1} peut être obtenue en déterminant les coefficients A et B à l'intervalle de temps $n+1/2$. Celle-ci est obtenue par une solution itérative et par l'emploi d'un prédicteur-correcteur.

La méthode du prédicteur-correcteur est réalisée par les phases suivantes :

1. Les coefficients des matrices sont évalués au début du pas de temps. Dans la première phase, on propose une estimation à ϕ^{n+1} . Cette première estimation est appelée le prédicteur et peut être écrite tel que :

$$\phi_p^{n+1} = \left[A^n + \frac{B^n}{\Delta t} \right]^{-1} \left[\frac{B^n \phi^n}{\Delta t} - C^n \right] \quad (7.100)$$

2. Les valeurs de prédiction pour l'intervalle de temps $n+1$ sont utilisées afin de déterminer les coefficients de la matrice à un niveau de temps $n+1/2$. Ces dernières sont aussi introduites dans une équation correctrice qui converge aux valeurs correctes de ϕ^{n+1} par processus itératif. L'équation correctrice est écrite tel que :

$$\phi_C^{n+1} = \left[A^{n+1/2} + \frac{B^{n+1/2}}{\Delta t} \right]^{-1} \left[\frac{B^{n+1/2} \phi^n}{\Delta t} - C^{n+1/2} \right] \quad (7.101)$$

- 3) La convergence est vérifiée entre deux corrections successives et sera atteinte quand l'une des deux conditions suivantes est satisfaite :

$$\left| \phi_{iC}^{n+1} - \phi_{(i-1)C}^{n+1} \right| < TL_{abs} \quad (7.102)$$

ou

$$\left| \frac{\phi_{iC}^{n+1} - \phi_{(i-1)C}^{n+1}}{\phi_{(i-1)C}^{n+1}} \right| < TL_{rel} \quad (7.103)$$

où, i est le niveau de la correction courante, TL_{abs} et TL_{rel} représentent respectivement les matrices des différences absolues et le pourcentage des tolérances pour la pression d'eau, la pression d'air, le déplacement et la concentration chimique.

Le nombre d'itérations nécessaire pour la convergence est un facteur très important pour déterminer l'incrément de temps Δt . Deux constantes, un nombre minimal et un autre maximal d'itérations, sont fixées avant la procédure de correction. Ceci permet de contrôler les itérations nécessaires pour la convergence. Si le nombre actuel des itérations pour la convergence est inférieur au minimum n_s , le pas de temps est augmenté. De la même façon, si le nombre d'itérations dépasse le maximum permis, le pas de temps est réduit, ce qui permet à un pas de temps variable d'être utilisé.

7.4. Conclusion

Une solution approximative du couplage du transfert couplé d'humidité, d'air, et de soluté chimique avec la déformation est atteinte. Les quatre équations différentielles sont discrétisées dans l'espace, en utilisant l'approche de Galerkin des résidus pondérés, et dans le temps en utilisant l'algorithme des différences finies, implicites à mi-intervalle. Les procédures itératives employées mènent à des solutions approximatives, permettant des prédictions numériques du transfert et de la déformation couplés.

Chapitre 8

VERIFICATION ET VALIDATION DU MODELE NUMERIQUE

8.1. Introduction

Il est proposé dans ce chapitre la vérification et la validation du modèle numérique décrit dans les chapitres précédents, et cela afin de savoir si les équations différentielles régissant les modèles théoriques sont correctement résolues par le modèle numérique. Les problèmes étudiés sont modélisés par des maillages composés par un nombre fini d'éléments isoparamétriques à huit nœuds. La conformité des résultats obtenus par rapport aux résultats analytiques ou expérimentaux sera vérifiée par la suite.

8.2. Test de diffusion simple

Afin de vérifier notre programme dans le cas de la diffusion de l'eau, nous comparons les résultats des calculs numériques avec ceux obtenus par un calcul analytique sur un massif de sol soumis à un flux d'eau à l'une de ses extrémités. La charge hydraulique pour ce genre de problème est définie analytiquement par :

$$H = 2\sqrt{\frac{t}{\pi}} \quad (8.1)$$

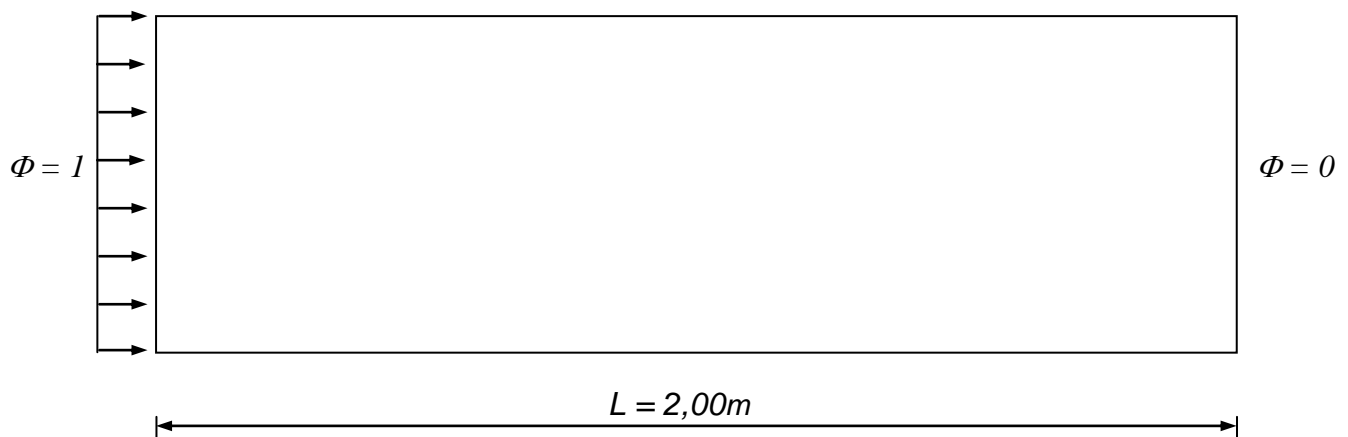


Figure 8.1 Dimensions du massif et conditions aux limites en chargement

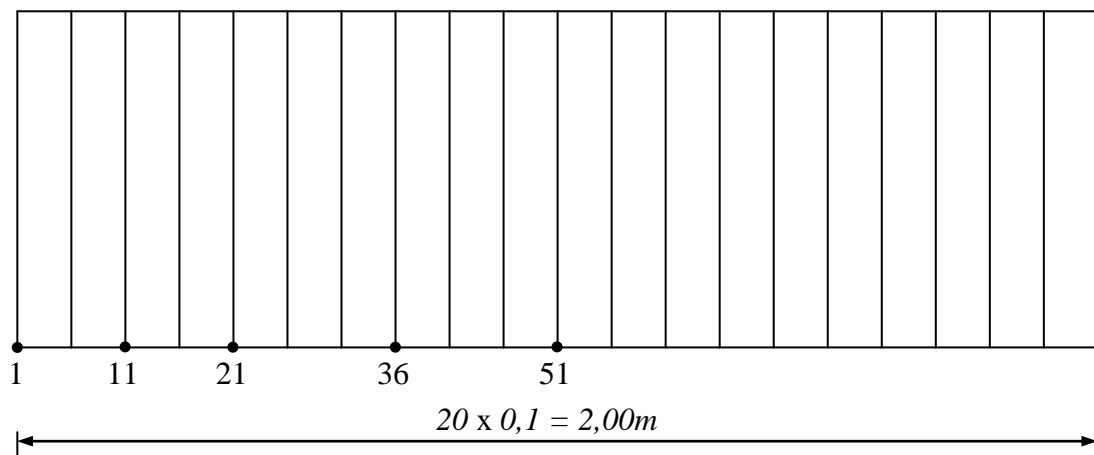


Figure 8.2 Maillage en éléments finis

Cette solution n'est valable qu'au voisinage de la zone d'application du chargement. Nous avons représenté sur la figure (8.1) le massif de sol utilisé pour cette modélisation. Dans ce test, le sol est considéré comme étant rigide donc indéformable et l'écoulement de l'air est négligé.

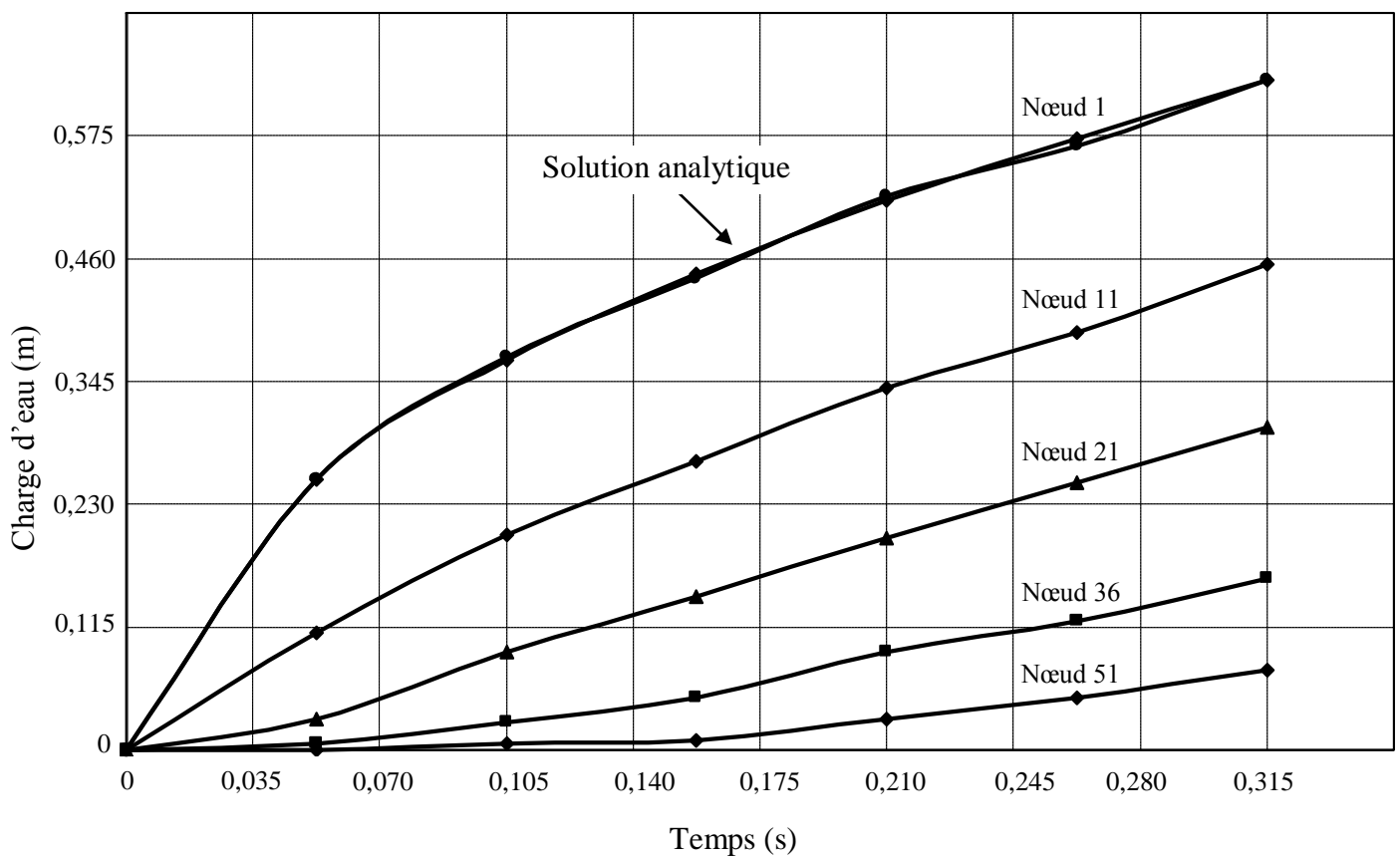
Pour les calculs numériques, nous avons utilisé le maillage représenté sur la figure (8.2). Le maillage utilisé est constitué de 20 éléments isoparamétriques à 8 nœuds. Le seul chargement appliqué est le flux d'eau. Les données numériques du calcul sont celles du tableau (8.1).

Les résultats des calcul analytique et numérique effectués par notre programme sont représentés sur la figure (8.3). Ces résultats montrent que le modèle numérique reproduit bien l'aspect physique du problème, c'est-à-dire que les résultats sont proches de la solution analytique dans les domaines où elle est applicable et s'écartent de celle-ci au fur et à mesure que l'on s'éloigne de ce domaine d'application. La solution analytique est comparable à la solution numérique obtenue pour le nœud numéro 1 (nœud situé dans le domaine d'application de la solution analytique).

Ce test nous renseigne sur les performances numériques de notre programme.

Tableau 8.1 Propriétés utilisées dans le test de diffusion simple

Propriété	Unité	Valeur
Masse volumique des grains du sol ρ_s	(kg/m^3)	2780
Masse volumique de l'eau ρ_l	(kg/m^3)	1000
Masse volumique de l'air ρ_a	(kg/m^3)	1.3
Coefficient de solubilité d'Henry H_s		0.02
Porosité du milieu		0.5
Module d'élasticité longitudinale E	(Pa)	1 000 000
Coefficient de Poisson ν		0.2
Coefficient de perméabilité à l'eau	(m/s)	1.16×10^{-9}
Coefficient de perméabilité à l'air	(m/s)	1.16×10^{-9}
Degré de saturation $S_l = 1 - 0.872 \cdot (1 - \exp(-1.147 \cdot 10^{-4} (u_a - u_l)))$		
Constante Gravitationnelle g	(m/s^2)	9.81

**Figure 8.3** Charge hydraulique calculée en différents nœuds du massif du sol

8.3. Comportement à la déformation élastique

Dans cette partie, il est procédé à la vérification de la capacité du modèle numérique à résoudre l'équation d'équilibre des contraintes pour un problème élastique. Pour cette vérification, on utilise une solution analytique de calcul de la flèche d'une poutre horizontale soumise à une charge répartie.

L'exercice consiste en une colonne bloquée contre toute déformation dans les directions y et z . La colonne est fixée à l'extrémité $x=0$ et une charge répartie est appliquée à l'autre extrémité. La solution analytique de ce problème est exprimée comme suit :

$$u_x = \frac{(1-2\nu)(1+\nu)}{E(1-\nu)} \sigma_x \quad (8.2)$$

où u_x et σ_x représente le déplacement horizontal et la contrainte normale dans la direction x .

Le problème analysé est une colonne horizontale de sol de 1m de longueur et de 0.1m d'épaisseur. Les paramètres du matériau utilisé sont choisis comme suit :

$$E = 1.0 \text{ MPa} \quad \text{et} \quad \nu = 0.4$$

La charge répartie de 10 kPa/m est appliquée à la surface droite de la colonne avec l'extrémité gauche totalement fixée. Aussi, toutes les frontières de la colonne sont empêchées de se déformer verticalement.

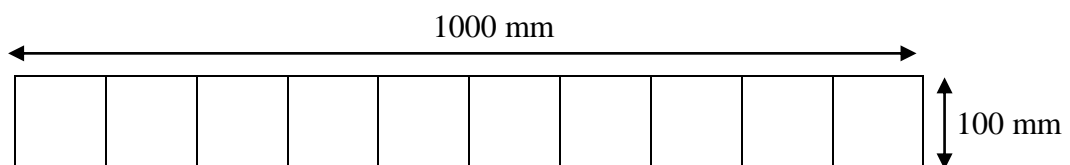


Figure 8.4 Maillage par éléments finis

Le domaine considéré est discrétisé par un maillage de 10 éléments et 53 nœuds Fig. (8.4). Les déplacements le long de la colonne sont montrés dans la figure (8.5). Une excellente corrélation peut être constatée entre les points obtenus par le modèle proposé et la courbe analytique. La comparaison entre les deux résultats donne une erreur relative maximale de 0.01%. Ces résultats montrent que le modèle est apte à représenter correctement la déformation élastique d'un sol soumis à une charge de compression.

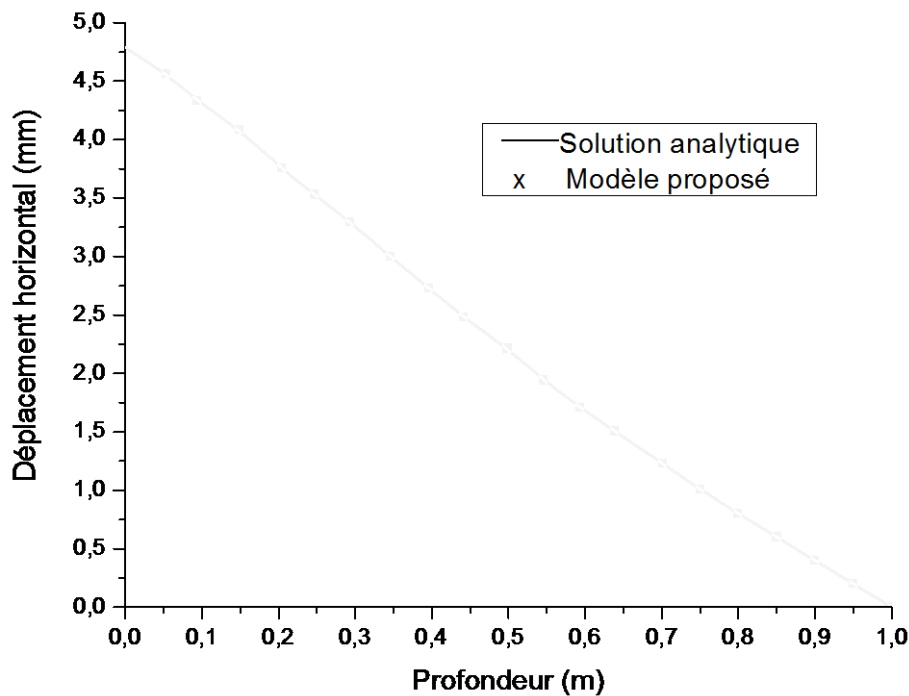


Figure 8.5 Déplacement horizontal

8.4. Calcul de l'essai de Liakopoulos

Liakopoulos (1965) a réalisé plusieurs expériences sur le drainage de l'eau dans des colonnes verticales remplies de sable de Del Monte. Ces expériences ont servi à de nombreuses comparaisons de modèles de calcul. Nous avons modélisé l'une d'entre elles afin de contribuer à la validation de notre modèle de calcul

8.4.1. Propriétés du sable de Del Monte

Les caractéristiques du sable de Del Monte ont été données par Liakopoulos (1965). Le sable a une porosité d'environ 30%. Les fonctions décrivant les variations du degré de saturation et de la perméabilité relative à l'eau ont été déterminées par Schrefler (1993) à partir des données expérimentales fournies par Liakopoulos. Comme nous allons analyser l'essai de Liakopoulos comme un problème d'écoulement biphasé, la perméabilité relative à l'air est également nécessaire. La fonction donnant la variation du coefficient de perméabilité relative à l'air est celle de Brooks et Corey (1996).

On utilise donc les fonctions suivantes pour les coefficients de perméabilité dans nos calculs :

Pour la perméabilité à l'eau :

$$K_l = K_{rl} \cdot K = 4,4 \cdot 10^{-13} \left[1 - 2,207(1 - S_r)^{0,953} \right] \quad (8.3)$$

Pour la perméabilité à l'air

$$K_a = K_{ra} \cdot K = 4,4 \cdot 10^{-13} \left(1 - \frac{S_r - 0,2}{0,8} \right)^2 \left[1 - \left(\frac{S_r - 0,2}{0,8} \right)^{\frac{5}{3}} \right] \quad (8.4)$$

Le degré de saturation est lié à la succion par la relation :

$$S_r = 1 - 0,09686 \left(\frac{s}{\gamma_l} \right)^{2,428} \quad (8.5)$$

Les propriétés du sable de Del Monte sont données dans le tableau (8.2)

Tableau 8.2 Propriétés du sable de Del Monte déterminées par Liakopoulos et Schrefler (1993)

Propriétés	Fonctions et paramètres
Module de Young E	1,3 Mpa
Coefficient de Poisson ν	0,4
Porosité n	0,2975
Degré de saturation S_r	$S_r = 1 - 0,09686 \left(\frac{s}{\gamma_l} \right)^{2,428}$
Perméabilité relative à l'eau K_{rl}	$K_{rl} = \left[1 - 2,207(1 - S_r)^{0,953} \right]$
Perméabilité relative à l'air K_{ra}	$K_{ra} = \left(1 - \frac{S_r - 0,2}{0,8} \right)^2 \left[1 - \left(\frac{S_r - 0,2}{0,8} \right)^{\frac{5}{3}} \right]$
Perméabilité intrinsèque K	$4,4 \cdot 10^{-13}$
Masse volumique de l'eau ρ_l	1000 Kg/m ³
Masse volumique de l'air ρ_a	1,2 Kg/m ³

8.4.2. Dispositif expérimental

L'expérience a été réalisée sur une colonne de sable de Del Monte d'un mètre de hauteur. Des tensiomètres ont été installés pour mesurer la pression d'eau à différents niveaux figure (8.6). L'expérience a été conduite en plusieurs étapes : pour $t < 0$, on a versé continuellement de l'eau au sommet de la colonne en la laissant s'échapper librement au bas de celle-ci jusqu'à ce qu'un régime permanent s'établisse sur la hauteur de la colonne. A l'instant ($t=0$), l'alimentation en eau par le haut a été arrêtée mais l'eau pouvait toujours s'écouler librement au bas de la colonne. Liakopoulos a alors mesuré la tension capillaire à différents instants u moyen des tensiomètres.

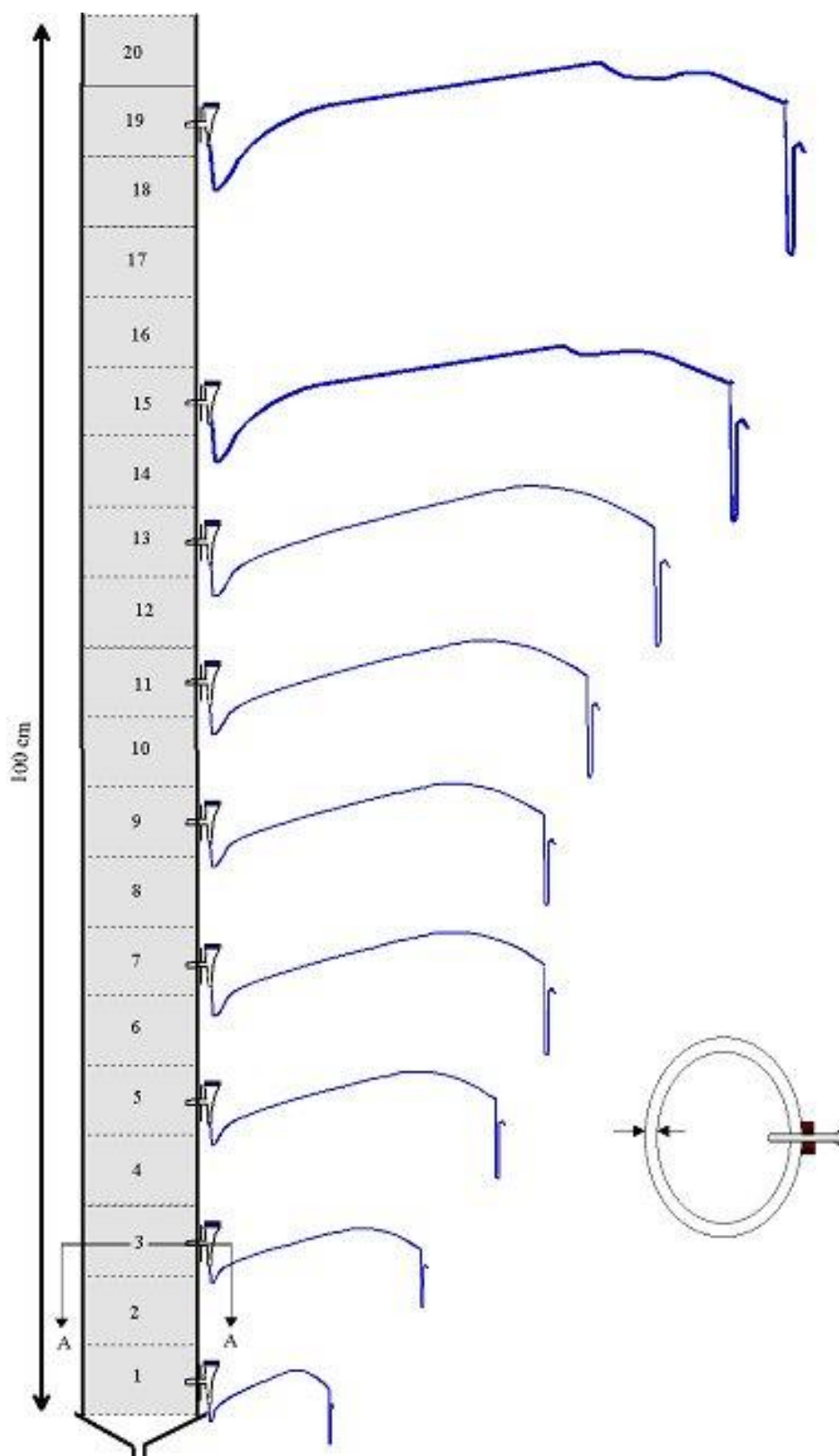


Figure 8.6 Position des tensiomètres dans la colonne de Liakopoulos (1965)

8.4.3. Conditions initiales et conditions aux limites

- L'état initial correspond à l'état saturé ($S_r = 1$) et à l'équilibre hydrostatique de l'eau dans la colonne. Pour ($t > 0$), le bas de la colonne est en contact d'un réservoir d'eau à la pression atmosphérique. On considère par ailleurs que le flux d'eau entrant en haut de la colonne est nul. Par contre, le flux d'eau sortant à la base de la colonne est libre.
- Les déplacements horizontaux sont bloqués sur les deux côtés droit et gauche. A la limite inférieure de la colonne, les deux composantes du déplacement sont supposées nulles.
- Les surfaces latérales sont imperméables à l'eau et à l'air, alors que la pression d'eau et la pression de l'air au bas de la colonne sont maintenues à P_{atm} et le flux d'eau entrant est nul.
- Les forces externes s'appliquant à la colonne sont réduites aux forces de pesanteur.

Les différentes conditions aux limites sont résumées sur la figure (8.7).

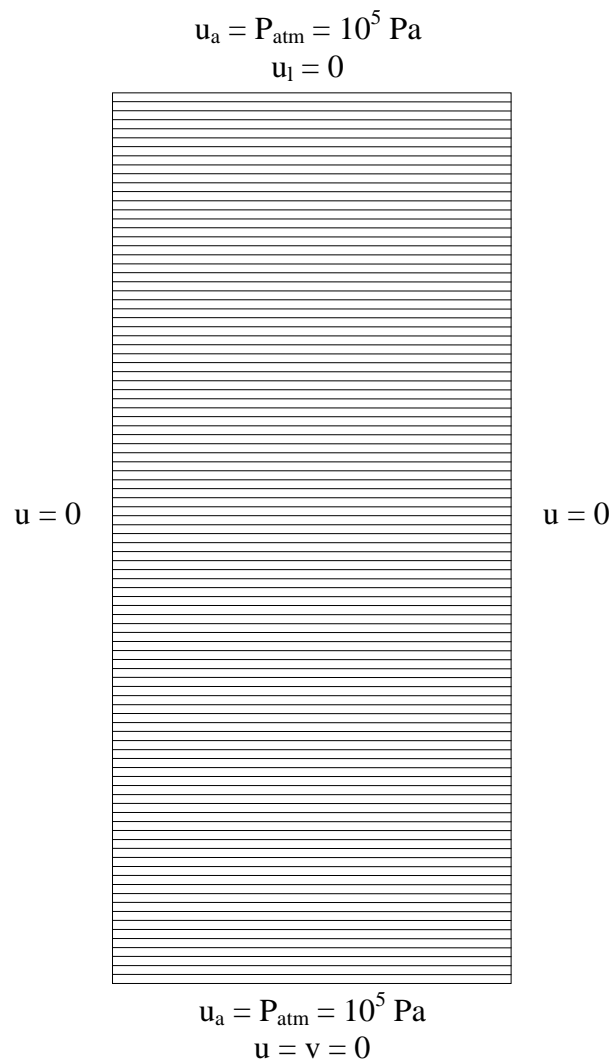


Figure 8.7 Maillage et conditions aux limites

8.4.4. Résultats des simulations

On s'est d'abord intéressé à l'évolution du niveau de la nappe et du degré de saturation pendant l'expérience, pour lesquelles existent des données expérimentales. Pour cela, on a choisi de présenter les résultats obtenus pour les temps 10,15,20,30,60,120 et 240 minutes. Les courbes d'évolution de la charge et de la pression d'eau obtenues par notre modèle sont comparées à celles qu'a déterminées expérimentalement Liakopoulos.

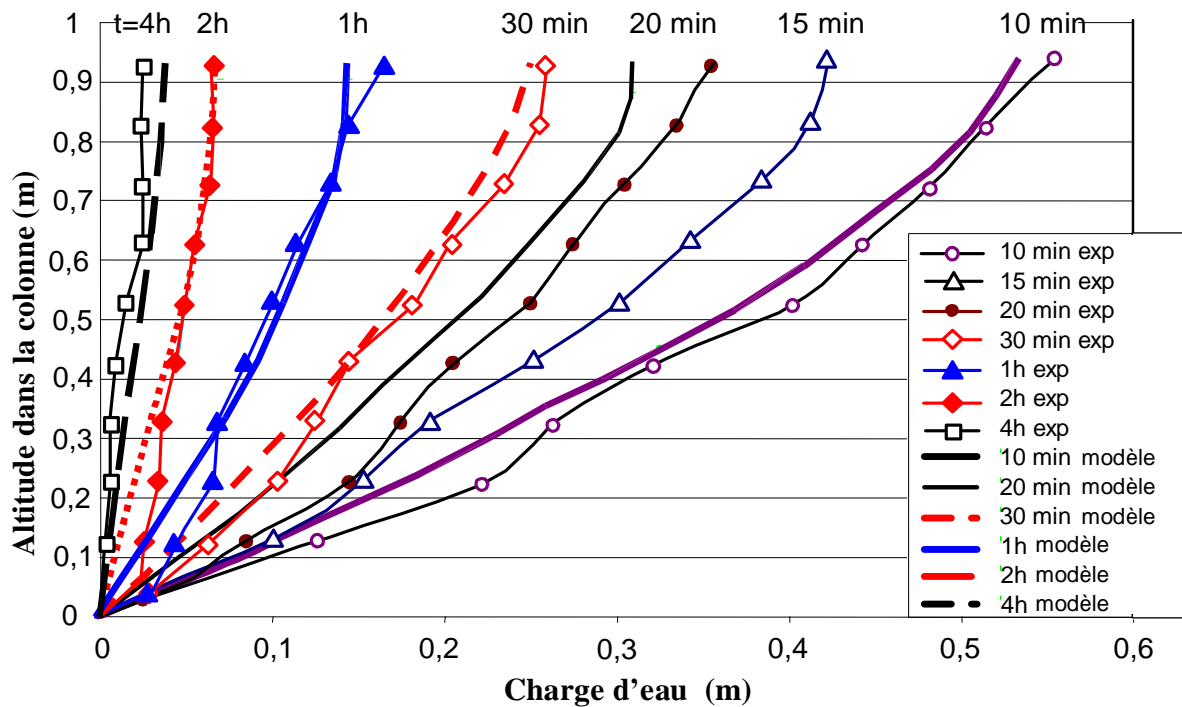


Figure 8.8 Evolution de la charge d'eau dans la colonne en fonction du temps

On constate que le modèle numérique permet de retrouver l'évolution au cours du temps de la charge hydraulique obtenue expérimentalement. Les courbes montrent que la charge d'eau continue à baisser au cours du temps, traduisant le phénomène de vidange par le bas de la colonne. Ce phénomène est un peu accéléré au début de l'expérience mais ralentit doucement au cours du temps pour aboutir partout dans la colonne à une charge en équilibre hydrostatique (charge constante en fonction de l'altitude). Cet exercice permet de valider notre modèle numérique sur une expérience connue.

8.5. Calcul d'un essai d'imbibition (Argile de Boom)

Afin de continuer la validation du modèle décrit dans cette étude, un autre exercice de modélisation a été entrepris, en s'inspirant d'un essai d'imbibition réalisé sur une éprouvette d'argile de Boom (Robinet, 1998). Les paramètres de calcul ont été tirés de la référence citée. Cet essai s'inscrit dans un programme de recherche visant à étudier le comportement hydromécanique d'une argile choisie comme milieu géologique pouvant accueillir un stockage de déchets radioactifs. Pour un tel sol, les propriétés hydromécaniques semblent être influencées par la teneur en eau et le degré de saturation.

8.5.1. Caractéristiques de l'argile de Boom

L'essai d'imbibition réalisé ici a été réalisé sur une éprouvette d'argile de Boom (laboratoire souterrain de Mol, Belgique). Les caractéristiques physiques et la composition minéralogique de cette argile sont données dans le tableau (8.3)

Tableau 8.3 Caractéristiques physiques et minéralogique de l'argile de Boom

Caractéristiques physiques	
Surface spécifique (m^2/g)	53 à 177
Capacité d'échange cationique ($méq$)	20 à 40
Limite de liquidité w_l (%)	59 à 76
Limite de plasticité w_p (%)	22 à 26
Indice de plasticité $I_p = w_l - w_p$	27 à 50
Composition minéralogique	
Kaolinite	30 %
Quartz	28 %
Illite	20 %
Smectite	22 %

Les propriétés mécaniques et hydrauliques de l'argile de Boom sont rassemblées dans le tableau (8.4).

Tableau 8.4 : Caractéristiques mécaniques et hydrauliques de l'argile de Boom.

Propriétés	Fonctions et paramètres
Poids volumique du sol γ (kN/m ³)	20
Module de Young E	10000
Coefficient de Poisson ν	0,2
Indice des vides initial e_0	0,5
Constante du degré de saturation a_s	1
Constante du degré de saturation b_s	1
Constante du degré de saturation c_s	$2,95 \cdot 10^{-8}$
Constante pour la perméabilité à l'eau A	7,8477
Constante pour la perméabilité à l'eau B	6,6746
Constante pour la perméabilité à l'eau C	-0,4123
Constante pour la perméabilité à l'eau D	-0,0074
Perméabilité intrinsèque du milieu (m ²)	$K=1,1373 \cdot 10^{-18}$
Poids volumique de l'eau γ_l (kN/m ³)	10
Poids volumique de l'air γ_a (kN/m ³)	0,012
Coefficient de Henry H	0,02

Les valeurs du degré de saturation et de la perméabilité relative à l'eau sont issues des lois obtenues par ajustement des résultats d'essais de laboratoire :

$$S_r = \frac{a_s}{b_s + c_s \cdot s} \quad (8.6)$$

$$K_l = A \cdot s^3 + B \cdot s^2 + C \cdot s + D \quad (8.7)$$

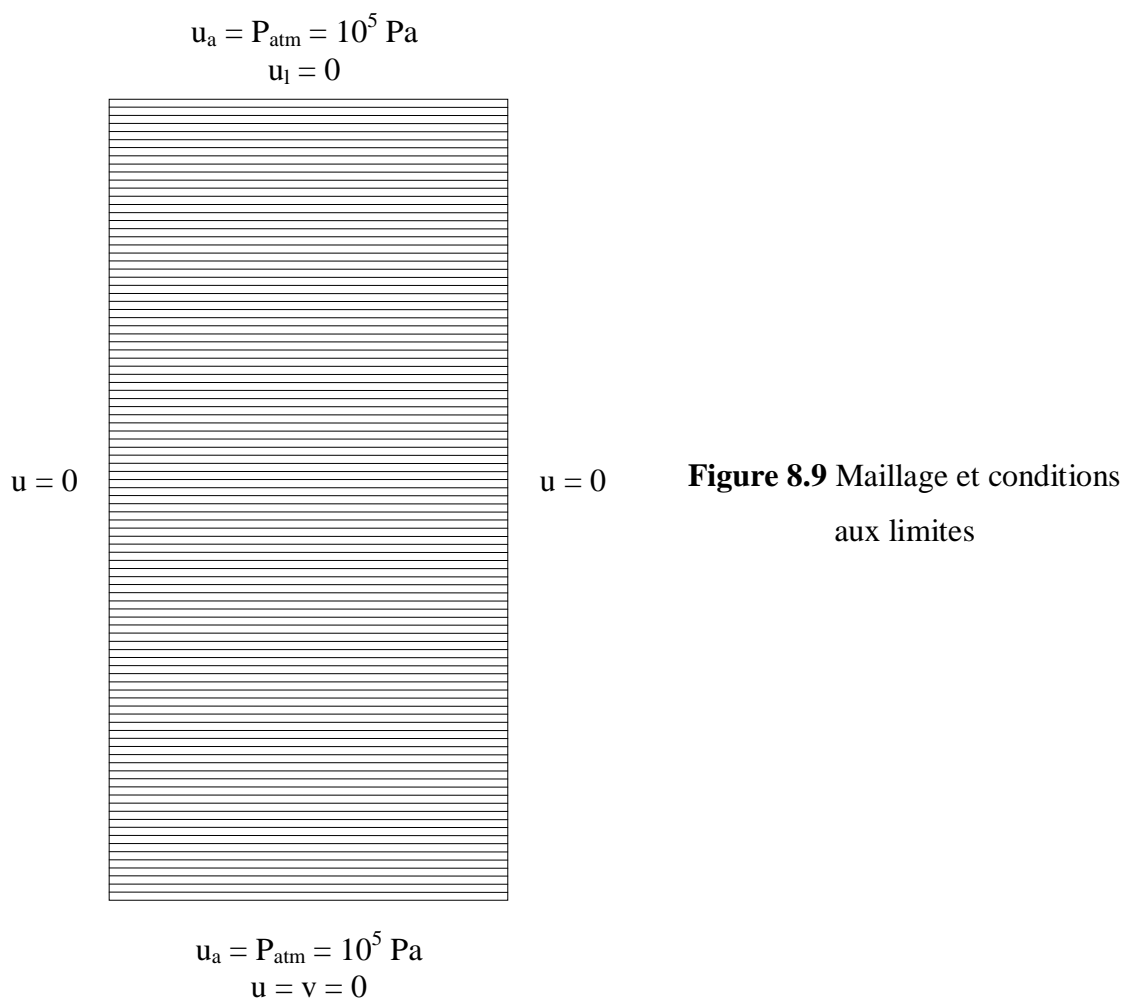
8.5.2. Modélisation de l'essai d'imbibition

La modélisation a porté sur l'essai d'imbibition réalisé sur une colonne d'argile de Boom consolidée à 5,8 Mpa. Le maillage de calcul est représenté sur la figure (8.9). Le sol est supposé homogène.

A l'instant ($t=0$), la succion en tout point de la colonne vaut 32 Mpa. Au temps ($t>0$), le bas de la colonne est en contact avec l'eau à la pression atmosphérique. Les déplacements horizontaux sont bloqués sur les deux côtés droit et gauche. A la limite inférieure de la colonne, les deux composantes du déplacement sont supposées nulles (figure 8.9).

Les surfaces latérales sont imperméables à l'eau et à l'air, alors que la pression de l'eau et la pression de l'air au bas de la colonne sont maintenues à P_{atm} . Pour la surface supérieure, la pression de l'air est maintenue à P_{atm} et le flux d'eau entrant est nul.

Les forces externes s'appliquant à la colonne sont réduites aux forces de pesanteur. La hauteur de l'échantillon est de 30 cm. Le temps d'imbibition est de 14 jours.



8.5.3. Résultats du calcul

La figure (8.10) montre que les résultats obtenus à partir de notre modèle sont en accord avec les données expérimentales. Ces résultats confirment que le phénomène d'imbibition est très long. Après 14 jours (336 heures), la charge d'eau n'est pas encore stabilisée. Ceci est dû

à la faible perméabilité associée à la forte désaturation du sol, qui freine le phénomène de transfert d'eau.

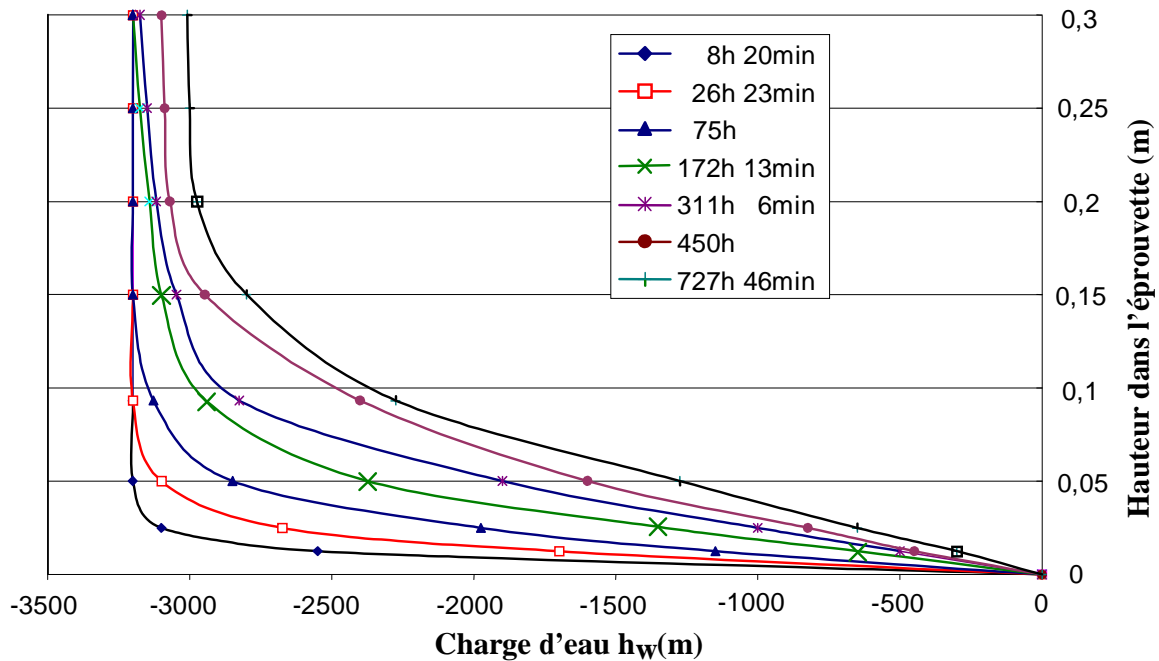


Figure 8.10 Variation de la charge d'eau dans l'éprouvette au cours du temps

8.6. Vérification du phénomène couplé (succion-déformation)

Afin de vérifier notre modèle pour le problème de la déformation couplée avec le transfert air-eau (comportement hydromécanique), nous comparons les résultats des calculs numériques effectués par notre modèle numérique avec ceux obtenus par un autre programme déjà vérifié auparavant (Thomas et Missoum, 1999), sur un massif de sol soumis à une contrainte verticale constante de 0,1Mpa et une succion initiale de 0,2 Mpa. La géométrie ainsi que la discrétisation de l'échantillon en éléments finis (en 10 éléments isoparamétriques), sont représentées dans la figure (8.11). La pression d'air est prise comme étant constante et a comme valeur 0,1 Mpa. Par conséquent, la pression interstitielle d'eau est prise égale à (-0,1) Mpa. La pression interstitielle d'eau est contrôlée afin d'augmenter linéairement du haut jusqu'en bas de la colonne de l'échantillon étudié de (-0,1) à 0,1 Mpa, ce qui conduit à une diminution de la succion de 0,2 à 0 Mpa comme indiqué dans la figure (8.12). Les conditions aux limites pour les déplacements sont : la face supérieure est libre de se déplacer verticalement mais la face inférieure ainsi que les faces latérales sont fixes. Les données numériques du calcul sont représentées dans le tableau (8.5).

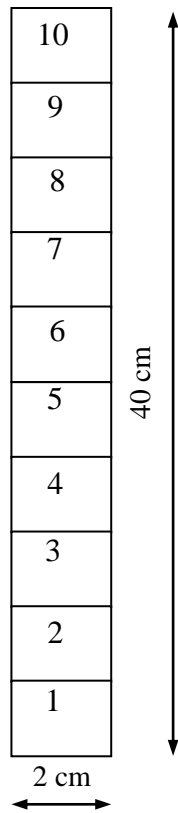


Figure 8.11 Discretisation du domaine étudié en éléments finis

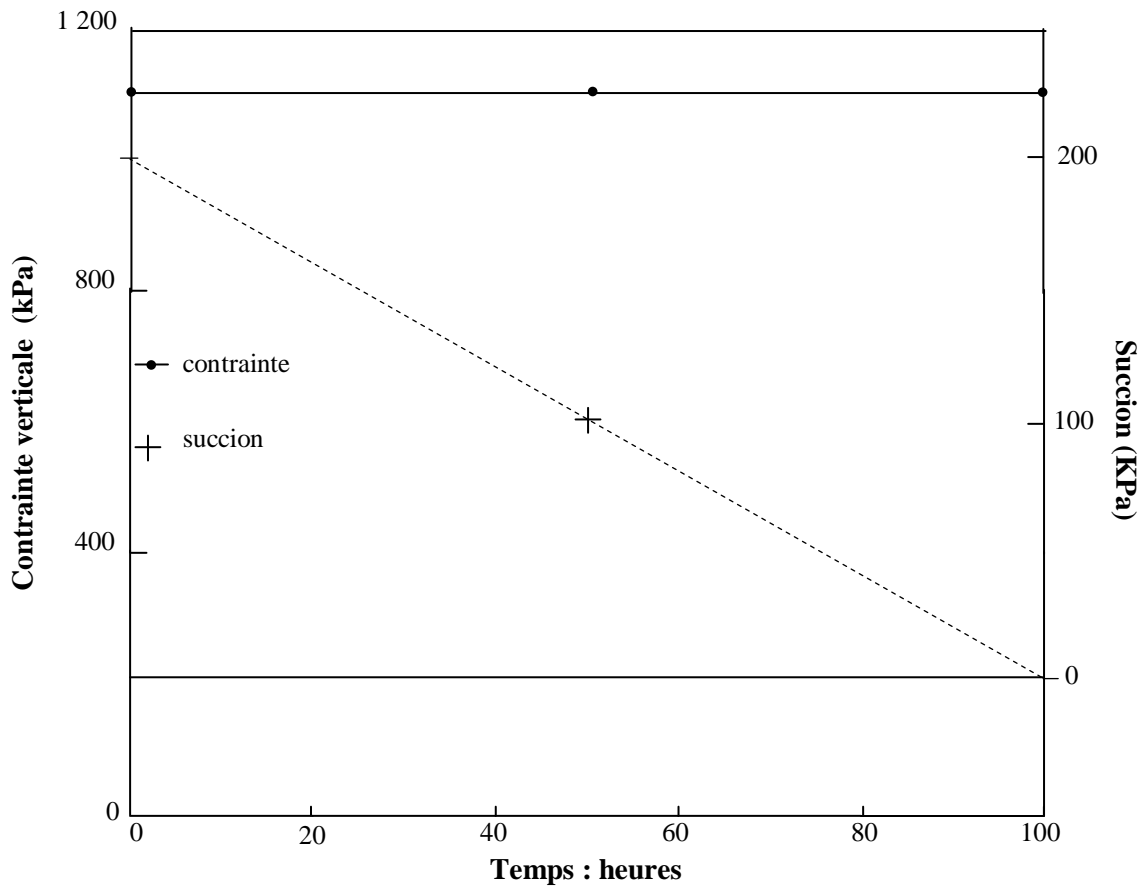


Figure 8.12 : Variation de la succion et de la contrainte verticale en fonction du temps

Tableau 8.5 Propriétés utilisées dans l'étude du phénomène couplé (suction-déformation)

Propriété	unité	valeur
Masse volumique des grains du sol ρ_s	(kg/m^3)	2780
Masse volumique de l'eau ρ_l	(kg/m^3)	1000
Masse volumique de l'air ρ_a	(kg/m^3)	1.3
Coefficient de solubilité d'Henry H_a		0.02
Viscosité de l'air η_a	(Ns/m^2)	1.85x 10-5
Module d'élasticité longitudinale E	(Pa)	1 000 000
Coefficient de Poisson ν		0.2
Indice des vides $e = 5.5 - 0.4 \ln(p) - 0.25 \ln(u_a - u_l)$ $+ 0.02 \ln(p) \ln(u_a - u_l)$		
Degré de saturation $S_l = 1 - (1 - \exp(-0.8(u_a - u_l)))(-10^{-8} + 10^{-5} p)$		
Coefficient de perméabilité à l'eau $k_l = 10^{-10} \left[\frac{S_l - 0.05}{1 - 0.05} \right]^3 \cdot 10^{5e}$	(m/s)	
Coefficient de perméabilité à l'air $k_a = \frac{0.3 \times 10^{-8}}{\eta_a} (e \times S_a)^4$	(m/s)	

Les conditions aux limites appliquées sur l'échantillon du sol, et la diminution de la suction permettent au phénomène de gonflement de prendre place. Ce dernier peut être prédit par la courbe représentée dans la figure (8.13).

Les résultats obtenus d'après notre modèle ont été comparés avec ceux obtenus par l'approche tridimensionnelle de Thomas et Missoum (1999). Une excellente corrélation a été constatée.

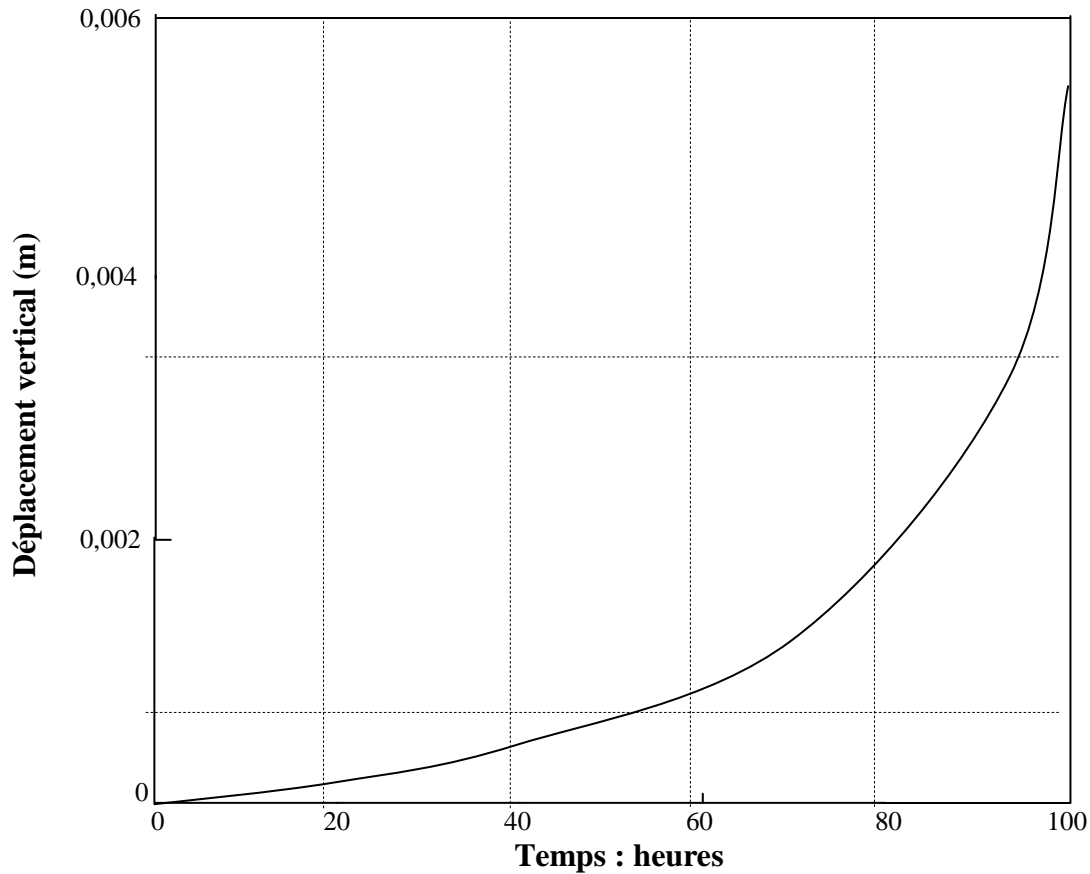


Figure 8.13 Déplacement de la surface de l'échantillon

8.7. Prédiction de la déformation au gonflement due à la variation de la concentration chimique et de la succion

On utilise dans cette section les résultats présentés par Richards et al. (1984) obtenus pour un échantillon d'argile non saturé. Les données pour les fonctions de surface d'état utilisées dans cet exemple pour une contrainte verticale de 70kPa sont comme suit :

$$A_{c_s} = \frac{c + 2hc_s + 3gc_s^2}{1 + bc_s + dc_s^2 + fc_s^3} - \frac{a - cc_s + hc_s^2 + gc_s^3}{(1 + bc_s + dc_s^2 + fc_s^3)^2} (b + 2dc_s + 3fc_s) \quad (8.8)$$

La configuration géométrique choisie est un petit élément bidimensionnel de dimensions $(10 \times 100) \text{ mm}^2$. Le domaine a été discrétisé en dix éléments isoparamétriques à huit nœuds. La matrice de succion de l'échantillon est réduite de 1MPa à 0,1MPa, tandis que la concentration chimique est réduite de $1,3 \text{ kmol/m}^3$ à $0,005 \text{ kmol/m}^3$. L'échantillon ne peut se déformer que dans le sens vertical.

La déformation obtenue dans l'échantillon d'argile est représentée sur la figure (8.14). On peut observer que la déformation totale de l'échantillon atteint 23,8% à la fin. Cette déformation peut être répartie en une déformation de 13,9% due à la variation de la concentration chimique, et une autre de 9,9% due à la variation de la succion. Par conséquent, le gonflement du sol a été produit par les variations de la concentration chimique et de la succion. D'autre part, il a été observé que la réponse de l'échantillon d'argile au changement de la concentration chimique est hautement non linéaire.

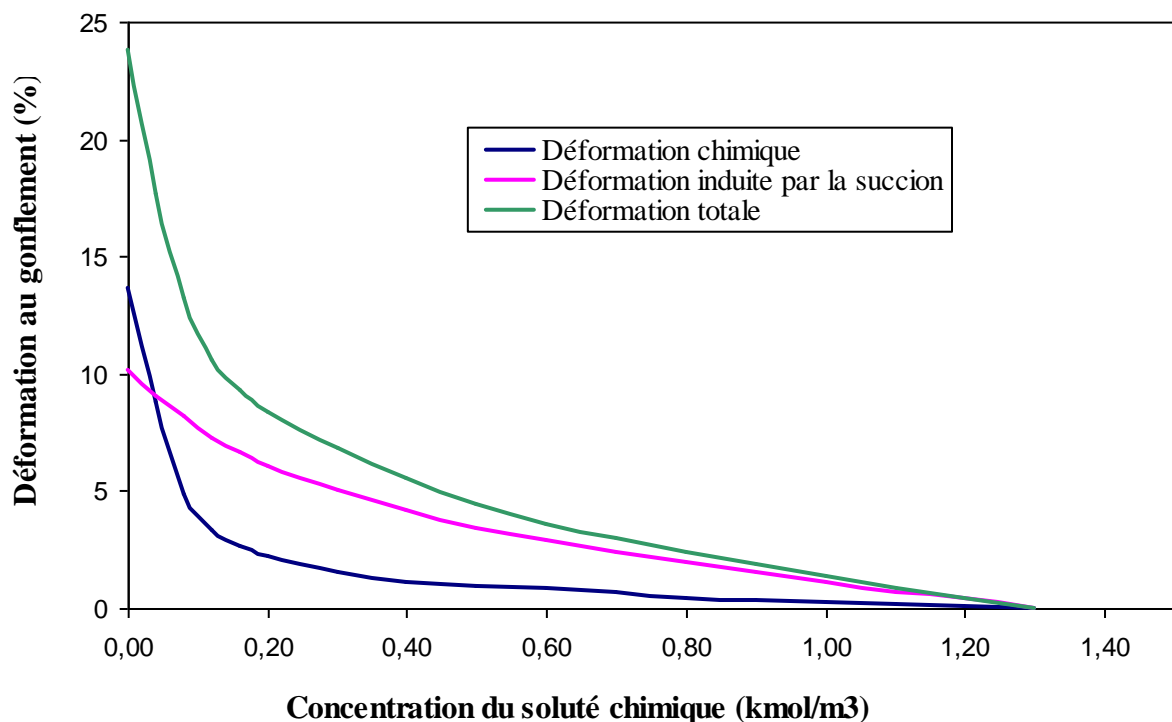


Figure 8.14 Concentration du soluté chimique en fonction de la déformation au gonflement

L'objectif principal de cette section est d'étudier l'effet de la variation de la concentration chimique sur la déformation au gonflement produite dans les argiles expansives en utilisant un modèle non linéaire pour les sols non saturés. La détermination de la rigidité du sol en fonction de la concentration chimique est présentée en utilisant une approche empirique. Par conséquent, le modèle proposé demande beaucoup d'expérimentation afin de pouvoir déterminer correctement la surface d'état. Dans cet exemple, on a pu voir l'importance d'inclure la variation de la concentration chimique dans les sols expansives, car cette variation est responsable de plus que la moitié de la déformation totale produite dans l'échantillon d'argile.

8.8. Etude de l'effet de la variation de la concentration chimique sur le comportement à la déformation des argiles

Le but de cette section est d'étudier l'effet du potentiel osmotique du à la variation de la concentration du soluté chimique en utilisant une relation de comportement élastique avec les variables principales : la contrainte moyenne nette, la succion et la concentration de soluté chimique pour représenter le comportement à la déformation des argiles gonflantes.

8.8.1. Approche théorique

Plusieurs chercheurs ont présenté des travaux se rapportant à la théorie de la double couche (Bolt, 1956 ; Van Olphen, 1977 ; Sridharan et Jayadeva, 1982). Cette théorie a été développée principalement pour représenter la compressibilité des argiles en fonction de la distance inter-particule entre les feuillets d'argile sous différentes pressions et différentes valeurs de la concentration de soluté chimique. Par contre, dans cette section, elle sera utilisée pour prédire le changement dans la distance inter-particule sous différentes valeurs de la concentration de soluté chimique avec la pression maintenue constante.

D'autre part, la rigidité du sol par rapport à la concentration de soluté chimique est nécessaire, elle a été définie en chapitre 6 comme suit :

$$A_{c_s} = \frac{de}{dc_s} \quad (8.9)$$

L'indice des vides e peut être défini en fonction de la distance inter-foliaire par (Sridharan et Jayadeva, 1982) :

$$e = G_s \gamma_w S.d \quad (8.10)$$

G_s est la densité des particules solides du sol et γ_w est le poids volumique de l'eau. Il est proposé ici que la valeur de A_{c_s} peut être déterminée numériquement pour une valeur spécifique de c_s par la relation suivante :

$$A_{c_s} = \frac{e_2 - e_1}{c_{s2} - c_{s1}} \quad (8.11)$$

où les indices 1 et 2 représentent les valeurs de c_s et e à la concentration de soluté chimique de 0.1% moins et de 0.1% plus de l'actuelle valeur de la concentration de soluté chimique.

Il est proposé d'inclure un facteur pour contrôler le degré de motivation du gonflement produit par la concentration de soluté chimique car il est plus réaliste d'imaginer que le gonflement des argiles expansives à de degrés de saturation différents produira des valeurs de déformations différentes. En d'autres mots, dans le cas où la variation de la concentration de soluté chimique est la même, les déformations volumétriques produites dans une argile sèche seront inférieures à celles des argiles saturées. De ce fait, comme première approximation A_{c_s} inclus ce facteur qui est supposé fonction du degré de saturation. L'expression modifiée de A_{c_s} sera formulée comme :

$$A_{c_s} = S_w \frac{e_2 - e_1}{c_{s2} - c_{s1}} \quad (8.12)$$

8.8.2. Exemple numérique

8.8.2.1. Exemple sur une fraction d'Illite

Dans cette section, l'exemple étudié utilise la théorie de la double couche afin de prédire les changements de volume dus aux changements du potentiel osmotique. La théorie de la double couche est utilisée dans ce cas afin de prédire A_{c_s} à une pression de 4 Kpa. La configuration géométrique choisie consiste en un problème bidimensionnel de dimensions 200 mm par 100 mm. La discrétisation spatiale du domaine consiste en dix éléments isoparamétriques à huit nœuds comme illustré dans la figure (8.15).

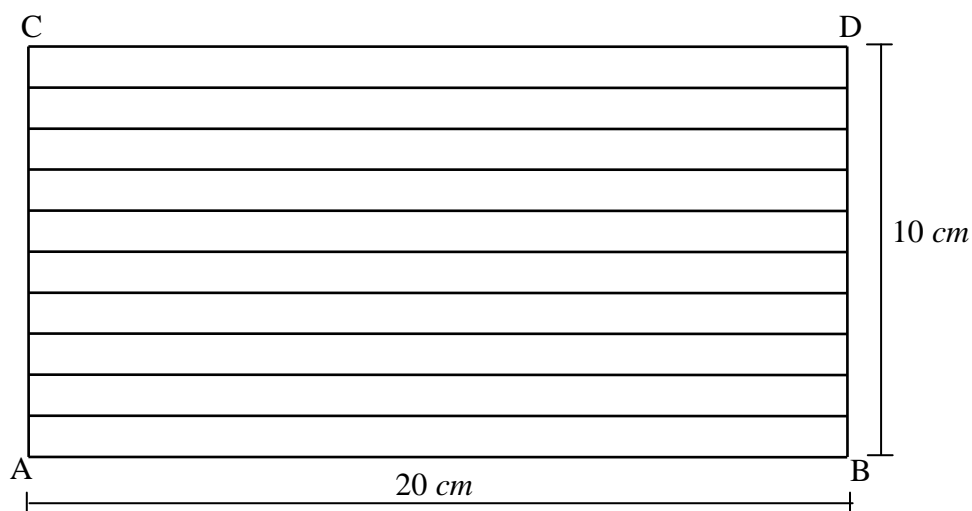


Figure 8.15 : Dix éléments isoparamétriques à huit nœuds

Le sol choisi est une fraction d'illite de même type que celui décrit par Bolt (1956). Les paramètres physiques utilisés dans cet exemple sont représentés dans le tableau (8.7). Cet exemple montre une simulation du modèle sur les caractéristiques de gonflement sous un gradient de potentiel osmotique.

Physiquement, le problème peut être considéré comme un échantillon de sol placé dans une membrane flexible et imperméable avec deux plaques poreuses en haut et en bas de l'échantillon comme le montre la figure (8.16). L'échantillon est supposé avoir un degré de saturation initial égal à 100% et un indice des vides initial de 2,18. Ces données correspondent à une pression interstitielle d'eau de 0 Kpa. Il est supposé aussi une concentration de soluté de 100 mol/m^3 .

Tableau 8.6 Propriétés utilisées dans l'étude de l'effet de la concentration chimique sur le gonflement des argiles.

Paramètres du sol	Unités	Fonctions ou constantes
Coefficient de diffusion D_h	m^2 / s	10^{-9}
Degré de saturation S_l		$S_l = 1 - 1 \times \tanh(6 \times 10^{-9} \times s)$
La perméabilité de la phase liquide k_l	m / s	$k_l = 4.667 \times 10^{-15} \frac{(S_l - 0.05)^3}{(0.95)^3} 10^{3.2 \times e}$
La perméabilité de la phase soluté $k_l^{c_s}$	m / s	$k_l^{c_s} = 10^{-14}$
Masse volumique des grains solides ρ_s	Kg / m^3	2.780
Température absolue T	$^{\circ}K$	293
Masse volumique de l'eau ρ_l	Kg / m^3	1.000

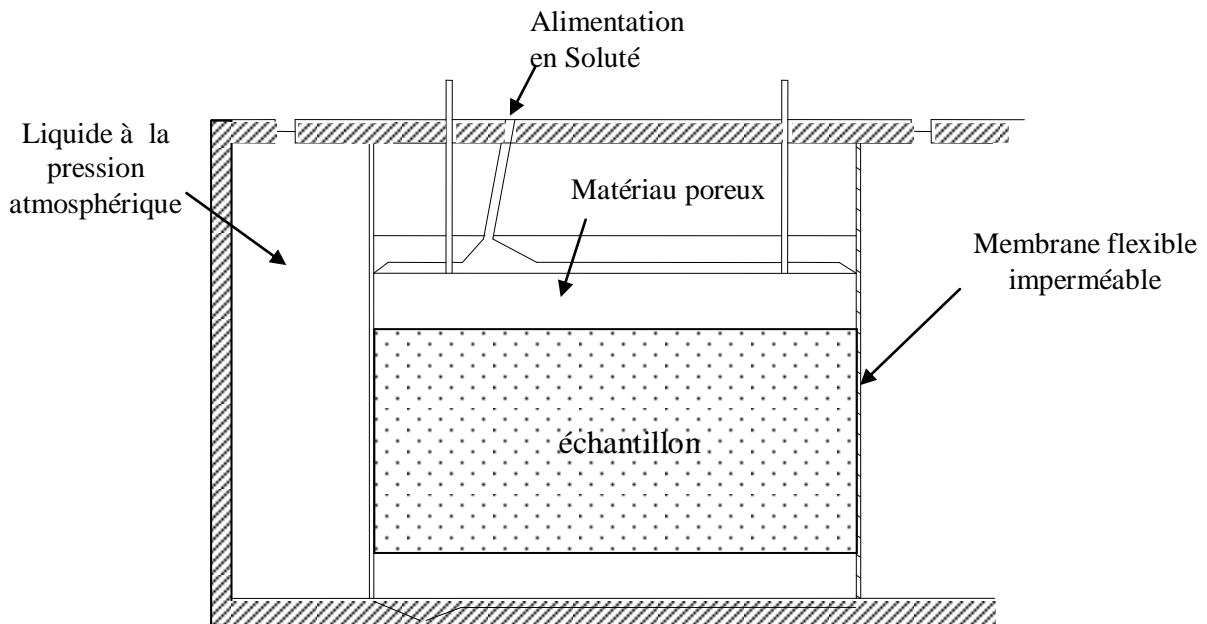


Figure 8.16 Représentation physique du problème

La succion est contrôlée aux frontières en appliquant une pression interstitielle d'eau constante égale à 0 Kpa sur les deux surfaces AB et CD. Cette condition numérique est imposée pour obtenir la déformation due seulement à la variation du potentiel osmotique. Le gradient de concentration de soluté est obtenu en appliquant des conditions fixes aux frontières avec un C_s décroissant de 100 mol/m^3 à 1 mol/m^3 . Les surfaces AC et BD sont supposées imperméables. L'échantillon de sol repose sur une base fixe et est permis de gonfler librement.

A l'intérieur de l'échantillon, la concentration du soluté chimique appliquée aux frontières AB et CD conduit à un gradient de concentration de soluté chimique. Ce gradient induit le liquide à se mettre en mouvement dans la direction de la concentration la plus élevée. La diminution de la concentration du soluté chimique fait varier les forces dans la double couche en causant une augmentation de la distance entre les plaquettes d'argile produisant ainsi le gonflement.

La figure (8.17) montre la déformation due au gonflement en fonction de la concentration du soluté chimique de l'échantillon. A une concentration élevée, la quantité de gonflement due à un changement unitaire de concentration de soluté chimique est plus petite que dans le cas des concentrations plus diluées.

Une déformation finale de 19% dans l'échantillon est obtenue lorsque la concentration du soluté chimique a atteint une valeur de 0.001 M à travers tout le sol. Ces résultats sont en accord avec ceux obtenus par Sridharan et Jayadeva (1982) avec une formulation de la double couche similaire. Cette comparaison montre que la solution numérique développée est correcte.

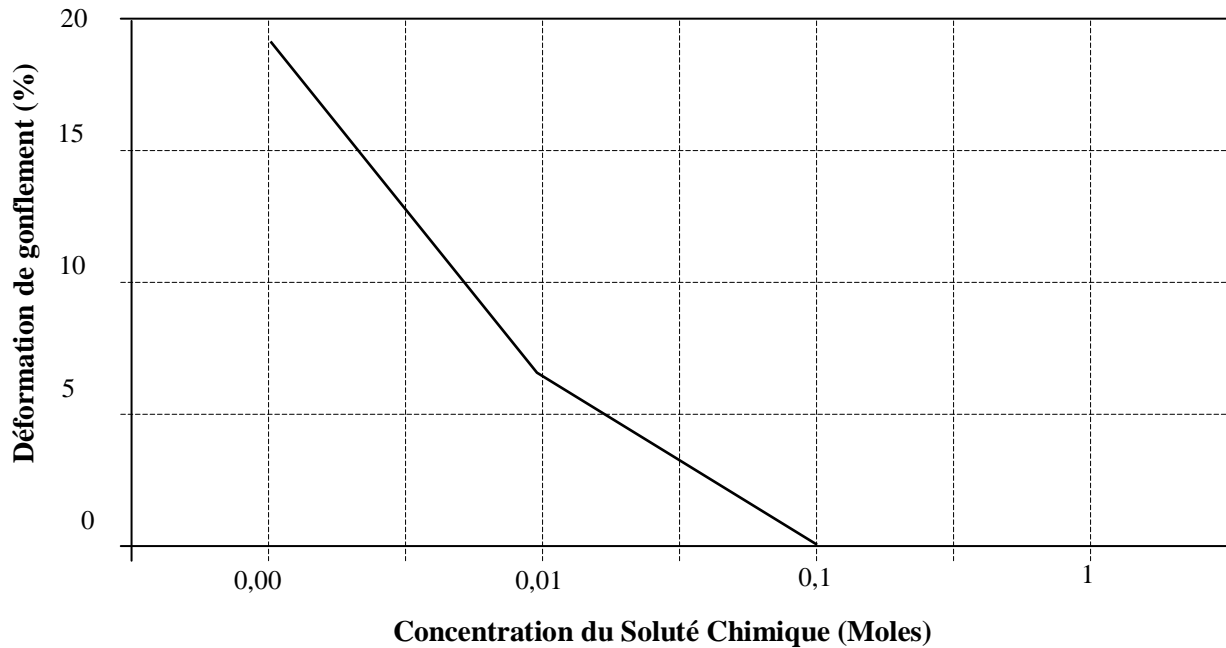


Figure 8.17 Variation de la déformation au gonflement en fonction de la concentration du soluté chimique

8.8.2.2. Exemple sur la Bentonite

Les résultats à partir d'un essai de gonflement sur une bentonite compactée (Komine et Ogata, 1994) sont supposés montrer les déformations produites par la variation de la succion et de la concentration de soluté chimique. Les déformations produites uniquement par le potentiel osmotique peuvent être calculées par la différence entre la déformation totale et celle produite par la variation de la succion.

L'essai expérimental est réalisé sur une bentonite compactée d'une masse volumique sèche initiale de 1.84 t/m³ et une teneur en eau initiale de 6.5%. L'échantillon a été alimenté par l'eau jusqu'à qu'il est atteint un degré de saturation de 100%.

Pour les résultats de l'essai de gonflement utilisé dans cet exemple, la variation de concentration de soluté chimique dans le temps n'est pas connue, par conséquent, le modèle numérique a été utilisé pour prédire la variation de la concentration de soluté et de la succion

durant l'essai. La déformation produite par la variation de la succion a été obtenue par la relation donnée dans le tableau (8.7) qui a été développée à partir des résultats présentés par Ho et Fredlund (1989) et qui peut être exprimée en terme de A_s comme :

$$A_s = \frac{-0.02358}{v_0 \times s} \quad (8.13)$$

La déformation due à la variation de la concentration de soluté chimique a été prise égale à la différence entre la déformation observée expérimentalement et celle produite par la variation de la succion. Une relation peut être ainsi obtenue en terme de A_{c_s} :

$$A_{c_s} = -\frac{(5.312 \ln c_s - 23.569)}{\sqrt{c_s}} - \frac{7.252 \times 10^{-4}}{c_s^2} \quad (8.14)$$

Ces deux relations, la première décrivant la déformation due à la variation de la succion et la seconde décrivant la déformation due à la variation de la concentration de soluté chimique sont donc utilisées pour simuler le chemin de chargement appliqué à la bentonite compactée.

Les expériences ont été réalisées en utilisant un oedomètre pour la déformation de gonflement et un appareillage de compression unidimensionnelle pour l'essai de pression de gonflement. Par conséquent, les relations obtenues sont appliquées aux problèmes unidimensionnels seulement. Les paramètres physiques utilisés dans la simulation sont donnés dans le tableau (8.7). Le paramètre de diffusivité est choisi comme une valeur usuelle d'une argile compactée. La relation de la conductivité hydraulique a été présentée par Katou (1997) et a été basée sur l'essai réalisé sur une bentonite connu sous le nom de Kunigel V1. Kannou (1996) a présenté la surface d'état pour le degré de saturation pour la même bentonite utilisée par Katou (1997) et Komine et Ogata (1994). La surface d'état qui relie l'indice des vides et la succion est comme mentionnée précédemment obtenue à partir des expériences à gonflement libre sur un sol non expansif.

Cet exemple présente un essai de gonflement libre unidimensionnel sur une bentonite compactée. Pour une valeur de la porosité du sol de 0.344, les valeurs initiales du degré de saturation et de l'indice des vides sont 35% et 0.5 respectivement. La succion initiale de 133MPa peut être obtenue à partir de la relation donnée dans le tableau (8.7) pour la surface

d'état de degré de saturation. Une concentration de soluté de 40 mol/m^3 (0.04 M) est supposée. L'échantillon de sol est permis de gonfler librement dans la direction verticale. Dans cet exemple, un maillage de 5 éléments finis isoparamétriques est utilisé, Fig. (8.18).

Il est appliqué aux frontières AB et CD une pression interstitielle de l'eau de 0.0 Pa et une concentration de soluté chimique de 10^{-5} mol/m^3 (10^{-8} M) pour simuler l'alimentation d'eau à l'échantillon. La figure (8.19) montre la variation de la déformation de gonflement en fonction de la concentration de soluté chimique au centre de l'échantillon. Les gradients de pression interstitielle de l'eau et de la concentration de soluté chimique causent le mouvement de l'humidité dans l'échantillon. Cette infiltration conduit à la saturation du sol et à la diminution de la concentration de soluté car le liquide entrant est à basse concentration relativement à celle du liquide interstitiel original. Les déformations produites durant ce processus sont dues à la variation de la succion et de la concentration de soluté chimique. A la saturation, le gradient de concentration de soluté chimique est toujours présent, ce qui veut dire que le soluté continue à pénétrer l'échantillon jusqu'à que la concentration de soluté atteigne la valeur de 10^{-5} mol/m^3 dans l'ensemble de l'échantillon. A partir de la saturation de l'échantillon, les déformations sont dues uniquement à la variation de la concentration de soluté chimique. La figure (8.19) montre aussi la composante de déformation produite par la variation de la succion, ceci illustre l'amplitude des déformations produites par la variation de la concentration de soluté chimique relativement à ceux induites par la succion.

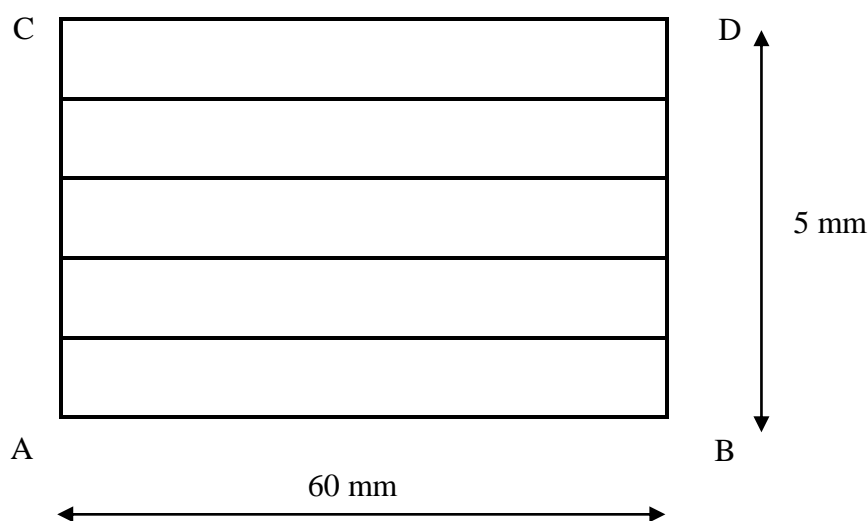


Figure 8.18 Maillage par éléments finis

La quantité globale de gonflement produite en terme de déformation volumétrique est égale à 284%. Cette déformation totale représente la somme des déformations produites par la variation de la succion et de la concentration de soluté chimique. La valeur de la déformation reportée par Komine et Ogata (1994) pour cette bentonite compactée est de 285%. Cette excellente corrélation démontre la capacité du modèle à utiliser des relations empiriques pour simuler des essais expérimentaux.

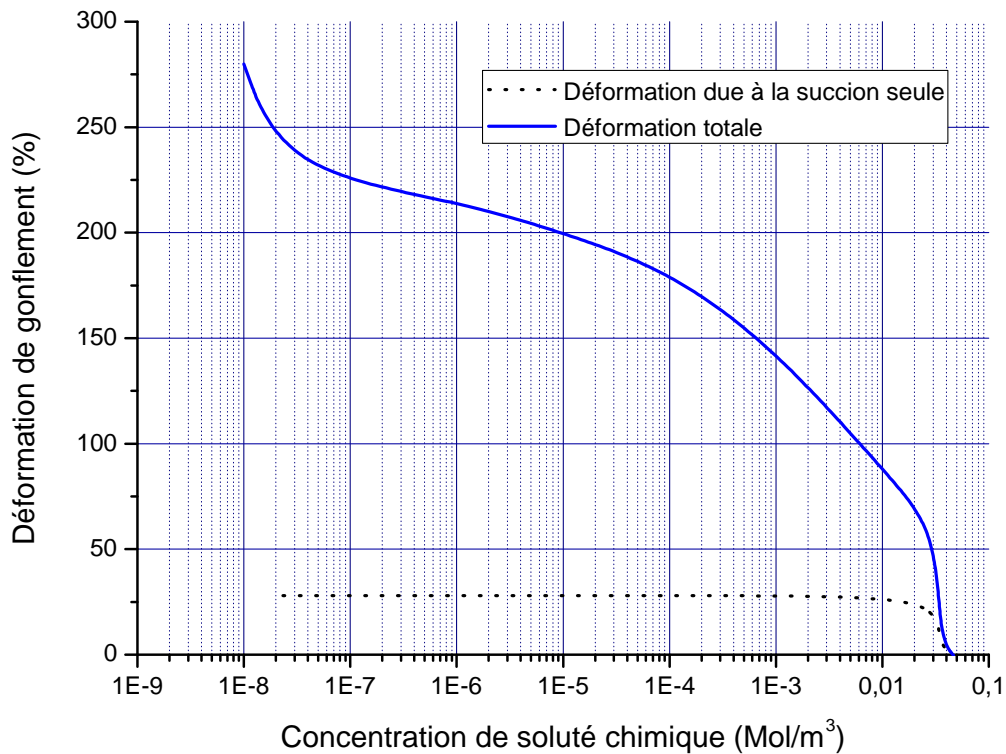


Figure 8.19 Déformation de gonflement en fonction de la concentration de soluté chimique

8.9. Conclusion

Dans ce chapitre, la simulation des séries d'essais sur différents types de sol a été réalisée. Les résultats présentés dans ce chapitre ont été très encourageant du fait que certaines simulations des essais ont prédit correctement les tendances du comportement observé, et pour les autres, ont donné un bon niveau de corrélation entre les résultats prédits et mesurés, ce qui démontre l'aptitude du modèle proposé à reproduire avec succès plusieurs situations expérimentales observées.

Cependant, des données expérimentales supplémentaires sont requises afin de mieux développer le modèle étudié et produire qualitativement des résultats numériques corrects.

Néanmoins, les modèles proposés ont prouvé leur aptitude à représenter un aspect important du comportement physique des sols gonflants, tout particulièrement l'investigation de la représentation du comportement à la déformation due au potentiel osmotique par le biais de la concentration de soluté chimique.

CONCLUSION GÉNÉRALE

L'objectif de ce travail de thèse est de mieux prendre en compte le gonflement des sols argileux non saturés, du fait de ce qu'ils peuvent engendrer comme dégâts pouvant être très néfastes dans les travaux d'ingénierie d'une part, mais aussi pour la possibilité de les utiliser favorablement, notamment dans la résolution de certains problèmes liés à l'environnement.

Cette étude nous a permis de modéliser et de simuler le comportement hydro-chimico-mécanique dans les sols non saturés. Le transport de soluté dans les sols non saturés en eau joue un rôle important dans les problèmes liés à la pollution du sol et de l'eau souterraine. Dans les argiles, les propriétés mécaniques sont aussi modifiées par les changements de concentration de cations. On perçoit ainsi que le couplage hydro-chimico-mécanique prend une importance croissante.

Nous avons, dans un premier temps, effectué une recherche bibliographique détaillée pour :

- Comprendre le phénomène de gonflement et inventorier les méthodes utilisées pour le caractériser.
- Présenter les différents modèles destinés à prendre en compte les phénomènes de gonflement.
- Analyser les différents aspects des sols non saturés et évaluer les approches utilisées afin de modéliser leur comportement hydromécanique.
- Etudier les différents mécanismes des processus géochimiques qui peuvent avoir lieu dans les sols.

La revue bibliographique a mis en évidence la complexité du phénomène de gonflement au niveau microscopique et permis de passer en revue les différents modèles utilisés pour le décrire. De nombreux modèles de sols gonflants ont été présentés, mais la majorité d'entre eux restent non généralisés et permettent de caractériser le gonflement lorsque les écoulements hydrauliques se sont stabilisés.

La compréhension du phénomène de gonflement des argiles peut s'expliquer par la théorie de la double couche qui représente la théorie physico-chimique du système eau-argile. Dans cette étude, la distribution des ions dans la double couche doit être connue comme

première approximation. D'autre part, la distribution du potentiel entre deux feuillets d'argile parallèles est utilisée afin de calculer les forces électrostatiques d'attraction et de répulsion entre les deux plaques d'argile, ce qui permet par la suite d'en déduire la pression de gonflement. Pour ce fait, de nouvelles équations évaluant la déformation au gonflement des argiles actives et la concentration en ions de l'eau interstitielle sont établies

La revue bibliographique a également mis en évidence la complexité du comportement des sols non saturés. Les premières approches de la mécanique des sols non saturés ont visé à étendre l'utilisation d'une contrainte unique, fonction de la contrainte totale et de la succion, qui permet l'extension en contraintes effectives aux sols non saturés. Cependant, la majorité des auteurs utilisent maintenant deux variables de contrainte indépendantes.

Dans la deuxième partie de notre travail, consacrée au développement numérique, nous avons présenté une formulation théorique régissant les phénomènes de transfert couplés d'eau, d'air, de soluté chimique et de déformation dans les sols non saturés. Quatre équations différentielles décrivant les phénomènes de transfert sont obtenues et sont résolues par la méthode des éléments finis pour la discrétisation spatiale, associée à celle des différences finies pour la discrétisation temporelle.

La troisième partie est consacrée à la présentation de quelques résultats de simulations numériques, dont quelques-unes ont été comparées à des résultats d'essais, notamment l'expérience de Liakopoulos de désaturation d'une colonne de sol sablo-argileux et un essai d'imbibition réalisé sur l'argile de Boom. D'autre part, l'étude de l'effet de la concentration de soluté chimique du liquide interstitiel a permis de présenter l'influence du potentiel osmotique sur les sols à haut gonflement. Les exemples présentés ont montré que l'effet de la variation de la concentration de soluté chimique pouvait être présenté par le modèle proposé.

En conclusion, on peut dire que le travail présenté a montré la capacité du modèle proposé à décrire le comportement hydro-chimico-mécanique des sols gonflants, cependant, il est nécessaire de collecter encore plus de données expérimentales afin de développer le modèle à prédire des résultats numériques plus précis.

D'autres perspectives peuvent être prévues afin de développer et d'élargir ce modèle. Parmi lesquelles, on peut citer l'inclusion du cycle thermique, étant donné que la température constitue un facteur dont l'impact compte énormément dans les pays à climat semi aride, où le phénomène de gonflement apparaît le plus souvent. De plus, il s'avère utile d'étendre le programme élaboré dans ce travail, pour une étude élasto-plastique.

Il s'avère aussi nécessaire d'approfondir cette étude en ce qui concerne les coefficients k_c , dont la validité de la loi reste à prouver, ainsi que le coefficient de diffusion en milieu non saturé. D'autre part, il faut introduire l'effet des constituants organiques sur le comportement au gonflement des argiles, ainsi que celui de l'orientation des feuillets. Enfin le passage de deux dimensions à trois dimensions dans le modèle numérique permettre la simulation de problèmes ayant des géométries plus complexes.

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

Aitchison, G.D., (1959) « The strength of quasi-saturated and unsaturated soils in relation to the pressure deficiency in the pore water. » Proc. Of the 4th Int. Conf. on soil mechanics and Foundations Engineering, Londres, pp. 135-139.

Aitchison, G.D., (1965) « Relationship of moisture stress and effective stress functions in unsaturated soils. », Butterworths, London, pp. 47-52.

Alonso, E.E., Battle, F., Gens, A. et Lloret, A. (1988) « Consolidation analysis of partially saturated soils-Application to earthdam construction. » Numerical Methods in Geomechanics, Innsbruck, pp. 1303-1308.

Alonso, E.E., Gens, A. et Josa, A. (1990) « A constitutive model for partially saturated soils. » Géotechnique, n°40, vol. 3, pp. 405-430.

Altemeyer, W.T., (1955) « Discussion Report 516 » Proceedings of A.S.C.E., n°81, 658 pages.

ANDRA, Agence Nationale pour la gestion des déchets Radioactifs (1997). « Etat des connaissances et programme d'expérimentation.

Agence nationale pour la gestion des déchets radioactifs (ANDRA) (2005). Site internet : <http://www.andra.fr/>.

Appelo, C. et Postma, D., (1993) « Geochemistry, groundwater and pollution. », Balkema, 479 p.

Arnold, M., (1984) « The genesis, mineralogy and identification of expansive soils. » Proc. of the 5th Intern. Conf. on soil mechanics and foundation engineering, Adelaide South Australia, pp. 32-36.

Auboiroux, M., (1998) « Affinité de différents cations métalliques (Co^{2+} , Ni^{2+} , Cu^{1+} , Zn^{2+} , Cd^{2+} , Pb^{2+}) pour une montmorillonite calcique. Expérimentation et applications. » Thèse de l'Université de d'Orléans.

Bear, J. et Verruijt, A., (1987) « Modelling groundwater flow and pollution. » Kluwer Academic publisher Group.

Bear, J. et Verruijt, A., (1998) « Modelling groundwater flow and pollution. », Dordrecht, D. Reidel Publishing Company.

Ben Brahim, J., (1985) « Contribution à l'étude des systèmes eau-argile par diffraction des rayons X. Structure des couches insérées et mode d'empilement des feuilletés dans les hydrates homogènes à deux couches d'eau de la beidellite Na. » Thèse de doctorat de l'Université d'Orléans.

- Ben Rhaiem, H., Tessier, D et Pons, C. H., (1986) « Comportement hydrique et évolution structurale et texturale des montmorillonites au cours d'un cycle de dessiccation-humectation; I, Cas des montmorillonites calciques. » *Clay Minerals* 21, 9-29.
- Bérend, I., (1991) « Mécanismes d'hydratation des montmorillonites homoioniques pour des pressions relatives inférieures à 0.95. » Thèse d'Université, Institut National Polytechnique de Lorraine.
- Bereket, G., Arog, A. Z. et Ozel, M. Z., (1997) « Removal of Pb(II), Cd(II), Cu(II), and Zn(II) from Aqueous Solutions by Adsorption on Bentonite. » *J. Colloid Interface Sci.* 187, 338-343.
- Besq, A., (2000) « Ecoulements laminaires de suspensions de bentonite industrielles. Caractérisation rhéométrique - Ecoulements en conduites axisymétriques. Applications aux activités du Génie Civil. » Thèse de doctorat de l'Université de Poitiers.
- Biot, M.A., (1941) « General theory of three dimensional consolidation. » *Jour. Of Applied Physics*, 12(2), pp. 155.
- Bishop, A.W. et Elind, G., (1950) « Undrained triaxial tests on saturated sands and their significance in the general theory of shear strength. » *Géotechnique*, Vol. 2.
- Bishop, A.W., (1959) « The principle of effective stress », *Technisk Ukeflad*, N°. 39.
- Bishop, A.W. et Donald, I.B., (1961) « The experimental study of partly saturated soil in the triaxial apparatus. » *Proceedings of the 5th International conference of soil mechanics and Foundation engineering*, Vol. 1, Paris.
- Bishop, A.W. et Blight, G.E., (1963) « Some aspects of effective stresses in saturated and partly saturated soils. », *Geotechnique*, 13(3), pp.177-197.
- Bocking, K.A et Fredlund, D.G., (1979) « Use of the osmotic tensiometer to measure negative pore water pore pressure. » *Geotechnical Testing Journal*, vol. 2, pp. 3-10.
- Bolt, G.H., (1956) « Physico-chemical analysis of the compressibility of pure clays. », *Geotechnique*, vol. 8, pp. 86-93.
- Booker, J.R. et Savidou, C., (1985) « Consolidation around a point heat source. », *Int. J. for Num. And anal. Methods in Geomechanics*, Vol. 9, pp. 173-184.
- Bradley, W.F., Grim, R.E., et Clark, G. F., (1937) « A study of the behavior of montmorillonite on wetting. » *Zeitschrift für Kristallographie* 97, 260-270.
- Brackley, I.J.A., (1983) « An empirical equation for the prediction of clay heave. » *Proc. of the 7th Asian Regional Conf. of soil mechanics and foundation engineering*, Haifa, pp. 8-14.
- Burland, J.B., (1965) « Some aspects of the mechanical behaviour of partially saturated soils. » In *Moisture equilibria and moisture changes beneath covered areas*, pp. 270-278, Australia, Butterworths.

Chapman, D. L., (1913) "A contribution to the theory of electrocapillarity" *Philos. Mag.* 6, pp. 475-481.

Chapman, N. et Tassoni, E., (1985) « Feasibility studies for a radioactive waste repository in a deep clay formation ». Rapport n°EUR 10061. Luxembourg : office for official publications of the European communities. ISBN : 92-852-5675-1. 200p.

Chen, F.H., (1975) « Foundations on expansive soils ». Amsterdam : Elsevier ISBN : 0-444-41393-6. *Developments in Geotechnical Engineering*, vol. 12, pp. 280.

Childs, E.C. et Collis-George, N., (1950) « The permeability of porous materials. » *Proc. R. Soc., London*, 1950, 201 A, pp. 392-405.

Childs, E.C., (1969) « An introduction to the physical basis of the soil water phenomena ». Couvillion, R.J. et Hartley, J.G., (1986), "Drying front movement near low intensity impermeable underground heat sources", *Journal of heat transfer, ASME*, 108, pp. 182-189.

Cleall, R. (1998), "Investigation into expansive soils", These de Ph.D, Cardiff University, Wales.

Croney, D. et Coleman, J.D., (1958) « The movement and distribution of water in soil in relation to highway design and performane. » Highway Research Board special report N°40, Washington D.C.

Darcy, H., (1856) "Les fontaines publiques de la ville de Dijon", V. Dalmont, Paris, pp. 590-594.

Delage, P. et Cuit. Y.J., (2000) « L'eau dans les sols non saturés. » *Technique de l'ingenieur, traité Construction*, C301, pp. 1-20.

Derriche, Z., Iguechtal, L. et Tas, M., (1999) « Comportement des ouvrages dans les argilesexpansives d'In-Aménas. » *Revue Française de Géotechnique*, n°8957, pp.55-65.

Didier, G., (1972) "Gonflement cristallin des montmorillonites. Sa prévision," Thèse de l'Université Claude Bernard, Lyon.

Djedid, A., Bekkouche, A. et Aissa Mamoune, S.M., (2001) « Identification et prévision du gonflement de quelques sols de la région de Tlemcen (Algérie). *Bulletin de liaison des laboratoires des Ponts et Chaussées*, vol. 233, pp. 67-75.

Dormieux L., Barboux P., Coussy O. et Dangla P. (1995) « A macroscopic model of the swelling phenomenon of a saturated clay. » *Eur. J. Mech., A/Solids*, 14(6), pp 981-1004.

Driscoll, R., Katkhuda, I.E.D., Salem, A. et Longworth, T.I., (1984) « Geotechnical properties of expansive clay soils in northern Jordan » *Proc. of the 5th Intern. Conf. on expansive soils*, Adelaide South Australia, pp. 46-47.

Dzialowski, A., Hale, A. et Mahajan, S., (1998) « Lubricity and wear of shale : Effects of drilling fluids and mechanical parameters. » *Society of Petroleum Engineers*, (25730).

- Edil, T.B. et Motan, S.E., (1984) « Laboratory evaluation of soil suction components. » *Geotechnical Testing Journal*, vol.7, pp. 173-181.
- Einstein, H. et Bishoff. N., (1975) « Dimensionnement des tunnels en roche gonflante. » *Tunnels et ouvrages en souterrains*, vol. 15, pp. 109–119.
- Egloffstein, T. A., (2001) "Natural bentonites--influence of the ion exchange and partial desiccation on permeability and self-healing capacity of bentonites used in GCLs" *Geotextiles and Geomembranes* 19, pp. 427-444.
- Einstein, H.H. et Bishoff, N., (1976) « Dimensionnement des tunnels en roche gonflante. » *symposium de mécanique des roches, Minneapolis-Minnesota, U.S.A.*
- Faisandier, K., (1997) "Analyse multiéchelle de dispersion de montmorillonites par diffusion des rayons X. Relations entre structure, texture et propriétés macroscopiques de gonflement," Thèse de l'Université de d'Orléans.
- Faisandier, K., Pons, C. H., Tchoubar, D. et Thomas, F., (1998) "Structural organization of Na- and Kmontmorillonite suspensions response to osmotic and thermal stresses" *Clays and Clay Minerals* 46, pp. 636-648.
- Fick, A., (1855), *Ann Der. Phys., Leipzig*, (94): 59-86.
- Fredlund, D.G. et Morgenstern, N.R., (1977) « Stress state variables for unsaturated soils. » *ASCE, Journal of the geotechnical engineering division*, GT5, n°103, pp. 447-466.
- Fredlund, D.G., Morgenstern, N.R. et Widger, R.S., (1978) « The shear strength of unsaturated soils.» *Canadian Geotechnical Journal*, vol. 15, n°3, pp. 313-321.
- Fredlund, D.G., (1979), « Appropriate concepts and technology for unsaturated soils”, *Canadian. Geotechnical Journal.*,vol. 16, pp. 121-139.
- Fredlund, D.G., (1987) « The stress state for expansive soils. » *Proceeding of the 6th International conference en expansive soils, New Delhi*, vol2., pp. 524-533.
- Fredlund, D.G. et Rahardjo, H., (1993) « Soil mechanics for unsaturated soils. » *A Wiley Interscience Publication, John Wiley and Sons, Inc.* 517 pages.
- Fredlund, D.G. et Xing, A., (1994) « Equation for the soil-water characteristics curve. » *Canadian Geotechnical Engineering Journal.*, n°31, pp. 521-532.
- Fredlund, D.G., (2000) « The 1999 R.M. Haedy Lecture : The implementation of unsaturated soil mechanics into geotechnical engineering. » *Canadian Geotechnical Journal.*, n°37, pp. 963-986.
- Fung, Y.C., (1969) « A first Course in continuum mechanics. » *Prentice-Hall, Inc. Englewood Cliffs, N.J.*

- Gaines, G.L. et Thomas, H.C., (1953) « Adsorption studies on clay minerals : II. A formulation of the thermodynamics of exchange adsorption. » *J. Chem. Phys.*, vol. 21, pp. 714-718.
- Gapon, E., (1933) « On the theory of exchange adsorption in soils. » *J. Gen. Chem. USSR* (Eng. Translation), vol. 3, pp. 144-163.
- Gardner, R., (1937) « A method for measuring the capillary tension of soil moisture over a wide moisture range. » *Soil Science*, vol. 43, pp. 227-283.
- Gens, A. et Olivella, S., (2001) « Clay barriers in radioactive waste disposal », *Revue Française de Génie Civil*, vol. 5-6, pp. 845-856.
- Geraminegad, M. et Saxena, S., (1986), "A coupled thermo-elastic model for saturated-unsaturated porous media", *Geotechnique J.*, 36(4), pp. 539-550.
- Glaeser, R., (1953) "Complexes organo-argileux et rôle des cations échangeables." Thèse de doctorat d'état de l'Université Paris VI.
- Greenkorn, R.A., (1983) « Flow phenomena in porous media. » Marcel Dekker Inc., New York.
- Gouy, G., (1910) « Sur la constitution de la charge électrique à la surface d'un électrolyte. » *Annale de Physique, Paris, Série 4*, vol. 9, pp. 457-468.
- Grahame, D. C., (1947) "The electrical double layer and the theory of electrocapillarity" *Chem. Rev.* 41, pp. 441-501.
- Grob, H., (1972) « Swelldruck in Belchen tunnel. » *International Symposium on Underground Openings, Lucerne*, pp. 99-119.
- Guan. Y. et Fredlund. D.G., (1997) « Use of the tensile strength of water for the direct measurement of high soil suction. » *Revue Canadienne de Géotechnique*, vol. 34, pp. 604-614.
- Güven, N. and Pollastro. R. M., (1992) « Clay-water interface and its rheological implications. » vol. 4. CMS Workshop Lectures. The Clay Minerals Society. Boulder, Colorado, USA.
- Hadas, A., (1964) « Deviations from Darcy's law for the flow of water in unsaturated soils. » *Int. J. Agric. Res.* 14, pp. 159-168.
- Hendricks, S. B., Nelson R. A. et Alexander, L. T. (1940) "Hydration Mechanism of the Clay Mineral Montmorillonite Saturated with Various Cations" *J. Am. Chem. Soc.* 62, pp. 1457-1464.
- HO, D.Y.F. et Fredlund, D.G., (1989) « laboratory measurement of the volumetric deformation moduli for two unsaturated soils » *Proc. 2nd Can. Geo. Conf.*

- Holtz, W.G. et Gibbs., H.B., (1956) « Engineering properties of expansive clays. » Transaction of ASCE, Vol. 121, pp. 641-677.
- Houston, S.L., Houston, W et Wagner, A.M., (1994) « Laboratory filter paper suction measurements. » Geotechnical Testing Journal, vol. 17, pp. 185-194.
- Huder, J. et Amberg, G., (1970) « Quellung in Mergel, Opalinuston und Anhydrit. » Schweizerische Bauzeitung, N°45, PP. 975-980.
- Jennings, J.E.B. et Burland, J.B., (1962),” Limitations to the use of effective stresses in partly saturated soils”, Geotechnique, vol. 12, pp. 125-144.
- Jones, D.E. et Holtz, W.G., (1973) « Expansive soils-the hidden disaster », Civil Engineering, ASCE, 43(8) : pp. 49-51.
- Jozja, N., (2003) " Etude des matériaux argileux Albanais. Caractérisation "multi-échelle" d'une bentonite magnésienne. Impact de l'interaction avec le nitrate de plomb sur la perméabilité." Thèse de doctorat de l'Université d'Orléans.
- Kamon, M. et Katsumi, T., (2001) « Clay liners for waste landfill », Int. Symp. On suction, swelling, permeability and structure of clays, Shizuoka, Japan, pp. 29-45.
- Katou, (1997) Personnel communication.
- Kiehl, J.R., (1990) « Ein dreidimensionales Quellgesetz und seine Anwendung auf den Felshohlraumbau. » Proceeding of the 9th Natn. Felsmechanik Symp. Aachen, Allemagne. pp. 187-207.
- Komine, H. et Ogata, N., (1994) « Experimental study on swelling characteristics of compacted bentonite » Canadian. Geotechnical Journal., 31, pp. 478-489.
- Komine, H. et Ogata, N., (1996) « Prediction for swelling characteristics of compacted bentonite » Canadian. Geotechnical Journal,vol. 33, pp. 11-22.
- Komornik, A. et David, D., (1969) « Prediction of swelling pressure of clays. » Journal of soil mechanics and Foundation Engineering Division, ASCE, Vol. 95, n°1, pp. 209-225.
- Kozaki, T., Sato, H., Sato, S. et Ohashi, H., (1999) "Diffusion mechanism of cesium ions in compacted montmorillonite" Engineering Geology 54, 223-230.
- Kozaki, T., Fujishima, A., Saito, N., Sato, S. et Ohashi, H., (2005) "Effects of dry density and exchangeable cations on the diffusion process of sodium ions in compacted montmorillonite" Engineering Geology 81, pp. 246-254.
- Lal, M., (1999) « Shale stability : drilling fluid interaction and shale strength. » Society of Petroleum Engineers, (54356).
- Le Pluart, L., (2002) « Nanocomposites Epoxyde/amine/montmorillonite:Rôle des interactions sur la formation, la morphologie aux différents niveaux d'échelle et les propriétés

mécaniques des réseaux," Thèse de doctorat de L'Institut National des Sciences Appliquées de Lyon.

Leyama, M., (2001) "Etude de l'écoulement des suspensions de bentonite," Thèse de doctorat de l'ULP.

Li, H., Wei, S., Qing, C. and Yang, J., (2003) "Discussion on the position of the shear plane" *J. Colloid and Interface Science* 258, pp. 40-44.

Liakopoulos, A.C., (1965) « Transient flow through unsaturated porous media. » Thèse de doctorat. Université de Californie, 216 pages.

Lloret, A. et Alonso, E.E., (1980), "Consolidation of unsaturated soils including swelling and collapse behaviour", *Geotechnique*, vol. 30, pp. 449-477.

Lloret, A. et Alonso, E.E., (1985) « State surface for partially saturated soils », *Proc. 11th Int. Conf. Soil. Mech. Engng, San Fransisco, Vol. 2, pp. 557-562.*

Luckham, P. F. et Rossi, S., (1999) « Colloidal and rheological properties of bentonite suspensions" *Adv.Colloid Interface Sci.* 82, 43-92.

Maswoswe, J., (1985), "Stress paths for compacted soil during collapse due to swelling", Thèse de Ph.D., University of London, pp. 1-484.

Matyas, E.L. et Radhakrishna, H.S., (1968) « Volume change characteristics of partially saturated soils. » *Géotechnique*, vol. 18., n°4, pp. 129-145.

Matyas, E.L. et Radhakrishna, H.S., (1968) « Volume change characteristics of partially saturated soils. » *Géotechnique*, vol. 18., n°4, pp. 432-448.

Mering, J., (1949) "L'interférence des rayons X dans les systèmes à interstratification désordonnée." *Acta Cryst.* 2, 371-377.

Mering, J. et Oberlin, A., (1971) "The smectites" in "The Electron-Optical Investigation of Clays". J. A. Gard Eds., Mineralogical Society, London. p195.

Missoum, H., Bendani, K., Achour, B. et Thomas, H.R., (1998) « Modélisation et simulation des transferts simultanés de chaleur, d'humidité et d'air dans les milieux poreux déformables » *Revue Internationale des technologies avancées CDTA°*, N°10, 14-22.

Mitchell, J.K., (1993) « Fundamentals of soil behaviour », 2nd edition, John Wiley and sons, New York.

Morgenstern, N.R., (1979) « Contribution to Panel Discussion, Session IV, Properties of compacted soils. » *Proceedings of the 4th International conference on expansive soils, Denver, vol. 1, pp. 192-193.*

Morgenstern, N.R. et Balasubramanian, B.,(1980) « Effet of pore fluid on the swelling of clay-shale. » *Proc. 4th Int. Conf. Exp. Soils. Vol. 1, pp. 190-205, Denver.*

- Nielson, D.R, Van Genuchten, M. et Biggar, J.W., (1986) « Water flow and transport processes in the unsaturated zone », *Water Resour. Res.*, 22(9), pp. 89-109.
- Norrish, K., (1954) "The swelling of montmorillonite" *Disc. Faraday Soc.* 18, pp.120-134.
- Onaisi, A., Durand, C. et Audibert, A., (1994) « Role of hydration state of shales in borehole stability studies ». *Eurock 94*, pp. 275–284.
- Owen, D.R.J. et Hinton, E. (1980) « Finite elements in plasticity : Theory and practice. » Pineridge press Ltd., Swansea.
- Philipponat, G., (1991) « Retrait- gonflement des argiles, proposition de méthodologie. » *Revue Française de Géotechnique*, n°57, pp.5-22.
- Pédro, G., (1994) "Les minéraux argileux" dans "Pédologie (2 - Constituants et propriétés du sol)". Eds. Duchaufour Ph. et Southier B. Masson, Paris 665p, 47-64.
- Pollock, D.W., (1986),” Some aspects of the mechanical behaviour of partially saturated soils ”, In *Moisture equilibria and moisture changes beneath covered areas*, pp. 270-278, Australia, Butterworths.
- Pons, C. H., (1980) "Mise en évidence des relations entre la texture et la structure dans les systèmes eau smectites par diffusion aux petits angles du rayonnement synchrotron," Thèse de doctorat de L'Université d'Orléans.
- Pons, C. H., Ben Rhaiem, H., Tessier, D. et Clinard, C., (1987) "Apport de la diffusion aux petits angles de rayons X à l'étude de la microstructure des matériaux argileux" dans "Micromorphologie des sols, Proc. VII Int. Meet. Micromorphology", 37-42.
- Ramesh, A.D., (1996) « Modelling the termo/hydraulic/mechanical behavior transfer in unsaturated soils, using an elasto-plastic constitutive relationship » Ph.D. thesis, school of engineering, University of Wales, Cardiff.
- Ranganatham, Satyanarayna, (1965) « A rational method of predicting swelling potential for compacted expansive clays. » *Proc. of the 6th Intern. Conf. on soil mechanics and foundation engineering*, Montréal, pp. 92-96.
- Richards, L.A., (1931) « Capillary conduction of liquids through porous medium. » *Physics* 1., pp. 318-333.
- Richards, B.G., Peter, P. et Martin, R., (1984) « The determination of volume change properties in expansive soils. » *Proc. 5th Int. Conf. Exp. Soils*, pp. 179-186. Adelaide.
- Ridley, A.M. et Burlund. J.B., (1993) « A new instrument for the measurement of soil moisture suction. » *Géotechnique*, vol. 43, pp. 321-324.
- Ridley, A.M et Wray, W.K., (1995) « Suction measurement : a revue of current theory and practices » *Proc. 1st Int. Conf. on Unsaturated Soils*, Paris. ISBN : 90-5410-583-6. vol. 3, pp. 1293-1322.

- Robinet, J.C. et Pasquiou, A., (1998) « Etudes des transferts hydriques entre le massif argileux et les excavations dans un laboratoire souterrain pour le stockage de déchets radioactifs. » Essai Phebus. Commission européenne.
- Seed, H.B., Mitchell, J.K. et Chan. C.K., (1962) « Studies of swell nd swelling pressure characteristics of compacted clays. » HBR Bull, vol. 313, pp. 12-39.
- Sridharan, A. et Jayadeva, M.S., (1982) "Double layer theory and compressibility of clays", *Geotechnique*, vol. 32(2), pp.133-144.
- Sridharan, A. et Prakash, K., (2000) « Classification procedures for expansive soils. » *Proc. Instn. Civ. Engrs. Geotech. Engng*, 2000, pp. 235-240.
- Stern, O., (1924) "Zur theorie der elektrolytischen doppelschicht" *Zeit. Elektrochem.* 30, pp. 508-16.
- Swartzen-Allen, S. L. et Matijevic, E., (1974) "Surface and colloid chemistry of clays" *Chem. Rev.* 74, 385-400.
- Tessier, D., (1975) "Recherches expérimentales sur l'organisation des particules dans les argiles. Application à l'étude de 4 pâtes argileuses "calciques" en voie de dessiccation," Thèse ingénieur CNAM, Paris.
- Thomas, H.R. et Rees, S.W., (1990) "Modelling field infiltration into unsaturated clay", *J. Geotechnical Engrg., ASCE*, 116(10).
- Thomas, H.R et King, S.D., (1991) "Simulation of fluid flow and energy processes associated with high level radioactive waste disposal in unsaturated alluvium", *Water Ressour. Res.*, Vol. 22(5), pp. 765-775.
- Thomas, H.R. et He, Y., (1995) « Analysis of coupled heat, moisture and air transfer in a deformable unsaturated soil » *Geotechnique* 45, N°4 ; pp.677-689.
- Thomas, H.R., Alonso, E.E., Gens, A., (1995) « Modelling thermo/hydraulic/mechanical processes in the containment of nuclear waste ». 1st Int. Conf. On unsaturated soils, Paris, pp. 1135-3141.
- Thomas, H.R. et Missoum, H., (1999) "Three-dimensional coupled heat, moisture and airtransfert in a deformable unsaturated soil", John Wiley and sons, New York.
- Touret, O., Pons, C. H., Tessier, D. et Tardy, Y., (1990) "Etude de la répartition de l'eau dans des argiles saturées Mg^{2+} aux fortes teneurs en eau" *Clay Minerals* 25, pp.217-233 .
- Tripathi, V.S., (1987) « An algorithm and Fortran program Chemequi-2 for calculation of complex equilibria.» *Talanta*, 33, pp. 1015-1020.
- Vachauld, G., Gaudet, J.P. et Kuraz, E., (1974) « Air and water flow during ponded infiltration in a bounded column of soil. » *Journal of hydrology*, 22, pp. 89-108.

- Vandangeon, p., (1992) « Exemples de sinistres en région parisienne. » Revue Française de Géotechnique, n°58, pp.892-898.
- Van der Merwe, D.H., Hugo, F. et Steyn, A.P., (1980) « The pretreatment of clay soils for road construction. » Proc. of the 4th Intern. Conf. of expansive soils, Denver, pp. 361-382.
- Van Olphen, H., (1963) "An Introduction to Clay Colloid Chemistry" Ed. Inter science, New York.
- Van Olphen, H., (1977) "An Introduction to Clay Colloid Chemistry" Willey, New York.
- Van Oort, E., Hale, A.H. et Mody, F.K., (1996) « Transport in shales and the design of improved water based shale drilling fluids. » SPE, Drilling and Completion, pp. 137-146.
- Verdel, T., (1993) « Géotechnique et monuments historiques. » Thèse de Doctorat, Institut National Polytechnique de Lorraine, France, pp. 282.
- Vaziri, H.H. et Byrne, P.M., (1990), "Numerical analysis of oil sand under non isothermal conditions", Canadian Geotechnical Journal., vol. 27, pp. 802-812.
- Vijayvergiya, V.N. et Ghazzaly, O.I., (1973) « Prediction of swelling potentiel for natural clays. » Proc. of the 3rd Intern. Conf. of expansive soils, vol. 1, Haifa, pp. 227-236.
- Williams, A.A.B. et Donaldson. G.W., (1980) « Building on expansive soils in South Africa. » Proc. of the 4th Intern. Conf. of expansive soils, Denver, pp. 834-844.
- Wittke, W., (1979) « Fundamentals for the design and construction of tunnels in swelling rock. » 4th International Congress on Rock Mechanics, Montreux.
- Wittke, W., (1990) « Rock Mechanics : Theory and Application with Case Histories. » Springer, Verlag, pp. 318-322.
- Wroth, C.P. et Houlsby, G.T., (1985) « Soil mechanics : Property characterization and analysis procedures. » Proc. 11th Int. Conf. on soil Mech. Found. Eng., San Fransisco. ISBN : 99-6191-560-0. pp. 1-55.
- Yong, R.N. et Warkentin, B.P., (1975) "Soil properties and behaviour", American Elsevier Publishing Company, New York.
- Yong, R.N., Mohamed, A.M.O. et Warkentin, B.P., (1992) « Principles of contaminant transport in soils. » Elsevier Science B.V. Amsterdam.
- Zienkiewicz, O.C. et Morgan, K., (1983) "Finite element and approximations", John Wiley and sons, New York.
- Zienkiewicz, O.C. et Taylor, R.L., (1989), "The finite element method", Mc Graw Hill Publishing.
- Zienkiewicz, O.C. et Taylor, R.L., (2000) « The finite element method. » 5th Edition, Butterworth-Heinemann, Oxford, UK.