HAL
open science

Prise en compte du gonflement des terrains dans le dimensionnement des revêtements des tunnels

Frédéric Bultel

To cite this version:

Frédéric Bultel. Prise en compte du gonflement des terrains dans le dimensionnement des revêtements des tunnels. Sciences de l'ingénieur [physics]. Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, 2001. Français. NNT : . tel-00001859

HAL Id: tel-00001859

https://pastel.hal.science/tel-00001859v1

Submitted on 8 Feb 2003

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

ECOLE NATIONALE DES PONTS ET CHAUSSEES

THESE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR

DE

L'ECOLE NATIONALE DES PONTS ET CHAUSSEES

Spécialité : **GEOTECHNIQUE**

PRISE EN COMPTE DU GONFLEMENT DES TERRAINS POUR LE DIMENSIONNEMENT DES REVÊTEMENTS DES TUNNELS

Présenté par

Frédéric BULTEL

Soutenue le 26 janvier 2001

devant la commission d'examen composée de :

MM.	**R. KASTNER**	**Rapporteur**
	I. SHAHROUR	**Rapporteur**
	P. EGGER	**Examinateur**
	B. GAUDIN	**Examinateur**
	J.P. MAGNAN	**Examinateur**
	A. SAÏTTA	**Examinateur**
	J.F. SERRATRICE	**Examinateur**
	E. LECA	**Directeur de thèse**

Travail préparé au Laboratoire Central des Ponts et Chaussées dans le cadre d'une convention CIFRE avec la société Scetauroute

Je tiens tout d'abord à remercier chaleureusement l'ensemble des personnes qui ont contribué au travail de thèse présenté dans ce mémoire.

La société Scetauroute, représenté par son Département Tunnels et Travaux Souterrains (DTTS) implanté à Annecy, et le Laboratoire Central des Ponts et Chaussées (LCPC) de Paris m'ont donné l'opportunité, dans le cadre d'une convention CIFRE, de réaliser un travail de recherche scientifique appliquée dans un contexte industriel motivant. La mise à disposition de moyens nécessaires à la préparation de la thèse, la disponibilité des différents intervenants et la compétence de l'encadrement scientifique ont contribué à l'intérêt et à la qualité de ce travail.

Ma profonde gratitude s'adresse tout particulièrement à mon Directeur de thèse, Monsieur Eric LECA, directeur adjoint à DTTS, qui m'a accordé sa confiance dans l'élaboration de cette thèse. Tout en suivant de près ma démarche scientifique, il m'a fait partagé son expérience enrichissante dans le domaine des tunnels et m'a prodigué de précieux conseils et encouragements pour mener à bien ce travail.

Je tiens à remercier très vivement et respectueusement Monsieur Jean-Pierre MAGNAN, Professeur à l'Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, Directeur Technique au LCPC, qui m'a fait l'honneur de présider le jury de thèse.

Je présente également mes remerciements à Messieurs Richard KASTNER, Professeur à l'Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, et Isam SHAHROUR, Professeur à l'Ecole Universitaire Des Ingénieurs de Lille, qui ont accepté d'être les rapporteurs de cette thèse.

Je remercie au même titre Messieurs Peter EGGER, Professeur à l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne et Adrien SAÏTTA, Responsable de Pôle au Centre d'Etudes des Tunnels pour avoir participé à l'évaluation de mon travail.

Ce travail doit également beaucoup aux discussions fructueuses que j'ai pu avoir avec un certain nombre de personnes : je citerai, en particulier, Messieurs Bernard GAUDIN, expert géotechnique à DTTS, et Jean-François SERRATRICE, Responsable du laboratoire de Mécanique des Sols et des Roches au Laboratoire Régional des Ponts et Chaussées d'Aix-en-Provence, qui m'ont fait bénéficier de leur connaissances et de leur expérience dans le domaine expérimental et celui des tunnels.

Mes remerciements s'adressent aussi à l'ensemble du personnel de DTTS et du LCPC qui m'ont cordialement accueilli parmi eux. J'ai eu la chance de rencontrer des amis formidables qui m'ont encouragé et soutenu au cours de ces trois dernières années. Qu'ils trouvent ici le témoignage de mon attachement et de mon amitié.

RESUME

Au cours des dernières décennies, les retours d'expérience de tunnels ont mis en évidence de nombreux dommages causés par le phénomène de gonflement. Ce phénomène, qui concerne des formations variées très répandues dans les ères géologiques (terrains argileux ou anhydrite), est susceptible d'affecter un certain nombre de tunnels futurs. Cette thèse envisage de mettre au point une méthodologie de calcul des revêtements de tunnels en terrain gonflant.

En s'inspirant des retours d'expérience et des méthodes existantes, une loi de comportement élastoplastique a été établie pour simuler le développement de gonflement apparaissant dans le massif du fait d'un changement d'état de contraintes et d'une arrivée d'eau. La loi de gonflement supposée élastique et tridimensionnelle relie le logarithme de la contrainte à la déformation, en tenant compte d'une éventuelle anisotropie de gonflement associée à la stratification du terrain.

Après avoir été implanté dans le code par éléments finis CESAR-LCPC, ce modèle de gonflement a été validé à deux niveaux : d'une part, sur un échantillon de matériau gonflant soumis à un essai de gonflement et, d'autre part, sur un ouvrage instrumenté directement concerné par le phénomène de gonflement.

Des essais de gonflement spécifiques permettent d'identifier les différents paramètres de gonflement. Les tentatives de calage de la loi de gonflement ont donné des résultats satisfaisants sur plusieurs matériaux gonflants différents.

La modélisation numérique du tube Nord du tunnel de Chamoise pour lequel les mesures in situ ont mis en évidence le développement du gonflement des marnes sous le radier, a montré une meilleure concordance du modèle de gonflement avec les mesures in situ que les calculs classiques ; en particulier, on a pu retrouver une asymétrie marquée du comportement du radier et obtenir des déplacements dans le massif plus proches de la réalité.

Mots clés : Terrain gonflant, tunnel, modélisation numérique, caractérisation expérimentale, essai Huder-Amberg, retour d'expérience

ABSTRACT

During the last decades, observations in tunnels have reported numerous damages in swelling grounds. This phenomenon concerns various formations spread in geologic eras and may affect future tunnels. This thesis aims at developing a design method for tunnel linings in swelling ground.

Based on information provided by in situ observations, laboratory tests and existing design methods, an elastoplastic behaviour law was been established to simulate the development of swelling in the ground following a change of state of stress and an ingress of water. In this model, the swelling law is assumed elastic and three-dimensional, with the swelling deformation being proportional to the logarithm of stress ; the model takes account of the possible anisotropy of swelling associated with the stratification of the ground.

The model was implemented in the finite element code CESAR-LCPC and was validated on two levels : on the one hand, on a sample of swelling material subjected to a swelling test and, on the other hand, on an instrumented tunnel directly concerned with the swelling phenomenon.

Specific swelling tests were used to identify the different swelling parameters. The calibration of the swelling law gave satisfactory results on several different swelling materials.

The model was then used to analyse the ground response observed on the Northern tube of Chamoise tunnel, for which in situ measurements highlighted the development of the swelling of marls under the invert ; this analysis lead to a closer agreement with the in situ measurements than conventional models ; in particular, the asymmetry of behaviour of invert was well reproduced with the model and computed displacements in the ground were closer to the observed results.

Keywords : Swelling ground, tunnel, numerical modelling, experimental characterisation, swelling test Huder-Amberg, case history

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION GENERALE **1**

PARTIE I : REVUE BIBLIOGRAPHIQUE DU PHÉNOMÈNE DE GONFLEMENT AUTOUR DES TUNNELS **5**

CHAPITRE 1 : ETUDE PHÉNOMÉNOLOGIQUE DU GONFLEMENT 7

1.1 - Introduction 7

1.2 - Nature et structure des sols argileux 8

1.2.1 - Minéralogie des argiles 8
1.2.2 - Structure moléculaire microscopique des argiles 9
1.2.3 - Gonflement interfoliaire et interparticulaire 13

1.3 - Mécanismes de gonflement 14

1.3.1 - Gonflement au sens physico-chimique 14
1.3.2 - Gonflement au sens mécanique 18
1.3.3 - Relations entre la texture du matériau et le gonflement 20
1.3.4 - Cas de l'anhydrite 24
1.3.5 - Conclusion 26

1.4 - Caractérisation en laboratoire du phénomène de gonflement 27

1.4.1 - Définition des paramètres de gonflement 27
1.4.2 - Méthodes indirectes de caractérisation 28
1.4.3 - Essais de gonflement en laboratoire 36
1.4.4 - Aspects phénoménologiques du gonflement 42
1.4.5 - Commentaires et recommandations générales 50

1.5 - Conclusion 53

CHAPITRE 2 : RETOURS D'EXPÉRIENCE DE TUNNEL 55

2.1 - Introduction 55

2.2 - Définition du gonflement autour d'un tunnel 56

2.3 - Observations in situ 57

2.3.1 - Cas A : Tunnel de Bözberg (Suisse) 58
2.3.2 - Cas B : Tunnel de Belchen (Suisse) 59
2.3.3 - Cas C : Tunnel San Donato (Italie) 60
2.3.4 - Cas D : Tunnel sur le barrage de la rivière Saskatchewan (Canada) 62
2.3.5 - Cas E : Galerie de reconnaissance du tunnel de Chamoise (France) 63
2.3.6 - Synthèse 64

2.4 - Techniques de construction en terrain gonflant 66

2.4.1 - Dimensionnement passif 67
2.4.2 - Dimensionnement actif 68
2.4.3 - Dimensionnement intermédiaire 69

2.5 - Conclusion 70

CHAPITRE 3 : MÉTHODES DE CALCUL EXISTANTES POUR L'ÉTUDE DES TUNNELS 71

3.1 - Introduction 71

3.2 - Modèles basés sur une loi de gonflement 72

3.2.1 - Méthodes semi-empiriques 72
3.2.2 - Méthodes de calcul par éléments finis 76
3.2.3 - Méthode semi-analytique de Gysel (1987) 79

3.3 - Approches phénoménologiques 81

3.3.1 - Modèles rhéologiques 81
3.3.2 - Modèles dérivés 82

3.4 - Modèles hydromécaniques 83

3.4.1 - Cadre général 83
3.4.2 - Présentation des méthodes existantes 84
3.4.3 - Présentation du modèle d'Anagnostou (1993) 85

3.5 - Conclusion 92

PARTIE II : MODELISATION DU GONFLEMENT DANS LES CALCULS DE DIMENSIONNEMENT DE TUNNELS 95

CHAPITRE 4 : MÉTHODE DE CALCUL ANALYTIQUE DU GONFLEMENT ..... POUR L'ÉTUDE DES TUNNELS 97

4.1 - Introduction 97

4.2 - Présentation de la méthode convergence - confinement 98

4.3 - Présentation de l'approche analytique 100

4.3.1 - Définition du problème 100
4.3.2 - Milieu élastoplastique parfait 101
4.3.3 - Prise en compte du gonflement 102

4.4 - Application de la méthode de calcul analytique 104

4.4.1 - Etude de plusieurs tunnels français 105
4.4.2 - Etude particulière pour le tunnel du Mont Sion 107

4.5 - Conclusion 110

CHAPITRE 5 : PRÉSENTATION D'UN MODÈLE NUMÉRIQUE DE GONFLEMENT 111

5.1 - Introduction 111

5.2 - Choix d'un modèle de gonflement 111

5.3 - Description de la loi de gonflement 113

5.3.1 - Pression de gonflement 114
5.3.2 - Indice de gonflement 115
5.3.3 - Anisotropie de gonflement 115

5.4 - Simulation analytique d'un essai de gonflement 117

5.4.1 - Présentation générale du modèle 117
5.4.2 - Etude de la phase de déchargement 119

5.5 - Conclusions 132

CHAPITRE 6 : IMPLANTATION DE LA LOI DE GONFLEMENT ……..……
DANS LE CODE DE CALCUL CESAR-LCPC 133

6.1 - Introduction 133

6.2 - Description du code de calcul CESAR-LCPC 134

6.2.1 - Pré-processeur MAX 135
6.2.2 - Programme de calcul CESAR 135
6.2.3 - Post-processeur PEGGY 136

6.3 - Programmation de la loi de comportement 136

6.3.1 - Etude de la loi élastique de gonflement 137
6.3.2 - Prise en compte de la plasticité 138
6.3.3 - Intégration de la loi de comportement dans le module MCNL 142
6.3.4 - Description des méthodes de résolution numérique 145

6.4 - Etude numérique du déchargement mécanique et comparaison avec la solution analytique 150

6.4.1 - Influence du maillage sur les résultats numériques 150
6.4.2 - Influence de la méthode de résolution 152
6.4.3 - Comparaison des résultats numériques avec la solution analytique 154

6.5 - Conclusions 157

PARTIE III : APPLICATIONS DU MODELE DE GONFLEMENT……..…..159

CHAPITRE 7 : CALAGE DE LA LOI DE COMPORTEMENT SUR LES ESSAIS DE GONFLEMENT 161

7.1 - Introduction 161

7.2 - Description de la procédure expérimentale à l'œdomètre "K_o" 162

7.2.1 - Présentation de l'œdomètre K_o à haute pression 162
7.2.2 - Procédure d'essai 163

7.3 - Calage des paramètres de gonflement sur les essais 165

7.3.1 - Description de la méthodologie de calage 165
7.3.2 - Applications de la méthodologie de calage 170
7.3.3 - Comparaison des résultats 177

7.4 - Simulation de la phase de déchargement 178

7.4.1 - Description du modèle numérique 178
7.4.2 - Analyse des résultats obtenus pour la marne de Chamoise 180
7.4.3 - Analyse des résultats obtenus pour la molasse du Mont Sion et les marnes de Tartaiguille 182
7.4.4 - Analyse globale des travaux de calage 184

7.5 - Etude d'une deuxième méthode de calage 185

7.5.1 - Modification de la méthodologie de calage 185
7.5.2 - Application de la nouvelle méthode de calage aux essais de Chamoise 186
7.5.3 - Application à la molasse du Mont Sion 188
7.5.4 - Applications au cas de la marne de Tartaiguille 189
7.5.5 - Etude de la plasticité 191

7.6 - Conclusion 195

CHAPITRE 8 : ANALYSE D'UN OUVRAGE INSTRUMENTÉ - LE TUNNEL DE CHAMOISE - 197

8.1 - Introduction 197

8.2 - Analyse du comportement à long terme de l'ouvrage 198

8.2.1 - Contexte général du tunnel de Chamoise.....198
8.2.2 - Analyse des mesures in situ 204
8.2.3 - Conclusions.....210

8.3 - Modélisation numérique du tube Nord 210

8.3.1 - Configuration géotechnique et géométrie de l'ouvrage.....210
8.3.2 - Caractéristiques mécaniques des matériaux.....212
8.3.3 - Présentation du calcul numérique.....214

8.4 - Analyse des résultats numériques 217

8.4.1 - Influence du gonflement.....217
8.4.2 - Etude paramétrique complémentaire.....229

8.5 - Conclusions.....233

CONCLUSIONS GENERALES.....235

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES 239

ANNEXE A : PROCÉDURES D'ESSAIS NORMALISÉES.....247

ANNEXE B : MATÉRIELS UTILISÉS POUR LES ESSAIS DE GONFLEMENT.....255

ANNEXE C : DÉTERMINATION DE LA COURBE CARACTÉRISTIQUE DU TERRAIN261

ANNEXE D : SOLUTION ANALYTIQUE D'UN ESSAI DE GONFLEMENT.....269

ANNEXE E : PROGRAMMATION DE LA LOI ÉLASTOPLASTIQUE DE GONFLEMENT DANS LE MODULE DE RÉSOLUTION MCNL.....279

ANNEXE F : RÉSULTATS OBTENUS AVEC LA DEUXIÈME MÉTHODOLOGIE DE CALAGE.....289

NOTATIONS

Nous donnons ci-dessous les principales notations utilisées dans ce mémoire.

La convention adoptée pour définir les contraintes et les déformations correspond à la convention de la Mécanique des Sols.

$\underline{\underline{\sigma}}$ (ou σ_{ij})	tenseur des contraintes totales
$\underline{\underline{\sigma}}'$ (ou σ'_{ij})	tenseur des contraintes effectives
σ_1, σ_2, σ_3	contraintes principales (positives en compression) avec $\sigma_1 \geq \sigma_2 \geq \sigma_3$
σ_r, σ_θ, σ_y	état de contraintes dans un repère axisymétrique
σ_{xx}, σ_{yy}, σ_{zz}	état de contraintes dans un repère cartésien
σ_v, σ_h	contraintes verticale et horizontale (dans l'œdomètre)
σ_{vo}, σ_{ho}	contraintes verticale et horizontale initiales
p	contrainte moyenne $\left(p = \dfrac{\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3}{3}\right)$
u	pression interstitielle
h	charge hydraulique
k	coefficient de perméabilité du terrain
$\underline{\underline{\varepsilon}}$	tenseur des déformations totales
ε_1, ε_2, ε_3	déformations principales (positives en compression)
ε_{xx}, ε_{yy}, ε_{zz}	déformations principales dans un repère cartésien
u_r	déplacement radial dans un repère axisymétrique
ε_{vol}	déformation volumique $\left(\varepsilon_{vol} = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \varepsilon_3 = -\dfrac{\Delta V}{V}\right)$
ε_v, ε_h	déformations verticale et horizontale ($\varepsilon_v = -\dfrac{\Delta h}{h}$ dans un œdomètre)
$\underline{\underline{\underline{\underline{D}}}}^{EL}$	matrice d'élasticité
$\underline{\underline{\underline{\underline{D}}}}^{EP}$	matrice d'élastoplasticité
σ_g	pression de gonflement
$\underline{\underline{\varepsilon}}^{el}$	tenseur des déformations élastiques $\left(\underline{\underline{\varepsilon}}^{el} = \underline{\underline{\varepsilon}}^{H} + \underline{\underline{\varepsilon}}^{g}\right)$
$\underline{\underline{\varepsilon}}^{H}$	tenseur des déformations élastiques avec la loi de Hooke
$\underline{\underline{\varepsilon}}^{g}$	tenseur des déformations de gonflement
ε_g	déformation de gonflement déterminée à l'œdomètre

C_g (ou B_g)	indice de gonflement (avec $C_g = 2{,}3\ B_g$)
k_g	gonflement libre obtenu à l'œdomètre
$\underline{\underline{\beta}}$	tenseur d'anisotropie
β	facteur d'anisotropie
$\underline{n}$	vecteur normal à la stratification
$\underline{p}$	vecteur parallèle à la stratification
β_n	anisotropie normale à la stratification $\left(\beta_n = \underline{n}.\underline{\underline{\beta}}.\underline{n}\right)$
β_p	anisotropie parallèle à la stratification $\left(\beta_p = \underline{p}.\underline{\underline{\beta}}.\underline{p}\right)$
σ_n	contrainte normale au plan de stratification $\left(\sigma_n = \underline{n}.\underline{\underline{\sigma}}.\underline{n}\right)$
σ_p	contrainte parallèle au plan de stratification $\left(\sigma_p = \underline{p}.\underline{\underline{\sigma}}.\underline{p}\right)$
ε_n^g	déformation de gonflement normale au plan de stratification $\left(\varepsilon_n^g = \underline{n}.\underline{\underline{\varepsilon}}^g.\underline{n}\right)$
ε_p^g	déformation de gonflement parallèle au plan de stratification $\left(\varepsilon_p^g = \underline{p}.\underline{\underline{\varepsilon}}^g.\underline{p}\right)$

<u>Remarques sur les tenseurs</u> :

$\underline{\underline{\underline{\underline{A}}}} = \left(A_{ijkl}\right)$: tenseur d'ordre 4

$\underline{\underline{A}} = \left(A_{ij}\right)$: tenseur d'ordre 2

$\underline{a} \otimes \underline{b} = \left(a_i\, b_j\right)$: produit tensoriel entre deux vecteurs

$\underline{\underline{A}}.\underline{n} = \left(A_{ij}\, n_j\right)$: produit d'un tenseur par un vecteur

$\underline{\text{grad}}\ b = \left(\partial_i b\right)$: gradient d'un scalaire

K_o	coefficient de pression des terres au repos
E	module d'Young du terrain
ν	coefficient de Poisson du terrain
c	cohésion du terrain
φ	angle de frottement interne du terrain
ψ	angle de dilatance
K_p	coefficient de butée
κ_p	coefficient de dilatance
E_b	module d'Young du béton
ν_b	coefficient de Poisson du béton
λ	taux de déconfinement
λ_e	limite d'apparition de la plasticité
λ_g	limite d'apparition du gonflement
R_p	rayon de la zone plastique
R_g	rayon de la zone de gonflement

e	indice des vides
S	surface spécifique des particules argileuses
γ	poids volumique du terrain
γ_S	poids volumique des particules solides
γ_d	poids volumique sec
γ_w	poids volumique de l'eau
γ_{fl}	poids volumique du fluide
S_r	degré de saturation
w	teneur en eau
w_L	limite de liquidité
w_P	limite de plasticité
w_S	limite de retrait
I_P	indice de plasticité
I_S	indice de retrait
A_c	activité argileuse
C_2	teneur en particules de dimensions inférieures à 2 µm
V_B	valeur au bleu de méthylène

<u>Notations particulières du chapitre 1</u>

k_B	constante de Boltzmann $\left(= 1{,}38\ 10^{-23}\,\mathrm{J.K^{-1}}\right)$
T	température absolue en K
e_c	charge électrique d'un électron $\left(= 1{,}6\ 10^{-19}\,\mathrm{C}\right)$
Z	valence des cations
K_{dc}	inverse de l'épaisseur de la double couche
C_{liq}	concentration ionique du milieu liquide
ε_{liq}	constante diélectrique du milieu liquide
$\varphi_{élec}$	potentiel électrique au milieu de la distance interparticulaire
d	demi-distance entre deux particules argileuses
p_R	pression osmotique de répulsion
p_A	force "surfacique" d'attraction de Van der Waals
σ_{cap}	tension de surface au niveau du ménisque capillaire
r_{cap}	rayon capillaire
θ_{cap}	angle de contact liquide/fluide au niveau du ménisque
H_{cap}	hauteur de fluide dans le capillaire

INTRODUCTION GENERALE

Le gonflement des sols argileux, par décompression et/ou par apport d'eau, est la cause de nombreux dommages : soulèvement de fonds de fouilles, destruction de chaussées, fissuration de bâtiments. Jusque vers les années 1930, seul le tassement était considéré comme une source possible de dégâts pour les fondations superficielles. C'est l'US Bureau of Reclamation qui le premier mit l'accent sur le phénomène de gonflement. Le développement des constructions en béton sur fondations superficielles amena alors de nombreux ingénieurs à s'intéresser au problème du gonflement des sols argileux (Chen, 1975 ; Mouroux et al., 1988).

Dans le domaine des excavations souterraines, le gonflement du terrain peut entraîner aussi de sérieux problèmes, tant pendant la construction, qu'après la mise en service de l'ouvrage. Dans les anciens tunnels creusés en terrain gonflant, il n'est pas rare d'observer un soulèvement de radier atteignant plusieurs dizaines de centimètres. La réparation des revêtements et la réexcavation du radier deviennent ainsi une opération régulière d'entretien ; dans d'autres cas, on est obligé de construire des radiers en voûte inversée de 1 ou 2 mètres d'épaisseur, destinés à limiter les mouvements à une valeur acceptable.

En dépit des nombreuses expériences malheureuses liées à l'apparition du gonflement, l'étude quantitative du phénomène ne débute réellement qu'au début des années 1970 avec la communication de Huder et Amberg (1970) présentant la méthode de mesure du gonflement du même nom, et c'est aussi à partir de cette date que l'observation et l'analyse de cas vécus, ainsi que les travaux en laboratoire, se développent de manière plus rigoureuse. En France, on ne dispose pas à ce jour de méthode reconnue et validée permettant la prise en compte du gonflement dans le dimensionnement des ouvrages souterrains.

L’objectif de la présente étude consiste à analyser le phénomène de gonflement, dans le but d'aboutir à une méthodologie permettant de prendre en compte ses effets dans le calcul à long terme des revêtements de tunnels.

Le présent rapport comporte huit chapitres, répartis en trois parties.

- La première partie présente une synthèse bibliographique consacrée à l’étude phénoménologique du gonflement, à ses manifestations in situ et à sa prise en compte dans le dimensionnement des tunnels. Elle est découpée en trois chapitres :

  - Le chapitre 1 présente une approche générale du gonflement. Une analyse microscopique du phénomène, c’est-à-dire de l’interaction entre les particules d’argile et l’eau, mettra en évidence les origines possibles du gonflement ; la deuxième partie du chapitre aborde la caractérisation macroscopique par des essais en laboratoire destinés à définir des paramètres de gonflement pour le dimensionnement des ouvrages.

  - Le chapitre 2 décrit les retours d’expérience relatifs à l’observation du phénomène de gonflement autour de tunnels existants. Ces informations permettent de se rendre compte de l’importance des dommages occasionnés et de montrer la nécessité d’adapter les techniques de construction pour résoudre ce problème.

  - Le chapitre 3 récapitule l’état actuel des connaissances en matière de simulation du phénomène et d’approche de dimensionnement d’un revêtement de tunnel.

- La deuxième partie présente les développements effectués, dans le cadre de cette thèse, pour améliorer la prise en compte du gonflement dans l’étude des ouvrages souterrains. Elle se compose de trois chapitres :

  - Le chapitre 4 présente une approche analytique consistant à introduire une contribution du gonflement dans un calcul élastoplastique basé sur la méthode convergence-confinement (Panet et Guellec, 1974), qui constitue une approche de référence pour le calcul des soutènements et revêtements de tunnels.

- Le chapitre 5 décrit une approche numérique du problème. En s'inspirant des retours d'expérience et des méthodes de calcul existantes, une loi de comportement a été établie pour simuler le phénomène de gonflement apparaissant dans le massif du fait d'un changement d'état de contraintes et d'une arrivée d'eau. Un calcul analytique conçu pour représenter le déroulement d'un essai de gonflement permet d'étudier la sensibilité des paramètres introduits.

- Le chapitre 6 développe le travail numérique effectué pour implanter la loi de gonflement dans le logiciel CESAR-LCPC, qui constitue l'un des codes de référence en génie civil, et présente la validation de la loi programmée à partir de la solution analytique du chapitre 5.

- La troisième partie consiste à appliquer le modèle de gonflement dans la simulation de deux situations appropriées : d'une part, les essais de gonflement sur échantillons et, d'autre part, le calcul d'un ouvrage instrumenté affecté par des phénomènes de gonflement. Cette partie comprend deux chapitres :

  - Le chapitre 7 présente le travail d'analyse d'essais de gonflement réalisés au Laboratoire Régional des Ponts et Chaussées d'Aix-en-Provence à partir de la loi de comportement proposée. Cette étude expérimentale aboutira à des recommandations générales relatives à la méthodologie de calage de la loi.

  - Le chapitre 8 présente le calcul numérique d'un ouvrage instrumenté (tube Nord du tunnel de Chamoise) dont l'auscultation a mis en évidence plusieurs effets différés tels que le retrait du béton, le fluage mais aussi le gonflement des marnes sous le radier. En utilisant la loi de comportement proposée et après calage sur des essais de gonflement réalisés sur du matériau prélevé sur le site, une simulation numérique de la réalisation de l'ouvrage a été effectuée. Les résultats sont comparés aux mesures relevées in situ dans le revêtement de l'ouvrage et dans le massif encaissant.

Partie I :

Revue bibliographique du phénomène de gonflement autour des tunnels

Chapitre 1 :

Etude phénoménologique du gonflement

1.1 - Introduction

Lorsqu'on étudie les problèmes de gonflement rencontrés sur des ouvrages, on s'aperçoit que le gonflement du terrain est étroitement lié aux apports d'eau du milieu extérieur ou environnant et que ce phénomène dépend fortement du type de terrain rencontré. C'est pourquoi une description microscopique du phénomène est indispensable pour bien comprendre quel terrain est susceptible de gonfler et quels sont les processus de développement du gonflement au niveau microscopique.

Dans un premier temps, comme les matériaux “gonflants” les plus fréquemment rencontrés sont les argiles, un rappel sur la minéralogie des argiles est d'abord effectué afin de mettre en évidence quelle est la composition des différentes familles d'argile, leur stabilité et leur affinité avec l'eau qui est à l'origine du gonflement.

Ensuite, on s'attachera à développer les différents mécanismes de gonflement qui peuvent se développer au niveau microscopique et à mettre en évidence les facteurs influant sur le gonflement. On évoquera aussi une autre forme de gonflement d'origine uniquement chimique pour l'anhydrite.

Après avoir décrit le phénomène de gonflement au niveau microscopique, on s'intéressera aux méthodes d'estimation et de caractérisation du potentiel de gonflement d'un terrain. La dernière

partie détaillera les différentes manières de caractériser le gonflement au niveau macroscopique ; méthodes indirectes, essais en laboratoire ou essais in situ. Les méthodes indirectes basées sur l'évaluation des paramètres géotechniques classiques (teneur en eau, densité sèche, limites d'Atterberg, valeur de bleu) permettent d'estimer la sensibilité du matériau vis-à-vis du gonflement. Les essais en laboratoire permettent de décrire un comportement de gonflement rencontré autour de l'ouvrage. Les essais in situ permettent d'identifier les sols gonflants en place et de quantifier leur potentiel de gonflement.

1.2 - Nature et structure des sols argileux

Avant d'analyser le phénomène de gonflement proprement dit, il est essentiel de rappeler certaines notions minéralogiques et physico-chimiques relatives aux interactions entre l'eau et les particules argileuses (Grim, 1962 ; Mitchell, 1976).

1.2.1 - Minéralogie des argiles

Les argiles sont les produits de décomposition des roches siliceuses, par désagrégation physique et mécanique, puis par altération chimique. La famille des minéraux argileux regroupe tous les silicates hydratés appartenant au groupe des phyllosillicates. Les minéraux argileux ont une structure ionique telle qu'ils interagissent fortement avec les molécules polaires de l'eau. Une particule d'argile est formée d'un empilement de feuillets élémentaires constitués par l'association de deux unités structurales de base :

∗ le tétraèdre de silice SiO_4 (Te) : 4 atomes d'oxygène disposés au sommet d'un tétraèdre régulier enserrent un atome de silicium. Les tétraèdres se combinent entre eux pour former des couches planes dites couches tétraédriques (figure 1.1).

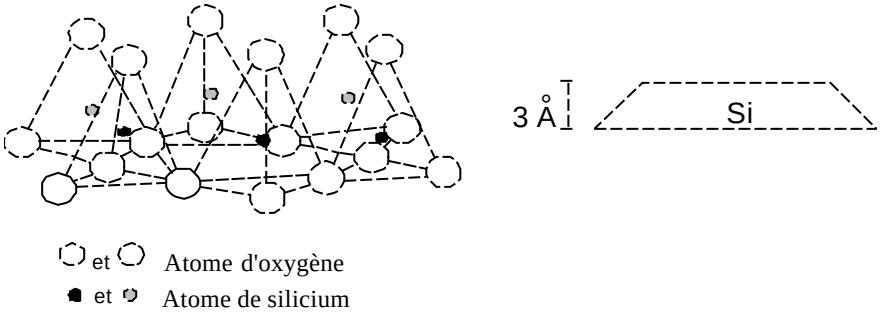


Figure 1.1 : Couche tétraédrique et notation

* l'octaèdre d'alumine $Al_2(OH)_6$ et éventuellement de magnésium $Mg_3(OH)_6$ (Oc) : 6 ions hydroxydes enserrent un atome d'aluminium ou de magnésium. Les octaèdres se combinent également pour former des couches planes dites couches octaédriques (figure 1.2).

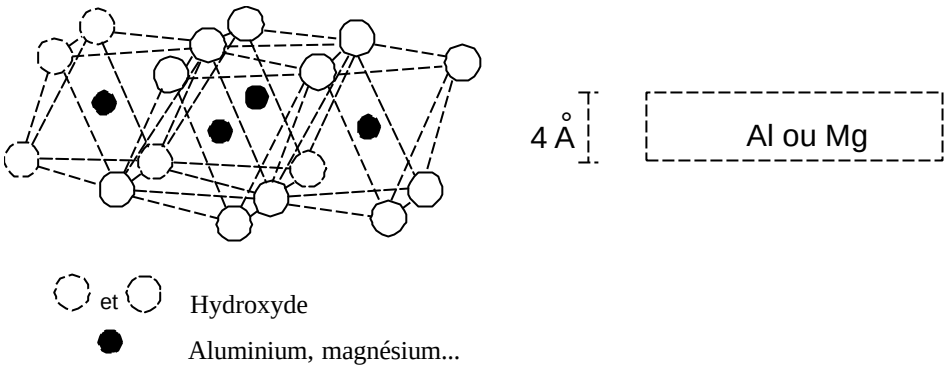


Figure 1.2 : Couche octaédrique et notation

1.2.2 - Structure moléculaire microscopique des argiles

Le feuillet élémentaire idéal se compose d'un empilement de 2 ou 3 unités de base. Les liens de covalence et les liaisons ioniques assurent la structure rigide du feuillet élémentaire ; des liaisons moins fortes mais essentielles, assurent l'assemblage des feuillets élémentaires.

Les forces de liaison entre feuillets sont principalement :

- les forces d'attraction moléculaires de Van der Waals qui sont des liaisons faibles ;
- les liaisons hydrogène qui apparaissent avec des atomes fortement électronégatifs, comme par exemple l'oxygène dans le cas des argiles ;
- les substitutions isomorphes qui consistent dans le remplacement de certains cations constitutifs du réseau cristallin par d'autres de moindre valence. Ce dernier phénomène crée des déficits de charge qui affaiblissent les forces ioniques de liaison entre les feuillets (remplacement d'un ion Si^{4+} par un ion Al^{3+} dans la couche tétraédrique de silice, d'un ion Al^{3+} par un Mg^{2+} dans la couche octaédrique d'aluminium ...). Les particules acquièrent ainsi une charge négative et peuvent adsorber de façon réversible des cations et des dipôles d'eau pour atteindre l'électroneutralité. La capacité d'échange ionique (C.E.C.) permet de mesurer la charge positive nécessaire pour arriver à l'électroneutralité (milliéquivalents/100 g d'argile sèche).

Les particules sont donc soumises à un ensemble de forces d'attraction et de répulsion qui varient avec la teneur en eau et dépendent des substitutions isomorphes. Malgré la simplicité apparente de la

structure des argiles, on en dénombre un très grand nombre d'espèces, qui se distinguent par les défauts liés aux substitutions isomorphes au moment de la formation. L'arrangement des particules des terrains argileux, qui interagissent avec l'eau et les ions qu'elle transporte, dépend beaucoup du milieu de déposition (notamment de sa salinité).

Les trois types d'argile les plus couramment rencontrés sont la *kaolinite*, l'*illite* et la *montmorillonite*. Nous les décrivons dans la suite avant de préciser les différents mécanismes de gonflement.

La **kaolinite** $(Si_4O_{10})Al_4(OH)_8$

Le feuillet élémentaire est composé d'une couche de silice et d'une couche d'alumine. Entre différents feuillets de kaolinite, le contact se fait entre un plan contenant les ions hydroxyles OH^- de l'octaèdre, et celui contenant les ions d'oxygène O^{2-} du tétraèdre ; dans ce cas, les liaisons interfoliaires résultent de l'effet composé de liaisons hydrogène et de forces de Van der Waals ; ce qui se traduit par un lien assez fort. Ainsi une particule de kaolinite sera constituée, par exemple, de quelques centaines de feuillets et pourra avoir une épaisseur de quelques dizaines de micromètres. Ces particules sont stables et *leur structure élémentaire n'est pas affectée par la présence d'eau*.

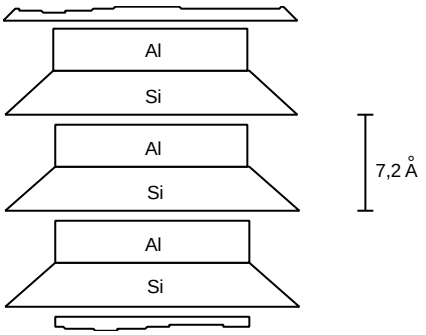


Figure 1.3 : Schéma de la particule de kaolinite

L'**illite** $(K, H_2O)_2\ Si_8\ (Al, Fe, Mg)_{4,6}\ O_{20}\ (OH)_4$

Le feuillet élémentaire est composé d'une couche d'alumine comprise entre deux couches de silice. Dans les couches de silice, un ion Si^{4+} sur quatre est remplacé par un ion Al^{3+}. Le déficit de charge qui en résulte est compensé par les ions potassium K^+ qui assurent des liaisons assez fortes entre les feuillets. La particule d'illite comportera, par exemple, une dizaine de feuillets et pourra avoir une épaisseur de quelques centièmes de micromètres. *L'espace créé à l'intérieur du feuillet de silice est occupé par un ion* K^+ *qui, par sa présence, induit un lien fort entre les couches.*

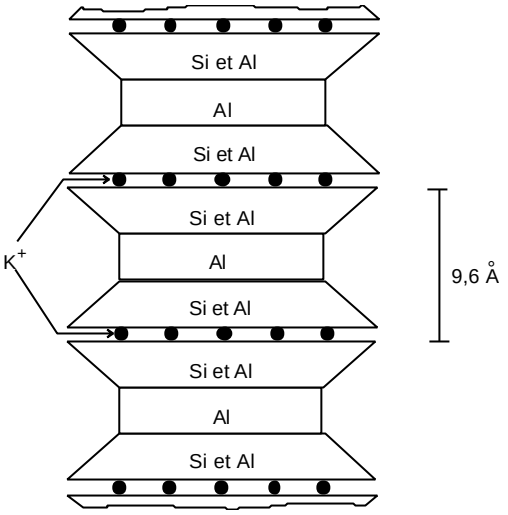


Figure 1.4 : Schéma de la particule d'illite

La **montmorillonite** $(OH)_4\,Si_8\,(Al_{10/3},\,Mg_{2/3})O_{20},n\,H_2O$

Le feuillet élémentaire est composé comme pour l'illite, d'une couche d'alumine comprise entre deux couches de silice. Un ion Al^{3+} est remplacé par un ion Mg^{2+} dans les couches d'alumine. Le déficit de charge qui en résulte est compensé par des ions Ca^{2+} (montmorillonite calcique) ou par des ions Na^{+} (montmorillonite sodique). La valence des ions sodium étant plus faible que celles des ions calcium, c'est la montmorillonite sodique qui aura la plus grande surface spécifique et la plus grande C.E.C. Les liaisons entre feuillets étant très faibles, *ces argiles sont très sensibles à la teneur en eau et ont un fort potentiel de gonflement.* L'épaisseur d'une particule de montmorillonite peut être très faible puisque, contrairement aux autres argiles, on peut isoler un feuillet élémentaire. La montmorillonite fait partie de la famille plus générale des *smectites définies comme les "argiles gonflantes"*.

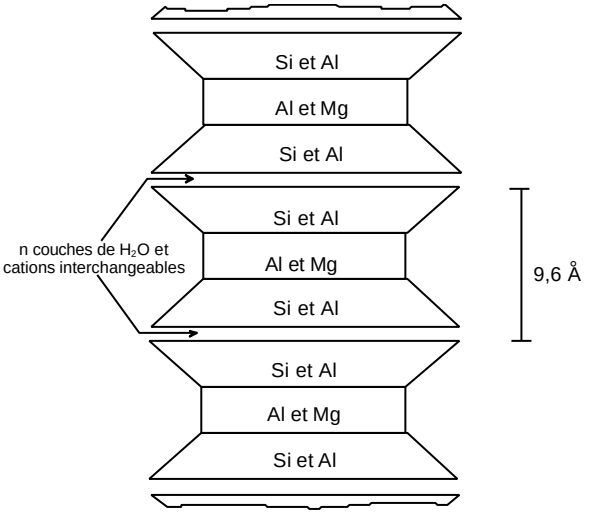


Figure 1.5 : Schéma de la particule de montmorillonite

Les **chlorites** $(OH)_4\,(Si\,Al)_8\,(Mg,Fe)_6\,O_{20}$

Il est nécessaire de citer les chlorites du fait que leurs propriétés se rapprochent de celles des argiles. Leur structure est cependant plus complexe, et se compose de deux feuillets de micas entre lesquels s'insère un feuillet de brucite. En fait, le déficit du feuillet de mica est rarement comblé par le feuillet de brucite et des cations interchangeables se logent dans les espaces créés au sein du feuillet de mica. De l'eau peut alors pénétrer entre les feuillets, provoquant ainsi un accroissement de l'interdistance et donc un gonflement. Cependant, les édifices de brucite tendent à coller les feuillets les uns aux autres et donnent ainsi aux chlorites une certaine cohésion, contrairement aux feuillets des minéraux argileux, qui sont libres de glisser les uns par rapport aux autres.

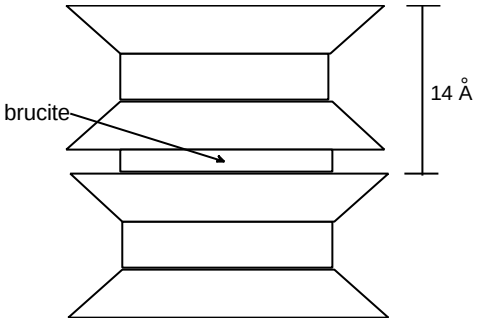
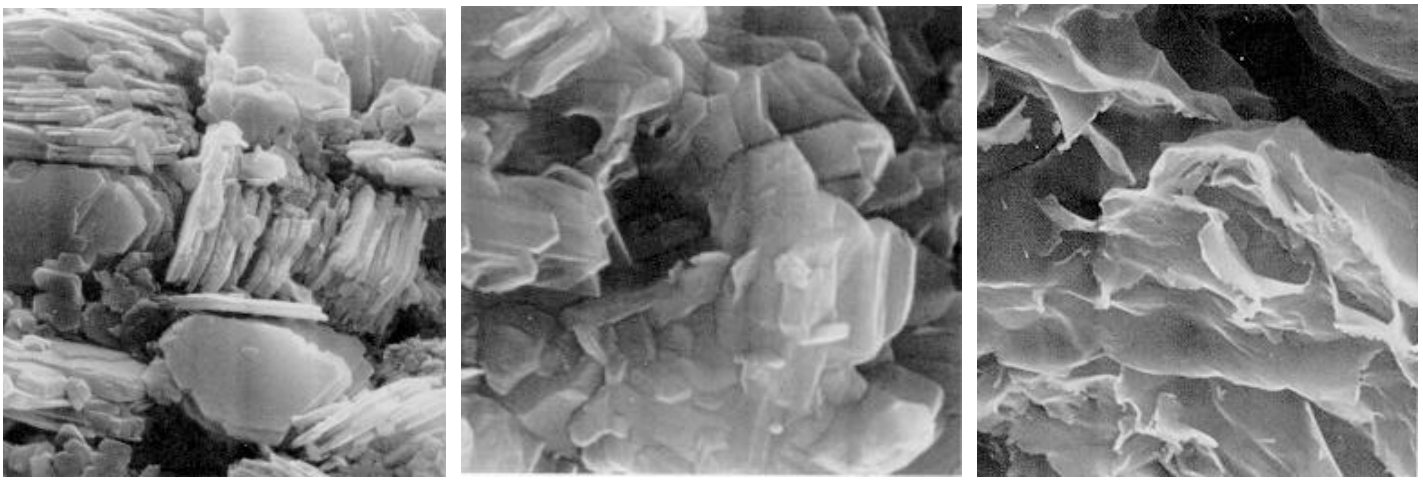


Figure 1.6 : Schéma de la particule de chlorite

Les caractéristiques de ces argiles sont résumées dans le tableau 1.1. La figure 1.7 présentent des images de ces argiles prises au microscope électronique à balayage.

Tableau 1.1 : Caractéristiques des argiles

Nom	Type	Nombre de feuillets par particule	Diamètre d'une particule (µm)	Epaisseur d'une particule (µm)	Surface spécifique en m^2/g	C.E.C. en meq/100g
Kaolinite	1:1	100 - 200	0,1 - 4	1 - 10	10 - 20	3 - 15
Illite	2:1	1 - 10	0,1 - 1	0,003 – 0,01	65 - 100	10-40
Montmorillonite (smectite)	2:1	1	0,1	0,001	700 - 840	80 - 150
Chlorite	2:1:1	1	0,1	0,005	800	10-40



Kaolinite Illite Montmorillonite

Figure 1.7 : Photographies au Microscope Electronique à Balayage des argiles (Mitchell, 1976)

Les **interstratifiés**

Il existe bien entendu des minéraux interstratifiés, formés d'un empilement régulier ou irrégulier de feuillets de deux types différents. Lorsque l'un des feuillets est de type smectite, le comportement peut s'avérer gonflant. C'est le cas de la corrensite, la tosudite, la kaolinite-montmorillonite, la saponite-chlorite, la montmorillonite-mica, l'illite-montmorillonite.

Le rappel de ces quelques données permet de souligner la complexité de la minéralogie des argiles et de mettre en évidence le caractère original des smectites.

1.2.3 - Gonflement interfoliaire et interparticulaire

L'analyse minéralogique précédente montre que certaines argiles, pour lesquelles les liaisons interfeuillets sont très faibles, ont la propriété de fixer les molécules d'eau entre deux feuillets voisins (c'est le cas de smectites telles que la montmorillonite, et de certaines chlorites). L'eau pénètre à l'intérieur des particules et s'organise en couches monomoléculaires, il s'agit alors d'un *gonflement intraparticulaire ou interfoliaire* (Didier, 1972). Il intervient à l'échelle la plus petite de la structure argileuse mais peut présenter une ampleur très importante.

En dehors de ce cas particulier, qui définit les argiles dites "gonflantes", *le gonflement est interparticulaire*, c'est-à-dire que l'eau ne pénètre pas à l'intérieur des particules d'argiles. Ce gonflement interparticulaire, contrairement au gonflement interfoliaire, a une ampleur assez limitée, mais affecte toutes les argiles. Les différents mécanismes de ce gonflement interparticulaire seront détaillés dans la partie 1.3.

1.3 - Mécanismes de gonflement

Les matériaux susceptibles de gonfler sous l'action de l'eau sont les sols argileux naturels, les marnes, les roches argileuses et les roches composées d'anhydrite. Le processus de gonflement interparticulaire met en jeu séparément ou de façon combinée des phénomènes physico-chimiques et mécaniques variés. Il dépend aussi de la texture du matériau, c'est-à-dire de l'organisation des plaquettes entre elles, comme on le montrera dans la suite. On présentera aussi le cas de l'anhydrite dont la transformation en gypse, en présence d'eau, provoque un gonflement notable.

1.3.1 - Gonflement au sens physico-chimique

Compte tenu de la structure ionique présentée précédemment, il apparaît d'importantes interactions physico-chimiques entre une particule argileuse et l'eau, généralement illustrées par le modèle de la double couche. Avec des hypothèses très précises, cette théorie permet de quantifier le phénomène de gonflement par rapport aux différents paramètres de l'eau.

1.3.1.1 - Modèle de la double couche

La particule d'argile présente généralement une charge nette négative due à des substitutions isomorphes au niveau des feuillets. Ce déficit de charges se traduit par la fixation de cations et par l'orientation des molécules polaires (d'eau, par exemple) dans l'espace périphérique de la particule et éventuellement entre les feuillets. A l'attraction des cations par la surface des particules d'argile s'oppose la tendance des ions à diffuser et à se distribuer d'une manière homogène dans l'eau. Le résultat de cette interaction est un nuage d'ions entourant la particule, appelé *double couche électrique diffuse* (figure 1.8).

On a ainsi, autour de chaque particule, formation d'une double couche d'origine électrique, dite "couche de Gouy-Chapman", composée :

- d'une couche fixe liée au solide,
- d'une couche diffuse en affinité avec cette particule.

La théorie de Gouy-Chapman présentait l'inconvénient de prédire des concentrations d'ions extrêmement élevées à proximité de la surface. Elle a été modifiée par Stern (1924) pour prendre en compte une quantité finie d'ions aux abords de la particules argileuse. La couche de Stern consiste en

une quantité d'ions finie à côté de la surface (figure 1.8) ; elle est fixe tandis que la couche de Gouy est mobile. Cette dernière fait la transition entre la solution perturbée par la particule et la zone plus éloignée, non perturbée. La figure 1.8 donne une représentation schématique de ce phénomène.

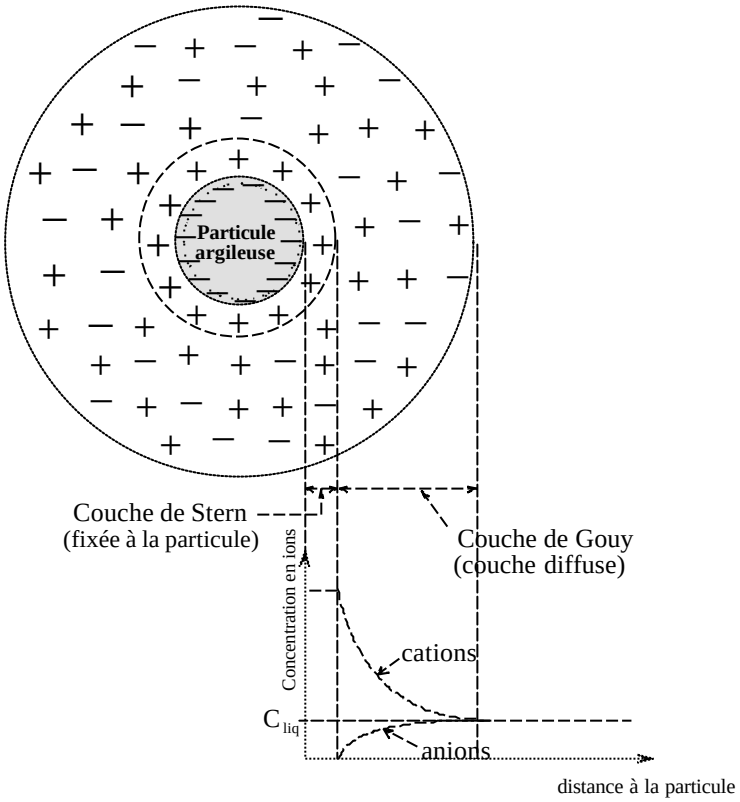


Figure 1.8 : Schéma de la double couche d'eau entourant une particule argileuse.

1.3.1.2 - Application du modèle de la double couche

La théorie de la double couche développée par Bolt (1956) et Van Olphen (1963) se base sur l'étude de l'interaction de deux "plaquettes" d'argile parallèles. Sans détailler la théorie de la double couche, on peut en donner les principaux résultats. Dans un sol saturé, l'épaisseur de la double couche associée à une particule est donnée par la relation :

$$\frac{1}{K_{dc}} = \sqrt{\frac{\varepsilon_{liq}\, k_B\, T}{8\pi C_{liq}\, e_c^2\, Z^2}} \qquad (1.1)$$

où $1/K_{dc}$ est l'épaisseur de la double couche en cm, ε_{liq} la constante diélectrique du milieu liquide, k_B 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/m^3). Le

gonflement représentant l'extension des doubles couches, ce phénomène se développera en particulier avec :

- une diminution de la concentration du liquide interstitiel C_{liq},
- une diminution de la valence des ions Z,
- une augmentation de la constante diélectrique ε_{liq},
- une augmentation de la température T.

Dans une étude expérimentale en laboratoire, Didier (1972) et Wong (1998) ont mis en évidence l'influence notable de la salinité du liquide interstitiel sur le potentiel de gonflement des terrains argileux. Ils ont, en effet, constaté que plus la concentration en sels (NaCl par exemple) est faible et plus les déformations de gonflement sont élevées. Ces résultats expérimentaux confirment bien l'analyse qualitative fournie par la théorie de la double couche.

A partir de cette même théorie, Madsen (1979) et Sridharan et Jayadeva (1982) ont déterminé une relation entre la pression osmotique de répulsion p_R et le potentiel électrique $\varphi_{élec}$ entre les deux particules :

$$p_R = 2\,C_{liq}\,k\,T\left(\cosh\varphi_{elec} - 1\right) \qquad \text{avec } \varphi_{elec} = 2{,}35 - 4{,}375\,\lg\left(K_{dc}\,d\right) \;;$$

d étant la demi-distance entre deux particules d'argile, soit $d = \dfrac{e}{\gamma_s\,S}$ avec $e = \dfrac{\gamma_s}{\gamma_d} - 1$, e désignant l'indice des vides, S la surface spécifique du sol, γ_s le poids volumique des particules solides, et γ_d le poids volumique du sol sec.

On remarque que, pour un sol dont la minéralogie et le fluide interstitiel sont connus, la pression p_R ne dépend que de la demi-distance interparticulaire d ou du poids volumique du sol sec γ_d ; la pression de répulsion p_R est alors une fonction strictement décroissante de la demi-distance interparticulaire d. Madsen (1979) a obtenu, de plus, une corrélation satisfaisante entre la pression de répulsion ainsi calculée et la pression de gonflement mesurée expérimentalement sur des argilites et des marnes.

La théorie de la double couche reste évidemment limitée, à cause des hypothèses faites sur le milieu (pas d'interaction entre les ions, problème bidimensionnel, particules parallèles, ...). On peut, en première approximation, dire que la théorie de la double couche est applicable quand la source du

gonflement est la pression de répulsion osmotique, c'est-à-dire quand on a affaire à des sols sursaturés en cations en présence d'une eau de circulation à faible concentration ionique.

1.3.1.3 - Equilibre d'une particule argileuse dans un milieu saturé

Dans un milieu saturé, un bilan des forces permet de montrer rapidement qu'une diminution des contraintes effectives entraîne un gonflement interparticulaire.

Considérons deux particules argileuses que l'on peut représenter comme plates et parallèles. Quand elles sont immergées dans une solution électrolytique, elles sont soumises, d'une part, à une pression extérieure sous forme de contrainte effective σ' et aux forces électriques d'autre part (figure 1.9). Les forces électriques se composent de la pression osmotique de répulsion p_R et de la force "surfacique" d'attraction p_A de Van der Waals, qui dépend de la distance 2d entre les particules et décroît très rapidement avec cette distance.

Pour maintenir les particules à la distance 2d, il faut que la contrainte nette $(p_R - p_A)$ équilibre la contrainte de compression σ' et donc qu'elle soit répulsive : $\sigma' = p_R - p_A$

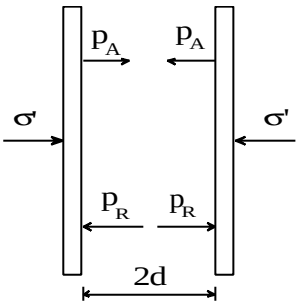


Figure 1.9 : Forces agissant sur deux particules d'argile

Sridharan et Jayadeva (1982) ont constaté que, pour les matériaux argileux tels que la kaolinite ou la montmorillonite, la force d'attraction de Van der Waals était négligeable devant la pression osmotique de répulsion, pour l'intervalle de pressions mesurées habituellement en géotechnique. Dans ces conditions, le mécanisme de gonflement s'explique de la façon suivante : supposons que la contrainte effective vienne à baisser. L'équilibre ne peut être assuré que par une diminution de la pression osmotique de répulsion, c'est-à-dire pour une minéralogie du sol et une composition du liquide interstitiel données, par un écartement des deux particules ; ceci tend par ailleurs à diminuer légèrement la force de Van der Waals. *Ainsi, une diminution de contrainte effective se traduit au niveau macroscopique par le gonflement des argiles.*

En résumé, dans le gonflement des argiles saturées, la pression osmotique joue un rôle prépondérant. La théorie de la double couche fournit une interprétation intéressante des phénomènes physico-chimiques sur le plan qualitatif mais il faut rester prudent pour appliquer quantitativement cette théorie à une masse de matériau argileux car les hypothèses utilisées ne caractérisent pas toujours la texture d'un terrain naturel qui peut être très variée comme on le présentera dans le paragraphe 1.3.3.

De plus, lorsque les argiles ne sont plus saturées, par suite d'une dessiccation par exemple, d'autres forces deviennent prépondérantes dans l'hydratation des argiles, notamment les forces d'attraction dues aux charges électriques, les forces de Van der Waals de tension capillaire et les forces dérivant de l'énergie d'hydratation des cations échangeables. L'ensemble de ces forces constitue la force de succion qui agit directement sur les molécules d'eau, polaires par nature. La succion varie en sens inverse du degré de saturation S_r. Cette succion est faible pour des sols saturés et très forte pour des sols secs.

1.3.2 - Gonflement au sens mécanique

Le phénomène de gonflement, de même que le tassement, peut provenir d'une modification de l'état de contraintes dans le sol en présence d'eau. Il est donc important de rappeler les bases de la mécanique des sols appliquées à l'état de contraintes dans un sol.

1.3.2.1 - Contraintes dans un sol

Un sol est un système constitué de 3 phases : une phase solide (les particules solides), une phase liquide (eau interstitielle en général) et une phase gazeuse (bulles d'air ou film d'air continu). Le sol est saturé si la phase gazeuse disparaît, c'est-à-dire si tous les vides interparticulaires sont occupés par l'eau interstitielle. Dans un sol saturé soumis à une contrainte totale σ (géostatique ou surcharge extérieure), cette dernière se décompose en :

$$\sigma = \sigma' + u \qquad \text{(Théorie de Terzaghi),}$$

u désignant la pression interstitielle à savoir la pression de l'eau des pores et σ' la contrainte effective, c'est-à-dire la contrainte qui s'exerce réellement sur le squelette solide. Si le sol est sec, la pression interstitielle u est nulle et on a $\sigma' = \sigma$.

Si l'élément de sol considéré est situé sous la nappe phréatique à une cote z, la pression interstitielle est égale à la pression exercée par la colonne d'eau sus-jacente soit $u = \gamma_w z$.

Si par contre, il se situe au-dessus de la nappe phréatique, il peut être saturé ou non, selon les caractéristiques du matériau qui le compose et la distance qui le sépare du toit de la nappe. L'attraction entre les molécules adjacentes à la surface d'un fluide (tension de surface) lui permet de s'élever dans un capillaire au-dessus de la ligne de pression atmosphérique. La hauteur de fluide dans le capillaire est donnée par la loi de Jurin :

$$H_{cap} = \frac{2\,\sigma_{cap}\cos\theta_{cap}}{\gamma_{fl}\,r_{cap}}$$

où σ_{cap} est la tension de surface, r_{cap} le rayon capillaire, θ_{cap} l'angle de contact liquide/fluide et γ_{fl} le poids volumique du fluide. C'est ce phénomène qui permet à un sol de retenir de l'eau au-dessus du toit de la nappe, par l'intermédiaire de son réseau poreux.

Barden (1965) a ainsi identifié, au-dessus de la nappe, une zone considérée comme saturée où le degré de saturation est proche de l'unité ; la faible fraction d'air contenue dans le sol est occluse entre les particules et ne perturbe pas l'écoulement d'eau. Il considère alors que, dans ce domaine, les contraintes appliquées sur le squelette solide peuvent être définies par le principe de Terzaghi, la pression interstitielle u étant inférieure à la pression atmosphérique. On la définit comme négative et elle est égale à $(-\gamma_w\, z)$. Elle représente *la succion capillaire du terrain* qui, dans le cas simple d'un tube capillaire, est donnée par la loi de Jurin et caractérise la capacité du terrain à retenir l'eau au-dessus de la nappe.

Si au contraire, l'élément de terrain n'est pas saturé, la pression interstitielle négative est fonction de la pression d'eau u_w et de la pression d'air u_a dans le sol. Bishop (1960) a proposé une pression interstitielle équivalente u* définie par :

$$u^* = u_a + \chi(u_w - u_a)$$

où χ est un coefficient qui dépend du degré de saturation du sol : χ varie entre 0 et 1, et est égal à 1 pour un sol saturé.

1.3.2.2 - Gonflement dû à une modification de l'état de contraintes

Considérons un élément de sol saturé à l'équilibre. Si une contrainte extérieure σ_e est appliquée à cet élément de sol, l'eau étant moins compressible que le squelette solide, la contrainte σ_e est immédiatement reprise par la phase liquide et au temps initial $t = 0$ on a : $\begin{cases} u = \sigma_e \\ \sigma' = 0 \end{cases}$

Si l'on permet alors au sol de se drainer, un phénomène de consolidation va se développer, correspondant à l'expulsion de l'eau et au transfert de contrainte de l'eau sur le squelette solide. Un nouvel équilibre va alors s'établir pour l'état de contraintes :

$$\begin{cases} u = 0 \\ \sigma' = \sigma_e \end{cases}$$

Si la contrainte σ_e est alors supprimée, le même phénomène se produit en sens inverse, et immédiatement :

$$\begin{cases} u = -\sigma_e \\ \sigma' = \sigma_e \end{cases}$$

La pression interstitielle devient négative (dans le domaine des succions) et opposée à la variation de contrainte totale. Dans des conditions de libre circulation de l'eau, un phénomène de gonflement va alors se développer, exprimant l'absorption de l'eau et le transfert de contrainte négative de l'eau sur le squelette solide, jusqu'à l'état final :

$$\begin{cases} u = 0 \\ \sigma' = 0 \end{cases}$$

Il est donc possible d'affirmer que si la consolidation exprime une diminution de la pression interstitielle jusqu'à son annulation, le gonflement exprime quant à lui la diminution de la succion (-u) jusqu'à son annulation.

1.3.3 - Relations entre la texture du matériau et le gonflement

Après avoir présenté les résultats théoriques obtenus pour expliquer le gonflement des minéraux argileux, on s'est intéressé au développement du phénomène de gonflement au niveau microscopique. Le gonflement, dont on constate les effets macroscopiques, se développe en fait à l'échelle microscopique, et consiste en une réorganisation du squelette solide et du réseau poreux constituant la texture du terrain. Pour analyser le développement microscopique du gonflement, on s'est attaché à définir la notion de texture d'un terrain et à décrire l'évolution de sa texture au cours du gonflement.

1.3.3.1 - Définition de la texture d'un terrain

En géologie, la texture désigne la forme, la dimension et la disposition d'un certain nombre de minéraux naturellement groupés en une population au sein du matériau (Le Roux, 1976). L'étude

systématique de matériaux argileux au M.E.B. a permis de cerner l'organisation des particules d'argile et de dégager certaines textures.

Van Olphen (1963) a proposé une classification basée sur l'association des particules argileuses entre elles, à partir des critères : dispersé, agrégé (face contre face en agrégats), floculé (association d'agrégats ou de particules bord-bord ou bord-face), défloculé (aucune association entre les particules ou entre les agrégats). Cette classification (figure 1.10) ne repose pas sur une observation directe, mais sur les possibilités d'assemblage géométrique.

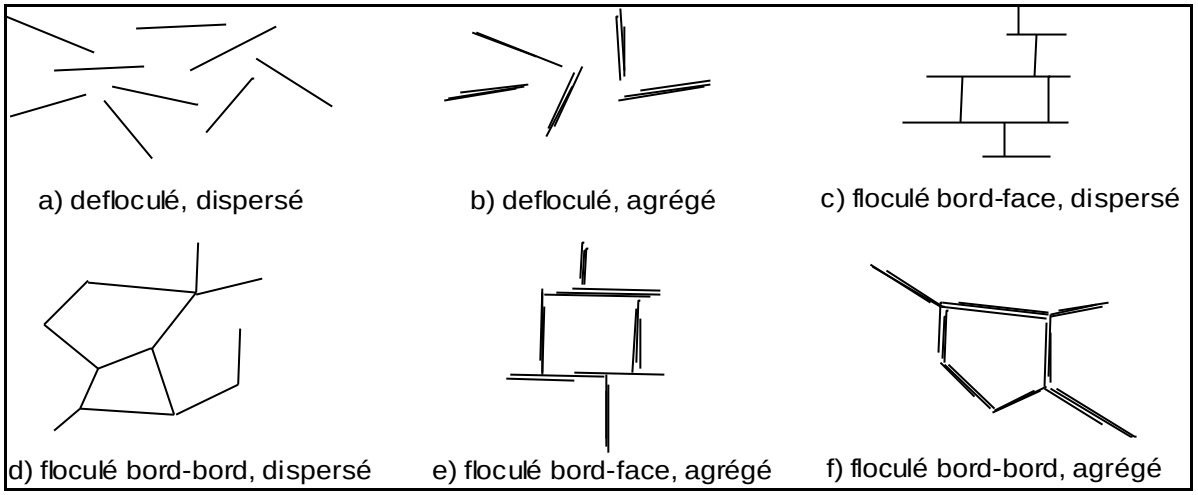


Figure 1.10 : Arrangement des particules d'argile (Van Olphen, 1963)

Le Roux (1976) distingue trois classes principales de textures, à partir d'observations sur les marnes ;

- la texture homogène où tous les minéraux sont intiment mélangés et où aucune direction n'est privilégiée,
- la texture orientée où une direction privilégiée apparaît dans l'arrangement des grains,
- la texture floconneuse ou en microagrégats où la phase argileuse se présente sous forme grossièrement sphérique, soit seule, soit associée aux carbonates.

Collins et McGown (1974) ont tenté de préciser cette définition dans le cas des terrains contenant une proportion non négligeable de grains non argileux, en introduisant une classification des relations existant entre particules argileuses et grains sableux ou silteux (figure 1.11) : connexions argileuses entre grains silteux (a, b, c), agrégats irréguliers en nid d'abeille (d, e), agrégats réguliers (f, g), particules argileuses entrelacées avec ou sans inclusions silteuses (h, j), matrice argileuse (k) ou matrice granulaire (l).

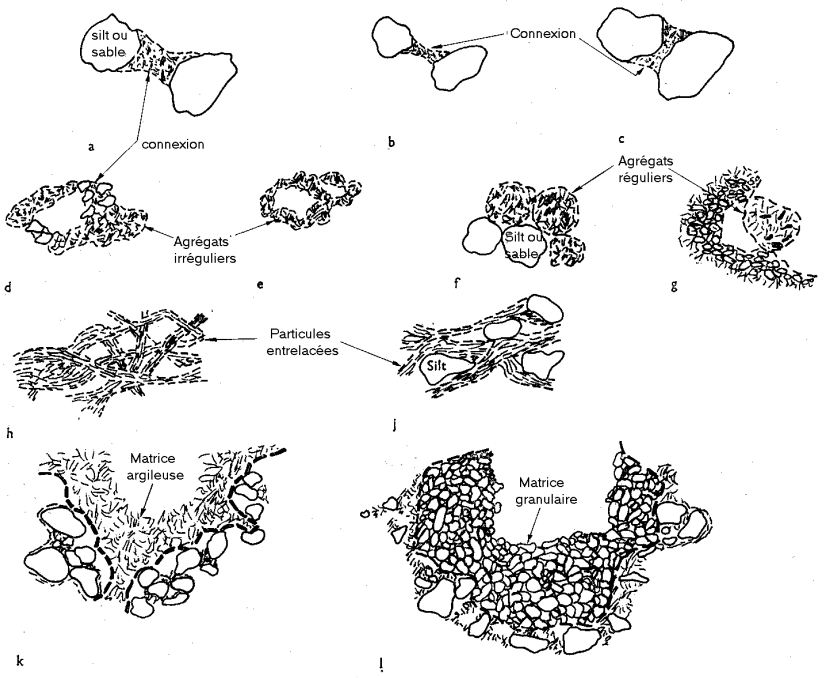


Figure 1.11 : Schéma d'assemblages de particules (Collins et McGown, 1974)

1.3.3.2 - Evolution de la texture au cours du gonflement

La variation de texture des sols au cours du gonflement peut être étudiée à l'aide de deux techniques complémentaires, la microscopie électronique à balayage (M.E.B.) et la porosimétrie par injection de mercure. La microscopie électronique à balayage permet de visualiser la texture des sols, donc d'obtenir des informations générales (arrangement des particules, estimation de rayons de pores, de tailles de particules, détermination de certains minéraux...). La porosimétrie par injection de mercure permet de quantifier le réseau poreux par la mesure des rayons de pores. L'étude du réseau poreux est fondamentale puisque c'est la dilatation volumique qui cause le gonflement macroscopique.

Grâce à ces deux techniques, Vayssade (1978) et Parcevaux (1980) ont obtenu des résultats très significatifs sur plusieurs argiles composées essentiellement de kaolinite et, en moindre importance, d'un interstratifié illite-smectite : Argile Verte de Villejuif, Argile Plastique de Provins et Fausses Glaises. Leurs observations au M.E.B. ont montré que les sols étudiés ont, à l'état naturel, une texture assez compacte, constituée plus ou moins nettement d'agrégats argileux individualisés et tassés les uns contre les autres. Au gonflement, cette texture évolue en une configuration en agrégats séparés par des pores de géométrie plutôt bidimensionnelle. La taille des agrégats diminue et l'épaisseur des pores augmente au cours du gonflement. La figure 1.12 illustre cette évolution.

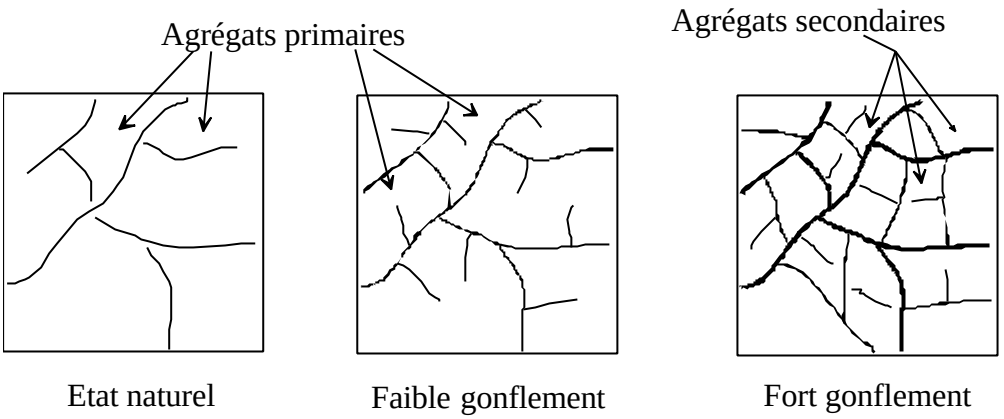


Figure 1.12 : Evolution de texture des sols au cours du gonflement

Par injection de mercure, deux classes de pores ont été mises en évidence pour l'essentiel des sols étudiés :

- une classe de pores intra-agrégats (rayon de pores inférieur à 0,05 mm),
- une classe de pores inter-agrégats (rayon de pores supérieur à 0,05 mm).

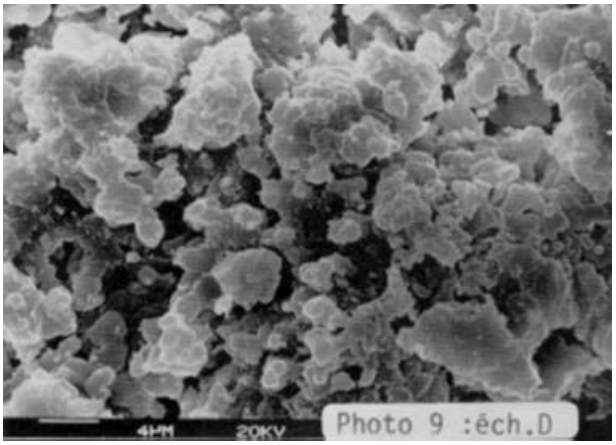
Il apparaît que la classe de pores intra-agrégats ne varie pas au cours du gonflement. L'augmentation de la porosité est due uniquement à l'augmentation de la porosité inter-agrégats ; elle correspond à une croissance des rayons de pores au cours du gonflement.

Cette étude montre que le gonflement des sols argileux saturés ne contenant pas de grande quantité de minéraux dits "gonflants" (smectites) est un phénomène qui se produit au niveau des zones de faible résistance, analogues à des fissures (pores bidimensionnels) individualisant un réseau tridimensionnel d'agrégats.

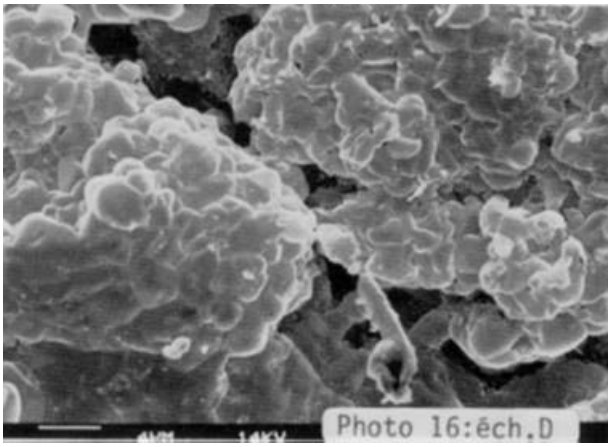
Troalen et al. (1984) ont aussi utilisé le microscope électronique à balayage pour analyser les mécanismes du gonflement des sols argileux. Une étude sur des matériaux argileux gonflants de la région du Caire (argilites massives et argilites litées), de la fraction argileuse essentiellement composée de montmorillonite, a montré que les résultats obtenus sur des essais de gonflement ne pouvaient s'expliquer uniquement à partir des analyses chimiques, minéralogiques et physiques.

En effet, un échantillon d'argilite massive a révélé une microtexture finale serrée dans une direction et plus lâche dans une autre, ce qui caractérise le comportement anisotrope observé alors que les autres échantillons ont fait apparaître un réarrangement des agrégats argileux (diminution de taille), avec fermeture plus ou moins marquée des discontinuités. Dans le cas des argilites litées, pour

lesquelles les paramètres physiques, chimiques, minéralogiques et les courbes de gonflement sont voisins, les microtextures initiales sont relativement serrées et denses (figure 1.13.a) ; le gonflement se traduit par des ouvertures entre feuillets argileux composant les agrégats. Ce phénomène d'expansion est compensé par la fermeture partielle ou totale des discontinuités initiales, c'est-à-dire des espaces inter-agrégats (figure 1.13.b). Finalement, ces observations confirment bien que, pour les smectites, le gonflement interfoliaire a une ampleur importante.



(a) avant gonflement



(b) après gonflement

Figure 1.13 : Observation au MEB d'une texture argileuse (Troalen et al., 1984)

Les exemples précédents montrent que les techniques d'analyse, M.E.B. et porosimétrie, permettent de donner une explication des mécanismes du gonflement de divers matériaux argileux. Le rôle essentiel joué par les microtextures lors du gonflement est bien mis en évidence et il est possible d'obtenir une meilleure interprétation des différents résultats obtenus lors d'essais de gonflement. L'évolution de texture est d'autant plus nette et significative que le matériau est plus fin et plus riche en minéraux argileux.

1.3.4 - Cas de l'anhydrite

Le gypse et l'anhydrite sont des roches sulfatées, formées par précipitation chimique. Le gypse $(CaSO_4, 2H_2O)$ cristallise dans le système monoclinique ; sa densité est de 2,32 et sa solubilité atteint de 2 g/l à 20°C sous la pression atmosphérique. L'anhydrite $(CaSO_4)$ admet plusieurs formes cristallines (rhomboédrique ou monoclinique) ; sa densité est de 2,92 et sa solubilité atteint presque 3 g/l.

On peut souligner que :

- du point de vue de la densité, gypse et anhydrite diffèrent fortement et encadrent la valeur moyenne usuelle des roches superficielles (densité égale à 2,65) ;
- du point de vue de la solubilité, ces deux matériaux sont très solubles ; ce sont en fait les plus solubles dans la nature après la halite $(NaCl)$.

La transformation chimique de l'anhydrite en gypse se produit avec la variation de volume spécifique suivante :

	$CaSO_4$	+	$2\ H_2O$	$\longrightarrow$	$(CaSO_4, 2H_2O)$
masse :	136 g		36 g		172 g
volume de solide :	46 cm^3		36 cm^3		74 cm^3

Cette évolution se produit sous certaines conditions de pression, de température et de teneur en eau (Sahores, 1962). Ainsi, le sulfate de calcium sous sa forme anhydrite $CaSO_4$ est stable à des températures supérieures à 58°C et à une pression proche de 100 kPa. Au dessous de 38°C, l'anhydrite peut être présente si l'eau nécessaire à sa transformation est insuffisante ; seul le gypse est stable. Entre 38°C et 58°C, les deux composés coexistent et présentent des évolutions différentes.

Ces chiffres ont conduit Wittke (1978) à conclure que, dans la nature, deux cas sont susceptibles de se présenter :

- dans un volume fermé contenant de l'anhydrite et l'eau nécessaire à la transformation, le gypse se forme avec une réduction de volume $\varepsilon_{vol} = -\frac{\Delta V}{V} = -\frac{74-(46+36)}{82} \times 100 = 9{,}6\ \%$, ce qui se traduit par un tassement observé ;
- par contre, si l'eau arrive de l'extérieur, c'est-à-dire en système ouvert, on observe théoriquement un fort gonflement $\varepsilon_{vol} = -\frac{\Delta V}{V} = -\frac{74-46}{46} \times 100 = -61\ \%$.

Ce schéma n'est pas toujours confirmé (Sahores, 1962). En effet, l'anhydrite ne se transforme pas nécessairement en gypse sous les conditions précitées. Dans les zones fraîchement excavées, le gypse et l'anhydrite coexistent ; dans les zones altérées, de minces pellicules de gypse recouvrent l'anhydrite.

L'anhydrite est une roche légèrement évolutive et sa pression de gonflement n'atteint pas des valeurs de 70 MPa comme il a longtemps été suggéré. En fait la transformation anhydrite - gypse est lente,

durable et favorise le colmatage, donc l'arrêt des circulations d'eau en profondeur. Néanmoins, le gonflement de l'anhydrite est un phénomène à prendre très au sérieux, compte tenu des dommages déjà occasionnés et le phénomène est plus rapide que pour les sols argileux.

1.3.5 - Conclusion

Cette analyse microscopique du gonflement a permis de mettre en évidence plusieurs formes de gonflement. Tout d'abord, lorsque le matériau est saturé, on se rend compte qu'il y a une interaction notable entre la particule argileuse, voire le feuillet pour les smectites, et les cations de l'eau interstitielle. Cette affinité induit un gonflement d'autant plus important que le terrain contient des particules fines comme les smectites.

On a aussi constaté que l'analyse minéralogique et chimique ne permettaient pas d'interpréter toutes les manifestations macroscopiques du gonflement car la disposition des différentes particules, c'est-à-dire la texture, avait une influence importante sur la forme du gonflement. Les observations au microscope électronique à balayage permettant d'analyser l'évolution de la texture au cours du gonflement montrent que, pour la kaolinite, le gonflement est uniquement de type inter-agrégats, au niveau des pores interstitiels alors que pour les smectites, le gonflement est de type intra-agrégats, c'est-à-dire entre les feuillets.

Cette revue bibliographique montre que *le gonflement des argiles est un phénomène notable dans beaucoup de sols comme les marnes, les molasses ou les schistes argileux contenant en particulier des smectites et de l'illite. Dans le cas des terrains rocheux, on rencontre le plus souvent les argiles gonflantes sous forme de veines, ou de matériaux de remplissage des failles, parfois des joints.*

Outre le gonflement des sols argileux, il faut de plus insister sur le gonflement de l'anhydrite, matériau aussi rencontré lors d'excavation de tunnels et dont le potentiel de gonflement peut être aussi important que pour les terrains argileux.

Compte tenu de l'importance de ce phénomène, il est nécessaire de pouvoir quantifier ce gonflement, si possible à partir d'essais d'identification ou d'essais en laboratoire ou in situ.

1.4 - Caractérisation en laboratoire du phénomène de gonflement

La quantification du phénomène de gonflement par des paramètres macroscopiques est essentielle du point de vue du dimensionnement des ouvrages de génie civil. Dans la suite, on récapitulera l'ensemble des informations obtenues dans la littérature sur la caractérisation du phénomène de gonflement.

Les méthodes indirectes reliant le gonflement aux paramètres géotechniques permettent d'identifier les terrains gonflants alors que les essais de gonflement caractérisent plus précisément le comportement gonflant d'un échantillon. Accompagnées de précautions expérimentales, les différentes procédures d'essais en laboratoire permettent de déterminer des paramètres du gonflement à appliquer dans le dimensionnement d'ouvrage et d'analyser certains aspects du gonflement comme la cinétique ou l'anisotropie.

1.4.1 - Définition des paramètres de gonflement

En toute rigueur, les paramètres mécaniques à déterminer pour caractériser les terrains gonflants ne sont pas les mêmes selon que l'objectif choisi est d'empêcher le gonflement, ou de s'assurer qu'il se produira de façon progressive ou périodique, ou de construire l'ouvrage après achèvement du processus de gonflement. Le paragraphe 1.3 a montré que les phénomènes physico-chimiques et les mécanismes intervenant à différentes échelles (auxquels se surajoutent d'éventuelles modifications de la structure du terrain pendant le gonflement) rendent très difficiles la caractérisation.

Devant cette complexité, c'est une approche macroscopique qui est adoptée dans la pratique quotidienne. Elle distingue trois notions : la pression de gonflement, le gonflement libre et l'indice de gonflement. Ces notions ne peuvent pas être considérées comme des caractéristiques intrinsèques du matériau gonflant et ne peuvent recevoir de définition objective, car elles dépendent des conditions dans lesquelles se déroule le gonflement. Elles sont néanmoins très largement utilisées et ont largement influé sur les procédures d'essais en laboratoire.

• *La pression de gonflement* d'un élément de sol ou de roche, dont l'état physique initial est connu, peut être définie comme l'état de contraintes à exercer pour maintenir son volume constant pendant l'imbibition sans distorsion. Cette définition de la pression de gonflement est la plus usitée mais elle n'est pas la seule.

• *Le gonflement libre* d'un élément de sol ou de roche, dont l'état physique initial est connu, est la déformation maximale que provoque l'imbibition de cet élément soumis à un état de contraintes nulles ou quasi-nulles.

• *L'indice de gonflement* traduit l'importance de la déformation de gonflement induit par un déchargement par rapport à un état de contraintes donné. La déformation de gonflement est obtenue au bout d'un temps infini, déduction faite des déformations instantanées dues aux variations de charge.

1.4.2 - Méthodes indirectes de caractérisation

Les méthodes indirectes consistent à déterminer une corrélation entre le gonflement libre ou la pression de gonflement et quelques paramètres géotechniques comme les limites d'Atterberg, la limite de retrait, la teneur en eau, la densité sèche qui semblent être les facteurs influant sur le gonflement des argiles. Ainsi, après avoir déterminé les paramètres géotechniques d'un matériau, l'emploi de formules empiriques permet de connaître rapidement le potentiel de gonflement du terrain, c'est-à-dire estimer si ce potentiel est faible, moyen ou élevé et donc si le phénomène est à prendre en compte ou non. Compte tenu de la structure minéralogique des différents types d'argile, la caractérisation de la surface spécifique d'argile représente aussi un élément essentiel pour identifier le potentiel de gonflement d'un matériau.
Quelques approches empiriques sont détaillées ci-après.

1.4.2.1 - Limites d'Atterberg

L'analyse microscopique a illustré un premier mécanisme physico-chimique d'interaction eau-minéral argileux, qui est celui des molécules d'hydratation des cations échangeables, attirés électriquement par le déficit de charge des feuillets argileux (lui-même dû, entre autres, à certaines substitutions isomorphes). Ce mécanisme met en évidence l'importance des sels dissous dans l'eau interstitielle.

Sur un plan macroscopique, ce phénomène est à rapprocher de la notion des limites d'Atterberg. Ainsi, 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" $(w > w_L)$. Plus le sol possède de minéraux actifs dans leur interaction avec l'eau, plus il sera nécessaire d'ajouter de l'eau au sol pour qu'il devienne liquide ; sachant qu'une grande partie de cette eau sera adsorbée par les particules, il

ne restera donc pas à l'état liquide et ne conférera pas au matériau un état liquide mais pâteux, correspondant à la phase plastique. Quand toute la capacité d'adsorption du sol sera saturée, alors l'eau en excès restera à l'état libre c'est-à-dire liquide. Ceci rejoint la définition de l'activité de Skempton $A_c = \frac{I_P}{C_2}$ qui rapporte l'indice de plasticité du matériau à sa teneur en particules argileuses (notée ici C_2, teneur en particules de dimensions inférieures à 2 µm), la seule interagissant avec l'eau.

Cette définition de l'indice de plasticité montre également que I_P est un paramètre important dans les propriétés de rétention d'eau du terrain et donc de gonflement. C'est la raison pour laquelle un certain nombre de corrélations ont rapidement été recherchées entre les limites d'Atterberg et les propriétés de gonflement des sols.

Seed et al. (1962) ont proposé une méthode d'estimation du taux de gonflement sur des sols compactés en se référant à la teneur en argile du sol et à l'activité du matériau A_c (figure 1.14).

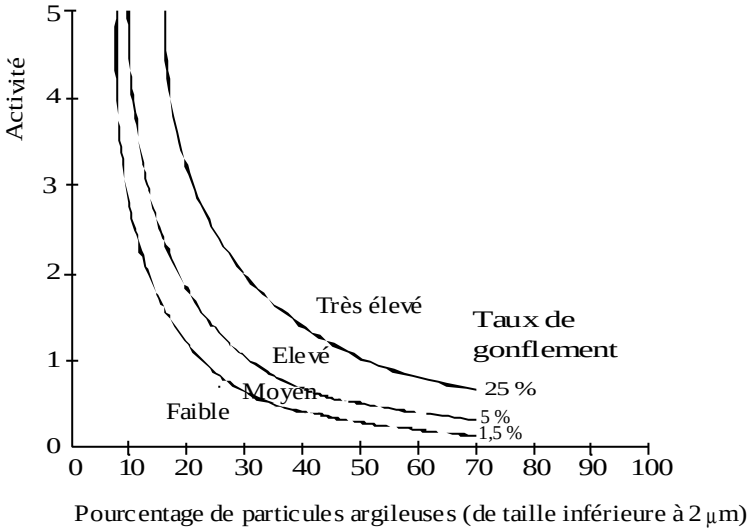


Figure 1.14 : Diagramme de classification du potentiel de gonflement (Seed et al., 1962)

Le gonflement libre ε_g d'un échantillon confiné latéralement en présence d'eau sous une surcharge de 7 kPa, et préalablement compacté à la teneur en eau optimale et à la densité sèche maximale de l'essai de compactage AASHO (norme américaine), peut être relié à l'indice de plasticité I_P du sol par l'expression :

$$\varepsilon_g = 21{,}6 \,.10^{-5} \left(I_P\right)^{2,44}$$

Cette relation, obtenue par une étude statistique des résultats expérimentaux, s'applique aux matériaux 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 gonflement libre. Le tableau 1.2 donne la relation entre le taux de gonflement et l'indice de plasticité.

Tableau 1.2 : Relation entre le gonflement libre et l'indice de plasticité (Seed et al., 1962)

I_P	ε_g (%)	Potentiel de gonflement
0 - 10	0 - 1,5	Faible
10 - 20	1,5 - 5	Moyen
20 - 35	5 - 25	Elevé
> 35	> 25	Très élevé

Komornik et David (1969) ont travaillé plus particulièrement sur des sols non remaniés provenant d'Israël, car la méthode de compactage est un facteur très influent sur les paramètres de gonflement. Les nombreux essais ont montré qu'une simple corrélation linéaire était possible entre le gonflement libre et l'indice de plasticité :

$$\varepsilon_g = 6{,}7 + 2{,}4\, I_P \qquad \text{pour les marnes}$$

$$\varepsilon_g = 0{,}9 + 2{,}1\, I_P \qquad \text{pour l'argile}$$

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

Vijayvergiya et Ghazzaly (1973), tout comme Komornik et David (1969), ont constaté que, la ligne "A", définie par Casagrande (1948) dans le diagramme de plasticité et d'équation $I_P = 0{,}73(w_L - 20)$, sépare les sols gonflants (au-dessus) des sols non gonflants (en dessous de la ligne A) comme indiqué sur la figure 1.15. Cependant une argile se situant au dessus de la ligne "A" n'est pas nécessairement gonflante, puisque des sols mous peuvent parfois y être classés.

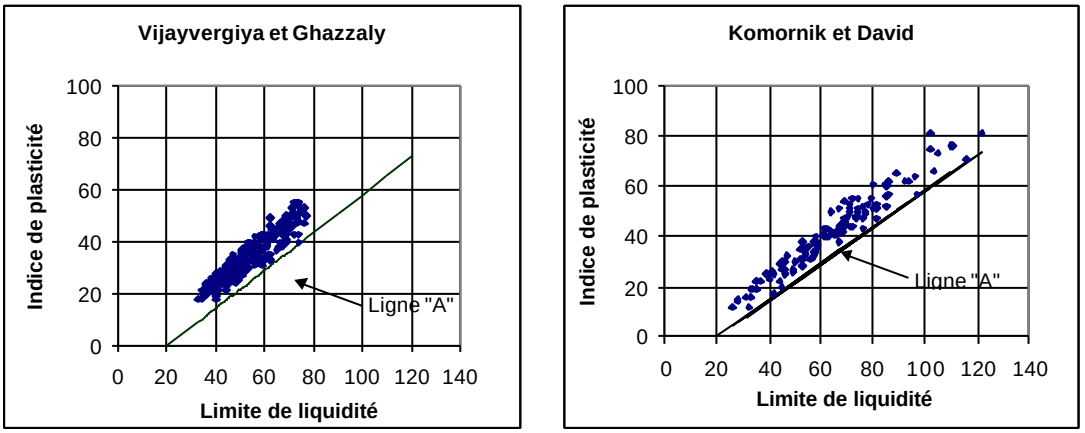


Figure 1.15 : Caractérisation des sols gonflants

Dakshanamurthy et Raman (1973) se sont aussi inspirés du diagramme de plasticité proposé par Casagrande (1948) pour fournir une classification du niveau de gonflement. Le diagramme, qui comprend la ligne A de séparation des sols gonflants, est divisé en 6 zones le long de l'axe des abscisses comme suit :

Tableau 1.3 : Classification proposée par Dakshanamurthy et Raman (1973)

Limite de liquidité w_L	Classification
0 - 20	non gonflant
20 - 35	gonflement faible
35 - 50	gonflement moyen
50 - 70	gonflement élevé
70 - 90	gonflement très élevé
> 90	gonflement critique

1.4.2.2- Retrait linéaire

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. A partir de cette limite w_S, le sol perd de l'eau sans grande variation de volume, il se désature. La limite de retrait et l'indice de retrait $I_S = w_L - w_S$ apparaissent aussi comme des éléments fondamentaux pour l'étude des variations de volume des sols.

Altemeyer (1955) a proposé une classification des sols en fonction de la limite de retrait (tableau 1.4).

Tableau 1.4 : Relation entre potentiel de gonflement et limite de retrait (Altemeyer, 1955)

w_S	Potentiel de gonflement
< 10	Fort
10 - 12	Critique
> 12	Faible

Ranganatham et Satyanarayana (1965) ont déterminé une relation entre l'indice de retrait I_S et le gonflement libre ε_g pour des sols naturels compactés à l'optimum Proctor et sous une surcharge de 7 kPa en s'inspirant des travaux réalisés par Seed et al. (1962):

$$\varepsilon_g = 41{,}1 \,.\, 10^{-5} \left(I_S\right)^{2,67}$$

Cette relation leur a permis de classer le potentiel de gonflement d'un sol en fonction de son indice de retrait (tableau 1.5).

Tableau 1.5 : Relation entre potentiel de gonflement et indice de retrait (Ranganatham et Satyanarayana, 1965)

I_S	Potentiel de gonflement
0 - 20	Faible
20 - 30	Moyen
30 - 60	Fort
> 60	Très fort

1.4.2.3- Influence de la teneur en eau et de la densité sèche

Deux paramètres définissant l'état initial d'un sol paraissent intéressants à analyser : la teneur en eau w et la densité sèche γ_d. Sans être directement reliés au potentiel de gonflement, ces deux facteurs renseignent directement sur l'état initial du réseau poreux, facteur influant sur le gonflement comme l'ont illustré les différentes analyses au microscope électronique à balayage.

Vijayvergiya et Ghazzaly (1973) ont montré que, pour des sols remaniés, le gonflement libre 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 de la masse volumique sèche ρ_d (en kg/m^3), pour une limite de liquidité w_L (en %) donnée :

$$\begin{cases} \lg \varepsilon_g = 0{,}033\, w_L - 0{,}083\, w + 0{,}458 \\ \lg \sigma_g = 0{,}033\, w_L - 0{,}083\, w - 1{,}967 \end{cases}$$

et

$$\begin{cases} \lg \varepsilon_g = 0{,}033\, w_L + 0{,}00321\, \rho_d - 6{,}692 \\ \lg \sigma_g = 0{,}033\, w_L + 0{,}00321\, \rho_d - 5{,}154 \end{cases}$$

Dans le même temps**, David et Komornik** (1969) ont proposé une estimation de la pression de gonflement (en kPa) tenant compte à la fois de la masse volumique sèche ρ_d (en kg/m^3), de la teneur en eau w (en %) et de la limite de liquidité w_L (en %) :

$$\lg \sigma_g = 0{,}0208\, w_L + 0{,}000665\, \gamma_d - 0{,}0269\, w + 0{,}132$$

Brackley (1983) a déterminé une relation générale entre la déformation de gonflement ε_g (en %) et les principales caractéristiques des sols compactés :

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

où e désigne l'indice des vides, w la teneur en eau (en %) et σ la surcharge appliquée (en kPa). L'état initial du sol est ainsi pris en compte, par l'intermédiaire de e et w, ainsi que la pression appliquée. La pression de gonflement σ_g est alors définie, pour une déformation de gonflement nulle, par :

$$\lg \sigma_g = 5{,}3 - \frac{147\ e}{I_P}$$

De même **Chen** (1975), s'appuyant sur les travaux de Kassif et Baker (1969), a conclu que la pression de gonflement n'est pas affectée par la teneur en eau, pourvu que le poids volumique sec soit maintenu constant.

Finalement on constate que certains auteurs, comme Chen (1975) ou Brackley (1983), considèrent la pression de gonflement comme une propriété intrinsèque du matériau, c'est-à-dire dépendant uniquement de la minéralogie et de la densité de l'empilement des particules sans tenir compte de l'eau alors que d'autres auteurs, comme Komornik (1969) ou Vijayvergiya (1973), affirment que plusieurs paramètres liés à l'état hydrique, comme la teneur en eau initiale w ou la limite de liquidité w_L, peuvent influer sur la pression de gonflement.

1.4.2.4- Comparaison entre les différents potentiels d'expansion

Afin de voir si ces différentes méthodes permettraient d'obtenir des résultats compatibles entre eux et surtout avec les observations du terrain, Johnson et Snethen (1978) ont testé, sur 20 sols différents et gonflants, plusieurs méthodes présentées ci-dessus, avec leur paramètres de définition (tableau 1.6). Les résultats obtenus sont alors classés en trois grandes catégories :

- les résultats où les prévisions coïncident avec les résultats observés,
- ceux où ils ne coïncident pas mais où cela va dans le sens de la sécurité,
- ceux où ils ne coïncident pas avec des divergences non sécurisantes.

On s'aperçoit très vite que la fiabilité des méthodes présentées varie beaucoup mais qu'aucune ne donne de coïncidence générale avec l'ensemble des sites testés. De fait une méthode, comme celle de Komornik et David (1969), semble à proscrire car elle sous-estime le gonflement à venir. Il apparaît que celles basées sur des valeurs tirées des limites d'Atterberg sont celles qui donnent les valeurs les moins incohérentes.

Tableau 1.6 : Comparaison entre les différentes de méthodes de classification d'après Johnson et Snethen (1978) et Josa (1988)

Paramètres utilisés	Méthode	Nombre de cas		
		qui coïncident	divergents mais favorables	totalement défavorables
I_p	Seed et al. (1962)	3	13	4
w_L , I_p	Dakshanamurthy & Raman (1973)	5	13	2
w_S	Altemeyer (1955)	9	7	4
I_S	Ranganathan & Satyanarayana (1965)	5	13	2
w , w_L	Vijayvergiya & Ghazzaly (1973)	9	8	3
w , w_L , γ_d	Komornik & David (1969)	2	3	15

En conclusion, et en reprenant l'analyse effectuée par Josa (1988), il apparaît difficile de prétendre classer les sols gonflants uniquement à partir de la valeur d'un indice tiré d'une mesure indirecte de reconnaissance.

1.4.2.5 - Influence de la surface spécifique de l'argile

Les limites d'Atterberg, qui peuvent être déterminées au moyen d'un matériel léger dans les laboratoires de chantier, constituent la caractérisation de référence pour les sols argileux. Mais elles ne donnent pas une identification précise de la nature minéralogique des particules argileuses et de leur influence sur le comportement global du sol. La mesure de la surface spécifique des particules présentes dans un sol offre une caractérisation meilleure de l'argilosité du sol, puisque cette surface varie de façon très importante avec la nature des particules.

On notera qu'il existe deux surfaces spécifiques :

- la surface spécifique externe, que l'on peut associer au niveau interparticulaire ; elle vaut 80 m^2/g pour une montmorillonite et entre 70 et 140 m^2/g pour une illite,
- la surface spécifique interne, associée au niveau interfoliaire ; elle atteint 800 m^2/g pour une montmorillonite alors qu'elle est quasi nulle pour l'illite.

Afin de calculer et d'appréhender la surface spécifique d'un sol argileux, différentes techniques ont été présentées. La plus simple, et maintenant la plus usitée, est certainement la technique de *l'essai au bleu de méthylène*. Comme les molécules de la solution de bleu de méthylène adhèrent aussi bien sur la surface interne que sur la surface externe des argiles, l'ajout progressif de bleu à une masse déterminée de sol jusqu'à saturation complète, permet de déterminer le potentiel d'adsorption de ce sol (Tran Ngoc Lan, 1977). Ainsi un sol adsorbera proportionnellement d'autant plus de bleu de méthylène que :

- la quantité d'argile qu'il contient est importante,
- cette argile est active, c'est-à-dire développe une surface spécifique, interne et externe, élevée et qu'elle est abondamment chargée.

Il apparaît donc une relation directe entre la quantité de bleu adsorbée et la phase argileuse du sol. Une relation entre la surface spécifique totale S_{st} et la valeur de bleu de la phase argileuse $V_B(0/2\mu m)$ a été mise en évidence par Gaillabaud et Cinot (1982) :

$$S_{st} = 21\, V_B(0/2\mu m)$$

Les essais réalisés ont donné une surface spécifique totale de 54 m^2/g pour la kaolinite et de 795 m^2/g pour la montmorillonite.

Finalement, on constate que l'essai au bleu de méthylène, en mesurant la surface hydrophile des argiles, représente un très bon indicateur du potentiel de gonflement d'un sol. De plus, l'essai est facile et rapide à réaliser.

1.4.2.6 - Conclusions

L'exposé précédent, qui n'est pas exhaustif, montre le grand nombre de méthodes et de lois différentes mises au point pour estimer le gonflement des sols de façon indirecte, c'est-à-dire sans effectuer d'essai de gonflement.

Le plus souvent, ces méthodes restent grossières et différencient seulement les sols à fort potentiel de gonflement des sols à faible potentiel de gonflement. Les relations sont, en général, déterminées 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, qui sont certes significatives quand elles sont appliquées à un grand nombre de sols très différents minéralogiquement et granulométriquement, doivent être utilisées avec beaucoup de précautions sur des sols de natures voisines.

Ces critères de gonflement sont donc très utiles en tant qu'indicateurs du potentiel de gonflement des sols (faible, moyen ou fort), et sont significatifs lors d'études statistiques sur des sols différents, mais en aucun cas ne peuvent remplacer les essais directs de gonflement du point de vue de la caractérisation mécanique de ce phénomène.

1.4.3 - Essais de gonflement en laboratoire

Il existe un grand nombre de procédures d'essais de gonflement, comme le montre une synthèse récente effectuée par Serratrice et Soyez (1996). Les principaux essais sont présentés dans la suite.

1.4.3.1 - Problématique des procédures d'essais

Les procédures d'essais de gonflement tirent leur diversité de la complexité du phénomène analysé, des nombreuses variétés de matériaux gonflants et d'une longue pratique empirique. Il semble illusoire, en effet, de chercher à qualifier mécaniquement un sol susceptible de gonfler par une procédure universelle de laboratoire.

Les procédures d'essais se distinguent principalement par les modalités d'application des charges sur l'éprouvette (charge de mise en imbibition, durée des paliers, taux de déchargement d'un palier à l'autre, etc.), par leurs méthodes de suivi en temps réel ou par leurs méthodes d'exploitation des résultats. L'œdomètre est le seul appareillage préconisé pour la réalisation des essais de gonflement. Mais ces procédures doivent pouvoir être transposées, au moins dans leur principe, au cas de l'appareillage triaxial. Elles ont donné lieu à de nombreuses variantes d'essais, avec l'utilisation d'appareillages et de méthodologies spécifiques, voire de combinaisons de procédures.

Parce qu'elles sont inspirées des pratiques œdométriques, toutes ces procédures sont basées sur des essais par paliers avec imbibition et non par chargement continu (qui, plus encore que pour les sols

compressibles, poserait le problème du choix des vitesses d'essai en regard de la cinétique de gonflement), sans utilisation d'une contre-pression (mise en imbibition et non pas en saturation). A chaque étape de l'essai, le gonflement se déroule sous une contrainte axiale constante en principe jusqu'à atteindre la stabilisation de la déformation. Cependant, lorsque la stabilisation du gonflement n'a pas lieu sous un palier donné, cette part non consommée du gonflement s'ajoute au gonflement sous le palier de décharge suivant. Didier et al. (1987) et l'ISRM (1989) préconisent certaines règles détaillées dans l'annexe A, pour passer d'un palier au suivant, ce qui implique un suivi régulier de l'essai. Mais, dans le cas où ces règles ne s'appliquent pas, on en est réduit à adopter une valeur forfaitaire de durée des paliers. Par la suite, on conservera le terme de stabilisation de la déformation, compte tenu des règles fixées pour définir cette stabilisation.

Aussi, avant d'évoquer ci-dessous les techniques utilisées en laboratoire pour caractériser les matériaux gonflants, on propose de décrire chacune des quatre méthodes de base d'essais de gonflement, dont sont issues les procédures normalisées présentées dans l'annexe A.

1.4.3.2 - Les quatre catégories d'essais de gonflement

1.4.3.2.1 - Essai de gonflement libre

L'essai de gonflement libre est issu directement des procédures traditionnelles de l'essai œdométrique. Après montage dans la bague œdométrique, l'éprouvette est soumise à l'imbibition sous le poids du piston. Une fois le phénomène de gonflement stabilisé, le chargement s'effectue par paliers selon un taux de chargement approprié jusqu'à stabilisation des déformations sous chaque palier. La pression de gonflement correspond à la charge qu'il est nécessaire d'appliquer pour ramener l'éprouvette à sa hauteur initiale (figure 1.16, méthode 1).

Dans le cas des sols moyennement à fortement gonflants, l'essai de gonflement libre peut entraîner une modification de structure pendant le gonflement avant le retour à une déformation nulle. C'est pourquoi il a tendance à surestimer la pression de gonflement.

1.4.3.2.2- Essais en parallèle

Pour éviter l'inconvénient de la stabilisation de chaque palier, on peut utiliser une méthode dite des essais de gonflement en parallèle, qui consiste à placer plusieurs éprouvettes d'un même matériau dans différentes cellules œdométriques. Chaque éprouvette est chargée dans son état naturel jusqu'à une contrainte axiale convenablement choisie suivant un taux d'accroissement des charges

préalablement défini (figure 1.16, méthode 2). Le gonflement ou l'effondrement de chaque éprouvette est obtenu en procédant à son imbibition sous contrainte, jusqu'à stabilisation des déformations.

Cette technique, qui généralise la procédure de Holz et Gibbs (1956), présente l'inconvénient d'avoir à tester simultanément des éprouvettes de matériaux parfois hétérogènes. Elle est principalement utilisée dans le cas des matériaux compactés, pour lesquels il est plus facile de préparer des éprouvettes identiques. Mieussens (1993) a ainsi proposé une procédure d'essais de gonflement-effondrement pour évaluer la qualité de matériaux compactés. Après stabilisation des matériaux compactés, on compare entre elles les déformations résultant, d'une part, du chargement et, d'autre part, de l'imbibition en fonction de la contrainte axiale, ce qui donne directement le potentiel de gonflement de la roche testée. Cette méthode présente l'avantage de soumettre le sol ou la roche à des conditions proches de la réalité, chaque éprouvette pouvant représenter différents éléments du massif ou du remblai.

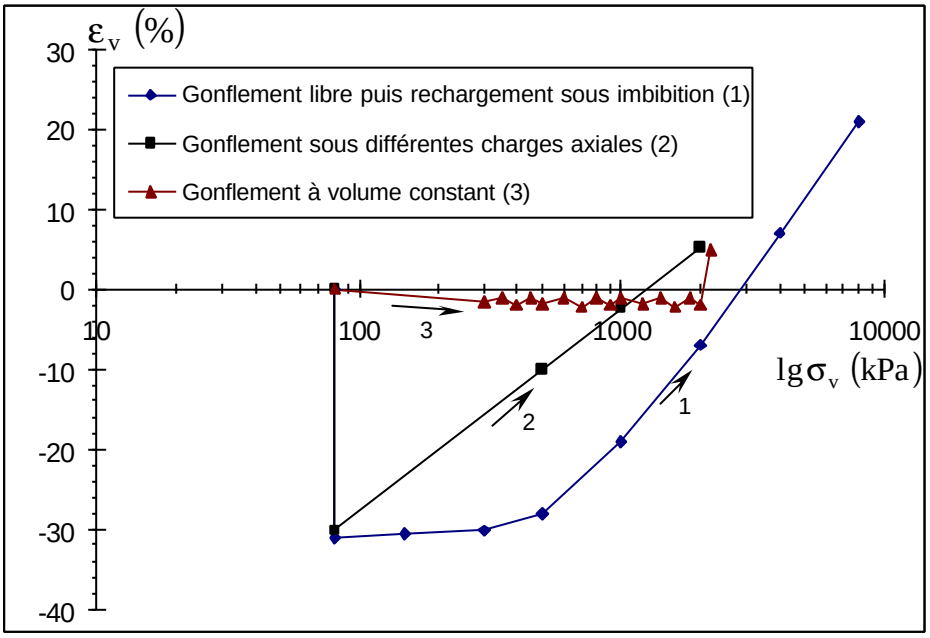


Figure 1.16 : Différentes procédures d'essais de gonflement (Sridharan et al., 1986)

1.4.3.2.3 - Essai à volume constant

La méthode de gonflement à volume constant consiste à imbiber l'éprouvette sous une charge donnée, puis à la charger par petits paliers successifs de façon à maintenir au mieux sa hauteur à une valeur constante (figure 1.16, méthode 3). Dans ces conditions, la structure du sol est supposée ne pas trop évoluer pendant l'essai, contrairement à ce qui se passe avec la procédure du gonflement

libre. Cette méthode a été fortement décriée car elle est délicate à mettre en œuvre (l'essai doit impérativement se dérouler par accroissement continu du chargement jusqu'à l'équilibre qui est atteint lorsque la charge est égale à la pression de gonflement). De plus, le matériel doit posséder une forte rigidité et le rattrapage du gonflement par des poids supplémentaires induit de petites oscillations, assimilables à des cycles de chargement-déchargement.

1.4.3.2.4 - Essai Huder-Amberg

Huder et Amberg (1970) ont proposé une procédure inspirée de la méthode de Chen (figure 1.17) et qui a été adoptée par la Société Internationale de Mécanique des Roches (ISRM, 1989). Elle consiste à placer l'éprouvette de roche dans son état naturel à l'intérieur d'une bague oedométrique flottante fermée par deux pierres poreuses. Le premier chargement est appliqué en quatre à cinq paliers, à l'éprouvette conservée dans son état naturel, jusqu'à une contrainte axiale σ_{vo} (chemin a). Pour effacer les effets du remaniement dû au prélèvement du sol et à sa mise en place dans l'œdomètre, l'éprouvette est ensuite soumise à un cycle de déchargement-rechargement jusqu'à la contrainte σ_{vo} (chemins b et c). Sous cette contrainte, elle est alors mise en présence d'eau par saturation de la cellule œdométrique, ce qui provoque le gonflement -ou effondrement- (chemin AB).

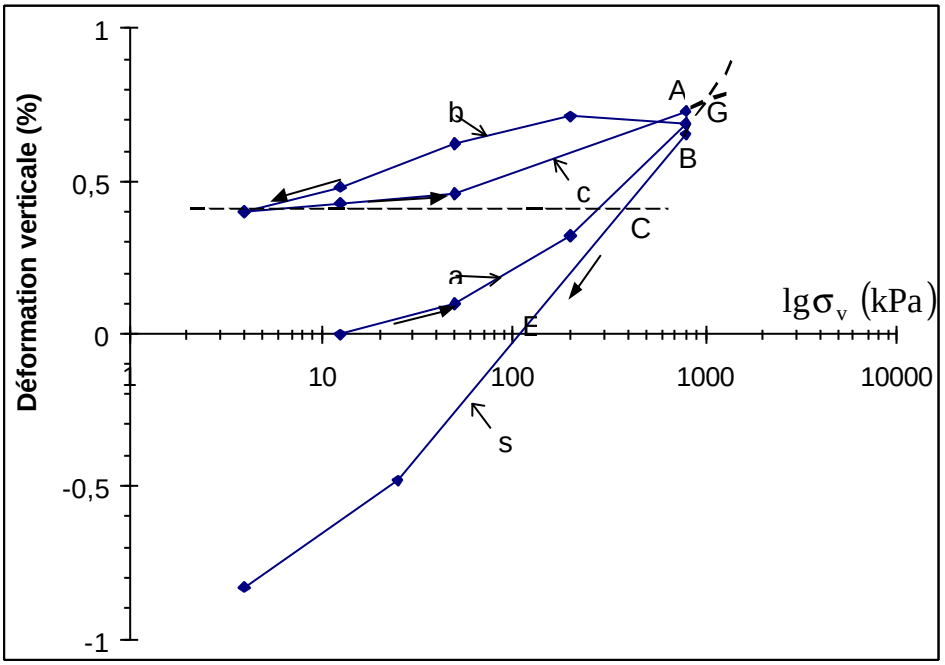


Figure 1.17 : Essai de gonflement selon la méthode de Huder-Amberg (1970)

Plusieurs semaines, voire plusieurs mois, peuvent s'écouler avant la stabilisation du gonflement de la roche. Ce stade étant dépassé, l'éprouvette est déchargée au palier précédent et son gonflement est

observé jusqu'à stabilisation, avant de procéder à un nouveau déchargement, ce qui se traduit par le chemin (s) de la figure 1.17. L'intersection des chemins c (rechargement à l'état naturel) et s (déchargement sous imbibition) a pour abscisse la *pression de gonflement* s_g selon Huder et Amberg. Lorsque la capacité de l'appareillage ne suffit pas à franchir la pression de gonflement, l'intersection est obtenue par extrapolation en prolongeant les chemins c et s.

Cette méthode présente deux difficultés :

- si le gonflement AB est trop important, cela peut conduire à une extrapolation arbitraire, ce qui se produit lorsque la contrainte σ_{vo} est trop éloignée de la pression de gonflement σ_g ;
- les durées des paliers de gonflement peuvent conduire à une durée d'essai excessive.

La relation de Huder et Amberg liant la variation de volume à la variation de contrainte entre σ_v et σ_g s'écrit :

$$\varepsilon_v = -\frac{\Delta h}{h} = C_g \lg\left(\frac{\sigma_v}{\sigma_g}\right) \tag{1.2}$$

1.4.3.2.5 - Comparaison des différentes procédures d'essai

Ainsi que nous l'avons vu auparavant, trois techniques principales (Sridharan et al., 1986) peuvent être mises en œuvre pour déterminer la pression de gonflement d'un échantillon de sol. En fonction notamment du niveau de confinement des échantillons, les valeurs trouvées peuvent varier sur une assez grande échelle. Ceci explique, entre autres, les grandes différences constatées entre les résultats donnés par les diverses méthodes de mesure de pression de gonflement.

De nombreux auteurs ont essayé de comparer, sur des sols équivalents, les différentes méthodes, afin d'identifier celles qui sont les plus cohérentes avec les valeurs relevées sur place. De toute manière, le problème de la normalisation des essais reste posé (Didier et al., 1987), de même que celui de la comparaison entre les valeurs de pression de gonflement mesurées. Sridharan et al. (1986) ont mené une étude exhaustive de comparaison des différentes méthodes. Cette étude conclut (figure 1.16), de manière générale, que :

- la méthode à volume constant donne des valeurs moyennes ; Iyer (1987) signale que ces valeurs sont égales aux valeurs de succion initiale ;

- la méthode consistant à recharger par paliers un échantillon ayant libéré tout son potentiel de gonflement surestime la pression de gonflement ;
- la méthode de mesure sous charges variables donne des valeurs plus faibles.

Les auteurs ont aussi montré qu'à partir de modes opératoires combinés, on peut obtenir des valeurs encore différentes de pression de gonflement. Par exemple, si on réalise un essai à volume constant avec déchargement par paliers successifs suivi d'un essai de gonflement libre avec rechargement, la pression de gonflement obtenue est alors inférieure à la pression de gonflement donnée par la seule méthode du gonflement libre. On se rend compte de l'importance énorme du chemin de contraintes suivi au cours du gonflement.

La pression de gonflement s_g n'est donc pas une grandeur intrinsèque au matériau mais *dépend fortement du chemin de chargement*.

En comparant les déformations de gonflement mesurées in situ et celles déterminées avec les différentes procédures expérimentales, il semble que les valeurs de la pression de gonflement estimées à volume constant soient les plus proches de celles effectivement constatées sur le terrain (Erol, 1987) et soient donc les plus pertinentes.

Khaddaj (1992) arrive aux mêmes conclusions et préconise l'utilisation systématique de la méthode à volume constant, d'une part, pour éviter les hétérogénéités inhérentes à l'utilisation de différents échantillons (essais en parallèle) et, d'autre part, pour limiter les problèmes de mesure, dus notamment aux frottements parasites survenant à l'intérieur des œdomètres lors d'essais à gonflement libre.

Les trois procédures proposées par Sridharan et al. (1986) sont destinées surtout à déterminer une pression de gonflement appliquée sur une paroi rigide lorsqu'un terrain est susceptible de gonfler par apport d'eau. Par contre, *dans le cas d'une excavation*, *pour laquelle le gonflement résulte des effets combinés d'un apport d'eau et d'un déchargement mécanique, le phénomène doit être caractérisé par une pression de gonflement* σ_g *et par un indice de gonflement* C_g*. C'est pourquoi l'essai d'Huder-Amberg paraît mieux adapté pour ce type de configuration*.

1.4.3.3 - Les matériels

Historiquement, c'est à l'aide d'œdomètres que les premiers essais de gonflement ont été réalisés. Cet appareillage est bien adapté à la mesure d'une variation de volume et offre un moyen direct de suivi du gonflement lors de la mise en imbibition de l'éprouvette, contrairement à l'appareillage triaxial qui nécessite d'utiliser un matériel et des procédures d'essais plus élaborés.

Par ailleurs, cet appareillage est largement répandu. Par contre, l'œdomètre classique n'offre qu'une déformation unidimensionnelle et le chemin des contraintes suivi pendant l'essai reste inconnu. Une amélioration des essais a consisté à employer des œdomètres équipés de bagues de mesure de la pression radiale σ_r pendant le gonflement (Komornik et Zeitlen, 1965, 1970 ; Ofer, 1981 ; Erol et Ergun, 1994). Hors du cadre des essais en laboratoire, il faut signaler les appareillages basés sur une sonde pressiométrique pour la réalisation d'essais de gonflement in situ. Quelques illustrations de ces différents appareils sont présentées dans l'annexe B.

On rappelle que les procédures d'essais de gonflement suggérées par les instances de normalisation internationale en restent toutes à l'utilisation de l'œdomètre traditionnel.

1.4.4 - Aspects phénoménologiques du gonflement

Après avoir détaillé les différentes procédures d'essais expérimentaux, il est intéressant d'analyser les principaux aspects phénoménologiques du gonflement, en particulier la cinétique et l'aspect tridimensionnel, afin de pouvoir les prendre en compte dans les méthodes de calcul.

1.4.4.1 - Cinétique de gonflement

1.4.4.1.1 - Comportement général

Le gonflement des sols argileux est un phénomène très lent, en raison de la faible perméabilité des argiles. Il est donc fondamental de commencer l'étude du gonflement par l'étude de la cinétique, c'est-à-dire la relation existant entre la déformation de gonflement et le temps. La représentation graphique du gonflement unidimensionnel en fonction du logarithme du temps a usuellement l'allure de la figure 1.18.

La courbe obtenue, soit lors d'un essai de gonflement libre, soit lors d'un palier de déchargement, montre que la déformation peut se décomposer en un gonflement primaire et un gonflement

secondaire à l'image de la consolidation hydrodynamique des sols, mais dans une direction opposée. De très nombreux travaux expérimentaux font apparaître ce type de cinétique (Seed et al. 1962 ; Parcher et Liu, 1965 ; Komornik et Zeitlen, 1970 ; etc.).

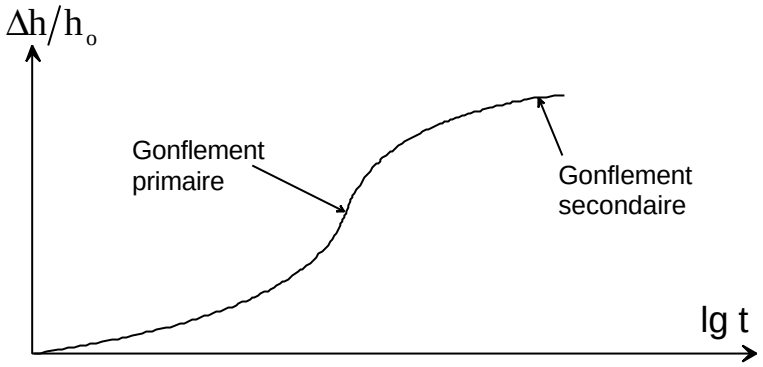


Figure 1.18 : Courbe de gonflement en fonction du temps

La première phase de gonflement, lié à la migration de l'eau dans l'éprouvette à partir de ses extrémités, relève d'un processus de diffusion. Elle est plus ou moins lente suivant la nature et l'état du matériau, et selon le chargement, et dure quelques heures, voire quelques jours dans le cas d'une éprouvette de 25 mm de hauteur avec imbibition par les deux faces.

La phase de gonflement secondaire est plus problématique, car la direction de la déformation de gonflement est opposée à celle du chargement, contrairement au fluage qui produit des déformations de compression sous des charges de compression. La cinétique du gonflement secondaire est très lente et dépend du niveau de chargement et, pour de faibles charges, il est souvent impossible d'atteindre un équilibre dans des conditions raisonnables de réalisation des essais de laboratoire. Ces faibles vitesses de déformation sont en accord avec les observations faites dans les massifs de sol ou de roche, autour des tunnels notamment, où le processus de gonflement peut se dérouler pendant plusieurs années, voire plusieurs décennies (Steiner, 1993).

1.4.4.1.2 - Modélisation de la cinétique

Des modélisations de l'évolution du gonflement en fonction du temps ont été proposées par différents auteurs, soit en considérant la dissipation de la succion (Baker et Kassif, 1968), soit en distinguant une phase de gonflement primaire (correspondant à la diffusion de l'eau dans les pores) et une phase de gonflement secondaire d'hydratation des minéraux argileux (Alonso et al., 1989 ; Gens et al., 1993). D'un point de vue empirique, certains auteurs (Dakshanamurthy, 1978 ; Sridharan et al.,

1986 ; Didier et al., 1987) préconisent de représenter la cinétique du gonflement par une loi hyperbolique de la forme :

$$\varepsilon_v = \frac{t}{a + b\,t}$$

où ε_v désigne la déformation verticale, t le temps et, a et b deux constantes.

Vayssade (1978) a, quant à lui, proposé la relation :

$$\varepsilon_v = G\,\frac{t}{B + t} \tag{1.3}$$

G représentant le taux de gonflement final, obtenu pour un temps infini et B le temps de demi-gonflement (par rapport au gonflement final). Cette relation peut aussi s'écrire :

$$\frac{t}{\varepsilon_v} = \frac{1}{G}\,t + \frac{B}{G} \tag{1.4}$$

ce qui correspond à une droite dans le système de coordonnées $(t,\ t/\varepsilon_v)$. Les paramètres G et B peuvent ainsi être déterminés graphiquement et correspondent respectivement à l'inverse de la pente et au produit de G par l'origine.

Parcevaux (1980) a montré que G et B étaient influencés par la contrainte initiale de la phase de déchargement, G oscillant autour d'une valeur moyenne pour un type de sol donné sous un état de contraintes fixé et que B peut être considéré comme proportionnel à l'épaisseur h_o de l'échantillon.

La relation linéaire 1.4 permet, par extrapolation, de déduire le gonflement final ε_{vf} à partir d'essais rapides. Didier (1987) confirme que la cinétique du phénomène de génération de la pression de gonflement peut être approchée par une loi hyperbolique (annexe A).

1.4.4.1.3 - Influence saisonnière

La prise en compte dans les calculs des déformations engendrées par des variations saisonnières de teneur en eau a conduit quelques expérimentateurs à procéder à des essais cycliques de séchage et d'humidification de matériaux compactés (Day, 1994 ; Al Homoud et al., 1995). Les éprouvettes sont alors soumises alternativement à des phases d'imbibition et de séchage (par injection d'air dans les plaques poreuses ou par évaporation naturelle), ce qui provoque, dans certains cas, une fatigue du matériau testé par appauvrissement de sa capacité à gonfler ou dans d'autres cas, au contraire, un accroissement du potentiel de gonflement. Al Homoud et al. (1995) ont entrepris une étude systématique du gonflement de six argiles différentes et montré que, sous l'effet répété de cycles de

séchage et d'imbibition, les sols présentent des signes de fatigue. Le premier cycle provoque la plus grande réduction du potentiel de gonflement ; celui-ci diminue encore pendant les cycles suivants pour se stabiliser au bout de quatre ou cinq cycles. L'observation des argiles au microscope électronique montre un réarrangement progressif des particules argileuses pendant les cycles, qui, par agrégation, conduit à une disposition plus stable vis-à-vis de l'absorption de l'eau. Les auteurs postulent que l'effet contraire est obtenu lorsque l'argile est complètement desséchée en dessous de sa limite de retrait. Compte tenu des faibles vitesses de gonflement observées en général, la question de la représentativité de ce type d'essai (réalisé sur des périodes relativement courtes) se pose néanmoins.

1.4.4.2 - Aspect tridimensionnel du gonflement

A l'évidence, et parce qu'il intéresse la roche dans sa masse, le gonflement est un mécanisme tridimensionnel. La pratique courante des essais à l'œdomètre dissimule cet aspect du phénomène. Il n'existe, à l'heure actuelle, que des résultats partiels sur l'aspect tridimensionnel du gonflement des matériaux intacts et quelques résultats pour les matériaux compactés.

1.4.4.2.1 - Etude à l'œdomètre "K_o"

Komornik et Zeitlen (1965, 1970) ont étudié la pression latérale développée pendant la saturation en condition œdométrique d'une argile gonflante compactée. L'œdomètre "K_o" permet de suivre l'évolution du chemin de contraintes totales pendant le gonflement.

Sous fortes charges axiales, l'imbibition provoque soit un faible gonflement, soit l'effondrement du sol compacté ou un faible gonflement et le déviateur $q = \sigma_v - \sigma_h$ reste positif (la contrainte radiale reste inférieure à la contrainte verticale, $\sigma_v > \sigma_h$). Par contre, sous faible charge axiale, la déformation de gonflement est forte et q devient négatif (la contrainte radiale dépasse la contrainte verticale $\sigma_v < \sigma_h$). Dans ce cas, le gonflement sous charge axiale constante provoque la rupture en extension de l'argile compactée (Serratrice et al., 1996).

En reprenant les résultats de Skempton (1970) et de Matyas (1969), **Iyer** (1987) affirme que l'on peut poser le principe de l'isotropie de la pression de gonflement. En effet, Skempton (1961) et Matyas (1969) ont montré que la pression de gonflement déterminée expérimentalement sur l'argile de Londres ou sur l'argile canadienne de Winnipeg était égale à la succion initiale du matériau.

Katti et al. (1984) ont étudié, sur différents échantillons compactés de grandes dimensions, la contrainte latérale exercée sur les parois d'un œdomètre lors de la saturation du sol. Cette pression de gonflement latérale passe d'abord par un pic très marqué avant de chuter jusqu'à une valeur de palier. Ce palier correspond approximativement à la pression de gonflement verticale (Chen, 1975). Différents facteurs influent sur cette pression latérale : la masse volumique sèche du matériau, le degré de saturation initial, ainsi que la surcharge verticale exercée. Les relations entre la masse volumique sèche et les pressions de gonflement horizontales et verticales $\rho_d = f(\sigma_{hg})$ et $\rho_d = g(\sigma_{vg})$ sont comparables et varient de manière analogue.

Ofer (1983) a présenté un appareillage œdométrique modifié proche de celui de Komornik et Zeitlen (1965) qui permet de connaître la pression latérale de gonflement d'un sol lors de sa saturation. Cette cellule possède une membrane latérale instrumentée qui permet d'enregistrer latéralement les pressions exercées par le sol. Il a pu, grâce à cet essai, montrer l'influence des différents facteurs tels que la masse volumique sèche de l'échantillon ou la contrainte verticale.

De nombreux auteurs (Katti et al., 1984 ; Edil et al., 1992) ont insisté sur l'importance de la contrainte verticale appliquée sur la valeur de la pression de gonflement latérale mesurée. En effet, il semble que plus la contrainte exercée sur l'échantillon est importante et plus la pression latérale développée par celui-ci est forte. Cependant **Joshi et Katti** (1980) ont différencié deux zones importantes lors du développement de la pression de gonflement latérale, selon que la contrainte verticale exercée est supérieure ou inférieure à la pression de gonflement :

- si $0 < \sigma_v < \sigma_g$, la pression latérale exercée sur les parois de l'œdomètre par l'échantillon peut être très importante et augmente fortement avec l'augmentation de σ_v.
- si $\sigma_v > \sigma_g$, il n'y a pas d'augmentation de la pression latérale lors de la saturation de l'échantillon mais au contraire apparition d'un tassement vertical. On se ramène alors au cadre œdométrique avec des courbes σ_h / σ_v œdométriques classiques.

Il convient d'insister sur le fait que la méthodologie d'essai n'est pas indifférente puisque l'on remarque que les essais à volume constant donnent des contraintes horizontales beaucoup plus fortes que les essais à contrainte verticale constante. Le problème le plus important reste de savoir si l'on peut considérer la pression de gonflement comme un phénomène isotrope.

Satyarayana (1973) affirme que les plus fortes pressions de gonflement sont enregistrées, pour un échantillon de sol remanié et compacté statiquement, dans une direction faisant un angle de 45 degrés avec l'horizontale. Ce résultat, qui n'a jamais été confirmé, semble indiquer que la réorganisation du sol par certains modes de compactage peut favoriser l'apparition de directions privilégiées.

L'étude la plus complète sur l'anisotropie éventuelle de la pression de gonflement est celle réalisée par **Kabbaj** (1981) sur une bentonite compactée. Celui-ci a remarqué une forte anisotropie de la contrainte exercée par le sol pour de faibles degrés de saturation, cette anisotropie s'annulant progressivement lorsque l'on se rapproche de la saturation totale de l'échantillon. Il en conclut que la pression de gonflement d'un sol n'est pas anisotrope. Selon ses observations, la saturation du sol permet le réarrangement progressif des particules argileuses ; celles ci présentent toujours une nouvelle anisotropie structurelle en fin d'essai avec une direction privilégiée des feuillets argileux perpendiculairement à la charge.
Kabbaj a également formulé l'hypothèse que l'anisotropie structurelle de la bentonite (comme de tous les sols argileux) exerce une influence sur ses caractéristiques de gonflement. Cependant, lors d'une humidification sous charge, la structure interne du matériau se modifie en entraînant une diminution de l'anisotropie de ces caractéristiques. Il a insisté cependant sur l'anisotropie très forte du gonflement sous faibles charges et sur l'importance des risques que peut présenter l'utilisation des matériaux gonflants compactés dans des projets de génie civil.

Shanker et al. (1987), dans une étude générale du comportement anisotrope des sols gonflants, ont conclu à l'isotropie de ces types de sol en se basant uniquement sur les déformations volumiques de gonflement mesurées en fonction du mode de drainage utilisé (1, 2 ou 3 axes de drainage).

1.4.4.2.2 - Etude à l'appareillage triaxial

Kassif et Baker (1969) ont vérifié que les résultats expérimentaux obtenus par Komornik (1965) s'accordaient bien avec les formules théoriques fournies par Skempton et Bishop (1954) sur les contraintes uniaxiales (œdomètre) et triaxiales. En particulier, ils ont montré que le rapport contrainte axiale sur contrainte radiale est compris entre 0,8 et 1,1 et que la valeur moyenne vaut quasiment 1, ce qui correspond à une pression de gonflement isotrope.

Dakshanamurthy (1979) a étudié le comportement d'une argile compactée susceptible de gonfler dans les 3 directions à partir d'un chemin de contraintes donné. Il a montré que, quel que soit le chemin de contraintes suivi, il y avait une relation unique entre la déformation volumique ε_{vol} et la contrainte moyenne p. D'autre part, il a constaté que les déformations de gonflement sont anisotropes même pour un chemin de contraintes isotrope.

Tisot et al. (1983) ont comparé, sur une bentonite compactée, les différentes méthodes d'essais à l'œdomètre et à l'appareil triaxial. Pour l'essai de gonflement libre, les résultats œdométriques sont fortement supérieurs aux résultats triaxiaux, peut-être en raison des frottements latéraux le long de l'oedomètre. Toutes les méthodes à l'appareil triaxial donnent une contrainte moyenne comparable. Pour l'essai à volume constant, on constate que la pression de gonflement œdométrique et la pression de gonflement verticale au triaxial sont comparables et que la pression de gonflement est anisotrope, le rapport σ_v / σ_h dépendant des caractéristiques initiales du matériau (γ_d, w). Compte tenu de la rapidité de l'essai à volume constant, il est préconisé d'utiliser ce mode opératoire avec l'appareil triaxial, afin de connaître aussi la pression de gonflement radiale, sachant que les mêmes résultats sont obtenus à l'œdomètre en termes de pression de gonflement.

Johnson (1989) a constaté, sur des essais à volume constant sur des échantillons intacts, que la pression de gonflement était à priori isotrope, même si le matériau avait une structure anisotrope. Ceci est en accord avec la relation possible entre la pression de gonflement et la succion initiale.

Yesil et al. (1993) ont développé un nouvel appareillage triaxial (annexe B) pour étudier le comportement axial d'un matériau compacté en fonction de la pression de confinement. Après un essai à volume constant pour une pression de confinement donnée, l'échantillon est déchargé afin d'obtenir le potentiel de gonflement.

L'analyse statistique des résultats expérimentaux a abouti à la relation générale suivante :

$$\varepsilon_v = (a + b\,\sigma_h) - (c + d\,\sigma_h)\lg \sigma_v$$

où σ_v désigne la contrainte verticale (en MPa), σ_h la contrainte latérale de confinement (en MPa) et ε_v la déformation verticale. Une étude menée sur une marne a conduit aux résultats suivants : $a = 3{,}79$ $b = -2{,}92$; $c = -7{,}82$ et $d = -6{,}14$. On remarque que, pour une pression verticale inférieure à 1 MPa, plus l'échantillon est confiné latéralement, plus le gonflement axial est élevé (en

effet pour $\sigma_v < 1\,\text{MPa}$, $\lg \sigma_v < 0$). Cette étude n'a donné aucun résultat explicite sur le comportement radial.

1.4.4.3 - Effets de structure et effets d'échelle

Les matériaux inertes vis-à-vis du gonflement et déformables ne sont sensibles qu'à des sollicitations mécaniques ou de succion avec un cortège de propriétés mécaniques diverses (non linéarité, anisotropie mécanique, etc.). Les matériaux gonflants présentent, de plus, des particularités liées à leurs propriétés physico-chimiques ainsi qu'à l'hétérogénéité, à la fissuration et à l'anisotropie de structure. Dans la description et la caractérisation du gonflement, de nombreux indices laissent à penser que des effets de structure se superposent aux mécanismes évoqués ci-dessus.

Dans le cas des matériaux naturels, intacts, on peut citer :

- l'influence de la fissuration, où le gonflement est compensé par la présence de fissures,
- l'influence de la cimentation,
- le comportement des matériaux argileux contenant de gros éléments (inertes vis-à-vis du gonflement) ou des mélanges de sables et d'argile,
- l'évolution de l'anisotropie pendant le gonflement (Kabbaj, 1981),
- l'évolution du gonflement au cours des cycles de séchage et d'humidification, accompagnée du réarrangement des particules argileuses (Al Homoud et al., 1995).

Ainsi, par exemple, une part du gonflement peut être absorbée par les vides présents dans les matériaux compactés contenant de gros éléments, ou les matériaux naturels fissurés, ou les matériaux effondrables, limitant ainsi le développement complet du gonflement à l'échelle macroscopique. L'arrangement initial des particules argileuses ou leur réarrangement pendant le gonflement semblent influencer directement le processus de gonflement et son ampleur. La pression de gonflement et le gonflement libre sont plus grands pour un arrangement des particules argileuses parallèles entre elles. La structure des sols et des roches, leur cimentation, leur vieillissement avant toute action mécanique contribuent à limiter l'ampleur du gonflement. Au contraire, la déstructuration occasionnée soit par des actions extérieures de cisaillement (comme dans la zone décomprimée d'un tunnel, par exemple), soit par dissolution, peut libérer le gonflement.

En cas d'évolution de la structure, l'utilisation d'une procédure d'essai reproduisant le chemin de contraintes subi par le sol in situ ne produira pas le même résultat car les propriétés mécaniques et le comportement du sol auront changé. Un sol qui a gonflé au niveau de ses grains n'est plus le même sol.

Une autre remarque concerne l'effet d'échelle, car la différence de taille entre l'échantillon et le massif est importante. Un échantillon ne représentera jamais l'ensemble des couches géologiques du terrain qui interviennent dans la réponse en grand du massif. Entre autres, une couche de matériau cohérent non gonflant située au-dessus d'un terrain gonflant joue un rôle considérable.

Katti et al. (1983) ont montré d'ailleurs qu'une couche de matériau cohérent non gonflant de hauteur H agit sur le matériau gonflant comme une surcharge verticale supérieure au poids γH car le poids de la couche non gonflante mais aussi la cohésion du matériau s'opposent au gonflement. Tous ces résultats ont pu être validés sur des essais en grande dimension. Traditionnellement les essais de gonflement sont réalisés uniquement sur le matériau gonflant à cause des petites tailles des échantillons et de la complexité du problème. Néanmoins les effets d'échelle et de structure pourraient justifier les valeurs élevées des pressions de gonflement obtenues en laboratoire par rapport aux résultats données par les mesures in situ (Steiner, 1993)

1.4.5 - Commentaires et recommandations générales

La réalisation d'essais de gonflement à l'œdomètre nécessite des pratiques expérimentales rigoureuses, en particulier au cours du prélèvement, de l'identification du matériau et de la procédure d'essais à réaliser (Serratrice et Soyez, 1996).

1.4.5.1 - Prélèvement des échantillons

La reconnaissance à mettre en œuvre pour étudier le gonflement d'un massif à proximité d'un ouvrage doit être adaptée à chaque projet. Dans tous les cas, elle doit au moins permettre la simple identification du phénomène. Mais elle peut être poussée plus finement à l'aide de procédures et de matériels élaborés. Les moyens de prélèvement doivent être choisis en fonction de ces objectifs et garantir une qualité appropriée des échantillons. La plupart des procédures exigent de connaître l'état in situ de la roche gonflante (w, e). En conséquence, de telles procédures ne pourront être mises en œuvre que sur des échantillons de classe de qualité 2 ou 1 au sens de la norme Pr P 94-

202 (AFNOR, 1992) ; ce qui correspond à une identification complète de l'échantillon et à une caractérisation comprenant au moins la teneur en eau, l'indice des vides, le poids volumique sec et la perméabilité.

En tant que mesure de la déformation du matériau, les essais de gonflement ne peuvent être envisagés que sur des éprouvettes tirées d'échantillons de classe 1. Le prélèvement par blocs constitue un moyen efficace d'échantillonnage de roches gonflantes. Dans ce cas, il est nécessaire de bien noter l'orientation des blocs par rapport à la stratification du massif. Mais cette méthode ne permet pas de s'affranchir du problème du remaniement lorsque les blocs sont prélevés à proximité de l'ouvrage, dans des zones déjà déformées et décomprimées (tunnels, déblai, etc.).

La comparaison entre les résultats des essais sur sols compactés et sur sols naturels (Parcher et Liu, 1965 ; Shanker et al., 1981) montre une influence notable du remaniement sur les paramètres de gonflement même si les causes ne sont pas élucidées. C'est pourquoi, il faudra prendre le plus grand soin lors du prélèvement et du transport du matériau, afin de perturber le moins possible son état et de préserver ainsi les paramètres géotechniques in situ.

1.4.5.2 - Identification du matériau

Les opérations élémentaires d'identification du matériau demeurent un point de passage obligé de l'étude en laboratoire avec l'analyse pétrographique très précise de la roche, l'évaluation d'une densité de fissuration, la mesure des limites d'Atterberg et de la valeur au bleu dans le cas de sols argileux et des roches argileuses tendres. Ces opérations élémentaires sont à compléter par des analyses minéralogiques ou des analyses chimiques. L'obtention d'échantillons intacts permet, d'une part, de connaître l'état initial de la roche (teneur en eau, indice des vides, poids volumique des particules, etc.) ou, d'autre part, de confectionner des lames minces en vue d'une analyse au microscope (microfissuration du matériau) ou au microscope électronique (structure). La détermination de l'indice des vides à l'état naturel impose de mesurer le poids volumique des particules γ_S.

1.4.5.3 - Procédure d'essais

Des précautions doivent être prises, en particulier, au moment de l'imbibition, car l'eau utilisée et la procédure d'imbibition ont aussi une influence notable sur la détermination des paramètres de

gonflement. La composition en cations de l'eau interstitielle intervient directement dans le gonflement osmotique du matériau saturé (théorie de la double couche, eq. 1.1) et cela peut se répercuter au niveau macroscopique ; c'est l'eau déminéralisée qui fournit a priori le gonflement maximal. De même, l'imbibition pratiquée par une ou deux extrémités permet de saturer plus ou moins l'échantillon, d'où un gonflement plus ou moins important.

D'autre part, les frottements importants exercés sur les parois de l'œdomètre, du fait des pressions de gonflement radiales développées par le sol même, y compris le gonflement libre vertical, peuvent minimiser la valeur du gonflement mesuré (Tisot, 1986). On veillera par conséquent à lubrifier l'intérieur de la bague œdométrique, afin de réduire autant que possible ce phénomène. Shanker et al. (1987) préconisent d'utiliser un rapport entre le diamètre et la hauteur initiale de l'échantillon supérieur à 4 pour minimiser les effets de frottement latéral.

Les procédures d'essais mécaniques à mettre en œuvre doivent être adaptées, d'une part, à l'ouvrage (fondations, tunnels, radiers, soutènements, déblais, etc.) et, d'autre part, au degré de finesse de l'étude. Cette adaptation doit porter sur le choix du type de sollicitation à mettre en œuvre et le choix judicieux des modalités d'application des charges sur l'éprouvettes (charge de mise en imbibition, durée des paliers, taux de chargement d'un palier à l'autre, etc.) en prenant comme référence le chargement réel du massif avant ou après installation de l'ouvrage. Cet état de contraintes peut, dans certains cas, être défini par référence au poids des terres. Cette donnée est suffisante pour un essai œdométrique et un sol simple, mais ce n'est plus le cas pour un sol surconsolidé, cimenté ou induré.

Cette donnée devrait être accompagnée, en toute rigueur, de la valeur de la contrainte horizontale. Les massifs montagneux posent, quant à eux, le problème du champ de contraintes in situ non géostatique (tunnels, déblais, etc.). Il est déconseillé de faire référence à du gonflement libre, qui est toujours pénalisant, si le sol n'y est jamais exposé (rupture en extension, forte évolution de la structure du matériau). De plus, l'eau employée lors de l'essai devrait être rigoureusement identique à l'eau susceptible d'être trouvée au niveau de l'ouvrage. Enfin tout apport d'eau extérieur, en particulier lors de la construction, est à proscrire. Dans tous les cas, il est nécessaire de bien préciser la procédure employée, les états du matériau avant et après essai, son mode de prélèvement.

1.5 - Conclusion

Ce chapitre a permis de mettre en évidence la complexité du phénomène de gonflement, qui fait intervenir plusieurs mécanismes physiques, chimiques et mécaniques d'interaction du matériau et de l'eau, à différentes échelles. Il est également vraisemblable que la structure du matériau (arrangement des particules, fissuration, etc.) conditionne le processus de gonflement, d'une part, et que le processus de gonflement soit lui-même accompagné, dans certains cas, de modifications de structure (réarrangement des particules, compensation de vides, etc.), d'autre part.

L'évolution des procédures d'essais de gonflement a surtout été guidée par des objectifs pratiques, conditionnés par les problèmes posés et la nécessité d'aboutir sans trop de mal à une caractérisation des matériaux gonflants. Les méthodes indirectes de caractérisation inspirées des essais d'identification des matériaux sont très utiles à l'évaluation du "potentiel" de gonflement mais ne peuvent pas remplacer les essais en laboratoire vis-à-vis de la détermination des paramètres de gonflement, que sont la pression de gonflement ou la déformation de gonflement.

D'un point de vue expérimental, il paraît raisonnable de retenir l'œdomètre classique recommandé par les normes ou l'œdomètre modifié "K_o" qui permet d'étudier le comportement tridimensionnel du matériau de façon simplifiée. Dans tous les cas, il paraît prétentieux de pouvoir caractériser véritablement le comportement réel d'un matériau gonflant mais les recommandations générales pour l'étude du gonflement en laboratoire (prélèvement, identification, procédure d'essai) doivent être respectées pour assurer des résultats et des informations fiables sur le comportement déterminé expérimentalement. L'objectif des essais en laboratoire est finalement de déterminer simplement mais rigoureusement des paramètres de gonflement représentatifs du comportement d'un terrain se développant autour d'un ouvrage.

Dans la mesure où la présente étude porte sur le comportement des tunnels en terrain gonflant, il est intéressant de préciser la procédure expérimentale adaptée à ce type d'ouvrage. Pour des tunnels suffisamment profonds, les fluctuations saisonnières sont supposées négligeables et le matériau quasi-saturé, c'est-à-dire sans phase gazeuse apparente malgré un possible état de succion (Barden, 1965). Dans ce cas, l'apport d'eau extérieure au terrain entraînera un gonflement d'origine osmotique qui sera aussitôt amplifié par le changement d'état in situ (creusement, fluage). La

caractérisation du phénomène de gonflement autour d'un tunnel nécessite donc une phase d'imbibition et une phase de déchargement. C'est pourquoi, pour une telle étude, on recommande la procédure proposée par Huder et Amberg qui utilise un chemin des contraintes proche du changement subi in situ.

Contrairement aux procédures d'essai classiques, définissant une pression de gonflement à volume constant pour modéliser une poussée du terrain gonflant sur une paroi rigide, la méthode de type Huder-Amberg vise à déterminer une pression de gonflement σ_g représentant le seuil de contraintes en dessous duquel le gonflement peut se développer et surtout un indice de gonflement C_g caractérisant la déformation de gonflement pour une réduction de contraintes donnée.

Dans la suite, on exposera quelques exemples de tunnels où le phénomène de gonflement s'est manifesté et a occasionné des dommages avant de présenter les méthodes de calcul développées pour simuler le comportement des matériaux gonflants autour d'un tunnel.

Chapitre 2:

Retours d'expérience de tunnel

2.1 - Introduction

Le problème du gonflement se manifeste sur un certain nombre de tunnels déjà creusés, et est susceptible d'affecter un certain nombre de tunnels à venir puisque les phénomènes d'expansion des minéraux argileux concernent des formations très variées comme des molasses, des marnes, des argiles et argilites très répandues.

Pour l'étude de nouveaux tunnels, le retour d'expérience est un élément indispensable pour mieux comprendre le phénomène de gonflement autour d'un tunnel. Les enseignements tirés de l'analyse d'ouvrages déjà construits permettent de mettre en évidence l'influence notable du gonflement sur le comportement à long terme des revêtements de tunnel, en particulier en ce qui concerne les dégâts occasionnés pendant ou après la construction d'un tunnel.

Avant de détailler quelques cas concrets de tunnels en terrain gonflant, il est apparu intéressant de préciser les mécanismes de gonflement autour d'une cavité. Ensuite, une description de plusieurs tunnels endommagés montrera l'influence néfaste du gonflement sur la pérennité d'un ouvrage souterrain. Enfin on présentera plusieurs techniques de construction proposées pour prévenir le phénomène de gonflement.

2.2 - Définition du gonflement autour d'un tunnel

Des propositions de classification des mécanismes de gonflement ont été émises par Einstein et Bischoff (1975) ; le gonflement peut être défini comme une augmentation du volume du terrain naturel en fonction du temps causée par la modification des contraintes, l'augmentation de la teneur en eau ou une combinaison de ces deux facteurs. Selon l'interaction ou l'ordre d'apparition de ces causes, les auteurs ont présenté plusieurs types de phénomènes.

Phénomène 1 :

Le gonflement peut résulter d'une modification de l'état de contraintes notamment sous la forme d'une diminution ou d'une rotation des contraintes (par exemple par suite de l'érosion du terrain de couverture, de la création d'une vallée par une rivière ou par l'ouverture d'une excavation souterraine). Un phénomène semblable peut être observé à une plus petite échelle par le rebond des particules.

Phénomène 2 :

Une augmentation de volume dans le temps est souvent liée à l'adsorption ou à l'absorption de l'eau, résultant de différences de concentrations, de liaisons intergranulaires non saturées ou partiellement saturées ou de différences de potentiel.

Phénomène 3 :

Des modifications de contraintes pourront entraîner l'adsorption et/ou l'absorption de l'eau qui provoque une augmentation supplémentaire de volume. L'augmentation de volume due à la modification des contraintes, et celle due à l'adsorption ou à l'absorption de l'eau peuvent apparaître simultanément ou l'une après l'autre.

Phénomène 4 :

Il s'agit du phénomène réciproque du phénomène 3. Dans ce cas, l'augmentation différée du volume, par suite de l'adsorption et/ou de l'absorption de l'eau entraîne une modification des contraintes qui provoque une augmentation supplémentaire de volume. Ici encore les deux types d'augmentation de volume peuvent apparaître simultanément ou l'une après l'autre.

Phénomène 5 :

L'adsorption de l'eau accompagnée d'un affaiblissement des liaisons et/ou d'une réduction des contraintes effectives peut provoquer, en fonction du temps, une diminution de la résistance au

cisaillement. Cette diminution de la résistance au cisaillement provoque, à son tour, des déplacements dont les caractéristiques sont similaires à celles du gonflement, notamment dans le cas des excavations souterraines, bien qu'il s'agisse fondamentalement d'un phénomène de fluage.

Phénomène 6 :

Le phénomène connu sous le nom de "squeezing" a été défini par Terzaghi (1946) comme une augmentation des déformations de cisaillement d'un élément de terrain au cours du temps, lorsque celui-ci est soumis à un état de contraintes déviatorique (lors d'une excavation, par exemple). Ce phénomène, qui se traduit par le lent développement des déformations plastiques, produit habituellement une déformation volumique limitée, dépendant de la dilatance du matériau.

Il faut noter une transition progressive entre le phénomène 5 et le phénomène 6, ce dernier progressant à une vitesse moindre et provoquant des déplacements plus petits. Les phénomènes 5 et 6 peuvent se produire concurremment avec les phénomènes 3 et 4.

Les remarques qui précèdent démontrent qu'il est difficile de distinguer les différents types de gonflement. Le gonflement au sens strict (phénomène 1 à 4) est souvent associé au fluage (phénomène 5) et à la plasticité (phénomène 6). En outre, la consolidation ou la relaxation s'associe souvent au gonflement, notamment dans le cas d'une interaction terrain-ouvrage. La complexité des comportements différés du terrain et de l'ensemble terrrain-ouvrage expliquent pourquoi on ne dispose d'aucune explication mécanique complète et pourquoi, en conséquence, on doit simplifier les calculs et les méthodes de dimensionnement.

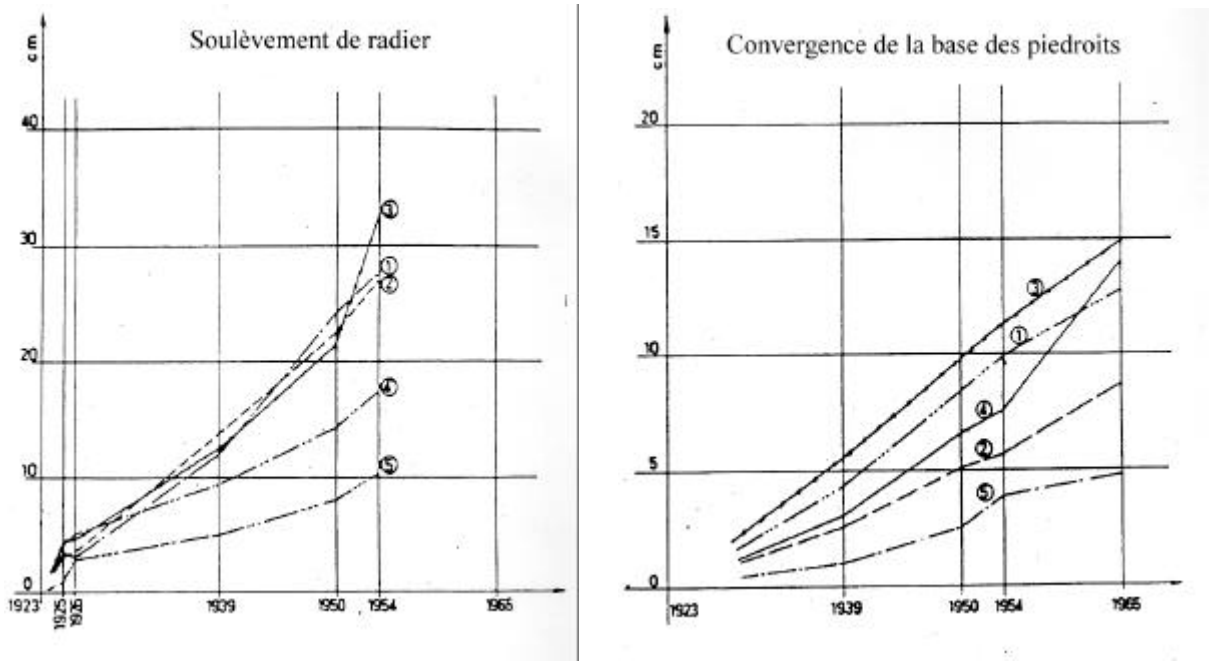
Dans la suite du rapport, on se limitera au gonflement dans son sens le plus strict (phénomènes 3 et 4) lorsqu'il y a interaction entre l'augmentation de la teneur en eau et la modification des contraintes et que des phénomènes tels que le gel et la plasticité ne contribuent peu ou pas au gonflement.

2.3 - Observations in situ

Les difficultés causées par les terrains gonflants pour la construction de tunnels ont déjà été largement discutées dans la littérature (Golta ,1967 ; Einstein et Bischoff, 1976 ; Robert et Fabre, 1987 ; Bellwald, 1990 ; Steiner, 1993 et bien d'autres). Quelques retours d'expérience significatifs détaillés ci-dessous apportent des informations quantitatives et qualitatives directement reliées au phénomène de gonflement observé in situ.

2.3.1 - Cas A : Tunnel de Bözberg (Suisse)

Il s'agit d'un tunnel ferroviaire à deux voies de 2500 m de long construit dans des marnes, des schistes argileux, et dans de l'anhydrite, entre les années 1871 et 1875. Dès le creusement, on nota des soulèvements du radier et une convergence de la base des piédroits. Les culées furent reconstruites plusieurs fois dans certaines zones, et un radier contre-voûté fut construit en 1903 et 1905 dans les zones les plus affectées. Cette contre-voûte, dont le rayon était grand, ne put s'opposer au gonflement. Les déformations mesurées à partir de 1923, se poursuivirent et s'accompagnèrent de la destruction du réseau de drainage en plusieurs endroits. En 1954, la destruction du radier mit fin aux mesures de soulèvement ; en revanche, on poursuivit les mesures de convergences des bases de piédroits (figure 2.1).



1 - Marnes (Tertiaire)	2 - Anhydrite	3 – Molasse marneuse (Tertiaire)	4 – Argiles Opalinus	5 – Marnes (Lias)

Figure 2.1 : Mesures de déplacement (Tunnel de Bözberg)

La reconstruction (1963-1967) consista à remplacer la base des piédroits et à reconstruire un radier contre-voûté de rayon plus petit dans les sections les plus sévèrement touchées. Lors de ces travaux de reconstruction, on constata que le mouvement de convergence des bases de piédroits n'était pas dû à des poussées, comme en témoignent les vides quasi systématiques observés derrière la base des piédroits ; cette convergence apparut donc comme un effet secondaire du soulèvement de radier (figure 2.2).

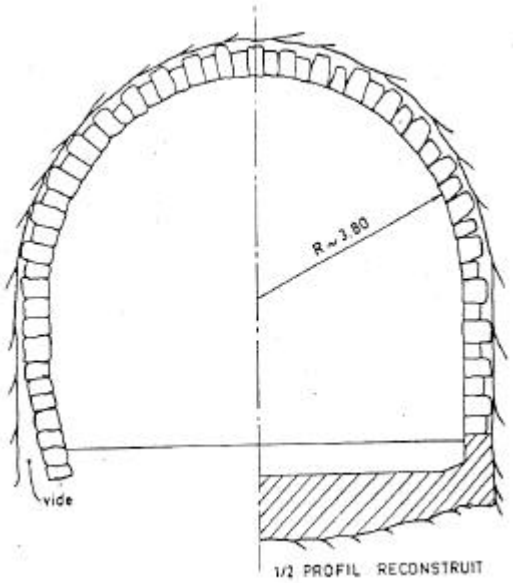


Figure 2.2 : Coupe transversale du tunnel de Bözberg

2.3.2 - Cas B : Tunnel de Belchen (Suisse)

D'une longueur d'environ 3 km, le tunnel de Belchen comporte deux tubes et permet la traversée du Jura depuis Bâle vers le Sud. Construit entre 1963 et 1970, il est en partie situé dans le Keuper constitué de marnes, d'anhydrite et de schistes argileux. L'anhydrite se présente sous forme de minces veines d'orientation aléatoire, noyées dans la marne. Le projet comportait la réalisation d'un radier contre-voûté de 10,40 m de rayon et de 45 cm d'épaisseur en zone gonflante.

Le percement du tunnel a commencé par l'excavation de deux galeries pilotes en base de piédroit (2,90m×3m), le radier étant bétonné dans ces galeries avant l'excavation de la pleine section. Peu après l'excavation de ces galeries, on a observé dans les zones d'anhydrite un soulèvement du radier s'accompagnant d'une fissuration des buses de drainage.

Les soulèvements étaient de l'ordre de plusieurs centimètres après quelques mois. On a alors essayé d'ancrer le radier avec des boulons de 2,5 m de longueur, mais cette mesure s'est avérée inefficace ; le radier s'est soulevé en son milieu et s'est cassé sur les bords. La pression a été estimée à 1-1,2 MPa. Après des essais de gonflement en laboratoire et in situ indiquant des pressions de 3,5 MPa (figure 2.3), il a été mis en place un radier contre-voûté de 8,12 m de rayon et 85 cm d'épaisseur (60 cm dans les schistes argileux). En 1968, il a été décidé de contrôler les contraintes et les déformations dans le revêtement. Depuis cette période, toutes les réflexions sur la contribution du

gonflement de l'anhydrite par rapport au gonflement des argiles dans ce type de roches n'a abouti à aucune conclusion satisfaisante (Steiner, 1993 ; Madsen et Nüesch, 1991).

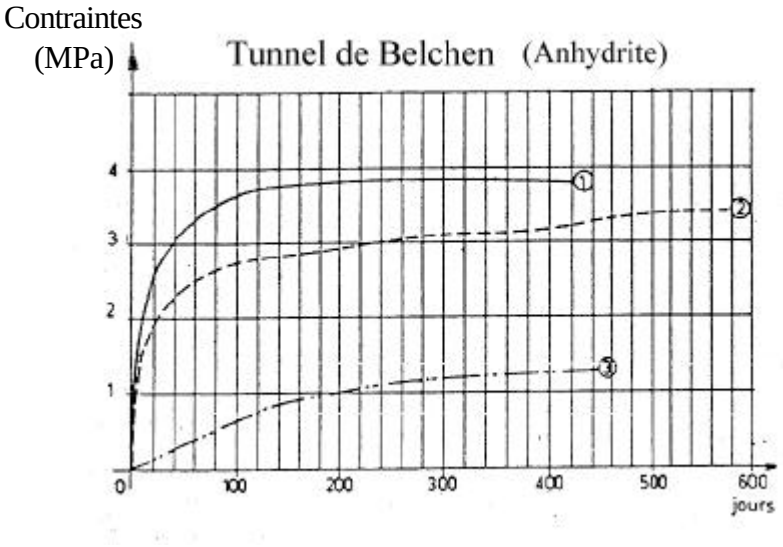


Figure 2.3 : Mesures en laboratoire et in situ

2.3.3 - Cas C : Tunnel San Donato (Italie)

Le tunnel San Donato est un tunnel autoroutier de 11 km de long. La section courante varie entre 90 et 120 m^2 selon les caractéristiques du sol. Le tunnel a été excavé simultanément par la face Nord et par la face Sud avec une couverture maximale de 250 m.

Le tunnel traverse des formations géologiques très diverses. Les roches sédimentaires rencontrées forment un anticlinal avec la formation Macigno (grès, limons) au centre, entourée du complexe argileux Scagliose (schistes argileux) et ensuite de la formation Alberese (calcaire marneux) (figure 2.4). Ces roches ont montré une forte influence tectonique avec des défauts presque verticaux toujours présents. Le complexe argileux Scagliose possède deux textures bien différentes : d'une part, une texture dispersée avec des surfaces incurvées souvent entortillées et, d'autre part, une texture présentant une orientation préférentielle des particules argileuses (figure 2.4). Cette dernière est en particulier présente à proximité de la formation Alberese (zone gonflante) où les minéraux argileux sont parallèles au défaut pratiquement vertical.

Les formations Alberese et Macigno sont constituées de massifs rocheux fissurés présentant trois ensembles de discontinuités bien marqués. Du fait de leur nature fissurée, ils contiennent de considérables quantités d'eau et agissent comme des aquifères. Pendant l'excavation, d'importants

écoulements d'eau ont été rencontrés, d'abord dans la formation Alberese et dans la zone de transition entre les formations Scagliose et Macigno.

En raison des caractéristiques de terrain défavorables de la formation argileuse Scagliose, le tunnel a été excavé par demi-section supérieure et inférieure. Le soutènement, constitué de 25 cm de béton projeté et de boulons en résine espacés de 0,8 m, a été mis en place immédiatement après l'excavation. Le revêtement intérieur, formé d'un anneau fermé, a été installé à 2 ou 2,5 diamètres du front de taille. Les mêmes méthodes de construction ont été utilisées côté Nord et côté Sud.

Sur l'attaque Nord, aucun problème n'a été rencontré ; par contre, des dégâts importants se sont produits côté Sud avec un soulèvement de 1 mètre et des convergences horizontales de 1,2m. Le radier a été fortement endommagé ; les armatures en acier des boulons et le revêtement en béton projeté ont été détruits sur une grande distance. Compte tenu de l'endommagement du radier, les déformations autour du tunnel ont augmenté considérablement au cours du temps.

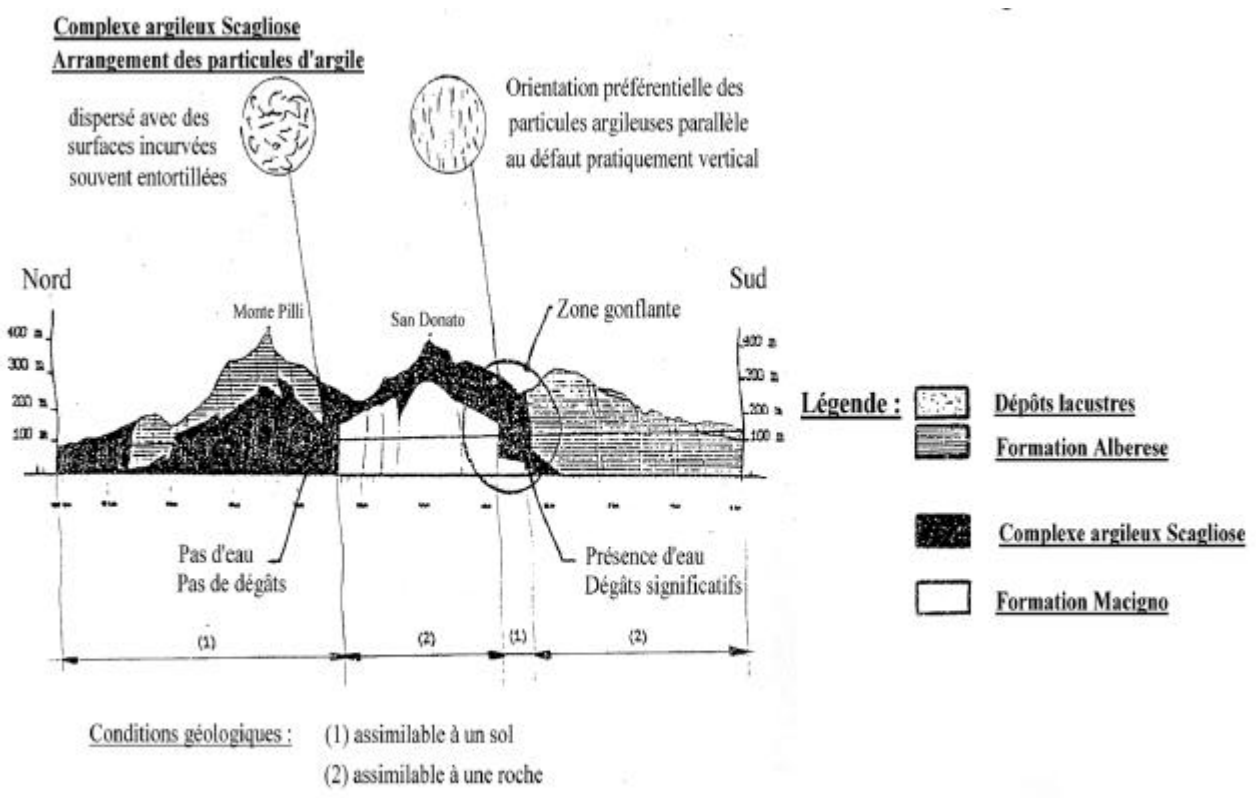


Figure 2.4 : Profil géologique longitudinal - Tunnel Dan Donato (Barla et al., 1986)

Commentaires

- Les convergences considérables et les soulèvements de radier observés côté Sud ont été attribués au phénomène de gonflement de la formation Scagliose et à la présence d'eau sous le radier (Barla et al.,1986). Comme le tunnel a été excavé dans la formation argileuse de Scagliose, l'eau de la formation Alberese a pu s'écouler par gravité vers le tunnel. D'autre part, du côté Nord, aucun écoulement d'eau n'a été relevé tandis qu'une analyse minéralogique a montré un potentiel de gonflement notable du matériau. Toutes ces remarques confirment le fait que l'eau est un élément essentiel au gonflement.
- Les résultats d'une analyse théorique sur le comportement de la roche montre qu'une zone plastique se développerait sur une distance d'environ un diamètre autour du tunnel.

2.3.4 - Cas D : Tunnel sur le barrage de la rivière Saskatchewan (Canada)

Au cours de la troisième conférence "Terzaghi", Bjerrum (1967) a présenté les mécanismes de rupture progressive d'argiles plastiques surconsolidées et utilisé l'exemple de cet ouvrage pour montrer les effets de l'humidification sur les schistes argileux plastiques Bearpaw. Il s'agit d'un tunnel expérimental totalement revêtu, situé à 40m de profondeur, qui traverse 3 zones distinctes ; d'abord, une zone sèche, ensuite une zone légèrement humide et enfin une zone complètement humide. Les mesures de la teneur en eau naturelle et de la convergence horizontale du tunnel ont clairement montré l'influence de l'eau sur les liaisons internes de cohésion et sur le gonflement du sol.

Commentaires

- La destruction progressive des liaisons internes de cohésion est accompagnée par un gonflement non uniforme, assimilé au "squeezing", probablement dû à des variations locales dans la composition minéralogique du matériau et générant une augmentation des fissures dans le sol. Cela se remarque dans la grande différence de teneur en eau naturelle d'un point à un autre, qui est plus élevée dans les zones fracturées que dans les parties saines.
- La convergence horizontale du tunnel progresse quand on passe d'une zone sèche à une zone plus humide. Dans la partie sèche, la convergence est relativement faible, 2 à 8 cm, tandis qu'elle peut atteindre 27 à 53 cm dans la partie la plus humide. Quelques jours après l'excavation, les courbes de convergence peuvent être approchées par des droites dans un diagramme (convergence, Log t).

2.3.5 - Cas E : Galerie de reconnaissance du tunnel de Chamoise (France)

La galerie de reconnaissance du tunnel de Chamoise fut réalisée pour un ouvrage autoroutier (A40 Lyon-Genève) constitué de deux tubes de 3200 mètres de long. Construite entre 1979 et 1980, la galerie de reconnaissance possède une couverture maximale de 400 m. Elle a été creusée sur toute la longueur de l'ouvrage projeté et traverse les formations marneuses de l'Oxfordien sur 750 mètres : 200 mètres dans les marnes à nodules et fossiles pyriteux de l'Oxfordien inférieur, et 500 mètres dans les assises marneuses d'Effingen et de Geissberg de l'Oxfordien moyen. Le creusement a été réalisé à l'explosif et la stabilité assurée dans ces sections de marnes par une ou deux couches de béton projeté renforcé par un treillis soudé et des boulons, et par un radier coulé à l'avancement.

De rares venues d'eau ponctuelles à faible débit -et rapidement taries- sont apparues dans les calcaires de l'Oxfordien supérieur. Environ un an après le creusement, des fissurations longitudinale et transversale ont été observées systématiquement en radier dans ces zones, une rupture du radier au droit du caniveau faisant office de collecteur. On a également constaté l'apparition de quelques zones de désordres en base de piédroit. Les mesures de convergences exécutées lors des travaux d'excavation ont alors été reprises pour suivre les déformations accompagnant la fissuration du radier.

<u>Commentaires</u>

- Les analyses minéralogiques et surtout celles effectuées lors des essais ne laissent aucun doute sur la nature du phénomène responsable des désordres constatés : le gonflement résultant de l'expansion par hydratation des minéraux argileux de type "smectite" contenus dans les matériaux concernés. Par ailleurs, les courbes de convergence obtenues à partir des mesures effectuées sur des bases verticales entre le centre du radier et la clé de voûte s'ajustent parfaitement avec des modèles hyperboliques du type $C(t) = C_{total} \dfrac{t}{B+t}$.
- S'agissant d'une galerie de reconnaissance réalisée dans le cadre de l'étude du tunnel autoroutier de Chamoise, la réflexion fut rapidement orientée vers la conception de l'ouvrage projeté et la prise en compte des informations ainsi recueillies dans le projet du tunnel. Les principales dispositions retenues pour le projet ont été les suivantes :
  - excavation mécanisée pour éviter tout apport d'eau,

- dimensionnement d'un radier en béton armé susceptible de résister à une poussée radiale de 0,5 MPa,
- instrumentation complète du revêtement au droit des zones les plus sensibles pour disposer d'une auscultation "en continu" après la mise en service.

2.3.6 - Synthèse

Le tableau 2.1 résume les observations in situ relatives au gonflement développé autour de tunnels. On constate que le gonflement se manifeste surtout par un important soulèvement du radier associé à de fortes convergences en piédroit. D'autre part, le gonflement est aussi étroitement lié à l'écoulement des eaux et a priori à l'étendue de la zone plastique.

En effet, la description du gonflement a montré que l'élément essentiel à considérer pour prendre en compte ce phénomène est bien la présence d'eau autour du tunnel. L'expérience de nombreux retours d'expérience (Chamoise, San Donato, Saskatchewan) montre que le développement du gonflement est toujours lié à l'apport d'eau vers le tunnel même en petite quantité.

D'autre part, la réalisation d'une excavation entraîne une forte augmentation des contraintes déviatoriques qui aboutit au développement d'une zone plastique autour du tunnel. Cette zone plastique est caractérisée par un important déchargement avec un affaiblissement des caractéristiques du terrain et de grandes déformations le long du tunnel. En fait, le gonflement est souvent associé au développement de la zone plastique, comme cela a été signalé pour le tunnel de San Donato (l'étendue de la zone plastique était dans ce cas estimée à environ un diamètre).

Enfin, on constate que le gonflement peut dépendre de la structure du matériau. Un sol altéré par des forces tectoniques ou par plastification sera plus sensible au gonflement car ses liaisons internes auront été détruites ou affaiblies et il deviendra ainsi plus perméable et moins résistant. Cette situation se traduira par un gonflement non uniforme autour du tunnel, en relation directe avec la résistance du matériau.

Sites étudiés	Géologie	Observations in situ	Commentaires
Tunnel du Upper-Hauenstein (Suisse, 1850)	Schistes argileux Opalinus	Mise en place d'une contre-voûte aussitôt après observation d'un soulèvement pendant la construction. A partir de 1950, soulèvement de 10 mm/an dans certaines sections	Arrêt du soulèvement après la mise en place de la contre-voûte
Tunnel du Bozberg (Suisse, 1870)	Marnes et anhydrite	Plusieurs destructions du radier et des piédroits Existence de vides (30 à 50 cm) derrière le revêtement au niveau des piédroits	
Tunnel de Ricken (Suisse, 1900)	Molasse marneuse	Soulèvement rapide du radier (50 cm)	
Tunnel de Belchen (Suisse, 1965)	Schistes argileux Opalinus	Soulèvement et destruction du radier	Déformations du massif sur une distance d'un diamètre sous le radier (extensomètre)
Tunnel de San Donato (Italie)	Schistes argileux Scagliose fortement fissurés	Forte convergence horizontale Soulèvement du radier Présence d'eau sous le radier	Eau provenant des aquifères voisins (calcaires Alberese) Zone plastique se développant sur une distance d'un diamètre (calcul théorique)
Tunnel expérimental du barrage Sud de la rivière Saskatchewan (Canada)	Argiles plastiques surconsolidées	Importante convergence horizontale (27 à 53 cm) dans les parties les plus humides	Désintégration progressive des liaisons internes accompagnée d'un gonflement non uniforme résultant d'une teneur en eau plus élevée dans les zones altérées
Galerie de Chamoise (France, 1980)	Marnes d'Effingen et de Geissberg	Fissuration longitudinale et transversale systématique du radier	Courbe de convergence approchée par une loi hyperbolique

Tableau 2.1 : Observations significatives de gonflement sur quelques retours d'expérience

Hormis cette liste de tunnels implantés surtout dans le Jura suisse et célèbres à cause de l'intensité des désordres observés, on peut citer également, en France, les exemples :

- des tunnels anciens SNCF
    - du Mont d'Or (présence de marnes argoviennes),
    - de Mornay (présence de marnes argoviennes),
    - de Marnoz (présence d'argile dans une brèche tectonique),
    - du Crêt d'eau (présence de marnes dans des failles),
    - du col de Braus (anhydrite du Trias),
- des tunnels routiers ou autoroutiers
    - de Dullin (présence d'argile gonflante dans des failles),
    - de Roux (présence de montmorillonite dans des zones de granite altérée),
    - de Chamoise (massif marneux),
    - de Tende (présence d'anhydrite).

On remarquera, au passage, la grande diversité des environnements géologiques au sein desquels le processus de gonflement peut apparaître. Mais en dépit des nombreuses expériences malheureuses liées à l'apparition du gonflement, l'étude quantitative du phénomène ne débute réellement qu'au début des années 1970 avec la communication d'Huder et Amberg (1970). C'est aussi à partir de cette date que l'observation et l'analyse des cas vécus se font de manière plus rigoureuse pour mieux prendre en compte ce phénomène dans le dimensionnement et la conception des ouvrages. Le paragraphe qui suit expose les techniques de construction souvent utilisées dans de telles circonstances.

2.4 - Techniques de construction en terrain gonflant

Lorsqu'un projet de tunnel traverse une zone de terrain gonflant, le dimensionnement doit absolument prendre en compte le risque de gonflement pendant ou après l'excavation, en particulier au niveau du radier, afin d'assurer la stabilité de l'ouvrage au cours de son existence. Pour concevoir un tel tunnel, l'objectif principal du dimensionnement est alors, soit de contrôler le gonflement, soit de l'empêcher.

Un dimensionnement est dit *passif* lorsqu'il contrôle le gonflement en permettant aux déformations de gonflement de se développer sans déstabiliser la structure. Un dimensionnement est dit *actif*

lorsqu'il empêche ou limite tout gonflement du terrain en augmentant les contraintes agissant sur le revêtement. Comme le gonflement est une conséquence directe d'un changement d'état de contraintes et/ou d'un apport d'eau, il peut être aussi réduit avec une contre-pression et/ou avec une limitation des arrivées d'eau. Une autre possibilité de dimensionnement serait une approche intermédiaire entre le dimensionnement actif et le dimensionnement passif.

Les descriptions suivantes illustrent les trois concepts de dimensionnement définis par la société internationale de mécanique des roches (ISRM, 1994).

2.4.1 - Dimensionnement passif

Dans les dimensionnements passifs les plus extrêmes, le terrain peut gonfler librement et est régulièrement retiré afin de ne pas compromettre la stabilité de la structure tout entière. Beaucoup de vieux tunnels ferroviaires en terrain gonflant suivaient involontairement ce concept dans lequel le ballast était directement placé sur le radier non recouvert qui se soulevait et qui était régulièrement retiré.

Une méthode analogue mais plus satisfaisante sur le plan pratique consiste à laisser un vide entre le terrain et la structure interne rigide (figure 2.5). Cette solution nécessite un dimensionnement prudent du radier pour supporter une éventuelle pression de gonflement et pour ne pas subir des convergences excessives des piédroits.

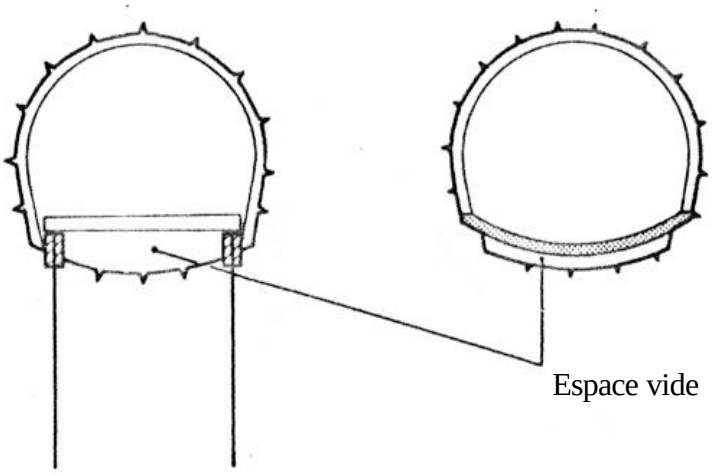


Figure 2.5 : Introduction d'un vide entre le terrain et le revêtement (Kovari et al., 1981)

D'autre part, un aspect important du dimensionnement passif repose sur la forme géométrique de l'excavation à adopter. En effet, un autre moyen de limiter le gonflement est d'éviter de trop modifier l'état de contraintes initial (paragraphe 2.2). Ainsi il est préférable de concevoir un tunnel

pratiquement circulaire puisqu'il perturbe moins l'état de contraintes initial qu'un tunnel avec un radier plat qui crée une importante zone décomprimée sous le radier, ce qui favoriserait le développement du gonflement.

2.4.2 - Dimensionnement actif

Le dimensionnement actif consiste à introduire des moyens artificiels pour réduire les arrivées d'eau et ou les déformations de gonflement.

Le drainage de l'eau s'écoulant vers le tunnel est une initiative judicieuse contre le gonflement. En effet, canaliser les arrivées d'eau permet de réduire le contact de l'eau avec le terrain susceptible de gonfler. Cependant le système de drainage doit demeurer efficace après la construction du tunnel car une simple fuite peut rapidement mettre l'eau en contact avec le terrain qui risque de gonfler et de détruire l'ouvrage.

Pour empêcher le terrain de gonfler, la mise en place d'un radier contre-voûté représente le meilleur dimensionnement actif connu. Avec un rayon de courbure suffisamment faible et une épaisseur conséquente, il est possible de maintenir le surplus de contraintes provoqué par le gonflement à des niveaux acceptables. Une autre possibilité consiste à boulonner ou à ancrer les zones gonflantes de telle sorte que les déformations de gonflement mobiliseront la résistance des boulons ou que la précontrainte des ancrages s'opposera au gonflement.
Un tel dimensionnement actif a été appliqué dans de nombreux tunnels comme les tunnels du Bözberg et de Belchen en Suisse, et le tunnel de Chamoise en France (figure 2.6).

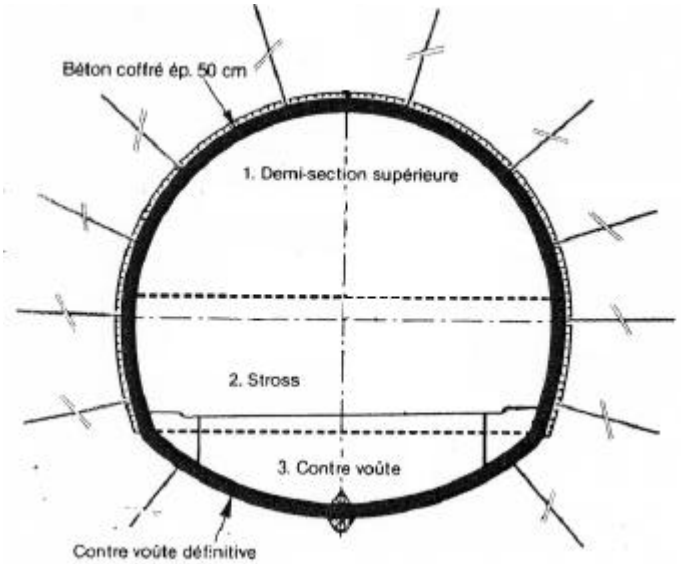


Figure 2.6 : Section du tunnel de Chamoise dans les marnes (Hingant et al., 1986)

2.4.3 - Dimensionnement intermédiaire

Le dimensionnement intermédiaire consiste à placer une couche de matériau compressible entre le terrain gonflant et le tunnel ou entre le soutènement et le revêtement. Cette technique permet alors aux déformations de gonflement de se développer dans une certaine mesure avant de transmettre une pression relativement faible sur le revêtement.

Ce type de dimensionnement est intéressant lorsque les pressions de gonflement sont trop élevées pour le radier, ce qui est observé lors du gonflement de l'anhydrite (Steiner, 1993). La couche de matériau compressible dissipe alors le gonflement et transmet une pression de gonflement acceptable pour le revêtement (Kuhnhenn, 2000). La difficulté de cette méthode repose sur le dimensionnement simultané de la zone compressible et du radier correspondant, qui doit être directement relié non seulement à la pression de gonflement σ_g mesurée expérimentalement avec l'essai Huder-Amberg mais aussi à l'indice de gonflement C_g (équation 1.2).

Un tel dimensionnement intermédiaire a été utilisé pour les tunnels Buechberg et T8 en Suisse, le tunnel du CERN à la frontière Franco-Suisse, et pour les tunnels Freudenstein et Engelberg en Allemagne (figure 2.7).

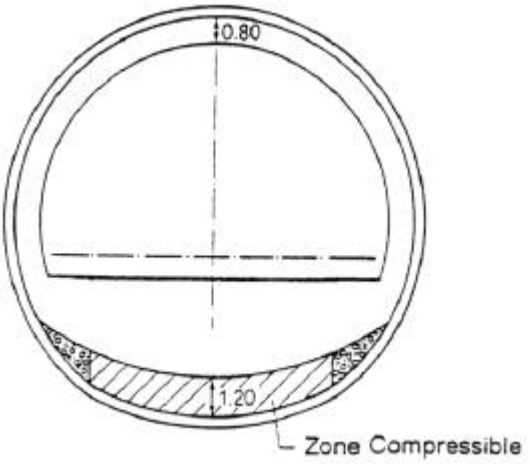


Figure 2.7 : Dimensionnement intermédiaire du tunnel de Freudenstein (ISRM, 1994)

Toutes les techniques de construction citées précédemment représentent seulement un échantillon des méthodes possibles pour prendre en compte le gonflement dans le dimensionnement des tunnels. Outre les méthodes de conception, le dimensionnement repose essentiellement sur l'appréciation du comportement gonflant du terrain et sur la méthode de calcul utilisée.

2.5 - Conclusion

La description des retours d'expérience a mis en évidence la diversité des terrains susceptibles de gonfler et l'ampleur des dommages occasionnés par le phénomène de gonflement. Pour prévenir ce risque, une conception adéquate est nécessaire pour, d'une part, empêcher toute arrivée d'eau à proximité des terrains gonflants et, d'autre part, calculer la structure capable de résister au gonflement à court et à long terme.

Le choix d'un dimensionnement actif avec un radier contre-voûté semble le plus adapté à s'opposer au gonflement dans la plupart des cas mais la solution intermédiaire peut aussi paraître judicieuse en cas de fortes pressions de gonflement appliquées sur le revêtement. Compte tenu du coût de ces solutions pour le maître d'ouvrage, un dimensionnement rigoureux doit être établi en s'appuyant sur des résultats d'essais de gonflement et sur une méthode de calcul adapté.

Le chapitre suivant donne une synthèse d'une revue bibliographique des modèles de calcul existants, effectuée afin d'établir l'état des connaissances actuelles dans ce domaine.

Chapitre 3 :

Méthodes de calcul existantes pour l'étude des tunnels

3.1 - Introduction

Le but des méthodes de calcul est de prévoir, à partir de résultats d'essais appropriés et des retours d'expérience, les déformations et/ou les contraintes induites par le phénomène de gonflement dans le voisinage d'une excavation souterraine, afin que le projeteur puisse dimensionner le soutènement et le revêtement en conséquence.

Le texte qui suit s'inspire des rapports de la commission sur le gonflement de la Société Internationale de Mécanique des Roches (ISRM, 1994) et du Comité Français de Mécanique des Roches (Robert et Fabre, 1987). Il décrit la majorité des méthodes de calcul existantes, en précisant, à chaque fois, le domaine d'application et les limites. Il est bien évident que le phénomène de gonflement n'est pas seul en cause dans le comportement différé d'un ouvrage et qu'en toute rigueur, il faudrait prendre en compte tous les phénomènes intervenant dans le comportement rhéologique du matériau (en particulier, le fluage) pour prétendre réellement établir une loi contrainte-déformation fiable.

Autrefois, pour résoudre le problème de gonflement, il était raisonnable de se référer à quelques approches empiriques existantes. L'exemple le plus connu est la méthode proposée par Terzaghi (1946) qui répertorie les roches gonflantes dans une classe particulière (portant le numéro 9) de sa classification des roches.

Ensuite à partir des années 1970, plusieurs modèles analytiques ont été développés afin de mieux prendre en compte le gonflement dans le dimensionnement des tunnels. On trouve, en particulier, des approches "comportementales" basées sur une caractérisation phénoménologique de type Huder-Amberg. D'autre part, des études rhéologiques ont aussi permis de caractériser les effets différés constatés autour des tunnels en terrain gonflant. Enfin une meilleure prise en compte du gonflement a été obtenue dans les modèles hydromécaniques qui tiennent compte du facteur prédominant qu'est l'eau.

Cette revue bibliographique soulignera l'absence de méthode de calcul reconnue en France et permettra donc de définir un cadre d'étude pour un modèle de gonflement réaliste et adapté à nos moyens de calcul.

3.2 - Modèles basés sur une loi de gonflement

Les premiers modèles ont surtout consisté à déterminer les déformations causées par le gonflement par une méthode inspirée des tassements (Grob, 1972 ; Einstein et Bischoff, 1976). Puis l'utilisation des éléments finis a permis d'intégrer des aspects du gonflement comme l'effet tridimensionnel (Wittke et Pierau, 1979) ou l'anisotropie (Froehlich, 1989). Gysel (1987) a obtenu une solution analytique en élasticité dans le cas d'un tunnel circulaire en supposant un chargement elliptique entre le terrain et le revêtement.

3.2.1 - Méthodes semi-empiriques

3.2.1.1 - Méthode de Grob

Cette méthode, historiquement la plus ancienne, calcule le soulèvement H d'un point P en clé de radier, dans le plan axial du tunnel, suivant une procédure inspirée du calcul des tassements. Le principe consiste à découper le terrain situé sous le radier en tranches élémentaires d'épaisseur dz, de calculer l'augmentation d'épaisseur Δdz provoquée par le gonflement (figure 3.1) pour chacune

de ces tranches et de faire la somme de ces augmentations d'épaisseur pour obtenir le déplacement du point P : $H = \Sigma\left(\Delta\, dz\right)$.

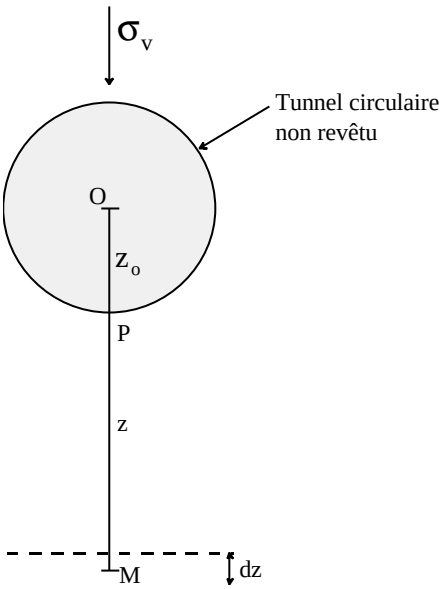


Figure 3.1 : Calcul de gonflement - Méthode de Grob

<u>Hypothèses</u> :

a) Grob suppose que le matériau constituant la tranche élémentaire de terrain se trouve dans les mêmes conditions que le matériau dans l'œdomètre, c'est-à-dire que :
   - il n'y a pas de déformation horizontale,
   - la contrainte verticale après creusement $\sigma_v(z)$ régnant à la profondeur z est constante sur toute l'épaisseur dz de la tranche de terrain.

b) Grob suppose aussi que la pression de gonflement du matériau σ_g est égale à la contrainte verticale initiale $\sigma_{vo}(z)$ avant creusement, c'est-à-dire que la pression de gonflement est proportionnelle à la profondeur si l'on admet que la contrainte verticale est égale à la contrainte géostatique.

L'augmentation d'épaisseur dz de la tranche de terrain est alors donnée par l'équation d'Huder-Amberg (équation 1.2):

$$\left(\frac{\Delta\, dz}{dz}\right) = -C_g\ \lg\left(\frac{\sigma_v(z)}{\sigma_{vo}(z)}\right)$$

où C_g désigne l'indice de gonflement.

Le soulèvement H du point P est alors obtenu en faisant la somme des $\Delta\, dz$ sur les terrains situés à la verticale du point P.

$$H = \Sigma \, \Delta \, dz = -\int_{z_o}^{\infty} C_g \; \mathrm{Log} \frac{\sigma_v(z)}{\sigma_{vo}(z)} \; dz$$

<u>Remarques</u> :

a) Cette méthode de calcul découlant directement de l'essai Huder-Amberg, le déplacement H du point P est la somme de la déformation élastique résultant du déchargement de $\sigma_{vo}(z)$ à $\sigma_v(z)$ induit par le creusement du tunnel et de la déformation purement due au phénomène de gonflement.

b) Cette méthode présente de grandes insuffisances concernant notamment les hypothèses restrictives :

- le gonflement n'est supposé se développer que dans une direction,
- le temps n'est pas pris en compte et donc il n'est pas possible de simuler le phasage des travaux.

c) Il faut encore ajouter une réserve importante vis-à-vis de l'hypothèse $\sigma_g = \sigma_{vo}$. Cette hypothèse quasiment toujours admise dans l'application de l'essai Huder-Amberg est justifiée par le fait que in situ, avant le creusement, il n'y a pas de gonflement mais, ceci peut aussi bien résulter du fait que la contrainte est supérieure à σ_g ou que la contrainte est inférieure à σ_g mais que l'apport d'eau est insuffisant pour permettre le développement du phénomène.

Pour obtenir une solution satisfaisante au problème de choix de la pression de gonflement, il apparaît nécessaire de retenir la pression de gonflement mesurée sur des échantillons prélevés à la côte approximative du tunnel et orientés suivant la direction selon laquelle le gonflement sera susceptible de se développer.

3.2.1.2 - Méthode d'Einstein et Bischoff (1976)

Ces auteurs sont, à notre connaissance, les premiers à avoir proposé une approche tridimensionnelle du problème de gonflement. Mais l'aspect tridimensionnel ne concerne que l'état de contraintes, la méthode se limitant au calcul des déplacements suivant un rayon comme la méthode de Grob (1972).

Le principe de base sur lequel repose la méthode a été tiré de l'observation suivante, qui fait référence à des essais effectués sur deux échantillons de même origine considérés comme absolument identiques :

- le premier est placé dans un œdomètre (où toute déformation latérale -radiale- est empêchée) et on mesure son expansion en gonflement libre ;
- le second est hydraté hors d'un œdomètre, avec une déformation radiale permise et on mesure également son expansion en gonflement libre.

Les résultats montrent que la déformation verticale ε_v de l'échantillon 2 $(\approx -4{,}2\,\%)$ est très nettement supérieure à celle de l'échantillon 1 $(\approx -2\,\%)$. Les auteurs en tirent la conclusion :

"Le fait de réduire le gonflement dans une direction a pour effet de réduire également le gonflement dans les autres directions"

Une fois ce principe admis, il est bien évident que ce n'est plus l'évolution de la contrainte axiale qui est à suivre mais celle de la contrainte moyenne. Partant toujours de l'essai Huder-Amberg, les auteurs analysent l'évolution de la contrainte moyenne et de la déformation axiale au cours de l'essai de gonflement et distinguent alors deux domaines (figure 3.2) :

- un premier domaine de "*gonflement initial*", qui s'étend à tout le massif, où le gonflement est faible (de l'ordre de la déformation élastique) parce que la contrainte moyenne est supérieure au seuil de gonflement.

  Autrement dit, dans ce domaine, on voit apparaître des contraintes de confinement naturelles qui maintiennent les déplacements dus au gonflement à une valeur égale ou inférieure aux déplacements provoqués par le déchargement sans gonflement ;

- un deuxième domaine de "*gonflement principal*", qui s'étend en voûte et surtout en radier dans le cas d'un profil plein cintre avec un radier plat, où le gonflement est très important. Dans ce domaine, le confinement nécessaire pour arrêter le gonflement ne peut provenir que des contre-pressions exercées par le revêtement s'opposant aux déplacements dus au gonflement.

Pour ce qui est du calcul proprement dit du gonflement, les auteurs découpent le domaine de gonflement principal en tranches élémentaires, en estimant, pour chaque tranche, l'augmentation d'épaisseur au moyen de la courbe de déchargement de l'essai Huder-Amberg (équation 1.2) puis en faisant la somme de ces variations d'épaisseur. Ce calcul nécessite de connaître les contraintes in situ dans les trois directions principales, après le creusement du tunnel.

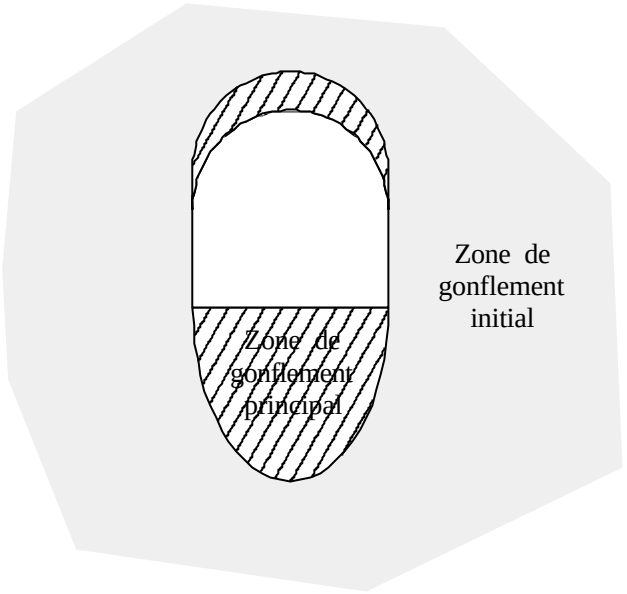


Figure 3.2 : Zones de gonflement (Einstein et Bischoff, 1976)

3.2.2 - Méthodes de calcul par éléments finis

3.2.2.1 - Méthode de Wittke (1979, 1990)

Wittke et Pierau (1979) et Wittke (1990) ont repris l'hypothèse de Einstein et Bischoff (1976), "c'est la contrainte moyenne qui commande le gonflement", mais développent de manière plus complète le calcul du gonflement en le généralisant à l'état tridimensionnel. Partant toujours de la relation déterminée par Huder et Amberg (équation 1.2), ils arrivent à l'expression :

$$\varepsilon_v = k_g \left(1 - \frac{1}{\lg \sigma_g} \lg \sigma_v \right)$$

où ε_v désigne la déformation verticale, σ_v la contrainte verticale, $k_g = -C_g \, \mathrm{Log}\, \sigma_g$ le gonflement libre et $\sigma_g = \sigma_{vo}$ (avant creusement). Moyennant certaines hypothèses simplificatrices, cette relation peut être généralisée à l'état tridimensionnel propre à l'œdomètre :

- la déformation volumique $\varepsilon_{vol} = \varepsilon_{zz}$ puisque $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = 0$
- la contrainte moyenne $p = \dfrac{\sigma_v + 2\sigma_h}{3} = \dfrac{1+\nu}{1-\nu}\left(\dfrac{\sigma_v}{3}\right)$ avec $\sigma_h = \dfrac{\nu}{1-\nu}\sigma_v$

Le passage de l'œdomètre à l'état tridimensionnel in situ se fait alors comme suit (en supposant que le coefficient de poisson reste constant) :

$$\varepsilon_v = \varepsilon_{zz} = \varepsilon_{vol} \quad ; \quad \sigma_v = \frac{1-\nu}{1+\nu} 3p \quad ; \quad \sigma_g = \sigma_{vo} = \frac{1-\nu}{1+\nu} 3p_g$$

$p_g = p_o$ étant la contrainte moyenne de l'état de contrainte primaire avant creusement.

La relation Huder-Amberg généralisée devient

$$\varepsilon_{vol} = k_g \left\{ 1 - \frac{1}{\lg \sigma_g} \lg \left(\frac{1-\nu}{1+\nu} 3p \right) \right\} \tag{3.1}$$

Ensuite, les auteurs proposent un calcul numérique utilisant la méthode des éléments finis dans lequel ils introduisent :

- l'état de contraintes primaire avant le creusement,
- l'état de contraintes secondaire immédiatement après le creusement.

Un calcul itératif (méthode des contraintes initiales) permet d'estimer l'état de contraintes tertiaire et les déformations dues au gonflement. L'état de contraintes tertiaire correspond à l'état d'équilibre qui s'instaure après modification de l'état secondaire par le gonflement (c'est-à-dire par le développement des contre-pressions dues au gonflement empêché). Les déformations suivant les contraintes principales sont prises proportionnellement aux variations de contraintes entre l'état primaire et l'état secondaire. En comparaison aux déplacements mesurés in situ, cette méthode a donné des résultats satisfaisants pour l'étude du métro de Stuttgart (Wittke, 1979)

Les méthodes de Einstein et Bischoff (1976) et de Wittke et Pierau (1979), prenant en compte l'état de contraintes tridimensionnel, paraissent séduisantes mais la véracité du principe de base n'est pas établie de manière certaine et tend à être infirmée par certaines observations. En effet, une série d'essais réalisés à l'INSA de Lyon (Didier, 1987) et les résultats fournis par Yesil (1993) ont montré que le gonflement axial et le coefficient C_g étaient des fonctions décroissantes du gonflement radial.

3.2.2.2 - Méthode de Froehlich (1989)

En se basant sur des observations en tunnel et sur la structure des minéraux d'argile, on peut s'attendre à ce que le gonflement des roches argileuses suive un comportement anisotrope. Des essais orientés et non confinés de gonflement mettent également en évidence une forte anisotropie. Toutes ces observations ont montré que le gonflement varie clairement avec la direction relative par rapport aux couches : il révèle une tendance très prononcée à se produire perpendiculairement à la

stratification. Le rapport de la déformation normale aux couches à la déformation parallèle aux couches peut atteindre la valeur de 10.

A partir des essais mettant en évidence le caractère fortement anisotrope du gonflement, Froehlich (1989) a adopté un modèle simplifié de comportement linéaire élastique isotrope, complété pour prendre en compte un gonflement purement normal à la stratification :

$$\varepsilon_{ij} = \frac{1+\nu}{E}\Delta\sigma_{ij} - \frac{\nu}{E}\Delta\sigma_{kk}\,\delta_{ij} + \beta_g\, n_i\, n_j\, f(\sigma_n)$$

avec $f(\sigma_n) = \begin{cases} \ln\dfrac{\sigma_n}{\sigma_g} & \text{si } \sigma_n \le \sigma_g \\ 0 & \text{si } \sigma_n \ge \sigma_g \end{cases}$;

où $\sigma_n = \sigma_{ij}\, n_i\, n_j$ désigne la contrainte normale à la stratification, σ_g la pression de gonflement et β_g le paramètre de gonflement.

Cette loi de comportement a été introduite dans un programme de calcul en éléments finis, utilisant la méthode de résolution des déformations initiales. Ce modèle, qui décrit l'état final du processus de gonflement, a ensuite été appliqué à un cas concret de tunnel.

La figure 3.3 représente un tunnel à radier "plat" en terrain gonflant. On suppose que le domaine de gonflement présente une dilatation radiale constante sur une section de tunnel et l'on fait varier l'épaisseur de ce domaine. La partie du massif rocheux soumise au gonflement a un module d'Young E_g a priori différent du module d'Young E de la partie du massif rocheux sans gonflement.

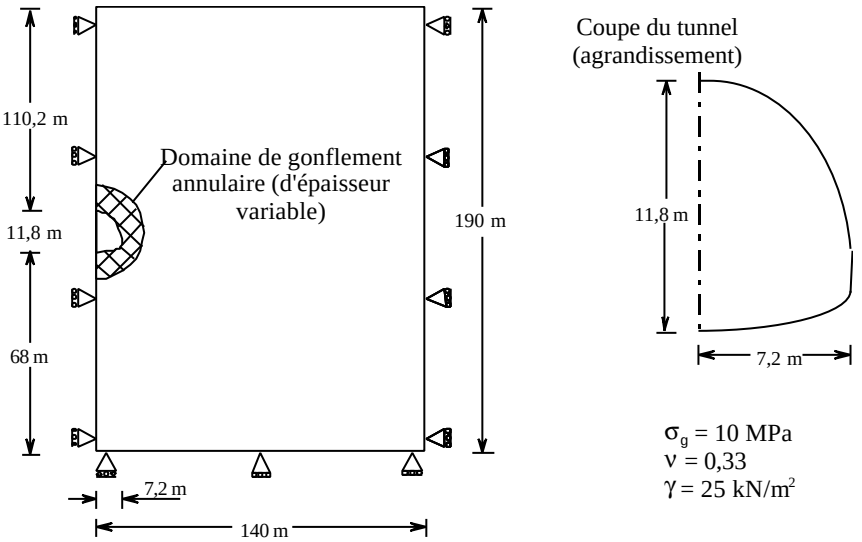
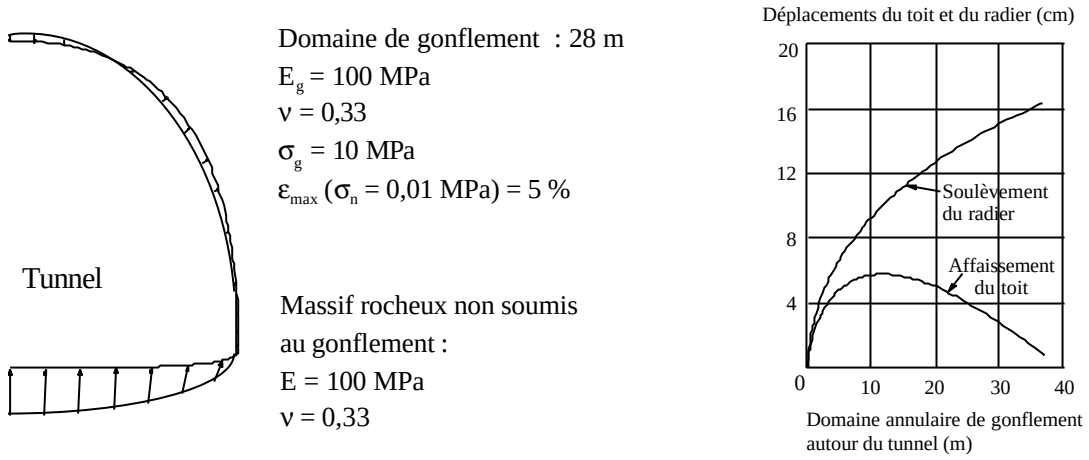


Figure 3.3 : Coupe d'un tunnel à "radier plat"

La figure 3.4.a représente la répartition des déplacements sur une section du tunnel. On constate que les déplacements sont bien plus importants dans le radier, alors que le toit s'affaisse très faiblement et que les parois latérales s'écartent légèrement.



(a) (b)

Figure 3.4 : Déplacements à la paroi du tunnel

Les déformations dépendent nettement de l'épaisseur du domaine de gonflement (diagramme 3.4.b) : le soulèvement du radier croît régulièrement avec l'épaisseur du domaine de gonflement tandis que le déplacement du toit change de sens lorsque l'épaisseur augmente. Pour des épaisseurs suffisamment fortes, un soulèvement du toit peut même se produire. Cependant, lorsque l'on augmente l'épaisseur au-delà d'une valeur environ égale au diamètre du tunnel la convergence verticale reste pratiquement constante pour les paramètres choisis.

Le champ de déplacements dépend aussi très fortement des propriétés mécaniques du massif rocheux entourant le domaine soumis au gonflement. Plus son module d'Young E est élevé, plus les déplacements de la partie gonflante sont importants. Le modèle ne considère pas de comportement élastoplastique dépendant du gonflement ni de variation des paramètres avec le gonflement.

3.2.3 - Méthode semi-analytique de Gysel (1987)

En parallèle des études précédentes sur le gonflement, Gysel (1987) a proposé une méthode semi-analytique pour prendre en compte le gonflement dans le dimensionnement d'un tunnel en terrain gonflant. Son modèle basé sur la méthode des courbes caractéristiques suppose le tunnel profond et circulaire, l'état de contrainte initial étant considéré anisotrope. Le gonflement, considéré comme

réversible (Madsen, 1979), est décrit par la loi tridimensionnelle proposée par Einstein et Bischoff (1976) et Wittke et Pierau (1979) en calcul élastique :

$$\Delta\varepsilon_{vol} = k_g \left[1 - \frac{1}{\lg \sigma_g} \lg\left(\frac{1-\nu}{1+\nu} 3p \right) \right]$$

A partir d'un calcul analytique de tunnel dans un champ de contraintes initiales anisotrope, le critère de gonflement $p \leq p_g$ permet de définir la zone susceptible de gonfler autour du tunnel. Si $K_o < 1$, la zone gonflante correspond à deux bulbes, l'un situé sous le radier et l'autre au-dessus de la voûte alors que si $K_o > 1$ la zone gonflante est constituée de deux bulbes situés au niveau des piédroits.

Les deux inconnues du problème, σ_i et α, représentant respectivement la pression de contact moyenne à l'interface terrain/revêtement et le coefficient d'ellipticité du chargement sont obtenues à partir de deux études d'équilibre menées séparément : une à l'interface revêtement/terrain en piédroit $(\theta = 0 \text{ degrés})$ et l'autre à l'interface en clé de voûte $(\theta = 90 \text{ degrés})$, en déterminant à chaque endroit les équations régissant le comportement du terrain et le comportement du revêtement. De plus, si l'on suppose que $K_o < 1$, aucun gonflement ne se produit en piédroit ; par contre, en clé de voûte, une contribution du gonflement doit être prise en compte.

A partir des formulations analytiques, on trace sur 2 graphes différents les réseaux de courbes caractéristiques correspondant à l'équilibre au niveau du piédroit et de la voûte. L'intersection des réseaux de courbes fournit la courbe solution $K_1 = \sigma_i(\alpha)$ au niveau du piédroit et la courbe solution $K_2 = \sigma_i(\alpha)$ au niveau de la clé de voûte. En reportant les deux courbes caractéristiques obtenues sur un même graphe, on obtient à l'intersection des deux courbes le couple solution (α, σ_i) (figure 3.5).

Cette méthode permet de prendre en compte le gonflement dans un calcul analytique complet de tunnel mais présente tout de même quelques limites :

- l'hypothèse d'une distribution elliptique du chargement est raisonnable et fournit un effort de gonflement réparti sur une bonne partie du revêtement. Néanmoins si le gonflement est observé localement (présence d'une faille), il faut ajouter un chargement ponctuel, ce qui n'est pas envisagé par le modèle ;

- pour des paramètres de gonflement et un coefficient de pression des terres au repos K_o donnés, il existe une valeur de la contrainte verticale initiale maximale à partir de laquelle le gonflement près du tunnel est complètement supprimé par l'état de contraintes in situ. Pour les cas de fortes couvertures, la méthode s'applique toujours mais il n'y pas plus de calcul de gonflement. L'analyse se restreint à une étude ordinaire de courbes caractéristiques ;
- enfin, cette méthode se restreint à un terrain élastique. L'auteur propose néanmoins d'appliquer ce modèle dans un calcul en éléments finis qui pourrait prendre en compte la plasticité du terrain et fournirait un autre état de contraintes sur lequel serait évalué le phénomène de gonflement.

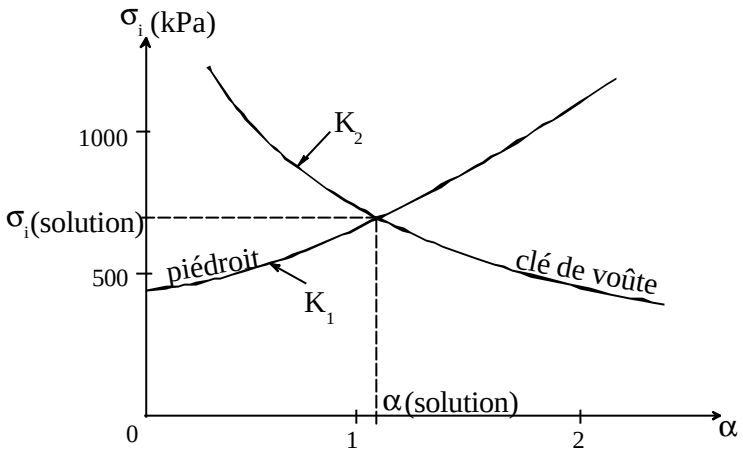


Figure 3.5 : Tracé des courbes K_1 et K_2

3.3 - Approches phénoménologiques

3.3.1 - Modèles rhéologiques

Etant donné la dépendance temporelle des processus de gonflement et de fluage et les difficultés à comprendre ces mécanismes, une approche phénoménologique peut paraître attractive. Les modèles rhéologiques sont essentiellement des modèles contraintes-déformations-temps, indépendants du facteur d'échelle, qui peuvent décrire divers types de comportement du terrain, tels que le comportement instantané et visqueux. Ces modèles sont composés de trois éléments de base : l'élément hookéen (ressort), l'élément newtonien (amortisseur) et l'élément de Saint Venant (corps glissant). Une grande variété de lois constitutives (viscoélasticité, viscoplasticité) peuvent être développées à partir de diverses combinaisons de ces éléments de base. Cependant Panet (1979) souligne les limites des modèles rhéologiques utilisés dans les travaux souterrains.

Il a été reconnu que la plupart des modèles rhéologiques développés jusqu'à maintenant caractérisaient seulement la composante déviatorique du comportement total sans prendre en compte la composante volumique (Panet, 1979 ; ISRM, 1994, Gaudin, 1997). Ces modèles peuvent correctement décrire le phénomène de fluage mais pas le gonflement. Le gonflement autour des tunnels correspond à une augmentation du volume au cours du temps ; on doit donc introduire la contribution volumique en fonction du temps dans les modèles rhéologiques. Lo et Yuen (1981) ont introduit une telle contribution volumique dans les modèles viscoélastiques et Lombardi (1984) dans un modèle viscoplastique ; dans ce modèle, la quantité de la déformation volumique due au gonflement était associée au changement de contraintes provoqué par la plastification du sol.

Un modèle rhéologique caractérisant le fluage et le gonflement a été développé par Aristeronas (1992). Ce modèle a la capacité de décrire le fluage selon une décomposition en trois étapes (primaire, secondaire et tertiaire) en tenant compte des composantes volumiques et déviatoriques. L'étude a montré que l'aspect viscoélastique du comportement rhéologique peut être modélisé par les approches existantes qui ne prennent pas en compte la composante volumique. Par contre, cela n'est plus justifié dans l'analyse viscoplastique laquelle la composante volumique devient importante.

En pratique, le gonflement est généralement modélisé par l'intermédiaire d'une dégradation du module de cisaillement en fonction du temps. La bonne correspondance entre le comportement observé et le comportement décrit par les modèles rhéologiques est inhérente à la procédure utilisée, puisqu'en définitive, ces modèles ne peuvent que reproduire les phénomènes observés sans les expliquer. Par ailleurs, il est très difficile d'effectuer des essais de laboratoire qui peuvent isoler le comportement de chaque composante du modèle choisi pour simuler le comportement d'une roche (Panet, 1979).

3.3.2 - Modèles dérivés

Il existe aussi des modèles rhéologiques dérivés par ajustement de courbes, soit sur des résultats d'essais en laboratoire, soit sur des mesures de convergence in situ. En analysant les mesures de convergence de plusieurs tunnels (Las Planas, Fréjus) en fonction du temps et de la distance au front de taille, Sulem (1983) et Sulem et al. (1987a, 1987b) ont trouvé que les points expérimentaux pouvaient être approchés par une équation du type $C(x,t) = C(x)C(t)$ où $C(t) = 1 - \left(\frac{T}{t+T}\right)^s$, s et

T étant deux paramètres caractéristiques du matériau qui dépendent des propriétés rhéologiques du terrain, t le temps et x la distance au front de taille (x et t sont deux variables indépendantes). L'application in situ de modèles dérivés de modèles rhéologiques dans le but de prédire le gonflement demeure limitée pour des motifs identiques à ceux exposés ci-dessus pour les modèles rhéologiques.

Toutefois, après avoir reporté cette fonction dans un diagramme semi-logarithmique et observé la très forte similitude entre cette fonction de convergence et la forme en "S" typique de la cinétique de gonflement, Bellwald (1990) a postulé que ces modèles dérivés caractérisaient bien les phénomènes de gonflement et de fluage autour d'un tunnel excavé sans modéliser directement les mécanismes sous-jacents. Par contre, l'interaction eau-terrain à l'origine du gonflement sera mieux prise en compte dans un modèle hydromécanique.

3.4 - Modèles hydromécaniques

Dans cette partie, on présentera le cadre théorique et les principaux modèles hydromécaniques existants et on détaillera en particulier le modèle d'Anagnostou pour mettre en évidence les avantages d'une telle méthode.

3.4.1 – Cadre général

Les différents types de modèles présentés précédemment ne considèrent pas l'élément essentiel du gonflement : *l'eau*. Les modèles hydromécaniques incorporent directement l'effet de l'eau et de ce fait, peuvent prétendre à une approche plus rationnelle du phénomène de gonflement. La réponse mécanique d'un matériau poreux saturé par un fluide est caractérisée par des processus de déformation et de diffusion. Ceux-ci sont décrits en tant que gonflement ou consolidation, dépendant du changement de volume relatif du matériau : consolidation pour une diminution de volume et gonflement pour une augmentation du volume. Les modèles de diffusion décrivent un *gonflement mécanique*, par opposition au gonflement physico-chimique régi par la théorie de la double couche (Coussy et al., 1997) (chapitre 1). Le gonflement physico-chimique, qui est dû aux interactions microscopiques électriques et chimiques entre l'eau et les particules argileuses, n'est pas considéré ici.

Le formalisme théorique de la consolidation des sols saturés a été établi par Terzaghi (1923) avec la notion de contraintes effectives (Terzaghi, 1925). Sa théorie unidimensionnelle de la consolidation, qui suppose implicitement vérifiée l'hypothèse d'incompressibilité des particules solides et du fluide, est couramment employée en mécanique des sols. La généralisation de cette théorie s'est développée grâce notamment aux travaux de Rendulic (1936) et de Biot (1941). La théorie poroélastique proposée par Biot (1941), qui prend en compte la compressibilité de l'eau et de la matrice solide, diffère de la théorie de Terzaghi de la manière suivante :

- elle introduit un mécanisme de génération de surpressions interstitielles caractérisé par le coefficient de Skempton B (Skempton, 1954) ;
- le tenseur des contraintes effectives gouvernant la déformation du milieu poreux est caractérisé par $\sigma'_{ij} = \sigma_{ij} - b\,u\,\delta_{ij}$, où σ'_{ij} est la contrainte effective, σ_{ij} la contrainte totale, b le coefficient de Biot $(0 \leq b \leq 1)$ (Terzaghi et Rendulic supposent implicitement que b vaut 1), u la pression interstitielle et δ_{ij} le symbole de Kronecker ;
- la loi de diffusion des surpressions interstitielles est couplée au gradient de la déformation volumique.

3.4.2 - Présentation des méthodes existantes

Bien que les théories de consolidation/gonflement existent depuis plusieurs décennies, leur application pour des tunnels ou tout autre problème similaire (trou de forage par exemple) est récente. La première tentative a été faite par Carter et Booker (1982) qui ont utilisé un modèle hydromécanique avec des constituants incompressibles et ont développé des solutions pour les changements de contraintes et déformations (déplacements) autour d'une longue cavité circulaire dans un milieu saturé, isotrope linéaire élastique. Les auteurs ont montré que la distribution des contraintes dans le temps, ainsi que les déformations qui leur sont associées, sont dues à la nature biphasée du milieu saturé considéré.

Carter (1988) a présenté une solution semi-analytique pour la dissipation de la pression interstitielle autour d'une cavité verticale soumise à un champ de contraintes isotrope. En admettant un milieu poreux isotrope linéaire élastique parfaitement plastique, avec des constituants incompressibles, l'auteur a montré que la plastification du milieu engendre simultanément des sous-pressions.

Detournay et Cheng (1988) ont étendu la solution de Carter et Booker (1982) en utilisant un modèle hydromécanique avec des constituants compressibles. Ils ont développé un faisceau de solutions transitoires pour les changements de contraintes et de déformations (déplacements) autour d'un trou de forage dans un milieu saturé isotrope linéaire élastique, soumis à un champ de contraintes initiales anisotropes.

Un autre développement dans ce domaine a été constitué par la combinaison des modèles hydromécaniques et des modèles de fluage. Bellwald (1990) en a proposé le concept et Aristorenas (1992) a formulé l'approche. Pour mieux comprendre et prédire le comportement "réel" des roches argileuses, ils ont réalisé des essais en laboratoire sur les schistes argileux rencontrés dans la chaîne du Jura suisse. Ces essais avaient pour but de caractériser le comportement du terrain autour du tunnel lors des deux phases de construction : la phase non drainée juste après l'excavation de la cavité d'une part, et la phase drainée, qui est subdivisée en deux sous-phases de consolidation/gonflement et de fluage, d'autre part. Bellwald (1990) a montré que, pour la phase non drainée, l'approche simplifiée basée sur la méthode des "chemins de contraintes" (Lambe, 1967) permet de distinguer les zones de gonflement ou de consolidation autour d'un tunnel sur la base de l'état de contraintes et de pression interstitielle initial. Cette approche est plus satisfaisante que le modèle poroélastique qui décrit mal le comportement non linéaire observé. Par la suite, Aristeronas (1992) a exploité l'ensemble des résultats expérimentaux pour établir un nouveau modèle de comportement des roches argileuses plus réaliste prenant en compte les caractéristiques anisotropes, plastiques, de fluage et de rupture du matériau.

Un pas important d'utilisation des modèles hydromécaniques a été accompli avec les travaux d'Anagnostou (1993, 1994, 1995). Ce dernier considère le développement au cours du temps du gonflement comme une conséquence de la dissipation de la surpression interstitielle négative produite par le creusement. De plus, l'écoulement de l'eau à l'intérieur du massif est pris en compte. La roche gonflante est modélisée comme un matériau élastique non linéaire anisotrope, parfaitement plastique ; cette approche fournit des estimations réalistes du gonflement, en particulier pour le soulèvement du radier en tunnels.

3.4.3 - Présentation du modèle d'Anagnostou (1993)

Dans les années 1990, Anagnostou (1993) a constaté que toutes les méthodes de calcul basées uniquement sur la loi de comportement (sans notion de temps) donnaient des résultats peu réalistes car elles prédisaient un gonflement significatif en radier mais aussi en clé de voûte, ce qui est contraire aux observations réalisées in situ. Pour améliorer ces approches, il a proposé un modèle hydromécanique couplé, dans lequel on considère des conditions aux limites hydrauliques différentes pour le radier (par exemple, eau libre) et pour la clé de voûte (par exemple, paroi imperméable). C'est cette asymétrie des conditions aux limites hydrauliques qui permet d'envisager la possibilité de modéliser un soulèvement du radier sans constater de déplacements en clé.

3.4.3.1 - Description de la loi de comportement

Le terrain gonflant est modélisé comme un matériau élastique parfaitement plastique avec un critère de rupture de Mohr-Coulomb. Les essais en laboratoire révèlent une forte anisotropie du gonflement, ce qui n'a pas été oublié dans cette approche. Compte tenu du caractère réversible du gonflement (Madsen, 1979), le comportement élastique doit inclure la relation logarithmique œdométrique entre déformation de gonflement et contrainte, et l'anisotropie de gonflement. En ajoutant la loi élastique de Hooke, la loi de comportement élastique s'écrit alors :

$$\varepsilon_{ij} = \frac{1+\nu}{E}\Delta\sigma'_{ij} - \frac{\nu}{E}\left(\Delta\sigma'_{kk}\right)\delta_{ij} + \beta_{ij}\, B_g \ln\left(\frac{\beta_{ij}\,\sigma'_{ij}}{\beta_{ij}\,\sigma'_{ijo}}\right)$$

avec $\beta_{ij} = \frac{1-\beta}{3}\delta_{ij} + \beta\, n_i\, n_j$. Dans cette équation, E désigne le module d'Young, ν le coefficient de Poisson, n_i les composantes du vecteur normal au plan de stratification, σ'_{ij} le tenseur des contraintes effectives, σ'_{ijo} le tenseur des contraintes effectives initiales, B_g l'indice de gonflement et β le paramètre d'anisotropie de gonflement.

Le paramètre de gonflement B_g est relié directement à la déformation volumique. Dans le cas où $B_g = 0$ (c'est-à-dire en l'absence de gonflement), l'équation décrit un matériau élastique linéaire isotrope.

Dans le cas extrême d'un gonflement isotrope $(\beta = 0)$, la déformation volumique est reliée linéairement au logarithme de la pression moyenne (droite de pente B_g). Dans l'autre cas extrême

d'une anisotropie fortement marquée $(\beta = 1)$, la déformation de gonflement ne se produit que dans la direction perpendiculaire à la stratification et elle varie en fonction de la contrainte normale correspondante. L'obtention de la matrice élastique tout comme la détermination expérimentale des paramètres de gonflement sont détaillées dans l'article d'Anagnostou (1993).

3.4.3.2 - Equations d'écoulement de l'eau

Le massif rocheux fracturé est traité comme un milieu poreux obéissant à la loi de Darcy

$$\underline{q} = -\, k\, \underline{\mathrm{grad}}\, h$$

Dans le terrain, il apparaît des discontinuités qui peuvent préexister à l'excavation du tunnel ou sont induites par elle. Ces discontinuités contribuent fortement à la perméabilité de la roche tant qu'elle est saturée. Quand elle est non saturée, l'écoulement se propage à travers la matrice peu perméable. Cette influence notable de la saturation sur le régime hydrique peut être prise en compte en reliant la coefficient de perméabilité k à la valeur de la pression de l'eau interstitielle u. Desai et Li (1983) proposent de considérer la relation suivante :

$$k = \begin{cases} k_{max} & \text{si} \quad u \geq 0 \\ k_{max} - \dfrac{u}{u_{min}}\left(k_{max} - k_{min}\right) & \text{si} \quad 0 > u \geq u_{min} \\ k_{min} & \text{si} \quad u_{min} > u \end{cases}$$

où k_{max}, k_{min} et u_{min} sont des constantes du matériau.

3.4.3.3 - Application du modèle à un tunnel circulaire profond

Le problème étudié concerne un tunnel profond (couverture de 100 mètres), circulaire et non revêtu dans une roche gonflante homogène. On suppose que les strates rocheuses sont horizontales et que l'état de contraintes initiales est géostatique.

Les caractéristiques du matériau utilisé dans le calcul sont présentées dans le tableau 3.1. Le matériau montre une anisotropie de gonflement marquée c'est-à-dire que le gonflement ne se produit que perpendiculairement au plan de stratification. Une étude paramétrique a montré que, pour un tel gonflement uniquement horizontal $(\beta = 1$ et $\underline{n} = \underline{e}_z)$, la valeur du coefficient de pression des terres au repos avait une influence négligeable sur les résultats.

Tableau 3.1 : Paramètres utilisés

Paramètre de gonflement	B_g	variable
Facteur d'anisotropie de gonflement	β	1
Pression de gonflement	σ_g	4 MPa
Module d'Young	E	4000 MPa
Coefficient de Poisson	ν	0,33
<u>Critère de plasticité</u> Cohésion Angle de frottement Angle de dilatance	 c φ ψ	 variable variable 0
Constantes de conductivité	k_{min}/k_{max} u_{min}	variable $- 10^{-3}$ MPa
Poids volumique	γ	25 kN/m^3

<u>Notion de pression de gonflement</u>

Anagnostou (1993) a montré que la pression interstitielle initiale in situ u_o est reliée à la pression de gonflement σ_g calculée à partir d'un essai à volume constant et à la contrainte verticale totale initiale in situ σ_v^o. La relation suivante issue d'une étude paramétrique peut être considérée comme une approche convenable des applications pratiques :

$$\sigma_g = \sigma_{vo} + u_o = \sigma'_{vo}$$

Dans l'exemple traité, on suppose une pression de gonflement de 4 MPa. Cette pression correspond à une valeur expérimentale pour une roche fortement gonflante. Au niveau du tunnel, la contrainte verticale totale est de 2,5 MPa. On obtient donc par la relation précédente une pression interstitielle de -1,5 MPa soit -150 mètres pour le potentiel hydraulique initial.

<u>Etude des conditions aux limites</u>

Dans la plupart des tunnels, l'eau s'infiltre dans la roche uniquement au niveau du radier, alors que les piédroits et la clé de voûte restent secs. Anagnostou (1993) propose de modéliser la présence de l'eau libre en radier par une pression d'eau interstitielle atmosphérique, c'est-à-dire une charge hydraulique $h = z$. En ce qui concerne la condition aux limites en clé de voûte et en piédroits, deux modèles sont étudiés :

- Condition aux limites 1 : *aucun flux sur les bords supérieurs de l'excavation*

  Au sens strict, cette condition est vérifiée lorsque le tunnel est recouvert, juste après l'excavation, par un revêtement imperméable. Dans les faits cela signifie que le temps de revêtir le tunnel est suffisamment petit par rapport au processus de gonflement.

- Condition aux limites 2 : *évaporation sur les bords supérieurs de l'excavation*

La roche est en contact avec l'air humide au niveau des murs et de la voûte. Cette condition s'applique pour un tunnel non revêtu ou pour un tunnel possédant un revêtement très perméable (maçonnerie en brique dans les vieux tunnels, béton projeté fissuré, etc.). Dans ce cas, la condition aux limites est, en général, non linéaire et de type mixte. Suivant les études numériques d'Anagnostou (1995), il est intéressant d'introduire une condition simplifiée dans laquelle la succion s est directement reliée à l'humidité relative de l'air h_r :

$$s = \frac{RT}{V_{eau}} \ln(h_r)$$

3.4.3.4 - Résultats numériques

Dans un premier temps, l'excavation du tunnel est modélisée en conditions non drainées. La deuxième phase modélise l'état d'équilibre final (Anagnostou, 1995).

- <u>Modèle 1</u>

Les bords de l'excavation sont supposés imperméables sauf au niveau du radier. Dans ce modèle, l'eau s'infiltre par le radier et, au cours du temps, remonte dans la zone supérieure. Du fait de la faible variation de la profondeur z, le champ de potentiel hydraulique en équilibre est presque homogène avec une valeur correspondant au niveau de nappe du radier. C'est pourquoi les contraintes effectives au dessus de la voûte ne diffèrent pas fortement de celles sous le radier ; ce modèle permet d'estimer le soulèvement du radier, ainsi que l'affaissement de la voûte.

Cependant, le développement du gonflement au cours du temps est bien différent en voûte et en radier. En effet, pour atteindre la voûte, l'eau doit traverser une distance importante tout en s'opposant à la gravité. Toutes ces remarques conduisent à prévoir un développement plus lent des déformations de gonflement en clé de voûte.

Cette hypothèse est examinée à partir des calculs intermédiaires. La figure 3.6 montre les résultats numériques en termes de soulèvement de radier et d'affaissement de la voûte pour différents rapports k_{min} / k_{max} , k_{min} et k_{max} désignant respectivement la perméabilité du terrain non saturé et du terrain saturé. On constate que les déformations calculées en radier ou en clé de voûte sont comparables. Cependant, même si l'intervalle de temps entre le soulèvement du radier et

l'affaissement de la voûte est faible pour une conductivité constante, il augmente significativement avec la diminution du rapport k_{min} / k_{max}. En effet sur l'exemple où $k_{min} / k_{max} = 10^{-6}$, au moment où le soulèvement du radier est stabilisé $(t k_{max} = 1 m)$, la voûte n'a pas subi de déplacement.

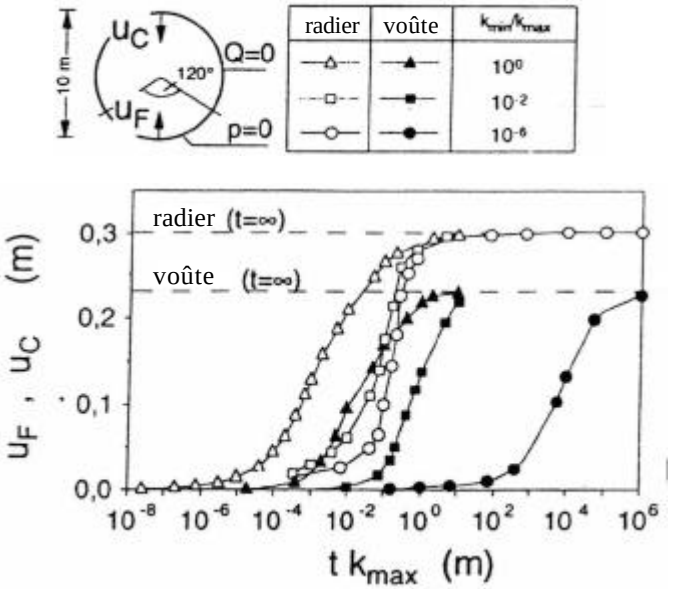


Figure 3.6 : Développement du soulèvement du radier et de l'affaissement de la voûte

Enfin l'étude des déformations verticales du tunnel non revêtu et de la zone plastique à trois instants différents montre que le gonflement commence au niveau du radier avant de se propager plus en profondeur et que la zone correspondant au gonflement est similaire à la zone plastique (figure 3.7).

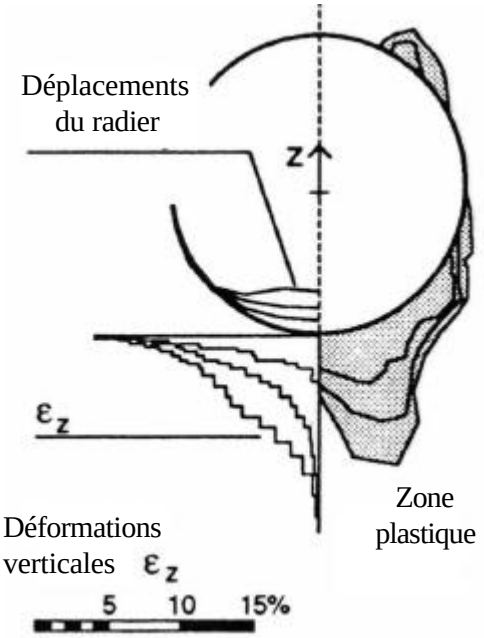


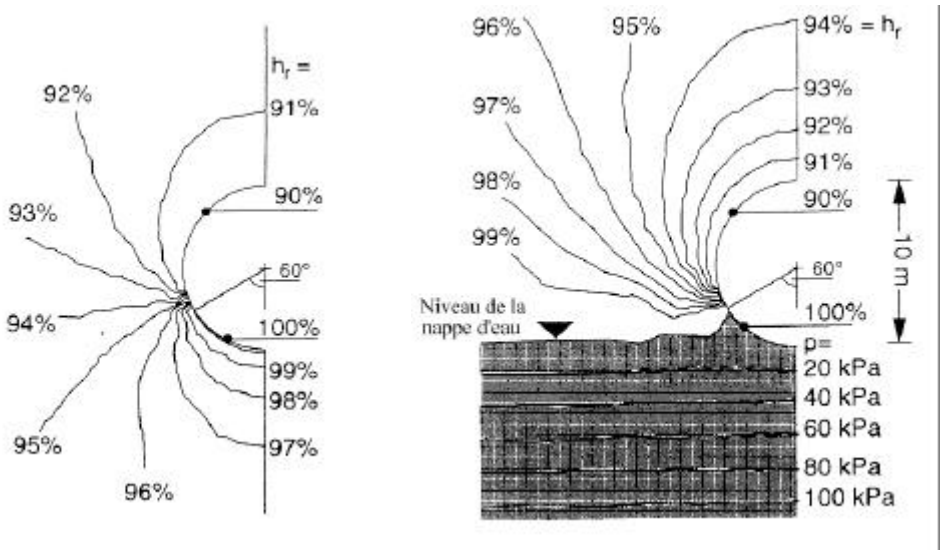
Figure 3.7 : Déformations verticales et zone plastique à trois instants donnés

- Modèle 2

On suppose tout d'abord que l'humidité relative de l'air dans le tunnel est de 90 %. D'après la relation simplifiée présentée précédemment, une condition en pression d'eau s'applique donc en piédroit et en clé de voûte.

Sur la figure 3.8.a, qui correspond au cas où $k_{min} / k_{max} = 1$, on constate que les isovaleurs d'humidité relative sont uniformément réparties autour du tunnel. Ainsi de fortes succions apparaissent non seulement en voûte mais aussi dans la roche sous le radier couvert d'eau. A cause de ces fortes succions, les déplacements sont quasiment nuls. Ce modèle ne décrit donc pas la réalité.

Quand le flux non saturé est pris en compte $(k_{min} / k_{max} < 1)$, le champ de charge hydraulique dépend de k_{min} / k_{max} et cette influence est notable lorsque k_{min} / k_{max} est inférieur à 10^{-2}. La figure 3.8.b, où la partie hachurée représente le domaine saturé, en est une parfaite illustration



(a) $k_{min} / k_{max} = 1$ (b) $k_{min} / k_{max} < 10^{-2}$

Figure 3.8 : Ligne de contour de l'humidité relative et des pressions interstitielles

L'étude cinématique fait apparaître des déplacements significatifs seulement en radier (45 cm). Les fortes succions en clé augmentent la contrainte effective et empêchent ainsi le développement des déformations de gonflement. Bien que tout le domaine sous le radier soit saturé, la distribution d'eau n'est pas uniforme, c'est-à-dire que le gonflement dépend de la profondeur par rapport au radier. On remarque aussi que la zone de gonflement, qui correspond environ à un diamètre, se propage aussi loin en profondeur que la zone plastique.

La figure 3.9 montre l'influence du potentiel de gonflement (caractérisé par le paramètre B_g) et de la résistance du terrain (caractérisée par la cohésion c) sur le soulèvement du radier. On constate que ni le gonflement seul, ni la plasticité seule n'explique des soulèvements de plusieurs dizaines de centimètres souvent observés in situ. C'est l'effet combiné du gonflement et de la résistance du terrain limitée qui génère d'importants soulèvements de radier

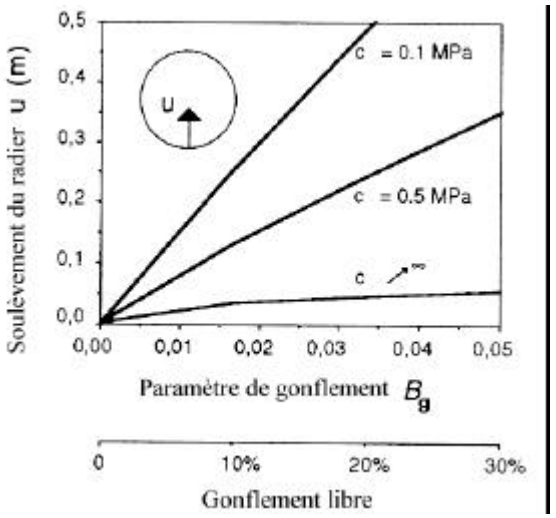


Figure 3.9 : Influence de la cohésion c et du paramètre B_g sur le soulèvement du radier

Ces résultats ont été obtenus en faisant l'hypothèse d'une humidité relative de 90 % dans la partie supérieure de l'excavation. Les calculs ont montré, par ailleurs, que les déplacements en clé de voûte restent négligeables tant que l'humidité relative est inférieure à 97 % (Anagnostou, 1995). Cet dernier aspect est une conséquence de la non-linéarité des équations d'écoulement.

3.5 - Conclusion

Pour dimensionner un tunnel en terrain gonflant, de nombreuses méthodes de calcul ont été développées depuis quelques décennies à partir de la loi de gonflement proposée par Huder-Amberg (1970). La plupart des modèles "comportementaux" ont adapté la formulation unidimensionnelle d'Huder-Amberg pour prendre en compte le comportement tridimensionnel et l'anisotropie de gonflement, par exemple. Sans prendre en compte l'influence du temps, ces méthodes simplifiées permettent d'obtenir une caractérisation réaliste du phénomène de gonflement à long terme, après stabilisation des écoulements hydrauliques.

En s'ajustant sur les mesures in situ, les approches phénoménologiques permettent de représenter l'évolution des effets différés (fluage, gonflement) observés sur un tunnel déjà réalisé. Par contre,

sans modéliser le processus de gonflement proprement dit, ces modèles rhéologiques ne sont pas adaptés à la prise en compte du phénomène dans un dimensionnement d'ouvrage souterrain.

Les modèles hydromécaniques représentent alors une évolution intéressante pour la modélisation du phénomène de gonflement autour d'un tunnel puisqu'ils prennent en compte l'interaction de l'eau et du terrain avec une loi de gonflement et la perméabilité du terrain qui régit l'évolution du phénomène au cours du temps.

En supposant l'arrivée d'eau dans le terrain au niveau du radier, le modèle hydromécanique proposé par Anagnostou a mis en évidence l'influence des paramètres et des conditions aux limites hydrauliques sur l'interaction entre l'eau et le terrain. Dans le cas d'un tunnel revêtu étanche, le modèle montre que des déplacements significatifs se produisent sous le radier et en clé de voûte mais de façon décalée, le soulèvement du radier se produisant avant l'affaissement de la voûte. Pour un tunnel non revêtu, le modèle met en évidence des convergences négligeables de la voûte par rapport à celles du radier.

Pour notre travail de recherche, cette revue bibliographique montre donc que de nombreuses lois de gonflement ont été développées à partir de la caractérisation expérimentale d'Huder-Amberg et que le modèle hydromécanique d'Anagnostou propose la meilleure simulation du comportement d'un terrain gonflant.

Partie II :

Modélisation du gonflement dans les calculs de dimensionnement de tunnels

Chapitre 4 :

Méthode de calcul analytique du gonflement pour l'étude des tunnels

4.1 - Introduction

La bibliographie effectuée sur le phénomène de gonflement et sur sa prise en compte pour l'étude des tunnels a mis en évidence, d'une part, l'intérêt grandissant des différentes commissions internationales à vouloir résoudre le problème du gonflement en génie civil et, d'autre part, l'absence de méthode de calcul reconnue pour le dimensionnement des tunnels en terrain gonflant.

Avant la modélisation numérique, une méthode simplifiée a été développée pour estimer rapidement l'influence du gonflement sur le comportement d'un revêtement. Cette approche analytique basée sur la méthode convergence-confinement (Panet et Guellec, 1974) a consisté à intégrer une contribution du gonflement déterminé expérimentalement. L'application à quelques cas concrets de tunnels creusés en terrain gonflant montrera l'intérêt d'une telle approche.

4.2 - Présentation de la méthode convergence - confinement

La méthode convergence-confinement (Panet et Guellec, 1974) s'appuie sur la constatation que le champ de déformation obtenu à partir d'un calcul axisymétrique, dans une section perpendiculaire à l'axe du tunnel, est analogue à celui donné par un calcul plan, dans lequel la paroi du tunnel est soutenue par une pression fictive :

$$\sigma_r^f = (1-\lambda)\sigma_o \tag{4.1}$$

σ_o représentant la valeur de la contrainte naturelle en place, supposée uniforme et isotrope et λ un coefficient compris entre 0 et 1 (figure 4.1). Ce résultat est valable à condition de se placer à une distance suffisante (de l'ordre de R/2) du front de taille du tunnel. Le coefficient λ, qui caractérise le degré de décompression derrière le front de taille, porte le nom de *taux de déconfinement*.

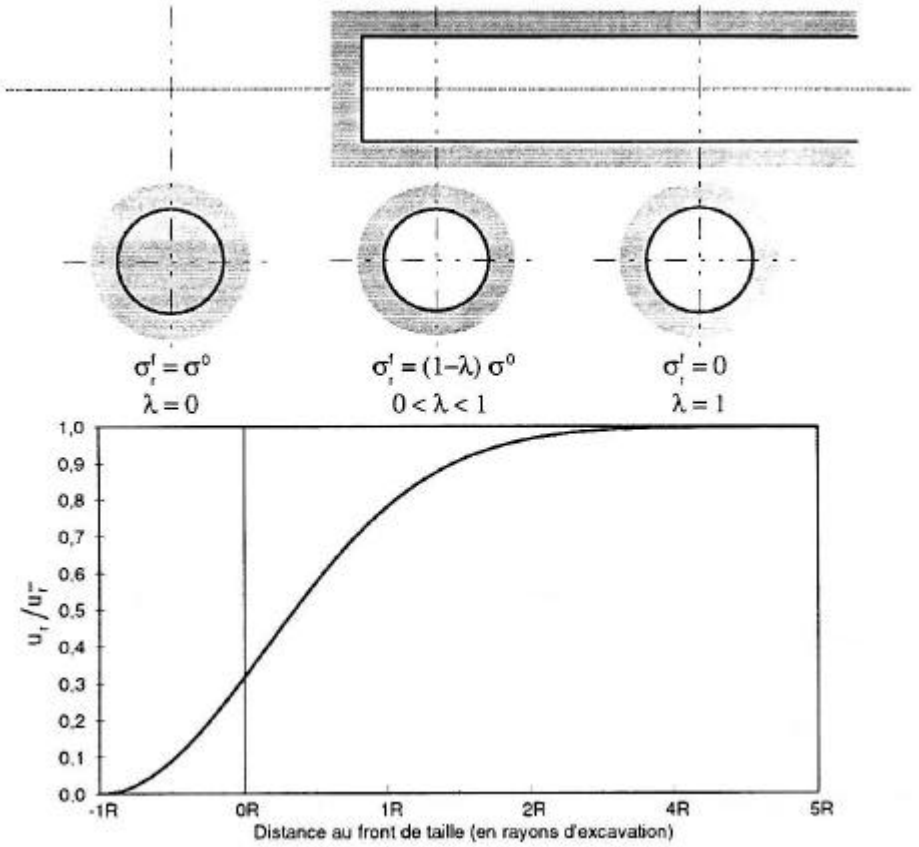


Figure 4.1 : Méthode convergence-confinement (d'après Panet et Guellec, 1974)

Partant de cette constatation, Panet et Guellec (1974) ont suggéré de prendre compte, en géométrie plane, l'effet stabilisant lié à la proximité du front de taille, en appliquant la pression σ_r^f sur la périphérie du tunnel. La progression du front de taille est alors simulée en faisant croître λ

progressivement de la valeur 0, correspondant à l'état de contraintes initial, à la valeur 1, correspondant à l'état de déformation stabilisé derrière le front de taille. Dans le cas d'un comportement linéaire - élastique du terrain, cette valeur est atteinte à une distance de l'ordre de deux diamètres du front de taille.

Le comportement de l'ensemble terrain-soutènement (figure 4.2) est alors analysé dans un diagramme $\left(\sigma_r^f, u_r\right)$. La courbe de convergence (a) représente la réponse du terrain. L'activation du soutènement intervient à partir de sa mise en contact avec le terrain ; celle-ci se produit pour une valeur λ_d du taux de déconfinement. La mise en charge progressive du soutènement est représentée par la courbe (b), dite de confinement. Le point d'intersection entre les courbes (a) et (b) caractérise l'état d'équilibre du tunnel, et permet de déterminer, par simple lecture, la valeur du déplacement radial et de la pression finale au niveau du soutènement.

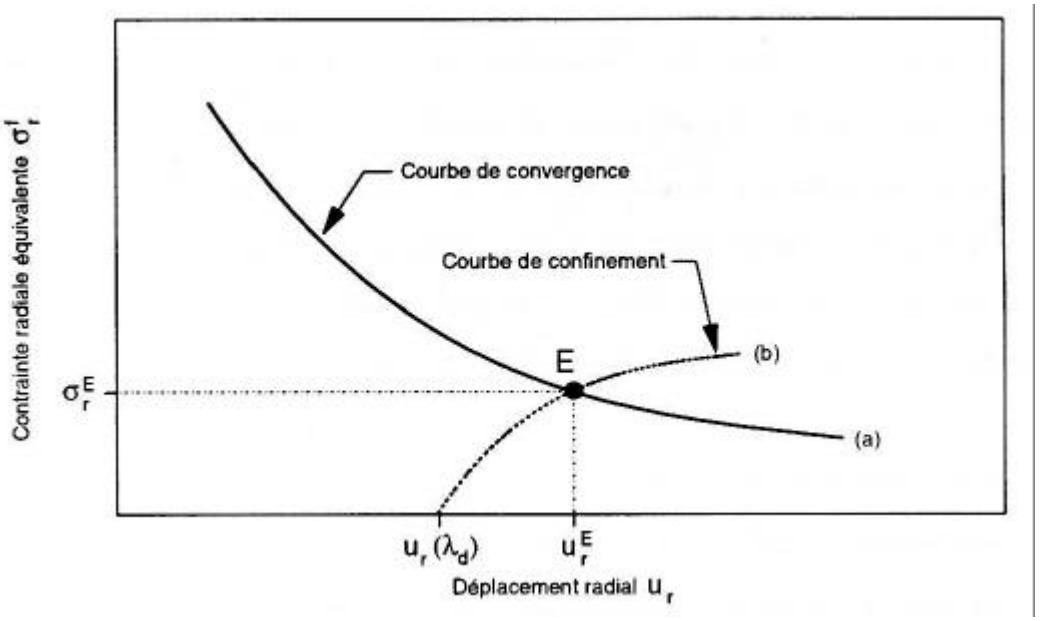


Figure 4.2 : Principe de la méthode convergence-confinement (Panet et Guellec, 1974)

La méthode, initialement mise au point dans le cas d'un tunnel circulaire creusé dans un terrain homogène et isotrope, a été étendue ultérieurement à d'autres types de conditions, et notamment à des cas de contraintes initiales anisotropes (Panet, 1986). Elle est couramment utilisée pour représenter la présence du front de taille dans des calculs bidimensionnels de tunnels par éléments finis. Dans la partie suivante, nous allons présenter un calcul analytique basé sur cette méthode convergence-confinement en ajoutant une loi de gonflement pour le comportement du terrain.

4.3 - Présentation de l'approche analytique

Dans son calcul semi-analytique, Gysel (1987) a supposé que le gonflement était un phénomène exclusivement réversible et que, par conséquent, la théorie de l'élasticité s'appliquait pour la prise en compte du gonflement. D'autre part, il a considéré un état de contraintes initial anisotrope (K_O différent de 1) et une distribution du chargement à l'interface terrain-revêtement elliptique. L'avantage de cette méthode est sa relative simplicité parce qu'elle peut être utilisée de façon similaire à la méthode des "courbes caractéristiques". Le calcul analytique a mis en évidence des zones de gonflement de dimension finie autour du tunnel, qui se trouvent en clé de voûte et en radier pour un K_o inférieur à 1 et en piédroits pour un K_o supérieur à 1.

Si, maintenant, on désire réaliser la même approche en considérant un comportement élastoplastique du terrain avant la prise en compte du gonflement, on est confronté au fait qu'aucune solution analytique explicite n'existe pour un état de contraintes initial anisotrope (K_o différent de 1). Pour un calcul élastoplastique, il faut utiliser un code de calcul par éléments finis pour déterminer l'état de contraintes après excavation et ensuite en déduire, à partir de l'état de contraintes ainsi obtenu, la contribution du gonflement. Cependant, si on fait l'hypothèse d'un champ de contraintes initial isotrope, une solution analytique peut être déterminée pour l'état de contraintes après excavation.

Dans ce cas, on se replace dans les hypothèses habituelles de la méthode convergence-confinement (K_o égal à 1, tunnel circulaire) en considérant un comportement élastoplastique du terrain. Dans ce cas, on a ajouté la contribution du gonflement de façon analogue à la méthode de Gysel (1987).

4.3.1 - Définition du problème

On considère un tunnel profond circulaire de rayon R creusé dans un milieu isotrope (figure 4.3). Les contraintes initiales sont supposées isotropes et égales à σ_o ; le tunnel est suffisamment profond pour qu'on puisse considérer qu'il est creusé dans un milieu où les contraintes sont uniformes.

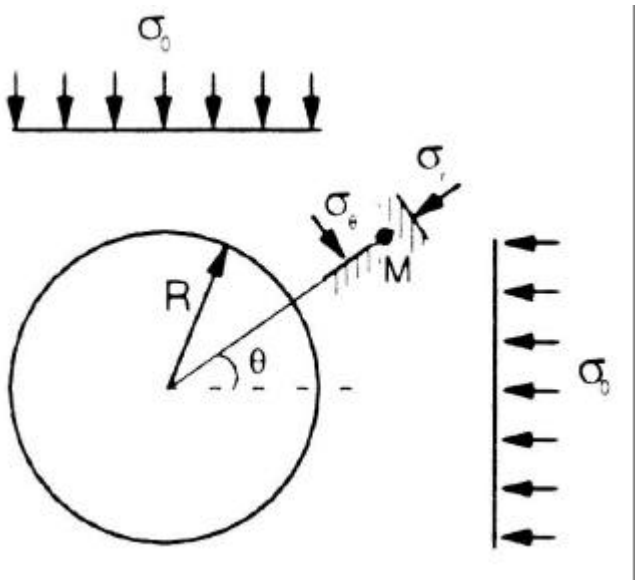


Figure 4.3 : Définition du problème

Le massif a un comportement élastique linéaire, caractérisé par les paramètres de Hooke (E, ν), dans un domaine limité par un critère de résistance maximale de type Mohr-Coulomb, caractérisé par les paramètres (c, φ), qu'on écrit sous la forme

$$\sigma_1 = K_p \sigma_3 - \sigma_c$$

avec $\sigma_c = \dfrac{2\,c\cos\varphi}{1-\sin\varphi}$ et $K_p = \dfrac{1+\sin\varphi}{1-\sin\varphi}$.

où σ_1 et σ_3 désignent les contraintes principales maximales et minimales, σ_c la résistance en compression uniaxiale et K_p le coefficient de butée.

L'approche élastoplastique proposée par Panet (1976) et la prise en compte du gonflement sont détaillées dans l'annexe C. Dans la suite, on rappelle les principaux résultats obtenus.

4.3.2 - Milieu élastoplastique parfait

Si $\sigma_o > \dfrac{\sigma_c}{2}$, il existe un moment où le critère de rupture est vérifié à la paroi de l'excavation, correspondant au taux de déconfinement λ_e. Ensuite, il se développe autour de la cavité une zone plastique circulaire de rayon R_p (annexe C).

Dans la zone plastique $(R \le r \le R_p)$, la solution en contraintes $(\sigma_r, \sigma_\theta, \sigma_y)$ et en déplacement u_r^p s'écrit :

$$\begin{cases} \sigma_r(r) = \dfrac{2\lambda_e \sigma_o}{(K_p - 1)}\left(\dfrac{r}{R_p}\right)^{K_p - 1} - \dfrac{\sigma_c}{(K_p - 1)} \\ \sigma_\theta(r) = K_p\, \sigma_r(r) + \sigma_c \\ \sigma_y(r) = \sigma_o + 2\nu\lambda_e \dfrac{K_p + 1}{K_p - 1}\sigma_o\left(\left(\dfrac{r}{R_p}\right)^{K_p - 1} - 1\right) \\ u_r^p(r) = \dfrac{1+\nu}{E}\lambda_e \sigma_o r\left[F_1 + F_2\left(\dfrac{r}{R_p}\right)^{K_p - 1} + F_3\left(\dfrac{R_p}{r}\right)^{\kappa+1}\right] \end{cases}$$

4.3.3 - Prise en compte du gonflement

Le phénomène de gonflement est pris en compte à partir de la loi tridimensionnelle utilisée par Gysel (1987) :

$$\Delta\varepsilon_{vol} = k_g\left[1 - \frac{\lg\left(\dfrac{1-\nu}{1+\nu}3p\right)}{\lg\left(\dfrac{1-\nu}{1+\nu}3p_g\right)}\right] \tag{4.2}$$

où $\varepsilon_{vol}\left(= \varepsilon_r + \varepsilon_\theta\right)$ désigne la déformation volumique ($\varepsilon_y = 0$, dans le cas des déformations planes), $p\left(= \dfrac{\sigma_r + \sigma_\theta + \sigma_y}{3}\right)$ la contrainte moyenne, $p_g\left(= \dfrac{1+\nu}{1-\nu}\dfrac{\sigma_g}{3}\right)$ le seuil de gonflement et k_g le gonflement libre.

Cette loi tridimensionnelle prolonge la loi de gonflement traditionnelle déterminée à partir d'essais œdométriques en reprenant l'hypothèse d'Einstein et Bischoff (1976), "c'est la contrainte moyenne qui commande le gonflement". Cette hypothèse est contestée par plusieurs auteurs (Didier, 1987 ; Yesil, 1993) dont les résultats expérimentaux ont montré que le gonflement axial était des fonctions décroissantes du gonflement radial.

Malgré la remise en cause de l'hypothèse, certains auteurs comme Dakshanamurthy (1979) ont tout de même mis en évidence une relation unique entre la déformation volumique et la pression moyenne quel que soit le chemin de contraintes suivi à l'appareil triaxial ; ce qui tend à confirmer la formulation tridimensionnelle, qui a aussi l'avantage de prendre en compte le gonflement de manière simple.

Au cours de l'excavation, c'est donc la diminution de la contrainte moyenne p qui entraîne le gonflement. Dans ce cas, le calcul élastoplastique montre que le gonflement peut se développer autour de l'excavation uniquement s'il y a eu plastification du terrain et que deux situations se présentent :

$$\begin{cases} \dfrac{(1-2\nu)\sigma_o + (1+\nu)\sigma_c}{3} \le p_g \le p_o = \sigma_o & \text{(I)} \\ \dfrac{(1-2\nu)\sigma_o + (1+\nu)\sigma_c}{3} \le p_o = \sigma_o < p_g & \text{(II)} \end{cases} \tag{4.3}$$

Dans la situation (I), l'apparition du phénomène du gonflement intervient au niveau de la paroi dès que $p(r = R) = p_g$, soit pour un taux de déconfinement λ_g $(\le \lambda_e)$. Ensuite, la zone de gonflement circulaire de rayon R_g $(\le R_p)$ progresse à l'intérieur du massif (annexe C).

Dans la zone de gonflement, l'application de la loi tridimensionnelle (équation 4.2) conduit à une solution analytique pour les cas $K_p = 3$ (soit $\varphi = 30$ degrés) et $K_p = 2$ (soit $\varphi \approx 20$ degrés) :

<u>Pour</u> $K_p = 3$, la solution est :

$$u_r^g(r) = \frac{k_g R_p^2}{2\,r\,B \ln \sigma_g}\left[B\frac{r^2 - R_g^2}{R_p^2}(1 + \ln \sigma_g) - \left(A + B\frac{r^2}{R_p^2}\right)\ln\left(A + B\frac{r^2}{R_p^2}\right) + \left(A + B\frac{R_g^2}{R_p^2}\right)\ln\left(A + B\frac{R_g^2}{R_p^2}\right)\right] \tag{4.4}$$

<u>Pour</u> $K_p = 2$, la solution est :

$$u_r^g(r) = \frac{k_g R_p^2}{4\,r\,B^2 \ln \sigma_g}\left[B^2\frac{r^2 - R_g^2}{R_p^2}(1 + 2\ln \sigma_g) + 2\left(A^2 - B^2\frac{r^2}{R_p^2}\right)\ln\left(A + B\frac{r}{R_p}\right) - 2\left(A^2 - B^2\frac{R_g^2}{R_p^2}\right)\ln\left(A + B\frac{R_g}{R_p}\right) - 2AB\frac{r - R_g}{R_p}\right] \tag{4.5}$$

Le déplacement radial total u_R au niveau de l'excavation prend l'expression suivante :

$$u_R = u_r(R) = u_r^p(R) + u_r^g(R) = f(p)$$

où u_r^p désigne le déplacement élastoplastique et u_r^g le déplacement issu du gonflement.

Dans la situation (II), on constate qu'au cours du déconfinement, le phénomène de gonflement apparaît en même temps que la plasticité et donc que la zone de gonflement est équivalente à la zone plastique. Dans ce cas, les solutions sont similaires à celles obtenues dans la situation (I) en remplaçant σ_g par $\frac{1-\nu}{1+\nu}3\sigma_o$.

4.4 - Application de la méthode de calcul analytique

La figure 4.4 représente un exemple d'application de la méthode convergence-confinement en prenant en compte une contribution du gonflement dans la courbe de convergence du terrain. Lorsque la condition de gonflement (I) est vérifiée, la courbe de convergence du terrain représentée sur la figure 4.4 comporte une zone élastique, une zone élastoplastique délimitée par le taux de déconfinement λ_e et une zone élastoplastique gonflante délimitée par le taux de déconfinement λ_g.

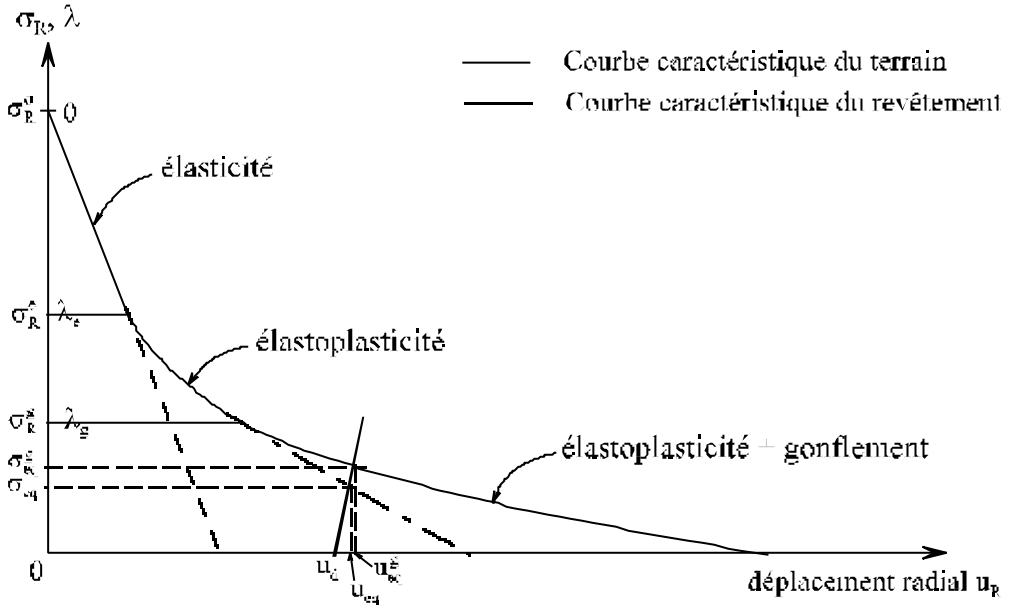


Figure 4.4 : Méthode convergence-confinement avec prise en compte du gonflement

Pour la condition de gonflement (II), il n'existe qu'une zone élastique et une zone élastoplastique gonflante car, dès l'apparition de la plasticité, il y a aussi développement du gonflement.

Quant au comportement du revêtement ou soutènement, supposé élastique, il s'écrit :

$$u_R = u_d + \frac{R^2\left(1-\nu_b^2\right)}{e_b\, E_b}\sigma_R$$

où u_R désigne le déplacement radial du revêtement à l'extrados, σ_R la contrainte radiale à l'interface revêtement/terrain, u_d le déplacement du terrain avant la mise en place du terrain. E_b le module d'Young du béton, ν_b le coefficient de Poisson du béton, e_b l'épaisseur du revêtement.

Dans la suite, on a appliqué cette méthode de calcul analytique pour quelques tunnels construits en terrain gonflant.

4.4.1 - Etude de plusieurs tunnels français

Pour étudier l'influence du gonflement sur le calcul analytique, on a regardé quelques cas de tunnels concernés par ce phénomène, en particulier :

- le tunnel de Chamoise creusé partiellement dans les marnes d'Effingen de l'Oxfordien supérieur (Hingant et Guerpillon, 1986 ; Serratrice, 1994),
- le tunnel du Mont Sion conçu dans des molasses (Serratrice, 1996),
- le tunnel de Lambesc creusé dans les marnes du Stampien (Robert et al., 1997),
- et le tunnel de Pech-Brunet creusé dans les marnes du Stampien, (Mahieu, 1998).

Le tableau 4.1 récapitule l'ensemble des paramètres géotechniques utilisés, pour chaque tunnel ; H désigne la couverture maximale, R le rayon du tunnel, E le module d'Young du terrain à court terme, E_{LT} le module à long terme, ν le coefficient de Poisson, c la cohésion, φ l'angle de frottement, σ_g la pression de gonflement et k_g le gonflement libre.

Tableau 4.1 : Paramètres géotechniques introduits dans la méthode de calcul analytique

	H (m)	γ (kN/m^3)	R (m)	E (MPa)	E_{LT} (MPa)	ν	c (MPa)	φ (°)	σ_g (MPa)	k_g (%)
Tunnel de Chamoise	400	25	5	2000	1000	0,3	2	25	13	1,9
Tunnel du Mont Sion	150	24	5	2000	1200	0,3	0,5	25	5	4,3
Tunnel de Lambesc	40	22	6,5	180	90	0,3	0,2	26	2,74	10,8
Tunnel de Pech-Brunet	21	22	7	180	90	0,3	0,05	35	0,5	10,8

En utilisant ces valeurs dans les inégalités 4.3, on constate que la condition de gonflement (I) est remplie pour les tunnels de Chamoise, du Mont Sion et de Pech-Brunet alors que la condition (II) est vérifiée pour le tunnel de Lambesc.

Pour le revêtement, on a choisi les mêmes paramètres pour tous les tunnels, c'est-à-dire un module d'Young E_b à court terme de 30 GPa, un module d'Young E_{bLT} à long terme de 15 GPa, un coefficient de Poisson ν_b de 0,2 et une épaisseur de revêtement e_b de 50 cm.

Le tableau 4.2 représente, pour chaque tunnel, les paramètres caractéristiques du comportement du terrain, c'est-à-dire d'une part, les taux de déconfinement λ_e et λ_g délimitant les comportements plastique et gonflant (équations C.1 et C.8) et, d'autre part, les rayons de la zone plastique R_p et de la zone gonflante R_g rapportés au rayon du tunnel R à la fin du déconfinement (équations C.2 et C.9). Pour les tunnels de Chamoise, du Mont Sion et de Lambesc, on a étudié les deux cas $K_p = 2$ (ou $\varphi = 20$ degrés) et $K_p = 3$ (ou $\varphi = 30$ degrés) pour encadrer l'angle de frottement interne φ proche de 25 degrés.

Le tableau 4.2 montre que les taux de déconfinement λ_e et λ_g sont similaires pour chaque exemple mais que l'influence de l'angle de frottement interne φ est notable. En effet, plus l'angle de frottement interne est élevé, plus les phénomènes plastiques et de gonflement apparaissent tardivement.

Tableau 4.2 : Limites des zones élastoplastiques et des zones de gonflement

	Tunnel de Chamoise		Tunnel du Mont Sion		Tunnel de Lambesc		Tunnel de Pech-Brunet
K_p	2	3	2	3	2	3	3
λ_e	0,52	0,67	0,46	0,62	0,55	0,70	0,59
λ_g	0,67	0,79	0,57	0,70	0,55	0,70	0,78
R_p / R $(\lambda = 1)$	1,85	1,39	2,36	1,61	1,71	1,33	1,78
R_g / R $(\lambda = 1)$	1,58	1,27	2,08	1,50	1,71	1,33	1,47

Concernant l'étendue des zones plastiques et gonflantes, on constate une plus grande disparité des résultats, le tunnel du Mont Sion ayant des rayons caractéristiques plus élevés que le autres tunnels. On remarque tout de même que les rayons R_p et R_g calculés sont compris entre un demi-diamètre et un diamètre.

On note aussi qu'il est très difficile de corréler les paramètres plastiques et les paramètres de gonflement avec l'apparition de la plasticité et du gonflement puisqu'un autre paramètre important doit être pris en compte : l'état de contraintes initial (ou la couverture de terrain). Pour chaque tunnel, un calcul spécifique est nécessaire pour étudier la véritable influence du gonflement. C'est pourquoi, dans la suite, on se concentrera sur l'étude du tunnel du Mont Sion.

4.4.2 - Etude particulière pour le tunnel du Mont Sion

En appliquant la méthode de convergence-confinement, deux analyses d'équilibre ont été effectuées : une à court terme et une à long terme.

Le calcul d'équilibre à court terme, supposant que le gonflement se produit assez rapidement après le creusement du tunnel, a fait l'objet d'une étude de sensibilité en fonction du taux de déconfinement λ_d caractérisant l'instant où le revêtement est mis en place.

Le calcul d'équilibre à long terme, supposant que le gonflement se développe longtemps après la mise en place du revêtement, considère une mise en place du revêtement après le déconfinement total du terrain à court terme et étudie l'équilibre avec les paramètres à long terme du terrain et du béton. A chaque fois, on a aussi étudié la sensibilité du paramètre κ, caractérisant la dilatance du terrain.

La figure 4.5 représente l'application de la méthode de calcul pour le tunnel du Mont Sion en considérant un taux de déconfinement λ_d à court terme égal à 0,9, un coefficient de frottement φ égal à 30 degrés et un angle de dilatance ψ égal à 0.

On constate l'influence notable du gonflement sur la pression de contact terrain/revêtement à l'équilibre à court terme ou à long terme. Par contre, pour les déplacements, compte tenu de la rigidité relative du béton très élevée, on remarque une influence négligeable du gonflement.

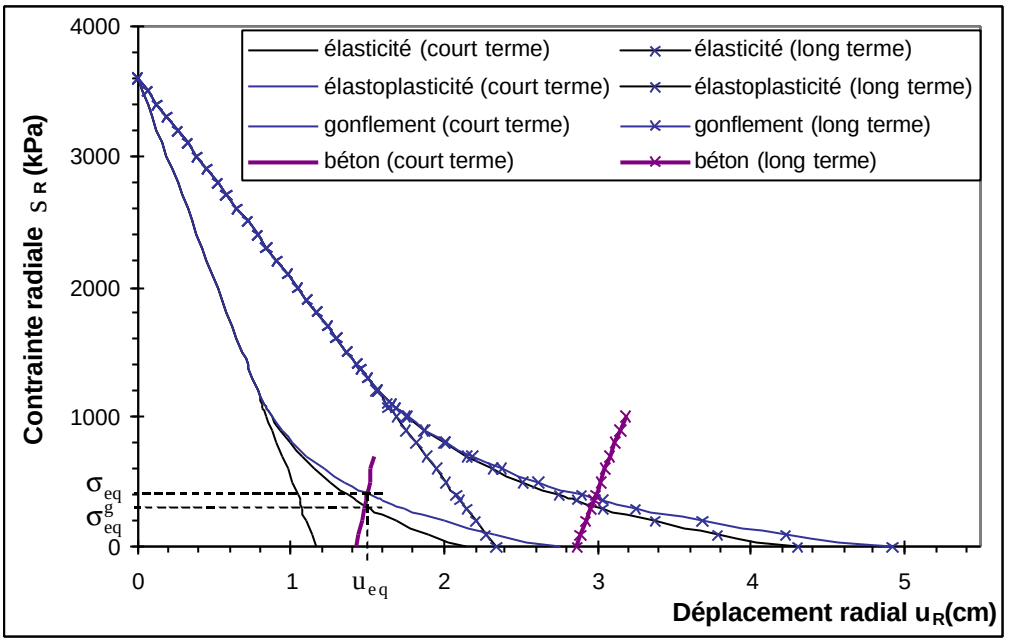


Figure 4.5 : Application de la méthode de calcul analytique au tunnel du Mont Sion

Les tableaux 4.3 et 4.4 précisent les valeurs des paramètres de contrainte et déplacement à l'équilibre : (σ_{eq}, u_{eq}) pour le cas élastoplastique et $(\sigma^g_{eq}, u^g_{eq})$ pour le cas élastoplastique avec gonflement. Le déplacement u_d du terrain avant la mise en place du terrain est également indiqué. On a appliqué la méthode pour différents coefficients de dilatance κ_p (ou angles de dilatance ψ) et taux de déconfinement λ_d à court terme.

Tableau 4.3 : Résultats du calcul analytique pour le tunnel du Mont Sion pour $K_p = 2$

κ	1 $(\psi = 0)$				1,5 $(\psi \approx 12$ deg rés$)$				2 $(\psi \approx 20$ deg rés$)$			
	CT			LT	CT			LT	CT			LT
λ_d	0,8	0,9	1	1	0,8	0,9	1	1	0,8	0,9	1	1
σ_{eq} (kPa)	658	341,5		341,2	672,6	347,2		285,7	683,6	351,1		243,6
σ^g_{eq} (kPa)	761,3	493,4	192,3	441,4	753,6	461	133	361,9	747,1	435,1	89	298,6
$u_{eq} \approx u^g_{eq}$ (cm)	1,69	2,33	3,81	3,89	1,80	2,86	5,19	5,26	2,05	3,55	7,16	7,22
u_d (cm)	1,58	2,28	3,78	3,78	1,69	2,81	5,16	5,16	1,99	3,49	7,14	7,15

On constate que plus le taux de déconfinement λ_d se rapproche de 1, plus l'influence du gonflement à court terme est notable sur la pression de contact à l'équilibre. Quant aux paramètres plastiques, on constate que plus l'angle de dilatance ψ ou l'angle de frottement interne φ est faible, plus le gonflement influe sur l'état d'équilibre à court terme ou à long terme. A priori, on peut considérer que, pour le tunnel du Mont Sion, la prise en compte du gonflement entraîne une augmentation de 20 à 30 % de la pression appliquée au revêtement.

Le phénomène de gonflement doit absolument être pris en compte pour le dimensionnement de ce tunnel pour éviter des dommages ultérieurs sur la structure.

Tableau 4.4 : Résultats du calcul analytique pour le tunnel du Mont Sion pour $K_p = 3$

κ	1 $(\psi = 0)$				2 $(\psi \approx 20 \text{ deg rés})$				3 $(\psi = 30 \text{ deg rés})$			
	CT			LT	CT			LT	CT			LT
λ_d	0,8	0,9	1	1	0,8	0,9	1	1	0,8	0,9	1	1
σ_{eq} (kPa)	605,1	323,7		405,6	632,6	336,4		295,6	651,7	344,1		229,1
σ^g_{eq} (kPa)	649,2	415,1	143,8	455,5	663,5	399,4	89,2	338,2	674,1	388,3	54,5	260,2
$u_{eq} \approx u^g_{eq}$ (cm)	1,15	1,48	2,17	2,28	1,23	1,74	2,99	3,07	1,31	2,07	4,18	4,24
u_d (cm)	1,06	1,43	2,15	2,15	1,13	1,69	2,98	2,98	1,21	2,01	4,17	4,17

Cette même étude analytique donne des résultats moins probants pour le tunnel de Chamoise car le potentiel de gonflement k_g y est plus faible malgré une pression de gonflement élevée. Pour le tunnel de Lambesc et le tunnel de Pech-Brunet, les résultats ne sont pas directement applicables car l'hypothèse initiale du tunnel profond n'est pas vérifiée. On constate néanmoins que l'influence du gonflement augmente tout de même d'environ 10 % la pression de contact à l'équilibre.

4.5 - Conclusion

Cette approche analytique est intéressante car elle permet d'étudier rapidement l'influence du gonflement d'une manière qualitative et quantitative, malgré des hypothèses simplificatrices. Ainsi, avant une étude plus raffinée, cette méthode permet de relier les paramètres de gonflement aux paramètres géotechniques en précisant si le gonflement joue un rôle prépondérant ou pas par rapport à la plasticité.

Dans le cas des tunnels de Chamoise, du Mont Sion, de Lambesc et de Pech-Brunet, cette méthode montre une influence notable du gonflement sur l'état d'équilibre, dont l'amplitude devra être précisée par une méthode de calcul plus raffinée. Dans les chapitres suivants, on présentera une approche numérique du problème afin de répondre plus précisément au dimensionnement exigé pour la conception d'un tunnel en terrain gonflant.

Chapitre 5:

Présentation d'un modèle numérique de gonflement

5.1 - Introduction

Dans des cas plus complexes que ceux examinés précédemment, une approche numérique semble plus judicieuse car elle permet de considérer une géométrie quelconque, un état de contrainte initial anisotrope, un comportement élastoplastique du terrain associé à une loi de gonflement. La pertinence de la méthode repose alors en grande partie sur le choix de la loi de comportement représentative de la réponse observée du terrain et validée sur des essais expérimentaux.

Dans la suite, on justifiera le choix du modèle de gonflement retenu, on analysera la loi de gonflement et on développera une solution analytique simulant un essai de gonflement afin d'étudier la sensibilité des différents paramètres introduits.

5.2 - Choix d'un modèle de gonflement

L'analyse des méthodes de calcul existantes a montré l'intérêt d'une approche hydromécanique pour prendre en compte le gonflement puisque la loi de gonflement permet de modéliser le changement de contraintes subi autour du tunnel alors que des paramètres hydrauliques tels que la perméabilité doivent être introduits pour rendre compte du phénomène de diffusion dans le massif.

Cependant, ces méthodes reposent sur un élément indispensable, c'est-à-dire l'existence d'une loi de gonflement implantée dans un code de calcul et validée par l'expérience. Actuellement, en France, la prise en compte du gonflement dans un dimensionnement de tunnel repose sur l'application d'une pression de gonflement sous le radier qui reste contestée pour plusieurs raisons : incertitude sur la surface d'application de la pression, incertitude sur la valeur de la pression de gonflement, absence de déformations de gonflement.

Pour corriger les errements actuels, notre travail a consisté à mettre au point un modèle de gonflement directement applicable dans un dimensionnement d'ouvrage souterrain. On s'est attaché à définir une formulation tridimensionnelle du gonflement et à l'implanter dans le logiciel CESAR-LCPC, qui constitue l'un des principaux codes de calcul par éléments finis de référence en génie civil. L'objectif de ce travail était de proposer un modèle validé par l'expérience en laboratoire et in situ. L'ensemble de ces étapes était nécessaire pour fournir un modèle de gonflement fiable pour d'autres ouvrages concernés par ce phénomène.

Le choix de la loi de gonflement s'est inspiré de méthodes de calcul existantes. Le premier principe généralement adopté consiste à utiliser la loi expérimentale déterminée par Huder et Amberg (1970), qui introduit une relation entre la déformation et le logarithme de la contrainte à l'aide de l'indice de gonflement B_g (ou C_g).

Pour étendre cette loi unidimensionnelle, la formulation tridimensionnelle proposée par Anagnostou (1993) est apparue judicieuse avec l'introduction d'un facteur d'anisotropie β car l'aspect tridimensionnel est relié à la stratification du terrain. Froehlich (1989) a aussi tenu compte de la stratification pour modéliser le gonflement mais de façon simplifiée, c'est-à-dire en supposant un gonflement uniquement normal à la stratification.

Quant à la pression de gonflement σ_g, on a repris la définition proposée par Huder et Amberg (1970) et utilisée par Froehlich (1989), c'est-à-dire un seuil de gonflement à partir duquel le gonflement se développe. Par contre, dans son approche hydromécanique, Anagnostou (1993) utilise la pression de gonflement à volume constant a priori moins adaptée à ce type de loi.

Le modèle proposé, qui ne tient pas compte du couplage des phénomènes mécanique et hydraulique, constitue une première étape, jugée raisonnable compte tenu des besoins de la profession en approche de calcul de ces phénomènes. Elle vise essentiellement à évaluer l'incidence du gonflement sur le comportement à long terme des ouvrages. Une approche hydromécanique pourrait être introduite dans un développement futur du modèle proposé, pour simuler l'évolution dans le temps du phénomène de gonflement.

5.3 - Description de la loi de gonflement

Le gonflement est introduit dans le modèle, en ajoutant à la loi élastique de Hooke une loi élastique non linéaire de gonflement ; ce qui est cohérent avec l'hypothèse de réversibilité du phénomène de gonflement formulée par Madsen (1979). En respectant la convention de la Mécanique des Sols, la nouvelle loi de comportement élastique adoptée s'écrit :

$$\underline{\underline{\varepsilon}}^{el} = \underline{\underline{\varepsilon}}^{H} + \underline{\underline{\varepsilon}}^{g}$$

avec

- $\underline{\underline{\varepsilon}}^{H} = \dfrac{1+\nu}{E}\Delta\underline{\underline{\sigma}} - \dfrac{\nu}{E}\left(\Delta\,\mathrm{tr}\left(\underline{\underline{\sigma}}\right)\right)\underline{\underline{1}}$
- $\underline{\underline{\varepsilon}}^{g} = \begin{cases} B_g\,\underline{\underline{\beta}}\,\ln\left(\dfrac{\underline{\underline{\beta}}:\underline{\underline{\sigma}}}{\underline{\underline{\beta}}:\underline{\underline{\sigma}}^{o}}\right) = C_g\,\underline{\underline{\beta}}\,\lg\left(\dfrac{\underline{\underline{\beta}}:\underline{\underline{\sigma}}}{\underline{\underline{\beta}}:\underline{\underline{\sigma}}^{o}}\right) & \text{si} \quad \underline{\underline{\beta}}:\underline{\underline{\sigma}}^{o} \le \underline{\underline{\beta}}:\underline{\underline{\sigma}}^{g} \\ 0 & \text{si} \quad \underline{\underline{\beta}}:\underline{\underline{\sigma}}^{o} \ge \underline{\underline{\beta}}:\underline{\underline{\sigma}}^{g} \end{cases}$

et $\underline{\underline{\beta}} = \dfrac{1-\beta}{3}\underline{\underline{1}} + \beta\,\underline{n}\otimes\underline{n}$

où $\underline{\underline{\sigma}}$ désigne le tenseur des contraintes totales, $\underline{\underline{\sigma}}^{g}$ le tenseur des contraintes de gonflement, $\underline{\underline{\sigma}}^{o}$ le tenseur des contraintes initiales, $\underline{\underline{\varepsilon}}^{el}$ le tenseur des déformations élastiques, $\underline{\underline{\varepsilon}}^{H}$ le tenseur des déformations élastiques de Hooke, $\underline{\underline{\varepsilon}}^{g}$ le tenseur des déformations de gonflement, ν le coefficient de Poisson, E le module d'Young, B_g (ou C_g) l'indice de gonflement, β le facteur d'anisotropie de gonflement et $\underline{n}$ le vecteur normal à la stratification.

Si les contraintes appliquées sont inférieures à un certain seuil, le "gonflement" se produit et on parle alors de comportement gonflant ou de loi de gonflement $\left(\underline{\underline{\varepsilon}}^{el} = \underline{\underline{\varepsilon}}^{h} + \underline{\underline{\varepsilon}}^{g}\right)$. Dans le cas contraire, le phénomène de gonflement ne se développe pas et on parle uniquement de loi élastique $\left(\underline{\underline{\varepsilon}}^{el} = \underline{\underline{\varepsilon}}^{h}\right)$.

Dans la loi de gonflement précédemment citée, on a introduit trois paramètres liés au gonflement : contrainte de gonflement, indice de gonflement et anisotropie de gonflement.

5.1.1 - Pression de gonflement

Le tenseur des contraintes de gonflement peut être déterminé à partir des essais œdométriques de gonflement normalisés (ISRM, AFNOR, ISSMFE, Huder-Amberg). En général, on définit une pression de gonflement σ_g correspondant à la contrainte axiale nécessaire pour empêcher tout mouvement vertical après imbibition de l'échantillon, mais on ne dispose d'aucune information sur la contrainte radiale obtenue après stabilisation. Lorsque des essais complémentaires ont été réalisés avec un œdomètre modifié "K_o", permettant de mesurer la contrainte radiale, on a constaté que la contrainte radiale de gonflement peut prendre des valeurs variées mais voisines de la contrainte axiale de gonflement (Kabbaj, 1981 ; Shanker et al., 1987). En tenant compte d'éventuels frottements latéraux, il est raisonnable de considérer que la contrainte radiale vaut aussi σ_g, c'est-à-dire que la contrainte de gonflement est isotrope.

Une analyse hydromécanique simplifiée de l'évolution de l'échantillon au cours de l'imbibition permet de relier les contraintes de gonflement à la succion (Iyer, 1987 ; Anagnostou, 1993). Après le prélèvement de l'échantillon, l'état de contraintes s'écrit :

$$\begin{cases} \underline{\underline{\sigma}} = \underline{\underline{0}} \\ \underline{\underline{u}} = u_1 \underline{\underline{1}} \\ \underline{\underline{\sigma}}' = \underline{\underline{\sigma}}'^1 \end{cases}$$

où $\underline{\underline{\sigma}}'^1$ désigne l'état des contraintes effectives après le prélèvement et u_1 la pression interstitielle après le prélèvement. Dans un essai à volume constant, caractérisé par l'imbibition du matériau et l'augmentation de la contrainte axiale jusqu'à atteindre la valeur de la contrainte de gonflement, on obtient, après stabilisation des effets hydrauliques :

$$\begin{cases} \underline{\underline{\sigma}} = \underline{\underline{\sigma}}^g \\ \underline{\underline{u}} = \underline{\underline{0}} \\ \underline{\underline{\sigma}}' = \underline{\underline{\sigma}}'^1 \end{cases}$$

la dernière condition résultant du fait que tout déplacement est empêché pendant l'essai. On en déduit qu'au cours de l'essai à volume constant, la variation des contraintes totales caractérisée par

$\underline{\underline{\sigma}}^g$ est égale à la variation de la pression interstitielle $\left(-u_1 \underline{\underline{1}}\right)$; ce modèle simplifié tend à confirmer l'hypothèse d'isotropie de la contrainte de gonflement $\underline{\underline{\sigma}}^g$. Comme pour la contrainte de gonflement à volume constant, on définit la contrainte de gonflement au sens d'Huder-Amberg comme isotrope et on suppose que l'anisotropie du gonflement se traduira uniquement sur les déformations.

Dans ces conditions, le tenseur des contraintes de gonflement est défini uniquement à partir de la *pression de gonflement* σ_g : $\underline{\underline{\sigma}}^g = \sigma_g \underline{\underline{1}}$. Avec cette hypothèse, la quantité $\underline{\underline{\beta}} : \underline{\underline{\sigma}}^g$ vaut simplement σ_g sachant que $\mathrm{tr}\,\underline{\underline{\beta}} = 1$.

Dans la suite, on définira comme pression de gonflement uniquement la pression de gonflement au sens d'Huder-Amberg, sauf précision contraire.

5.1.2 - Indice de gonflement

Dans un deuxième temps, on définit un indice de gonflement B_g qui traduit l'importance de la déformation de gonflement rapporté au déchargement induit par rapport à un état de contraintes donné. En fait, à partir de la relation précédente, on remarque que le paramètre B_g se détermine facilement comme la pente de la droite $\left(\mathrm{tr}\,\underline{\underline{\varepsilon}}^g\ ,\ \ln\left(\dfrac{\underline{\underline{\beta}} : \underline{\underline{\sigma}}}{\sigma_g}\right)\right)$. Dans un diagramme semi-logarithmique (logarithme décimal), on identifie le paramètre C_g classiquement utilisé pour analyser les essais oedométriques à l'aide de la relation $C_g = \ln(10)\, B_g = 2{,}3\, B_g$.

5.1.3 - Anisotropie de gonflement

Le paramètre β permet d'étudier le caractère anisotrope du gonflement. Si l'on considère que le terrain a un plan de stratification de normale $\underline{n}$ alors il est légitime de supposer que le gonflement aura deux directions privilégiées, une perpendiculaire à la stratification (de vecteur directeur $\underline{n}$) et l'autre parallèle à celle-ci (de vecteur directeur $\underline{p}$). Dans le repère $\left(\underline{n}, \underline{p}\right)$, on peut définir la notion de déformation de gonflement normale ε_n^g, de déformation de gonflement parallèle ε_p^g (au plan de stratification), de contraintes normales σ_n et de contraintes parallèles σ_p par les relations suivantes :

$$\begin{cases} \varepsilon_n^g = \underline{n}.\underline{\underline{\varepsilon}}^g.\underline{n} = n_i\,\varepsilon_{ij}^g\,n_j \\ \varepsilon_p^g = \underline{p}.\underline{\underline{\varepsilon}}^g.\underline{p} = p_i\,\varepsilon_{ij}^g\,p_j \end{cases} \quad \text{et} \quad \begin{cases} \sigma_n = \underline{n}.\underline{\underline{\sigma}}.\underline{n} = n_i\,\sigma_{ij}\,n_j \\ \sigma_p = \underline{p}.\underline{\underline{\sigma}}.\underline{p} = p_i\,\sigma_{ij}\,p_j \end{cases}$$

sachant que $\underline{p}.\underline{n} = n_i\,p_i = 0$.

Le tenseur d'anisotropie $\underline{\underline{\beta}}$ s'écrit aussi :

$$\underline{\underline{\beta}} = \beta_p\,\underline{\underline{1}} + \left(\beta_n - \beta_p\right)\underline{n} \otimes \underline{n}$$

avec $\begin{cases} \beta_n = \underline{n}.\underline{\underline{\beta}}.\underline{n} = \dfrac{(1+2\beta)}{3} \\ \beta_p = \underline{p}.\underline{\underline{\beta}}.\underline{p} = \dfrac{(1-\beta)}{3} \end{cases}$ et $\begin{cases} \underline{p}.\underline{\underline{\beta}}.\underline{n} = 0 \\ \beta_n + \beta_p = 1 \\ \underline{\underline{\beta}} : \underline{\underline{\sigma}} = \beta_n\sigma_n + 2\,\beta_p\sigma_p \end{cases}$

En utilisant les expressions précédentes, la loi de comportement s'écrit :

$$\begin{cases} \varepsilon_n^g = \underline{n}.\underline{\underline{\varepsilon}}^g.\underline{n} = B_g\;\beta_n\,\ln\left(\dfrac{\beta_n\sigma_n + 2\beta_p\sigma_p}{\sigma_g}\right) \\ \underline{p}.\underline{\underline{\varepsilon}}^g.\underline{n} = 0 \\ \varepsilon_p^g = \underline{p}.\underline{\underline{\varepsilon}}^g.\underline{p} = B_g\;\beta_p\,\ln\left(\dfrac{\beta_n\sigma_n + 2\beta_p\sigma_p}{\sigma_g}\right) \end{cases}$$

On constate que le gonflement n'engendre aucune déformation de cisaillement et que le rapport $\varepsilon_n^g / \varepsilon_p^g$ ne dépend que du facteur d'anisotropie β. Par contre, la déformation volumique de gonflement varie logarithmiquement en fonction d'une combinaison linéaire de la contrainte normale parallèle σ_p et perpendiculaire σ_n au plan de stratification.

Deux cas extrêmes d'anisotropie sont représentés par les valeurs 0 et 1 du paramètre β.

<u>1er cas</u> : $\beta = 0$

Cette hypothèse représente un matériau sans stratification apparente, ne présentant pas de directions privilégiées pour le gonflement ; la déformation de gonflement est alors *isotrope* et vaut :

$$\underline{\underline{\varepsilon}}^g = \frac{B_g}{3}\,\ln\left(\frac{\sigma_n + 2\sigma_p}{3\,\sigma_g}\right)\underline{\underline{1}}$$

$\underline{2^{ème}\text{ cas}}$: $\beta = 1$

Cette deuxième hypothèse implique une *anisotropie fortement marquée* ; c'est-à-dire que la déformation de gonflement est uniquement normale au plan de stratification $(\beta_p = 0)$.

Cette loi d'élasticité intégrant le phénomène de gonflement est complétée, dans le modèle, par un domaine élastique caractérisé par un critère de plasticité de Mohr-Coulomb.

5.4 - Simulation analytique d'un essai de gonflement

Pour valider numériquement la loi de comportement, un modèle simplifié a été développé afin de mettre en évidence le gonflement mécanique et d'étudier son interaction avec la plasticité. En fait, il reproduit une phase de l'essai œdométrique, celle du déchargement par paliers après imbibition à partir d'une contrainte verticale initiale. Toute l'étude s'attardera sur la phase de déchargement mécanique de l'essai qui permet au "potentiel de gonflement" du matériau de se développer.

Toute l'étude analytique est détaillée dans l'annexe D ; dans la suite, on présentera le problème et les résultats obtenus avec la loi de gonflement.

5.4.1 - Présentation générale du modèle

Le modèle bidimensionnel décrit sur la figure 5.1 représente un échantillon de 1 mètre de côté et de hauteur soumis initialement à un état géostatique avec un coefficient de pression des terres au repos K_o. L'état initial peut être caractérisé expérimentalement par l'application d'une pression P_o en haut de l'échantillon $(z = 1)$, correspondant au poids des couches de terrain situées au-dessus de l'échantillon in situ. On suppose que $P_o >> \gamma(1-z)$ pour considérer le tunnel comme profond. Le tenseur des contraintes initiales est alors donné par :

$$\begin{cases} \sigma^o_{zz}(z) = \gamma(1-z) + P_o \\ \sigma^o_{xx}(z) = \sigma^o_{yy}(z) = K_o\ \sigma^o_{zz}(z) = K_o\left[\gamma(1-z) + P_o\right] \end{cases} \qquad \text{avec } 0 \le z \le 1$$

On remarque donc que $\sigma^o_{zz} > \sigma^o_{xx}$ (ou $\sigma^o_{zz} < \sigma^o_{xx}$) si $K_o < 1$ (ou $K_o > 1$).

Les conditions aux limites sont celles de l'essai œdométrique ; le déplacement vertical est nul à la base de l'échantillon $(z = 0)$ et les déplacements latéraux sont nuls sur le contour de l'échantillon

($x = 0$ et $x = 1$). De plus, on fait l'hypothèse des déformations planes. Compte tenu des hypothèses de calcul, le problème est en fait unidimensionnel avec comme seule variable la hauteur z.

En proposant des conditions aux limites proches de la réalité, l'essai œdométrique permet de modéliser l'excavation en diminuant la contrainte verticale en haut de l'échantillon $(z = 1)$. Cette réduction de contraintes, supposé continue entre l'état de contraintes σ_{zz}^{o} et σ_{zz} $\left(< \sigma_{zz}^{o}\right)$, est représentée par le paramètre adimensionnel λ, appelé taux de déconfinement et défini par :

$$\boxed{\lambda = 1 - \frac{\sigma_{zz}(z=1)}{\sigma_{zz}^{o}(z=1)} = -\frac{\Delta\sigma_{zz}(z=1)}{P_o}}$$

En utilisant la condition d'équilibre au cours de cette phase $\frac{\partial[\Delta\sigma_{zz}(z)]}{\partial z} = 0$, on montre que le déchargement se transmet uniformément sur toute la hauteur de l'échantillon, soit

$$\Delta\sigma_{zz}(z) = \Delta\sigma_{zz}(z=1) = -\lambda P_o \ ;$$

λ variant entre 0 (pas de déchargement) et 1 (déchargement total).

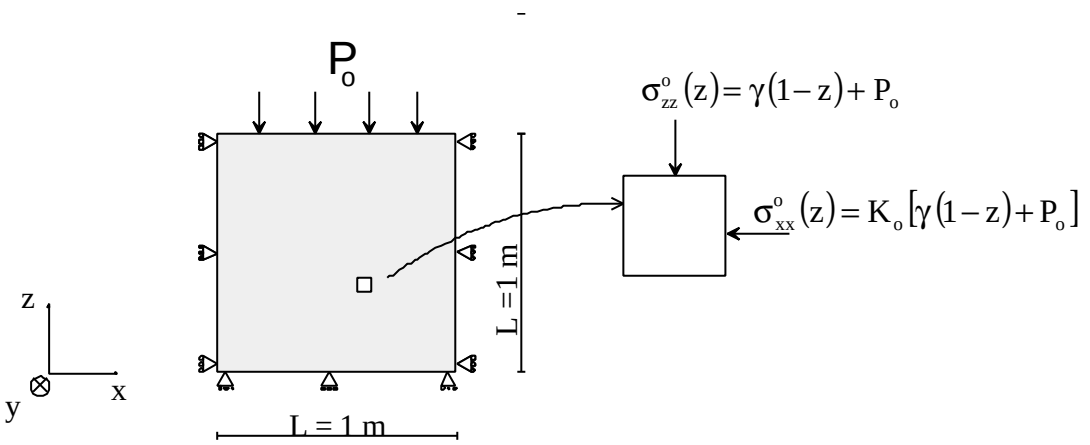


Figure 5.1 : Description du modèle, des conditions aux limites et de l'état de contraintes initial

Le matériau est supposé avoir un comportement élastoplastique. Pour avoir un ordre de grandeur des paramètres mécaniques rencontrés, on a récapitulé dans le tableau 5.1 les paramètres obtenus expérimentalement pour divers ouvrages réalisés dans des sols gonflants (Serratrice, 1994, 1996) ; Z_o désigne la couverture maximale du tunnel, γ le poids volumique de la couche concernée par le tunnel, E et ν les paramètres élastiques, c et φ les paramètres plastiques.

Tableau 5.1 : Présentation des paramètres mécaniques de sols gonflants rencontrés in situ

Nom de l'ouvrage	γ (kN/m^3)	Z_o (m)	K_o	ν	E (MPa)	c (kPa)	φ (degrés)
Tunnel du Mont Sion	24	150	0,7	0,3	2000	500	25
Tunnel de Chamoise	25	400	0,5	0,3	2000	2000	25
Tunnel de Lambesc	22	40	0,5	0,3	180	200	26
Tunnel de Pech-Brunet	22	21	0,75	0,3	108	100	35

Le tableau 5.2 déduit du tableau précédent donne un ordre de grandeur de la pression initiale P_o dans l'hypothèse que la couche supérieure a le même poids volumique que l'échantillon étudié.

Tableau 5.2 : Estimation de la pression verticale initiale P_o

	Tunnel du Mont Sion	Tunnel de Chamoise	Tunnel de Lambesc	Tunnel de Pech-Brunet
$P_o \approx \gamma Z_o$ (kPa)	3300	10 000	880	550

5.4.2 – Etude de la phase de déchargement

Une étude préliminaire a montré que les paramètres présentés dans le tableau 5.1 assuraient un état initial élastique pour chaque tunnel (annexe D). Ainsi, dans la suite, on suppose vérifiée la condition initiale d'élasticité et on utilisera lors des calculs les valeurs suivantes :

- un poids volumique γ de 25 kN/m^3 ;
- un coefficient de pression des terres au repos K_o de 0,5 ;
- une couverture Z_o de 100 m soit une pression P_o de 2500 kPa ;
- un module d'Young E de 1 GPa ;
- un coefficient de Poisson ν de 0,3 ;
- un angle de frottement interne φ de 30 degrés ;
- et une cohésion c de 100 kPa.

On rappelle que, pour un matériau dans son état naturel, la solution en contraintes et déformation au cours du déchargement s'écrit (annexe D) :

$$\begin{cases} \sigma_{zz}(z) = \gamma(1-z) + (1-\lambda)P_o \\ \sigma_{xx}(z) = \sigma_{yy}(z) = K_o\left[\gamma(1-z)+P_o\right] - \dfrac{\nu}{1-\nu}\lambda P_o \quad \text{avec } 0 \le z \le 1 \\ \varepsilon_{zz}(z) = -\dfrac{(1+\nu)(1-2\nu)}{(1-\nu)}\dfrac{\lambda P_o}{E} \end{cases} \quad (5.1)$$

On suppose ici qu'avant le déchargement l'échantillon a été préalablement imbibé. La loi de comportement ne modélise pas la phase d'imbibition mais uniquement la phase de déchargement qui suit. L'étude de cette loi sera effectuée en trois étapes distinctes pour bien analyser l'influence de chaque paramètre introduit sur le comportement du matériau : une première solution analytique sera obtenue pour la loi élastique non linéaire seule, ensuite on introduira la notion de seuil de gonflement et enfin on ajoutera la plasticité.

5.4.2.1 - Elasticité non linéaire de gonflement

Avant d'étudier plus précisément l'influence de la pression de gonflement, on a supposé la pression de gonflement suffisamment élevée $\left(\underline{\underline{\beta}} : \underline{\underline{\sigma}}^o < \underline{\underline{\beta}} : \underline{\underline{\sigma}}^g = \sigma_g\right)$ pour considérer que, partout dans l'échantillon, le déchargement suit la loi de gonflement :

$$\underline{\underline{\varepsilon}} = \frac{1+\nu}{E}\Delta\underline{\underline{\sigma}} - \frac{\nu}{E}\Delta\left(\mathrm{tr}\underline{\underline{\sigma}}\right)\underline{\underline{1}} + B_g\,\underline{\underline{\beta}}\ln\left(\frac{\underline{\underline{\beta}} : \underline{\underline{\sigma}}}{\underline{\underline{\beta}} : \underline{\underline{\sigma}}^o}\right)$$

avec $\underline{\underline{\beta}} = \dfrac{1-\beta}{3}\underline{\underline{1}} + \beta\,\underline{n}\otimes\underline{n}$

Pour comparer la loi de gonflement à la loi élastique, on va s'intéresser plus précisément au comportement du sol au milieu de l'échantillon $(z = 0{,}5)$ dans différents cas d'anisotropie du gonflement dont le gonflement isotrope $(\beta = 0)$ et le gonflement uniaxial $(\beta = 1)$. Pour simplifier le calcul, on a considéré un plan de stratification horizontale, c'est-à-dire que la normale est dirigée selon l'axe (Oz). Le tenseur d'anisotropie s'écrit alors :

$$\begin{cases} \beta_{zz} = \dfrac{1+2\beta}{3} \\ \beta_{xx} = \beta_{yy} = \dfrac{1-\beta}{3} \end{cases}$$

Pour le matériau imbibé, la solution au problème $(\sigma_{xx}, \sigma_{zz}, \varepsilon_{zz})$ vérifie les équations suivantes (annexe D) :

$$\begin{cases} \sigma_{zz} = \sigma_{zz}^{o} - \lambda P_o \\ \dfrac{1-\nu}{E}\Delta\sigma_{xx} - \dfrac{\nu}{E}\Delta\sigma_{zz} + B_g \dfrac{1-\beta}{3}\ln\left(\dfrac{2(1-\beta)\sigma_{xx} + (1+2\beta)\sigma_{zz}}{2(1-\beta)\sigma_{xx}^{o} + (1+2\beta)\sigma_{zz}^{o}}\right) = 0 \\ \varepsilon_{zz} = \dfrac{(1+\nu)\left[\Delta\sigma_{zz} - \Delta\sigma_{xx}\right] - \beta(1-2\nu)\left[\Delta\sigma_{zz} + 2\Delta\sigma_{xx}\right]}{(1-\beta)E} \qquad \text{pour } \beta \neq 1 \\ \varepsilon_{zz} = \dfrac{1}{E}\Delta\sigma_{zz} - \dfrac{2\nu}{E}\Delta\sigma_{xx} + B_g \ln\left(\dfrac{\sigma_{zz}}{\sigma_{zz}^{o}}\right) \qquad \text{pour } \beta = 1 \end{cases} \tag{5.2}$$

Les résultats du calcul analytique de gonflement sont comparés au calcul élastique de Hooke sur les figures 5.2, 5.3, 5.4 et 5.5. Les paramètres de gonflement pris en compte sont les suivants :

- une pression de gonflement σ_g élevée (égale à 10 MPa), de telle sorte qu'il y ait obligatoirement gonflement entre l'état initial et l'état actuel ;
- un indice de gonflement B_g égal à 0,01 ;
- un facteur d'anisotropie β variant entre 0 et 1.

La figure 5.2 représente l'évolution de la contrainte horizontale au milieu de l'échantillon $(z = 0{,}5)$ au cours du déchargement, pour l'élasticité linéaire et pour quelques cas d'anisotropie. On constate que, pour la loi élastique-linéaire, la contrainte horizontale décroît continûment au cours du déchargement, proportionnellement à la contrainte verticale. Par contre, pour la loi élastique non linéaire, l'évolution de la contrainte horizontale dépend fortement du facteur d'anisotropie de gonflement β et sa valeur est toujours supérieure ou égale à la contrainte horizontale élastique.

Pour un gonflement isotrope $(\beta = 0)$, la contrainte horizontale augmente au cours du déchargement de façon quasi-linéaire. Dans le cas extrême opposé $(\beta = 1)$, avec un gonflement uniquement vertical dans notre exemple, la contrainte horizontale suit la même évolution que la loi élastique linéaire car, pour ce cas de gonflement, il n'y a plus de contribution du gonflement $(\beta_{xx} = 0)$. On remarque aussi que, plus *le facteur d'anisotropie est grand (excepté le cas où* $\beta = 1$*), plus l'évolution au cours du déchargement est non linéaire*.

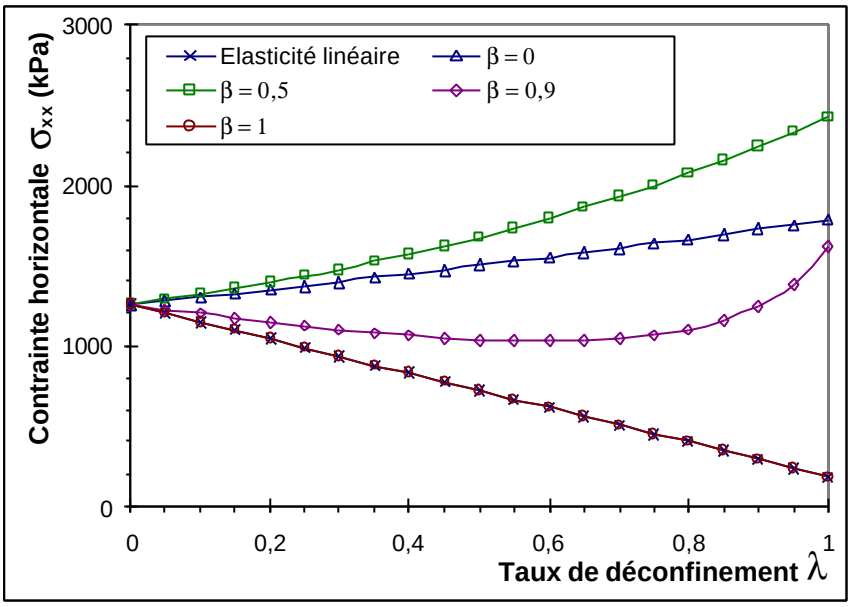


Figure 5.2 : Evolution de la contrainte horizontale $\sigma_{xx}(z = 0{,}5)$ pour la loi de gonflement.

Sur la figure 5.2, on observe qualitativement que, pour une valeur donnée de λ, la contrainte horizontale la plus élevée est obtenue pour $\beta = 0{,}5$. Les figures 5.3 et 5.4 précisent les observations précédentes. En fait, on remarque que la contrainte horizontale prend bien une valeur maximale lorsque β varie de 0 à 1, mais celle-ci dépend du taux de déchargement comme le montre bien la figure 5.4.

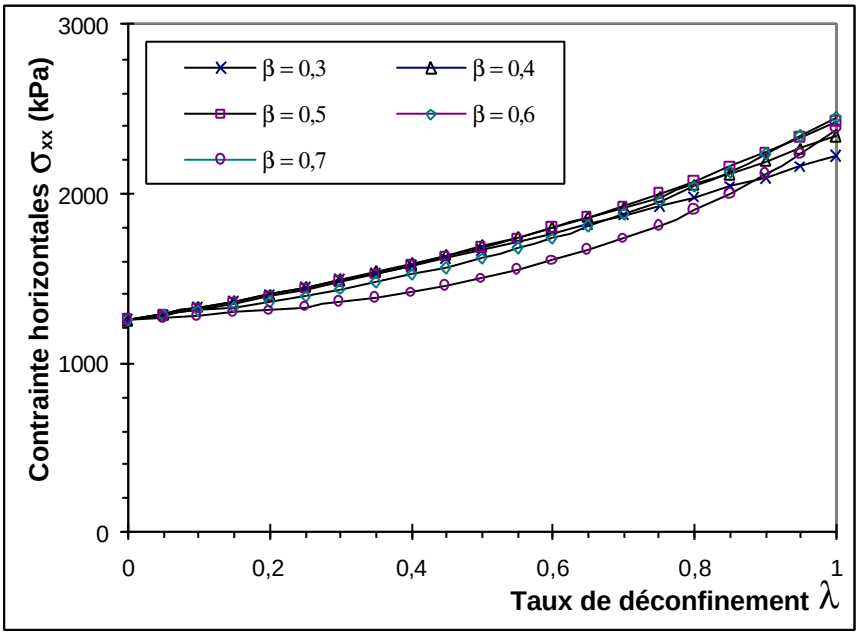


Figure 5.3 : Evolution de la contrainte horizontale $\sigma_{xx}(z = 0{,}5)$ pour $0{,}3 \leq \beta \leq 0{,}7$.

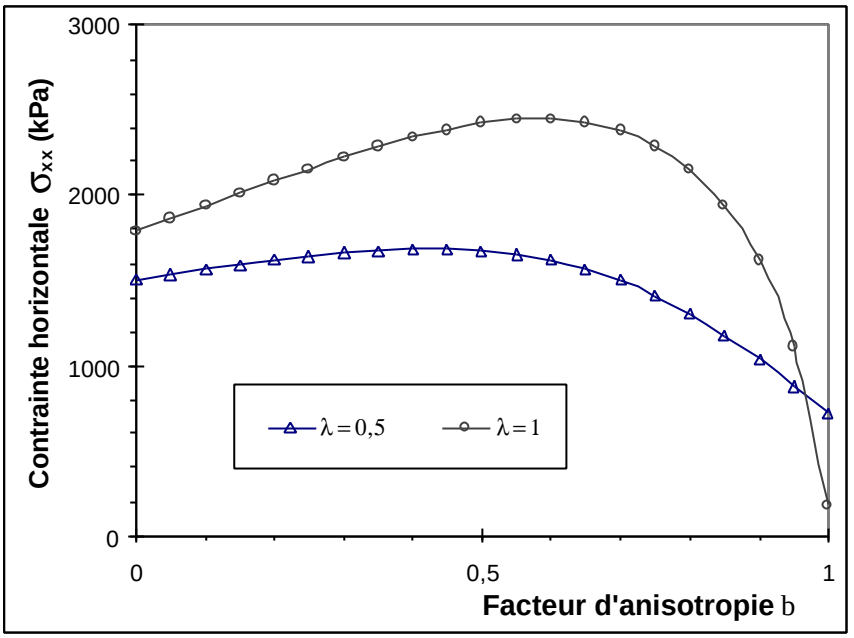


Figure 5.4 : Allure de la contrainte horizontale $\sigma_{xx}(z = 0{,}5)$ en fonction de l'anisotropie de gonflement au milieu $(\lambda = 0{,}5)$ et à la fin $(\lambda = 1)$ du déchargement

La figure 5.5 représente la déformation axiale au cours du déchargement, pour le cas élastique-linéaire et différents cas d'anisotropie de gonflement. On remarque que la déformation de gonflement est toujours supérieure à la déformation élastique au cours du déchargement. On constate aussi que l'influence de l'anisotropie de gonflement sur la déformation axiale au cours du déchargement suit une loi assez simple, c'est-à-dire que plus l'anisotropie est marquée (β se rapprochant de 1), plus la déformation axiale est importante.

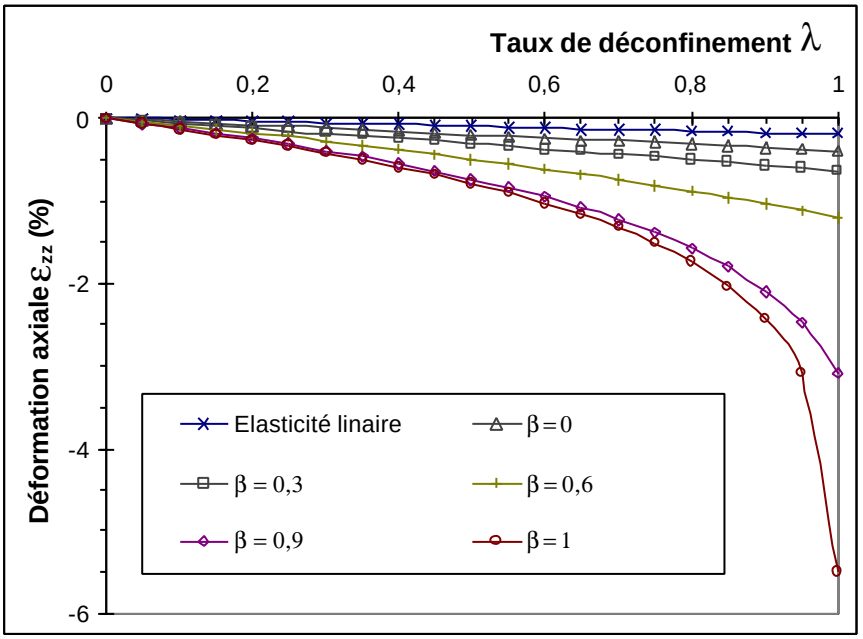


Figure 5.5 : Evolution de la déformation axiale ε_{zz} avec $\sigma_g = 10000\,\text{kPa}$

Enfin, le gonflement a une influence très importante sur le comportement de l'échantillon au cours du déchargement. En particulier, l'anisotropie joue un rôle plus complexe sur la contrainte horizontale σ_{xx} que sur la déformation axiale ε_{zz} car elle influe, non seulement sur la valeur, mais aussi sur l'évolution de la contrainte horizontale au cours du déchargement. On va maintenant s'intéresser à la notion de pression de gonflement qui influe sur la loi élastique car elle constitue un seuil de contraintes à partir duquel le "gonflement" non-linéaire intervient.

5.4.2.2 - Prise en compte de la pression de gonflement

Jusqu'à présent, on a supposé que la pression de gonflement était suffisamment grande pour comparer simplement la loi de gonflement à la loi élastique de Hooke. On introduit maintenant la notion de pression de gonflement qui permet de déterminer si le phénomène de gonflement se développe dans l'échantillon. Pour cela, on choisit une valeur relativement faible de la pression de gonflement, de telle sorte qu'initialement le gonflement ne se produit pas et que, par contre, au cours du déchargement, une partie ou l'ensemble de l'échantillon est soumis au phénomène de gonflement. Pour cette étude, on prendra en compte une pression de gonflement de 1000 kPa, valeur rencontrée expérimentalement.

Dans ce cas, le début du déchargement peut être caractérisé à partir du développement de la partie 5.4.2 relatif à la loi élastique de Hooke (annexe D). Le gonflement intervient au moment où la condition de gonflement $\left(\underline{\underline{\beta}} : \underline{\underline{\sigma}} = \sigma_g\right)$ est remplie, soit :

$$\boxed{\lambda^g(z) = \frac{(1-\nu)}{[1+\nu+2\beta(1-2\nu)]}\left\{\left[(1+2K_o)+2\beta(1-K_o)\right]\left[1+(1-z)\frac{\gamma}{P_o}\right]-3\frac{\sigma_g}{P_o}\right\}} \qquad (5.3)$$

On constate ainsi que la condition de gonflement est d'abord vérifiée pour $z=1$ et donc que le gonflement se produit d'abord en haut de l'échantillon avant de se propager dans l'échantillon. Or comme $P_o >> \gamma(1-z)$, on remarque que $\lambda^g(z=0) \approx \lambda^g(z=1) = \lambda^g$, c'est-à-dire que le gonflement apparaît dans l'échantillon pratiquement de manière instantané.

Après l'apparition du gonflement $\left(\lambda^g < \lambda \leq 1\right)$, le matériau suit la loi de gonflement. Compte tenu de l'état obtenu à la fin de la phase élastique $\left(\underline{\underline{\sigma}}^H\left(\lambda^g\right), \varepsilon_{zz}^H\left(\lambda^g\right)\right)$, l'état de contraintes $\underline{\underline{\sigma}}$ et la déformation verticale totale ε_{zz} doivent vérifier :

$$\begin{cases} \dfrac{1-\nu}{E}\Delta\sigma_{xx} - \dfrac{\nu}{E}\Delta\sigma_{zz} + B_g \dfrac{1-\beta}{3}\ln\left(\dfrac{2(1-\beta)\sigma_{xx}+(1+2\beta)\sigma_{zz}}{2(1-\beta)\sigma_{xx}^{H}+(1+2\beta)\sigma_{zz}^{H}}\right) = 0 \\ \varepsilon_{zz}(z) = \varepsilon_{zz}^{H} + \dfrac{(1+\nu)\left[\Delta\sigma_{zz}-\Delta\sigma_{xx}\right] - \beta(1-2\nu)\left[\Delta\sigma_{zz}+2\Delta\sigma_{xx}\right]}{(1-\beta)E} \end{cases} \tag{5.4}$$

avec $\begin{cases} \sigma_{zz}(z) = \gamma(1-z)+(1-\lambda)P_o \\ \Delta\sigma_{zz}(z) = \sigma_{zz}(z)-\sigma_{zz}^{H}(z,\lambda^g) = -\left[\lambda-\lambda^g(z)\right]P_o \\ \Delta\sigma_{xx}(z) = \sigma_{xx}(z)-\sigma_{xx}^{H}(z,\lambda^g) \end{cases}$

<u>Etude particulière au milieu de l'échantillon</u>

En reprenant l'expression 5.3, la limite de gonflement $\lambda^g(z=0{,}5)$ s'écrit :

$$\boxed{\lambda^g(z=0{,}5) = \lambda^g = \frac{(1-\nu)}{\left[1+\nu+2\beta(1-2\nu)\right]}\left\{\left[(1+2K_o)+2\beta(1-K_o)\right]\left[1+\frac{\gamma}{2P_o}\right] - 3\frac{\sigma_g}{P_o}\right\}}$$

Cette formule permet d'étudier l'influence de la pression de gonflement sur l'apparition du gonflement. Trois cas de pressions de gonflement seront étudiés en particulier : 100 kPa, 1000 kPa et 2000 kPa. En fait, on utilisera plutôt le paramètre adimensionnel $\alpha = \dfrac{\sigma_g}{P_o}$, qui permet de rapporter la pression de gonflement à la contrainte verticale in situ.

La figure 5.6 représente la limite de gonflement λ^g en fonction du facteur d'anisotropie β, pour les trois valeurs de pressions de gonflement. On constate que la limite de gonflement dépend du facteur d'anisotropie β et surtout bien entendu de la pression de gonflement σ_g.

- Lorsque la pression de gonflement σ_g est proche de la contrainte verticale in situ P_o $(\alpha \approx 1)$, la condition de gonflement peut être réalisée dés le début du chargement. Ainsi dans le cas où $\alpha = 0{,}8$, on remarque que, pour $0 \le \beta < 0{,}4$, la condition de gonflement est remplie initialement $(\lambda^g = 0)$ alors que, pour $0{,}4 \le \beta \le 1$, le déchargement aura d'abord une phase élastique $(0 \le \lambda \le \lambda^g < 1)$ puis une phase de gonflement $(\lambda^g < \lambda \le 1)$.
- Dans le cas où $\alpha = 0{,}4$, on se rend compte qu'il existe toujours une limite de gonflement au cours du déchargement ; il y aura donc une phase élastique suivie d'une phase de gonflement.

- Enfin, lorsque la pression de gonflement est faible, la condition de gonflement peut ne jamais être remplie au cours du déchargement. Ainsi, pour $\alpha = 0{,}04$, la figure 5.6 montre que, pour $0 \leq \beta \leq 0{,}2$, tout le déchargement se réalisera de manière élastique et que, pour $0{,}2 < \beta \leq 1$, le déchargement aura d'abord une phase élastique et une phase de gonflement.

La figure 5.6 permet de montrer que la limite de gonflement dépend de la pression de gonflement mais aussi du facteur d'anisotropie.

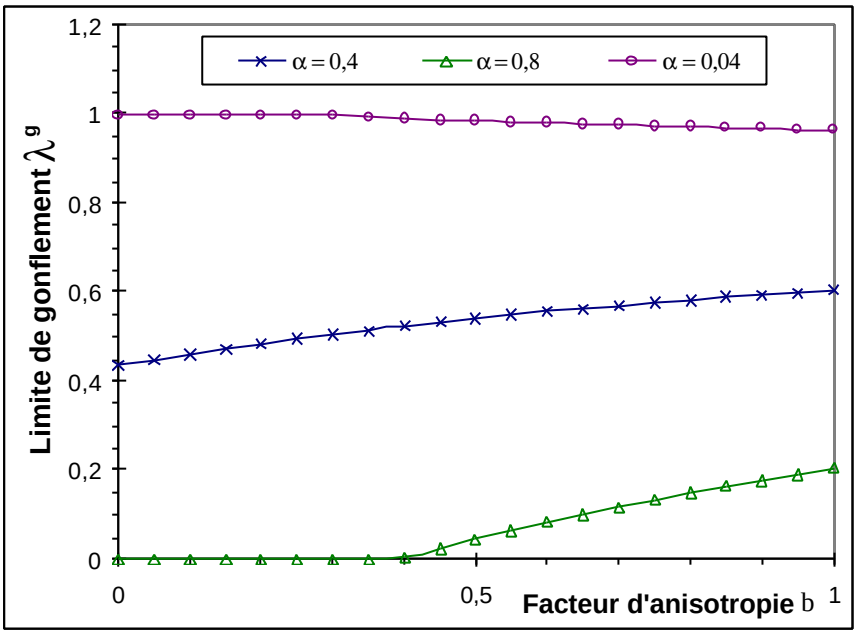


Figure 5.6 : Variation de la limite de gonflement au milieu de l'échantillon $\lambda^g(z = 0{,}5)$ en fonction du facteur d'anisotropie β, pour trois valeurs du rapport α

Après avoir étudié l'influence notable du rapport σ_g / P_o sur le comportement de l'échantillon au cours du déchargement, on reprend le cas intermédiaire où $\underline{\sigma_g = 1000 \text{ kPa}}$, c'est-à-dire qu'on considère une pression de gonflement qui est plus faible que la contrainte verticale en place sans être négligeable, permettant ainsi l'apparition du gonflement au cours du déchargement, quel que soit le facteur d'anisotropie :

- pour $0 \leq \lambda \leq \lambda^g < 1$, le comportement élastique-linéaire est déterminé par les équations 5.1 ;
- pour $\lambda^g < \lambda \leq 1$, le matériau suit la formulation 5.4 du gonflement.

Les figures 5.7 et 5.8 représentent les comportements élastiques de gonflement obtenus au cours du déchargement pour quelques valeurs du facteur d'anisotropie. On remarque sur la figure 5.7 que la

contrainte horizontale σ_{xx} augmente dès que le phénomène de gonflement se manifeste, excepté pour le cas uniaxial $\beta = 1$. Cette augmentation est la plus forte pour $\beta \approx 0{,}5$.

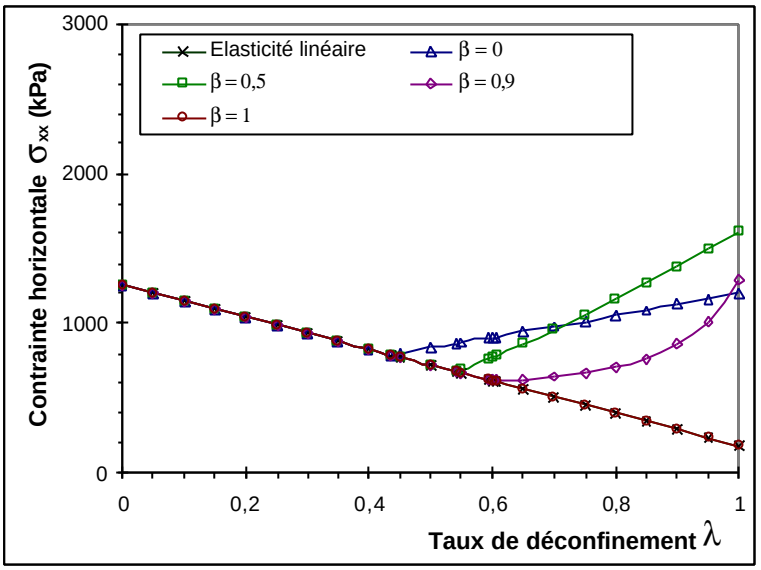


Figure 5.7 : Evolution de la contrainte horizontale σ_{xx} avec $\sigma_g = 1000\,\text{kPa}$.

La figure 5.8 montre que le phénomène de gonflement engendre des déformations supérieures au cas élastique ; ces déformations sont d'autant plus importantes que le coefficient d'anisotropie β est élevé.

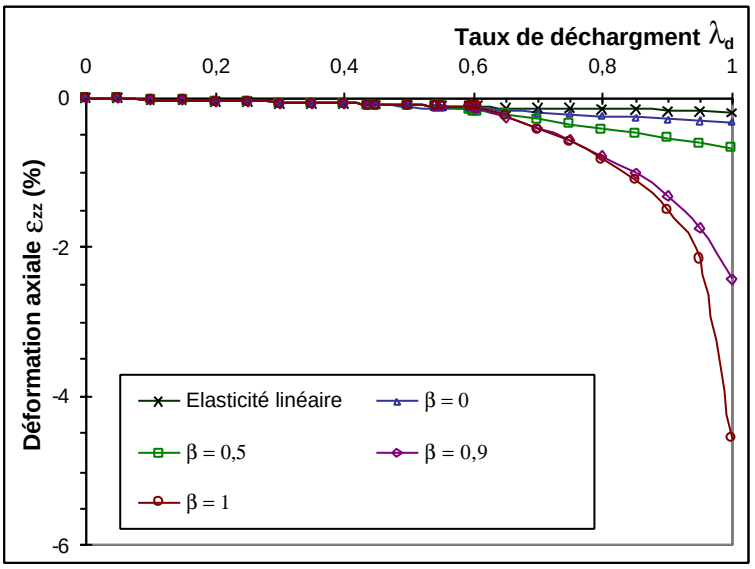


Figure 5.8 : Evolution de la déformation verticale ε_{zz} avec $\sigma_g = 1000\,\text{kPa}$.

Dans la mesure où l'introduction du gonflement génère des contraintes horizontales plus élevées que dans le cas élastique linéaire, et donc des contraintes déviatoriques plus élevées en fin de déchargement, il paraît utile d'introduire, dans le modèle, un critère de plasticité. Cet aspect est développé dans le paragraphe suivant.

5.4.2.3 - Prise en compte de la plasticité

Pour étudier le phénomène plastique, on a repris les paramètres de Mohr-Coulomb utilisés dans la partie 5.4.2, c'est-à-dire une cohésion c de 100 kPa et un angle de frottement interne φ de 30 degrés.

Apparition de la plasticité

Dans l'annexe D, on a constaté que les paramètres mécaniques choisis n'entraînaient pas de plasticité au cours du déchargement avec la loi élastique de Hooke. Maintenant, on considère que le phénomène de gonflement s'est manifesté dans l'échantillon et on analyse l'éventuelle apparition de la plasticité dans ce cas. La figure 5.9 l'évolution du critère de plasticité pour le cas élastique et pour quelques valeurs du facteur d'anisotropie.

Pour les différentes valeurs de β (hormis le cas $\beta = 1$), comme la contrainte horizontale σ_{xx} augmente au cours du déchargement (figure 5.2), le critère de plasticité commence par diminuer tant que le déviateur $(\sigma_{zz} - \sigma_{xx})$ est positif, puis, lorsque le déviateur devient négatif, il augmente fortement pour atteindre des valeurs positives en fin de déconfinement ; *le critère de plasticité s'annule en cours de déchargement pour un taux de déchargement* l^p .

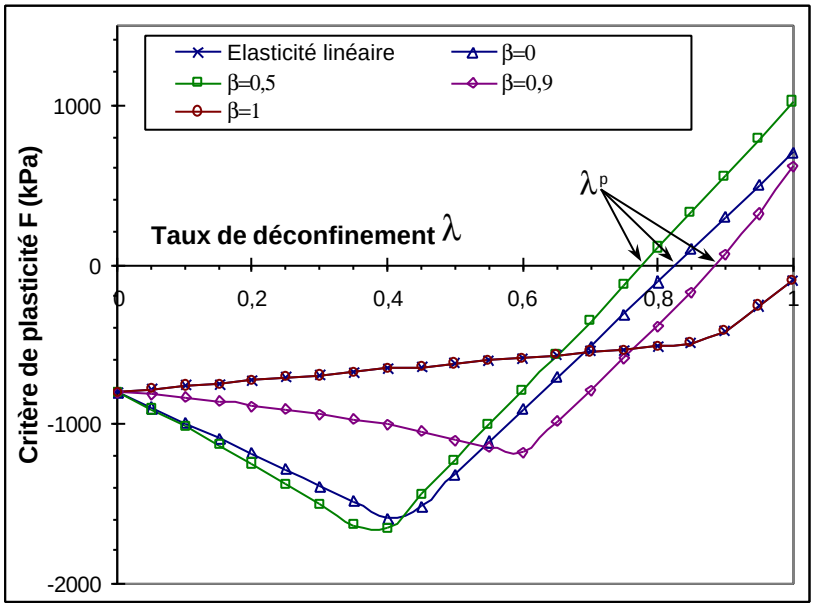


Figure 5.9 : Evolution du critère de plasticité de Mohr-Coulomb F avec $\sigma_g = 10\,000\,\text{kPa}$.

Lorsqu'il y a une phase élastique au préalable (figure 5.10), on observe le même type de comportement avec l'apparition de la plasticité au cours du déchargement. La différence entre la

figure 5.9 (phase de gonflement uniquement) et la figure 5.10 résulte des valeurs prises respectivement par le taux de déchargement d'apparition de la plasticité λ^p. On se rend compte que, s'il y une phase élastique, alors l'apparition de la plasticité apparaît plus tardivement (λ^p plus élevé).

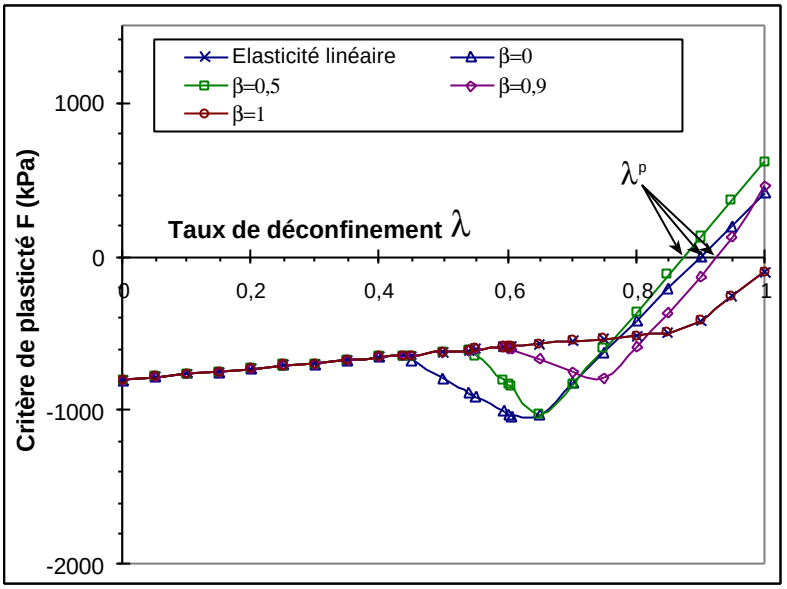


Figure 5.10 : Evolution du critère de plasticité de Mohr-Coulomb F avec $\sigma_g = 1000$ kPa .

<u>Etude particulière au milieu de l'échantillon</u>

Pour $\lambda^p < \lambda \leq 1$, le phénomène de plasticité se développe (figures 5.9 et 5.10) ; on a alors l'égalité suivante :

$$F\left(\underline{\sigma}\right) = \left(\sigma_{xx} - \sigma_{zz}\right) - \left(\sigma_{zz} + \sigma_{xx}\right)\sin\varphi - 2\,c\cos\varphi = 0$$

soit
$$\sigma_{xx} = \frac{1+\sin\varphi}{1-\sin\varphi}\sigma_{zz} + \frac{2\,c\cos\varphi}{1-\sin\varphi}$$

Dans le cas du régime d'arête $\left(\sigma_{xx} = \sigma_{yy}\right)$, la déformation verticale totale a l'expression suivante (annexe D) :

$$\varepsilon_{zz} = \varepsilon_{zz}^{el} + \varepsilon_{zz}^{p} = \varepsilon_{zz}^{el} + 2\,\frac{1+\sin\psi}{1-\sin\psi}\,\varepsilon_{xx}^{el}$$

avec
$$\begin{cases} \varepsilon_{zz}^{el} = \dfrac{1}{E}\left(\sigma_{zz} - \sigma_{zz}^{p}\right) - \dfrac{2\nu}{E}\left(\sigma_{xx} - \sigma_{xx}^{p}\right) + B_g\left(\dfrac{1+2\beta}{3}\right)\ln\left(\dfrac{2(1-\beta)\sigma_{xx} + (1+2\beta)\sigma_{zz}}{2(1-\beta)\sigma_{xx}^{p} + (1+2\beta)\sigma_{zz}^{p}}\right) \\ \varepsilon_{xx}^{el} = \dfrac{1-\nu}{E}\left(\sigma_{xx} - \sigma_{xx}^{p}\right) - \dfrac{\nu}{E}\left(\sigma_{zz} - \sigma_{zz}^{p}\right) + B_g\,\dfrac{1-\beta}{3}\ln\left(\dfrac{2(1-\beta)\sigma_{xx} + (1+2\beta)\sigma_{zz}}{2(1-\beta)\sigma_{xx}^{p} + (1+2\beta)\sigma_{zz}^{p}}\right) \\ \sigma_{zz}^{p} = \dfrac{1}{2}\gamma + \left(1-\lambda^p\right)P_o \\ \sigma_{xx}^{p} = \dfrac{1+\sin\varphi}{1-\sin\varphi}\sigma_{zz}^{p} + \dfrac{2\,c\cos\varphi}{1-\sin\varphi} \end{cases}$$

Les figures 5.11 et 5.13 représentent respectivement l'évolution de la contrainte horizontale σ_{xx} et de la déformation axiale ε_{zz} dans le cas d'une phase élastique initiale de gonflement suivie d'une phase plastique alors que les figures 5.12 et 5.14 représentent l'évolution des mêmes grandeurs pour une phase initiale élastique-linéaire suivie d'une phase de gonflement puis d'une phase plastique. On se rend compte sur ces courbes que le phénomène de gonflement et de plasticité influent fortement sur le déchargement mécanique. En effet le gonflement crée un déviateur et des déformations plus importants que dans le cas de l'élasticité linéaire. L'évolution du déviateur génère à son tour le phénomène plastique qui, couplé au gonflement, va engendrer des déformations bien plus élevées qu'en élasticité linéaire.

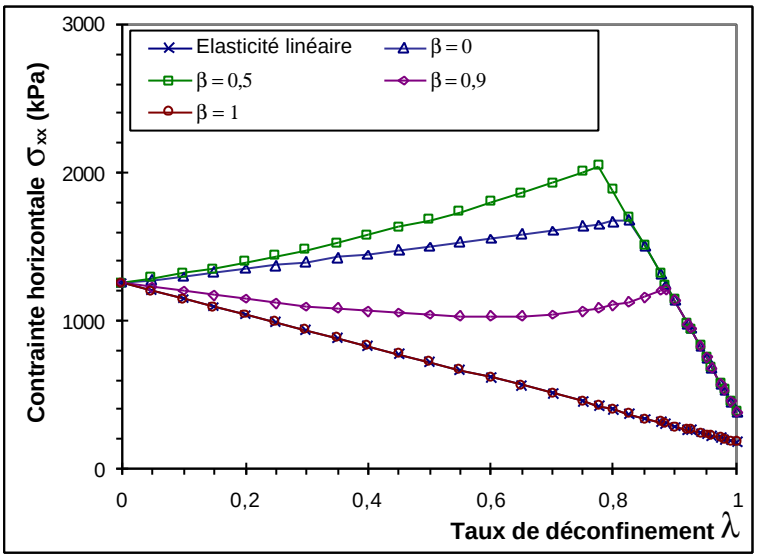


Figure 5.11 : Evolution de la contrainte horizontale σ_{zz} avec $\sigma_g = 10\,000\,\text{kPa}$ et la plasticité

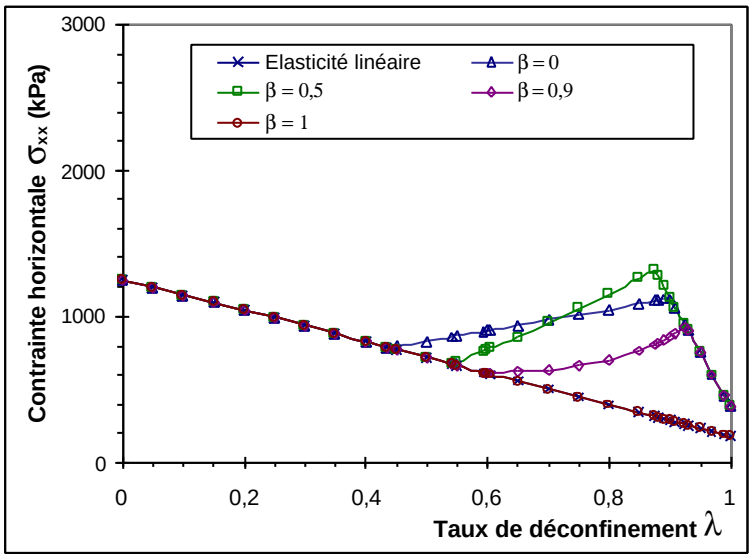


Figure 5.12 : Evolution de la contrainte horizontale σ_{zz} avec $\sigma_g = 1000\,\text{kPa}$ et la plasticité

En comparant les figures 5.5 et 5.13, on remarque que l'influence de la plasticité est notable pour tous les coefficients de d'anisotropie ; en effet, les déformations plastiques sont de l'ordre de 1-2 % quel que soit le coefficient d'anisotropie alors les déformations de gonflement varient de 0,3 % pour $\beta = 0$ à 3% pour $\beta = 0{,}9$.

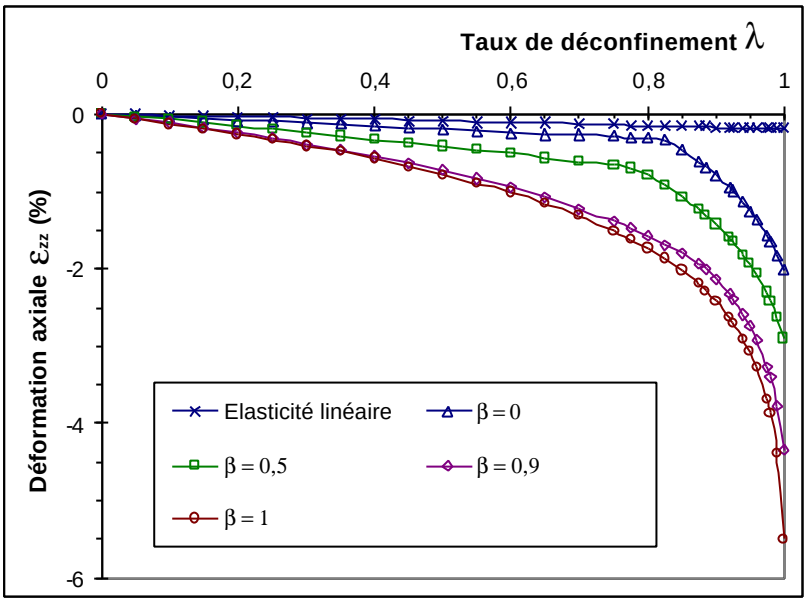


Figure 5.13 : Evolution de la déformation axiale ε_{zz} avec $\sigma_g = 10\,000\,\text{kPa}$ et la plasticité

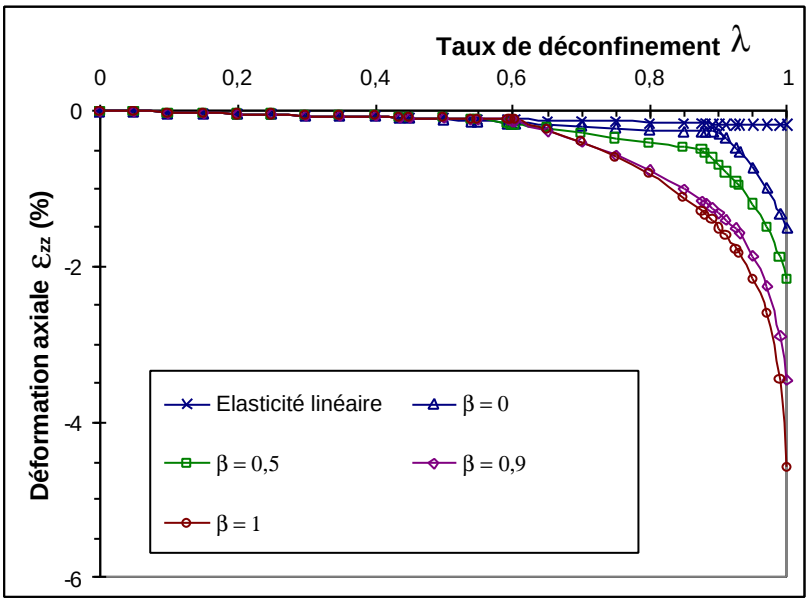


Figure 5.14 : Evolution de la déformation axiale ε_{zz} avec $\sigma_g = 1000\,\text{kPa}$ et la plasticité

5.5 - Conclusions

Compte tenu de l'absence de méthode de calcul reconnue en France, notre travail a consisté à mettre en place un modèle numérique de gonflement. Avant de considérer une approche hydromécanique, on s'est attaché à définir et à étudier une loi de comportement générale d'un matériau gonflant.

La loi de gonflement retenue comporte trois paramètres identifiables sur les essais de gonflement : une pression de gonflement σ_g caractérisant le seuil à partir duquel le gonflement se développe, un indice de gonflement B_g traduisant l'importance des déformations de gonflement pour un déchargement de contraintes donné et un facteur d'anisotropie β relié à la stratification. La loi d'élasticité intégrant le phénomène de gonflement est complétée, dans le modèle, par un domaine élastique caractérisé par un critère de plasticité de Mohr-Coulomb. C'est cette loi élastoplastique que nous avons intégrée dans le code de calcul CESAR-LCPC.

Simulant une phase de déchargement, un calcul analytique a permis d'étudier la sensibilité des paramètres introduits. On s'est rendu compte de l'influence notable en particulier du facteur d'anisotropie β, de la pression de gonflement σ_g et du phénomène de plasticité sur le comportement du matériau. Cet exemple analytique permettra de valider numériquement la loi de gonflement implantée dans le logiciel CESAR-LCPC.

Chapitre 6 :

Implantation de la loi de gonflement

dans le code de calcul CESAR-LCPC

6.1 - Introduction

Pour améliorer la prise en compte du gonflement dans les calculs de tunnel, on a opté pour un modèle numérique de gonflement dont la loi de comportement élastoplastique présentée dans le chapitre 5 doit être implantée dans le code de calcul CESAR-LCPC. Dans la mesure où on a choisi de décrire le gonflement élastique issu du déchargement mécanique sans prendre en compte l'effet de l'eau, le module de résolution MCNL (Mécanique en Comportement Non Linéaire) a été retenu pour résoudre le problème de gonflement.

Le chapitre 6 est consacré à la présentation des différentes étapes du travail numérique. Dans la suite, on décrira brièvement l'organisation du code de calcul CESAR-LCPC avant de détailler la programmation de la loi élastoplastique de gonflement. Enfin, le travail numérique sera validé avec la solution analytique présentée au chapitre 5.

6.2- Description du code de calcul CESAR-LCPC

Le code de calcul par éléments finis CESAR-LCPC est un logiciel développé au Laboratoire Central des Ponts et Chaussées depuis 1983, pour la résolution des problèmes de génie civil et de génie industriel : calcul des structures, mécanique des sols et des roches, hydrogéologie, etc. (Humbert, 1989).

CESAR-LCPC se compose d'un pré-processeur MAX, d'un programme de calcul CESAR et d'un post-processeur PEGGY. Ces différents programmes communiquent entre eux par l'intermédiaire d'une base de données propre à l'étude considérée (figure 6.1). Ils sont organisés en modules réalisant chacun une fonction bien déterminée, ce qui facilite la maintenance et l'introduction de nouvelles options dans le code.

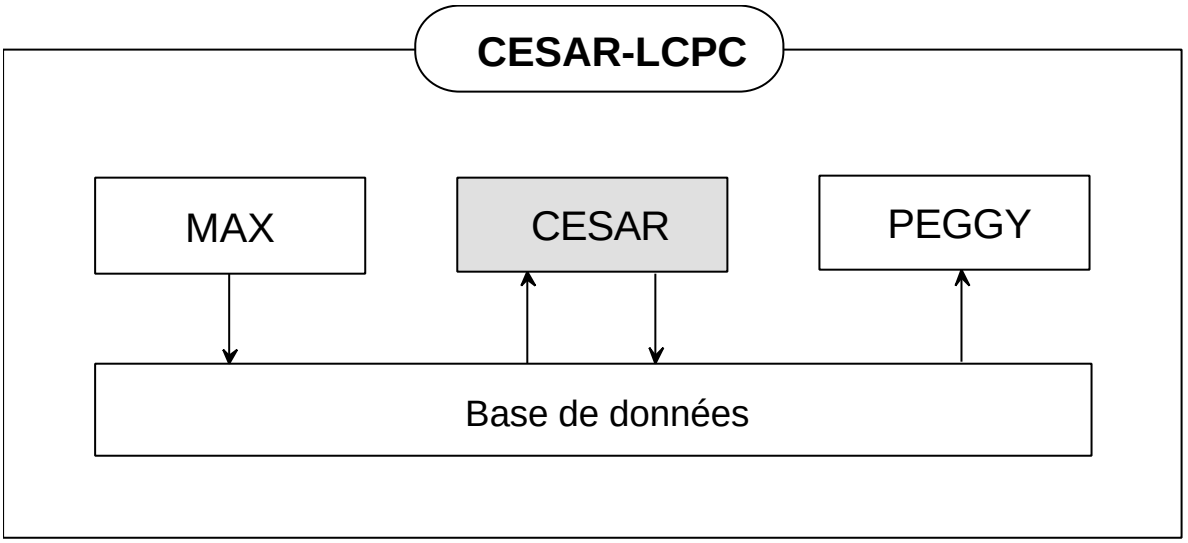


Figure 6.1 : Organisation du code de calcul CESAR-LCPC

La réalisation d'un calcul à l'aide du code CESAR-LCPC se traduit généralement par l'enchaînement des étapes suivantes :

- utilisation du pré-processeur MAX pour la génération du jeu de données employées par CESAR (maillages, lois de comportement, conditions aux limites, chargement, etc.),
- lancement du programme de calcul CESAR, qui effectue la résolution numérique du problème étudié,
- utilisation du post-processeur PEGGY pour l'interprétation des résultats sur écran et la réalisation de sorties graphiques.

6.2.1 - Pré-processeur MAX

Le pré-processeur MAX est un outil interactif graphique qui permet de constituer les données nécessaires au programme de calcul CESAR, à savoir le maillage et le jeu de données.

Les fonctions principales réalisées par MAX sont :

- saisie du contour géométrique du problème,
- génération d'éléments bidimensionnels et tridimensionnels,
- renumérotation,
- préparation des données du calcul (choix du type de calcul, caractéristiques mécaniques, conditions aux limites, chargement).

6.2.2 - Programme de calcul CESAR

Le code de calcul CESAR est un programme de résolution numérique basé sur la méthode des éléments finis qui se compose de plusieurs modules d'exécution spécialisés chacun dans la résolution d'un type de problème. Chaque module est caractérisé par un mot clé de quatre lettres. On peut distinguer des modules d'exécution, tels que :

- LINE : résolution d'un problème mécanique en élasticité linéaire ;
- CSLI : résolution d'un problème de consolidation de matériaux élastiques linéaires ;
- NAPP : calcul de nappe aquifère multicouche en régime permanent ou transitoire ;
- MCNL : résolution d'un problème mécanique en comportement non linéaire ;
- TACT : résolution d'un problème de contact entre solides élastiques, etc.

et des modules de gestion des données :

- COOR : lecture des coordonnées des nœuds du maillage ;
- ELEM : lecture des liaisons entre les nœuds (numérotation des éléments) et des propriétés matricielles des éléments (caractéristiques mécaniques)
- COND : lecture des conditions aux limites ;
- CHAR : lecture de l'ensemble des sollicitations (force ponctuelle, contraintes initiales, pression imposée, etc.).

Le programme principal CESAR assure l'exécution des modules sous le contrôle de l'utilisateur en appelant les sous-programmes correspondants. Un jeu de données CESAR est ainsi constitué d'une suite de mots clé. La résolution d'un problème de comportement élastoplastique se traduit par un enchaînement du type suivant :

COOR ® ELEM ® COND ® CHAR ® MCNL

Selon la loi de comportement utilisée, la dimension et la géométrie du problème traité, les éléments sont regroupés par familles. Par exemple, on peut citer :

- *la famille 1* : éléments isoparamétriques bidimensionnels de type déplacement ;
- *la famille 2* : éléments isoparamétriques tridimensionnels de type déplacement, etc.

Plusieurs lois de comportement sont disponibles : par exemple,

- *critère 1* : élasticité linéaire isotrope ;
- *critère 2* : élasticité linéaire orthotrope ;
- *critère 10* : élastoplasticité, critère de Mohr-Coulomb ;
- *critère 11* : élastoplasticité, critère de Von Mises sans écrouissage, etc.

6.2.3 - Post-processeur PEGGY

Le post-processeur PEGGY est un outil interactif graphique. Il permet, par visualisation sur écran graphique, une analyse rapide des résultats des calculs effectués par CESAR, ainsi que des sorties sur traceur pour la constitution des rapports d'étude.

Les principales fonctions réalisées par PEGGY sont :

- gestion de la base des données caractéristiques de l'étude ;
- définition de vues ;
- dessin du maillage ;
- tracés de déformées ;
- représentation des résultats obtenus (contraintes déplacements, gradients) ;
- tracé de courbes ou zones d'isovaleurs ;
- tracé de profils de paramètres suivant des coupes.

6.3 - Programmation de la loi de comportement

Le travail numérique a consisté à introduire la loi élastoplastique de gonflement dans le module de résolution MCNL (Mécanique en Comportement Non Linéaire) du code CESAR-LCPC. Comme la loi de comportement est non linéaire (gonflement et plasticité), il faut établir une formulation incrémentale de la loi de comportement :

$$d\underline{\underline{\sigma}} = \underline{\underline{\underline{\underline{D}}}} : d\underline{\underline{\varepsilon}} .$$

On s'est d'abord intéressé à la loi élastique de gonflement $\left(\underline{\underline{\underline{\underline{D}}}} = \underline{\underline{\underline{\underline{D}}}}^{EL}\right)$ puis on a adapté le modèle de plasticité déjà programmé dans MCNL $\left(\underline{\underline{\underline{\underline{D}}}} = \underline{\underline{\underline{\underline{D}}}}^{EP}\right)$ (Mestat, 1993).

6.3.1 - Etude de la loi élastique de gonflement

Avant la programmation proprement dite, le travail préliminaire repose sur l'établissement d'une formulation incrémentale déduite de la loi de gonflement. Dans cette partie, les équations respecteront la convention de la mécanique des milieux continus utilisée dans le code de calcul CESAR-LCPC.

6.1.1.1 - Transformation de la loi de gonflement

Par souci de simplification, les coefficients E et ν ont été remplacés par les coefficients de Lamé λ et μ et le coefficient de compressibilité K :

$$\mu = \frac{E}{2(1+\nu)} \qquad \lambda = \frac{\nu E}{(1+\nu)(1-2\nu)} \qquad K = \lambda + \frac{2}{3}\mu .$$

La loi de gonflement s'écrit alors :

$$2\mu\,\underline{\underline{\varepsilon}} = \Delta\underline{\underline{\sigma}} - \frac{\lambda}{3K}\left(\Delta\,\mathrm{tr}\,\underline{\underline{\sigma}}\right)\underline{\underline{1}} - 2\mu B_g\,\underline{\underline{\beta}}\,\ln\left(\frac{\underline{\underline{\beta}}:\underline{\underline{\sigma}}}{\sigma_g}\right)$$

Si l'on prend la trace de cette expression, on obtient, en remarquant que $\mathrm{tr}\,\underline{\underline{\beta}}$ vaut 1 ;

$$\mathrm{tr}\,\underline{\underline{\varepsilon}} = \frac{1}{3K}\left(\Delta\,\mathrm{tr}\,\underline{\underline{\sigma}}\right) - B_g\,\ln\left(\frac{\underline{\underline{\beta}}:\underline{\underline{\sigma}}}{\sigma_g}\right)$$

d'où

$$\boxed{2\mu\,\underline{\underline{\varepsilon}} + \lambda\left(\mathrm{tr}\,\underline{\underline{\varepsilon}}\right)\underline{\underline{1}} = \Delta\underline{\underline{\sigma}} - B_g\left(\lambda\,\underline{\underline{1}} + 2\mu\,\underline{\underline{\beta}}\right)\ln\left(\frac{\underline{\underline{\beta}}:\underline{\underline{\sigma}}}{\sigma_g}\right)} \qquad (6.1)$$

6.3.1.2 - Détermination de la formulation incrémentale

La formulation incrémentale de l'expression 6.1 devient

$$2\mu\,d\underline{\underline{\varepsilon}} + \lambda\left[d\left(\mathrm{tr}\,\underline{\underline{\varepsilon}}\right)\right]\underline{\underline{1}} = d\underline{\underline{\sigma}} - B_g\left(\lambda\,\underline{\underline{1}} + 2\mu\,\underline{\underline{\beta}}\right)\frac{\underline{\underline{\beta}}:d\underline{\underline{\sigma}}}{\underline{\underline{\beta}}:\underline{\underline{\sigma}}} \qquad (6.2)$$

En multipliant par le tenseur $\underline{\underline{\beta}}$, on trouve

$$2\mu\,\underline{\underline{\beta}}:d\underline{\underline{\varepsilon}} + \lambda\,\underline{\underline{1}}:d\underline{\underline{\varepsilon}} = \left[\underline{\underline{\beta}}:\underline{\underline{\sigma}} - B_g\left(K + \frac{4\mu}{3}\beta^2\right)\right]\frac{\underline{\underline{\beta}}:d\underline{\underline{\sigma}}}{\underline{\underline{\beta}}:\underline{\underline{\sigma}}} \qquad (6.3)$$

sachant que $\begin{cases} \underline{\underline{\beta}} : \underline{\underline{1}} = \mathrm{tr}\,\underline{\underline{\beta}} = 1 \\ \underline{\underline{\beta}} : \underline{\underline{\beta}} = \dfrac{1+2\beta^2}{3} \\ d\left(\mathrm{tr}\,\underline{\underline{\varepsilon}}\right) = d\underline{\underline{\varepsilon}} : \underline{\underline{1}} \end{cases}$

En remplaçant l'expression 6.3 dans l'équation 6.2, l'expression incrémentale finale s'écrit

$$d\underline{\underline{\sigma}} = \lambda\, d\left(\mathrm{tr}\underline{\underline{\varepsilon}}\right)\underline{\underline{1}} + 2\mu\, d\underline{\underline{\varepsilon}} - B_g \frac{\left(\lambda \underline{\underline{1}} + 2\mu \underline{\underline{\beta}}\right)\left(\lambda \underline{\underline{1}} + 2\mu \underline{\underline{\beta}}\right)}{B_g\left(K + \dfrac{4\mu}{3}\beta^2\right) - \underline{\underline{\beta}} : \underline{\underline{\sigma}}} : d\underline{\underline{\varepsilon}}$$

ce qui donne l'expression directe pour la matrice de rigidité élastique $\underline{\underline{\underline{\underline{D}}}}^{EL}$:

$$\underline{\underline{\underline{\underline{D}}}}^{EL} = \lambda\, \underline{\underline{1}} \otimes \underline{\underline{1}} + 2\mu \underline{\underline{\underline{\underline{1}}}} - B_g \frac{\left(\lambda \underline{\underline{1}} + 2\mu \underline{\underline{\beta}}\right) \otimes \left(\lambda \underline{\underline{1}} + 2\mu \underline{\underline{\beta}}\right)}{B_g\left(K + \dfrac{4\mu}{3}\beta^2\right) - \underline{\underline{\beta}} : \underline{\underline{\sigma}}} \qquad (6.4)$$

6.3.2 - Prise en compte de la plasticité

Le comportement élastoplastique repose sur les deux concepts fondamentaux suivants :

- le critère de plasticité, qui généralise la notion de seuil de plasticité mise en évidence dans les expériences de sollicitations uniaxiales,
- la règle d'écoulement plastique, qui définit, dans le cas des sollicitations multiaxiales, le mode d'évolution de la déformation plastique.

6.3.2.1 - Notion de surface

Le domaine d'élasticité actuel est défini par une fonction scalaire F de la contrainte $\underline{\underline{\sigma}}$, appelée fonction de charge du matériau. Cette fonction est telle que :

- $F\left(\underline{\underline{\sigma}}\right) < 0$ correspond à l'intérieur du domaine,
- $F\left(\underline{\underline{\sigma}}\right) = 0$ correspond à la frontière du domaine,
- $F\left(\underline{\underline{\sigma}}\right) > 0$ correspond à l'extérieur du domaine.

On appelle également *critère d'élasticité*, la condition $F\left(\underline{\underline{\sigma}}\right) < 0$, et *critère de plasticité*, la condition $F\left(\underline{\underline{\sigma}}\right) = 0$. Pour le matériau écrouissable, le domaine d'élasticité actuel dépend de l'état d'écrouissage, que l'on représente par une variable k_p introduite dans l'expression de la surface de charge, qui est par conséquent notée $F\left(\underline{\underline{\sigma}}, k_p\right)$.

Pour notre étude, on a pris en compte le critère de Mohr-Coulomb qui reste le plus simple (sans écrouissage) et le plus utilisé par les ingénieurs pour les études courantes : il se compose de deux droites symétriques dans le plan de Mohr (τ, σ), inclinées d'un angle φ par rapport à l'axe des contraintes normales. L'équation de ces droites est la suivante :

$$F(\underline{\underline{\sigma}}) = \sigma_1 - \sigma_3 - (\sigma_1 + \sigma_3)\sin\varphi - 2c\cos\varphi \leq 0$$

où σ_1 et σ_3 représentent les contraintes principales extrêmes ($\sigma_3 \leq \sigma_2 \leq \sigma_1$, avec la convention de signe de mécanique des sols : les compressions sont comptées positives).

Le paramètre c est appelé cohésion du matériau et l'angle φ, angle de frottement interne du matériau. Lorsque $\varphi = 0$, on se ramène au critère de Tresca.

Dans l'espace des contraintes principales $(\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3)$, la surface définie par la fonction de charge F est une pyramide de section hexagonale ayant pour axe la droite d'équation : $\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_3$. Cette pyramide dégénère en cylindre lorsque $\varphi = 0$.

6.3.2.2 - Notion de règle d'écoulement

Soit $(\underline{\underline{\sigma}}, k_p)$ un état de contraintes et un état d'écrouissage correspondant à une étape de chargement donnée. Si cet état est tel que $F(\underline{\underline{\sigma}}, k_p) < 0$, $\underline{\underline{\sigma}}$ est intérieur au domaine d'élasticité actuel, donc la variation de déformation est purement élastique :

$$d\underline{\underline{\varepsilon}} = d\underline{\underline{\varepsilon}}^{el}.$$

Si cet état est tel que $F(\underline{\underline{\sigma}}, k_p) = 0$, $\underline{\underline{\sigma}}$ se trouve sur la frontière du domaine. Pour décrire dans ce cas le comportement du matériau, il convient de distinguer deux situations selon que le point matériel est en chargement ou en déchargement. Lorsque l'état de contrainte actuel $\underline{\underline{\sigma}}$ est situé sur la surface de charge et a tendance à sortir de cette surface, le matériau est dit en chargement ; d'une façon plus mathématique, cette condition s'écrit :

il y a chargement si	il y a déchargement si
$F(\underline{\underline{\sigma}}, k_p) = dF(\underline{\underline{\sigma}}, k_p) = 0$	$F(\underline{\underline{\sigma}}, k_p) = 0$
$\frac{\partial F}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} : d\underline{\underline{\sigma}} > 0$	$\frac{\partial F}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} : d\underline{\underline{\sigma}} < 0$
$d\underline{\underline{\varepsilon}} = d\underline{\underline{\varepsilon}}^{el} + d\underline{\underline{\varepsilon}}^{p}$	$d\underline{\underline{\varepsilon}} = d\underline{\underline{\varepsilon}}^{el}$

La règle d'écoulement a pour objet d'exprimer $d\underline{\underline{\varepsilon}}^p$ en fonction de $\underline{\underline{\sigma}}$ et $d\underline{\underline{\sigma}}$, et de l'état d'écrouissage représenté par k_p. Ceci peut être fait en tenant compte du *"principe du travail plastique maximal"* énoncé par Hill (1950), qui donne la relation suivante, pour un point régulier de la frontière d'élasticité :

$$d\underline{\underline{\varepsilon}}^p = d\lambda \frac{\partial F}{\partial \underline{\underline{\sigma}}}, \qquad d\lambda > 0 \tag{6.5}$$

où $d\lambda$ désigne le multiplicateur plastique. Dans ce cas, toutes les vitesses de déformation possibles sont coaxiales à la normale extérieure à la frontière et ne dépendent que du scalaire $d\lambda$, qui est non nul si et seulement si le point matériel est en état de chargement.

On introduit également, lorsqu'il y a écrouissage, la variable $H\left(\underline{\underline{\sigma}}, k_p\right)$, appelée module d'écrouissage et définie par la relation :

$$H\, d\lambda = \frac{\partial F}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} : d\underline{\underline{\sigma}}.$$

La formule 6.5 explique le nom de potentiel plastique donné à la fonction de charge F dans l'hypothèse du principe du travail plastique maximal.

On dit qu'un matériau est **standard** s'il obéit à ce principe de travail plastique maximal ; son potentiel plastique est dit associé. Ceci est en général vrai pour les métaux et autres matériaux dont le critère de plasticité est indépendant de la contrainte moyenne. Dans les autres cas, fréquemment rencontrés dans les sols, le matériau est dit **non-standard** et on introduit un potentiel plastique G, différent de la fonction de charge F, telle que la règle d'écoulement devienne :

$$d\underline{\underline{\varepsilon}}^p = d\lambda \frac{\partial G}{\partial \underline{\underline{\sigma}}}, \qquad d\lambda > 0$$

La règle d'écoulement est dite non associée à la surface de charge. Le potentiel plastique G définit la direction de la vitesse de déformation plastique, mais également ce que l'on appelle mécanisme de plastification, ou mécanisme plastique.

Pour le cas du critère de Mohr-Coulomb, le potentiel plastique s'écrit, en fonction des contraintes principales extrêmes :

$$G\left(\underline{\underline{\sigma}}\right) = \sigma_1 - \sigma_3 - \left(\sigma_1 + \sigma_3\right)\sin\psi + \text{constante}$$

où ψ désigne l'angle de dilatance ($\psi = \varphi$ si la règle d'écoulement est associée).

6.3.2.3 - Relations incrémentales pour un seul mécanisme plastique

Les incréments de déformation élastique $d\underline{\underline{\varepsilon}}^{el}$ et de contrainte $d\underline{\underline{\sigma}}$ sont liés par l'intermédiaire du tenseur d'élasticité $\underline{\underline{\underline{\underline{D}}}}^{EL}$, ou son inverse $\underline{\underline{\underline{\underline{C}}}}^{EL}$:

$$d\underline{\underline{\sigma}} = \underline{\underline{\underline{\underline{D}}}}^{EL} : d\underline{\underline{\varepsilon}}^{el} \qquad \text{ou} \qquad d\underline{\underline{\varepsilon}}^{el} = \underline{\underline{\underline{\underline{C}}}}^{EL} : d\underline{\underline{\sigma}}$$

Si, de plus $\left(\underline{\underline{\sigma}}, k_p\right)$ représente l'état de contrainte et d'écrouissage situé sur la frontière du domaine d'élasticité actuel, les relations suivantes sont vérifiées :

$$\begin{cases} F\left(\underline{\underline{\sigma}}, k_p\right) = 0 \\ d\underline{\underline{\varepsilon}} = d\underline{\underline{\varepsilon}}^{el} + d\underline{\underline{\varepsilon}}^{p} = d\underline{\underline{\varepsilon}}^{el} + \alpha\, d\lambda \dfrac{\partial G}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} \end{cases}$$

avec $\alpha = 0$ s'il y a déchargement et $\alpha = 1$ s'il y a chargement.

Avant de définir complètement la relation de comportement, il convient d'exprimer le multiplicateur plastique, soit en fonction de l'incrément de déformation pour un chemin en déformation imposée, soit en fonction de l'incrément de contraintes pour un chemin en contrainte imposée. Ce calcul est effectué en appliquant la condition de consistance $dF = 0$, qui indique que l'état de contrainte doit rester sur la surface de charge au cours du chargement $(F = 0)$. Cette condition de consistance s'écrit :

$$dF\left(\underline{\underline{\sigma}}, k_p\right) = \frac{\partial F}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} : d\underline{\underline{\sigma}} + \frac{\partial F}{\partial k_p} dk_p = 0$$

Les incréments de contrainte $d\underline{\underline{\sigma}}$ peuvent s'exprimer sous la forme :

$$d\underline{\underline{\sigma}} = \underline{\underline{\underline{\underline{D}}}}^{EL} : d\underline{\underline{\varepsilon}}^{el} = \underline{\underline{\underline{\underline{D}}}}^{EL} : \left(d\underline{\underline{\varepsilon}} - d\underline{\underline{\varepsilon}}^{p}\right) = \underline{\underline{\underline{\underline{D}}}}^{EL} : \left(d\underline{\underline{\varepsilon}} - d\lambda \frac{\partial G}{\partial \underline{\underline{\sigma}}}\right)$$

Puis en multipliant chaque membre de cette relation par $\partial F / \partial \underline{\underline{\sigma}}$, il vient

$$\frac{\partial F}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} : d\underline{\underline{\sigma}} = \frac{\partial F}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} : \underline{\underline{\underline{\underline{D}}}}^{EL} : d\underline{\underline{\varepsilon}} - d\lambda \frac{\partial F}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} : \underline{\underline{\underline{\underline{D}}}}^{EL} : \frac{\partial G}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} = d\lambda\, H$$

D'où l'on déduit l'expression du multiplicateur de plasticité :

$$d\lambda = \frac{\dfrac{\partial F}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} : \underline{\underline{\underline{\underline{D}}}}^{EL} : d\underline{\underline{\varepsilon}}}{H + \dfrac{\partial F}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} : \underline{\underline{\underline{\underline{D}}}}^{EL} : \dfrac{\partial G}{\partial \underline{\underline{\sigma}}}}$$

On peut également, à partir des relations précédentes, écrire une "loi incrémentale" liant les incréments de déformations aux incréments de contraintes, soit

$$\boxed{d\underline{\underline{\sigma}} = \underline{\underline{\underline{\underline{D}}}}^{EP} : d\underline{\underline{\varepsilon}} = \left[\underline{\underline{\underline{\underline{D}}}}^{EL} - \frac{\left(\underline{\underline{\underline{\underline{D}}}}^{EL} : \dfrac{\partial G}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} \right) \otimes \left(\dfrac{\partial F}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} : \underline{\underline{\underline{\underline{D}}}} \right)}{H + \dfrac{\partial F}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} : \underline{\underline{\underline{\underline{D}}}}^{EL} : \dfrac{\partial G}{\partial \underline{\underline{\sigma}}}} \right] : d\underline{\underline{\varepsilon}}} \qquad (6.6)$$

6.3.3 - Intégration de la loi de comportement dans le module MCNL

D'une manière générale, les sous-programmes du code de calcul CESAR-LCPC peuvent être classés selon trois niveaux de programmation distincts (Mestat, 1998) :

- un *niveau global* spécifique à l'ensemble du maillage et qui correspond à une étape dans un algorithme de résolution. Ce niveau est indépendant du type d'élément fini ;
- un *niveau élémentaire*, qui dépend de la nature et du type d'éléments finis. C'est le niveau de calcul et d'assemblage pour un élément fini ;
- un *niveau local*, qui caractérise le calcul en un point matériel, représenté par un nœud ou par un point d'intégration interne à l'élément fini. Ce niveau est, en général, indépendant de la nature et du type des éléments finis. C'est le niveau d'application d'une loi de comportement pour la détermination du champ de contraintes et l'actualisation de toutes les quantités non linéaires à partir d'un accroissement du champ de déformations et de l'histoire des sollicitations.

C'est ce dernier niveau qui est utilisé pour la programmation de l'élasticité non-linéaire et de la plasticité dans CESAR-LCPC. Dans le cas d'un comportement non-linéaire, le passage au point matériel a pour objet, non seulement de déterminer un état de contraintes correspondant à un état de déformations par l'application d'une loi de comportement, mais également d'actualiser plusieurs quantités scalaires ou tensorielle selon la forme de la loi.

Dans le code de calcul CESAR-LCPC, les lois de comportement sont réparties en différentes classes de lois (tableau 6.1), la valeur du paramètre KMOD (IMOD) permettant de sélectionner le sous-programme qui traite les non-linéarités de la classe à laquelle appartient la loi de numéro IMOD. Le sous-programme, associé à chaque classe, reproduit la procédure de calcul des contraintes à partir des déformations et d'une éventuelle évolution de quantités non linéaires.

Tableau 6.1 : Description des classes de lois de comportement (Mestat, 1998)

KMOD (IMOD)	Classe de lois de comportement	Sous-programme
0	Elastoplasticité à 1 mécanisme - élasticité linéaire	CPLAS1
1	Elastoplasticité à 2 mécanismes - élasticité linéaire	CPLAS2
2	Elasticité non linéaire incrémentale	ELNOLI
3	Elastoplasticité à 1 mécanisme - élasticité non linéaire	CNOLI1
4	Elastoplasticité à 2 mécanismes - élasticité non linéaire	CNOLI2
5	Elasticité non linéaire non incrémentale	ELASNI
6	Elasticité linéaire par morceaux	ELASMO
7	Elasticité quasi-linéaire de type Duncan	CDUNCA

Dans le cadre de notre étude, des modifications ont été introduites dans le sous-programme CNOLI1 traitant de l'élastoplasticité à 1 mécanisme avec une élasticité non-linéaire. On a notamment défini une nouvelle loi élastique non-linéaire $(\mathrm{IMOD} = 98)$ caractérisée par 12 paramètres ;

- le poids volumique γ
- le module d'Young E,
- le coefficient de Poisson ν,
- la pression de gonflement σ_g,
- l'indice de gonflement B_g,
- le facteur d'anisotropie β,
- les trois composantes du vecteur normal à la stratification n_i,
- la cohésion c,
- l'angle de frottement interne φ,
- et l'angle de dilatance ψ.

La programmation de chaque loi est effectuée dans un sous-programme particulier. Le fichier lmmod1.f regroupe l'ensemble des sous-programmes relatifs à la partie plastique des lois de comportement élastoplastique, en particulier la loi de Mohr-Coulomb choisie dans le modèle. La partie élastique non-linéaire des lois de comportement élastoplastique est traitée à part, généralement dans les sous-programmes MATRNL et ELASNL, lorsque l'élasticité peut se mettre sous la forme linéarisée de type Hooke :

$$d\underline{\underline{\sigma}} = 2\mu_{eq}\left(\underline{\underline{\sigma}}\right)d\underline{\underline{\varepsilon}} + \lambda_{eq}\left(\underline{\underline{\sigma}}\right)\left(d\,\mathrm{tr}\underline{\underline{\varepsilon}}\right)\underline{\underline{1}}$$

où $\mu_{eq}\left(\underline{\underline{\sigma}}\right)$ et $\lambda_{eq}\left(\underline{\underline{\sigma}}\right)$ sont les coefficients de Lamé équivalents.

Dans notre cas, la formulation incrémentale ne permet pas de définir des coefficients de Lamé équivalents du fait des termes d'anisotropie du gonflement. C'est pourquoi on a créé un sous-programme MTGONF dont les caractéristiques sont détaillées dans l'annexe E.

Pour la loi de comportement considérée, il existe donc deux sous-programmes MTGONF et PLASN1 qui calculent les quantités non-linéaires, l'actualisation des contraintes étant réalisée par le sous-programme CNOLI1, dont l'organisation de la programmation est présentée sur la figure 6.2. Avec les valeurs des paramètres mécaniques, les quantités non-linéaires sont calculées à partir de l'équation 6.4 pour le gonflement (sous-programme MTGONF) et de l'équation 6.6 pour la plasticité (PLASN1). L'ensemble des éléments introduits dans CESAR pour ce développement est présenté dans l'annexe E.

- Boucle sur les pas d'intégration,
- Calcul du tenseur de comportement élastique et du champ de contraintes d'origine élastique (appel de **MTGONF** et incrémentation),
- Calcul du champ de contraintes d'origine plastique (appel de **PLASN1**),

  Actualisation du champ de déformations plastiques,

  Actualisation du champ de contraintes,
- Fin de la boucle sur les pas d'intégration,

Retour au sous-programme CTMCNL, qui intègre les lois incrémentales non linéaires.

Figure 6.2 : Organisation simplifiée du sous-programme CNOLI1

Cette programmation correspond à un algorithme d'intégration explicite des relations incrémentales de l'élastoplasticité avec une sous-incrémentation.

6.3.4 - Description des méthodes de résolution numérique

D'une façon générale, un algorithme de résolution en comportement non-linéaire est composé de deux niveaux (Mestat, 1993) :

- un niveau global, où est effectué le calcul du champ de déplacements aux nœuds de la structure discrétisée par l'inversion d'un système d'équations algébriques ;
- un niveau local, où est effectué le calcul du tenseur des contraintes en un point matériel (point d'intégration interne à l'élément fini) à partir du tenseur de déformations et de l'histoire d'un certain nombre de quantités tensorielles ou scalaires.

Ces deux niveaux ont une grande influence réciproque sur le processus de résolution ; pour sa part, le niveau local de calcul du tenseur des contraintes est actuellement bien maîtrisé, même dans les cas complexes de lois de comportement incrémentales par des schémas d'intégration implicites ou explicites. Comme il est impossible de réduire le temps de calcul à ce niveau, il faut chercher à améliorer le schéma global de résolution.

6.3.4.1 - Généralités sur la méthode de résolution

Le traitement par la méthode des éléments finis de type déplacement d'un problème mécanique, faisant intervenir divers matériaux obéissant chacun à une loi de comportement non linéaire donnée, conduit, d'une façon générale, à la résolution d'un système d'équations algébriques de la forme suivante :

$$\Phi(u,\alpha) = R(u) - \lambda(t).P = 0$$

Φ est appelé vecteur résidu, il exprime l'état de déséquilibre de la structure à un instant t pour la sollicitation imposée. u désigne le vecteur des déplacements des nœuds de la discrétisation spatiale. $R(u)$ est le vecteur des forces nodales correspondant aux contraintes dans la structure à l'instant t. P représente le vecteur chargement total appliqué à la structure et $\lambda(t)$ la proportion du chargement exercée à l'instant t.

La solution du système d'équations est en fait un couple (u,λ) associant la réponse en déplacements de la structure à la sollicitation qu'elle subit. La résolution directe de ce système est le plus souvent impossible à cause des non-linéarités introduites par les lois de comportement. Un processus itératif est alors nécessaire.

6.3.4.2 - Principe de la résolution par un processus itératif

Le processus itératif le plus couramment utilisé est fondé sur une méthode de linéarisation des équations d'équilibre. La linéarisation consiste à trouver une matrice K telle que, si u_1 et u_2 sont deux champs de déplacements à des instants de sollicitations différentes et, λ_1 et λ_2 les facteurs de charge correspondant, on ait :

$$\Phi(u_2,\lambda_2) = \Phi(u_1,\lambda_1) + K.(u_2-u_1) - (\lambda_2-\lambda_1)P$$

Φ désignant le vecteur résidu linéarisé.

Dans la grande majorité des cas, le calcul exact de K est impossible : il est alors nécessaire de construire une approximation de celle-ci. Plusieurs méthodes existent et chacune a donné naissance à un schéma de résolution (figure 6.4).

Supposons la matrice K construite, et (u_o,λ_o) une solution approchée du système précédent telle que $\|\Phi(u_o,\lambda_o)\| \neq 0$, où $\|.\|$ représente la norme euclidienne. Alors la solution de $\Phi(u_o+\Delta u,\lambda_o+\Delta\lambda)=0$ constitue une nouvelle approximation de la solution exacte ; si celle-ci existe, u_1 est déterminé par la résolution suivante :

$$\Delta u = u_1 - u_o = -K^{-1}.\{\Phi(u_o,\lambda_o) - (\lambda_1-\lambda_o)P\}$$

On peut construire ainsi un processus itératif. Pour une itération i, K_i et $\Phi(u_i,\lambda_i)$ sont calculés, puis u_{i+1} est déterminé si la matrice K_i est inversible par la relation :

$$\Delta u_i = u_{i+1} - u_i = -K_i^{-1}.\{\Phi(u_i,\lambda_i) - (\lambda_{i+1}-\lambda_i)P\}$$

Pour construire effectivement la suite (u_i,λ_i), il est indispensable de disposer d'une relation complémentaire, liant le facteur de charge et le champ de déplacements, afin de disposer d'autant d'équations que d'inconnues (n déplacements et 1 facteur de charge). Plusieurs types de relations complémentaires ont été proposés dans le but de résoudre des problèmes linéaires plus ou moins complexes.

Pour résoudre les lois de comportement étudiés en mécanique des sols, la relation utilisée s'écrit $\Delta\lambda_i = 0$. Le facteur de charge est imposé et fixé pour toutes les itérations du calcul $(\lambda_i = \lambda)$, c'est le processus itératif classique. Dans le cas d'une modélisation unidimensionnelle, la solution du problème est l'intersection entre la droite de chargement imposé, ou d'équilibre, et la courbe représentant le comportement non-linéaire (figure 6.3).

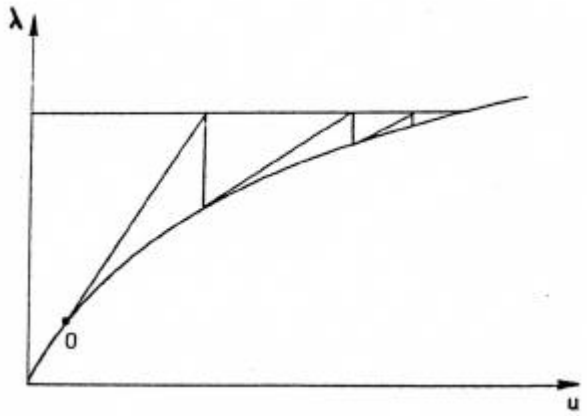


Figure 6.3 : Résolution classique $\Delta\lambda_i = 0$

6.3.4.3 - Algorithme de résolution en comportement non linéaire

Si la suite des déplacements u_i converge, sa limite est solution du problème mécanique $\Phi(u,\lambda) = 0$, vecteur résidu non-linéarisé. La convergence de cette suite est en fait apprécié par rapport à plusieurs tests numériques que l'on ne développera pas ici. De plus, pour que ces résultats deviennent valables, il convient de calculer avec soin le vecteur résidu à chaque itération. En effet, le processus itératif suppose que la loi de comportement permet de calculer la valeur exacte du déséquilibre, ou résidu, en fonction de la seule connaissance des quantités actualisées (déplacements, facteur de charge, quantités non linéaires).

Si B représente la matrice des dérivées des fonctions d'interpolation et Ω le domaine de discrétisation, le vecteur résidu s'écrit :

$$\Phi(u_{i+1},\lambda) = -\lambda P + \int_{\Omega} B^t \sigma_{i+1} \, d\Omega$$

Afin de réduire ce risque d'erreur dans le calcul du vecteur résidu, il est prudent de procéder au chargement de façon incrémentale. Le chargement total P à appliquer est divisé en un nombre fini d'accroissements dont la définition est liée, si possible, à des étapes réelles de la construction ou du chargement de la structure. Seuls les accroissements, ou incréments, ont une signification physique ; par contre, les itérations n'ont pas de signification physique, puisque les résultats ne vérifient par simultanément le système d'équilibre et les équations de la loi de comportement. Toutes ces considérations permettent de construire l'algorithme de résolution pour un problème en comportement non linéaire (figure 6.4). Cet algorithme est très général, il est valable pour toutes les lois de comportement, incrémentales ou non. Au cours d'une itération, ces lois interviennent à deux

niveaux : d'une part, dans la construction de la matrice de rigidité K et, d'autre part, dans le calcul du tenseur des contraintes en chaque point matériel.

Initialisations σ_o^1 et u_o^1 - calcul de K_o

Incrément j

Incrémentation de la charge : $\Phi_1^j = P^j - P^{j-1}$

Itération i

Calcul de la matrice de rigidité K_i

$$u_{i+1}^j = u_i^j - K_i^{-1} . \Phi_i^j$$

Calcul des contraintes par la loi de comportement σ_{i+1}^j

Calcul du résidu exprimant le déséquilibre $\Phi_{i+1}^j = -P^j + \int_\Omega B^t \sigma_{i+1}^j \, d\Omega$

Test de convergence ?

Si non convergence, $i = i + 1$

Si convergence, $j = j + 1$

Figure 6.4 : Algorithme de résolution en comportement non linéaire, où B représente la matrice des dérivées des fonctions d'interpolation, σ_i^j le tenseur des contraintes à l'itération i de l'incrément j et Ω le maillage (d'après Mestat, 1993).

6.3.4.4 - Expression de la matrice de rigidité tangente

La matrice de rigidité tangente K est construite par une procédure de linéarisation du vecteur résidu. Une façon classique de procéder consiste à effectuer un développement limité au premier ordre de l'équation représentant l'équilibre du système mécanique :

$$\Phi(u + \Delta u) \approx \Phi(u) + \left\{ \frac{\partial \Phi}{\partial u} \right\} . \Delta u$$

On appelle matrice de rigidité tangente, pour l'itération i d'un incrément j, la matrice définie par la relation :

$$K_i = -\left\{ \frac{\partial \Phi}{\partial u} \right\}$$

Ce procédé de construction de la matrice K_i est appelé *méthode de Newton-Raphson*. Toutefois, le calcul exact de la matrice tangente à une itération quelconque est très rarement possible car il faut

estimer toutes les dérivées partielles du vecteur résidu par rapport au champ de déplacements (u_i). Autrement dit, en supposant que le domaine Ω ne varie pas avec le champ de déplacements (hypothèse des petites transformations), il est nécessaire de calculer l'expression suivante, écrite sous une forme symbolique :

$$\frac{\partial \Phi}{\partial u} = \int_{\Omega} B^t \frac{\partial \sigma}{\partial u} \, d\Omega_e = \int_{\Omega} B^t \frac{\partial \sigma}{\partial \varepsilon} B \, d\Omega_e$$

Toute la difficulté est alors reportée sur le calcul du tenseur $\left(\partial \underline{\underline{\sigma}} / \partial \underline{\underline{\varepsilon}} \right)$. Devant l'impossibilité de ce calcul, les auteurs confondent, d'une manière générale, ce tenseur avec le tenseur de comportement $\underline{\underline{\underline{\underline{D}}}}$ reliant les déformations et les contraintes incrémentales :

$$d\underline{\underline{\sigma}} = \underline{\underline{\underline{\underline{D}}}}\left(\underline{\underline{\sigma}}\right) : d\underline{\underline{\varepsilon}}$$

Ces difficultés théoriques et le coût du calcul d'une matrice de rigidité à chaque itération (assemblage et triangularisation) sont à l'origine de nombreuses recherches visant à réduire de manière importante les temps de calcul sans nuire à la qualité de la solution du problème mécanique. Ainsi, de nombreux auteurs ont proposé d'approcher la matrice de rigidité tangente K_i par un calcul à une itération précédente p et de conserver cette matrice pendant tout l'incrément jusqu'à l'obtention d'une convergence satisfaisante. La matrice K_i est alors de la forme :

$$K_i = -\left\{ \frac{\partial \Phi}{\partial u} \right\}\left(u_p\right) \qquad \text{avec } 0 < p < i$$

Encore plus simplement, il est possible de conserver, durant tous les incréments, la matrice de rigidité calculée lors de l'étape initiale. Cette méthode est appelée méthode de Newton-Raphson modifiée ou encore *méthode des contraintes initiales* ; sa simplicité et sa robustesse font que cette méthode est la plus couramment utilisée dans les codes de calcul actuels, même si les temps de calcul demeurent importants.

Le désavantage relatif de la méthode des contraintes initiales apparaît sur l'exemple présenté dans la partie suivante. Cette méthode converge moins vite que la méthode de résolution utilisant la matrice de rigidité tangente. Toutefois, si l'on perd en nombre d'itérations, on reste assez souvent gagnant en termes de coût de calcul car, pour une modélisation de taille importante, l'assemblage et l'inversion de la matrice prennent beaucoup plus de temps que la résolution du système d'équations linéaires à

chaque itération. Ces deux méthodes de résolution vont être comparées dans un problème concret où il y a deux sources de non linéarités : le gonflement mécanique d'une part, et la plasticité d'autre part.

Après avoir détaillé le travail numérique réalisé dans le code de calcul CESAR-LCPC, on validera dans la suite la programmation de la loi élastoplastique de gonflement à l'aide de la simulation d'une phase de déchargement d'un essai de gonflement dont la solution analytique a été présentée au chapitre 5.

6.4 - Etude numérique du déchargement mécanique et comparaison avec la solution analytique

Dans le chapitre 5, un modèle de caractérisation du gonflement de terrain gonflant a été établi et une solution analytique a été formulée en élastoplasticité (paragraphe 5.4). Dans cette partie, le modèle est étudié numériquement et les résultats sont comparés à la solution analytique afin de s'assurer que la loi de comportement élastoplastique est correctement programmée dans le logiciel CESAR-LCPC.

6.4.1 - Influence du maillage sur les résultats numériques

On s'est intéressé, dans un premier temps, à la détermination d'un maillage convenable. Pour cela, on a effectué quelques calculs avec différents maillages carrés pour étudier l'influence du maillage sur la résolution de la loi élastique non linéaire. On a repris le calcul de déchargement avec uniquement la loi de gonflement et un facteur d'anisotropie de gonflement β égal à 0,9 (formule 5.2).

Le calcul analytique a montré que le problème était unidimensionnel avec comme seule variable la hauteur z. Différents maillages, présentant une finesse croissante le long de l'axe vertical, ont été testés (tableau 6.2).

Tableau 6.2 : Présentation des différents maillages étudiés

Nom du maillage	Découpage horizontal	Découpage vertical	Nombre d'éléments
carr1	1	2	2
carr2	5	10	50
carr3	20	40	800

Les figures 6.3 et 6.4 représentent respectivement la contrainte horizontale et la déformation verticale obtenues dans l'échantillon en fin de déchargement, c'est-à-dire lorsque le taux de déconfinement λ est égal à 1. Les résultats obtenus pour les différents maillages avec la méthode des contrainte initiales sont comparés à la solution analytique. On constate que les différents maillages donnent des résultats satisfaisants qui diffèrent peu avec le calcul analytique.

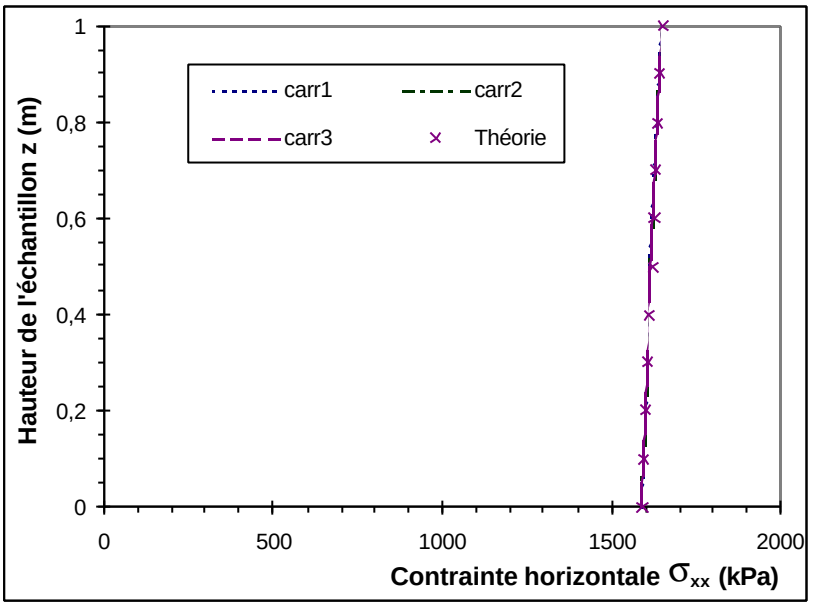


Tableau 6.3 : Influence du maillage sur la contrainte horizontale le long de l'échantillon

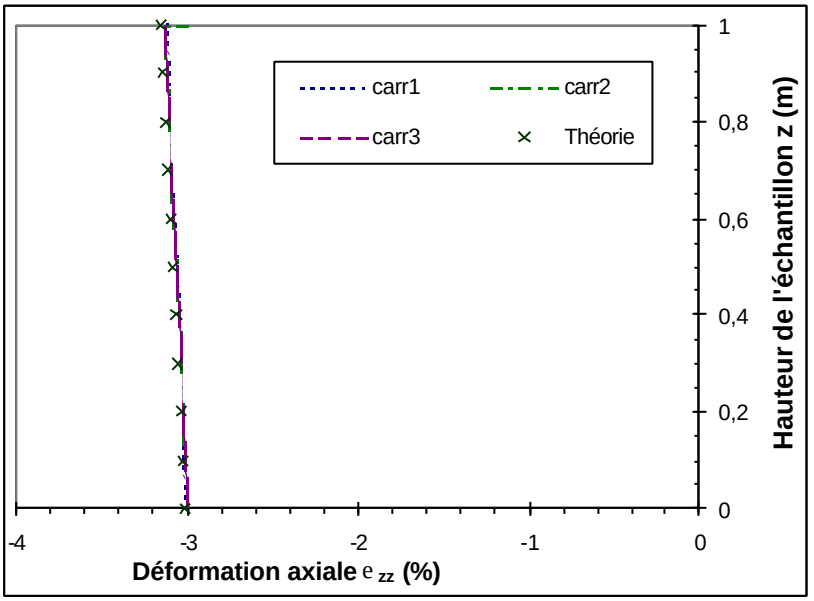


Tableau 6.4 : Influence du maillage sur la déformation axiale le long de l'échantillon

Pour la suite des calculs, on a choisi de conserver le maillage assez raffiné carr3, qui peut représenter la taille d'une zone gonflante (en nombre d'éléments) dans un calcul de tunnel. On étudie dans la suite l'influence de la méthode de résolution sur les résultats de calcul, pour ce maillage.

6.4.2 - Influence de la méthode de résolution

Traditionnellement, les problèmes de mécanique des sols sont traités avec la méthode des contraintes initiales dans le prologiciel CESAR-LCPC. Cette méthode donne des résultats très satisfaisants dans la résolution des problèmes non-linéaires (la plasticité, par exemple) mais n'optimise pas vraiment le temps de calcul en raison de la lenteur de la convergence. Dans notre cas, la loi de comportement présente deux sources de non-linéarités : le gonflement et la plasticité. On notera que le gonflement peut être fortement anisotrope si le facteur d'anisotropie se rapproche de 1. Toutes ces remarques ont poussé à adapter une méthode de résolution existante plus efficace en prévision des non-linéarités rencontrées dans les calculs élastoplastiques de gonflement précédents.

La méthode de résolution choisie ici est la méthode Newton-Raphson, méthode qui nécessite l'assemblage et l'inversion de la matrice de rigidité tangente à chaque itération. Pour utiliser cette méthode, quelques modifications ont été nécessaires dans la programmation initiale de la loi de gonflement. L'apport de cette méthode de résolution n'est appréciable que si elle réduit considérablement le nombre d'itérations de calcul.

Les tableaux 6.5 e 6.6 permettent de comparer des résultats de calculs identiques effectués avec la méthode des contraintes initiales (tableau 6.5) et avec la méthode de Newton-Raphson (tableau 6.6).

Les calculs b(i) et b(i)p correspondent respectivement au déchargement avec la loi de gonflement sans et avec la prise en compte de la plasticité. Les mêmes cas de calcul ont été repris avec la méthode de Newton-Raphson ; ils sont identifiés par la lettre t (tableau 6.6).

On constate que la méthode des contraintes initiales génère de nombreuses itérations pour la résolution de la loi de gonflement et de la plasticité. Ce nombre d'itérations est d'autant plus grand que l'anisotropie de gonflement est marquée et que la plasticité se manifeste.

Par contre, la méthode de Newton-Raphson tend à converger très rapidement, quel que soit le facteur d'anisotropie. Le temps de calcul effectif est nettement plus faible pour la méthode de

Newton-Raphson que pour la méthode des contraintes initiales. On remarquera de plus qu'on a choisi une tolérance de résolution plus faible pour la méthode de Newton-Raphson (0,001) que pour la méthode des contraintes initiales (0,01) pour affiner la solution obtenue.

Tableau 6.5 : Résultats obtenus avec la méthode des contraintes initiales

Nom du calcul	Facteur d'anisotropie β	Nombre d'incréments	Tolérance	Nombre d'itérations par incrément (min-max)	Temps de calcul
b0	0	10	0,01	8	15 min.
b5	0,5	10	0,01	17 - 28	42 min.
b9	0,9	10	0,01	28 - 332	2 h 51 min.
b1	1	12	0,01	30 - 1904	12 h
b0p	0	16	0,01	8 – 576	9 h 6 min.
b5p	0,5	17	0,01	17 – 790	12 h
b9p	0,9	15	0,01	28 – 1254	16 h 54 min.
b1p	1	12	0,01	30 - 1904	12 h

Tableau 6.6 : Résultats obtenus avec la méthode de Newton-Raphson

Nom du calcul	Facteur d'anisotropie β	Nombre d'incréments	Tolérance	Nombre d'itérations par incrément (min – max)	Temps de calcul
b0t	0	10	0,001	3	11 min.
b5t	0,5	10	0,001	3 - 4	12 min.
b9t	0,9	10	0,001	3 – 5	14 min.
b1t	1	12	0,001	3 - 5	18 min.
b0pt	0	16	0,001	3 – 4	21 min.
b5pt	0,5	17	0,001	3 – 32	1 h
b9pt	0,9	16	0,001	3 – 11	37 min.
b1pt	1	12	0,001	3 - 5	17 min.

Les figures 6.5 et 6.6 représentent respectivement l'évolution de la contrainte horizontale et de la déformation verticale calculée avec les deux méthodes de résolution. Le calcul correspond à l'étude du déchargement mécanique avec gonflement et un facteur d'anisotropie égal à 0,9. On remarque que les deux méthodes donnent des résultats très proches de la solution analytique.

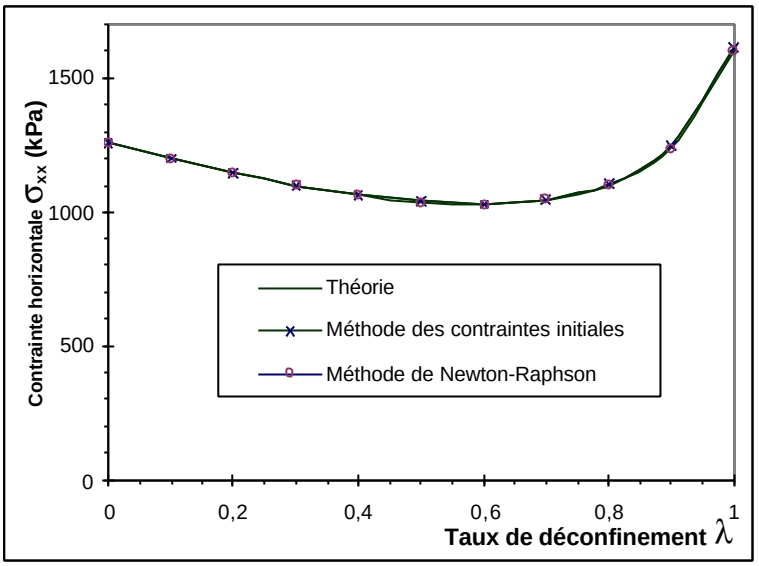


Figure 6.5 : Comparaison des méthodes de résolution pour le calcul de la contrainte σ_{xx}

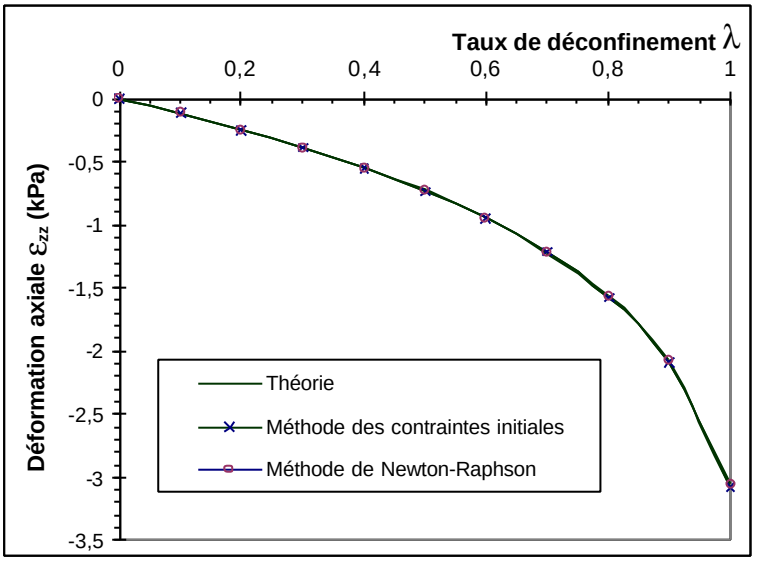


Figure 6.6 : Comparaison des méthodes de résolution pour le calcul de la déformation axiale ε_{zz}

Les tableaux et les figures qui précèdent illustrent clairement l'intérêt de la méthode de Newton-Raphson pour la résolution le loi de comportement non-linéaire choisie. Avec la même précision dans les résultats, cette méthode est beaucoup plus rapide que la méthode des contraintes initiales pour la résolution du problème avec le maillage de 800 éléments carr3.

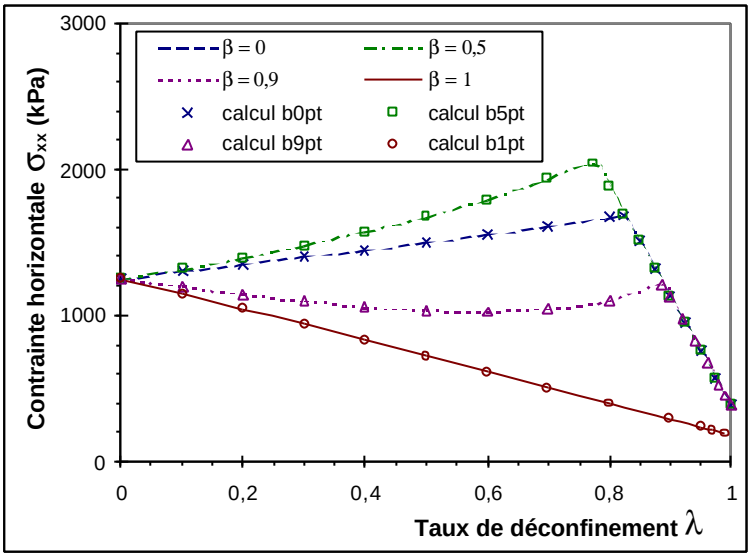
6.4.3 - Comparaison des résultats numériques avec la solution analytique

Après avoir déterminé un maillage et une méthode de résolution adaptés au phénomène de gonflement et de plasticité, l'étape suivante de validation a consisté à comparer les résultats de calculs numériques et analytiques dans le cas le plus général, où les phénomènes de gonflement et de plasticité se manifestent après un déchargement simplement élastique.

L'objet de cette étude était notamment de mettre en évidence la limite d'apparition du gonflement $\lambda^g(\beta)$ et la limite d'apparition de la plasticité $\lambda^p(\beta)$. Les paramètres mécaniques utilisés sont identiques à ceux de la partie 5.4.

Les figures 6.7 et 6.8 représentent respectivement l'évolution de la contrainte horizontale et de la déformation axiale au cours du déchargement pour les calculs analytique et numérique. On constate que la solution numérique approche parfaitement la solution analytique en termes de contraintes (figure 6.7) et de déformation (figure 6.8). Ces vérifications confirment la validité de la loi de gonflement associée à la plasticité introduite dans le code de calcul CESAR-LCPC.

(a)



(b)

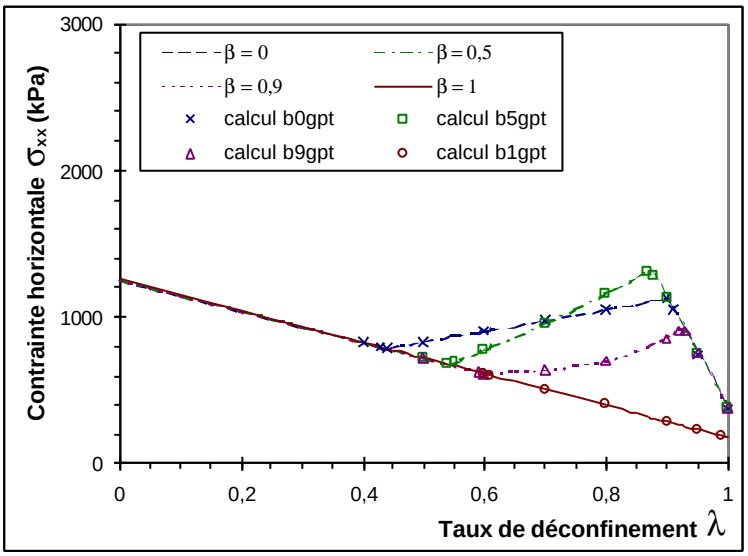
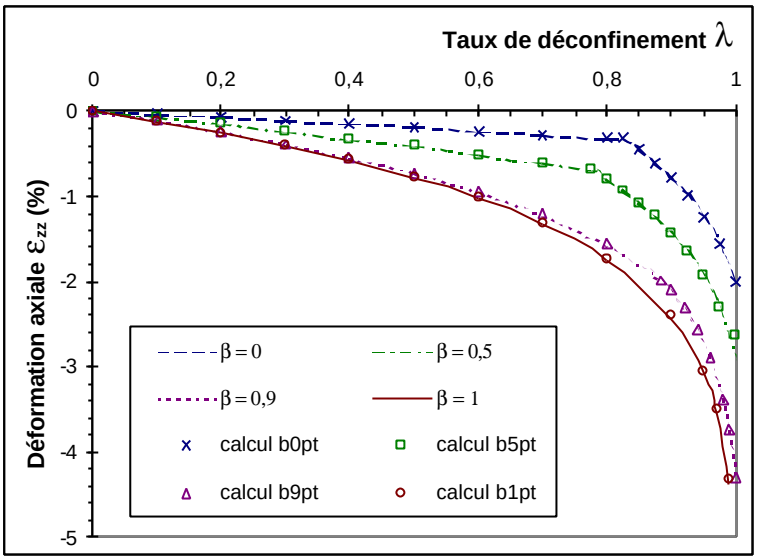


Figure 6.7 : Comparaison des résultats des calculs numériques et analytiques obtenus pour l'évolution de la contrainte horizontale σ_{xx} avec $\sigma_g = 10\,000\,\text{kPa}$ et plasticité (a) ou avec $\sigma_g = 1\,000\,\text{kPa}$ et plasticité (b)

(a)



(b)

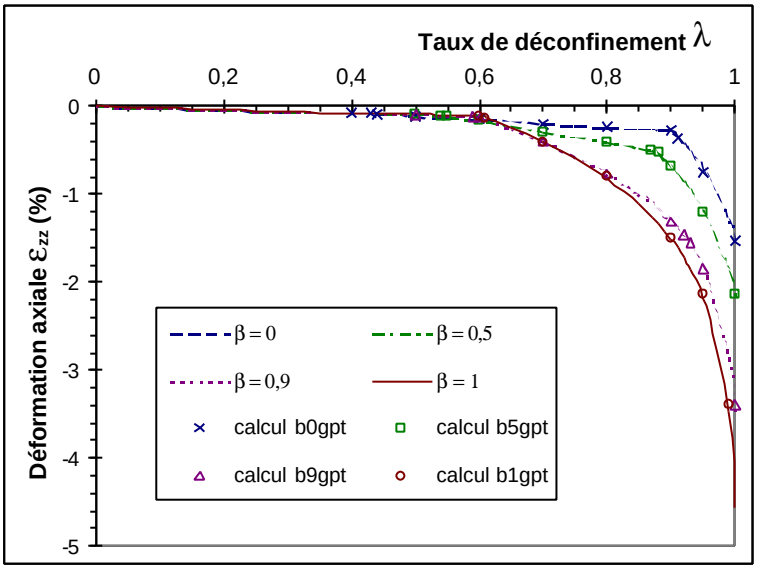


Figure 6.8 : Comparaison des résultats des calculs numériques et analytiques obtenus pour l'évolution de la déformation axiale ε_{zz} avec $\sigma_g = 10\,000\,\text{kPa}$ et plasticité (a) ou avec $\sigma_g = 1000\,\text{kPa}$ et plasticité (b)

La même conclusion a également été obtenue dans le cas du calcul axisymétrique. Dans ce dernier cas, l'hypothèse initiale $(K_{ox} = K_{oy})$ entraîne l'isotropie dans le plan horizontal $(\sigma_{xx} = \sigma_{yy})$ ou $(\sigma_{rr} = \sigma_{\theta\theta})$ au cours du déchargement.

6.5 - Conclusions

Ce chapitre a présenté les deux principales étapes de la mise en place de la loi élastoplastique de gonflement dans le code de calcul CESAR-LCPC : la programmation proprement dite de la loi élastique non-linéaire de gonflement et de la plasticité, d'une part, et la validation numérique de la loi élastoplastique par comparaison avec une solution analytique caractérisant un essai de type Huder-Amberg, d'autre part. La concordance des résultats numériques et analytiques a confirmé la programmation correcte de la loi élastoplastique dans le logiciel CESAR-LCPC.

Deux méthodes de résolution ont été programmées pour tenir compte des deux sources de non-linéarités : le gonflement et la plasticité. La méthode des contraintes initiales classiquement utilisée peut aboutir à un temps de calcul très long pour une anisotropie marquée en cas d'apparition de la plasticité. Dans ce cas, la méthode de Newton-Raphson, qui calcule à chaque itération la matrice de rigidité tangente, converge beaucoup plus vite. Dans un cas général de calcul de tunnel, la méthode de Newton-Raphson est donc recommandée si l'anisotropie du gonflement est marquée et si la taille réelle de la zone gonflante ne comporte pas trop d'éléments.

Partie III :

Applications du modèle de gonflement

Chapitre 7 :

Calage de la loi de comportement

sur les essais de gonflement

7.1 - Introduction

Le présent chapitre présente l'application de la loi de comportement proposée à la simulation d'essais de gonflement réalisés au Laboratoire Régional des Ponts et Chaussées d'Aix-en-Provence. L'étude conduit à la mise au point d'une méthodologie de calage des essais de gonflement.

On présente dans un premier temps l'appareil œdométrique et la procédure d'essai utilisée. Parmi les différents types d'essais de gonflement présentés dans le chapitre 1, on retiendra essentiellement les essais de type Huder-Amberg (1970) recommandés par la Société Internationale de Mécanique des Roches (ISRM, 1989), qui permettent de mettre en évidence un gonflement mécanique au cours d'une phase de déchargement sous imbibition.

La simulation numérique de cette phase de déchargement sous imbibition permettra de s'assurer de la pertinence du modèle et de déterminer les paramètres de gonflement les mieux adaptés pour chaque essai.

Après quelques calages insatisfaisants sur certains essais, une modification de la loi de gonflement a été proposée pour mieux caractériser le comportement tridimensionnel du gonflement et fournir une méthodologie de calage plus cohérente avec le comportement observé sur les différents essais de gonflement. L'analyse montre également que l'imbibition semble réduire la résistance du matériau.

7.2 - Description de la procédure expérimentale à l'œdomètre "K_o"

L'analyse expérimentale du phénomène de gonflement a été effectuée en collaboration avec le Laboratoire Régional des Ponts et Chaussées d'Aix-en-Provence, qui a réalisé plusieurs campagnes d'essais de gonflement dans le cadre de projets récents de tunnels : Chamoise (A40) et Tartaiguille (TGV Méditerranée) déjà creusés et Mont Sion (A41 Annecy-Genève) en phase d'étude.

Pour appliquer la loi tridimensionnelle, il est nécessaire de connaître expérimentalement le comportement horizontal de l'échantillon, c'est-à-dire de mesurer, à déformations horizontales empêchées, la contrainte horizontale au cours de l'essai. Ceci nécessite l'emploi d'un œdomètre modifié, appelé aussi œdomètre "K_o". Dans la suite, les essais réalisés à l'œdomètre "K_o" seront appelés essais de gonflement "K_o".

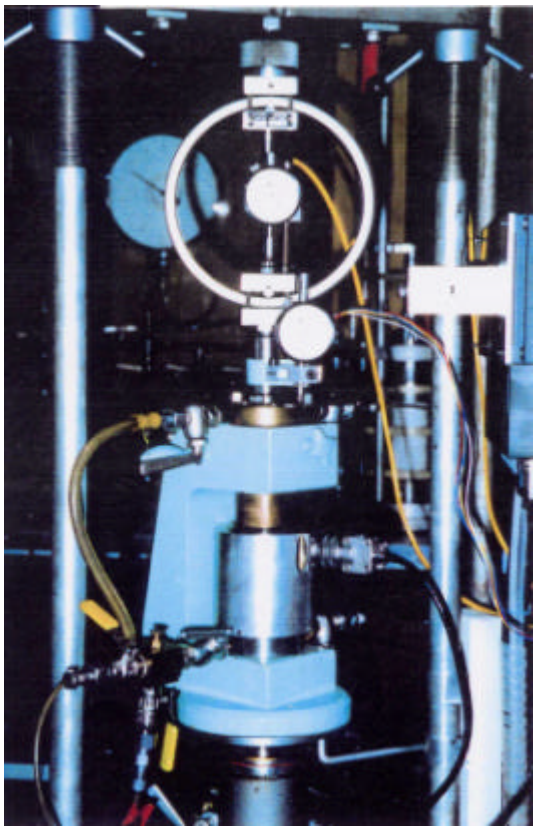
7.2.1 – Présentation de l'œdomètre K_o à haute pression

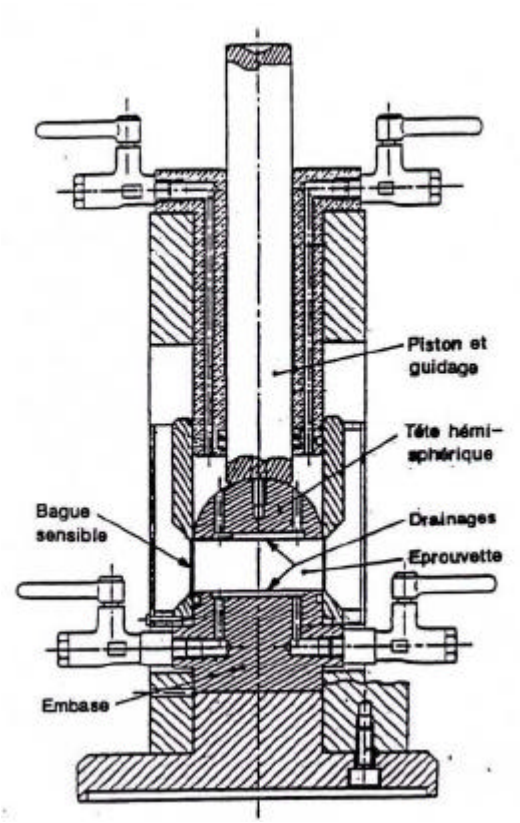
Cet appareil a été construit par le CECP d'Angers (1983) selon un principe simple, afin d'effectuer des essais œdométriques avec mesure de la contrainte latérale à un coût réduit (pas d'asservissement) et sur des matériaux intacts, jusqu'à une contrainte axiale de 20 MPa. La figure 7.1 représente une photo et une coupe de l'appareil.

L'éprouvette circulaire (de diamètre $d_o = 60\,\text{mm}$ et de hauteur $h_o = 25\,\text{mm}$) est montée à l'aide d'une trousse spéciale dans une bague placée entre une embase et une tête hémisphérique (figure 7.1.b). La bague en acier inoxydable est munie de jauges de déformations. Elle est étalonnée en remplaçant l'éprouvette par de l'eau en pression ou par une membrane de caoutchouc chargée verticalement. Dans ce cas, la bague œdométrique est étalonnée en faisant l'hypothèse d'un coefficient de Poisson du caoutchouc égal à 0,5. Deux bagues de différentes sensibilités sont disponibles : 0-2 MPa et 0-20 MPa.

L'embase et la tête possèdent des disques poreux encastrés communiquant vers des robinets extérieurs par des conduits. Un corps en acier assure le guidage des différentes parties de l'œdomètre "K_o" à haute pression et lui confère une bonne rigidité. L'appareil a une taille semblable à celle d'une cellule triaxiale et peut être mis en place sur une presse.

En pratique, l'éprouvette est montée dans la bague et, une fois l'œdomètre assemblé, il est placé sur le plateau d'une presse. Le piston est mis en contact avec l'anneau dynamométrique.





(a) (b)

Figure 7.1 : Photo (a) et coupe (b) de l'œdomètre "K_o" à haute pression

7.2.2 - Procédure d'essai

En s'inspirant de la procédure d'Huder-Amberg (1970) décrite dans le paragraphe 1.4.3.2.4, la procédure retenue par le LRPC d'Aix-en-Provence a été la suivante (Serratrice, 1998) :

- découper l'éprouvette dans un bloc ; le découpage est effectué par carottage à sec ou manuellement à l'aide d'une trousse coupante dans le cas des matériaux tendres ; mesurer et peser l'éprouvette pour déterminer son poids volumique initial,
- introduire l'éprouvette dans la bague œdométrique, entre deux plaques poreuses sèches et des feuilles de papier filtre,

- placer la cellule œdométrique sur une presse ; mettre en place les capteurs et effectuer leurs réglages,
- effectuer un cycle de chargement-déchargement-rechargement en un temps relativement bref en mode continu ou par paliers jusqu'à une contrainte axiale donnée σ_{vo} ; le matériau reste dans son état naturel pendant cette phase de l'essai,
- procéder à l'imbibition de l'échantillon en remplissant la cellule par de l'eau désaérée ; l'imbibition s'effectue par les deux faces de l'éprouvette sous la contrainte maximale donnée. Le gonflement entraîne une variation de l'effort axial par le jeu de l'anneau dynamométrique ; la contrainte axiale peut être ou non ramenée à sa valeur initiale par un chargement ou déchargement approprié, à l'aide de la presse triaxiale. Le suivi du gonflement s'effectue en principe jusqu'à stabilisation de la déformation axiale ε_v,
- décharger par paliers successifs sous imbibition jusqu'au poids du piston ; le gonflement est enregistré en continu pendant ces paliers de longue durée (plusieurs jours par palier),
- démonter la cellule œdométrique en fin d'essai ; mesurer et peser l'éprouvette pour déterminer son poids volumique sec, sa teneur en eau initiale et finale.

L'exploitation des essais s'effectue en exprimant les courbes de déformation verticale ε_v, de contrainte verticale σ_v et de contrainte latérale σ_h en fonction du temps pour chaque palier de déchargement sous imbibition. Le potentiel de gonflement se déduit de la comparaison entre la courbe de déchargement dans son état naturel et la courbe de déchargement sous imbibition dans le plan $(\lg \sigma_v, \varepsilon_v)$.

La principale critique de l'essai tient au problème entre les paliers de déchargement sous imbibition. La cinétique du gonflement étant très lente en général, les paliers de gonflement ne peuvent pas être poursuivis indéfiniment jusqu'à stabilisation du gonflement et une part du gonflement sous le palier i se développe dans le palier $i+1$.

Cependant, l'essai présente l'avantage d'être réalisé sur une seule éprouvette, ce qui évite les problèmes liés à l'hétérogénéité du matériau pendant les essais de gonflement en parallèle (Serratrice et Soyez , 1996). Pour la caractérisation du gonflement autour d'un tunnel, l'avantage de l'essai de type Huder-Amberg est de se rapprocher du chemin de contraintes in situ suivi au cours d'une excavation.

7.3 - Calage des paramètres de gonflement sur les essais

Chaque échantillon testé a été nommé par trois lettres caractérisant le tunnel (CHA pour le tunnel de Chamoise, TMS pour le tunnel du Mont Sion et TAR pour le tunnel de Tartaiguille), suivies de deux chiffres pour les identifier.

7.3.1 - Description de la méthodologie de calage

La loi de comportement comprend 12 paramètres dont 6 de gonflement. Le poids volumique γ est déterminé avec la pesée et la mesure de l'échantillon avant l'essai. Les paramètres élastiques (E, ν) et plastiques (c, φ, ψ) du matériau dans son état naturel sont déterminés à partir d'essais classiques, de compression triaxiale par exemple. Les résultats ont mis en évidence des modules d'Young et des cohésions très élevés (E de l'ordre du GPa, et c du MPa) pour tous les matériaux, ce qui correspond à *des sols très raides ou à des roches tendres*. En supposant ces données fixes, on peut déterminer les paramètres de gonflement à partir des essais "K_o".

7.3.1.1 - Analyse d'un essai de gonflement

Les figures 7.2 et 7.3 représentent l'essai TMS07 respectivement dans le diagramme $(\lg \sigma_v, \varepsilon_v)$, utilisé pour le calage de la loi de gonflement exprimée en déformations et dans le diagramme $(\lg \sigma_v, e)$, classiquement utilisé pour l'interprétation des essais œdométriques.

Sur chaque figure, le point A représente l'état de l'échantillon au début de l'essai de gonflement. Ensuite un chargement rapide sous la contrainte verticale σ_{vo} a été effectué, ce qui correspond au point B. Dans le cas de l'échantillon TMS07, la contrainte verticale σ_{vo}, égale à 3 MPa, est proche de la contrainte verticale in situ estimée à 3,6 MPa.

A partir de cette contrainte σ_{vo}, on simule un cycle de déchargement-rechargement (courbe B-E) sensé éliminer les effets du remaniement (paragraphe 1.4.3.2.4) en supposant que le matériau suivait la loi élastique de Hooke. On constate que les déformations élastiques correspondant au cycle B-E sont faibles puisque le module de rigidité est élevé $(E = 2 \text{ GPa})$.

Le point E correspond ainsi à l'état initial corrigé, après avoir "éliminé" les effets du prélèvement de l'échantillon. C'est à partir de cet état que l'on détermine les déformations ; ainsi, les effets du prélèvement correspondent à un gonflement parasite de 1,3 % environ pour l'échantillon TMS07.

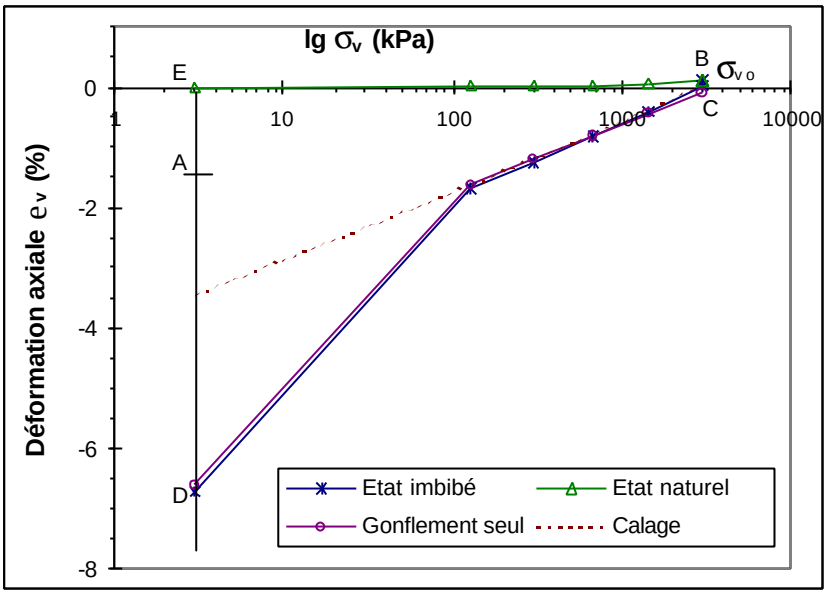


Figure 7.2 : Calage des paramètres pour l'essai TMS07 dans le diagramme $(\lg \sigma_v, \varepsilon_v)$

Le chemin B-C représente la phase d'imbibition de l'échantillon sous la contrainte verticale σ_{vo}. On observe que le gonflement est faible pour l'essai TMS 07. Il nécessite tout de même une centaine d'heures pour se stabiliser. Enfin la phase C-D caractérise le déchargement par paliers de l'échantillon sous imbibition. L'intersection de la phase de déchargement sous imbibition (chemin C-D) et de la phase de déchargement dans son état naturel (chemin E-B) définit la pression de gonflement σ_g au sens d'Huder-Amberg.

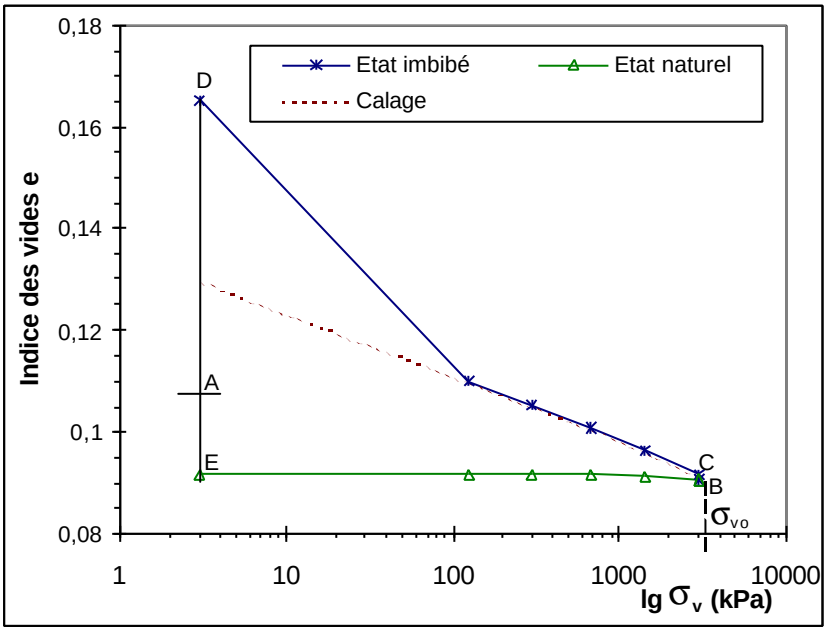


Figure 7.3 : Calage des paramètres pour l'essai TMS07 dans le diagramme $(\lg \sigma_v, e)$

7.3.1.2 – Calage de la loi de gonflement

La loi de gonflement consiste à modéliser le gonflement “mécanique” qui s’exprime au cours de la phase de déchargement par paliers sous imbibition, soit le chemin C-D. Lors de ce déchargement, on identifie expérimentalement la déformation de gonflement ε_v^g en enlevant à la déformation totale ε_v la contribution élastique de Hooke ε_v^H comme le préconise la Société Internationale de Mécanique des Roches (ISRM, 1989) (figure 7.2).

En supposant le plan de stratification horizontal $(\underline{n} = \underline{e}_z))$, la loi de gonflement définit la déformation verticale de gonflement de la façon suivante :

$$\varepsilon_v^g = \left(\frac{1+2\beta}{3}\right) C_g \ \lg\left(\frac{2(1-\beta)\sigma_h + (1+2\beta)\sigma_v}{\sigma_g}\right)$$

où σ_g désigne la pression de gonflement ou le seuil de gonflement, C_g $(= 2{,}3\ B_g)$ l’indice de gonflement, β le facteur d’anisotropie et (σ_v, σ_h) l’état de contraintes au cours du déchargement.

Pour les différents essais de gonflement, on trace la courbe expérimentale ε_v^g en fonction de $\lg(\underline{\underline{\beta}} : \underline{\underline{\sigma}})$. La figure 7.4 montre un résultat général observé sur les essais de gonflement “K_o” : plus le facteur d’anisotropie β se rapproche de 1, plus la courbe obtenue devient linéaire.

Cette observation expérimentale est vérifiée régulièrement à l’exception du ou des derniers points expérimentaux qui, en général ne sont pas stabilisés à cause de la cinétique très lente du gonflement pour les faibles contraintes appliquées et aussi, dans certains cas, à cause d’un effet de rupture de l’échantillon en extension. En effet, les essais de gonflement “K_o” montrent que la contrainte horizontale conserve un niveau élevé au cours du déchargement, ce qui conduit à un déviateur négatif à la fin du déchargement $(q = \sigma_v - \sigma_h < 0)$. Si la résistance du matériau est suffisante, les déformations restent limitées ; dans le cas contraire, il peut y avoir la rupture de l’échantillon et les déformations d’extension se superposent aux déformations de gonflement.

On élimine aussi les points expérimentaux ne caractérisant aucun gonflement lorsque la contrainte initiale σ_{vo} est élevée puisqu’ils correspondent à un état de contraintes supérieur au seuil de gonflement σ_g.

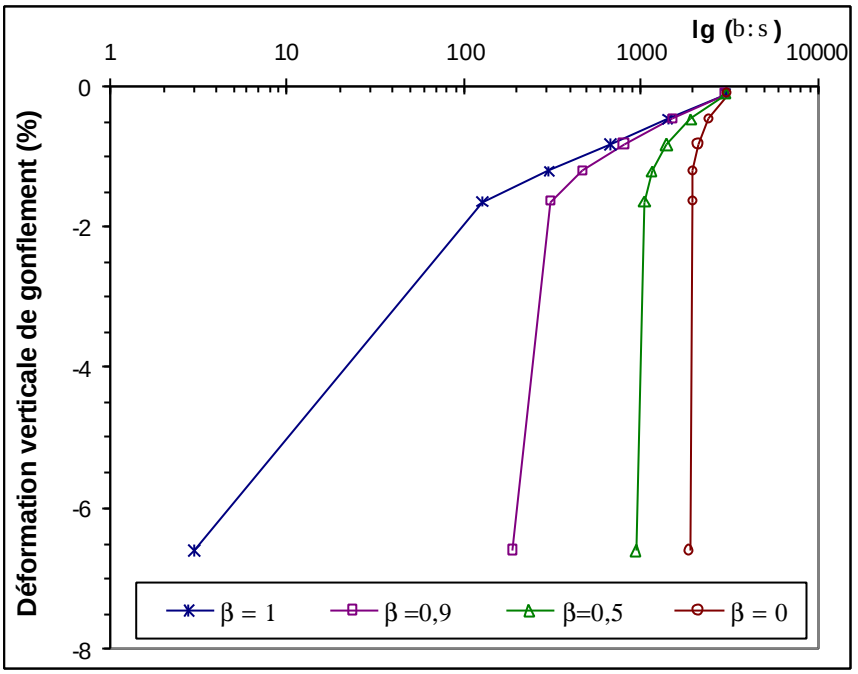


Figure 7.4 : Allure des courbes expérimentales en fonction du facteur β pour l'essai TMS07

La loi de gonflement, qui repose sur une relation linéaire entre la déformation de gonflement et le logarithme de la contrainte appliquée, semble donc mieux s'adapter aux résultats expérimentaux pour des facteurs d'anisotropie proches de 1 (figure 7.4).

En sélectionnant les points expérimentaux exprimant uniquement le gonflement mécanique on peut rechercher une régression linéaire de la forme :

$$\varepsilon_v^g(\exp.) = K\ \lg\left(\underline{\underline{\beta}} : \underline{\underline{\sigma}}\right) + k_g \qquad \text{avec} \quad \begin{cases} K = \left(\dfrac{1+2\beta}{3}\right) C_g \\ k_g = -K \lg\left(\sigma_g\right) \end{cases} ;$$

dans laquelle la pente K et le "gonflement libre" k_g permettent de déterminer respectivement l'indice de gonflement C_g, pour β fixé, et la pression de gonflement σ_g. *Il est ainsi possible, pour chaque facteur d'anisotropie* β, (le plan de stratification étant supposé horizontal) *de déterminer un couple* (C_g, s_g) approchant au mieux le comportement expérimental.

7.3.1.3 – Etude particulière des paliers de déchargement

La loi de gonflement ne prend pas en compte la phase transitoire des paliers de déchargement mais son analyse permet de tirer des enseignements sur la durée des paliers à prendre en compte pour les prochains essais de gonflement.

La figure 7.5 représente l'évolution de la déformation verticale ε_v en fonction du temps pour chaque palier de déchargement effectué sur l'échantillon TMS07 . On constate que les 4 paliers intermédiaires (130 kPa, 300 kPa, 670 kPa et 1420 kPa) se stabilisent au bout de 30 à 50 heures alors que le dernier palier (3 kPa) n'est pas encore stabilisé après 150 heures soit une semaine. Cette observation confirme la cinétique lente du phénomène de gonflement, en particulier sous faibles contraintes, qui comprend aussi des déformations d'extension pour l'échantillon TMS07.

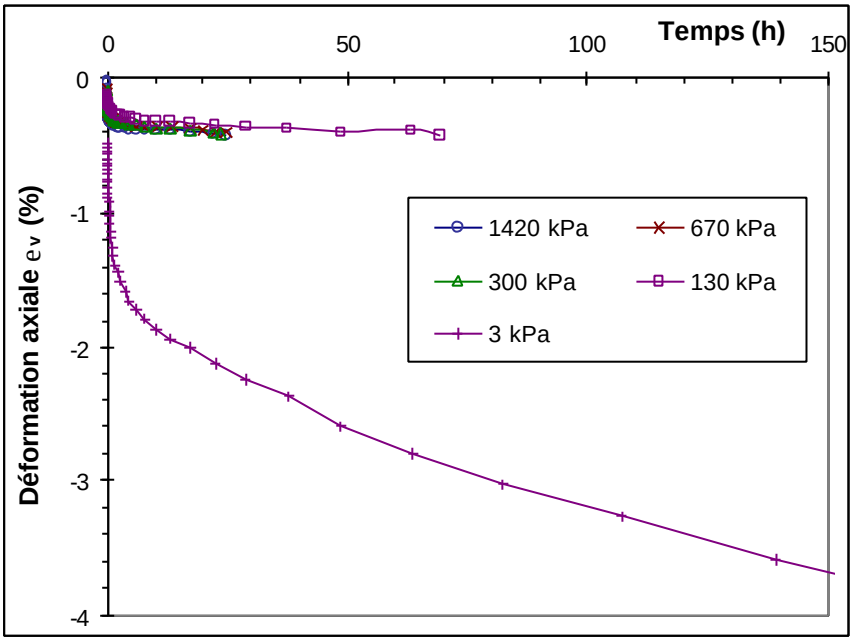
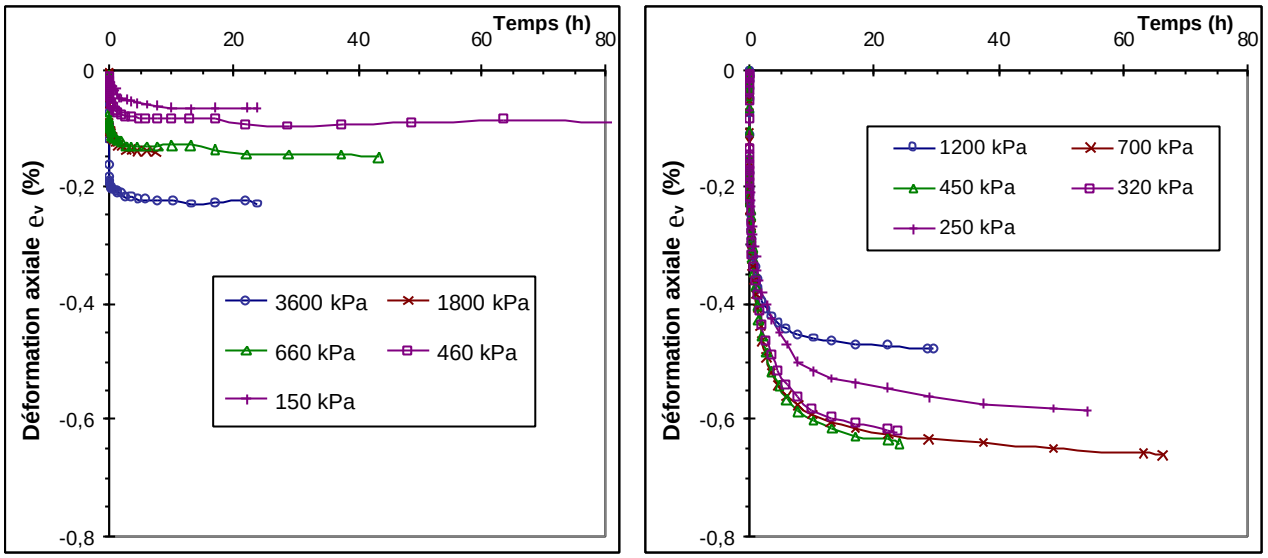


Figure 7.5 : Evolution de la déformation axiale ε_v à chaque palier (TMS07)

La figure 7.6 représente l'évolution de la déformation verticale ε_v en fonction du temps pour chaque palier de déchargement effectué sur les échantillons CHA02 et TAR08, hormis le dernier palier qui n'est pas stabilisé au bout de 300 heures pour l'échantillon TAR08. On constate que le phénomène de gonflement se stabilise plus vite pour les paliers sous fortes contraintes, qui génèrent des déformations de gonflement limitées. Cependant, après ce gonflement primaire achevé, on observe le développement d'un gonflement secondaire d'une amplitude plus faible, qui lui n'est pas stabilisé.



(a) (b)

Figure 7.6 : Evolution de la déformation axiale ε_v à chaque palier de déchargement pour les échantillons CHA02 (a) et TAR08 (b)

La difficulté de l'essai repose bien sur la définition des paliers et de leur durée. Dans tous les cas, on recommande pour les essais ultérieurs de définir un nombre suffisant de paliers, au minimum 5, répartis régulièrement entre la contrainte initiale σ_{vo} et la contrainte finale quasi nulle pour obtenir des déformations limitées à chaque palier. De plus, avant le passage au palier suivant, il faut vérifier que le gonflement primaire s'est bien stabilisé et que le gonflement secondaire qui n'est pas encore développé sera négligeable devant la déformation de gonflement totale. On obtient ainsi un essai de gonflement fiable pour le calage de la méthode de calcul des effets de gonflement.

7.3.2 – Applications de la méthodologie de calage

Dans la suite, on présentera les résultats obtenus avec la méthode de calage précédente sur la marne de Chamoise (Serratrice, 1994), sur la molasse du Mont Sion (Serratrice, 1996) et sur la marne de Tartaiguille (Serratrice, 1998). Tous les résultats de calage présentés dans cette partie correspondent aux jeux de données exploités dans la simulation numérique de la partie 7.4.

7.3.2.1 - Description des matériaux

Avant l'analyse des essais de gonflement, il est intéressant de connaître les caractéristiques et la minéralogique des différents matériaux testés.

Le tableau 7.1 présente les caractéristiques moyennes des matériaux utilisés. Le poids volumique γ et la teneur en eau initiale w sont déterminés expérimentalement. Le degré de saturation S_r et l'indice des vides initial e_o s'obtiennent avec les formules suivantes en considérant un poids volumique des particules $\gamma_S = 26{,}5\ kN/m^3$ et un poids volumique de l'eau $\gamma_w = 10\ kN/m^3$:

$$e_o = \frac{(1+w)\gamma_S}{\gamma} - 1 \qquad \text{et} \qquad S_r = \frac{w\ \gamma_S}{e\ \gamma_w}.$$

(La valeur moyenne de S_r est la moyenne des valeurs calculées sur chaque échantillon.)

Le tableau 7.1 montre que la teneur en eau est relativement faible mais que le matériau est bien saturé. Il apparaît ainsi que le matériau rencontré autour des tunnels profonds considérés est généralement compact et saturé.

La dispersion des résultats est notable en termes de teneur en eau initiale, pour le Mont Sion (2-12% pour les marnes gréseuses) et pour Tartaiguille (2-14%) alors que le matériau est toujours quasi-saturé $(S_r \geq 92\%)$.

Ces résultats laissent penser que le gonflement lors de la phase d'imbibition proviendrait plutôt de l'adsorption d'eau sur les particules (phénomène physico-chimique entre l'eau interstitielle et l'eau extérieure) que de l'absorption d'eau par le sol (phénomène capillaire dû à l'état non saturé du matériau).

Tableau 7.1 : Caractéristiques moyennes pour chaque matériau utilisé

	w (%)	γ (kN/m^3)	e_o	S_r (%)
Marnes de Chamoise (marne d'Effingen)	4,22	24,7	0,138	95
Molasse du Mont Sion (marne gréseuse)	5,4	23,2	0,204	98
Marne de Tartaiguille	10,04	22,9	0,271	100

Le tableau 7.2 représente l'analyse minéralogique effectuée sur un échantillon du matériau concerné par les essais de gonflement : la marne d'Effingen pour Chamoise, la marne gréseuse pour le Mont Sion et la marne du Stampien (bloc 2) pour Tartaiguille.

On constate que chaque matériau a une répartition équilibré en calcite, quartz et argiles avec une fraction argileuse légèrement supérieure pour la marne gréseuse du Mont Sion. Par contre, la grande différence repose sur la répartition de la fraction argileuse ; on remarque en effet une quantité notable de smectites, les argiles dites gonflantes, dans les molasses du Mont Sion et dans les marnes de Tartaiguille alors que les marnes de Chamoise contiennent une forte proportion d'illites, a priori moins gonflantes. Cette analyse minéralogique permet de mettre en évidence *un potentiel de gonflement plus important pour les marnes du Mont Sion et Tartaiguille que pour celles de Chamoise.*

Tableau 7.2 : Analyse minéralogique des différents matériaux

	Calcite (%)	Quartz (%)	Argiles (%)	Répartition de la fraction argileuse (%)			
				Kaolinite	Illite	Chlorite	Smectite
Chamoise (marne d'Effingen)	45	20	35	25	45	5	25
Mont Sion (marne gréseuse)	25	25	45	10	20	10	60
Tartaiguille (marne du Stampien)	25	45	30	15	25	15	45

La texture du terrain, un autre élément influant sur le gonflement, n'est pas connue ici. Seuls les essais de gonflement vont pouvoir affirmer le potentiel réel de gonflement de chaque matériau.

7.3.2.2 - Résultats du calage pour la marne d'Effingen (Chamoise)

Les échantillons de marne d'Effingen ont été prélevés dans le tube Sud du tunnel de Chamoise après abattage à l'explosif entre les PM 1528 et 1531, où la couverture de terrain est proche de 400 mètres. Cinq essais de gonflement "K_o" ont été analysés : CHA02 à CHA06 (Serratrice, 1994). Comme le comportement général de la marne (déformabilité, résistance) n'a pas été testé avec les essais de gonflement, on a pris en compte des paramètres élastiques (E, ν) et plastiques (c', φ') provenant d'autres essais en laboratoire (Bernaud et Rousset, 1994) et des calculs déjà effectués sur le tunnel de Chamoise (Simecsol, 1991) soit :

- un module d'Young E égal à 5 000 MPa
- un coefficient de Poisson ν de 0,3

- une cohésion c' de 6 MPa,
- un angle de frottement interne φ' de 20 degrés.

Les paramètres plastiques retenus correspondent à des conditions de long terme car les essais de gonflement sont réalisés en conditions drainées. Le choix du module d'Young repose sur différentes études réalisées sur les marnes d'Effingen (Hingant et Guerpillon, 1986 ; Wirtworth, 1996), qui ont mis en évidence un effet d'échelle dans le comportement des marnes. Ils ont montré que les modules de déformation instantanée mesurés en laboratoire compris entre 7000 et 10000 MPa (Bernaud et Rousset, 1994) étaient bien supérieurs aux modules mesurés in situ avec les essais de plaque dans la galerie de reconnaissance, qui étaient pour leur part de l'ordre de 4000 à 8000 MPa. Comme dans les calculs déjà effectués sur le tube Nord (Simecsol, 1991), on a donc retenu un module d'Young proche du comportement observé.

Le tableau 7.3 représente l'état initial de la phase de déchargement (point C, figure 7.2) et les paramètres de gonflement issus du calage. L'étude paramétrique a surtout porté sur les essais CHA02, CHA03 et CHA04 comprenant au moins 5 paliers de déchargement. Les deux autres essais effectués avec une contrainte initiale élevée, présentent uniquement deux paliers de déchargement, ce qui n'est pas assez significatifs pour mener une étude complète du calage.

Le tableau 7.3 montre que la phase d'imbibition conduit à un état initial d'extension où la contrainte horizontale σ_{ho} $(= K_o \sigma_{vo})$ est supérieure à la contrainte verticale σ_{vo}. Cet état d'extension est d'autant plus marqué, K_o élevé, que la contrainte initiale σ_{vo} est faible. On remarque aussi que, lorsque la contrainte initiale est proche de la contrainte verticale in situ, estimée à 10 MPa, on obtient un état initial presque isotrope.

Le calage des trois premiers essais conduit à des paramètres sensiblement identiques en terme d'indice de gonflement, alors que la pression de gonflement carie avec la contrainte initiale σ_{vo}. Les deux derniers essais donnent un indice de gonflement peu fiable du fait du nombre trop faible de paliers de déchargement mais la pression de gonflement obtenue est cohérente avec celle déduite des premiers essais.

On peut considérer par conséquent que la pression de gonflement σ_g du matériau est voisine de la contrainte verticale maximale in situ (égale à 10 MPa) et que l'indice de gonflement C_g est proche de 0,5 % (3 premiers essais).

Tableau 7.3 : Etat initial du déchargement et résultats du calage effectué sur les essais de gonflement "K_o" réalisés sur la marne d'Effingen (Chamoise)

	CHA 02	CHA 03	CHA 04	CHA 05	CHA 06
σ_{vo} (kPa)	7277	3644	1858	12693	8340
K_o	1,07	2,05	3,70	1,02	1,00
β_1	1	1	1	1	1
σ_g^1 (kPa)	12367	6972	4138	13706	10226
C_g^1	0,0038	0,0026	0,0034	0,0170	0,0078
β_2	0,9	0,9	0,98	0,9	0,9
σ_g^2 (kPa)	10186	5504	3672	13650	9075
C_g^2	0,0054	0,0044	0,0040	0,0196	0,0201
β_3	0,8	0,85	0,95	0,8	0,8
σ_g^3 (kPa)	9292	5333	3672	13596	8901
C_g^3	0,0071	0,0053	0,0049	0,0228	0,0281
β_4		0,8	0,9		
σ_g^4 (kPa)		5261	3240		
C_g^4		0,0063	0,0065		

7.3.2.3 - Résultats du calage pour la molasse du Mont Sion

Les molasses ont été prélevés par carottage dans la zone centrale du tunnel du Mont Sion à une profondeur comprise entre 100 et 150 mètres correspondant au niveau du tunnel. Parmi les nombreux essais de gonflement réalisés sur la molasse du Mont Sion, nous avons retenu trois essais effectués à l'œdomètre "K_o" : TMS07, TMS09 et TMS 10 (Serratrice, 1996).

Le tableau 7.4 présente les paramètres élastiques (E, ν) et plastiques (c, φ) choisis pour cette étude, ainsi que l'état initial de la phase de déchargement (point C de la figure 7.2). Les paramètres élastoplastiques retenus sont issus d'essais réalisés en laboratoire (Serratrice, 1996), et s'inspirent aussi des valeurs prises en compte dans les calculs préliminaires de dimensionnement du revêtement (Scetauroute, 1996).

Le tableau 7.4 confirme que le matériau est raide et relativement résistant. On constate aussi que la phase d'imbibition génère un état initial isotrope $(K_o \approx 1)$ lorsque la contrainte initiale σ_{vo} est proche de la contrainte verticale in situ (estimée à 3 MPa), et un état de compression $(K_o < 1)$ lorsque la contrainte initiale σ_{vo} est bien supérieure à la contrainte verticale in situ. Dans l'essai TMS09, la phase d'imbibition a d'ailleurs conduit à un léger effondrement de l'échantillon.

Tableau 7.4 : Paramètres élastoplastiques et état initial du déchargement (Mont Sion)

	TMS07	TMS09	TMS10
E (kPa)	2 000 000	1 500 000	1 800 000
ν	0,3	0,3	0,3
c (kPa)	2000	2000	2000
φ (degrés)	15	15	15
σ_{vo} (kPa)	3003	12642	8551
K_o	1,04	0,37	0,55

Le tableau 7.5 présente les paramètres de gonflement issus du calage de chaque essai. L'étude expérimentale s'est concentrée sur l'essai TMS07 qui possède 5 paliers de déchargement, alors que les deux autres essais, présentant seulement deux paliers de déchargement, sont moins fiables.

Tableau 7.5 : Résultats du calage effectué sur les essais de gonflement "K_o" réalisés sur la molasse du Mont Sion

	TMS07	TMS09	TMS10
β_1	1	1	1
σ_g^1 (kPa)	3670	5682	7865
C_g^1	0,0112	0,0161	0,0081
β_2	0,9	0,9	0,9
σ_g^2 (kPa)	3181	6579	6427
C_g^2	0,0163	0,0350	0,0159
β_3	0,85	0,8	0,8
σ_g^3 (kPa)	3100	6550	6464
C_g^3	0,0190	0,0462	0,0202

Malgré cela, les calages réalisés sur les trois essais donnent des résultats cohérents entre eux. On remarque que la pression de gonflement σ_g se rapproche de 5 MPa, supérieure à la contrainte

verticale in situ et que l'indice de gonflement C_g est compris entre 1 et 2 % (essais TMS07 et TMS10).

7.3.2.4 - Résultats du calage effectué pour la marne de Tartaiguille

Les blocs de marne du stampien inférieur ont été prélevés dans le tunnel au PM 1167 (attaque Sud). Trois essais de gonflement "K_o" ont été retenus dans l'analyse : TAR08, TAR28 et TAR41.

Le tableau 7.6 présente les paramètres élastiques (E, ν) et plastiques (c, φ) issus des essais en laboratoire (Serratrice, 1998) et l'état initial de la phase de déchargement (point C, figure 7.2). L'analyse géotechnique a révélé une certaine hétérogénéité du bloc de marne prélevé mais a permis de définir tout de même deux types de matériau bien distincts : une marne raide très résistante et faiblement perméable (bloc 4 ou échantillon TAR 28) et, une marne tendre moins résistante et moins rigide (blocs 1, 2, 3 et 5 ou échantillons TAR08 et TAR41). On observe aussi que l'état initial correspond à un état de compression $(K_o < 1)$ même si la contrainte initiale est inférieure à la contrainte verticale in situ estimée à 2,3 MPa.

Tableau 7.6 : Paramètres élastoplastiques et état initial du déchargement (Tartaiguille)

	TAR08	TAR41	TAR28
E (kPa)	800 000	800 000	2 000 000
ν	0,3	0,3	0,3
c (kPa)	2000	2000	5000
φ (degrés)	15	15	30
σ_{vo} (kPa)	2306	3676	1721
K_o	0,51	0,80	0,61

Le tableau 7.7 représente les paramètres de gonflement issus du calage effectué pour la marne de Tartaiguille. L'essai TAR41, réalisé avec seulement 3 paliers de déchargement et une phase d'imbibition conduisant à un effondrement, fournit des résultats moins fiables mais cohérents avec les deux autres essais. On constate que la pression de gonflement σ_g est légèrement supérieure pour la marne tendre. Par contre, les propriétés de déformabilité sont totalement différentes : la marne raide ne gonfle pratiquement pas alors que la marne tendre présente un fort potentiel de gonflement avec un indice de gonflement 10 fois plus élevé.

Tableau 7.7 : Résultats du calage effectué sur les essais de gonflement “K_o” réalisés sur la marne de Tartaiguille

	TAR08	TAR41	TAR28
β_1	1	1	1
σ_g^1 (kPa)	1837	2968	1306
C_g^1	0,0285	0,0355	0,0027
β_2	0,95	0,9	0,9
σ_g^2 (kPa)	1813	2953	1285
C_g^2	0,0307	0,0396	0,0037
β_3	0,9	0,8	0,8
σ_g^3 (kPa)	1790	2937	1280
C_g^3	0,0331	0,0444	0,0048
β_4	0,8		0,6
σ_g^4 (kPa)	1745		1276
C_g^4	0,0385		0,0080

7.3.3 - Comparaison des résultats

La comparaison des résultats précédents montre que les matériaux testés sont raides et résistants mais présentent un comportement différent vis-à-vis du gonflement. Pour quantifier le potentiel de gonflement, il faut étudier le couple (σ_g, C_g) à anisotropie donnée. Cette analyse n’est pas évidente car, a priori, il est difficile de différencier le potentiel de gonflement correspondant à une pression de gonflement élevée et un indice de gonflement faible (Chamoise), et à une pression de gonflement faible et un indice de gonflement élevé (Tartaiguille). Pour y remédier, il est intéressant de définir un autre paramètre reliant la pression de gonflement et l’indice de gonflement : le “gonflement libre” $k_g = -C_g \lg(\sigma_g)$.

Pour une anisotropie marquée $(\beta = 1)$, on constate que le gonflement libre vaut environ 1% pour la marne de Chamoise, 4 % pour la molasse du Mont Sion et 10 % pour la marne tendre de Tartaiguille. On peut par conséquent considérer que, malgré un seuil de gonflement élevé, la marne de Chamoise est moins gonflante que la molasse du Mont Sion et encore moins que la marne de Tartaiguille. Cette conclusion est en accord avec les résultats de l’analyse minéralogique.

L'analyse des résultats d'essais montre aussi que la pression de gonflement σ_g calée expérimentalement est proche de la contrainte verticale in situ ; plus le tunnel est profond, plus la pression de gonflement est élevée.

On peut donc conclure que si l'histoire géologique du matériau (caractérisant en particulier sa structure), influe sur le seuil de gonflement, son potentiel réel de gonflement est avant tout relié à sa composition minéralogique, et en particulier à sa fraction argileuse.

Dans la suite, on utilisera les différents jeux de données pour simuler au mieux la phase de déchargement observée dans les essais avec le modèle numérique afin de préciser le calage quantitatif de la loi.

7.4 - Simulation de la phase de déchargement

L'étude expérimentale précédente a permis de caler la loi de gonflement sur les mesures de déformations radiales pour différentes valeurs du facteur d'anisotropie. Pour parfaire le calage, il est intéressant d'exploiter les mesures de contraintes radiales.

Comme la modélisation de la phase de déchargement avec la loi de gonflement ne possède pas de solution explicite (chapitre 5), l'application du modèle numérique de gonflement semble judicieuse. Ainsi, en utilisant les différents jeux de paramètres calés expérimentalement (paragraphe 7.3), la simulation numérique de l'essai de gonflement permettra de comparer les différents résultats numériques non seulement aux mesures de déformation verticale mais aussi aux mesures de contrainte radiale, afin de mettre en évidence les meilleurs paramètres de calage caractérisant le gonflement observé expérimentalement.

L'analyse numérique ne prendra pas en compte le dernier point expérimental, qui a été automatiquement enlevé du calage expérimental du fait de la non-stabilisation du gonflement observé sur chaque essai (paragraphe 7.3.1.3).

7.4.1 - Description du modèle numérique

Pour la simulation numérique de l'essai de gonflement, on a repris le modèle bidimensionnel défini dans le chapitre 6, en considérant un échantillon circulaire de 25 cm de hauteur et 30 cm de rayon

(figure 7.7). L'hypothèse des déformations planes a été ici remplacée par la condition de symétrie de révolution $(\sigma_{rr} = \sigma_{\theta\theta})$, en faisant l'hypothèse de l'isotropie des contraintes horizontales initiales, soit $K_{o\,rr} = K_{o\,\theta\theta}$. Dans ces conditions, on retrouve les mêmes résultats que pour l'hypothèse des déformations planes ; il n'y a pas de directions privilégiées dans le plan horizontal au cours du déchargement.

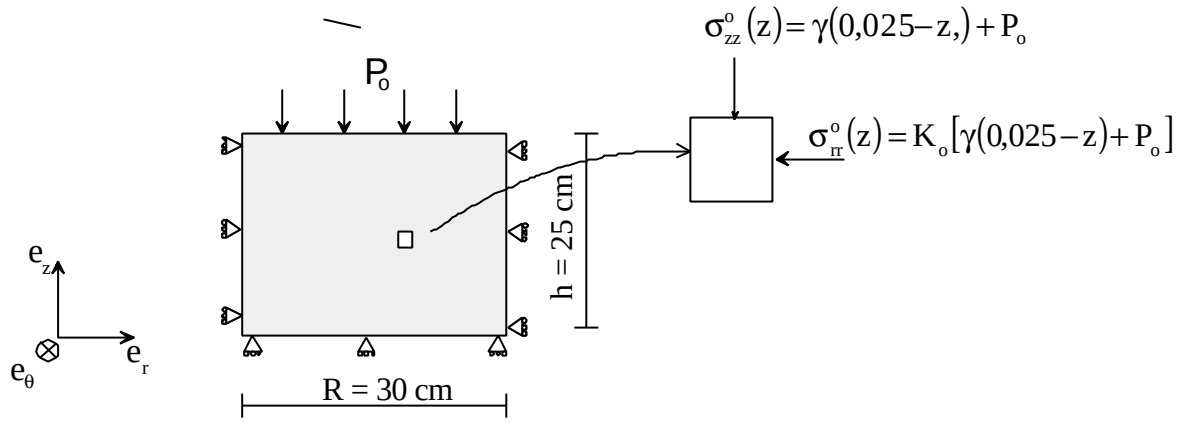


Figure 7.7 : Description du modèle bidimensionnel représentant un essai de gonflement

L'état initial est caractérisé par l'application d'une contrainte σ_{vo} en haut de l'échantillon, par ailleurs soumis aussi à son propre poids. Le tenseur des contraintes initiales est donné par :

$$\begin{cases} \sigma^o_{zz}(z) = \gamma\,(0{,}025 - z) + \sigma_{vo} \\ \sigma^o_{rr}(z) = \sigma^o_{\theta\theta}(z) \;=\; K_o\;\sigma^o_{zz}(z) \;=\; K_o\;[\gamma\;(0{,}025 - z) + \sigma_{vo}] \end{cases} \qquad \text{avec } 0 \le z \le 0{,}025$$

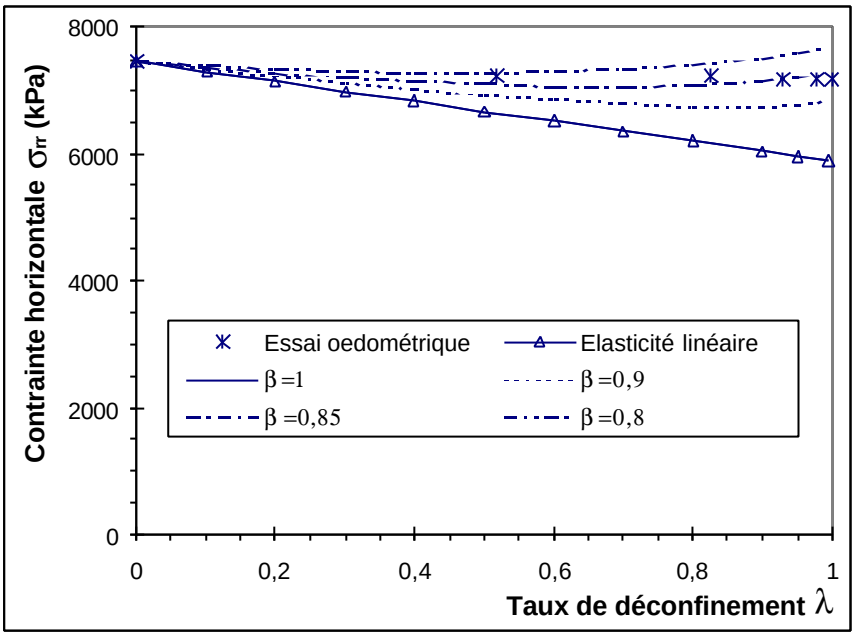
Compte tenu des hypothèses de calcul et des contraintes appliquées $(\sigma_{vo} >> \gamma(0{,}025 - z))$, le problème est supposé uniforme dans tout l'échantillon. La loi de gonflement proposée permet de modéliser uniquement la phase de déchargement de l'essai de gonflement en supposant que l'état initial correspond au point C défini dans le paragraphe 7.3.1.1. Le déchargement par paliers est représenté par le paramètre adimensionnel λ, appelé taux de déconfinement et défini par :

$$\boxed{\lambda \;=\; 1 - \frac{\sigma_{zz}(z = 0{,}025)}{\sigma^o_{zz}(z = 0{,}025)} \;= -\frac{\Delta\sigma_{zz}(z = 0{,}025)}{\sigma_{vo}}}$$

7.4.2 - Analyse des résultats obtenus pour la marne de Chamoise

La figure 7.8 représente l'évolution de la contrainte horizontale σ_{rr} au cours du déchargement pour les échantillons CHA03 (a) et CHA04 (b). On constate que le meilleur calage est obtenu pour $\beta = 0{,}85$ pour l'échantillon CHA03 et $\beta = 0{,}95$ pour l'échantillon CHA04.

(a)



(b)

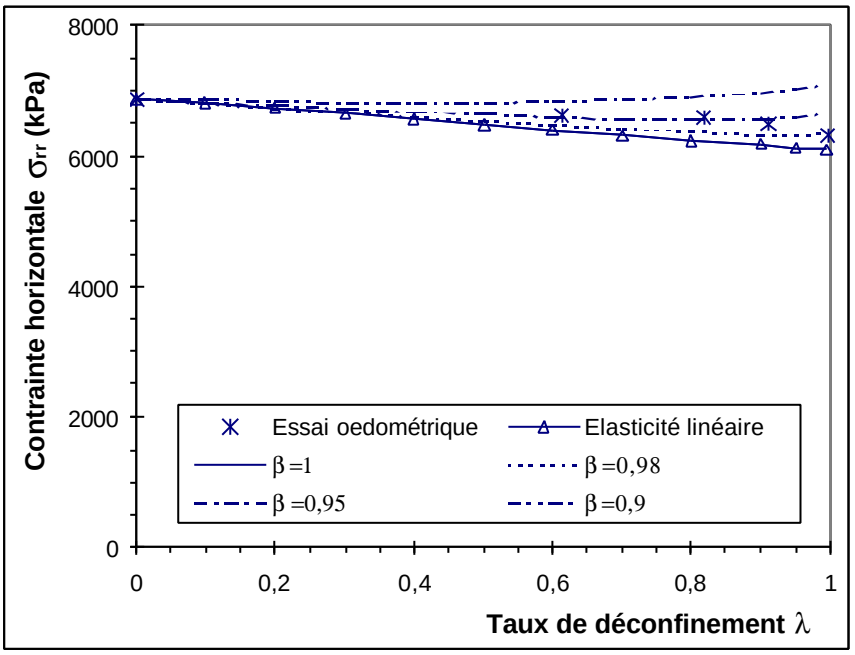
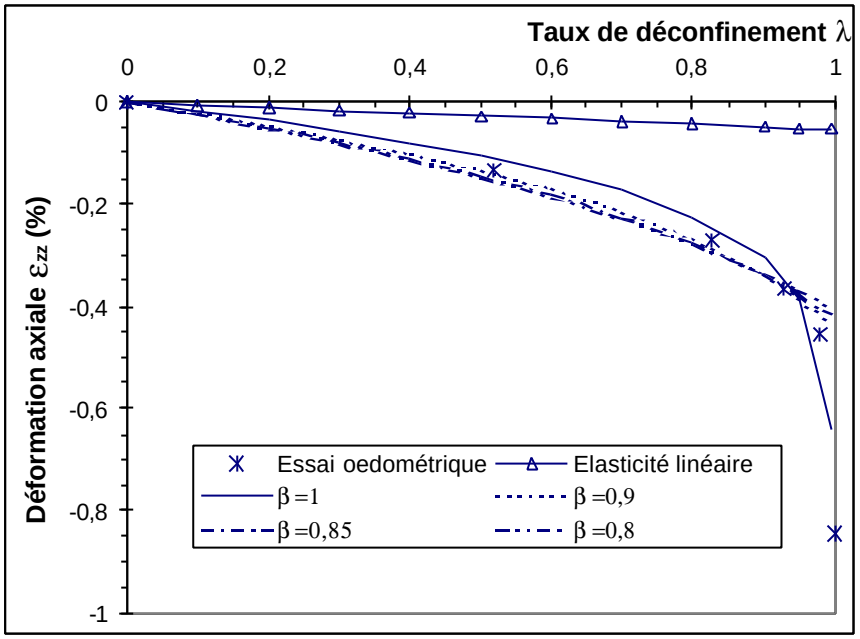


Figure 7.8 : Comparaison des contraintes horizontales calculées et mesurées sur les échantillons CHA03 (a) et CHA04 (b)

La figure 7.9 représente l'évolution de la déformation axiale ε_{zz} au cours du déchargement pour les échantillons CHA03 (a) et CHA04 (b). Dans les deux cas, on remarque que les mesures sont bien

approchées par les calculs effectués pour β compris entre 0,9 et 1. Cependant on observe que, pour $\beta \neq 1$, les déformations calculées sont beaucoup plus "linéaires" que les courbes mesurées, en particulier en fin de déchargement.

(a)



(b)

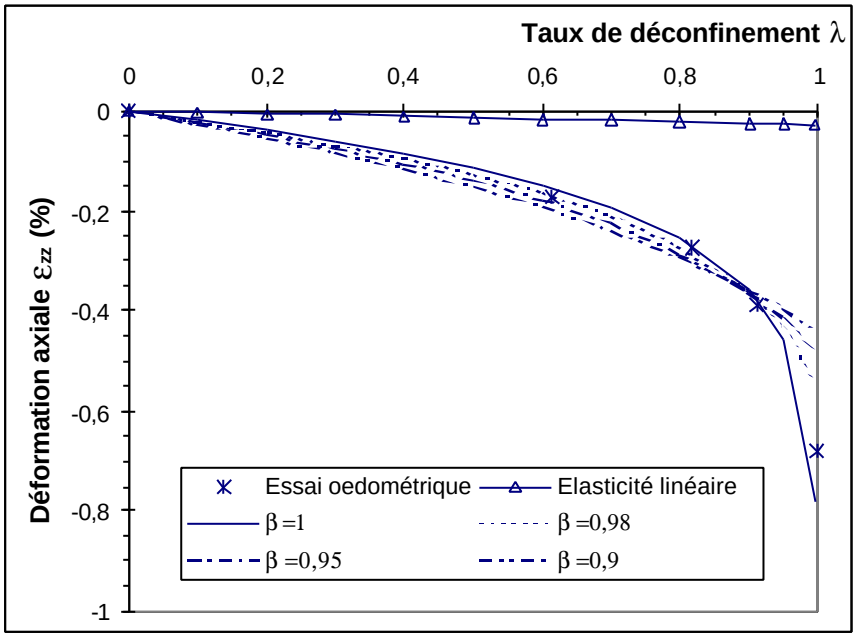


Figure 7.9 : Comparaison des déformations verticales ε_{zz} calculées et mesurées sur les échantillons CHA03 (a) et CHA04 (b)

Finalement, pour la marne de Chamoise, la comparaison des résultats numériques et expérimentaux met en évidence la difficulté de trouver un calage satisfaisant simultanément l'évolution des

contraintes et des déformations. Le calage pour $\beta = 0{,}9$ peut être considéré comme satisfaisant même si la non-linéarité des déformations est moins bien simulée en fin de déchargement.

7.4.3 - Analyse des résultats obtenus pour la molasse du Mont Sion et les marnes de Tartaiguille

Les figures 7.10 et 7.11, qui comparent les résultats numériques et expérimentaux, montrent que, pour les échantillons TMS07 et TAR08, les mesures de contraintes horizontales sont difficilement approchées par les différentes solutions numériques. Par contre, pour l'échantillon TAR28, les mesures sont assez bien reproduites par la loi de gonflement avec $\beta = 0{,}6$. Ce dernier cas, qui correspond à une marne très raide et peu gonflante, met en évidence une évolution de la contrainte horizontale sensiblement différente de celle observée dans les autres essais avec une augmentation très forte au cours du déchargement.

Si l'on analyse l'évolution des déformations verticales pour ces différents essais (figures 7.12 et 7.13), on constate que les mesures sont très bien approchées par la solution numérique avec un facteur d'anisotropie égal ou proche de 1.

Ces derniers résultats mettent en évidence l'impossibilité de trouver un calage pour la loi de gonflement proposée satisfaisant les essais effectués sur les molasses du Mont Sion et les marnes de Tartaiguille.

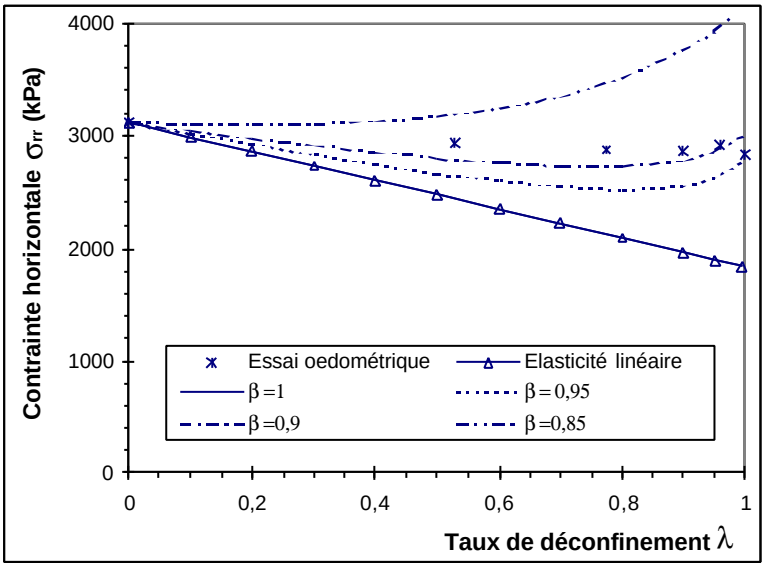
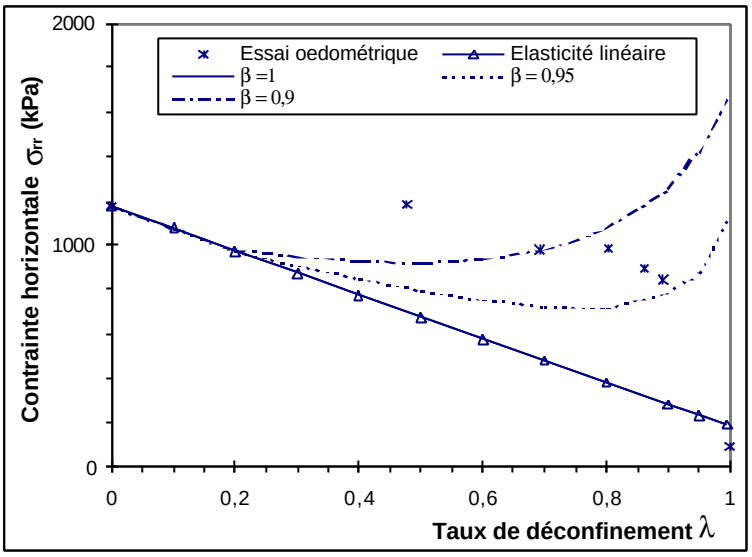


Figure 7.10 : Comparaison des contraintes σ_{rr} mesurées et calculées pour l'échantillon TMS07

(a)



(b)

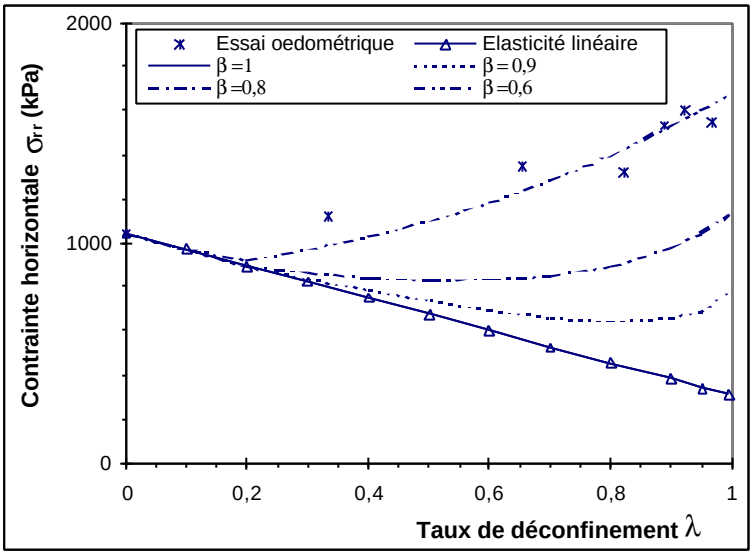


Figure 7.11 : Comparaison des contraintes σ_{rr} mesurées et calculées pour les échantillons TAR08 (a) et TAR28 (b)

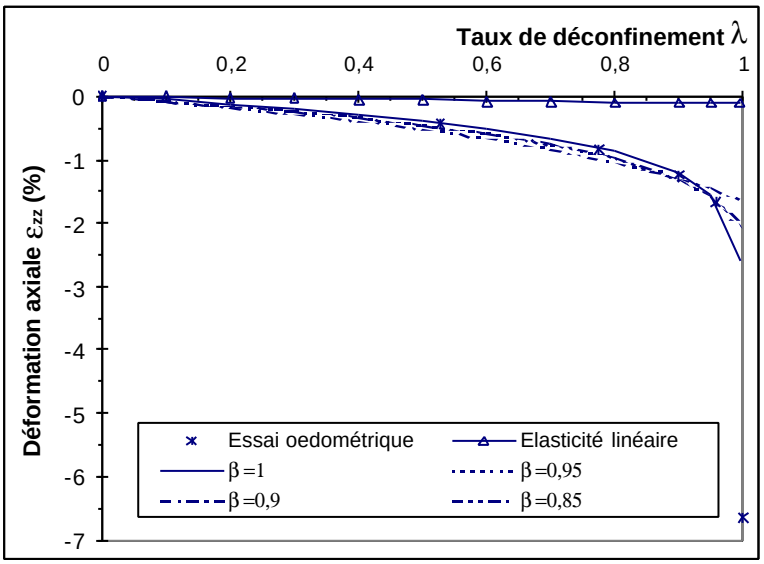
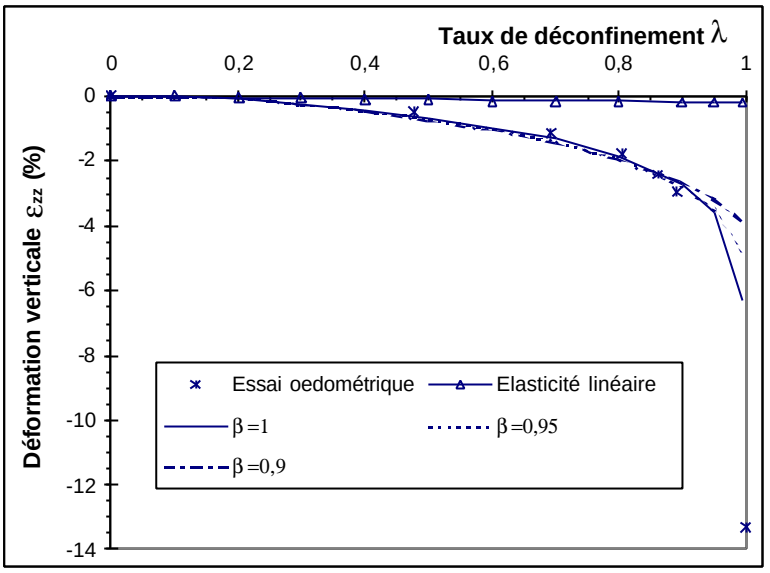


Figure 7.12 : Comparaison des déformations ε_{zz} mesurées et calculées pour l'échantillon TMS07

(a)



(b)

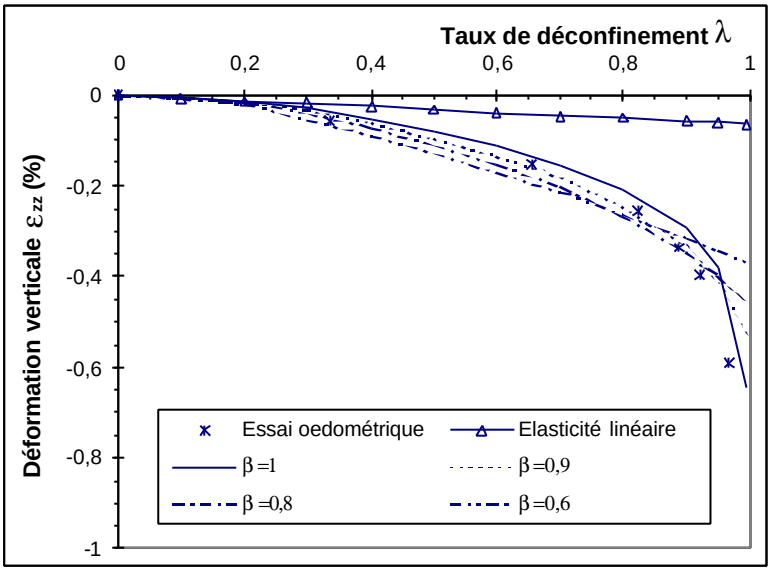


Figure 7.13 : Comparaison des déformations verticales ε_{zz} mesurées et calculées pour les échantillons TAR08 (a) et TAR28 (b)

7.4.4 – Analyse globale des travaux de calage

Toutes les comparaisons des résultats numériques et expérimentales montrent que les déformations mesurées se calent correctement avec la loi de gonflement pour une anisotropie fortement marquée $(\beta \approx 1)$.

Quant à la réponse en contrainte horizontale, le calage est satisfaisant pour les états initiaux d'extension $(K_o > 1)$ car la prise en compte du gonflement génère une diminution de la contrainte radiale tout en conservant un niveau de contrainte élevé, supérieur au cas élastique, comme on l'observe expérimentalement. Par contre, dans le cas d'un état initial de compression $(K_o < 1)$,

l'influence du gonflement pour $0{,}8 \leq \beta < 1$ est beaucoup plus marquée avec une augmentation notable de la contrainte radiale au cours ou en fin de déchargement, ce qui n'est jamais observé expérimentalement sauf pour l'échantillon TAR28.

7.5 – Etude d'une deuxième méthode de calage

Les résultats précédents montrent que la méthode de calage nécessite quelques ajustements pour mieux caractériser le comportement global observé.

7.5.1 - Modification de la méthodologie de calage

Les résultats du paragraphe 7.4 montrent que le calage de la loi en déformations nécessite l'emploi d'un facteur d'anisotropie égal à 1. Dans ce cas, la loi de gonflement ne fait apparaître aucune influence sur le comportement horizontal et l'évolution de la contrainte horizontale suit la loi élastique linéaire de Hooke.

Or, l'analyse expérimentale précédente a montré que, au cours du déchargement, l'évolution de la contrainte radiale correspondait généralement à une décroissance linéaire plus faible que pour la loi de Hooke. Dans ces conditions, il est apparu raisonnable de définir *un nouveau paramètre de gonflement* ν_g, se substituant au facteur d'anisotropie, pour caractériser le comportement horizontal. L'évolution de la contrainte horizontale se détermine à partir de la formule suivante :

$$\Delta\sigma_{rr} = \frac{\nu_{app}}{1-\nu_{app}}\Delta\sigma_{zz} \qquad \text{avec } \nu_{app} = \nu + \nu_g \qquad (7.1)$$

où ν_{app} *désigne un coefficient de Poisson apparent du matériau dans son état imbibé* et ν le coefficient de Poisson du matériau dans son état naturel (loi élastique de Hooke).

Comme les résultats expérimentaux montrent que le gonflement génère des contraintes horizontales plus élevées que dans le cas élastique de Hooke, il est raisonnable de penser que $\nu_{app} \leq \nu$ soit $\nu_g \leq 0$. Cette hypothèse $\nu_g \leq 0$ correspond effectivement à une augmentation de contrainte horizontale en condition œdométrique ou à un gonflement radial sans confinement au cours d'un déchargement de la contrainte verticale. Le paramètre ν_g caractérise ainsi la contribution du gonflement sur le comportement horizontal.

Ces remarques conduisent à ajuster la méthodologie de calage comme suit :

- on suppose le facteur d'anisotropie β égal 1 et le plan de stratification horizontal ;
- en utilisant la relation 7.1, on cale le paramètre ν_g sur l'évolution de la contrainte horizontale déterminée expérimentalement. Le nouveau coefficient de Poisson ν_{app} est alors introduit dans la loi de Hooke ;
- à partir de la déformation verticale de gonflement, déterminée en soustrayant la déformation élastique linéaire à la déformation totale mesurée, on cale la loi de gonflement comme décrit dans le paragraphe 7.3.1.2.

Il est, par ailleurs, rappelé que le calage de la loi de gonflement nécessite l'élimination des points caractérisant l'effondrement et surtout la rupture en extension observée en fin de déchargement.

7.5.2 - Application de la nouvelle méthode de calage aux essais de Chamoise

Le tableau 7.8 présente les résultats obtenus avec la deuxième méthode de calage pour les marnes de Chamoise ; σ_{vo} désigne la contrainte appliquée au moment de l'imbibition, ν_g le nouveau paramètre de gonflement introduit dans la loi élastique, σ_g la pression de gonflement, C_g l'indice de gonflement et k_g le gonflement libre défini par

$$k_g = -B_g \ln(\sigma_g) = -C_g \lg(\sigma_g)$$

On constate que la nouvelle méthode de calage donne des résultats cohérents sur les différents essais avec des valeurs (ν_g, C_g, σ_g) même si les deux derniers essais mettent en évidence des indices de gonflement plus élevés, et moins fiables, car obtenus à partir d'un nombre de paliers plus faibles.

Tableau 7.8 : Application de la deuxième méthode de calage sur les essais réalisés sur la marne de Chamoise

Essais	σ_{vo} (kPa)	ν_g	σ_g (kPa)	C_g	k_g
CHA 02	7277	-0,21	12331	0,0038	- 0,0154
CHA 03	3644	-0,23	6962	0,0026	- 0,01
CHA 04	1858	-0,13	4151	0,0034	- 0,0121
CHA 05	12693	-0,16	13780	0,0172	- 0,0712
CHA 06	8340	-0,10	10233	0,0077	- 0,0311

Le coefficient ν_g, effectivement négatif, conduit à un coefficient de Poisson apparent ν_{app} moyen de 0,15. En termes de déformabilité, on peut considérer un indice de gonflement C_g compris entre 0,3 et 1% et un gonflement libre k_g compris entre 1 et 3%, ce qui correspond à un faible potentiel de gonflement pour la marne d'Effingen.

La figure 7.14 permet de vérifier que cette deuxième méthode de calage permet de bien retrouver les mesures de déformations verticales mais aussi les mesures de contraintes radiales issues de l'essai CHA03. L'application de la méthode de calage a également conduit à des résultats très satisfaisants pour les autres essais de gonflement, CHA02 et CHA04 en particulier (annexe F).

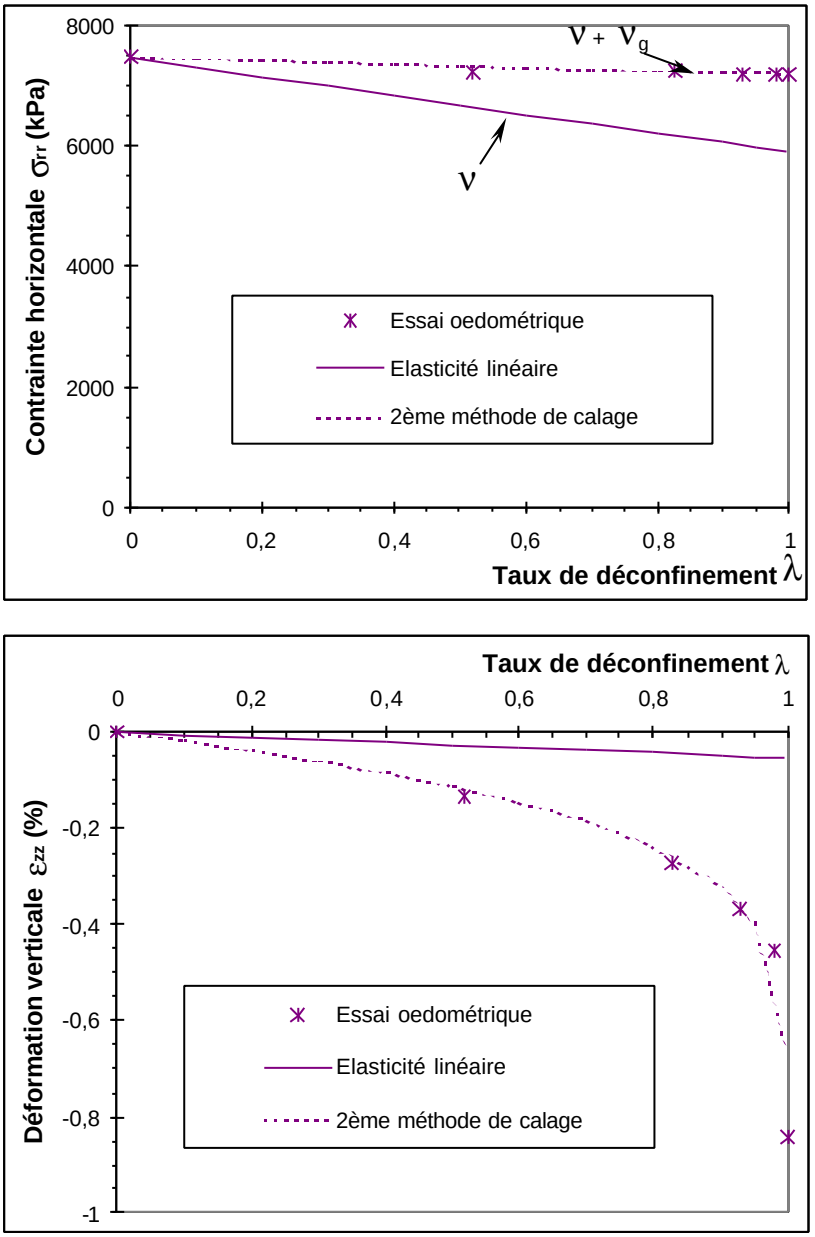


Figure 7.14 : Résultats avec la 2ème méthode de calage pour l'essai CHA03

7.5.3 - Application à la molasse du Mont Sion

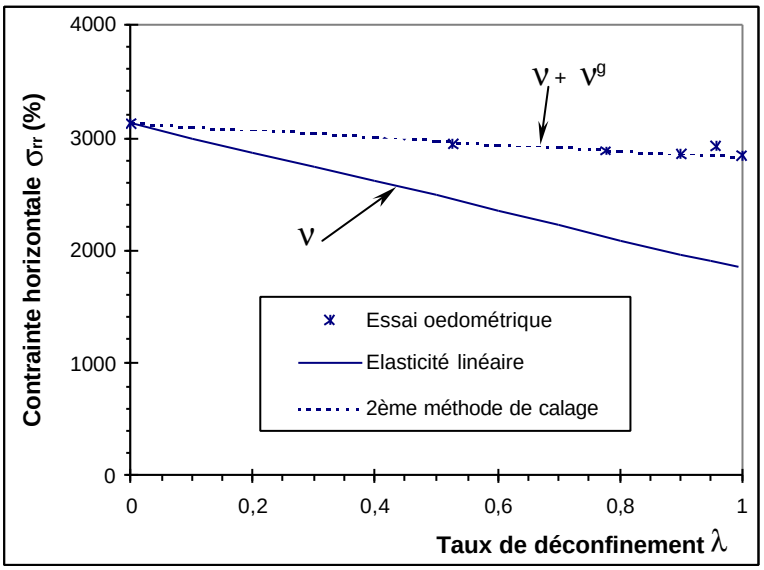
Le tableau 7.9 présente les résultats de l'application de la deuxième méthode de calage aux essais réalisés sur la molasse du Mont Sion. Ici aussi, les deux essais TMS09 et TMS10 donnent des résultats moins fiables du fait du faible nombre de paliers (2 paliers utilisés). Malgré cela, on constate que la nouvelle méthode de calage donne des résultats cohérents pour les trois paramètres (ν_g, C_g, σ_g) sur les différents essais.

Le paramètre ν_g, effectivement négatif, conduit à un coefficient de Poisson apparent ν_{app} proche de 0,1. Pour la molasse du Mont Sion, il est raisonnable de retenir un indice de gonflement C_g égal à 1,1%, une pression de gonflement σ_g proche de 5 MPa et un gonflement libre k_g égal à 4%.

Tableau 7.9 : Application de la deuxième méthode de calage sur les essais effectués sur la molasse du Mont Sion

Essais	σ_{vo} (kPa)	ν_g	σ_g (kPa)	C_g	k_g
TMS 07	3003	-0,21	3659	0,0111	- 0,0397
TMS 09	12642	-0,14	5546	0,0160	- 0,06
TMS 10	8551	-0,18	7673	0,0080	- 0,0311

La comparaison des résultats expérimentaux et numériques obtenus avec la deuxième méthode de calage permet de vérifier l'exactitude du calage en termes de déformations verticales et de contraintes radiales pour l'essai TMS07 (figure 7.15).



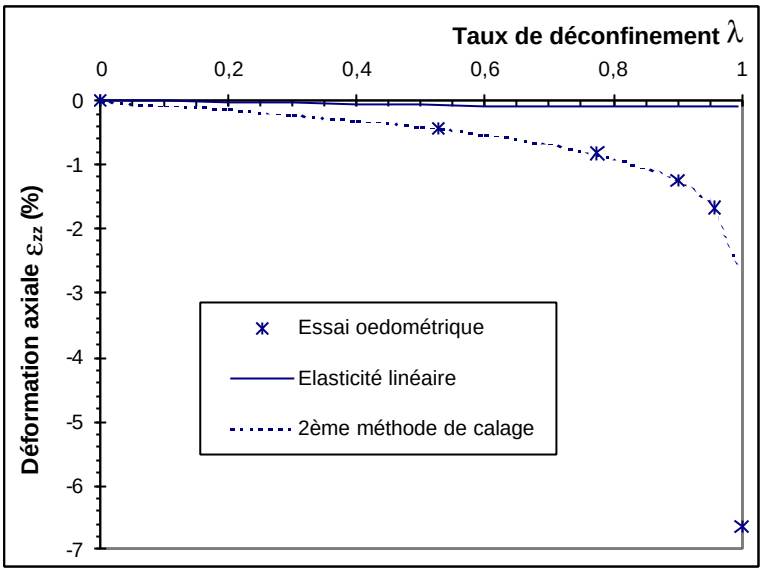


Figure 7.15 : Résultats avec la 2ème méthode de calage pour l'essai TMS07

7.5.4 - Applications au cas de la marne de Tartaiguille

Le tableau 7.10 présente les résultats obtenus avec la deuxième méthode de calage pour la marne de Tartaiguille. On constate que les deux types de marnes identifiés se comportent sensiblement différemment vis-à-vis du gonflement, la marne tendre conduisant à des résultats différents pour les essais TAR08 et TAR41. On retiendra surtout les paramètres du premier essai, qui comprend un plus grand nombre de mesures (6 pour TAR08 et 3 pour TAR41) : un coefficient de Poisson apparent ν_{app} de 0,1, un indice de gonflement C_g de 3%, une pression de gonflement σ_g égal 2 MPa et un gonflement libre k_g de 10%.

Pour la marne raide (TAR28), on peut considérer un coefficient de Poisson apparent ν_{app} négatif égal à –0,4, ce qui traduit en fait une augmentation notable de la contrainte horizontale au cours du déchargement, et un indice de gonflement k_g égal à 1%. Ces résultats montrent que la marne tendre est plus gonflante que la marne raide ; cette dernière présente néanmoins un comportement de gonflement horizontal élevé.

Tableau 7.10 : Résultats de la deuxième méthode de calage appliquée aux essais réalisé sur la marne de Tartaiguille

Essais	σ_{vo} (kPa)	ν_g	σ_g (kPa)	C_g	k_g
TAR08	2306	-0,17	1838	0,0283	- 0,0924
TAR41	1721	0,01	2969	0,0356	- 0,1236
TAR28	3676	-0,78	1353	0,0031	- 0,0098

La comparaison des résultats expérimentaux et numériques issus de la deuxième méthode de calage permet de vérifier l'exactitude du calage en termes de déformations verticales et de contraintes radiales pour l'essai TAR08 (figure 7.16).

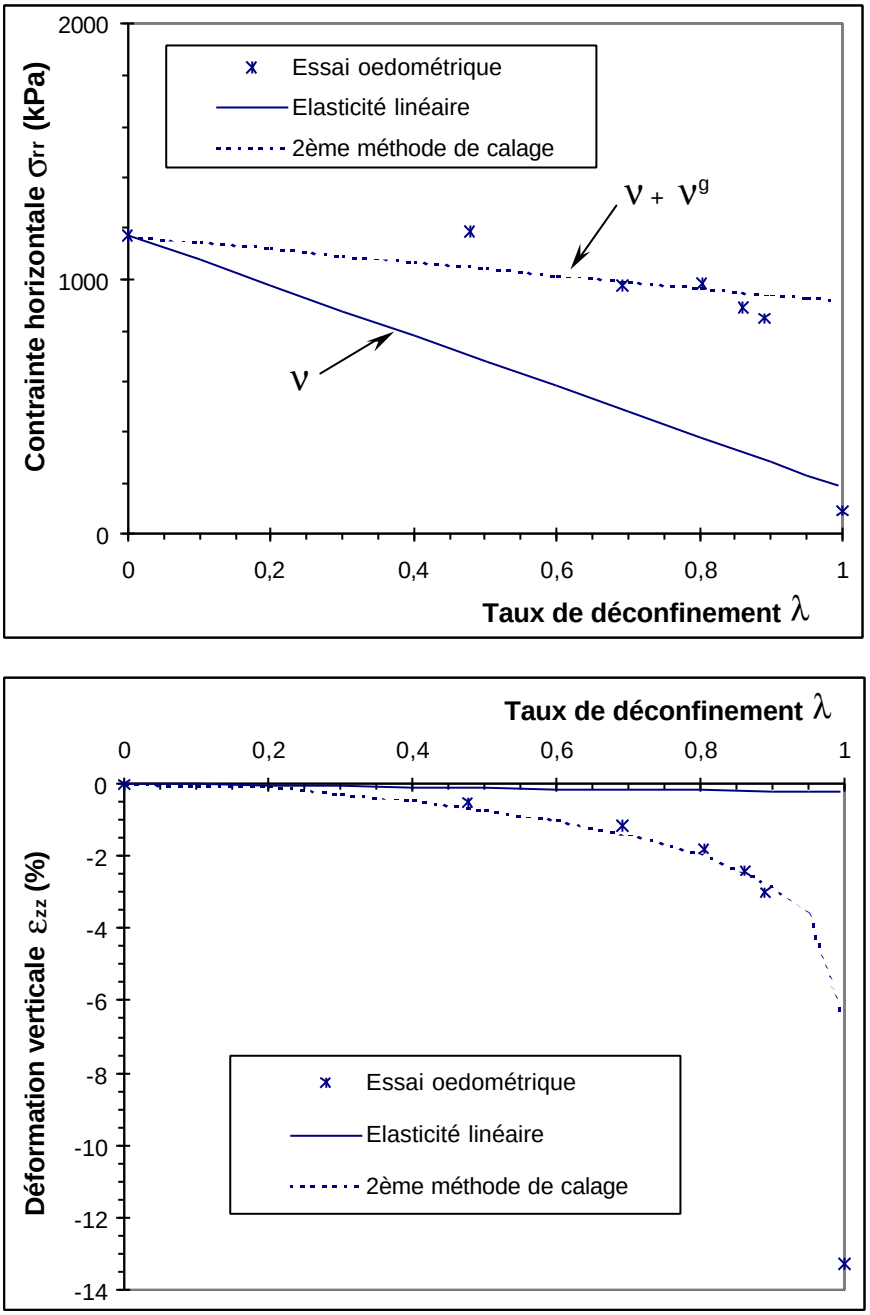


Figure 7.16 : Résultats avec la 2ème méthode de calage pour l'essai TAR08

La figure 7.16 met en évidence la rupture de l'échantillon au dernier palier avec une diminution notable de la contrainte radiale et surtout une déformation verticale très élevée. Cette rupture du matériau, observée sur d'autres échantillons (CHA05, TMS07, TAR41), sera étudiée au paragraphe suivant.

7.5.5 - Etude de la plasticité

Les essais en laboratoire montrent qu'au cours du déchargement la contrainte latérale sous imbibition conserve un niveau élevé. Ainsi, le gonflement tend à produire un état de contrainte d'extension, la contrainte radiale pouvant dépasser la contrainte verticale. Si la résistance de la marne (sa cohésion) est suffisante, les déformations demeurent limitées. Au contraire, de tels états de contraintes peuvent dans certains cas produire la rupture de l'éprouvette ; les déformations d'extension se superposent alors aux déformations de gonflement (les deux effets allant vont dans le sens d'une augmentation de l'indice des vides). Ce processus a été observé dans plusieurs essais "K_o" (CHA05, CHA06, TMS07, TAR08, TAR41). Cette rupture en extension en fin de déchargement est confirmée par l'apparition de fissures horizontales (perpendiculaires à l'axe de l'éprouvette) lors du démontage des bagues œdométriques (figure 7.17).

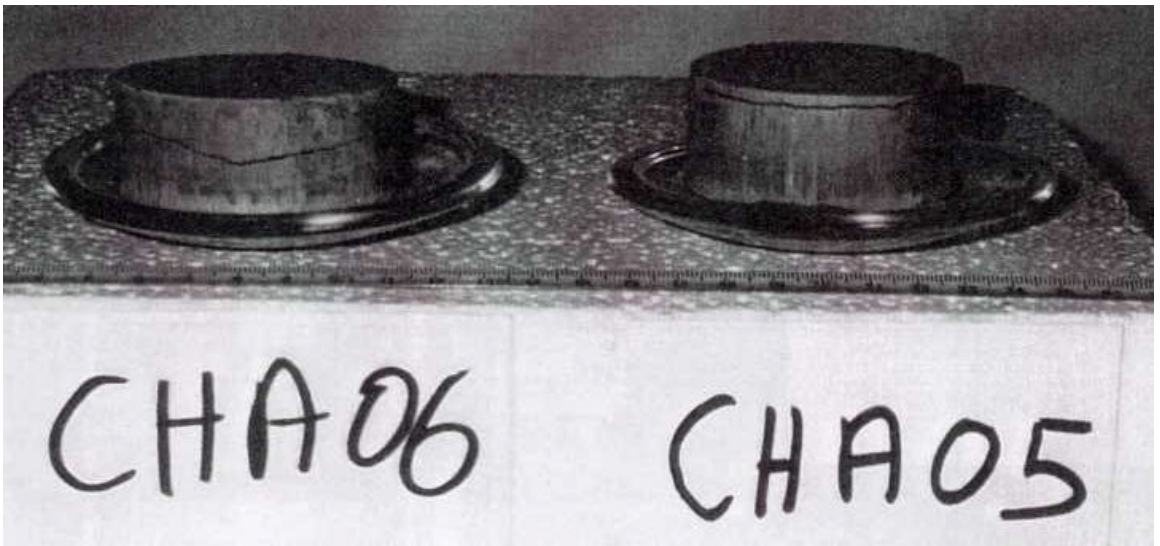


Figure 7.17 : Fissuration horizontale des éprouvettes œdométriques après gonflement

Comme les essais de gonflement sont réalisés en conditions drainées, il est légitime de comparer la rupture observée expérimentalement aux paramètres intrinsèques (c', φ') caractérisant la résistance à long terme du matériau. Or les calculs ont montré que l'utilisation des paramètres de plasticité (c', φ') identifiés sur des échantillons dans leur état naturel ne permet pas d'expliquer la rupture au cours du déchargement sous imbibition. Ces résultats, qui mettent en évidence une résistance plus faible du matériau imbibé, incitent à réfléchir sur la notion de résistance d'un matériau fortement imbibé.

Pour expliquer ce résultat, une hypothèse peut être formulée à partir de l'étude bibliographique présentée dans le chapitre 1. L'analyse microscopique du phénomène de gonflement montre que l'absorption d'eau provoque un gonflement interparticulaire éloignant les agrégats les uns des autres. Ce résultat laisse pense que le développement du gonflement interparticulaire concernant toutes les argiles fragilise les liaisons internes entre les particules argileuses, ce qui expliquerait la réduction de la résistance du matériau, surtout en termes de cohésion.

Cette analyse laisse supposer que le gonflement altère le matériau en diminuant la cohésion apparente du matériau imbibé, l'angle de frottement interne restant inchangé.

Dans notre étude, on a donc considéré que le matériau imbibé était susceptible d'avoir une cohésion plus faible que celle déterminée dans son état naturel.

Pour la marne de Chamoise, la résistance à long terme déterminée expérimentalement (Bernaud et Rousset, 1994) se caractérise par une cohésion c' de 6000 kPa et un angle de frottement interne φ' de 20°. La figure 7.18 illustre le recalage de la cohésion pour l'essai CHA05. Malgré le faible nombre de points expérimentaux, on remarque qu'une cohésion de 1300 kPa permet de mieux approcher les contraintes horizontales mesurées ; par contre, il est impossible de retrouver la déformation d'extension à la fin du déchargement car la modélisation ne prend pas en compte l'apparition de fissures générant des déplacements plus importants.

L'étude de la rupture pour les autres échantillons fait apparaître que la plasticité se manifeste en fin de déchargement avec une cohésion de 2400 kPa pour l'essai CHA02, de 2500 kPa pour l'essai CHA03 et 2200 kPa pour l'essai CHA04. Compte tenu des incertitudes propre à cette analyse, en particulier sur l'essai CHA05, on retiendra que la diminution de résistance du matériau imbibé se traduit par une cohésion apparente de l'ordre de 2 MPa pour la marne de Chamoise.

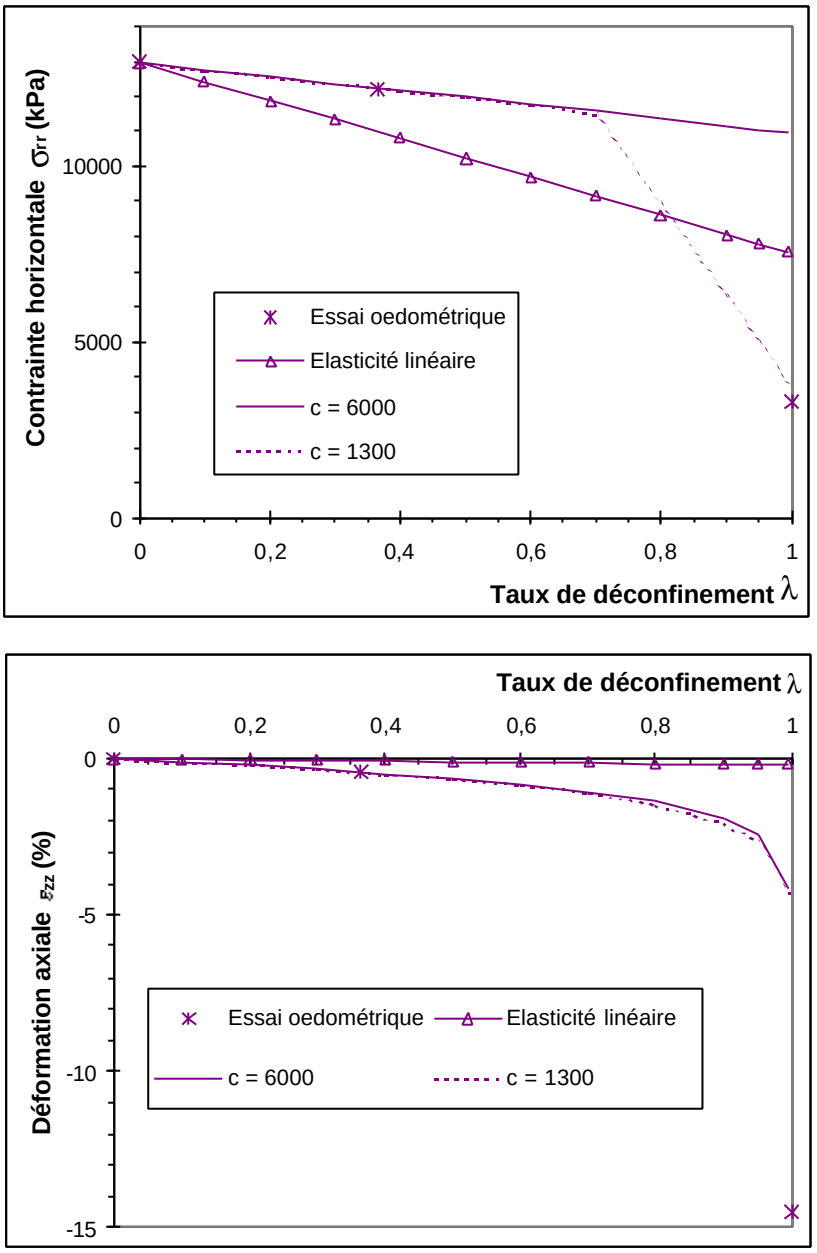


Figure 7.18 : Calage de la cohésion pour l'essai CHA05

Pour l'essai TMS07, on observe des déformations très importantes en fin de déchargement mais sans aucune diminution notable de la contrainte horizontale (figure 7.15) ; ceci signifie que la rupture en extension observée expérimentalement se produit en toute fin de déchargement avec l'apparition d'une fissure horizontale. La valeur de la cohésion sous imbibition permettant de reproduire ce début de plasticité en fin de déchargement est égale à 1000 kPa au lieu de 2000 kPa, pour le cas précédent.

La marne tendre de Tartaiguille fait apparaître une rupture de l'échantillon TAR08 qui se manifeste par des déformations verticales importantes et une diminution considérable de la contrainte

horizontale en fin de déchargement (figure 7.16). La valeur estimée de la cohésion du matériau sous imbibition est ici égale à 150 kPa. La figure 7.19 présente le calage des paramètres plastiques pour l'essai TAR41 : on constate que la prise en compte d'une cohésion nulle permet de retrouver l'évolution de la contrainte horizontale observée expérimentalement ; par contre, la déformation axiale observée en fin d'essai et qui est associée à l'apparition d'une fissure horizontale ne peut être reproduite dans la simulation.

Dans le cas de la marne raide, aucune rupture n'est observée.

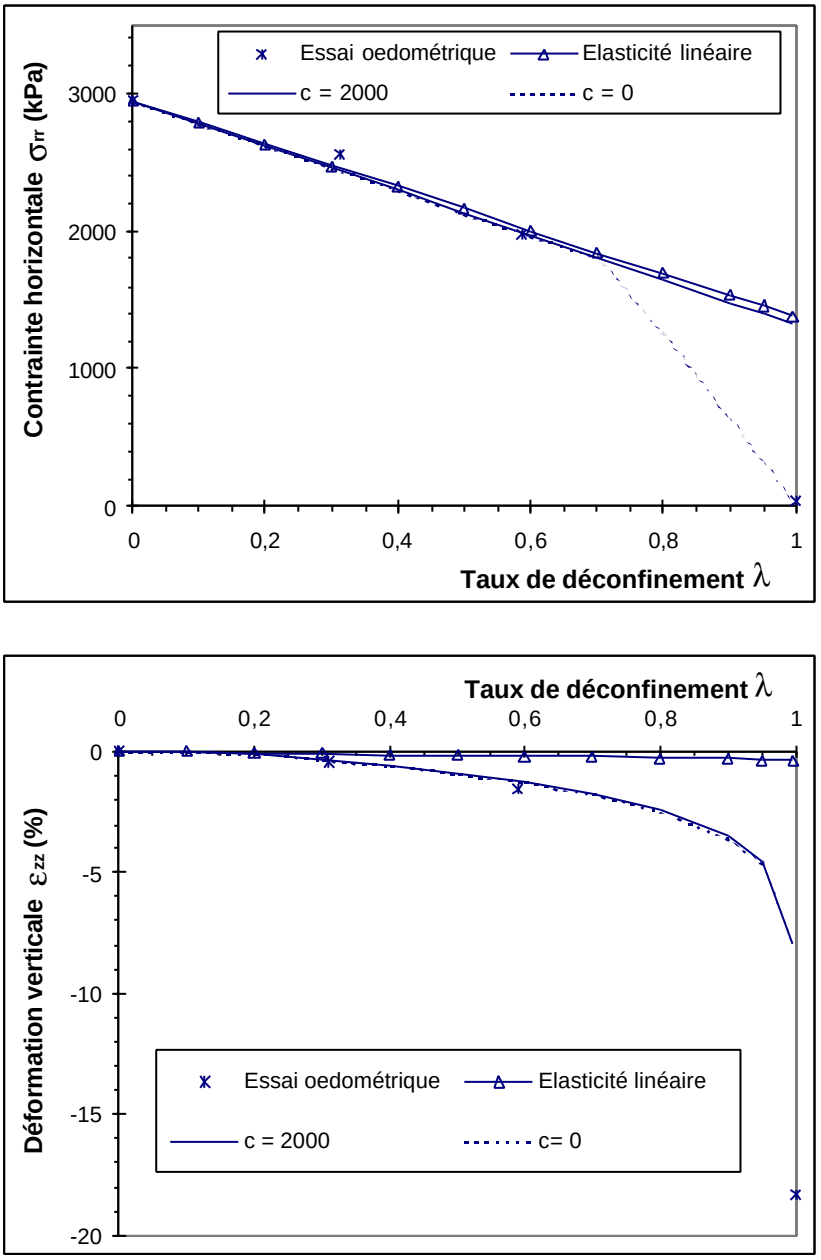


Figure 7.19 : Calage de la plasticité pour l'essai TAR41

7.6 - Conclusion

Cette étude expérimentale a permis de montrer que la loi de gonflement présentée dans la partie II caractérisait correctement le comportement observé expérimentalement à travers les mesures de la déformation verticale et de la contrainte horizontale. La simulation numérique de la phase de déchargement d'un essai de gonflement a mis en évidence que la méthode de calage initiale n'était pas satisfaisante sur tous les essais.

Pour améliorer cette méthode, la définition d'un nouveau paramètre de gonflement ν_g et l'adaptation de la méthodologie de calage ont permis d'obtenir une simulation plus satisfaisante du comportement tridimensionnel de gonflement, en tenant compte aussi d'une diminution éventuelle de la cohésion.

Cette étude a montré que le potentiel de gonflement était plus élevé pour la marne de Tartaiguille que pour la marne de Chamoise, comme le laissait supposer l'analyse minéralogique préliminaire. L'exemple intéressant de la marne de Tartaiguille a, par ailleurs, mis en évidence l'importance de la structure du matériau dans le phénomène de gonflement : un terrain lâche favorise le développement du gonflement alors qu'un terrain compact peut empêcher l'arrivée d'eau et donc l'apparition du gonflement.

Chapitre 8:

Analyse d'un ouvrage instrumenté

- Le tunnel de Chamoise -

8.1 - Introduction

L'auscultation à long terme du tube Nord du tunnel de Chamoise a mis en évidence un comportement différé dont les effets peuvent être expliqués par des phénomènes de fluage et de gonflement des marnes. Ce chapitre est consacré à l'application du modèle numérique de gonflement développé dans le cadre de cette thèse à cet ouvrage.

Depuis sa mise en œuvre en 1986, le tube Nord a fait l'objet d'un suivi régulier assuré par le Département Géotechnique et Matériaux de Scetauroute. Le dispositif de surveillance, comprenant plusieurs types de capteurs, extensomètres et cellules de pression totale, a permis de contrôler le comportement différé du terrain et du revêtement. Les nombreuses informations recueillies in situ peuvent être utilisées pour justifier le choix de la loi de gonflement retenue et valider le modèle à l'échelle de l'ouvrage.

Avant l'étude numérique proprement dite, on décrit le comportement du revêtement à long terme observé in situ en précisant le contexte général de l'ouvrage et en détaillant les différentes mesures de surveillance qui ont été prises.

On présente ensuite le calcul numérique qui a été effectué avec le logiciel CESAR-LCPC pour caractériser le creusement et le comportement à long terme d'une section du tube Nord située dans les marnes d'Effingen.

Enfin, on décrira les résultats obtenus numériquement, que l'on comparera aux mesures in situ. Les calculs prennent en compte le calage de la loi de gonflement sur les essais effectués sur les marnes d'Effingen présenté au chapitre 7. Une étude paramétrique complémentaire permet de tester la sensibilité du modèle aux principaux paramètres.

8.2 - Analyse du comportement à long terme de l'ouvrage

L'ensemble des informations présentées dans ce paragraphe a été fourni par la société Scetauroute qui a assuré la maîtrise d'œuvre de l'ouvrage, ainsi que l'instrumentation et le suivi du comportement à court et à long terme (Hingant et Guerpillon, 1986).

8.2.1 - Contexte général du tunnel de Chamoise

Le tunnel de Chamoise, long de 3300 mètres, fait partie de nombreux ouvrages (viaducs, tunnels, grands soutènements) qui assurent le franchissement du Jura méridional par l'autoroute A40, Macon-Genève, un des maillons de la liaison Paris-Rome, par le tunnel sous le Mont-Blanc (figure 8.1).

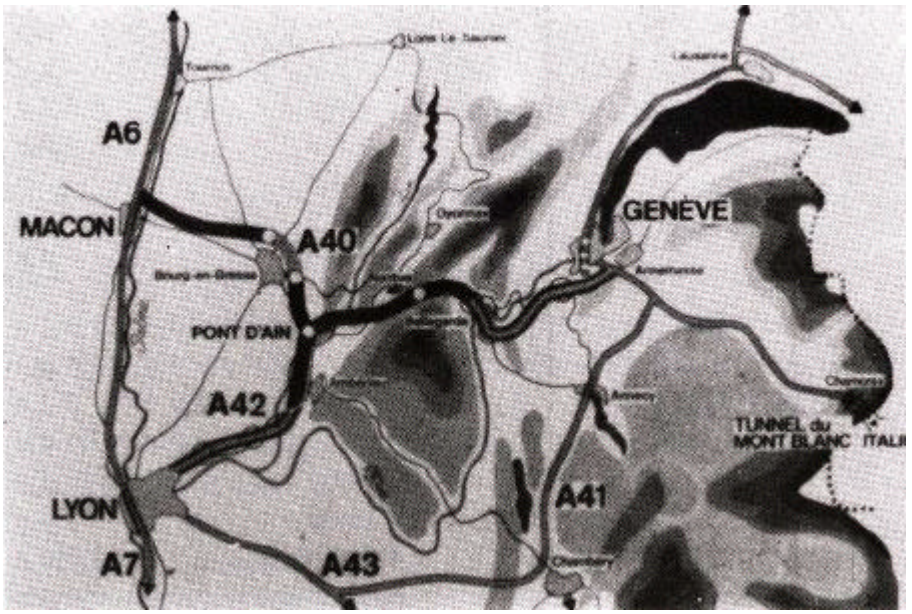


Figure 8.1 : Présentation de l'autoroute A40

Le Jura est formé de chaînons parallèles d'orientation Nord-Sud. Il est entrecoupé dans le sens Est-Ouest par quelques cluses qui furent utilisées très tôt par les voies de communication. L'autoroute A40 emprunte la cluse de Nantua-Bellegarde. Le débouché Ouest de cette cluse est occupé par la ville et le lac de Nantua. Le tunnel de Chamoise permet d'éviter cette agglomération et les rives de son lac en traversant les monts d'Ain sous 400 mètres de couverture, à une altitude moyenne de 600 mètres (figure 8.2).

Le tunnel de Chamoise est constitué de deux tubes à deux voies de circulation ; le premier, le tube Nord, a été mis en service en 1986, le second, le tube Sud, en 1996.

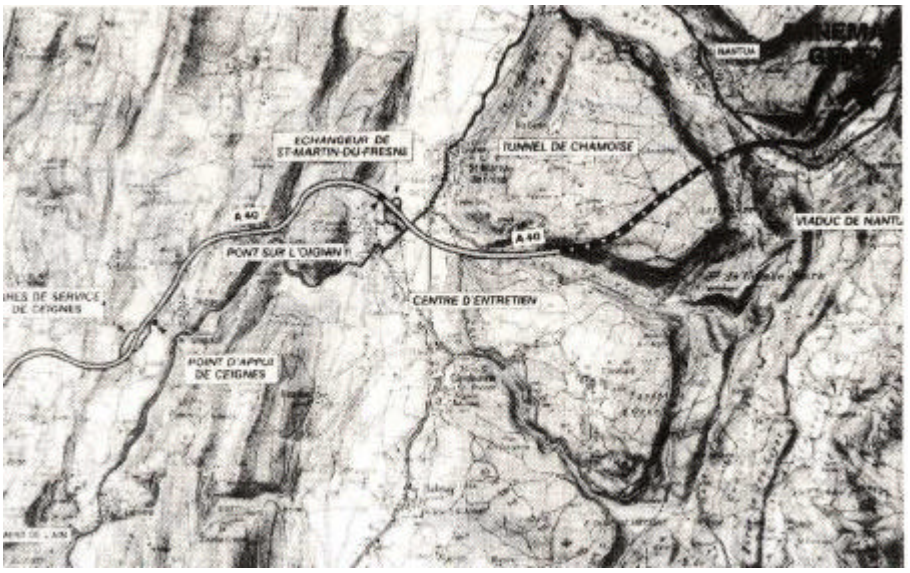


Figure 8.2 : Emplacement du tunnel de Chamoise sur l'autoroute A40

8.2.1.1 - Géologie du site

Des études géologiques préliminaires ont mis en évidence la structure monoclinale du massif des monts d'Ain traversé par le tunnel de Chamoise. Compte tenu des incertitudes sur la série géologique le long du tunnel, liée à l'inclinaison faible et variable des couches, une galerie de reconnaissance a permis de réaliser un levé géologique détaillé du massif rocheux (figure 8.3).

Celui-ci a confirmé que l'inclinaison des couches était faible et variait en s'atténuant d'est en Ouest. L'orientation générale des couches, N 25 E, 20 à 30 degrés SW , conduit à un angle de 30 degrés entre la direction du pendage et celle du tunnel N 55 E. Le pendage apparent dans le plan du front de taille est de l'ordre de 20 degrés.

Du point de vue lithologique, la série jurassique traversée est composée de trois grands ensembles : deux grandes dalles calcaires du Malm (Oxfordien supérieur) et du Dogger (Bathonien et Bajocien) enserrant l'ensemble marneux de l'Oxfordien : les marnes à nodules et fossiles pyriteux de l'Oxfordien inférieur (PM 935 à 1120) et les marnes d'Effingen de l'Oxfordien moyen (PM 1268 à 1830). Compte tenu du faible pendage, ces marnes intéressent le tunnel sur un linéaire important, 800 m environ, pour une épaisseur des couches de l'ordre de 100 m.

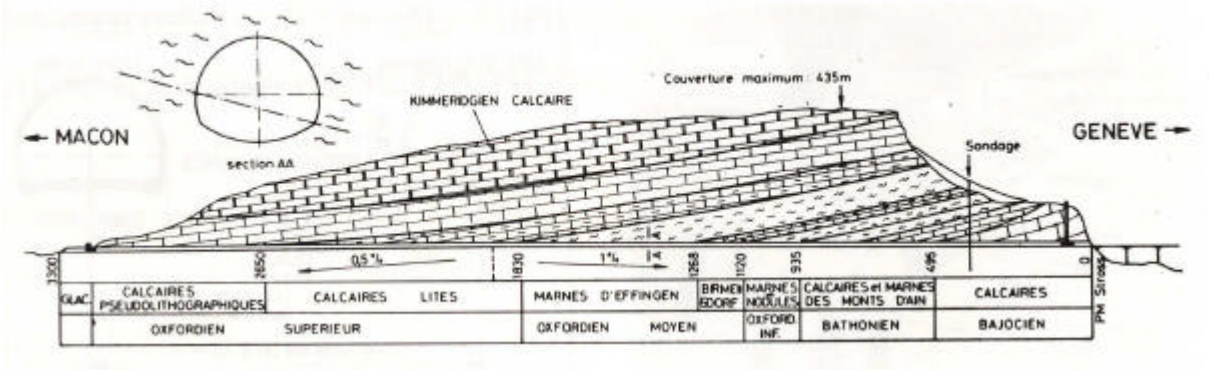


Figure 8.3 : Coupe géologique longitudinale du tunnel de Chamoise

Les travaux ont confirmé que les calcaires posaient peu de problèmes du point de vue de l'excavation et du soutènement. Les études et la surveillance ont donc été plutôt axées sur les marnes rencontrées dans le tunnel sur environ le tiers de sa longueur.

8.2.1.2 – Etude des zones marneuses

Ces marnes sont relativement homogènes, sans fracturation particulière, et sèches. Les mesures en laboratoire et in situ ont mis en évidence les faibles caractéristiques des marnes d'Effingen et surtout des marnes à nodules. La susceptibilité des marnes vis-à-vis du gonflement (Didier, 1980 ; Serratrice, 1994) a conduit à définir une section type de revêtement comportant un radier contre-voûté (figure 8.4).

Dans ces zones de marnes, le creusement du tube Nord a été opéré entièrement à l'aide d'une machine à attaque ponctuelle en demi-section supérieure avant de creuser, dans un deuxième temps, le stross et enfin de la contre-voûte. Toutes les précautions ont été prises pour éviter l'apport d'eau pendant les travaux, et donc le gonflement des marnes.

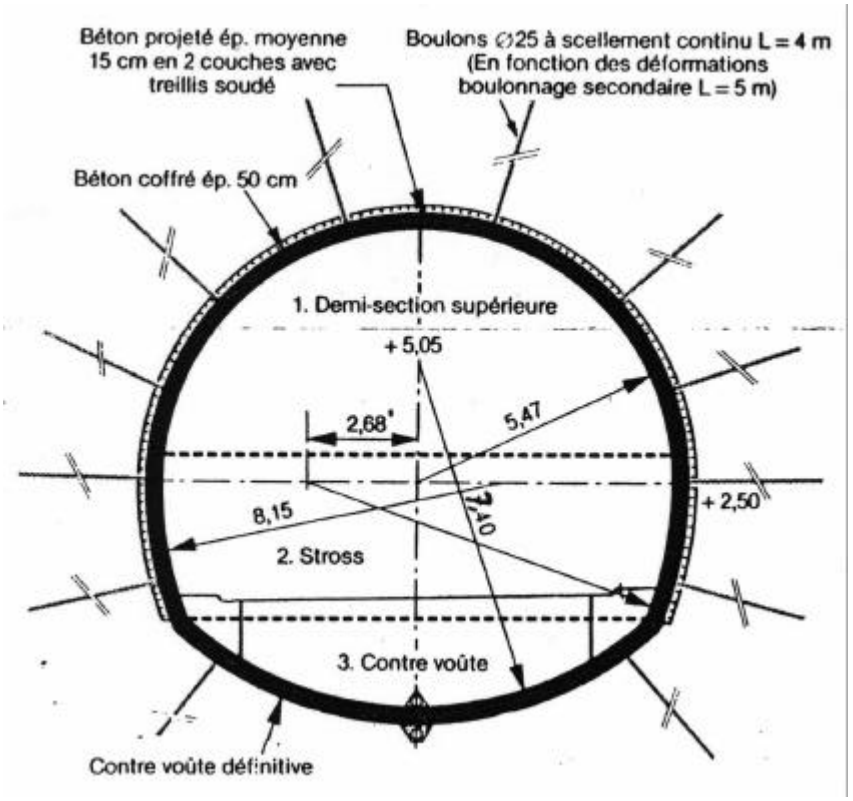


Figure 8.4 : Section type dans les marnes d'Effingen - Tube Nord

Dans la suite, notre étude reposera uniquement sur le tube Nord puisque l'on dispose pour cet ouvrage de 15 années de mesures (et uniquement 4 années pour le tube Sud). De plus, le phénomène de gonflement identifié sur les mesures du tube Nord a contribué à prendre des précautions supplémentaires sur le tube Sud (boulonnage du radier et suppression du drain sous le radier) pour empêcher tout gonflement du terrain.

Un appareillage a été installé sur l'ouvrage dès la construction pour suivre les effets du comportement différé des marnes sur le revêtement définitif.

8.2.1.3- Description des sections de mesures primaires

Pour mesurer les déformations à long terme du massif et du revêtement, et les pressions s'exerçant sur ce dernier, le dispositif d'auscultation mis en place comprenait :

- des extensomètres multipoints en forage,
- des cellules de pression totale à l'interface revêtement/terrain,
- des extensomètres à corde vibrante noyés dans le revêtement.

Les extensomètres à bases multiples en forage, de type Télémac-distofor, ont permis de définir l'étendue de la zone décomprimée à court terme, et de suivre l'évolution des déformations du massif pendant les différentes phases d'excavation et à long terme. L'ensemble des mesures réalisées dans le tunnel de Chamoise ont montré que la précision était excellente et pouvait atteindre $\pm 0{,}05$ mm. Dans la suite, on utilisera une convention de signe correspondant à des déplacements positifs pour une compression de la base de mesure et négatifs pour une décompression.

Les cellules de pression totale réparties par paire, en voûte et en radier, mesurent les pressions totales à l'interface béton/marne. Le principe des cellules Télémac type HCV avec compensation consiste à mesurer la pression d'un coussin hydraulique par un capteur de pression à corde vibrante. Ce type d'appareil peut atteindre une précision de 10^{-3} MPa. La contrainte est comptée positive pour une compression et négative pour une traction, conformément à la convention de la mécanique des sols.

Les contraintes dans le revêtement sont estimées à partir des mesures de déformation du béton par cordes vibrantes Télémac C110, couramment employées pour l'auscultation des ouvrages d'art. Les cordes vibrantes sont disposées par trois sur l'épaisseur du revêtement pour obtenir une mesure plus fiable. Une corde inerte, isolée du champ de contraintes, permet de discerner les effets cumulés du retrait et du gradient thermique. La déformation est comptée positive pour une traction de la corde et négative pour une compression.

Une mesure de température est associée à chaque capteur pour permettre les corrections de dilatation des matériaux.

Dans la suite, on s'intéressera plus particulièrement aux marnes d'Effingen étudiées expérimentalement au chapitre 7. Les figures 8.5 et 8.6 illustrent les deux sections de mesure mises en place dans ces marnes : une section au PM 1404, composée d'extensomètres en forage disposés en voûte et en contre-voûte, et une section au PM 1502, composée d'extensomètres à corde vibrante noyés dans le béton et de cellules de pression totale à l'interface revêtement/terrain, disposés en voûte et en radier.

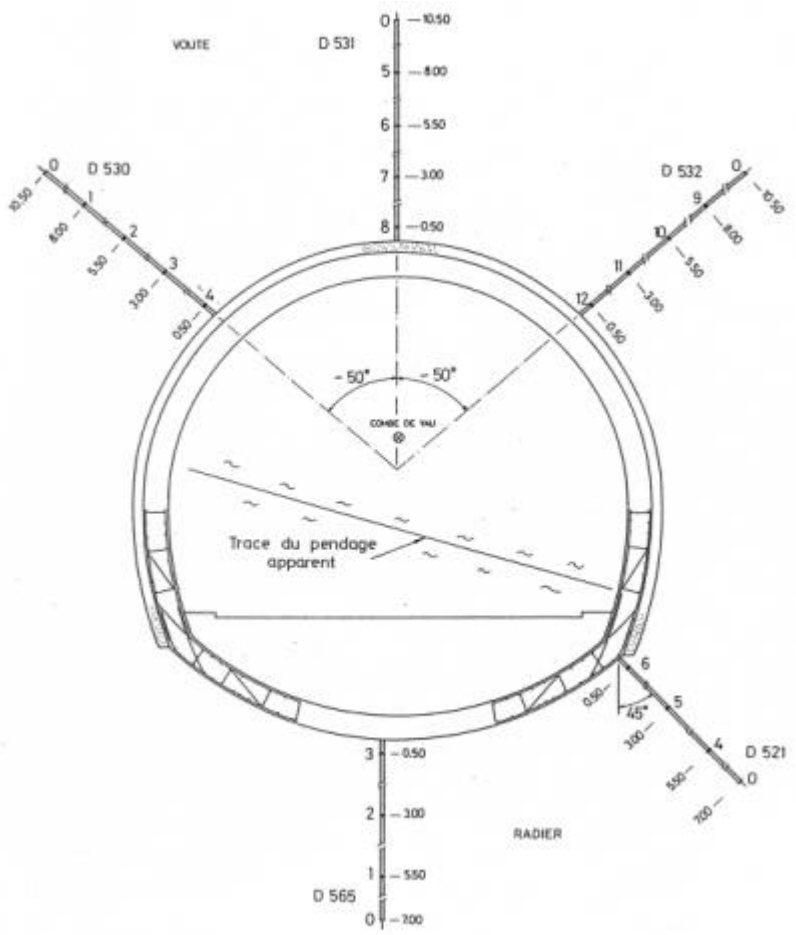


Figure 8.5 : Section de mesures au PM1404 du tube Nord dans les marnes d'Effingen

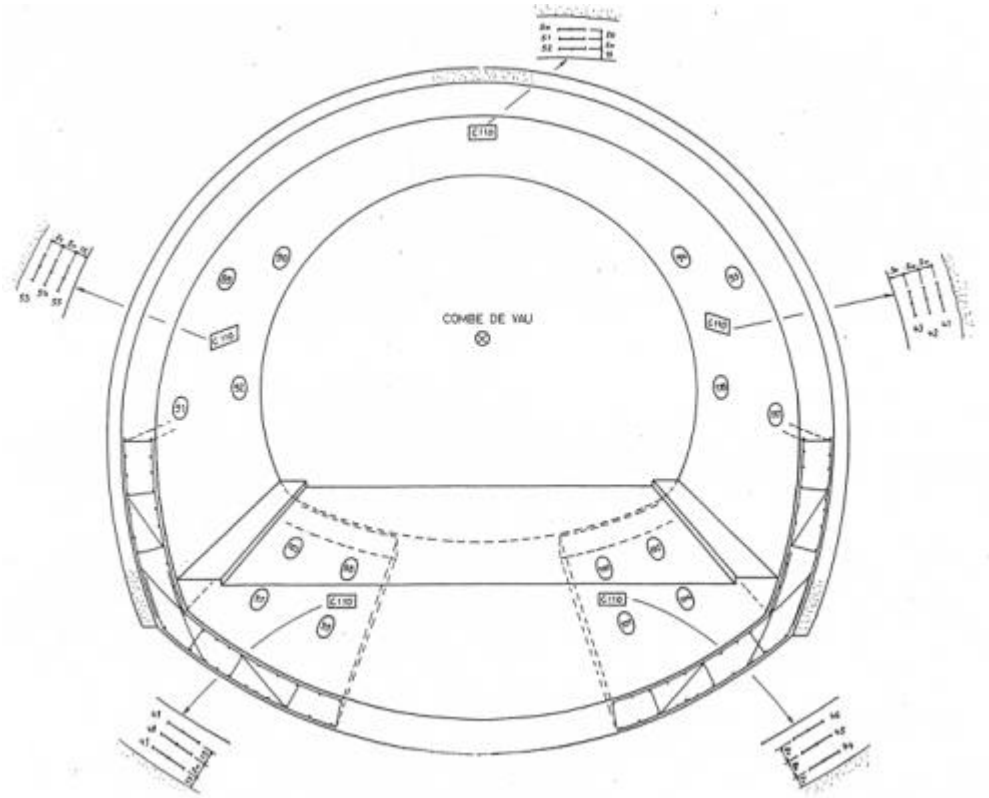


Figure 8.6 : Section instrumentée au PM 1502 du tube Nord dans les marnes d'Effingen

8.2.2 - Analyse des mesures in situ

L'analyse des mesures fournies sur les différentes sections du tube Nord a permis de bien caractériser le comportement à long terme du revêtement et du massif.

A partir de la mise en place des capteurs en 1984, le relevé des mesures sur le tube Nord a été effectué régulièrement de façon manuelle jusqu'à la mise en service du second tube en 1996, en appliquant des plans de surveillance définis par le maître d'ouvrage, la Société des Autoroutes Paris-Rhin-Rhone (SAPRR) sur la base d'une dizaine de mesures par année. Entre 1996 et 1998, le suivi a été interrompu puis il a été rétabli en 1999 de façon automatique, comme pour le dispositif installé sur le tube Sud. Dans la suite, le comportement à long terme sera étudié sur les dix premières années de service, qui traduisent un comportement différé continu.

L'interprétation des mesures devra tenir compte de l'influence notable de la température sur les mesures à travers les fluctuations saisonnières et de l'évolution croissante de la température moyenne. On présentera dans la suite les mesures relevées sur les extensomètres en forage, sur les extensomètres à cordes vibrantes et sur les cellules de pression totale en se référant au descriptif des figures 8.5 et 8.6.

8.2.2.1 - Influence de la température

La figure 8.7 représente l'évolution de la température dans le massif le long de l'extensomètre 521 (figure 8.5) et la figure 8.8 caractérise l'évolution de la contrainte moyenne et de la variation saisonnière calculées chaque année.

La figure 8.7 met en évidence, d'une part, l'élévation de la température au cours du temps liée à l'augmentation du trafic entre 1985 et 1995 et, d'autre part, les fluctuations saisonnières dépendant de la profondeur.

La figure 8.8 montre que l'élévation de température moyenne sous l'ouvrage avoisine 8°, 6° et 4° respectivement à proximité du radier, à 3m et à 5,5m de profondeur entre 1986 et 1995 (figure 8.8.a). Par contre, la variation saisonnière demeure relativement constante au cours du temps, de l'ordre de 5°, 2° et 1° respectivement à proximité du radier, à 3m et à 5,5m de profondeur (figure 8.8.b).

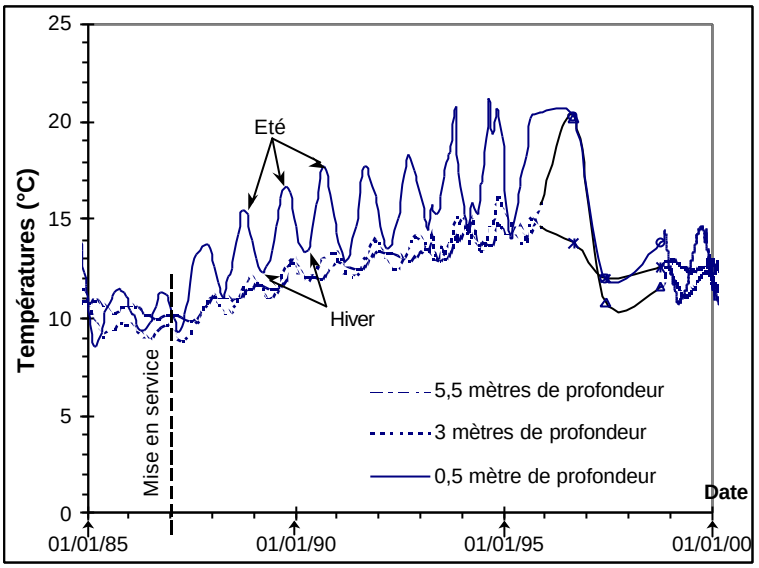
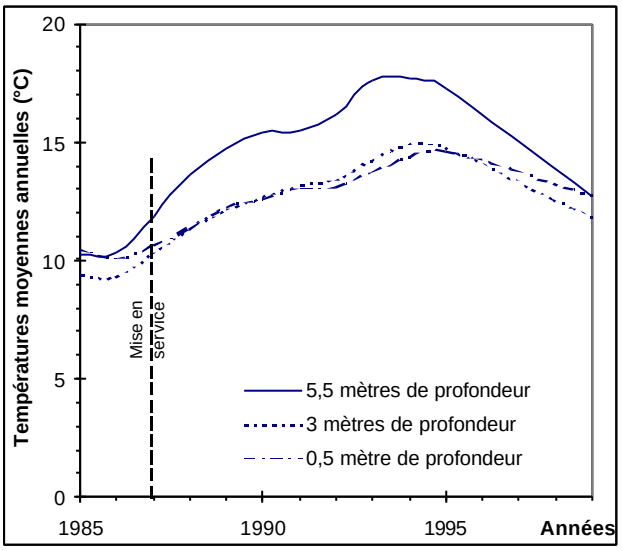
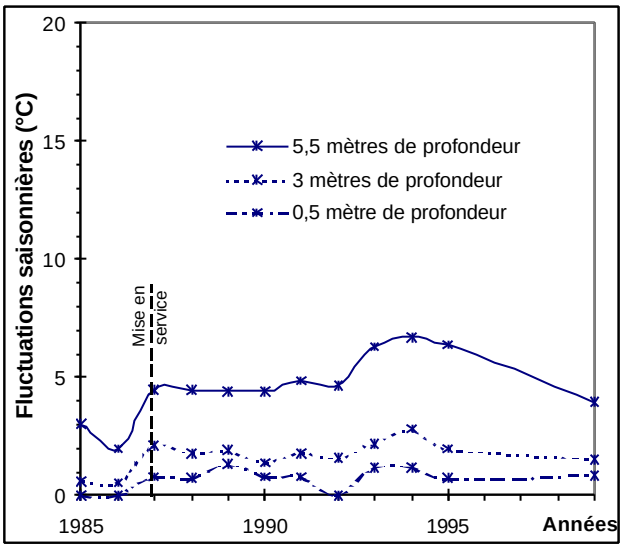


Figure 8.7 : Evolution des températures dans le massif sous le radier (PM1404)



(a)



(b)

Figure 8.8 : Représentation des températures moyennes (a) et des fluctuations saisonnières (b) sous le radier (PM1502)

Cette évolution des températures a été observée sur tous les capteurs mais avec une amplitude différente. Le tableau 8.1 récapitule les résultats thermiques obtenus tout autour de l'ouvrage. On remarque que l'évolution de la température dans le massif est sensiblement identique en clé et en radier. Par contre, dans le revêtement, l'évolution de la température est plus marquée au niveau de la voûte, avec une augmentation de la température moyenne et une fluctuation saisonnière égales à 10°, qu'au niveau du radier contre-voûté où l'augmentation de la température moyenne et la fluctuation saisonnière avoisinent 7°.

Cela s'explique par l'épaisseur plus importante de l'ensemble radier-contre-voûte-remblai qui éloigne les capteurs de la surface et atténue l'influence du trafic sur les mesures.

Tableau 8.1 : Récapitulatif des mesures de températures

	Voûte		Radier	
	Variation saisonnière	Variation entre 1986 et	Variation saisonnière	Variation entre 1986 et
A 8 mètres de profondeur	0°5	2°		
A 5,5 mètres de profondeur	1°	3° - 4°	1°	3° - 4°
A 3 mètres de profondeur	2°	5°	2°	5°
A 0,5 mètres de profondeur	7° - 8°	7° - 8°	5°	7° - 8°
Derrière le revêtement (à l'interface)	10°	9° - 10°	6° - 7°	7°
Dans le béton	10°	9° - 10 °	6°	7°

La figure 8.7 montre aussi que la mise en service du deuxième tube en 1996, qui s'est accompagnée d'une réduction du trafic dans le tube Nord, a conduit à une diminution notable de la température moyenne dans le tunnel.

Toutes les mesures présentées dans la suite prennent en compte la correction thermique.

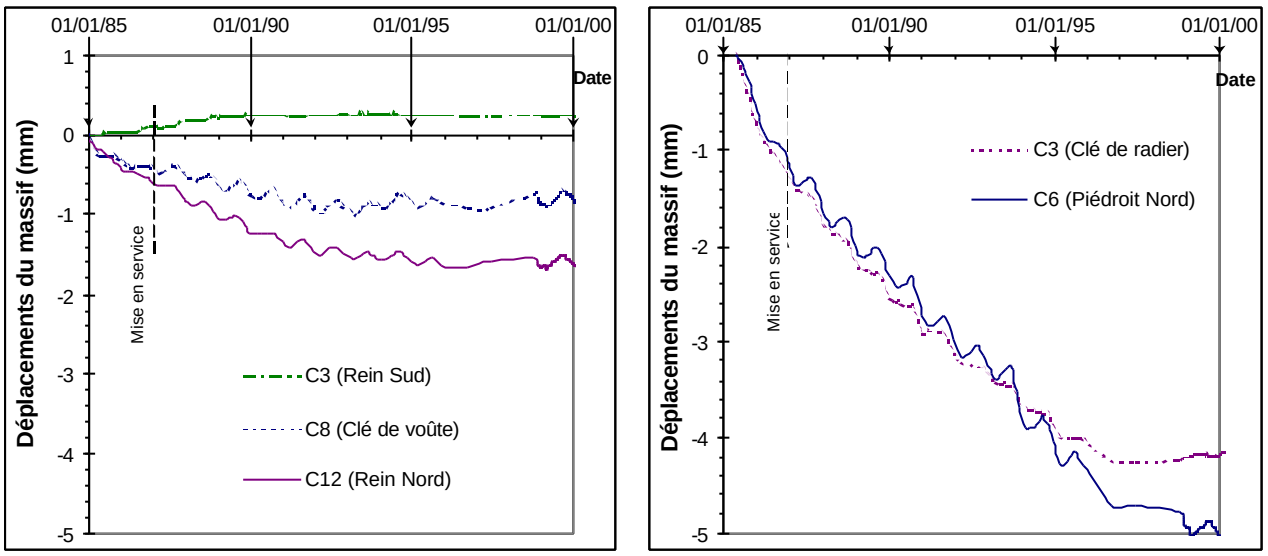
8.2.2.2- Analyse des déplacements dans le massif

Les graphiques qui suivent représentent l'évolution des déplacements mesurés en forage à partir de la fin de la construction de la voûte et après dissipation des effets thermiques dus au bétonnage, c'est-à-dire environ 300 jours après la mise en place des appareils.

La figure 8.9 donne l'évolution des déplacements à proximité de la voûte et du radier. On a repris uniquement les cellules situés à proximité du radier pour simplifier l'analyse, puisque l'ensemble des mesures exprime un comportement complexe du terrain avec des zones de décompression et surtout de compression, comme indiqué par la cellule C3 de l'extensomètre 530, pouvant traduire l'ouverture d'une fissure dans le massif.

L'analyse des courbes d'évolution en voûte (figure 8.9.a) fait apparaître des déplacements de faible amplitude. En effet, à conditions saisonnières constantes, les déplacements mesurés augmentent régulièrement pour valoir en 1995 entre 1 et 1,5 mm selon les extensomètres avec une stabilisation à partir de 1993.

En contre-voûte (figure 8.9.b), les déformations relevées par les distofors n° 565 et 521 (vertical et en piédroit Nord) sont sensiblement plus importantes et se poursuivent en 1995 à un rythme quasi équivalent à celui des années précédentes. *Ces déplacements sous le radier sont estimés à 4 mm en moyenne sans stabilisation évidente*.



(a) en voûte (b) en radier

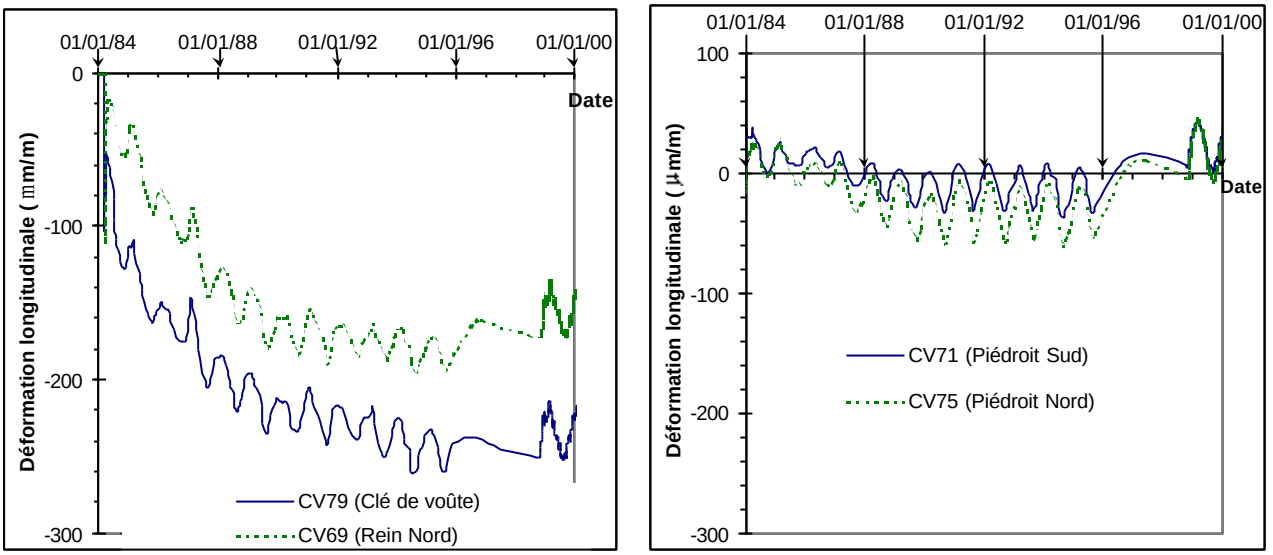
Figure 8.9 : Evolution des déplacements à proximité du tunnel au PM 1404

8.2.2.3 - Analyse des déformations dans le béton

Pour déterminer l'effet du retrait, des extensomètres à corde vibrante ont été placés dans la plan longitudinal du tunnel aux PM944, pour la voûte, et PM1018, pour le radier.

La figure 8.10 donne l'évolution des déformations longitudinales observées en voûte et en radier. En admettant l'hypothèse des déformations planes pour les sections instrumentées, les mesures relevées sur ces extensomètres mettent en évidence le phénomène de retrait du béton, considéré comme isotrope. Les cordes longitudinales n'indiquent plus de déformation notable depuis l'année 1990, ce qui montre que le retrait semble achevé. A conditions saisonnières constantes, on peut donc considérer que *le phénomène de retrait induit des déformations isotropes de 50 mm/m en radier et de 200 mm/m en voûte*.

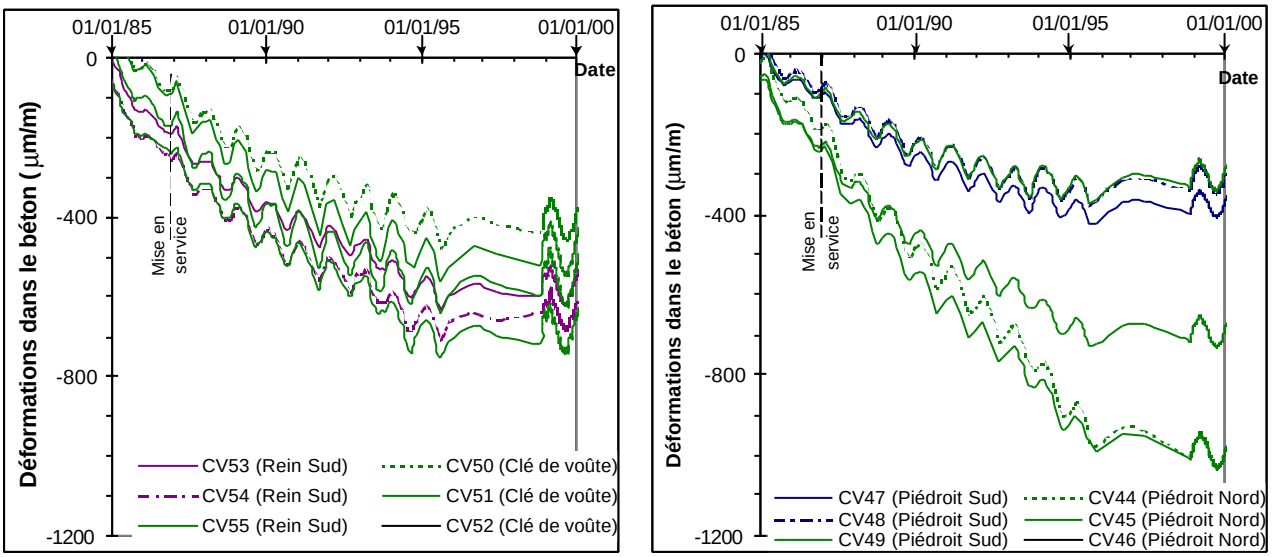
Cette différence considérable provient de la présence de la ventilation et d'une étanchéité dans la partie supérieure du tunnel qui accentuent la déperdition d'humidité et donc le phénomène de retrait.



(a) en voûte (b) en radier

Figure 8.10 : Evolution des déformations longitudinales

La figure 8.11 donne l'évolution des déformations dans le revêtement. On constate que les trois extensomètres à corde vibrante d'une même section donnent des résultats cohérents et fiables. Le suivi des extensomètres indique une évolution continue qui se stabilise en 1995 (à température constante), une déformation moyenne de 500 à 650 $\mu m/m$ en voûte (clé de voûte et rein Sud), et de 350 à 840 $\mu m/m$ en radier (piédroits Sud et Nord).



(a) en voûte (b) en radier

Figure 8.11 : Evolution des déformations dans la section de béton

En soustrayant les effets du retrait déduits des extensomètres longitudinaux installés au PM1018, on arrive à des déformations variant entre 300 et 450 $\mu m/m$ en voûte (clé de voûte et rein Sud) et entre 300 et 790 $\mu m/m$ en radier (piédroits Sud et Nord).

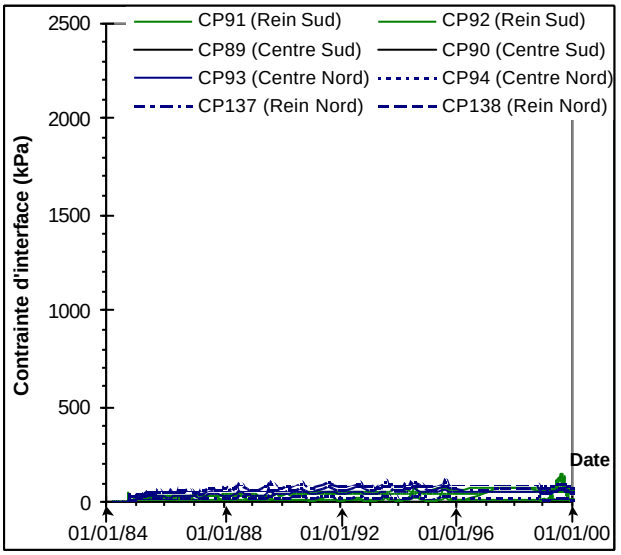
Si l'on considère que le module d'Young à long terme du béton E_{bLT} vaut 10 GPa, on constate alors que, *dans la voûte, les contraintes varient entre 3 et 4,5 MPa (clé de voûte et rein Sud) et que, dans le radier, elles varient entre 3 et 7,9 MPa (piédroits Sud et Nord)*.

8.2.2.4 - Analyse des contraintes de contact

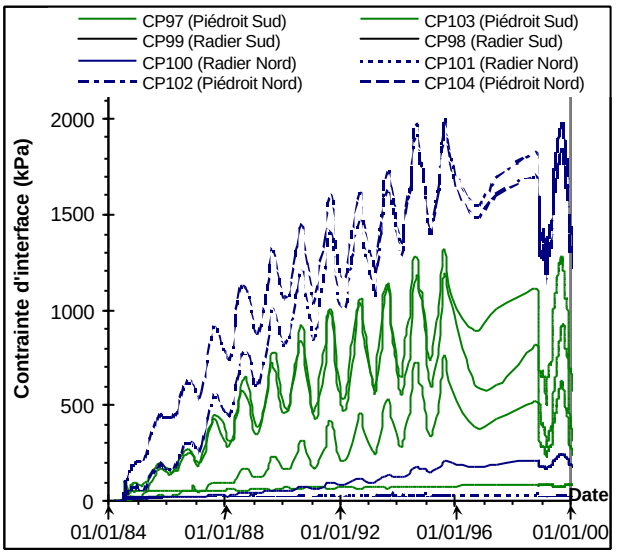
La figure 8.12 donne l'évolution des contraintes de contact entre le revêtement et le terrain.

En voûte (figure 8.12.a), les pressions mesurées restent faibles, inférieures à 100 kPa mais, sur certains capteurs, on observe des variations brusques concomitantes avec des fluctuations de température, ce qui prouve que le contact s'établit partiellement lorsque la température augmente.

En contre-voûte (figure 8.12.b), les cellules de pression totale indiquent un chargement significatif des piédroits pour cinq d'entre elles. *Les pressions mesurées en 1995 à température constante varient entre 0,9 MPa (cellules 97, 99 et 103 au piédroit Sud) et 1,7 MPa (cellules 102 et 104 au piédroit Nord).*



(a) en voûte



(b) en radier

Figure 8.12 : Evolution des contraintes d'interface revêtement/terrain

8.2.3 - Conclusions

L'ensemble des mesures relevées sur le tube Nord dans les marnes d'Effingen a mis en évidence un comportement différé complexe du revêtement et du massif.

On a constaté que le revêtement se comportait de façon contrastée en voûte et en radier. En voûte, le phénomène de retrait a d'abord contribué à désolidariser le béton du massif. L'élévation de la température moyenne et le fluage des matériaux qui a suivi ne semblent pas avoir produit de contact parfait entre le terrain et la voûte qui reste donc faiblement chargée.

Par contre, en radier, où le phénomène de retrait est négligeable, on observe des efforts dissymétriques importants et non encore stabilisés. Deux causes essentielles peuvent expliquer le comportement observé : d'une part, la différence de soutènement mis en place entre la voûte, ancrages systématiques, et le radier, pas de soutènement (figure 8.4), et, d'autre part, le développement du phénomène de gonflement sous le radier. En effet, la présence d'un système de drainage sous le radier semble être à l'origine de l'humidification des marnes et donc du phénomène de gonflement.

C'est ce dernier point qui va être analysé dans la suite à partir d'une modélisation numérique du comportement du tunnel.

8.3 - Modélisation numérique du tube Nord

Pour analyser ces résultats et le phénomène de gonflement, un calcul numérique a été effectué à l'aide du logiciel CESAR-LCPC en tenant compte des effets de gonflement par l'intermédiaire du modèle décrit précédemment.

La première étape de la modélisation consiste à définir le contexte géotechnique et la géométrie de la section étudiée, située dans les marnes d'Effingen, et à identifier les caractéristiques des matériaux, ainsi que le phasage des travaux à prendre en compte.

8.3.1 - Configuration géotechnique et géométrie de l'ouvrage

Compte tenu de l'implantation des sections instrumentées (PM1404 avec des extensomètres en forage et PM1502 avec des extensomètres à corde vibrante et des cellules de pression totale), nous avons retenu, pour ce calcul, la coupe géotechnique rencontrée au PM1500. A partir de la coupe

géologique longitudinale (figure 8.3), une coupe géologique au PM1500 a été élaborée. Elle est schématisée sur la figure 8.13 où la zone gonflante située sous le radier a été mise en évidence.

Les épaisseurs retenues pour les principales couches encadrant la section de tunnel sont les suivantes (du haut vers le bas) :

- calcaire lité (Oxfordien supérieur) : 40 m
- marnes d'Effingen (Oxfordien inférieur) : 110 m
- calcaires de Birmensdorf (Oxfordien moyen) : 25 m
- Marnes à fossiles pyriteux ou à nodules (Oxfordien inférieur) : 45 m

La clé de voûte se trouve à 70 mètres sous le toit des marnes d'Effingen et la base du radier à 27 mètres au-dessus du toit des calcaires de Birmensdorf. Le pendage apparent des couches dans un plan perpendiculaire à l'axe longitudinal du tunnel est de l'ordre de 20 degrés.

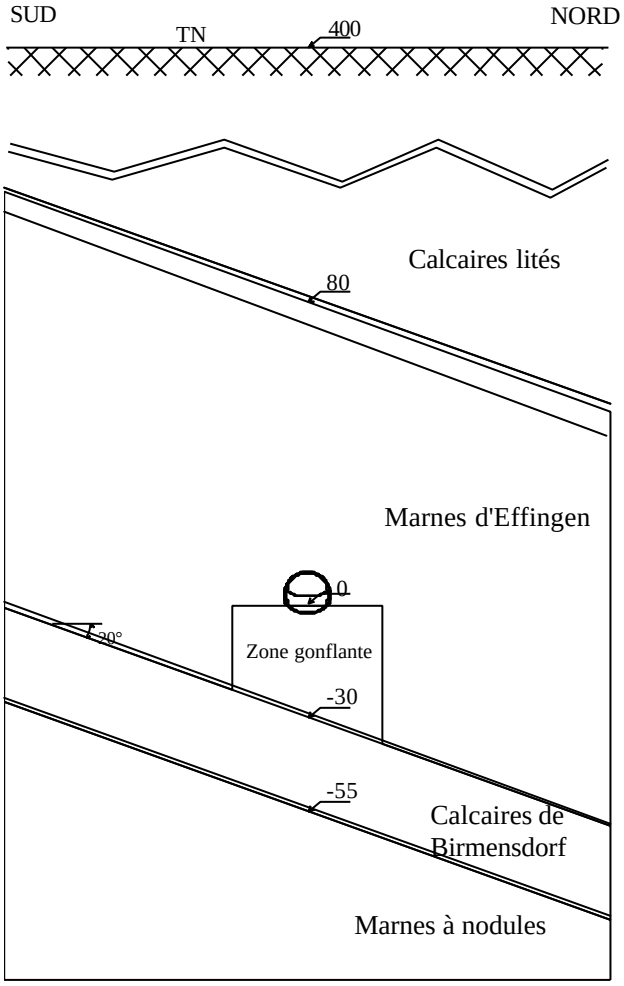


Figure 8.13 : Coupe géotechnique

La figure 8.14 présente la géométrie de l'ouvrage correspondant au profil type retenu dans les marnes d'Effingen (figure 8.4). Le soutènement est constitué de 15 cm de béton projeté avec treillis soudé et d'un boulonnage primaire autour de la voûte. Le revêtement définitif, constitué de 50 cm de béton coffré, comporte une contre-voûte définitive en radier.

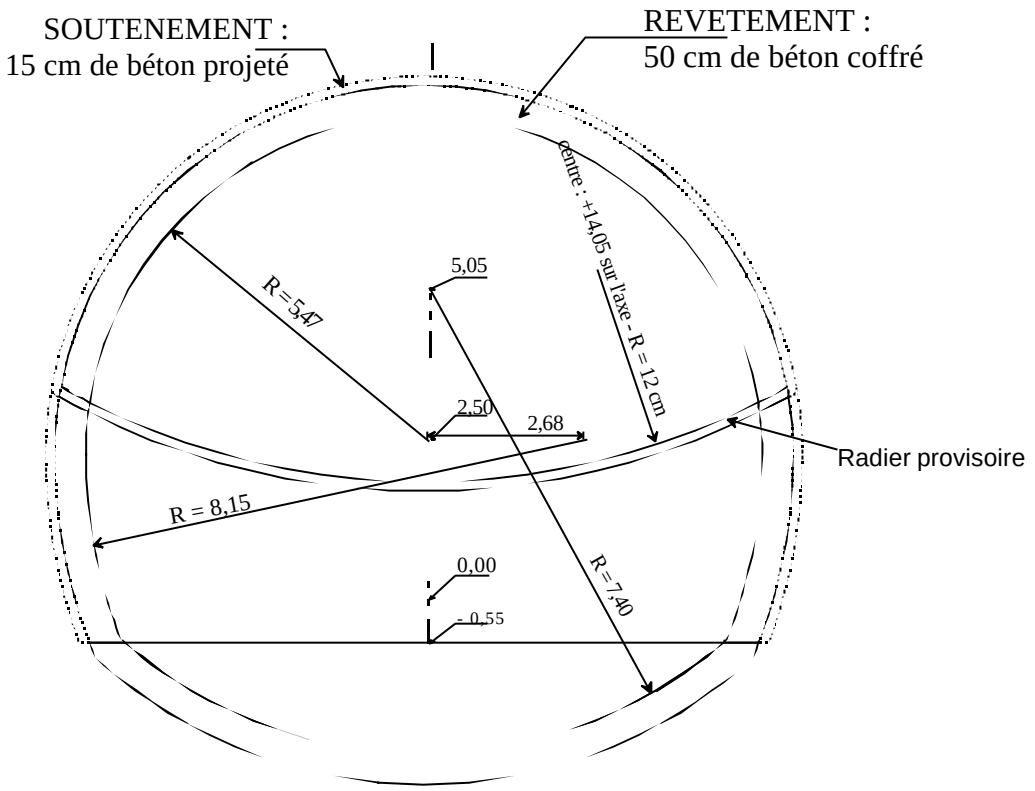


Figure 8.14 : Géométrie de la section de tunnel

8.3.2 - Caractéristiques mécaniques des matériaux

8.3.2.1 - Terrains

Les caractéristiques mécaniques retenues pour les terrains dans le cadre de cette étude ont été choisies à partir des essais réalisés en laboratoire (Bernaud et Rousset, 1994) et dans la galerie de reconnaissance, en privilégiant les résultats d'essais in situ effectués dans la galerie. Des comparaisons ont également été faites avec les valeurs retenues dans les calculs effectués pour le tube Nord (Simecsol, 1991).

Le tableau 8.2 rassemble les valeurs retenues pour les couches de terrains modélisées.

Tableau 8.2 : Caractéristiques mécaniques des terrains

Terrain	γ (kN/m^3)	E (MPa)	ν	c (MPa)	φ (degré)	ψ (degré)
Calcaire lité	25	20 000	0,3	élastique		
Marnes d'Effingen	24	5 000	0,3	10	34	4
Calcaires de Birmensdorf	25	20 000	0,3	élastique		
Marnes à nodules	23,5	3 500	0,3	élastique		

Seules les marnes d'Effingen ont été prises en compte avec une loi de comportement élastoplastique (critère de Mohr-Coulomb), les autres terrains étant soit suffisamment éloignés de l'excavation, soit suffisamment résistants, pour rester dans le domaine élastique.

De même, le comportement différé des terrains n'a été pris en compte que pour les marnes d'Effingen avec le fluage (Bernaud et Rousset, 1991 ; Gaudin, 1997) et le phénomène de gonflement identifié avec la deuxième méthode de calage au chapitre 7, soit :

- un module d'Young E_{LT} $(= E/2)$ à long terme de 2500 MPa ;
- une cohésion c_{LT} à long terme de 6 MPa ;
- un angle de frottement interne φ_{LT} à long terme de 20 degrés ;
- une pression de gonflement de 10 MPa ;
- un indice de gonflement B_g variable ;
- un facteur d'anisotropie β égal à 1 ;
- un coefficient de Poisson apparent ν_{app} égal à 0,15 ;
- et un plan de gonflement parallèle au pendage apparent de 20 degrés.

8.3.2.2 - Soutènement et revêtement

Le soutènement mis en place à l'avancement est constitué de :

- boulonnage primaire (boulons ∅ 25 de 4 m de longueur) ;
- béton projeté de 15 cm d'épaisseur, armé d'un treillis soudé.

Le boulonnage, ayant un effet de stabilisation locale difficilement modélisable en éléments finis, n'a pas été pris en compte dans le calcul.

Les caractéristiques retenues pour le béton projeté sont les suivantes :

- un poids volumique γ_{bp} de 25 kN/m^3
- un module de déformation instantané E_{bp} de 10 000 MPa

- un coefficient de Poisson ν_{bp} de 0,2

- un module de déformation différé $E_{bp\ LT}$ $(= E_{bp} / 3)$ de 3 300 MPa.

Le revêtement définitif est constitué de 50 cm de béton coffré B25, c'est-à-dire présentant une résistance à la compression de 25 MPa. En utilisant les règles proposées dans le BAEL91 (1992) concernant le béton, les caractéristiques retenues dans les calculs sont :

- un poids volumique γ_b de 25 kN/m^3

- un module de déformation instantané E_b de 30 000 MPa

- un coefficient de Poisson ν_b de 0,2

- un module de déformation différé $E_{b\ LT}$ $(= E_b / 3)$ de 10 000 MPa.

8.3.3 – Présentation du calcul numérique

8.3.3.1 - Méthode de calcul

Les calculs ont été effectués à l'aide d'une modélisation bidimensionnelle aux éléments finis en déformations planes avec le logiciel CESAR-LCPC élaboré par le Laboratoire Central des Ponts et Chaussées (Paris). L'effet tridimensionnel de la proximité du front de taille lors des phases d'excavation est pris en compte suivant la méthode convergence-confinement par l'introduction d'un taux de déconfinement.

Pour pouvoir rendre compte des effets dissymétriques dus au pendage des couches, il a été nécessaire de faire appel à un modèle complet (absence de symétrie).

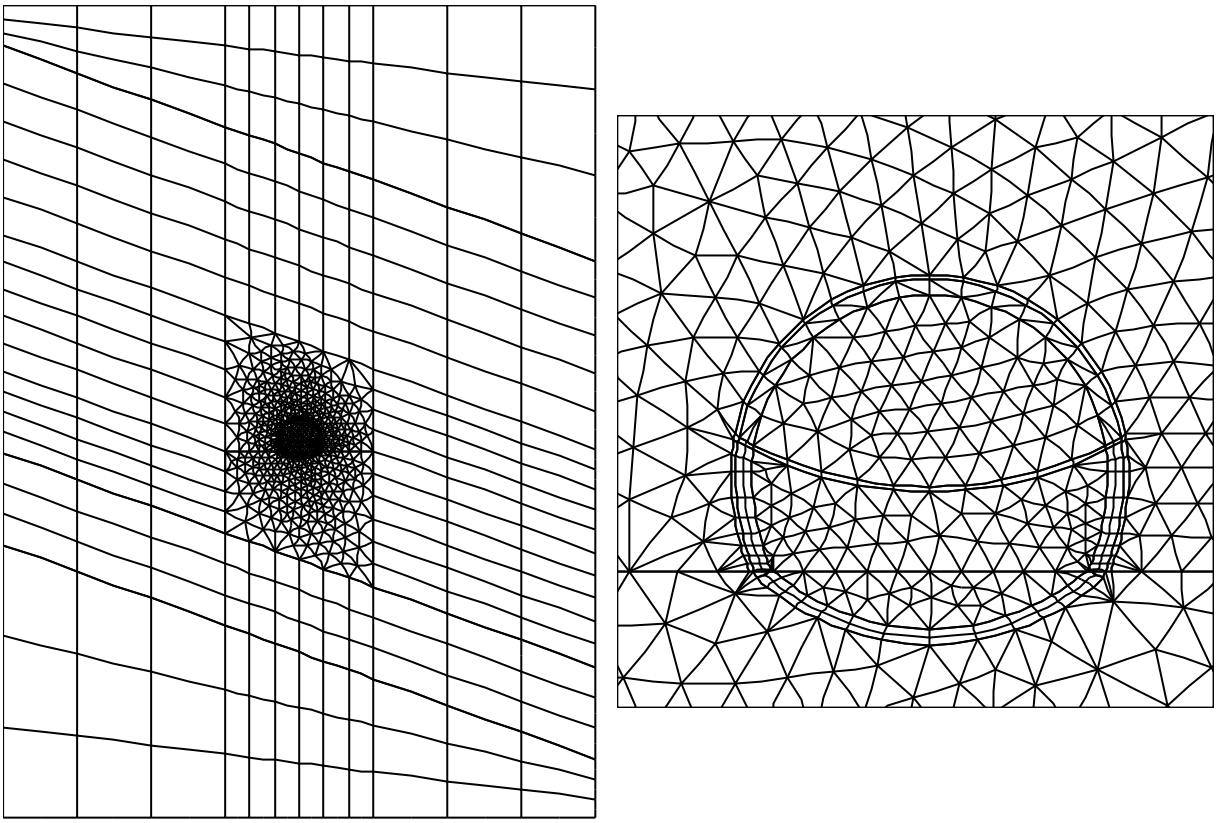
La figure 8.15 présente des vues du maillage utilisé, respectivement d'ensemble et de détail au voisinage du tunnel. Le modèle a une extension latérale de 80 m de part et d'autre de l'axe vertical pour limiter l'incidence des conditions aux limites imposées sur les bords du maillage. Son extension verticale est de 120 m au-dessus de la chaussée et de 100 m en dessous.

Le modèle se compose de :

- 3487 nœuds ;
- 1538 éléments (triangulaires à 6 nœuds et rectangulaires à 8 nœuds).

Les conditions aux limites retenues sont les suivantes :

- déplacement horizontal nul sur les limites latérales ;
- déplacement vertical nul sur la limite inférieure.



(a) vue générale (b) vue du tunnel

Figure 8.15 : Maillage du calcul au PM1500

8.3.3.2 - Phasage du calcul

Les calculs ont été menés en considérant le phasage suivant :

Phase 0 : phase d'initialisation.

La phase d'initialisation consiste en l'application du poids propre de chaque couche (chargement POI), ainsi que d'une pression uniforme égale à 7500 kPa sur la surface supérieure (chargement PUR) caractérisant le poids de la couche de calcaire située au-dessus de la zone maillée. Ce calcul a abouti à un état de contraintes initial orienté suivant le pendage ; les directions principales étant comprise entres les directions axiales, verticale et horizontale, et les directions du pendage.

Phase 1 : Excavation de la demi-section supérieure avec prise en compte d'un taux de déconfinement $\lambda = 0{,}65$ correspondant à une longueur décousue de 3m (AFTES, 1993)

Phase 2 : Pose du soutènement en demi-section supérieure et poursuite du déconfinement jusqu'à $\lambda = 1$

Phase 3 : Excavation de la demi-section inférieure avec prise en compte d'un taux de déconfinement $\lambda = 0{,}85$ correspondant à une longueur décousue de 8m (AFTES, 1993)

Phase 4 : Pose du soutènement en demi-section inférieure et poursuite du déconfinement jusqu'à $\lambda = 1$

Phase 5 : Excavation du radier contre-voûté avec un déconfinement complet $(\lambda = 1)$

Phase 6 : Bétonnage de la contre-voûte, des piédroits et de la voûte

Phase 7 : Fluage partiel correspondant aux 10 premières années de service (1986-1995)

Un calcul préliminaire a montré que les efforts dans le revêtement et les déplacements du massif obtenus par les mesures in situ étaient inférieurs au comportement à long terme déterminé numériquement, ce qui justifie l'aspect transitoire des résultats obtenus en 1995 et la non-stabilisation du comportement observé avec les mesures in situ (partie 8.2). Un calcul intermédiaire (phase 7) a alors été effectué pour simuler le comportement à moyen terme déterminé à partir des mesures relevées en 1995.

En 1995, le fluage du terrain dépendant du gonflement des marnes ne peut être défini par l'extrapolation des essais de fluage en laboratoire. Dans ce cas, une étude paramétrique simplifiée a montré qu'un calcul de fluage avec un module du terrain égal à 3750 MPa (soit $E_{10}/E_0 = 0{,}75$) permettait d'approcher le comportement à moyen terme. Pour le revêtement, comme le chargement issu du fluage du terrain est lent et permanent, on suppose que les contraintes dans le béton sont déterminées avec le module à long terme (BAEL91, 1992).

Phase 8 : Fluage final du terrain, le module des marnes passant à 2500 MPa (soit $E_\infty / E_o = 0{,}5$).

8.3.3.3 - Prise en compte du gonflement

La prise en compte du gonflement a été intégrée au calcul numérique dans les phases 6, 7 et 8, ce qui revient à faire l'hypothèse que le phénomène s'amorce à partir de la mise en service du système de drainage sous le radier susceptible de mettre en contact l'eau provenant de la zone calcaire avec la zone marneuse hydrophile initialement sèche.

Après l'excavation du radier et le déconfinement total du terrain (phase 5), les contraintes sous le radier, devenues faibles, favorisent le développement du gonflement. Ce processus, qui peut durer

plusieurs jours (voire plusieurs mois) en laboratoire est encore amplifié au niveau du massif par effet d'échelle. L'eau se propageant lentement dans le massif, il est raisonnable d'associer le gonflement aux deux calculs d'effets différés. Le phénomène de gonflement a donc été introduit simultanément au fluage.

Outre les paramètres de gonflement définis dans le paragraphe 8.3.2.1, on rappelle les deux principales hypothèses adoptées pour le développement du gonflement autour du tunnel :

- le plan de gonflement suit naturellement la stratification, c'est-à-dire que la direction principale du gonflement est perpendiculaire au pendage,
- la zone gonflante se situe sous le radier comme le définit la figure 8.13 ; on suppose donc que les écoulements d'eau se propagent à partir du système de drainage le long du radier et en profondeur.

8.4 - Analyse des résultats numériques

Plusieurs calculs numériques ont été réalisés avec ce modèle numérique. On s'intéresse essentiellement à la phase 7 des calculs, conçue pour simuler le comportement à moyen terme observé in situ.

Un premier calcul sans prise en compte du gonflement, noté c7, servira de référence pour toute comparaison numérique ultérieure. Dans un deuxième temps, on analysera l'influence du gonflement, d'une part, en appliquant le modèle de gonflement défini précédemment avec un indice de gonflement variable et, d'autre part, en vérifiant la pertinence des hypothèses du gonflement adoptées vis-à-vis de la direction du plan de gonflement, de la définition de la zone gonflante et la cohésion apparente du terrain.

Toute l'analyse se focalisera sur le comportement du radier, dans la mesure où le modèle ne permet pas de simuler l'influence notable du retrait sur la réponse du béton en voûte.

8.4.1 - Influence du gonflement

Dans ce paragraphe, on analyse les résultats des calculs de gonflement effectués avec différents indices de gonflement B_g (ou C_g) égal à 0,1%, 0,3% et 0,5% (0,23%, 0,69% et 1,15%) correspondant respectivement à un potentiel de gonflement minimum, moyen et maximum déterminé expérimentalement (chapitre 7) ; ces trois cas seront notés respectivement avec les lettres a, b et c.

Les résultats du calcul de gonflement seront comparés au calcul de référence et aux mesures. Dans cette comparaison, les zones instrumentées seront numérotées vers le Nord comme définit dans la figure 8.16. Elles seront repérées par leur abscisse curviligne s comptée positive par rapport à l'extrémité Sud : $s = 0$ pour le piédroit Sud, $s = 6\text{m}$ pour la clé de radier (correspondant à la section 8) et $s = 12\text{m}$ pour le piédroit Nord.

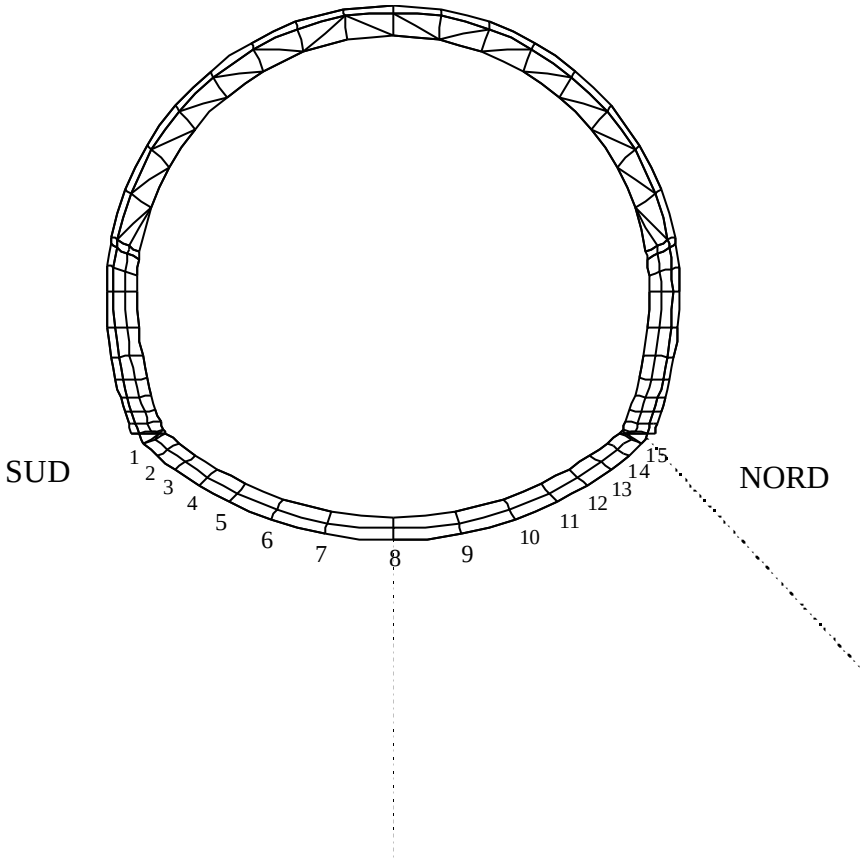


Figure 8.16 : Numérotation des sections du radier et emplacement des extensomètres

8.4.1.1 - Analyse des déplacements du massif sous le radier

La figure 8.17 représente les déplacements normal et tangentiel à l'interface radier/terrain le long du radier. On constate une influence notable du gonflement sur le déplacement normal dans la partie Sud comprise entre $s = 3$ et 6m, qui correspond à la zone où le radier est tangent au pendage, c'est-à-dire où la déformation de gonflement est entièrement dirigée vers l'intérieur du tunnel. Par contre, pour le déplacement tangentiel, l'influence se manifeste sur toute la surface.

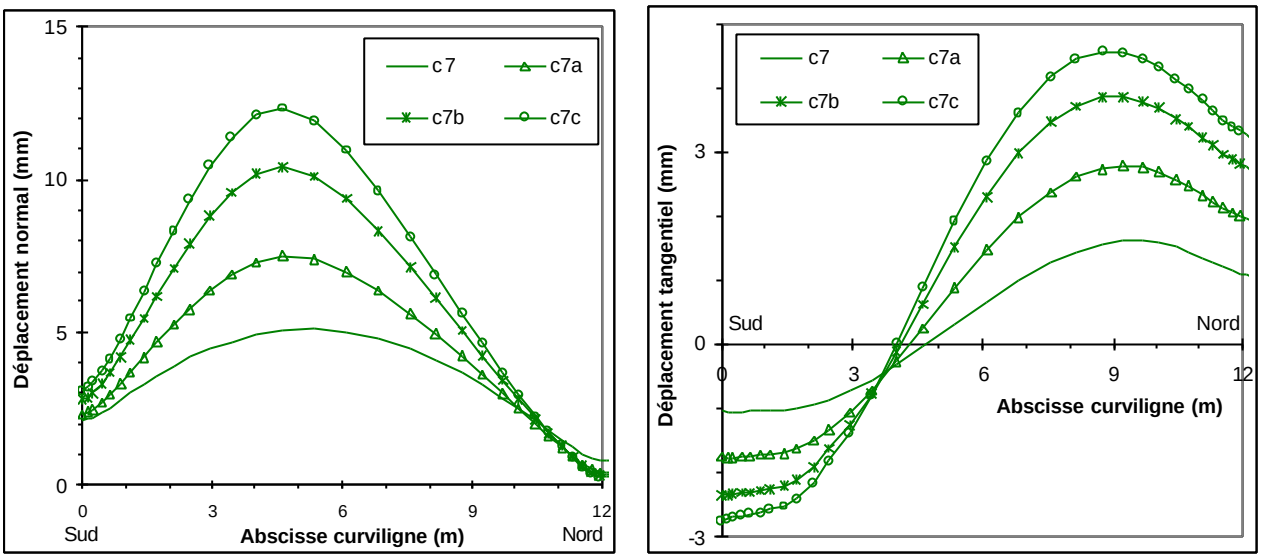
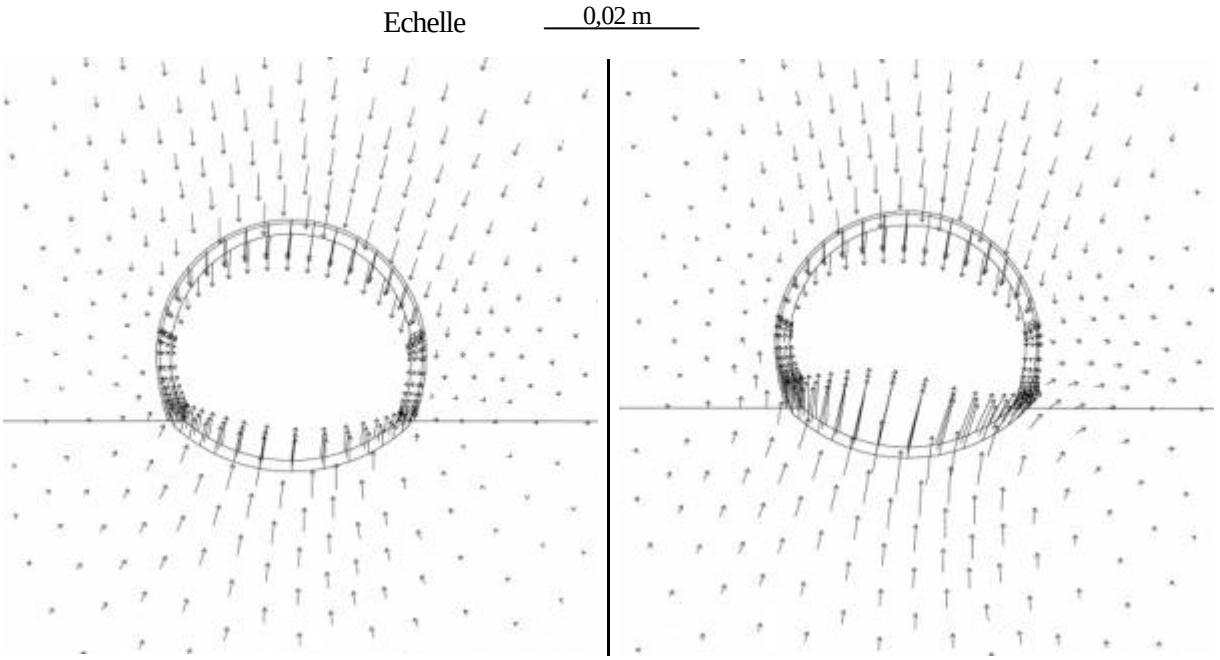


Figure 8.17 : Déplacements normal et tangentiel sous le radier

La figure 8.18 représente les déplacements du massif et du revêtement obtenus numériquement pour les calculs sans gonflement (c7) et avec gonflement (c7b). Les résultats numériques confirment que le gonflement influence le mouvement du massif dans une zone proche du radier avec une direction privilégiée, qui est normale au pendage (figure 8.18.b).



(a) calcul c7 (b) calcul c7b

Figure 8.18 : Résultats numériques des déplacements obtenus pour les calculs sans gonflement (a) et avec prise en compte du gonflement (b)

L'étude des déplacements dans la profondeur du massif doit être menée en tenant compte de l'emplacement des deux extensomètres placés sous le radier au PM 1404 (figure 8.5) : un en clé de radier et l'autre placé à 45° sous le côté Nord du radier.

Les figures 8.19 et 8.20 représentent respectivement les déplacements du massif parallèlement et perpendiculairement aux extensomètres. On constate que l'influence du gonflement se manifeste principalement sur le déplacement parallèle en clé de radier et sur le déplacement perpendiculaire sur la partie située à 45° côté Nord.

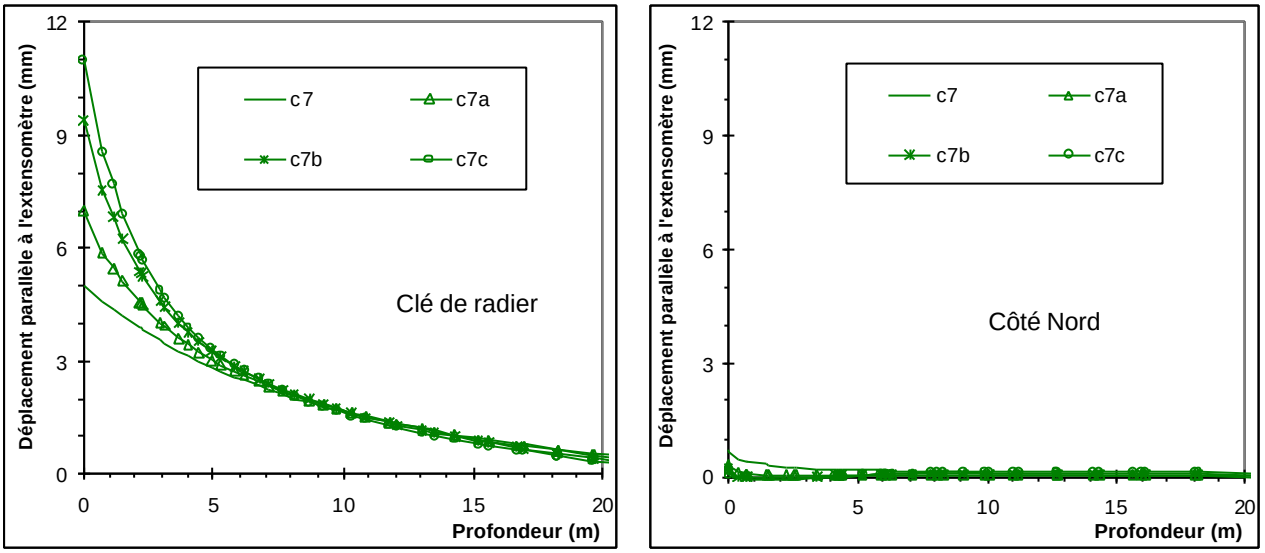


Figure 8.19 : Déplacements parallèles aux extensomètres D565 (clé de radier) et D521 (côté Nord)

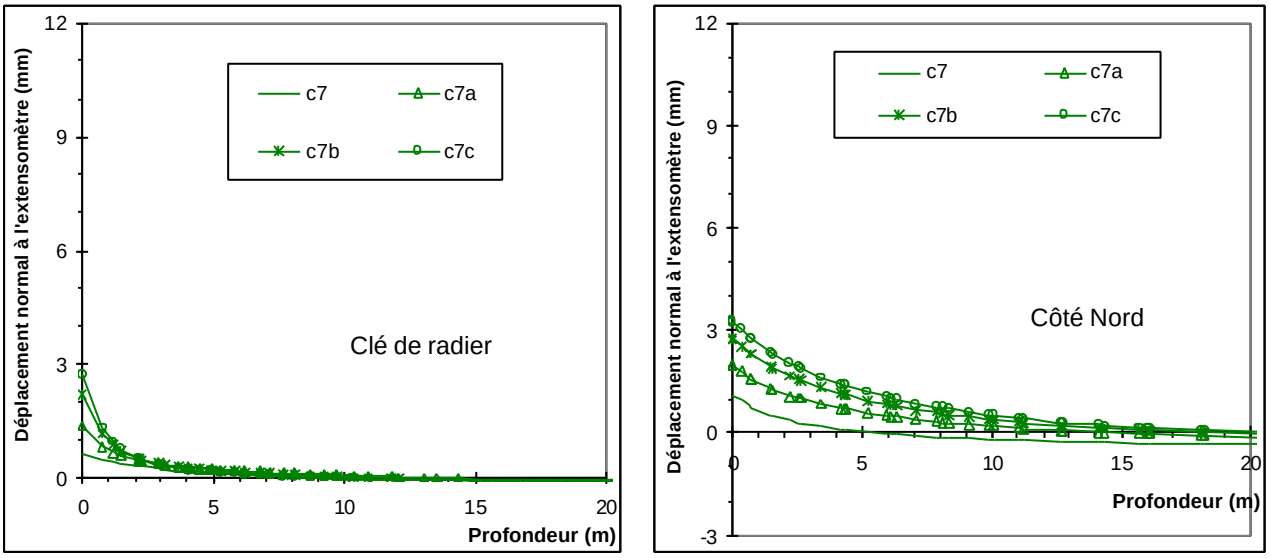


Figure 8.20 : Déplacements perpendiculaires aux extensomètres D565 et D521

L'influence du gonflement correspond à environ un rayon, soit 7 mètres, sous le radier et environ un diamètre sur le côté Nord. Sur la figure 8.18, la représentation des déplacements d'ensemble du massif des calculs c7 (sans gonflement) et c7b (avec gonflement) permet de confirmer l'influence du gonflement dans le massif ; sur le côté Nord, le développement du gonflement avec une direction privilégiée normale au pendage modifie le mouvement de convergence du massif sur une grande étendue mais avec une faible amplitude alors que sous la clé, le gonflement tend à amplifier la convergence du terrain vers le tunnel sur une zone proche du radier.

Le tableau 8.3 rassemble les mesures obtenues à partir de l'extensomètre D565 placé sous le radier et les déplacements parallèles obtenus numériquement aux mêmes emplacements. On constate que les calculs mettent en évidence des déplacements non nuls en bout d'extensomètre, ce qui laisse penser que la longueur de ces appareils est insuffisante pour se rendre compte de l'ensemble des déplacements qui se développe dans le massif. Dans ces conditions, la comparaison entre mesures et calculs doit être menée en valeur relative entre deux cellules de mesure.

Tableau 8.3 : Comparaison des mesures et des déplacement parallèles aux extensomètres

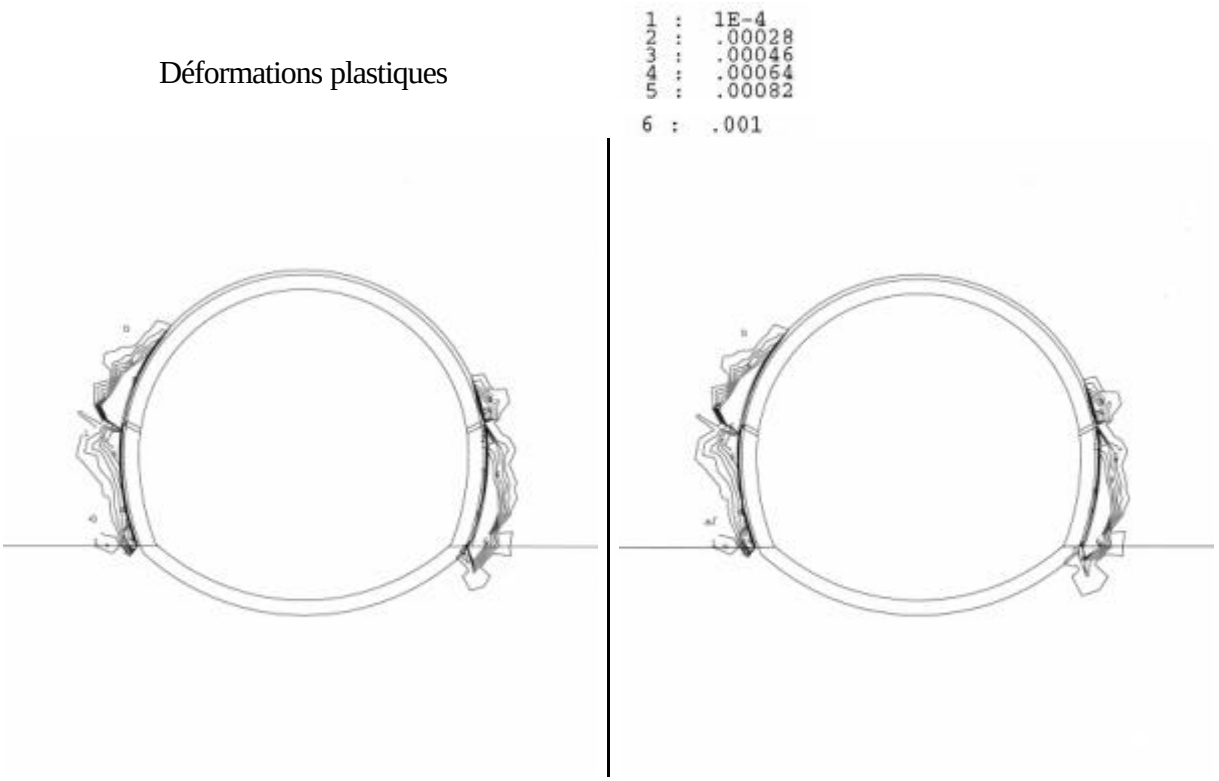
Profondeur		In situ (mm)	c7 (mm)	c7a (mm)	c7b (mm)	c7c (mm)
Clé de Radier D565	0,5 m	4,00	4,73	6,26	8,14	9,39
	3 m	0,66	3,52	3,97	4,51	4,77
	5,5 m	0,22	2,64	2,81	2,99	3,01
	7m	0,00	2,23	2,32	2,40	2,38
Nord D521	0,5 m	4,21	0,43	0,12	0,00	-0,07
	3 m	3,95	0,22	0,04	-0,01	-0,04
	5,5 m	-0,31	0,16	0,06	0,06	0,07
	7m	0,00	0,13	0,06	0,08	0,10

On remarque alors que le déplacement relatif important mesuré à proximité du radier n'est pas restitué par le calcul classique en élasticité alors que l'introduction de la loi de gonflement permet de reproduire cette distribution non linéaire des déplacements. Ainsi entre 0,5 et 3m de profondeur sous la clé de radier, le déplacement relatif mesuré de 3,3mm par l'extensomètre D565 est bien approché par le calcul c7b qui donne un déplacement de 3,6mm (contre 1,2mm, 2,3mm et 4,6mm pour les calculs c7, c7a et c7c). Entre 3m et 7m, les résultats numériques et in situ diffèrent nettement ; ce qui

peut provenir d'une propagation incomplète du phénomène de gonflement alors que le calcul est mené en faisant l'hypothèse d'un phénomène stabilisé à moyen terme.

Au niveau de l'extensomètre D521, le mouvement du terrain n'est pas du tout parallèle à l'extensomètre (figures 8.19 et 8.20) ; il est alors difficile de comparer les mesures de l'extensomètre avec les déplacements du massif obtenus numériquement.

On notera tout de même que les mesures mettent en évidence un mouvement de bloc rigide du terrain compris entre 0 et 3m alors que la cellule située à 5,5m exprime une compression du terrain compris entre 5,5 et 7m. Ces résultats in situ semblent exprimer l'apparition d'une fissure entre 3 et 5,5 mètres caractérisant une rupture du matériau qui ne peut être modélisée par un calcul aux éléments finis. Cependant, les calculs numériques indiquent tout de même une plastification du terrain uniquement à l'extrémité Nord du radier, comme le montrent les résultats de la figure 8.21.



(a) calcul c7 (b) calcul c7b

Figure 8.21 : Représentation de l'étendue de la zone plastique obtenue numériquement avec les calculs sans gonflement (a) et avec prise en compte du gonflement (b)

Cette analyse montre que la loi de gonflement permet de se rapprocher des mesures in situ sous la clé de radier. L'étude paramétrique conduit à privilégier une valeur de l'indice de gonflement B_g égal à 0,3 %. Ce choix demande à être vérifié à partir des mesures avec les autres capteurs.

8.4.1.2 - Analyse des contraintes dans le radier

La figure 8.22 représente la contrainte moyenne calculée dans le béton le long du radier. On constate que le gonflement influe nettement sur les efforts dans le béton en les augmentant aux extrémités du radier et en les réduisant à proximité de la clé.

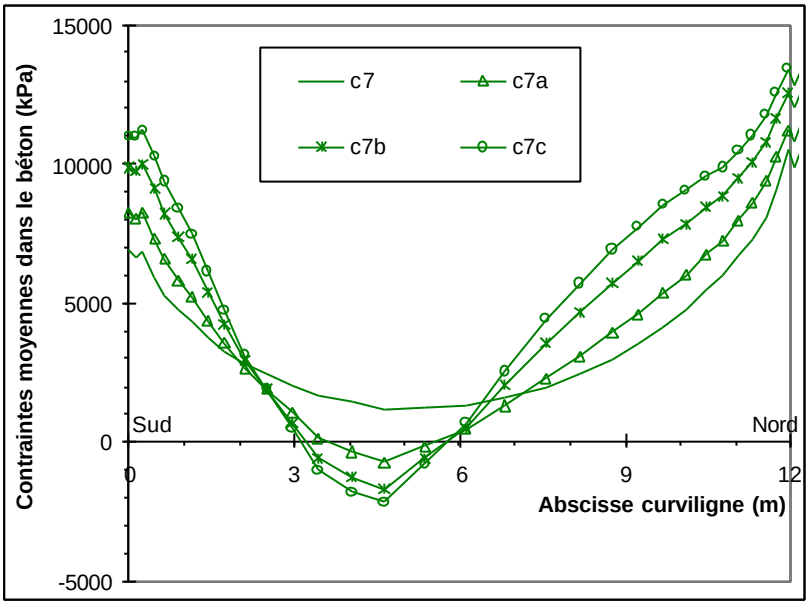
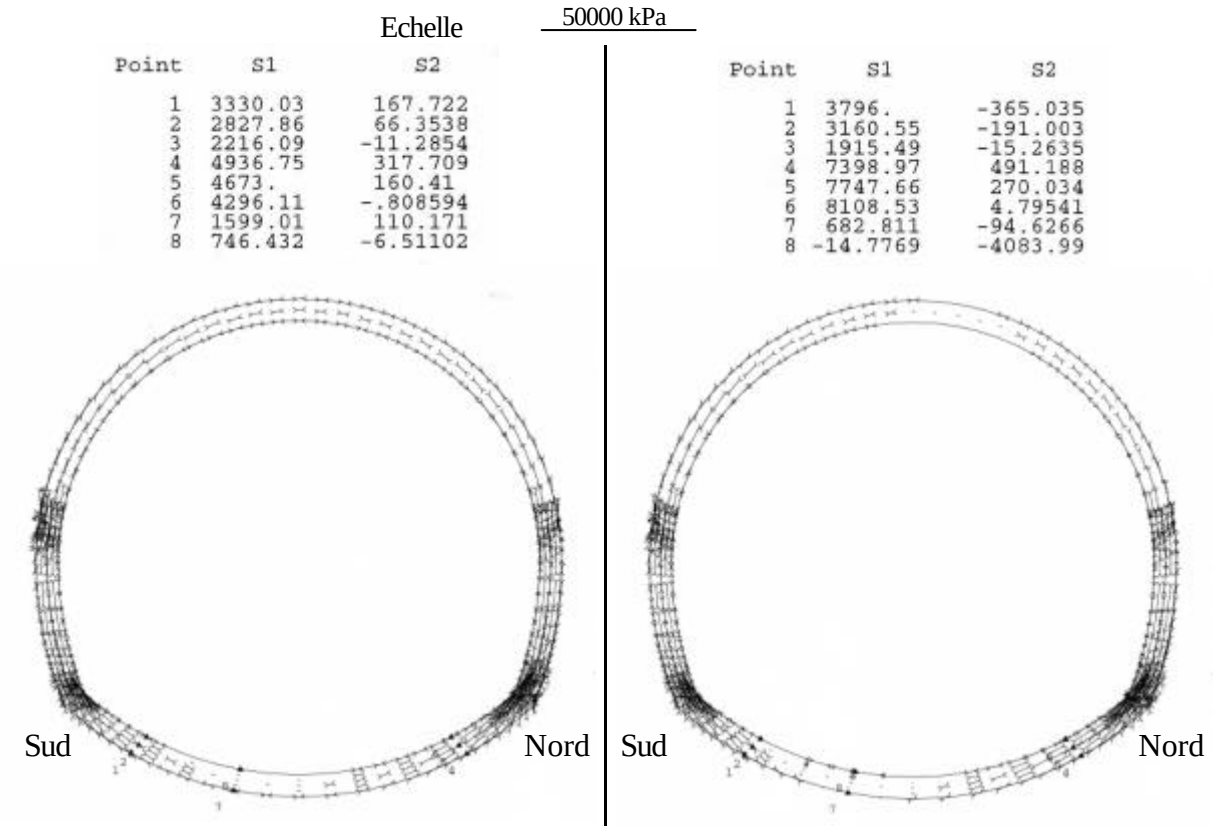


Figure 8.22 : Résultats des contraintes moyennes dans le béton le long du radier

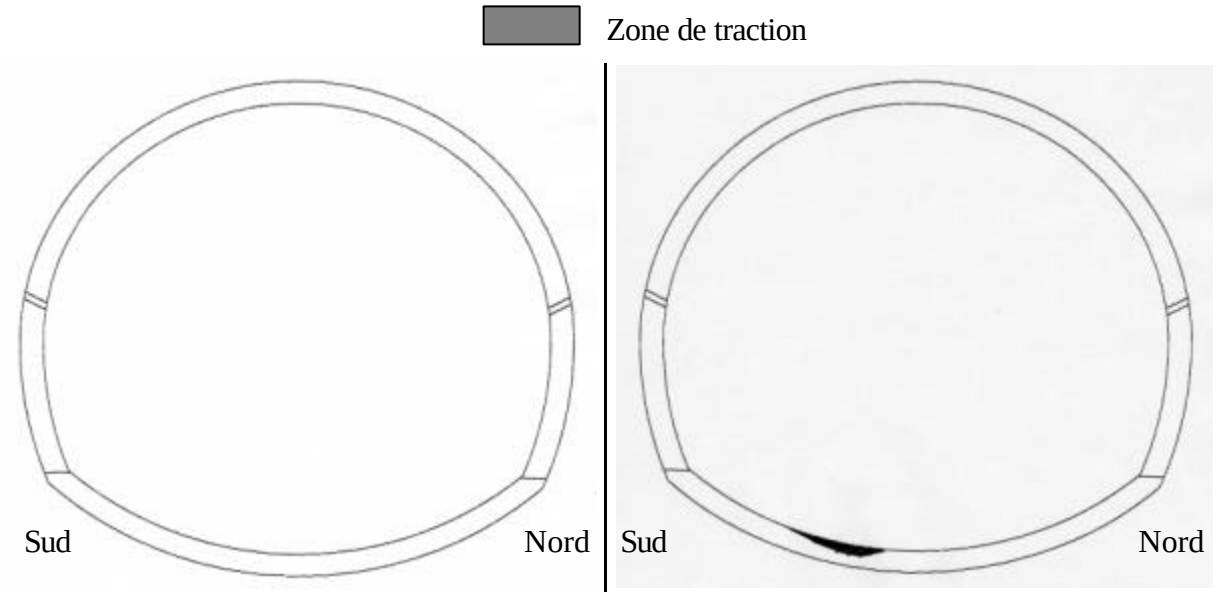
Dans la zone centrale $(3\text{m} < s < 6\text{m})$, on constate que la contrainte moyenne obtenue numériquement devient négative avec la prise en compte du gonflement, ce qui met en évidence des contraintes de traction dans le radier.

Les figures 8.23 et 8.24 présentent respectivement l'état de contraintes et les zones de traction obtenus dans le revêtement pour les calculs c7 et c7b. La figure 8.24 montre que la prise en compte du gonflement développe une zone de traction à l'intrados du radier de longueur limitée (zone comprise entre $s = 3$ et 6m) et de profondeur limitée (au plus la moitié de l'épaisseur du radier au niveau de l'abscisse $s = 4{,}5\text{m}$ où le radier est tangent au pendage), l'extrados du radier restant toujours en compression (figure 8.23). Dans cette zone du radier soumise à des efforts de traction à l'intrados, les efforts de compression seront repris par l'épaisseur non fissurée du radier.



(a) calcul c7 (b) calcul c7b

Figure 8.23 : Représentation de l'état de contraintes obtenu numériquement avec les calculs sans gonflement (a) et avec prise en compte du gonflement (b)



(a) calcul c7 (b) calcul c7b

Figure 8.24 : Représentation des zones de traction obtenues numériquement avec les calculs sans gonflement (a) et avec prise en compte du gonflement (b)

La comparaison de ces résultats aux valeurs mesurées in situ doit tenir compte de l'emplacement des extensomètres à corde vibrante noyés dans le béton (figure 8.6). Du fait de l'incertitude sur la mise en place de ces extensomètres, l'analyse a été élargie à une zone délimitée par les sections 4-5 du côté Sud correspondant aux capteurs 47, 48 et 49 et par les sections 11-12 du côté Nord correspondant aux capteurs 44, 45 et 46 (figure 8.16). On souligne que les deux zones choisies symétriques par rapport à l'axe vertical et s'étendant sur 60 cm en radier sont compatibles avec l'emplacement effectif des capteurs (figure 8.6).

Le tableau 8.4 représente les résultats numériques et in situ correspondant aux contraintes dans le béton. Pour l'étude numérique, on précise la valeur minimale, moyenne et maximale déterminée dans la zone du radier étudiée. Les valeurs in situ ont été déterminées à partir des déformations des capteurs en enlevant la contribution du retrait, estimée à 50 $\mu m/m$ et en considérant un module d'Young à long terme du revêtement E_{bLT} égal à 10 GPa.

Le tableau 8.4 montre que la prise en compte du gonflement accentue la dissymétrie des contraintes dans le radier par rapport aux résultats obtenus avec le calcul classique (c7). La comparaison des résultats numériques et des mesures in situ montre que le meilleur calage est obtenu avec le calcul c7b.

Tableau 8.4 : Résultats in situ et numériques des contraintes moyennes dans le radier

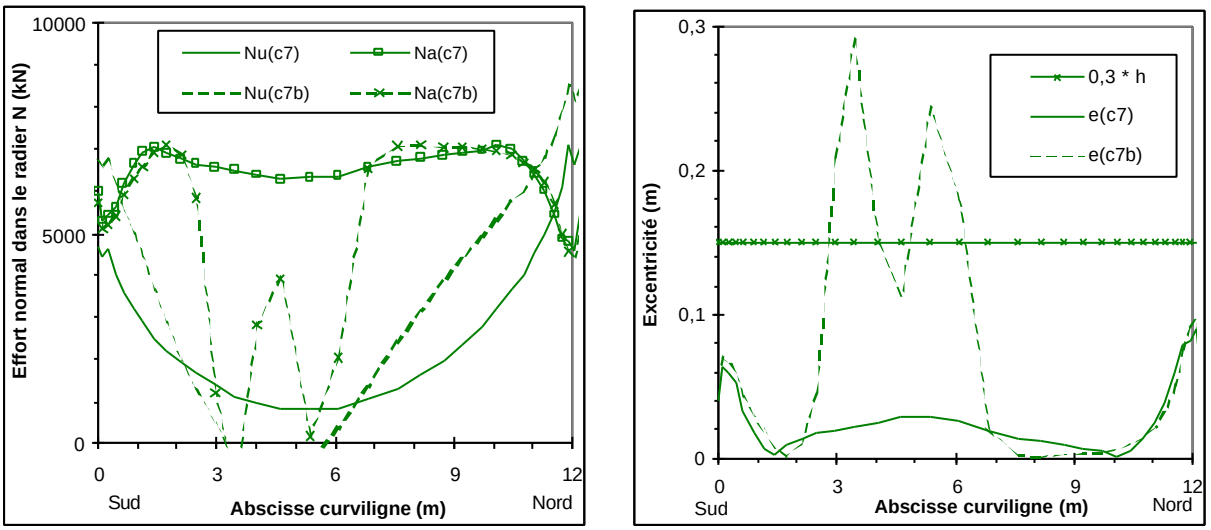
	Contrainte dans le béton (MPa) des sections 4-5 (Sud)			Section 8	Contrainte dans le béton (MPa) des sections 11-12 (Nord)		
	Moyenne	Min.	Max.		Moyenne	Min.	Max.
c7	2,9	2,5	3,3	1,3	4,8	4,1	5,4
c7a	2,7	1,9	3,5	0,4	6,0	5,3	6,8
c7b	3,0	1,9	4,3	0,5	7,9	7,3	8,5
c7c	3,3	1,9	4,8	0,7	9,1	8,5	9,6
CV 47		3,40					
CV 48		2,91					
CV 49		2,96					
Moy. Sud		3,09					
CV 44						8,49	
CV 45						8,78	
CV 46						6,36	
Moy. Nord						7,88	

Afin d'étudier l'incidence des effets de gonflement sur la tenue du radier, les résultats sont comparés aux valeurs limites déduites des recommandations de l'AFTES sur l'utilisation du béton non armé en tunnel (1998), et qui consistent à vérifier la flexion d'une section à l'état limite ultime (ELU) en considérant que le béton ne possède pas de résistance à la traction. Les sollicitations aux ELU (N_u, M_u), effort normal et moment ultimes, sont déduites des sollicitations calculées (M, N) par application du coefficient pondérateur de 1,35.

La résistance d'une structure en béton non armé se caractérise avec deux paramètres, l'excentricité $e\left(=\frac{M}{N}\right)$ et l'effort admissible N_a, déterminé à partir de la résistance à la compression du béton et de l'excentricité, en utilisant le critère suivant :

- $N_u > N_a$: ferraillage ou redimensionnement de la section nécessaire
- $N_u < N_a$:
  - $e < 0{,}3h$ (h : épaisseur de la section) : section satisfaisante
  - $e > 0{,}3h$: section inadmissible (plus de la moitié de la section est fissurée)

La figure 8.25 illustre l'application de la recommandation de l'AFTES avec une résistance à la compression du béton de 25 MPa caractérisant le matériau utilisé pour la contre-voûte. On constate que le ferraillage est nécessaire en piédroit avec ou sans gonflement à cause d'efforts et de moments trop importants (figure 8.25.a) alors que la prise en compte du gonflement (calcul c7b) implique aussi l'utilisation du ferraillage sur la partie centrale du radier et plus exactement à l'intrados où une zone de traction se développe (figure 8.24).



(a) effort normal N (b) excentricité e

Figure 8.25 : Application de la recommandation AFTES sur les efforts dans le radier (1998)

Si la zone de traction ne possède pas de béton armé (le ferraillage étant mis en place à partir des piédroits sur une distance limitée, environ 3m), l'effort normal de la section se reporte alors sur la partie non fissurée du radier. Ainsi pour l'abscisse $s = 4{,}5\text{m}$, l'effort normal N (avoisinant a priori 700 kN comme pour le calcul sans gonflement) se reportera sur la partie non fissurée (équivalent à la moitié de l'épaisseur initiale du radier soit 25 cm) sous forme d'une contrainte de compression proche de 3 MPa, bien inférieure à la résistance en compression du béton.

Ces résultats montre que l'apparition d'une zone de traction limitée à l'intrados du radier peut entraîner une augmentation notable des contraintes de compression à l'extrados tout en conservant un niveau acceptable pour la stabilité de la contre-voûte. Cette conclusion est d'autant plus satisfaisante que l'épaisseur réelle du radier est supérieure à la valeur retenue dans le calcul à cause des hors-profils réalisés lors de l'excavation du radier, pouvant atteindre 10 à 15 cm, ce qui laisse supposer que les contraintes de compression et l'excentricité de la section in situ sont plus faibles que ceux déterminés numériquement.

8.4.1.3 - Analyse des contraintes de contact

La figure 8.26 représente la contrainte normale à l'interface radier/terrain le long du radier. On constate que, pour tous les calculs, les contraintes sont minimales en clé de radier et maximales aux extrémités et que la prise en compte du gonflement se traduit par une augmentation de la contrainte normale sur tout le pourtour avec une influence plus marquée du côté Nord.

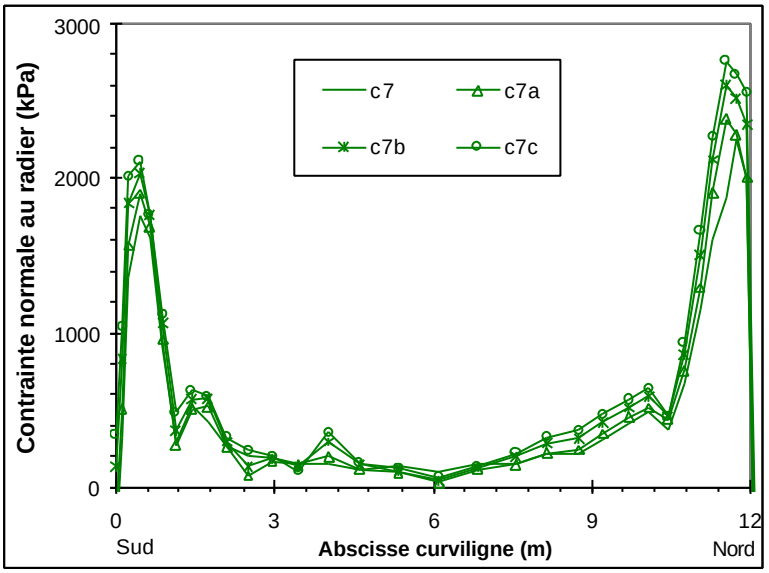


Figure 8.26 : Analyse des contraintes normales d'interface sous le radier

La comparaison des mesures aux résultats numériques doit être menée en tenant compte de l'emplacement des cellules de pression totale indiqué sur la figure 8.6. Dans la mesure où l'emplacement exact de ces cellules n'est pas connu, on a retenu une zone correspondant aux différents capteurs (figure 8.16) situés autour de la section 3 pour les capteurs 97-103, de la section 5 pour les capteurs 98-99, de la section 11 pour les capteurs 100-101 et de la section 13 pour les capteurs 102-104. Cette répartition a été déterminée en retenant, comme sur la figure 8.6, un emplacement des cellules au même niveau que les extensomètres à corde vibrante et en respectant la symétrie longitudinale de l'ouvrage.

Le tableau 8.5 rassemble les résultats des mesures in situ obtenus par les différents capteurs et les résultats numériques. La solution numérique des côtés Sud et Nord correspond à une valeur moyenne de la contrainte normale autour de la section considérée. La contrainte normale en clé de radier (section 8) a été ajoutée à titre indicatif de la valeur minimale appliquée sous le radier.

Tableau 8.5 : Résultats des contraintes d'interface radier/terrain

	Contraintes normales au radier, en kPa				
	Sections 2-3	Sections 4-5	Section 8	Sections 11-12	Sections 13-14
CP 97-103	553-1030				
CP 98-99		74-893			
CP 100-101				31-177	
CP 102-104					1693-1700
c7	577	218	102	401	1138
c7a	578	168	28	437	1316
c7b	664	206	41	508	1495
c7c	743	254	66	556	1620

Le tableau 8.5 montre que la dissymétrie des contraintes d'interface observée in situ est bien restituée par le modèle numérique. L'analyse des mesures aux extrémités fait apparaître que les contraintes sont mieux estimées avec les calculs c7b ou c7c, surtout si l'on fait abstraction des résultats des capteurs situés près du milieu du radier qui donnent des résultats peu significatifs.

8.4.1.4 - Conclusions

Ce paragraphe a permis de mettre en évidence l'apport de la loi de gonflement dans la modélisation du comportement du massif et du revêtement à moyen terme. La comparaison des mesures in situ et des résultats numériques a montré que les déplacements importants observés dans le massif à proximité du radier et les efforts dissymétriques du radier mesurés en 1995 sont le mieux simulés par le calcul c7b, qui prend en compte un indice de gonflement B_g moyen de 0,3 %.

Dans la suite, on présentera une étude complémentaire permettant de mieux apprécier l'incidence des hypothèses retenues pour modéliser le phénomène.

8.4.2 – Etude paramétrique complémentaire

Dans cette partie, on analysera successivement l'influence de l'orientation du plan de gonflement principal, de l'étendue de la zone gonflante, du comportement tridimensionnel du gonflement, de la plasticité. On évoquera aussi le comportement à très long terme de la structure.

Pour simplifier l'analyse, tous les résultats présentés dans la suite décriront quelques grandeurs caractéristiques du comportement in situ déjà présentées : le déplacement relatif Δv sous la clé de radier entre 0,5 et 3m de profondeur, la valeur moyenne de la contrainte dans le béton σ_n^b (côtés Sud et Nord) et la valeur moyenne de la contrainte d'interface $\sigma_{interface}$ située près des piédroits (côtés Sud et Nord).

8.4.2.1 - Influence du plan d'anisotropie

Un calcul a été réalisé pour étudier l'influence du plan de stratification, en reprenant les mêmes paramètres que pour le calcul c7b. Le nouveau calcul c7d a été effectué en prenant une direction privilégiée du gonflement verticale. Dans ce cas, on constate que l'influence du gonflement est notable mais plus symétrique.

Le tableau 8.6 montre que les résultats du calcul c7d diffèrent nettement des mesures in situ car la contribution du gonflement symétrique par rapport à l'axe vertical ne permet pas de rendre compte du comportement dissymétrique du radier, contrairement au calcul c7b qui exprime un gonflement perpendiculairement au pendage.

Tableau 8.6 : Principaux résultats obtenus pour le calcul c7d

		In situ	c7	c7b	c7d
Δv (mm)		- 3,3	- 1,2	- 3,6	- 4,5
σ_n^b (MPa)	côté Sud	3,1	2,9	3,0	5,3
	côté Nord	7,9	4,8	7,9	7,6
$\sigma_{interface}$ (kPa)	côté Sud	553 – 1030	577	664	772
	côté Nord	1693 – 1700	1138	1495	1113

8.4.2.2 - Influence de l'étendue de la zone gonflante

Les calculs du paragraphe 8.4.1 ont été menés en supposant que le gonflement concernait uniquement le terrain sous le radier et ont montré que l'influence du gonflement était limité en profondeur. En supposant que la zone gonflante concernait tout le massif encaissant autour du tunnel, un calcul complémentaire, noté c7e, a été engagé pour étudier l'influence de l'étendue de la zone gonflante. Le tableau 8.7 compare les principaux résultats comparés à ceux donnés par le calcul c7e.

On constate que les résultats du calcul c7e sont similaires au calcul c7b. La prise en compte du gonflement tout autour du tunnel ne modifie pas son influence sur le radier mais uniquement sur la voûte, de façon localisée et sans compromettre sa stabilité.

Tableau 8.7 : Principaux résultats obtenus avec le calcul c7e

		In situ	c7	c7b	c7e
Δv (mm)		- 3,3	- 1,2	- 3,6	- 3,7
σ_n^b (MPa)	côté Sud	3,1	2,9	3,0	2,5
	côté Nord	7,9	4,8	7,9	8,1
$\sigma_{interface}$ (kPa)	côté Sud	553 – 1030	577	664	669
	côté Nord	1693 – 1700	1138	1495	1505

Lorsqu'on étudie exclusivement le comportement du radier, comme dans notre étude, l'introduction d'une zone gonflante tout autour du tunnel ne modifie pas les résultats par rapport au cas d'un extension limitée sous le radier.

8.4.2.3 – Influence du paramètre d'anisotropie n_g (ou n_{app})

L'étude expérimentale a conduit à introduire un coefficient de Poisson apparent ν_{app} pour simuler le niveau de contraintes radiales élevé observé au cours du déchargement axial des éprouvettes. Pour étudier l'influence de ce paramètre, un calcul, noté c7f, a été effectué en conservant le coefficient de Poisson ν égal à 0,3. Ce cas correspond à une loi de gonflement calée sur des essais de type Huder-Amberg avec un œdomètre classique, c'est-à-dire sans mesurer la contrainte radiale.

Le tableau 8.8 montre que le calcul c7f donne des résultats similaires au calcul c7b avec des contraintes légèrement supérieures. Pour le tunnel de Chamoise, la caractérisation tridimensionnelle du gonflement n'est donc pas un facteur prépondérant dans la modélisation du gonflement.

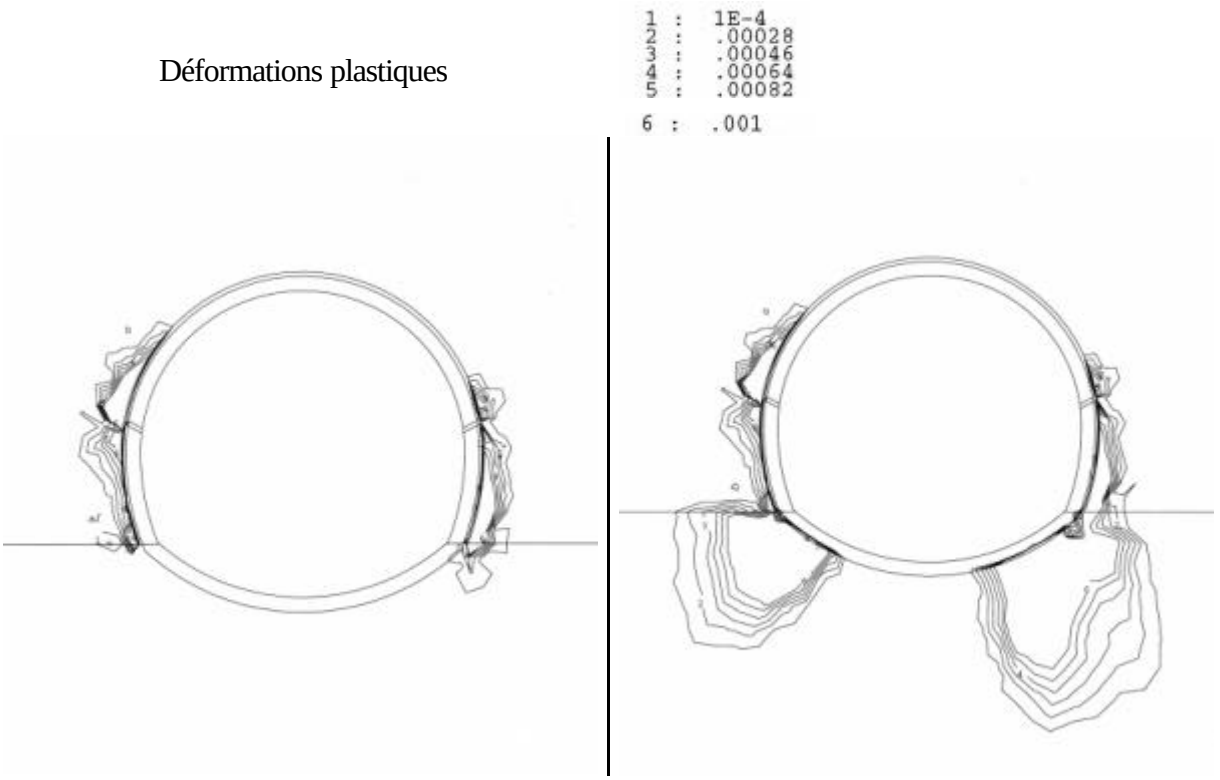
Tableau 8.8 : Principaux résultats obtenus avec le calcul c7f

		In situ	c7	c7b	c7f
Δv (mm)		- 3,3	- 1,2	- 3,6	- 3,6
σ_n^b (MPa)	côté Sud	3,1	2,9	3,0	3,5
	côté Nord	7,9	4,8	7,9	8,1
$\sigma_{interface}$ (kPa)	côté Sud	553 – 1030	577	664	669
	côté Nord	1693 – 1700	1138	1495	1505

8.4.2.4 - Influence de la plasticité

Dans le chapitre 7, on a montré que le phénomène de gonflement pouvait aussi affecter la résistance du matériau à long terme. Le calcul c7g reprend les paramètres du calcul c7b, mais introduit une cohésion de 2000 kPa déduite de la méthode de calage au lieu de 6000 kPa déterminé expérimentalement.

La figure 8.27 montre, dans ce cas un développement de la plasticité plus fort sous le radier contrairement aux calculs c7 ou c7b pour lesquels la plasticité reste localisée. Le tableau 8.9 montre qu'il en résulte (pour le calcul c7g) une augmentation considérable des efforts dans le radier, ce qui n'est pas observé in situ. Par conséquent, la rupture déterminée expérimentalement sur échantillon ne semble pas se produire dans le massif excepté au niveau des piédroits, (extensomètre D521), ce qui est simulé correctement par le calcul c7b.



(a) calcul c7b (b) calcul c7g

Figure 8.27 : Représentation de l'étendue de la zone plastique obtenue numériquement avec une cohésion de 6000 kPa (a) et avec une cohésion de 2000 kPa (b)

Tableau 8.9 : Résultats principaux obtenus pour le calcul c7g

		In situ	c7	c7b	c7g
Δ v (mm)		- 3,3	- 1,2	- 3,6	- 3,0
σ_n^b (MPa)	côté Sud	3,1	2,9	3,0	6,8
	côté Nord	7,9	4,8	7,9	13,4
$\sigma_{interface}$ (kPa)	côté Sud	553 – 1030	577	664	1404
	côté Nord	1693 – 1700	1138	1495	868

L'absence de plastification sous le radier pourrait s'expliquer par l'une des hypothèses suivantes :

- la zone gonflante réelle reste localisée sous la clé de radier, correspondant à la zone non plastifiée du calcul c7g (figure 8.27);
- un effet d'échelle conduirait à exagérer la réduction de la cohésion due à l'imbibition du matériau sur échantillon. Dans les faits, la cohésion réelle du massif imbibé doit être affaiblie par l'arrivée d'eau mais de façon moins notable que sur des essais en laboratoire, ce qui doit limiter l'étendue de la zone gonflante.

Ce calcul permet de mettre en évidence l'importance de la cohésion et du gonflement sur le comportement à long terme du radier et laisse penser que le développement du gonflement influe peu sur la cohésion du matériau à grande échelle.

8.4.2.5 - Comportement à très long terme du radier

Les résultats précédents ont montré que le calcul c7b permettait de simuler le comportement à moyen terme du radier en tenant compte d'un fluage total du béton et d'un fluage partiel du terrain associé au processus lent du gonflement.

Il est intéressant d'étudier l'influence du gonflement à très long terme caractérisé par le fluage complet du terrain. On s'intéressera aux calculs c8 et c8b simulant le comportement à très long terme faisant suite aux calculs c7 et c7b analysés précédemment. Le tableau 8.10 récapitule les résultats obtenus pour les calculs c8 et c8b. On constate que le gonflement influe aussi notablement sur le comportement à très long terme avec un soulèvement de 5,4mm par rapport au cas classique (c8) et des contraintes nettement plus élevées dans la partie Nord du radier.

Tableau 8.10 : Résultats principaux obtenus à très long terme pour les calculs c8 et c8b

		In situ (1995)	c8	c8b
Δv (mm)		- 3,3	- 3,7	- 9,1
σ_n^b (MPa)	côté Sud	3,1	8,0	8,0
	côté Nord	7,9	13,4	17,6
$\sigma_{interface}$ (kPa)	côté Sud	553 – 1030	1479	1620
	côté Nord	1693 – 1700	2406	3011

8.5 - Conclusions

Ce chapitre a permis de mettre en pratique le modèle de gonflement présenté dans la partie III. A partir des mesures in situ traduisant le développement du gonflement, on a mis en place un calcul numérique simulant l'excavation et le comportement à long terme du tube Nord du tunnel de Chamoise.

Les résultats numériques ont montré que l'utilisation d'une loi de gonflement calée expérimentalement permet de reproduire l'essentiel du comportement observé in situ. Le meilleur calage est obtenu pour un indice de gonflement B_g égal à 0,3%, correspondant à la valeur moyenne du potentiel de gonflement déduite d'essais en laboratoire. Par contre, la prise en compte des effets tridimensionnels de gonflement n'apparaît pas essentielle dans la modélisation du gonflement pour ce tunnel.

Les calculs ont aussi montré que la direction privilégiée du gonflement suit la normale au pendage ; la prise en compte de cet effet permet de retrouver les efforts dissymétriques mesurés dans le radier. La réduction de la cohésion déterminée en laboratoire n'est confirmée par la comparaison entre calculs et mesures in situ.

Cette étude numérique montre que le modèle de gonflement proposé permet de simuler correctement le comportement observé du tube Nord de Chamoise. Les calculs et les mesures indiquent que le développement du gonflement peut entraîner des efforts plus importants dans le radier et des moments localisés élevés tout en restant acceptable pour la stabilité de l'ouvrage. Ces résultats numériques et les mesures in situ non stabilisées incitent à poursuivre la surveillance de cet ouvrage au cours des prochaines décennies pour contrôler le comportement à plus long terme.

CONCLUSIONS GENERALES

L'objectif du travail présenté dans ce mémoire consistait à améliorer la prise en compte du gonflement dans le dimensionnement des ouvrages souterrains. Cette étude comportait trois parties principales :

- une analyse bibliographique portant sur la compréhension du phénomène, sa caractérisation en laboratoire et à partir de retours d'expérience, et sa prise en compte dans le dimensionnement des tunnels ;
- le développement des méthodes de calcul analytique et numérique destinées à prendre en compte le phénomène de gonflement ;
- une application du modèle numérique de gonflement à deux niveaux : d'une part, sur un échantillon soumis à un essai de gonflement et, d'autre part, sur un ouvrage instrumenté dont le comportement différé a mis en évidence le gonflement des terrains sous le radier.

La revue bibliographique a mis en évidence la complexité du phénomène au niveau microscopique et a permis d'identifier plusieurs origines possibles du phénomène (osmotique, déchargement mécanique, succion) intervenant séparément ou simultanément.

Elle a conduit à recommander, pour la caractérisation expérimentale du gonflement, la méthode proposée par Huder et Amberg (1970) qui repose sur un essai de type œdométrique reproduisant assez bien les variations de contraintes induits dans le massif autour d'un tunnel. Contrairement aux autres procédures déterminant uniquement une pression de gonflement à volume constant, cette méthode vise à établir une relation linéaire entre la déformation de gonflement et le logarithme de la

contrainte appliquée à l'aide de deux paramètres : une pression de gonflement σ_g et un indice de gonflement C_g.

Quelques précautions d'usage doivent être respectées au niveau du prélèvement pour conserver un matériau proche de son état in situ (teneur en eau naturelle, fracturation, anisotropie structurelle) et au niveau de la procédure d'essai pour éviter les phénomènes parasites tels que le frottement ou le report du gonflement entre les paliers de déchargement successifs (parois intérieures huilées, répartition des paliers de déchargement équilibrée, durée des paliers suffisante).

Dans une deuxième partie de notre travail, deux approches complémentaires ont été mises en œuvre pour simuler les effets du gonflement :

- une approche analytique consistant à introduire une contribution de gonflement dans la méthode convergence-confinement (Panet et Guellec, 1974) ;
- une approche numérique pour raffiner le calcul analytique.

Malgré des hypothèses simplificatrices, l'approche analytique a montré l'influence notable du gonflement sur l'équilibre du revêtement à court et à long terme. Un tel calcul peut être envisagé à une phase de pré-dimensionnement pour apprécier les effets potentiels de gonflement et les comparer aux influences des autres paramètres géotechniques.

Pour parfaire la prise en compte du gonflement dans un calcul de tunnel, un modèle numérique de gonflement a été introduit dans le logiciel CESAR-LCPC. Le travail a consisté à définir et à implanter une loi tridimensionnelle anisotrope de gonflement basée sur la loi expérimentale d'Huder-Amberg et caractérisée par trois paramètres : une pression de gonflement σ_g représentant le seuil de contraintes en dessous duquel le gonflement peut se développer, un indice de gonflement C_g (ou B_g) permettant de quantifier la déformation de gonflement associée à une réduction de contraintes donnée et un paramètre d'anisotropie β relié à la stratification du massif. Le phénomène de gonflement supposé réversible a été intégré dans une loi élastoplastique avec le critère de rupture de Mohr-Coulomb.

Dans un troisième temps, ce modèle a été appliqué à deux situations pratiques : d'une part, le cas d'un échantillon soumis à un essai de gonflement et, d'autre part, un ouvrage instrumenté affecté par le gonflement des terrains sous le radier.

L'étude d'un essai de gonflement en phase de déchargement a permis de valider le choix de la loi de comportement et d'étudier la sensibilité de ses principaux paramètres. La confrontation de la loi élastoplastique avec les résultats expérimentaux a montré que le meilleur calage des déformations verticales est obtenu pour un facteur d'anisotropie β égal à 1. Cependant, la mesure des contraintes horizontales avec un oedomètre modifié "K_o" conduit à introduire un coefficient de Poisson apparent ν_{app} permettant d'obtenir un meilleur calage en déformations de la loi de comportement sur les essais.

Cette analyse expérimentale a aussi montré l'influence du gonflement sur la rupture de l'échantillon puisqu'au cours du déchargement, un échantillon imbibé conserve un niveau élevé de contraintes radiales, ce qui peut conduire à une rupture en extension de l'échantillon. La confrontation de cette rupture observée avec les paramètres plastiques de Mohr-Coulomb semble montrer que l'arrivée d'eau dans l'échantillon diminue la cohésion effective du matériau, ce qui favorise l'apparition de la plasticité.

La deuxième application du modèle de gonflement a consisté à effectuer un calcul de tunnel concernant le tube Nord du tunnel de Chamoise dont les mesures relevées in situ ont mis en évidence un comportement différé notable au bout d'une quinzaine d'années d'existence, avec en particulier le développement du phénomène de gonflement des marnes sous le radier.

Le gonflement des marnes a été modélisé comme un effet différé intervenant de manière concomitante au fluage. La comparaison des mesures in situ et du calcul à moyen terme, correspondant à un fluage partiel du terrain avec les paramètres à long terme du béton a montré que la loi de comportement retenue permettait de mieux reproduire les efforts dissymétriques du radier et les déplacements importants dans le terrain avoisinant que dans le cas d'une analyse élastique.

Une étude paramétrique appliquée à cet ouvrage a conduit à un plan de gonflement parallèle le pendage, une faible influence du comportement tridimensionnel de gonflement et une absence de plastification sous le radier.

L'étude numérique a montré que la loi élastoplastique de gonflement proposée permettait de bien rendre compte des comportements observés expérimentalement et in situ. Le modèle développé peut maintenant être testé sur d'autres ouvrages sujets à des problèmes de gonflement.

Une autre piste de développement dans ce domaine pourrait être de combiner ce modèle avec une approche hydromécanique, permettant de simuler l'évolution dans le temps des effets de gonflement.

ANNEXE A : Procédures d'essais normalisées

A.1 - ASTM D4546 (American Society for Testing and Materials, 1985)

L'American Society for Testing and Materials (ASTM, 1985) préconise trois procédures d'essais à l'oedomètre (figure A.1) :

Méthode I :

Boucle de chargement, déchargement, rechargement (chemins 1, 2 et 3) puis imbibition et gonflement libre sous le poids du piston jusqu'à ce que le mouvement du piston devienne négligeable (chemins 3 et 4). Dans un dernier temps, on procède à un chargement par paliers pour ramener l'éprouvette à sa hauteur initiale (chemins 4 et 5) ;

Méthode II :

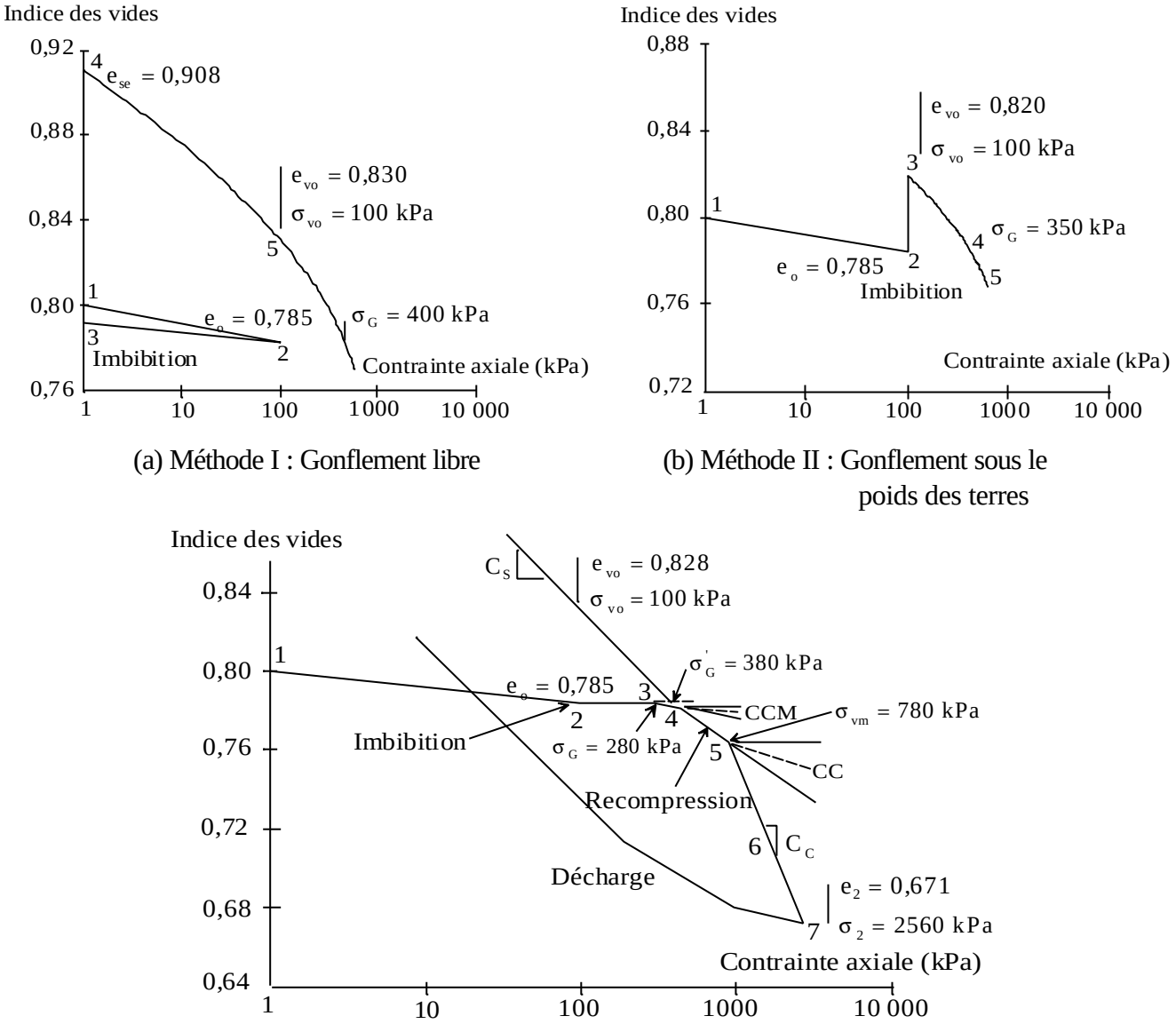
Gonflement sous une charge constante égale à la contrainte verticale en place jusqu'à ce que le mouvement du piston devienne négligeable (chemins 2 et 3), puis chargement par paliers pour ramener l'éprouvette à sa hauteur initiale (chemins 3 et 5).

Méthode III :

Gonflement à volume constant à partir du poids des terres (chemins 2 et 3). L'essai est poursuivi par un essai oedométrique conventionnel avec boucles de chargement-déchargement, afin d'évaluer le potentiel de gonflement.

Dans les méthodes II et III, l'éprouvette est préalablement chargée dans son état naturel sous le poids des terres. Dans la méthode I, un cycle de chargement-déchargement peut être appliqué, avant imbibition. Ces procédures sont accompagnées de recommandations pour le stockage et la préparation des échantillons. Les paramètres mesurés sont indiqués à titre indicatif sur la figure A.1.

Les essais commencent au point 1.
CCM : Construction de Casagrande Modifiée
CC : Construction de Casagrande



(a) Méthode I : Gonflement libre

(b) Méthode II : Gonflement sous le poids des terres

(c) Méthode III : Gonflement à volume constant à partir du poids des terres

Figure A.1 : Procédures d'essais de gonflement de ASTM D4546 (1985)

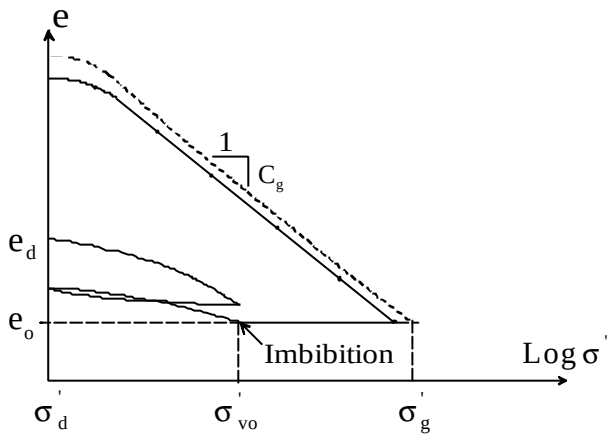
A.2 - DIDIER et al. (1987)

Ces auteurs proposent plusieurs procédures opératoires. L'utilisation d'une loi hyperbolique est suggérée pour déterminer la durée du palier d'imbibition et des paliers suivants. L'éprouvette est chargée à partir du poids du piston σ_d jusqu'au poids des terres σ_{vo} à sa teneur en eau naturelle, puis on procède à un cycle et demi de chargement-déchargement-rechargement. A partir de l'état caractérisé par l'indice des vides e_o obtenu sous σ_{vo}, l'essai peut être prolongé par l'une des trois procédures suivantes. (figure A.2)

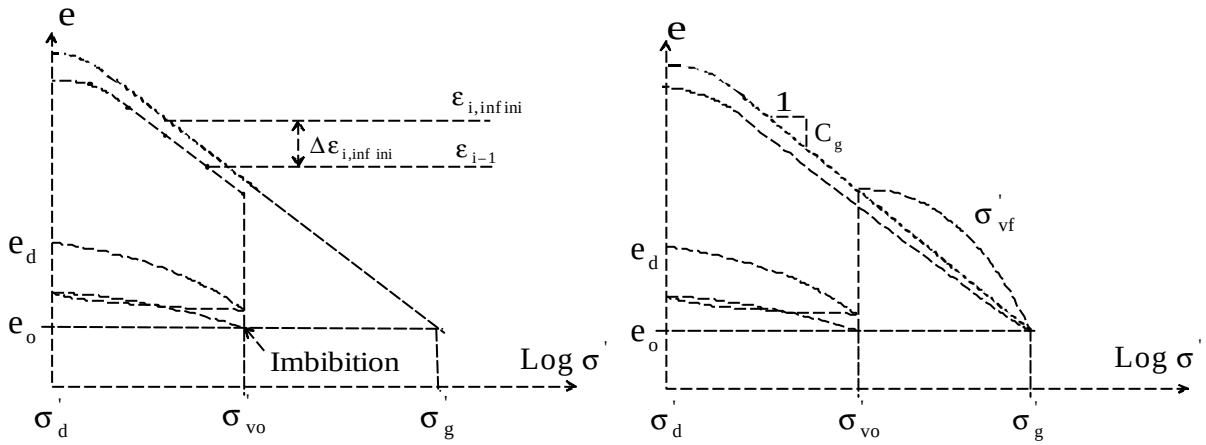
A.2.a - Description des procédures d'essais

Méthode 1 :

L'essai avec saturation à volume constant du sol sous poids des terres $(e = e_o)$, est destiné en premier lieu à déterminer la pression de gonflement du sol et à apprécier sa capacité de gonflement par une série de déchargements ultérieurs. La tolérance proposée sur les variations autorisées de volume de l'éprouvette est $\frac{\Delta V}{V} < 10^{-4}$ dans le cas des essais de longue durée.



Méthode 1 : Gonflement à volume constant à partir du poids des terres



Méthode 2 : Gonflement libre $(\sigma_{vf} < \sigma_{vo})$ Gonflement libre $(\sigma_{vf} > \sigma_{vo})$

Figure A.2 : Procédures d'essais de gonflement de Didier et al. (1987)

Méthode 2 :

L'essai avec gonflement libre sous poids des terres, est destiné à évaluer l'amplitude de gonflement, mais permet aussi d'estimer σ_g. Deux variantes peuvent être envisagées pour cet essai, suivant que

la contrainte σ_{vf} induite au sein du terrain par l'état de service de la structure est supérieure ou non au poids des terres. Dans les deux cas, l'échantillon est saturé sous le poids des terres, puis :

- rechargé de manière progressive jusqu'à ce qu'il retrouve sa hauteur avant saturation, pour être ensuite ramené progressivement à la précontrainte σ_d. Cet essai est adapté au cas où $\sigma_{vf} > \sigma_{vo}$;
- soit directement ramené à la contrainte initiale σ_d dans le cas où $\sigma_{vf} < \sigma_{vo}$.

A.2.b - Détermination de la durée des paliers de gonflement à partir d'une loi hyperbolique

A.2.b.1 - Suivi d'un palier de gonflement

Un des points fondamentaux d'un essai de gonflement de type incrémental est la durée des paliers de déchargement ou de saturation. A la différence des essais de compressibilité, on estimera que dans un essai de gonflement uniaxial, on peut passer au palier suivant lorsque la vitesse de gonflement est inférieure ou égale à une vitesse limite, qui peut être, elle aussi, forfaitaire. Cette démarche est d'ailleurs celle adoptée pour les essais "rapides" décrits précédemment, le "seuil" retenu étant de 1/100 mm par 8 heures dans le cas de l'étape de saturation pour des échantillons de hauteur initiale H_o voisine de 20 mm.

Cette dernière procédure nécessitant quelques précautions d'utilisation, il est apparu judicieux d'utiliser le critère suivant : le palier de déchargement $(i+1)$ est amorcée lorsque la variation du taux de gonflement $\Delta\varepsilon_i = \Delta(\Delta H / H_o)_i$ de l'échantillon mesurée pendant le palier i est supérieure ou égale à 95 % de la variation du taux de gonflement $\Delta\varepsilon_{i,\infty}$ que le sol serait susceptible de manifester sous cette même contrainte au bout d'un temps infini.

Cette méthode qui présente l'avantage d'être adaptée à la variabilité des éprouvettes étudiées, nécessite, en contrepartie, la mise au point d'un outil de calcul à la fois simple et représentatif de la cinétique générale du phénomène de gonflement. L'utilisation d'une loi hyperbolique répond à ces deux conditions.

A.2.b.2 - Calcul de $De_{i,\infty}$ au moyen d'une loi hyperbolique

Dakshanamurthy (1978), Vayssade (1978), Parcevaux (1980) et Didier et al. (1985) ont montré qu'expérimentalement, la cinétique du gonflement, en règle générale, peut être approchée par une relation hyperbolique de la forme :

$$\Delta\varepsilon_i(t) = \Delta\varepsilon_{i,\infty}\frac{t}{B+t}$$

On démontre aisément que $\Delta\varepsilon_{i,\infty}$ est égal à l'inverse de la pente de la droite de régression des points expérimentaux exprimés dans le diagramme $\left(\frac{t}{\Delta\varepsilon_i(t)}, t\right)$, complété au fur et à mesure des lectures par l'opérateur, en parallèle avec le tracé du diagramme $(\Delta\varepsilon_i(t), \mathrm{Log}\, t)$.

A.2.b.3 - Interprétation des données

• <u>Détermination de la courbe théorique de gonflement</u>

L'intérêt de la mise en œuvre de la loi hyperbolique dans la détermination de la durée de chaque palier de déchargement réside dans le fait qu'il est facile, à partir de ces calculs, de tracer la courbe de gonflement théorique du sol, représentative d'un gonflement à un temps infini (figurée en pointillé sur la figure A.2).

Le taux de gonflement infini $\varepsilon_{i,\infty}$ de l'éprouvette, sous contrainte σ_i, sera calculé pour i croissant à l'aide de la relation :

$$\varepsilon_{i,\infty} = \varepsilon_{i-1} + \Delta\varepsilon_{i,\infty}$$

dans laquelle ε_{i-1} est le taux de gonflement mesuré de l'éprouvette à la fin du palier précédent, $\Delta\varepsilon_{i,\infty}$ ayant été défini précédemment.

Le choix de cette équation se justifie par le fait que le phénomène de gonflement correspondant au palier $i-1$ n'étant pas stabilisé au début du palier i ; la valeur de $\Delta\varepsilon_{i,\infty}$ calculée par la loi hyperbolique intègre le cumul des résidus de déformation des étapes précédentes. Le calcul de $\varepsilon_{i,\infty}$ par la relation

$$\varepsilon_{i,\infty} = \sum_{j=1}^{i}\Delta\varepsilon_{j,\infty}$$

conduit à surestimer la valeur de ce taux du gonflement.

• <u>Détermination des paramètres de gonflement du sol</u>

La pression de gonflement σ_g est définie par l'abscisse du point G, intersection de l'horizontale $(e = e_o)$ et du prolongement de la partie linéaire de la courbe de gonflement théorique. On considérera que la pente C_g de la droite théorique constitue une valeur approchée de l'indice de gonflement du sol, reliant la variation du taux de gonflement à celle de logarithme des contraintes effectives.

A.3 - ISRM (International Society for Rock Mechanics, 1989)

La Société Internationale de Mécanique des Roches (ISRM, 1989) donne des recommandations pour l'échantillonnage, le stockage et la préparation des éprouvettes et propose trois méthodes d'essais :

- gonflement libre d'une éprouvette non confinée, immergée dans un bac, avec mesure des déformations de gonflement axiale (à l'aide d'un comparateur) et radiale (à l'aide d'une bague graduée) ;
- gonflement à volume constant pour déterminer une pression maximale de gonflement ;
- gonflement sous plusieurs paliers de décharge (figure A.3).

Cette dernière procédure basée sur l'essai Huder-Amberg a pour but de mesurer la déformation axiale de gonflement d'une éprouvette de roche placée dans un oedomètre et résultant de la décharge du matériau à partir de la valeur maximale de la contrainte (le poids des terres, par exemple) jusqu'à une valeur compatible avec le projet. Elle est applicable aux cas où les conditions aux limites sont assimilables aux conditions oedométriques.

Pour chaque palier de déchargement sous imbibition, on distingue la part instantanée de la déformation $\Delta\varepsilon_\sigma$ directement liée au déchargement et la part $\Delta\varepsilon$ due au gonflement par adsorption d'eau. Le cumul de cette dernière donne la courbe de gonflement $\Sigma(\Delta\varepsilon)$.

Essai de gonflement sous plusieurs paliers de décharge après imbibition au point 2 :
$\Delta\varepsilon_\sigma$: déformation instantanée liée au déchargement,
$\Delta\varepsilon$: déformation due à l'adsorption d'eau.
Les essais commencent au point 1.

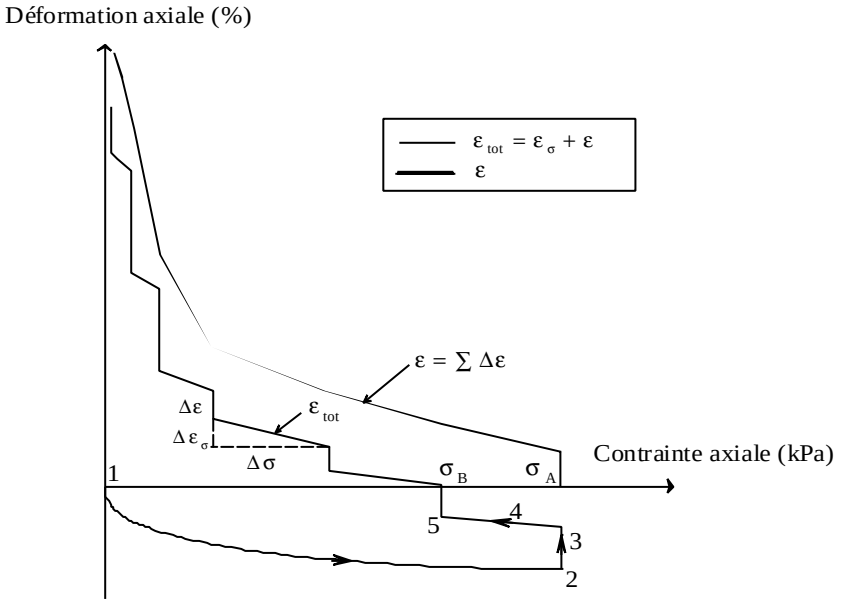


Figure A3 : Procédure d'essais de gonflement de ISRM (1989)

A.4 - ISSMFE (International Society for Soils Mechanics and Foundation Engineering, 1990)

La Société Internationale de Mécanique des Sols et Travaux de Fondations (ISSMFE, 1991) propose une méthode d'essais basée sur des oedomètres en parallèle (figure A.4). Plusieurs éprouvettes d'un même sol sont imbibées dans des cellules oedométriques et sous différentes charges, ce qui permet de déterminer une pression de gonflement σ_g et un coefficient C_g. La déformation étant mesurée directement à partir du début du gonflement, la méthode donne directement le potentiel de gonflement.

Essais de gonflement en parallèle sur trois éprouvettes.
Les déformations de gonflement commencent aux point 1, 2 et 3, après imbibition de chacune des éprouvettes. Les essais sont poursuivis par plusieurs paliers de déchargement.

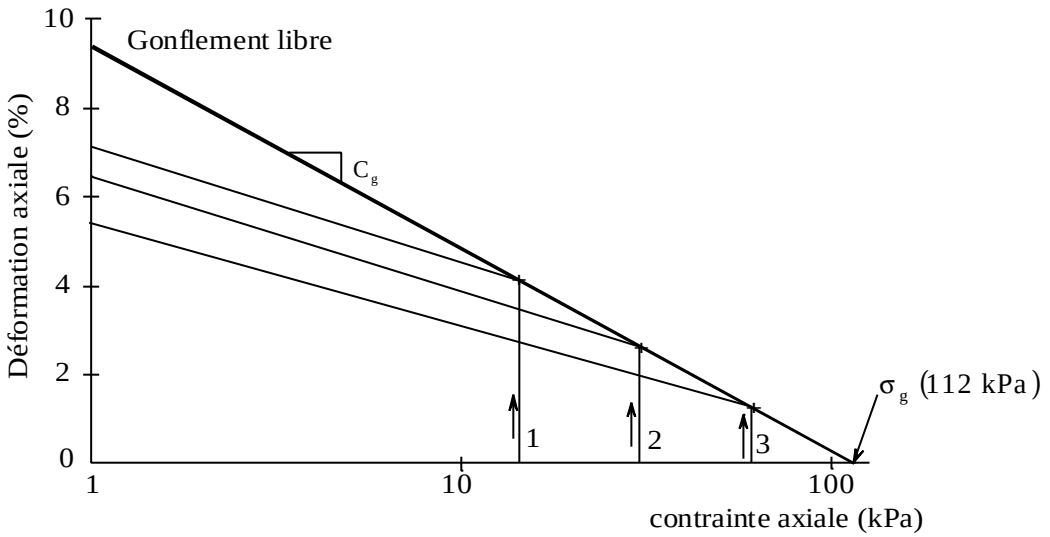


Figure A.4 : Procédure d'essais de gonflement ISSMFE (1991)

A.5 - BS 1377 (British Standard, 1990)

Trois méthodes d'essais de gonflement à l'oedomètre sont préconisées pour les sols fins :

- mesure de la pression de gonflement à volume constant, à partir du poids du piston, puis déchargement par paliers ou rechargement par paliers sous imbibition, selon une séquence de chargement appropriée ;
- même séquence de gonflement à volume constant jusqu'à la pression de gonflement puis déchargement par paliers et sous imbibition, selon une séquence de charges appropriée jusqu'à une charge minimale prédéfinie et enfin rechargement jusqu'à la pression de gonflement en suivant la même séquence de charges. Cette dernière séquence permet de déterminer les paramètres de compressibilité et de consolidation du sol testé ;

- chargement jusqu'à la contrainte σ_{vo}, correspondant au poids des terres, puis imbibition (effondrement ou gonflement) jusqu'à stabilisation et poursuite de l'essai par un cycle de chargement et de déchargement par paliers.

A.6 - Essai de gonflement-effondrement pour les sols compactés (Mieussens, 1993)

Une procédure d'essais oedométriques a été développée au Laboratoire Régional des Ponts et Chaussées (LRPC) de Toulouse (Mieussens, 1993) dans le but de qualifier les matériaux compactés. Cette procédure prévoit de tester, en une semaine, six éprouvettes identiques au départ. L'argile est compactée par compactage semi-statique dans les moules oedométriques, puis les éprouvettes sont chargées sous 25, 50, 100, 200, 400 et 800 kPa de contrainte totale axiale σ_a respectivement pendant trois jours. Les éprouvettes sont mises en présence d'eau pendant quatre jours supplémentaires. L'évolution de la déformation axiale ε_a est enregistrée au cours du temps. Suivant la nature du matériau testé, son état résultant du compactage et le niveau de chargement, cette opération peut provoquer un gonflement ou un effondrement. Une courbe C1 représentent alors les déformations obtenues au bout de trois jours, pour chacune des six éprouvettes, sous les charges qui leur sont appliquées tandis qu'une courbe C2 montre les déformations de chacune des éprouvettes, sous ces mêmes charges, après quatre jours d'imbibition. La comparaison de ces deux courbes renseigne, d'une part, sur la compressibilité du sol compacté et, d'autre part, sur sa sensibilité à l'imbibition.

A.7 - Norme Française NF P 94-091 (AFNOR, 1995)

La procédure de cette norme permet de déterminer la pression de gonflement et le potentiel de gonflement d'un sol en présence d'eau sous différentes charges. L'essai s'effectue à l'oedomètre sur plusieurs éprouvettes identiques (essais en parallèle). La norme précise les conditions d'essai, le choix des charges à appliquer aux éprouvettes et la méthode d'exploitation des résultats. La procédure s'attache essentiellement à la détermination de la pression de gonflement et du potentiel de gonflement (part de la déformation due à l'imbibition).

Annexe B : Matériels utilisés pour les essais de gonflement

B.1. Description de l'appareillage œdométrique

Le plus ancien de ces appareils est celui de Palit (figure B.1). Il permet le réglage de la hauteur verticale de l'échantillon, au moyen d'une vis, la pression de confinement étant déterminée par lecture sur l'anneau dynamométrique. Cette technique a été reprise par la majorité des autres cellules de pression de gonflement expérimentées depuis, moyennant quelques améliorations.

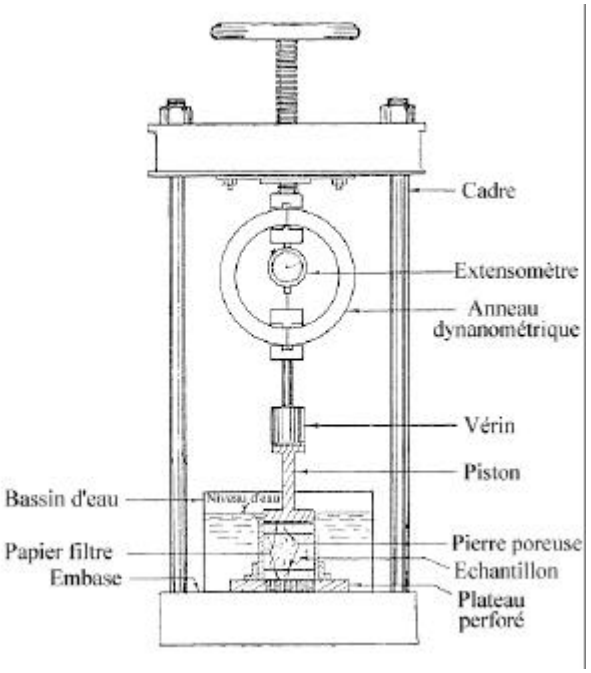


Figure B.1 : Appareillage de mesure de la pression de gonflement de Palit (1953)

La flexibilité de l'anneau dynamométrique de l'appareil de Palit a, dans un premier temps, été très contestée et décrite comme la cause d'erreurs dans la détermination de la pression de gonflement (Agarwal et al., 1973 ; Didier, 1973). De fait, il est prouvé que le moindre déplacement autorisé réduit fortement la contrainte exercée. Pour remédier à cela, plusieurs améliorations ont été apportées au dispositif œdométrique. Elles consistent soit à automatiser la remise sous contrainte des échantillons dès l'apparition du moindre déplacement axial (Agarwal et al., 1973), soit à rigidifier l'ensemble de l'appareillage (Didier, 1973).

La presse asservie d'Agarwall et al. (figure B.2) permet un contrôle en déplacement très fin. Une remise en charge de l'échantillon a lieu dès que le déplacement axial est supérieur à 1/12 de mm, c'est à dire que la variation du volume atteint la valeur $\frac{\Delta V}{V} = 3.10^{-2}$.

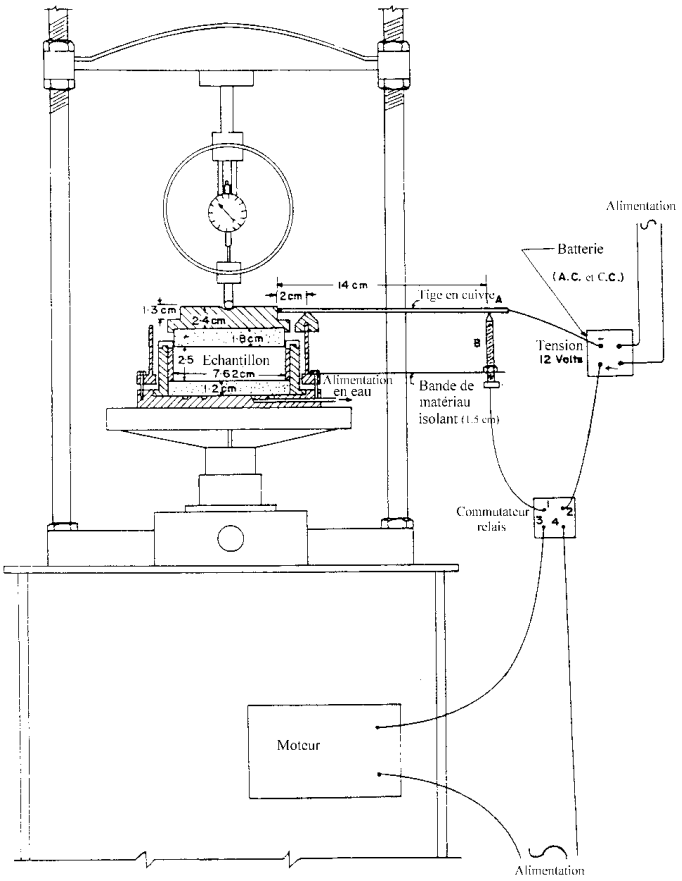
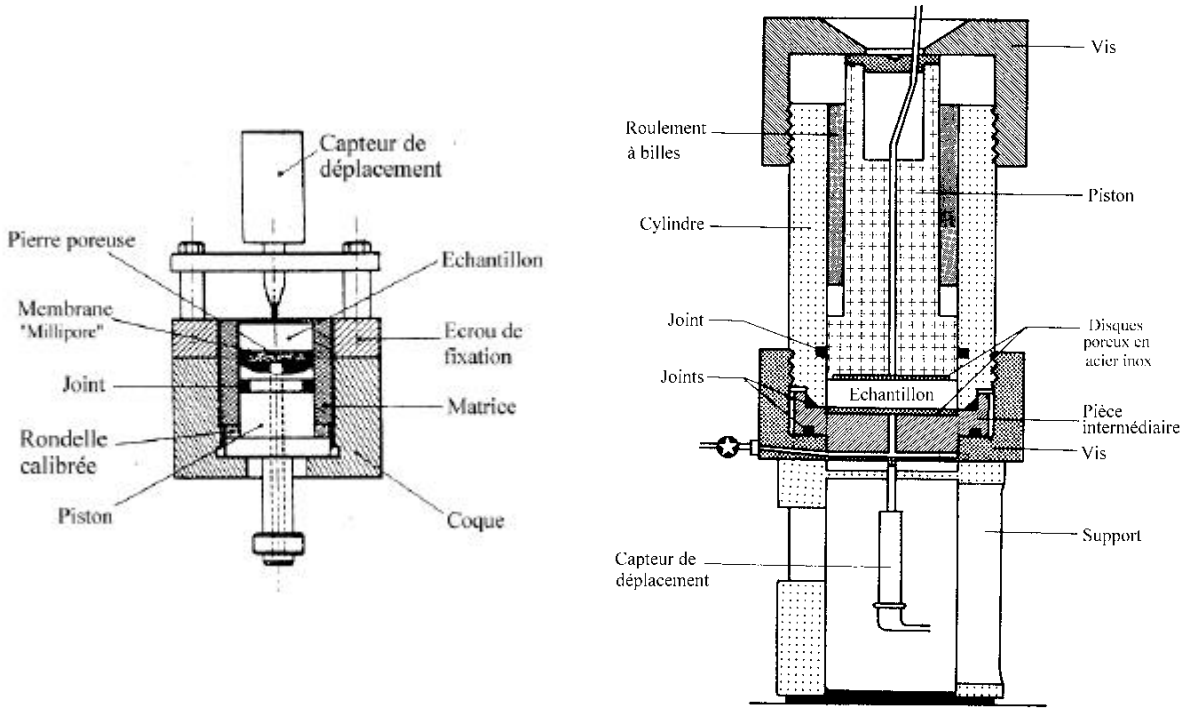


Figure B.2 : Appareillage de mesure de la pression de gonflement

Didier (1973), pour sa part, préfère confiner l'échantillon dans une cavité rigide (figure B.3.a), la pression de gonflement étant déduite de la mesure de la déflexion d'une plaque d'acier pré-étalonnée. Cette cellule rigide permet une précision sur le volume de l'ordre de $\frac{\Delta V}{V} = 10^{-3}$.

Il décrit aussi une autre cellule basée sur le principe oedométrique (figure B.3.b), qui permet de suivre la pression de gonflement exercée à volume constant en fonction de l'état de succion de l'échantillon. Cet appareil permet de bloquer totalement le piston durant la saturation et donc d'obtenir la valeur de la pression de gonflement pour un volume rigoureusement constant. Il permet par ailleurs d'effectuer aussi des essais à $\frac{\Delta V}{V}$ donné.



(a) 1973 (b) 1980

Figure B.3 : Cellule de mesure de la pression de gonflement de Didier

B.2. Autres types d'appareillage de laboratoire

L'appareillage spécifique à la mesure de la pression de gonflement est largement répandu. Par contre, cet œdomètre classique n'offre qu'une déformation unidimensionnelle et le chemin des contraintes suivi pendant l'essai reste inconnu. Une amélioration des essais a consisté à employer des œdomètres équipés de bagues de mesure de la pression radiale σ_r pendant le gonflement (Komornik et Zeitlen, 1965, 1970 ; Ofer, 1981 ; Erol et Ergun, 1994) ; cet œdomètre modifié est appelé œdomètre "K_o" (figure B.4). Dans ce cas, la rigidité de la bague doit être rigoureusement assurée pour éviter toute déformation latérale.

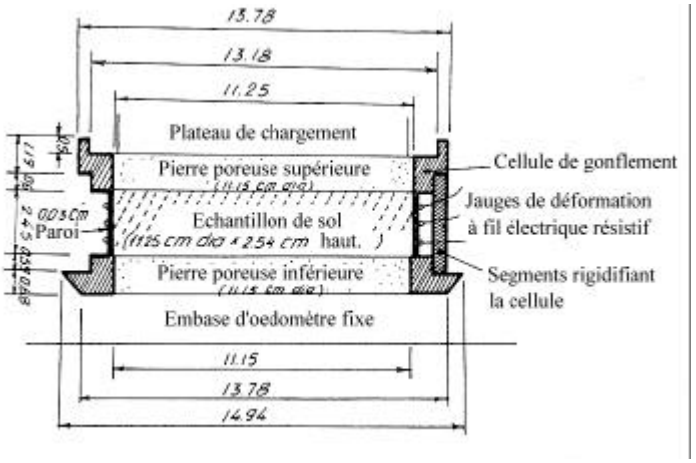


Figure B.4 :Cellule œdométrique modifiée (Komornik et Zeitlen, 1965)

L’étude expérimentale du gonflement en laboratoire s’effectue aussi avec le contrôle de succion (Schreiner et al., 1994) ou de la contrainte latérale et de la succion (Schreiner et al., 1994).

L’appareillage triaxial offre quant à lui la possibilité de maîtriser la sollicitation en déformation ou en contrainte. Des études expérimentales du gonflement ont été réalisées à l’aide d’appareillages triaxiaux traditionnels (Parcher et Liu, 1965 ; Kassif et Baker, 1969 ; El Gamali et al., 1991) ou asservis (Fourie, 1989 ; Yesil et al., 1993) (figure B.5.).

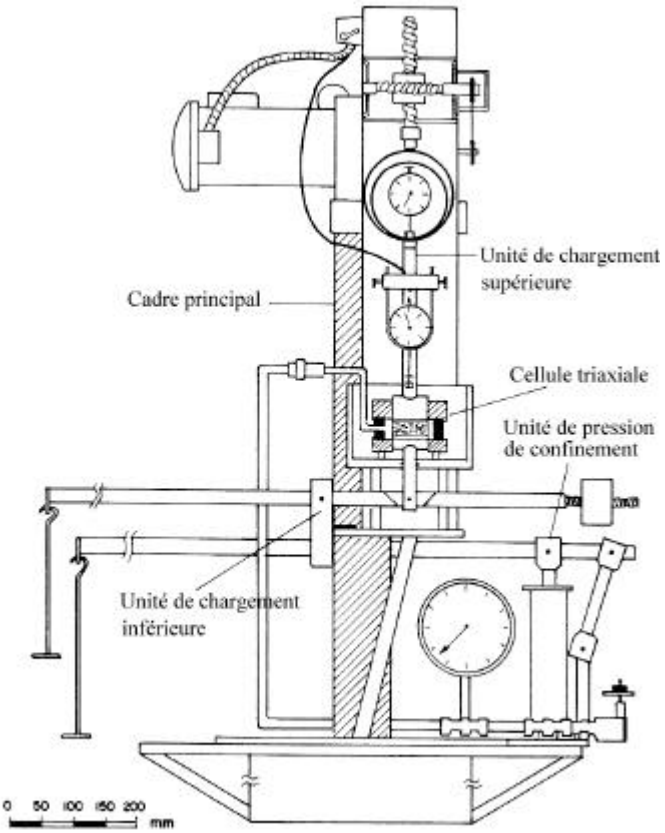


Figure B.5 : Appareillage triaxial pour des essais de gonflement (Yesil, 1993)

B.3. Mesure de la succion

Pour l'étude des sols non saturés, on soulignera tout de même l'essai au papier filtre (Chandler et al., 1986) basé sur l'hypothèse, qu'à l'équilibre, le potentiel de l'eau d'un échantillon de sol et le potentiel de l'eau d'un papier filtre en contact avec l'échantillon sont les mêmes. L'essai consiste donc à placer un échantillon de sol en contact avec un papier filtre dont on connaît la courbe de rétention. Le papier filtre peut être placé dans le sol à l'état sec ou humide. Généralement, trois couches de papier filtre sont superposées et la mesure est effectuée sur la couche interne. A l'équilibre, moyennant l'hypothèse citée précédemment, la succion du sol est évaluée par la détermination de la teneur en

eau du papier filtre et l'utilisation de la courbe adéquate (Chandler et al., 1986). On obtient ainsi la succion du sol dans son état de référence.

B.4. Cas des essais in situ

Hors du cadre des essais en laboratoire, il faut signaler les appareillages basés sur l'utilisation d'une sonde pressiométrique, tels que ceux proposés par Ofer (1984) et Flavigny (1991) pour la réalisation d'essais de gonflement in situ.

L'appareillage utilisé par Ofer (1984) est un cylindre muni de jauges de contraintes latérales, permettant de mesurer la contrainte horizontale agissant sur son pourtour. Il s'agit en quelque sorte d'un œdomètre "inversé" avec une mesure du coefficient K_o. Deux anneaux circulaires placés au dessus et au dessous de la partie sensible permettent d'humidifier le sol autour de la sonde. L'appareillage est enfoncé dans un trou de forage. Il est complété par des lames de scissomètre afin de mesurer la cohésion non-drainée du terrain. La figure B.5. donne une vue en coupe de cette sonde. A l'origine, la cellule était foncée dans un forge d'un diamètre légèrement inférieur. Les auteurs ont développé, par la suite, une sonde mise en place par autoforage.

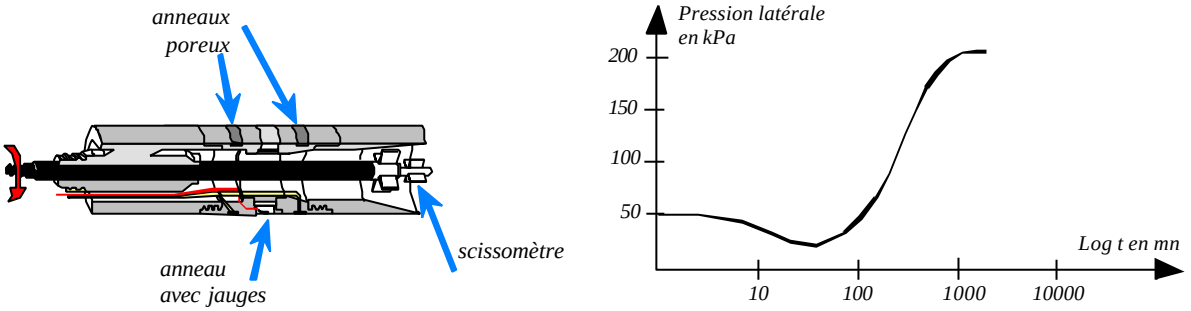


Figure 1.1 : Appareil de Ofer (1984) et exemple de résultat

Flavigny et al. (1991) ont développé un dispositif pressiométrique dit "Expansol", conçu pour opérer à faible profondeur dans des conditions habituelles d'essais. Il s'agit de deux sondes pressiométriques superposées reliées chacune à un système de mise en pression (de type générateur de pression asservi) entre lesquelles se trouve un dispositif d'humidification. La sonde supérieure est dévolue aux essais pressiométriques normaux tandis que la sonde inférieure permet de réaliser deux types d'essais pendant l'humidification :

- soit un essai de gonflement libre en asservissant la pression dans la sonde à sa valeur initiale,
- soit un essai de pression de gonflement en maintenant le volume à sa valeur sous contrainte initiale.

On remarque que l'essai est d'une durée très faible et ne donne que la première partie de la courbe obtenue par Ofer.

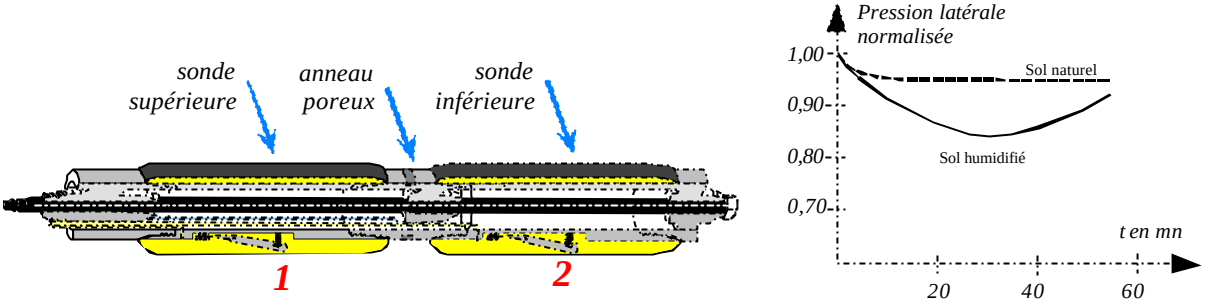


Figure 1.2 : Appareil de Flavigny et al. (1991) et exemple d'un essai de pression de gonflement

ANNEXE C : Détermination de la courbe caractéristique du terrain

Cet annexe détaille le calcul de la courbe caractéristique du terrain pour la méthode convergence-confinement. Le problème et les paramètres sont définis au paragraphe 4.3.1.

C.1. Milieu élastique

Si $\sigma_o < \frac{\sigma_c}{2}$, le creusement n'entraîne que des déformations élastiques. En coordonnées polaires, le déplacement radial u_r et les contraintes sont respectivement donnés par les expressions :

$$u_r(r) = \lambda \frac{R^2}{r} \frac{(1+\nu)\sigma_o}{E} \qquad \text{et} \qquad \begin{cases} \sigma_r(r) = \left(1 - \lambda \frac{R^2}{r^2}\right)\sigma_o = \sigma_3 \\ \sigma_\theta(r) = \left(1 + \lambda \frac{R^2}{r^2}\right)\sigma_o = \sigma_1 \\ \sigma_y(r) = \sigma_o = \sigma_2 \end{cases}$$

où λ désigne le taux de déconfinement.

La théorie élastique linéaire de la distribution des contraintes autour des tunnels montre que la contrainte moyenne $\left(\frac{\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3}{3}\right)$ est uniforme est égal à σ_o et que, par contre, les contraintes déviatoriques $(= \sigma_1 - \sigma_3)$ sont maximales sur les parois de l'excavation et décroissent dans le massif au fur et à mesure qu'on s'éloigne du tunnel. Par conséquent, les zones les plus sollicitées sont les bords de l'excavation.

C.2. Apparition de la plasticité

Si $\sigma_o > \frac{\sigma_c}{2}$, le début de la déformation s'opère de manière élastique, comme dans le cas précédent, tant que la pression fictive σ_f reste supérieure à σ_R^e, pression d'apparition de la plasticité à la paroi de l'excavation. La taux de déconfinement correspondant λ_e s'écrit :

$$\lambda_e = \frac{\sigma_o - \sigma_R^e}{\sigma_o} = \frac{\sigma_c + (K_p - 1)\sigma_o}{(K_p + 1)\sigma_o} \qquad \text{(C.1)}$$

Lorsque la pression σ_R est inférieure à σ_R^e, il se développe autour de la cavité une zone plastique circulaire de rayon R_p (supérieur à R) dont l'expression est :

$$R_p = R\left(\frac{2\lambda_e}{\lambda_e(K_p + 1) - \lambda(K_p - 1)}\right)^{\frac{1}{K_p - 1}} \qquad \text{(C.2)}$$

La solution en contraintes, obtenue à partir de l'équation d'équilibre, du critère de Mohr-Coulomb (atteint dans la zone plastique) et des conditions aux limites du problème, s'écrit :

dans la zone plastique $(R \le r \le R_p)$,
$$\begin{cases} \sigma_r(r) = \dfrac{2\lambda_e\,\sigma_o}{(K_p - 1)}\left(\dfrac{r}{R_p}\right)^{K_p - 1} - \dfrac{\sigma_c}{(K_p - 1)} \\ \sigma_\theta(r) = K_p\,\sigma_r(r) + \sigma_c \end{cases}$$

dans la zone élastique $(R \ge R_p)$,
$$\begin{cases} \sigma_r(r) = \sigma_o - (\sigma_o - \sigma_{R_p})\left(\dfrac{R_p}{r}\right)^2 \\ \sigma_\theta(r) = \sigma_o + (\sigma_o - \sigma_{R_p})\left(\dfrac{R_p}{r}\right)^2 \end{cases}$$

avec $\sigma_{R_p} = \sigma_r(R_p) = \dfrac{2\sigma_o - \sigma_c}{K_p + 1} = \sigma_R^e$ (début de la plasticité en $r = R_p$)

C.3. Milieu élastoplastique parfait

Plusieurs formules ont été proposées pour la courbe caractéristique du terrain après apparition d'une zone plastique se soit formée autour de l'excavation. Celle que nous explicitons a été établie par Panet (1976) pour un milieu élastique parfait.

On appelle ε_r et ε_θ les déformations radiales et tangentielles du terrain autour de la cavité qui s'expriment, dans le cas d'une symétrie cylindrique, par :

$$\varepsilon_r = \frac{du_r}{dr} \qquad \text{et} \qquad \varepsilon_\theta = \frac{u_r}{r}$$

où u_r désigne le déplacement radial du terrain.

Dans la zone plastique, on fait l'hypothèse que l'on se trouve en régime de face ($\sigma_\theta > \sigma_y > \sigma_r$ avec σ_y contrainte longitudinale) et que le potentiel plastique s'écrit :

$$g = \sigma_1 - \kappa_p\,\sigma_3 \qquad (\kappa_p \text{ paramètre de compressibilité plastique})$$

Les déformations plastiques suivent alors la loi d'écoulement :

$$d\underline{\underline{\varepsilon}}^p = d\lambda \frac{\partial g}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} \quad \text{soit} \quad \begin{cases} d\varepsilon_r^p = d\varepsilon_1^p = -\kappa_p d\lambda \\ d\varepsilon_y^p = d\varepsilon_2^p = 0 \\ d\varepsilon_\theta^p = d\varepsilon_3^p = d\lambda \end{cases}$$

d'où $$d\varepsilon_r^p + \kappa_p \, d\varepsilon_\theta^p = 0$$

On définit alors la dilatance ψ tel que $\kappa_p = \dfrac{1+\sin\psi}{1-\sin\psi}$.

<u>Remarque</u> : si $\kappa_p = 1$ ou $\psi = 0$, on parle d'incompressibilité plastique,

si $\kappa_p > 1$ ou $\psi > 0$, on parle de dilatance,

si $\kappa_p = K_p$ ou $\psi = \varphi$, la loi d'écoulement est associée : $\dfrac{\partial g}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} = \dfrac{\partial f}{\partial \underline{\underline{\sigma}}}$.

En intégrant la loi d'écoulement à partir du début de la plasticité $\left(\underline{\underline{\varepsilon}}^p = \underline{\underline{0}}\right)$, on obtient $\varepsilon_r^p + \kappa_p \varepsilon_\theta^p = 0$ et $\varepsilon_y^p = 0$. Comme $\varepsilon_y^e = 0$, on conserve l'hypothèse des déformations planes $(\varepsilon_y = 0)$ qui permet de déterminer la contrainte longitudinale σ_y :

$$\Delta\varepsilon_y = 0 \qquad \Rightarrow \qquad \Delta\sigma_y = \nu\left(\Delta\sigma_r + \Delta\sigma_\theta\right)$$

d'où $$\sigma_y(r) = \begin{cases} \sigma_o + 2\nu\lambda_e \dfrac{K_p+1}{K_p-1}\sigma_o\left(\left(\dfrac{r}{R_p}\right)^{K_p-1} - 1\right) & \text{pour } R \le r \le R_p \\ \sigma_o & \text{pour } r \ge R_p \end{cases}$$

A partir de la loi d'écoulement intégrée, de la loi de comportement et des relations entre déformations et déplacement radial, on obtient une équation différentielle :

$$\frac{d\,u_r}{dr} + \kappa_p \frac{u_r}{r} = \frac{1-\nu^2}{E}\left[\left(\kappa_p - \frac{\nu}{1-\nu}\right)\left(\sigma_\theta(r) - \sigma_o\right) + \left(1 - \frac{\nu}{1-\nu}\kappa_p\right)\left(\sigma_r(r) - \sigma_o\right)\right]$$

que l'on résout avec la condition en déplacement à l'interface zone plastique-zone élastique,

$$u_r(R_p) = \frac{1+\nu}{E}\left(\sigma_o - \sigma_{R_p}\right)R_p .$$

La solution en déplacement s'écrit alors :

$$u_r(r) = \frac{1+\nu}{E}\lambda_e\sigma_o r\left[F_1 + F_2\left(\frac{r}{R_p}\right)^{K_p-1} + F_3\left(\frac{R_p}{r}\right)^{\kappa_p+1}\right] \quad \text{pour } R \le r \le R_p \qquad \text{(C.3)}$$

avec $\begin{cases} F_1 = -(1-2\nu)\dfrac{K_p+1}{K_p-1} \\ F_2 = 2\dfrac{1+\kappa_p K_p - \nu(K_p+1)(\kappa_p+1)}{(K_p-1)(\kappa_p+K_p)} \\ F_3 = 2(1-\nu)\dfrac{K_p+1}{K_p+\kappa_p} \end{cases}$

A partir de la relation liant R_p au taux de déconfinement λ, ou encore à la pression interne p, on obtient la courbe caractéristique élastoplastique du terrain qui relie le déplacement radial $u_r(R)$ à la pression p au bord de l'excavation.

C.4. Prise en compte du gonflement

Le phénomène de gonflement est pris en compte à partir de la loi tridimensionnelle utilisée par Gysel (1987) :

$$\Delta\varepsilon_{vol} = k_g\left[1 - \frac{\lg\left(\frac{1-\nu}{1+\nu}3p\right)}{\lg\left(\frac{1-\nu}{1+\nu}3p_g\right)}\right] \qquad \text{(C.4)}$$

où $\varepsilon_{vol}(=\varepsilon_r+\varepsilon_\theta)$ désigne la déformation volumique ($\varepsilon_y = 0$, dans le cas des déformations planes), $p\left(=\dfrac{\sigma_r+\sigma_\theta+\sigma_y}{3}\right)$ la contrainte moyenne, $p_g\left(=\dfrac{1+\nu}{1-\nu}\dfrac{\sigma_g}{3}\right)$ le seuil de gonflement et k_g le gonflement libre.

Au cours de l'excavation, c'est donc la diminution de la contrainte moyenne p qui entraîne le gonflement. On constate que si le déchargement est élastique, la contrainte moyenne reste uniforme et égale à σ_o ; donc, pour un comportement élastique du terrain, la loi tridimensionnelle ne simule aucun gonflement autour de l'excavation.

Par contre, pour un comportement élastoplastique, la loi tridimensionnelle permet de caractériser un gonflement du terrain en fonction des paramètres mécaniques et de gonflement. En reprenant l'état de contraintes déterminé précédemment dans le calcul élastoplastique, on montre que la contrainte moyenne p est une fonction croissante de r et est égal à σ_o dans la zone élastique. Ainsi pour faire apparaître le phénomène de gonflement, il faut que $p_g \geq p(r=R)$. Sachant que la quantité

$p(r=R)$ est minimale pour un déconfinement total soit λ égal à 1, la condition de gonflement s'écrit alors :

$$\frac{(1-2\nu)\sigma_o+(1+\nu)\sigma_c}{3} \le p_g \text{ (œdomètre)}$$

Au passage, on rappelle que la condition de plasticité $\left(\sigma_o \ge \frac{\sigma_c}{2}\right)$ doit être aussi réalisée, ce qui peut s'écrire $\frac{(1-2\nu)\sigma_o+(1+\nu)\sigma_c}{3} \le \sigma_o$.

En combinant les deux inégalités précédentes, on se ramène à distinguer 2 situations :

$$\begin{cases} \frac{(1-2\nu)\sigma_o+(1+\nu)\sigma_c}{3} \le p_g \le p_o = \sigma_o & \text{(I)} \\ \frac{(1-2\nu)\sigma_o+(1+\nu)\sigma_c}{3} \le p_o = \sigma_o < p_g & \text{(II)} \end{cases}$$

Dans le premier cas, le changement de contraintes significatif pour le gonflement est $p_g - p$ tandis que pour le deuxième cas, c'est $p_o - p$

<u>*Etude du cas I*</u> : $\frac{(1-2\nu)\sigma_o+(1+\nu)\sigma_c}{3} \le p_g \le p_o = \sigma_o$

Lors de l'excavation, la contrainte moyenne p s'écrit :

$$p(r)=\frac{1}{3}\left[(1-2\nu)\sigma_o-\frac{2(1+\nu)}{K_p-1}\sigma_c+\frac{2(1+\nu)(K_p+1)}{(K_p-1)}\lambda_e\sigma_o\left(\frac{r}{R_p}\right)^{K_p-1}\right]=\frac{1+\nu}{3(1-\nu)}\left[A+B\left(\frac{r}{R_p}\right)^{K_p-1}\right]$$

avec $\begin{cases} A=\frac{1-\nu}{1+\nu}\left[(1-2\nu)\sigma_o-\frac{2(1+\nu)}{K_p-1}\sigma_c\right] \\ B=2(1-\nu)\left[\sigma_o+\frac{\sigma_c}{K_p-1}\right]=2(1-\nu)\lambda_e\ \sigma_o\frac{K_p+1}{K_p-1} \end{cases}$

Au cours du déconfinement, on constate alors que l'apparition du phénomène du gonflement interviendra au niveau de la paroi dès que $p(r=R)=p_g$, soit pour un taux de déconfinement λ_g dont l'expression est :

$$\lambda_g=\frac{(K_p+1)}{(K_p-1)}\lambda_e-\frac{2\lambda_e}{B(K_p-1)}(\sigma_g-A)\ge\lambda_e \qquad \text{(C.5)}$$

Ensuite, la zone de gonflement circulaire progresse à l'intérieur du massif. Le rayon de la zone de gonflement, noté R_g, est alors relié au rayon de la zone plastique par la formule :

$$R_g = R_p \left[\frac{\sigma_g - A}{B} \right]^{\frac{1}{K_p - 1}} \leq R_p \tag{C.6}$$

Dans la zone de gonflement, on peut alors appliquer la loi tridimensionnelle (équation C.4) et, en utilisant les relations cinématiques, on obtient l'équation différentielle suivante, en soulignant que l'expression $\frac{\lg}{\lg}$ a été remplacée par l'équivalent $\frac{\ln}{\ln}$:

$$\frac{du_r^g}{dr} + \frac{u_r^g}{r} = k_g \left(1 - \frac{\ln\left(A + B \left(\frac{r}{R_p} \right)^{K_p - 1} \right)}{\ln \sigma_g} \right) \tag{C.7}$$

Cette équation peut être résolue de manière analytique pour des valeurs entières de K_p en utilisant la condition aux limites :

$$u_r^g(R_g) = 0$$

Dans la suite, on se place dans les hypothèses où K_p vaut 3 (soit $\varphi = 30°$) et 2 (soit $\varphi \approx 20°$) pour obtenir des solutions analytiques de l'équation différentielle C.7.

<u>Pour $K_p = 3$,</u> la solution est :

$$\begin{aligned} u_r^g(r) = \frac{k_g R_p^2}{2 r B \ln \sigma_g} \Bigg[& B \frac{r^2 - R_g^2}{R_p^2} (1 + \ln \sigma_g) - \left(A + B \frac{r^2}{R_p^2} \right) \ln \left(A + B \frac{r^2}{R_p^2} \right) \\ & + \left(A + B \frac{R_g^2}{R_p^2} \right) \ln \left(A + B \frac{R_g^2}{R_p^2} \right) \Bigg] \end{aligned} \tag{C.8}$$

<u>Pour $K_p = 2$,</u> la solution est :

$$\begin{aligned} u_r^g(r) = \frac{k_g R_p^2}{4 r B^2 \ln \sigma_g} \Bigg[& B^2 \frac{r^2 - R_g^2}{R_p^2} (1 + 2 \ln \sigma_g) + 2 \left(A^2 - B^2 \frac{r^2}{R_p^2} \right) \ln \left(A + B \frac{r}{R_p} \right) \\ & - 2 \left(A^2 - B^2 \frac{R_g^2}{R_p^2} \right) \ln \left(A + B \frac{R_g}{R_p} \right) - 2AB \frac{r - R_g}{R_p} \Bigg] \end{aligned} \tag{C.9}$$

Le déplacement radial total u_R au niveau de l'excavation prend l'expression suivante :

$$u_R = u_r(R) = u_r^p(R) + u_r^g(R) = f(p)$$

où u_r^p désigne le déplacement élastoplastique défini dans l'équation C.3 et u_r^g le déplacement issu du gonflement défini par les équations C.8 ou C.9.

<u>Etude du cas II</u> : $\dfrac{(1-2\nu)\sigma_o + (1+\nu)\sigma_c}{3} \leq p_o = \sigma_o < p_g$

Au cours du déconfinement, on constate que le phénomène de gonflement apparaît en même temps que la plasticité, c'est-à-dire dès que la contrainte moyenne diminue. Dans ce cas, la zone plastique est équivalente à la zone de gonflement. En utilisant les relations entre déformations et déplacement radial de gonflement u_g, on obtient l'équation différentielle suivante :

$$\frac{du_r^g}{dr} + \frac{u_r^g}{r} = k_g \left(1 - \frac{\ln\left(A + B\left(\dfrac{r}{R_p}\right)^{K_p - 1} \right)}{\ln\left(\dfrac{1-\nu}{1+\nu} 3\sigma_o \right)} \right)$$

Les solutions de cette équations sont similaires à celles obtenues dans le cas (I) en remplaçant σ_g par $\dfrac{1-\nu}{1+\nu} 3\sigma_o$.

ANNEXE D : Solution analytique d'un essai de gonflement

Cet annexe détaille la solution analytique associée à un essai de gonflement valorisant la loi de gonflement proposée (paragraphe 5.4.1).

Dans la suite, on étudiera l'état initial et la condition d'élasticité associée puis on développera le calcul analytique pour le déchargement de l'échantillon dans son état naturel et dans son état imbibé.

D.1. Analyse de l'état initial

Avant d'étudier le déchargement du terrain, il est indispensable d'analyser l'état initial et de vérifier le critère de plasticité pour savoir comment se comporte le matériau au début du déchargement.

Les données du tableau 5.1 montrent que l'hypothèse $K_o \leq 1$ est raisonnable, c'est-à-dire qu'initialement il n'y a pas d'importantes pressions horizontales (d'origine tectonique par exemple). Avec cette hypothèse, le critère correspondant à l'état initial $\underline{\underline{\sigma}}^o$ s'écrit :

$$F\left(\underline{\underline{\sigma}}^o\right) = \sigma^o_{zz}(z) - \sigma^o_{xx}(z) - \left(\sigma^o_{zz}(z) + \sigma^o_{xx}(z)\right) \sin\varphi - 2\,c\cos\varphi$$

soit
$$F\left(\underline{\underline{\sigma}}^o\right) = \left[(1-K_o) - (1+K_o)\sin\varphi\right]\left[\gamma(1-z) + P_o\right] - 2\,c\cos\varphi$$

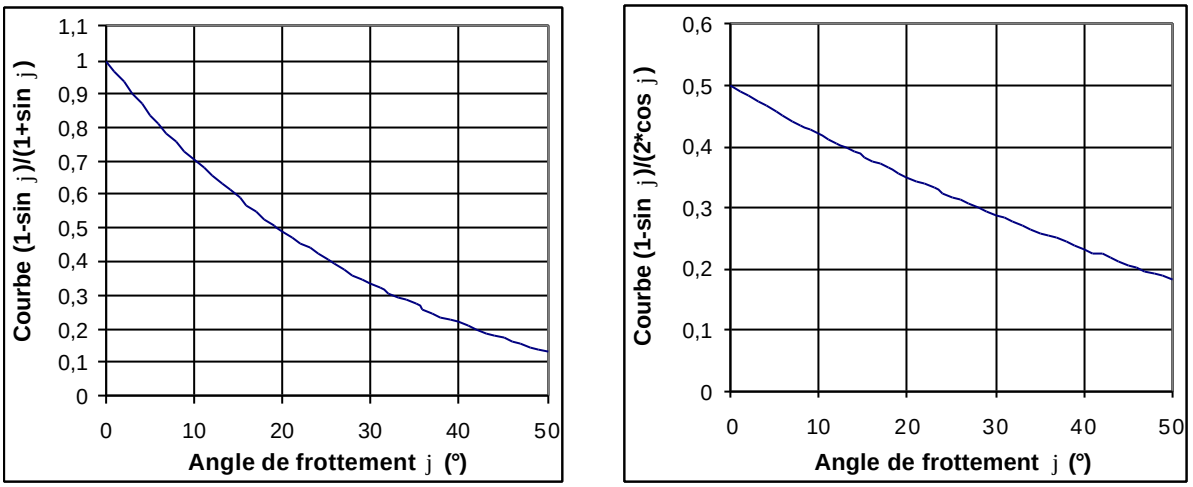
Par conséquent, le comportement initial est élastique si et seulement si :

$$\boxed{\left[(1-K_o) - (1+K_o)\sin\varphi\right]\left[\gamma(1-z) + P_o\right] - 2\,c\cos\varphi < 0} \qquad \text{(D.1)}$$

ou encore,
$$1 \geq K_o > \frac{1-\sin\varphi}{1+\sin\varphi} - \frac{2\,c\cos\varphi}{(1+\sin\varphi)\left[\gamma(1-z)+P_o\right]}$$

Comme $\dfrac{2\,c\cos\varphi}{(1+\sin\varphi)\left[\gamma(1-z)+P_o\right]} \geq 0$ et $K_o > 0$, la condition d'élasticité D.1 est vérifiée en particulier si
$$1 \geq K_o > \frac{1-\sin\varphi}{1+\sin\varphi} \quad \text{ou} \quad c > \frac{(1-\sin\varphi)}{2\cos\varphi}(\gamma + P_o)\ .$$

Les courbes représentées sur la figure D.1 permettent d'analyser cette condition d'élasticité. Le diagramme D.1.b montre qu'un matériau avec une cohésion c supérieure à $0{,}5\left(\gamma + P_o\right)$ permet de vérifier la condition initiale d'élasticité, quelle que soit la valeur de K_o. Par contre, si la cohésion est faible $\left(c \approx 0\ \text{kPa}\right)$, le diagramme D.1.a définit la relation entre K_o et φ permettant de remplir la condition d'élasticité ; pour $K_o = 0{,}5$, il faut $\varphi \geq 20°$ et pour $K_o = 0{,}7$, il faut $\varphi \geq 10°$.



(a) (b)

Figure D.1 : Tracé des courbes (1-sinφ)/(1+sinφ) (a) et (1-sinφ)/(2cosφ) (b)

Les valeurs du tableau 5.1 montrent que la condition $1 \geq K_o > \dfrac{1-\sin\varphi}{1+\sin\varphi}$ est réalisée pour tous les tunnels ; le choix des paramètres est donc cohérent avec un état initial in situ élastique. Ainsi, dans la suite, on suppose vérifiée la condition initiale d'élasticité.

D.2. Etude analytique du déchargement pour le matériau dans son état naturel

Au début du déchargement, l'hypothèse des déformations planes et la condition œdométrique s'écrivent alors, en utilisant la loi élastique de Hooke :

$$\begin{cases} \varepsilon_{xx}(z) = \dfrac{1+\nu}{E}\Delta\sigma_{xx}(z) - \dfrac{\nu}{E}\left(\Delta\sigma_{xx}(z)+\Delta\sigma_{yy}(z)+\Delta\sigma_{zz}(z)\right) = 0 \\ \varepsilon_{yy}(z) = \dfrac{1+\nu}{E}\Delta\sigma_{yy}(z) - \dfrac{\nu}{E}\left(\Delta\sigma_{xx}(z)+\Delta\sigma_{yy}(z)+\Delta\sigma_{zz}(z)\right) = 0 \end{cases}$$

soit
$$\Delta\sigma_{xx}(z) = \Delta\sigma_{yy}(z) = \frac{\nu}{1-\nu}\Delta\sigma_{zz}(z) = -\frac{\nu}{1-\nu}\lambda P_o$$

Au début du déchargement $(\lambda > 0)$, l'état de contraintes devient :

$$\begin{cases} \sigma_{zz}(z) = \gamma(1-z) + (1-\lambda)P_o \\ \sigma_{xx}(z) = \sigma_{yy}(z) = K_o\left[\gamma(1-z)+P_o\right] - \dfrac{\nu}{1-\nu}\lambda P_o \end{cases} \qquad \text{avec } 0 \le z \le 1$$

On constate que la contrainte verticale va décroître plus rapidement au cours du déchargement que la contrainte horizontale car $\dfrac{\nu}{1-\nu} \approx 0{,}5$. Comme initialement la contrainte verticale est supérieure à la contrainte horizontale $(K_o \le 1)$, on obtiendra l'égalité des contraintes pour :

$$\lambda_1(z) = \frac{\left[\gamma(1-z)+P_o\right](1-K_o)(1-\nu)}{(1-2\nu)P_o}$$

En haut de l'échantillon $(z=1)$, la valeur λ_1 vaut 0,875 et en bas de l'échantillon 0,884. Finalement, les critères de plasticité s'écrivent :

- pour $0 < \lambda \le \lambda_1$,

$$F(\underline{\underline{\sigma}}) = \left[(1-K_o)-(1+K_o)\sin\varphi\right]\left[\gamma(1-z)+P_o\right] + \left[\frac{\sin\varphi+(2\nu-1)}{1-\nu}\right]\lambda P_o - 2c\cos\varphi$$

- et pour $\lambda_1 \le \lambda \le 1$,

$$F(\underline{\underline{\sigma}}) = \left[(K_o-1)-(1+K_o)\sin\varphi\right]\left[\gamma(1-z)+P_o\right] + \left[\frac{\sin\varphi+(1-2\nu)}{1-\nu}\right]\lambda P_o - 2c\cos\varphi$$

La figure D.3 représente l'évolution du critère de plasticité aux deux extrémités de l'échantillon. On constate alors qu'au cours du déchargement, le critère de plasticité croît mais reste toujours négatif dans tout l'échantillon. Il n'y a donc jamais apparition de la plasticité.

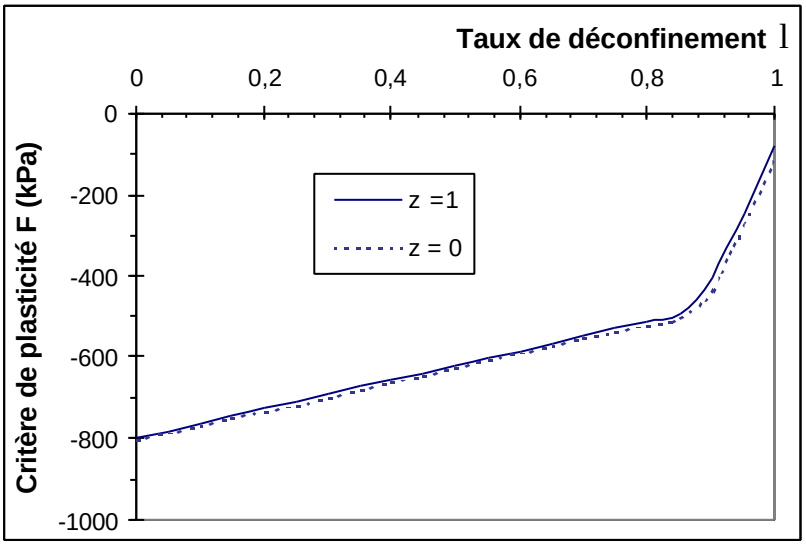


Figure D.3 : Représentation du critère de plasticité au cours du déchargement (élasticité linéaire)

Au cours du déchargement élastique, le tenseur des contraintes et la déformation axiale s'écrivent :

$$\begin{cases} \sigma_{zz}(z) = \gamma(1-z) + (1-\lambda)P_o \\ \sigma_{xx}(z) = \sigma_{yy}(z) = K_o\left[\gamma(1-z)+P_o\right] - \dfrac{\nu}{1-\nu}\lambda P_o \\ \varepsilon_{zz}(z) = -\dfrac{(1+\nu)(1-2\nu)}{(1-\nu)}\dfrac{\lambda P_o}{E} \end{cases} \qquad \text{avec } 0 \le z \le 1$$

D.3. Etude analytique du déchargement pour le matériau dans son état imbibé

On suppose ici, qu'avant le déchargement, l'échantillon a été préalablement imbibé. L'étude de cette loi sera effectuée en trois étapes distinctes pour bien analyser l'influence de chaque paramètre introduit sur le comportement du matériau : une première solution analytique sera obtenue pour la loi élastique non-linéaire seule, ensuite on introduira la notion de seuil de gonflement et enfin on ajoutera la plasticité.

D.3.a. Elasticité non-linéaire de gonflement

Avant d'étudier plus précisément l'influence de la pression de gonflement, on a supposé la pression de gonflement suffisamment élevée $\left(\underline{\underline{\beta}} : \underline{\underline{\sigma}}^o < \underline{\underline{\beta}} : \underline{\underline{\sigma}}^g = \sigma_g\right)$ pour considérer que, partout dans l'échantillon, le déchargement suit la loi de gonflement :

$$\underline{\underline{\varepsilon}} = \frac{1+\nu}{E}\Delta\underline{\underline{\sigma}} - \frac{\nu}{E}\Delta\left(\mathrm{tr}\underline{\underline{\sigma}}\right)\underline{\underline{1}} + B_g\,\underline{\underline{\beta}}\ln\left(\frac{\underline{\underline{\beta}} : \underline{\underline{\sigma}}}{\underline{\underline{\beta}} : \underline{\underline{\sigma}}^o}\right)$$

avec $\underline{\underline{\beta}} = \dfrac{1-\beta}{3}\underline{\underline{1}} + \beta\,\underline{n}\otimes\underline{n}$

Pour simplifier le calcul, on a considéré un plan de stratification horizontale, c'est-à-dire que la normale est dirigée selon l'axe (Oz). Le tenseur d'anisotropie s'écrit alors :

$$\begin{cases} \beta_{zz} = \dfrac{1+2\beta}{3} \\ \beta_{xx} = \beta_{yy} = \dfrac{1-\beta}{3} \end{cases}$$

Les conditions initiales et les paramètres mécaniques sont identiques à ceux présentés dans la partie D.2. L'hypothèse des déformations planes $(\varepsilon_{yy} = 0)$ et la condition aux limites œdométrique $(\varepsilon_{xx} = 0)$ impliquent alors que :

$$\begin{cases} \Delta\sigma_{xx} = \Delta\sigma_{yy} \\ \dfrac{1-\nu}{E}\Delta\sigma_{xx} - \dfrac{\nu}{E}\Delta\sigma_{zz} + B_g \dfrac{1-\beta}{3}\ln\left(\dfrac{2(1-\beta)\sigma_{xx} + (1+2\beta)\sigma_{zz}}{2(1-\beta)\sigma_{xx}^{o} + (1+2\beta)\sigma_{zz}^{o}}\right) = 0 \end{cases} \tag{D.2}$$

avec $\Delta\sigma_{zz} = -\lambda P_o = \sigma_{zz} - \sigma_{zz}^{o}$.

La première équation signifie que, dans la mesure où initialement $\sigma_{xx}^{o} = \sigma_{yy}^{o}$, les contraintes horizontales σ_{xx} et σ_{yy} restent égales tout au long du déchargement. La deuxième équation non-linéaire fournit, après résolution avec le logiciel Maple, une courbe $\sigma_{xx} = f(\lambda)$ pour un facteur d'anisotropie β donné, ou une courbe $\sigma_{xx} = g(\beta)$ pour un taux de déconfinement λ donné. La déformation axiale ε_{zz} s'en déduit de la manière suivante :

$$\varepsilon_{zz} = \frac{1}{E}\Delta\sigma_{zz} - \frac{2\nu}{E}\Delta\sigma_{xx} + B_g\left(\frac{1+2\beta}{3}\right)\ln\left(\frac{2(1-\beta)\sigma_{xx} + (1+2\beta)\sigma_{zz}}{2(1-\beta)\sigma_{xx}^{o} + (1+2\beta)\sigma_{zz}^{o}}\right)$$

soit en utilisant la condition œdométrique précédente,

$$\varepsilon_{zz} = \frac{1}{E}\Delta\sigma_{zz} - \frac{2\nu}{E}\Delta\sigma_{xx} - B_g\left(\frac{1+2\beta}{1-\beta}\right)\left(\frac{1-\nu}{E}\Delta\sigma_{xx} - \frac{\nu}{E}\Delta\sigma_{zz}\right) \qquad \text{pour } \beta \neq 1$$

ce qui donne,

<u>pour $\beta \neq 1$</u>, $$\boxed{\varepsilon_{zz} = \frac{(1+\nu)\left[\Delta\sigma_{zz} - \Delta\sigma_{xx}\right] - \beta(1-2\nu)\left[\Delta\sigma_{zz} + 2\Delta\sigma_{xx}\right]}{(1-\beta)E} = g(\lambda_d, \beta)} \tag{D.3}$$

et <u>pour $\beta = 1$</u>: $$\boxed{\varepsilon_{zz} = \frac{1}{E}\Delta\sigma_{zz} - \frac{2\nu}{E}\Delta\sigma_{xx} + B_g \ln\left(\frac{\sigma_{zz}}{\sigma_{zz}^{o}}\right)} \tag{D.4}$$

D.3.b Prise en compte de la pression de gonflement

Jusqu'à présent, on a supposé que la pression de gonflement était suffisamment grande pour comparer simplement la loi de gonflement à la loi élastique de Hooke. On introduit maintenant la notion de pression de gonflement qui permet de déterminer si le phénomène de gonflement se développe dans l'échantillon. Pour cette étude, on prendra en compte une pression de gonflement de 1000 kPa, valeur rencontrée expérimentalement.

Etude de l'état initial

Dans le cas d'une anisotropie quelconque, la quantité $\underline{\underline{\beta}} : \underline{\underline{\sigma}}^{o}$ s'écrit :

$$\underline{\underline{\beta}} : \underline{\underline{\sigma}}^{o} = \frac{1-\beta}{3} \operatorname{tr}\left(\underline{\underline{\sigma}}^{o}\right) + \beta\, \sigma_{zz}^{o} = \frac{\left(\sigma_{zz}^{o} + 2\sigma_{xx}^{o}\right) + 2\beta\left(\sigma_{zz}^{o} - \sigma_{xx}^{o}\right)}{3} \qquad \text{avec } \underline{n} = \underline{e}_z .$$

En reprenant l'expression de l'état de contraintes initial, on obtient :

$$\underline{\underline{\beta}} : \underline{\underline{\sigma}}^{o} = \frac{\left(1+2K_o\right) + 2\beta\left(1-K_o\right)}{3} \left[\gamma\left(1-z\right) + P_o\right]$$

Comme $\beta \geq 0$, $\underline{\underline{\beta}} : \underline{\underline{\sigma}}^{o}$ est supérieur à $\frac{1+2K_o}{3}\left[\gamma\left(1-z\right)+P_o\right]$, qui varie entre 1667 kPa et 1683 kPa dans l'échantillon. Avec une pression de gonflement σ_g de 1000 kPa, la condition initiale $\underline{\underline{\beta}} : \underline{\underline{\sigma}}^{o} > \sigma_g$ est donc vérifiée dans tout l'échantillon et le début du déchargement suit la loi élastique linéaire.

Etude du déchargement élastique

Le début du déchargement peut être caractérisé à partir du développement de la partie D.3. relatif à la loi élastique de Hooke. Tant que la condition de gonflement n'est pas remplie $\left(\underline{\underline{\beta}} : \underline{\underline{\sigma}} - \sigma_g > 0\right)$, les grandeurs s'écrivent :

$$\begin{cases} \sigma_{zz}(z) = \gamma\left(1-z\right) + \left(1-\lambda\right)P_o \\ \sigma_{xx}(z) = \sigma_{yy}(z) = K_o\left[\gamma\left(1-z\right)+P_o\right] - \dfrac{\nu}{1-\nu}\lambda P_o \qquad \text{avec } 0 \leq z \leq 1 \\ \varepsilon_{zz}(z) = -\dfrac{\left(1+\nu\right)\left(1-2\nu\right)}{\left(1-\nu\right)}\dfrac{\lambda P_o}{E} \end{cases} \qquad \text{(D.5)}$$

Au cours du déchargement, il faut vérifier la valeur de la quantité $\underline{\underline{\beta}} : \underline{\underline{\sigma}} - \sigma_g$:

$$\underline{\underline{\beta}} : \underline{\underline{\sigma}} - \sigma_g = \left\{\frac{\left[\left(1+2K_o\right)+2\beta\left(1-K_o\right)\right]\left[\gamma\left(1-z\right)+P_o\right]}{3} - \lambda P_o \frac{1+\nu+2\beta\left(1-2\nu\right)}{3\left(1-\nu\right)}\right\} - \sigma_g$$

La condition de gonflement sera remplie à la hauteur z lorsque $\underline{\underline{\beta}} : \underline{\underline{\sigma}} - \sigma_g = 0$, soit :

$$\boxed{\lambda^{g}(z) = \frac{\left(1-\nu\right)}{\left(1+\nu+2\beta\left(1-2\nu\right)\right)}\left\{\left[\left(1+2K_o\right)+2\beta\left(1-K_o\right)\right]\left[1+\left(1-z\right)\frac{\gamma}{P_o}\right] - 3\frac{\sigma_g}{P_o}\right\}} \qquad \text{(D.6)}$$

On constate ainsi que la condition de gonflement est d'abord vérifiée pour $z = 1$ et donc que le gonflement se produit d'abord en haut de l'échantillon avant de se propager dans l'échantillon. Or comme $P_o >> \gamma(1-z)$, on remarque que $\lambda^g(z=0) \approx \lambda^g(z=1) = \lambda^g$, c'est-à-dire que le gonflement apparaît dans l'échantillon pratiquement de manière instantanée.

Apparition d'une zone gonflante

Après l'apparition du gonflement $\left(\lambda^g < \lambda \leq 1\right)$, le matériau suit la loi de gonflement. Compte tenu de l'état obtenu à la fin de la phase élastique Hookéenne $\left(\underline{\underline{\sigma}}^H(\lambda^g), \varepsilon_{zz}^H(\lambda^g)\right)$, l'état de contraintes $\underline{\underline{\sigma}}$ et la déformation verticale totale ε_{zz} doivent vérifier :

$$\begin{cases} \dfrac{1-\nu}{E}\Delta\sigma_{xx} - \dfrac{\nu}{E}\Delta\sigma_{zz} + B_g \dfrac{1-\beta}{3}\ln\left(\dfrac{2(1-\beta)\sigma_{xx} + (1+2\beta)\sigma_{zz}}{2(1-\beta)\sigma_{xx}^H + (1+2\beta)\sigma_{zz}^H}\right) = 0 \\ \varepsilon_{zz}(z) = \varepsilon_{zz}^H + \dfrac{(1+\nu)\left[\Delta\sigma_{zz} - \Delta\sigma_{xx}\right] - \beta(1-2\nu)\left[\Delta\sigma_{zz} + 2\Delta\sigma_{xx}\right]}{(1-\beta)E} \end{cases} \tag{D.7}$$

avec $\begin{cases} \sigma_{zz}(z) = \gamma(1-z) + (1-\lambda)P_o \\ \Delta\sigma_{zz}(z) = \sigma_{zz}(z) - \sigma_{zz}^H(z, \lambda^g) = -\left(\lambda - \lambda^g(z)\right)P_o \\ \Delta\sigma_{xx}(z) = \sigma_{xx}(z) - \sigma_{xx}^H(z, \lambda^g) \end{cases}$

D.3.c. Prise en compte de la plasticité

Pour étudier le phénomène plastique, on a repris les paramètres de Mohr-Coulomb utilisés dans la partie D.2., c'est-à-dire une cohésion c de 100 kPa et un angle de frottement interne φ de 30°.

Apparition de la plasticité

Dans le paragraphe D.3, on a constaté que les paramètres mécaniques choisis n'entraînaient pas de plasticité au cours du déchargement avec la loi élastique de Hooke. Maintenant, on considère que le phénomène de gonflement s'est manifesté dans l'échantillon et on analyse l'éventuelle apparition de la plasticité dans ce cas. La figure D.4 représente l'évolution du critère pour les cas élastique et quelques facteurs d'anisotropie. On constate que le développement du gonflement, hormis le cas $\beta = 1$, entraîne l'apparition du gonflement à partir du taux de déconfinement λ^p.

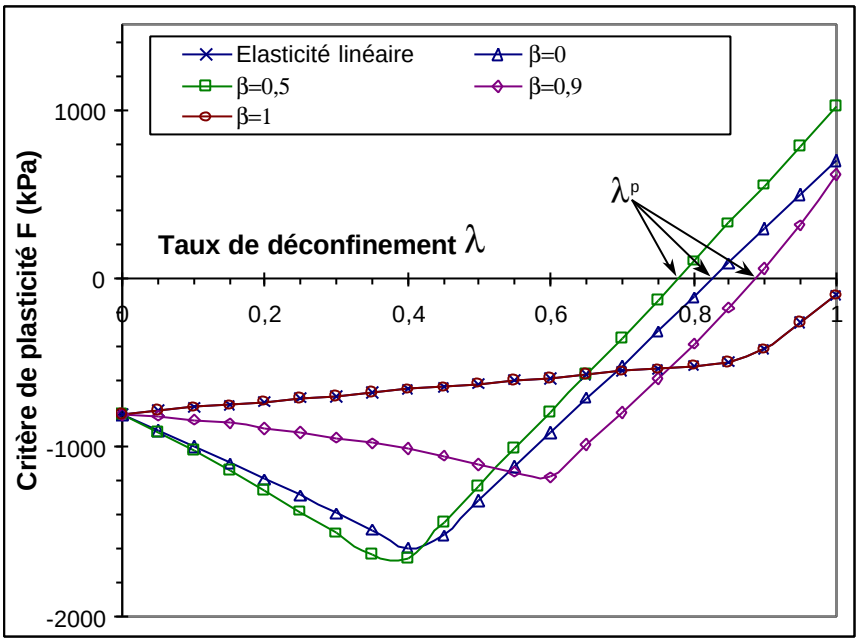


Figure D.4 : Evolution du critère de plasticité au cours du déchargement

Pour $\lambda^p < \lambda \leq 1$, le phénomène de plasticité se développe ; on a alors l'égalité suivante :

$$F\left(\underline{\underline{\sigma}}\right) = \left(\sigma_{xx} - \sigma_{zz}\right) - \left(\sigma_{zz} + \sigma_{xx}\right)\sin\varphi - 2\,c\cos\varphi = 0$$

soit

$$\sigma_{xx} = \frac{1+\sin\varphi}{1-\sin\varphi}\sigma_{zz} + \frac{2\,c\cos\varphi}{1-\sin\varphi}$$

<u>Remarque théorique</u> : avec l'hypothèse initiale d'un seul coefficient de pression des terres au repos $\left(K_{ox} = K_{oy} = K_o\right)$, on a montré que les deux contraintes horizontales σ_{xx} et σ_{yy} restaient égales au cours du déchargement. Par conséquent, lors de la phase plastique, il se crée un régime d'arête, c'est-à-dire que le chemin de chargement aboutit à un point anguleux du critère. Deux fonctions de charge sont donc activées simultanément :

$$\begin{cases} F_1\left(\underline{\underline{\sigma}}\right) = \left(\sigma_{xx} - \sigma_{zz}\right) - \left(\sigma_{zz} + \sigma_{xx}\right)\sin\varphi - 2\,c\cos\varphi = 0 \\ F_2\left(\underline{\underline{\sigma}}\right) = \left(\sigma_{yy} - \sigma_{zz}\right) - \left(\sigma_{zz} + \sigma_{yy}\right)\sin\varphi - 2\,c\cos\varphi = 0 \end{cases}$$

De la même façon, deux potentiels plastiques sont mobilisés. Si G_1 et G_2 représentent ces potentiels, nous avons :

$$\begin{cases} G_1\left(\underline{\underline{\sigma}}\right) = \left(\sigma_{xx} - \sigma_{zz}\right) - \left(\sigma_{zz} + \sigma_{xx}\right)\sin\psi \\ G_2\left(\underline{\underline{\sigma}}\right) = \left(\sigma_{yy} - \sigma_{zz}\right) - \left(\sigma_{zz} + \sigma_{yy}\right)\sin\psi \end{cases}$$

Le tenseur de déformations plastiques est alors une combinaison linéaire des tenseurs des dérivées partielles des deux potentiels. La résolution de ce régime d'arête dans le logiciel CESAR-LCPC donne les résultats suivants :

$$\begin{cases} d\varepsilon_{xx}^{p} = (1-\sin\psi)\,d\lambda \\ d\varepsilon_{zz}^{p} = -2\,(1+\sin\psi)\,d\lambda \end{cases}$$

où $d\lambda$ représente un multiplicateur plastique fixé.
Ainsi, en utilisant la condition œdométrique $\left(\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{xx}^{el} + \varepsilon_{xx}^{p} = 0\right)$, la déformation plastique axiale s'écrit :

$$\varepsilon_{zz}^{p} = -2\,\frac{1+\sin\psi}{1-\sin\psi}\,\varepsilon_{xx}^{p} = 2\,\frac{1+\sin\psi}{1-\sin\psi}\,\varepsilon_{xx}^{el}$$

avec $\varepsilon_{xx}^{el} = \dfrac{1-\nu}{E}\left(\sigma_{xx}-\sigma_{xx}^{p}\right) - \dfrac{\nu}{E}\left(\sigma_{zz}-\sigma_{zz}^{p}\right) + B_g\,\dfrac{1-\beta}{3}\ln\left(\dfrac{2(1-\beta)\sigma_{xx}+(1+2\beta)\sigma_{zz}}{2(1-\beta)\sigma_{xx}^{p}+(1+2\beta)\sigma_{zz}^{p}}\right)$

et $\begin{cases} \sigma_{zz}^{p} = \dfrac{1}{2}\gamma + \left(1-\lambda^{p}\right)P_o \\ \sigma_{xx}^{p} = \dfrac{1+\sin\varphi}{1-\sin\varphi}\,\sigma_{zz}^{p} + \dfrac{2\,c\cos\varphi}{1-\sin\varphi} \end{cases}$;

$\left(\sigma_{xx}^{p}, \sigma_{zz}^{p}\right)$ représentant l'état de contraintes à l'apparition du gonflement.

Dans le cas du régime d'arête, la déformation verticale totale prend l'expression suivante :

$$\varepsilon_{zz} = \varepsilon_{zz}^{el} + \varepsilon_{zz}^{p} = \varepsilon_{zz}^{el} + 2\,\frac{1+\sin\psi}{1-\sin\psi}\,\varepsilon_{xx}^{el}$$

avec $\begin{cases} \varepsilon_{zz}^{el} = \dfrac{1}{E}\left(\sigma_{zz}-\sigma_{zz}^{p}\right) - \dfrac{2\nu}{E}\left(\sigma_{xx}-\sigma_{xx}^{p}\right) + B_g\left(\dfrac{1+2\beta}{3}\right)\ln\left(\dfrac{2(1-\beta)\sigma_{xx}+(1+2\beta)\sigma_{zz}}{2(1-\beta)\sigma_{xx}^{p}+(1+2\beta)\sigma_{zz}^{p}}\right) \\ \varepsilon_{xx}^{el} = \dfrac{1-\nu}{E}\left(\sigma_{xx}-\sigma_{xx}^{p}\right) - \dfrac{\nu}{E}\left(\sigma_{zz}-\sigma_{zz}^{p}\right) + B_g\,\dfrac{1-\beta}{3}\ln\left(\dfrac{2(1-\beta)\sigma_{xx}+(1+2\beta)\sigma_{zz}}{2(1-\beta)\sigma_{xx}^{p}+(1+2\beta)\sigma_{zz}^{p}}\right) \end{cases}$

Annexe E : Programmation de la loi élastoplastique de gonflement dans le module de résolution MCNL

Dans cet annexe, on présentera le sous-programme propre à la loi de gonflement et quelques modifications apportées dans d'autres sous-programmes pour intégrer la nouvelle loi de comportement. On rappelle que la programmation intervient uniquement au niveau local et qu'elle suit la convention de la mécanique des milieux continus.

E.1. Introduction d'un sous-programme MTGONF lié à la loi de gonflement

Traditionnellement, l'introduction d'une loi élastique non linéaire se réalise dans les sous-programmes MATRNL et ELASNL, à partir du moment où la loi peut s'écrire sous forme linéarisée de type Hooke :

$$d\underline{\underline{\sigma}} = 2\mu_{eq}\left(\underline{\underline{\sigma}}\right)d\underline{\underline{\varepsilon}} + \lambda_{eq}\left(\underline{\underline{\sigma}}\right)\left(d\,tr\underline{\underline{\varepsilon}}\right)\underline{\underline{1}}$$

où $\mu_{eq}\left(\underline{\underline{\sigma}}\right)$ et $\lambda_{eq}\left(\underline{\underline{\sigma}}\right)$ sont les coefficients de Lamé équivalents.

Dans notre cas, cette approche est impossible à cause du terme d'anisotropie de gonflement et on a eu recours à un sous-programme particulier MTGONF permettant de calculer la matrice élastique $\underline{\underline{\underline{\underline{D}}}}^{EL}$ (appelée VMAT) et de déterminer l'incrément de contraintes élastique $d\underline{\underline{\sigma}}$ (Hooke et gonflement).

<u>Sous-programme MTGONF</u> :

```
Cbultel sept 99 deb
ÇSUBROUTINE MTGONF (CONT,CONT1,DEFEL,VPM,VMAT,H1,H2)
C=================================================================
C
C DEFINITION :
C   CALCUL DE LA MATRICE ELASTIQUE NON LINEAIRE DE GONFLEMENT VMAT
C   ET DE L'INCREMENT DE CONTRAINTES CORRESPONDANT CONTl
C ENTREES :
C   CONT : ETAT DE CONTRAINTES AU DEBUT DE L'ITERATION I
C   DEFEL : ETAT DE DEFORMATIONS DE L'ITERATION I
C   VPM : PARAMETRES MECANIQUES
C SORTIEÇ
C   CONTl : INCREMENT DE CONTRAINTES PENDANT L'ITERATION I
C   VMAT : MATRICE DE COMPORTEMENT CORRESPONDANT A CET INCREMENT
C
C=================================================================
```

```
      IMPLICIT DOUBLE PRECISION(A-H,O-Z)
C
      DIMENSION CONT(3,3),DEFEL(3,3),VPM(*),VMAT(9,9)
      DIMENSION CONTG(3,3),CONT1(3,3),VMAT1(9,9),VMAT2(9,9)
      DIMENSION IK(9),JK(9),VID(3,3),VN(3),BETA(3,3)
      DATA IK/1,1,1,2,2,2,3,3,3/
      DATA JK/1,2,3,1,2,3,1,2,3/
      DATA VID/1.D0,0.DO,0.D0,0.D0,1.D0,0.D0,0.D0,0.D0,1.D0/
      DATA ZERO,UN,DEUX,TROIS,UA/0.D0,1.D0,2.D0,3.D0,4.D0/
      COMMON/NOLI/ISIG,NPAS,IDECHA
C
      YG=VPM(2)
      PS=VPM(3)
      PG=VPM(4)
      BB=VPM(5)
      BBETA=VPM(6)
      DO 21 I=1,3
21    VN(I)=VPM(6+I)
C
C détermination des paramètres du problème
      AMU=YG/(DEUX*(UN+PS))
      ALAMB=PS*YG/(UN+PS)/(UN-DEUX*PS)
      DD=BB*(ALAMB+(DEUX*AMU/TROIS)+(QUA*AMU/TROIS)*BBETA*BBETA)
      DO 22 I=1,3
      DO 22 J=1,3
      CONTG(I,J)=-PG*VID(I,J)
      BETA(I,J)=((UN-BBETA)/TROIS)*VID(I,J)+BBETA*VN(I)*VN(J)
22    DD=DD-BETA(I,J)*CONT(I,J)
      H1=DD
C
C Calcul de la matrice élastique VMATl
C
      DO 23 K=1,9
      DO 23 L=1,9
      VMAT1(K,L)=ZERO
      CALL MTELAS(YG,PS,VMAT1,0)
C
C Calcul de la matrice de gonflement totale VMAT2
C
      DO 24 K=1.9
      DO 24 L=1,9
      VMAT2(K,L)=(ALAMB*VID(IK(K),JK(K))+DEUX*AMU*BETA(IK(K),JK(K)))*
                 (ALAMB*VID(IK(L),JK(L))+DEUX*AMU*BETA(IK(L),JK(L)))
24    VMAT2(K,L)=VMAT1(K,L)-(BB/DD*VMAT2(K,L)
C
C Attention : convention MMC pour le vecteur CONT
C Identification de l’état de contraintes à la contrainte
C de gonflement
      S0=ZERO
      SG=ZERO
      DO 25 I=1,3
      DO 25 5=1,3
      S0=S0+BETA(I,J)*CONT(I,J)
25    SG=SG+BETA(I,J)*CONTG(I,J)

      IF (S0.GT.SG) THEN
```

```
        IG=1
     ELSE
        IG=O
     ENDIF
     H2=IG
C
C Calcul de l’incrément de contraintes CONTl
C
     IF (IG.EQ.0) THEN
        DO 26 K=1.9
        DO 26 L=1,9
26      VMAT(K,L)=VMAT1(K,L)
     ELSE
        DO 27 K=1,9
        DO 27 L=1,9
27      VMAT(K,L)=VMAT2(K,L)
     ENDIF
     CALL MATDEF(CONT1,VMAT,DEFEL)
Cbultel dec99
     CALL MATDEF(CONT2,VMAT1, DEFEL)
C
C Vérification de l’état de contraintes CONT+CONT1/NPAS
C s'il n'y a pas eu franchissement de la zone élastique-gonflement
C
     ALPHA=ZERO
     DS=ZERO
     S1=ZERO
     DO 28 I=1,3
     DO 28 J=1,3
     DS=DS+BETA(I,J)*CONT1(I,J)
28   Sl=S1+BETA(I,J)*(CONT(I,J)+CONT1(I,J)/NPAS)
     IF (S1.GT.SG .AND. IG.EQ.0) THEN
        IG=UN
        ALPHA=(SG-S0)*NPAS/DS
     ENDIF
     IF (S1.LT.SG .AND. IG.EQ.1) THEN
        IG=ZERO
        ALPHA=UN-(SG-S0)*NPAS/DS
     ENDIF
C
C Lorsqu'il y a franchissement de la limite de gonflement dans
C l'incrément , décomposition de l’incrément en une partie
C élastique (alpha) et une partie de gonflement (l-alpha)
C
     IF (ALPHA.NE.ZERO) THEN
        DO 29 K=1,9
        DO 29 L=1,9
        VMAT(K,L)=ALPHA*VMAT1(K,L)+(UN-ALPHA)*VMAT2 (K.L)
        CALL MATDEF(CONT1,VMAT,DEFEL)
     ENDIF
     RETURN
     END
Cbultel fin
```

E.2. Modifications d'autres programmes pour intégrer la loi de comportement proposée

Dans la suite, on répertoriera tous les sous-programmes utilisés en précisant la modification apportée.

Dans le sous-programme PREL01, on a défini le nombre de paramètres à prendre compte pour loi de gonflement décrit par l'IMOD=98. On en a introduit 12 : le poids volumique γ, 2 paramètres élastiques de Hooke (E, ν), 6 paramètres de gonflement $(\sigma_g, B_g, \beta, \underline{n})$ et 3 paramètres plastiques (c, φ, ψ)

Dans le sous-programme IMPNLI, qui sert à imprimer les caractéristiques mécaniques pour les problèmes non linéaires, on a présenté les différents paramètres de gonflement associés à la loi IMOD=98.

Dans le sous-programme CTMCNL, qui définit les classes de lois de comportement (tableau 3.5), on a relié la loi de comportement $(IMOD = 98)$ au sous-programme CNOLI1, soit $KMOD(IMOD = 98) = 3$.

Le sous-programme CNOLI1, qui sert à intégrer les lois élastiques non linéaires plastiques définies par une seule surface de charge, est décrit dans la suite : (les zones grisées correspondent aux modifications apportées pour la loi de gonflement)

```
      SUBROUTINE CNOLI1(CONT,CONT1,DEF,DEFEL,VPM,KCG,H1,H2,NDIM.KI)
C=====================================================================
C
C DEFINITION :
C    INTEGRATION DES LOIS ELASTIQUES NON LINEAIRES PLASTIQUES
C    DEFINIES PAR UNE SEULE SURFACE DE CHARGE
C
C=====================================================================
      IMPLICIT DOUBLE PRECISION(A-H,O-Z)
C
      DIMENSION CONT(3,3),CONT1(3,3),DEF(3,3),DEFEL(3,3)
      DIMENSION VMAT(9,9),VFS(3,3),VGS(3,3),VPM1(50)
Cbultel dec99 deb
       DIMENSION CONT3(3.3)
Cbultel fin
C
      COMMON/BFGS/ITER,INCR
      COMMON/ESEXE/MEXE,MR,MP,MFICH(10)
      COMMON/NOLI/ISIG,NPAS,IDECHA
      COMMON/PLAS/IMET,NINCR,NITER,NCRIT,NCROU
      COMMON/PROVIS/IIELEM,JPINT,IPAS
C
      IMOD=KCG(1)
      INAT=0
      IF (NDIM.EQ.2) INAT=KCG(2)
```

```
      LVPM1=50
      CALL CONVPM(VPM,VPM1,LVPM1,IMOD,KCG)
Cbultel dec99 deb
      DO 19 I=1,3
      DO 19 J=1,3
19    CONT3(I,J)=CONT(I,J)
Cbultel fin
C
C --- initialisation de 1 écrouissage
      IF (KI.EQ.4) THEN
      CALL CRITER(CONT,DEF,VFS,VGS,VPM1,CRIT,H2,DLAMB,H,KCG,NDIM,4)
      GOTO 12
      ENDIF
C
      DO 10 IPAS=1,NPAS
C
C ---- Calcul des contraintes incrémentales d'origine élastique
Cbultel deb sept 99 (cas du gonflement IMOD=98)
      IF (IMOD.EQ.98) THEN
         CALL MTGONF(CONT,CONT1,CONT2,DEFEL,VPM,VMAT,H3,H4)
Cbultel mars 2000
      IF (IPAS.EQ.NPAS) THEN
         DO 17 I=1,3
         DO 17 J=1,3
17       CONT3(I,J)=CONT3(I,J)+CONT1(I,J)
      ENDIF
Cbultel fin
      ELSE
         CALL MATRPTL(CONT,VPM,VMAT,IMOD,INAT,H3,H4)
         CALL MATDEF(CONT1,VMAT,DEFEL)
      ENDIF
Cbultel fin
      DO 20 I=1,3
      DO 20 J=1,3
20    CONT(I,J)=CONT(I,J)+CONT1(I,J)/NPAS
C
C---- Calcul des contraintes incrémentales d'origine plastique
       CALL PLASN1(CONT1,CONT,DEF,DEFEL,VFS,VGS,VMAT,VPM1,DLAMB,H2
       & KCG,NDIM)
C
      DO 30 I=1.3
      DO 30 J=1,3
      DEF(I,J)=DEF(I,J)+DLAMB*VGS(I,J)
30    CONT(I,J)=CONT(I,J)-CONT1(I,J)
10    CONTINUE
C
      DO 40 I=1,3
      DO 40 J=1,3
      CONT1(I,J)=CONT(I,J)
Cbultel dec99 deb
40    CONT(I,J)=CONT3(I,J)
Cbultel fin
C
KCG(1)=IMOD
RETURN
END
```

Dans le sous-programme CONVPM, appelé dans CNOLI1, on a signalé le nombre de paramètres élastiques (soit 9) et le nombre de paramètres plastiques (soit 3). On a aussi que le critère de plasticité choisi était le critère de Mohr-Coulomb, (soit IMOD=10), déjà programmé dans CESAR-LCPC.

Pour la plasticité, on a vérifié que la programmation actuelle s'appliquait bien dans notre loi de comportement par l'intermédiaire des sous-programmes PLASN1 et CRIT10. De plus, on a identifié notre loi de comportement dans le sous-programme CALGOR qui précise si le matériau est standard (loi d'écoulement associée à la fonction de charge) ou non (existence d'un potentiel plastique différent de la fonction de charge). Cela a une importance sur la symétrie ou non de la matrice de rigidité.

E.3. Programmation de la méthode de Newon-Raphson

Habituellement, on résout les problèmes de génie civil avec la méthode des contraintes initiales, qui reprend à chaque itération la matrice de rigidité initiale. Cependant lorsque le problème est fortement non linéaire, le calcul aura tendance à itérer de nombreuses fois avant de converger. Il est donc conseiller d'utiliser une deuxième méthode de résolution qui recalcule à chaque itération la matrice de rigidité tangente.

Pour notre loi de comportement qui comprend deux sources de non-linéarités (gonflement et plasticité), on a choisi d'apporter les modifications nécessaires pour utiliser la méthode de Newton-Raphson. Cela a nécessité la programmation de la matrice de rigidité tangente dans le sous-programme MATREP : (les zones grisées correspondent aux modifications apportées pour la loi de gonflement)

```
      SUBROUTINE MATREP (JPINT,CONT,DEF,CRIT,CROU,VPM,D,KCG,H3,H4)
C=====================================================================
C
C DEFINITION
C     CALCUL DE LA MATRICE TANGENTE D EN UN POINT D'INTEGRATION
C     SUIVANT LE MODELE MATERIEL CHOIS (IMOD)
C
C=====================================================================
C
      IMPLICIT DOUBLE PRECISION(A-H,O-Z)
C
      DIMENSION CONT(3,3),DEF(3,3),VPM(*),D(*),KCG(")
      DIMENSION VGS(3,3),A(4),B(4),E(16),RP(16),JMOD(20),VFS(3,3)
Cph+fu 19/01/96 D (CP)
      DIMENSION D12(3),D21(3)
Cph+fu 19/01/96 F (CP)
C
```

```
Cbultel deb oct 99
      DIMENSION VMAT(9,9),CONT1(3,3),CONT2(3,3),VECT(3.3)
      DIMENSION VPM1(5O),IKK(9),JKK(9)
      DATA IKK/1,1,1.2,2,2,3,3,31
      DATA JKK/1,2,3,1,2,3,1,2,3/
C
C      DATA JMOD/1,1,1,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0,1,0,0,0,0,0,0/
      DATA JMOD/1,1,1,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0,1,0,0,0,2,0,0/
Cbultel fin
      DATA ZERO,UN,DEUX/0.D0,1.D0,2.D0/
C
      IMOD=KCG(1)
      INAT=KCG(2)
C
Cbultel
      IF (IMOD.EQ.98) THEN
         LVPM1=50
      CALL CONVPM(VPM,VPM1,LVPM1,IMOD,KCG)
      ENDIF
Cbultel fin
C
C --- calcul des paramètres pour la matrice élastique
C
C---a) module dépendant de la loi de comportement élastique
      IELAS=O
      IF(IMOD.GT.80) IELAS=JMOD(IMOD-80)
C ------ loi élastique linéaire
      IF(IELAS.EQ.1) THEN
        YOUNG=CROU
        POISS=CRIT
        CRIT=-UN
C ------ loi élastoplastique à élasticité non linéaire
        IF(IMOD.EQ.94) THEN
          YOUNG=H3
          POISS=H4
        ENDIF
      ENDIF
C ------ calcul des quantites d origine plastique
      IF(IMOD.NE.25) THEN
        YOUNG=VPM(2)
        POISS=VPM(3)
        CRIT=-UN
C
        IF(IMOD.GE.10) THEN
          KI=1
          IF(IMOD.EQ.19) KI=5
Cbultel oct 99 deb (choix du vecteur de données VPM1)
          IF (IMOD.EQ.98) THEN
            CALL CRITER(CONT,DEF,VFS,VGS,VPM1,CRIT,CROU,DLAMB,
                        H,KCG,2,KI)
            KCG(1)=IMOD
Cbultel fin
          ELSE
            CALL CRITER(CONT,DEF,VFÇ,VGÇ,VPM,CRIT,CROU,DLAMB,
                        H,KCG,2,KI)
          ENDIF
```

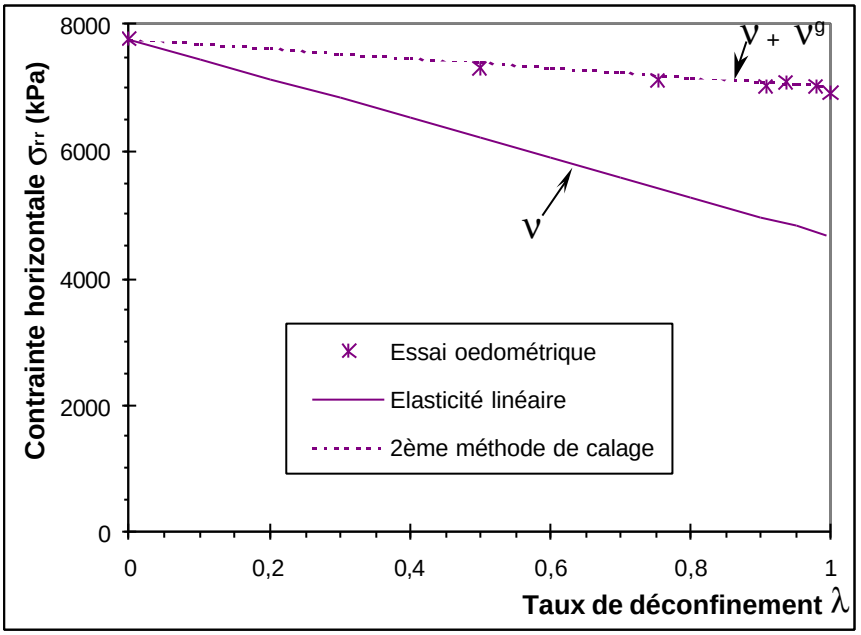
```
        ENDIF
      ENDIF
C---b) Modules dépendant de la cote du point matériel
      IF(IMOD.EQ.25) THEN
        CRIT=-UN
        Y=CROU
        YOUNG=VPM(2)+VPM(4)*Y
        POISS=VPM(3)+VPM(5)*Y
      ENDIF
C
      BM=YOUNG/(UN+POISS)
      AM=POISS/(UN-DEUX*POISS)
      AL=AM*BM
      AM1=BM/DEUX
      ALM=AL+BM
      LE=3
      IF(INAT.EQ.2) LE=4
      LF=LE*LE
      ICR=(JPINT-1)*LF
      DO 1 I=1,16
      E(I)=ZERO
1     RP(I)=ZERO
C
C----------CALCUL DE LA MATRICE ELAÇTIQUE
C
      IF(INAT.EQ.1 .OR. INAT.EQ.3) THEN
        E(1)=ALM
        E(2)=AL
        E(4)=AL
        E(5)=ALM
        E(9)=AM1
      IF (INAT.EQ.3) THEN
           D12(1)=AL/ALM
           D12(2)=AL/ALM
           D12(3)=ZERO
           D21(1)=AL
           D21(2)=AL
           D21(3)=ZERO
           CALL PROVEC(RP,D12,D21,3)
        ENDIF
C
      ELSE
        E(1)=ALM
        E(2)=AL
        E(4)=AL
        E(5)=AL
        E(6)=ALM
        E(8)=AL
        E(11)=AM1
        E(13)=AL
        E(14)=AL
        E(16)=ALM
      ENDIF
Cbultel oct 99 deb
C cas du gonflement (IMOD = 98)
C
```

```
      IF (IELAS.EQ.2) THEN
         CALL MTGONF(CONT,CONT1,DEF,VPM,VMAT,H3,H4)
         IF (INAT.EQ.1 .OR. INAT.EQ,3) THEN
            E(1)=VMAT(1,1)
            E(2)=VMAT(1,5)
            E(3)=VMAT(1,2)
            E(4)=VMAT(5,1)
            E(5)=VMAT(5,5)
            E(6)=VMAT(5,2)
            E(7)=VMAT(2,1)
            E(8)=VMAT(2,5)
            E(9)=(VMAT(2,2)+VMAT(2,4))/DEUX
         ELSE
            E(1)=VMAT(1,1)
            E(2)=VMAT(1.5)
            E(3)=VMAT(1,2)
            E(4)=VMAT(1,9)
            E(5)=VMAT(5,1)
            E(6)=VMAT(5,5)
            E(7)=VMAT(5,2)
            E(8)=VMAT(5,9)
            E(9)=VMAT(2,1)
            E(10)=VMAT(2,5)
            E(11)=(VMAT(2,2)+VMAT(2,4))/DEUX
            E(12)=VMAT(2,9)
            E(13)=VMAT(9,1)
            E(14)=VMAT(9,5)
            E(15)=VMAT(9,2)
            E(16)=VMAT(9,9)
         ENDIF
      ENDIF
Cbultel fin
C
C     CAS DE LA PLASTICITE
C
      IF(CRIT.GT.ZERO) THEN
Cbultel dec99 deb
C
         IF (IMOD.EQ.98) THEN
            FDG=ZERO
            DO 12 I=1,4
            A(I)=0
12          B(I)=0
            CALL MATDEF(VECT,VMAT,VGS)
            DO 11 I=1,3
            DO 11 J=1,3
11          FDG=FDG+VFS(I,J)*VECT(I,J)
            DO 13 K=1,9
            A(1)=A(1)+VFS(IKK(K),JKK(K))*VMAT(K,1)
            B(1)=B(1)+VMAT(1,K)*VGS(IKK(K),JKK(K))
            A(2)=A(2)+VFS(IKK(K),JKK(K))*VMAT(K,5)
            B(2)=B(2)+VMAT(5,K)*VGS(IKK(K),JKK(K))
            A(3)=A(3)+VFS(IKK(K),JKK(K))*VMAT(K,2)
            B(3)=B(3)+VMAT(2,K)*VGS(IKK(K),JKK(K))
            A(4)=A(4)+VFS(IKK(K),JKK(K))*VMAT(K,9)
13          B(4)=B(4)+VMAT(9,K)*VGS(IKK(K),JKK(K))
```

```
      ELSE
        TRFS=VFS(l,l)+VFS(2,2)+VFS(3,3)
        TRGS=VGS(1,1)+VGS(2,2)+VGS(3,3)
        PROD=ZERO
        DO 30 I=1,3
        DO 30 J=1,3
30      PROD=PROD+VFS(I,J)*VGs(I,J)
        FDG=BM*(PROD+TRFS*TRGS*AM)
        DO 10 I=1,3
        A(I)=AL*TRFS+BM*VFS(I,I)
10      B(I)=AL*TRGS+BM*VGS(I,I)
        A(3)=BM*VFS(1,2)
        B(3)=BM*VGS(1,2)
        A(4)=AL*TRFS+BM*VFS(3,3)
        B(4)=AL*TRGS+BM*VGS(3.3)
      ENDIF
C
C----------CALCUL DE D
C              MATRICE ELASTOPLASTIQUE DE COMPORTEMENT
C
      IF (INAT.EQ.3) THEN
        D22=ALM-A(4)*B(4)/(FDG+H)
        DO 21 I=1,2
        D12(I)=(AL-A(I)*B(4)/(FDG+H))/D22
        D21(I)=AL-B(I)*A(4)/(FDG+H)
21      CONTINUE
        D12(3)=-A(I)*B(4)/(FDG+H)/D22
        D21(3)=-B(I)*A(4)/(FDG+H)
        CALL PROVEC(RP,D12,D21,3)
        DO 22 I=1,3
        DO 22 J=1,3
        IK=I+(J-1)*3
22      D(IK+ICR)=E(IK)-A(J)*B(I)/(FDG+H)-RP(IK)
      ELSE
Cph+fu 19/01/96 F (CP)
        DO 20 I=1,3
        DO 20 J=1,3
20      RP(I+(J-1)*3)=A(J)*B(I)
        IF(INAT.EQ.2) CALL PROVEC(RP,B,A,4)
        DO 50 I=1,LE
        DO 50 K=1,LE
        IK=I+(K-1)*LE
50      D(IK+ICR)=E(IK)-RP(IK)/(FDG+H)
Cph+fu 19/01/96 D (CP)
      ENDIF
Cph+fu 19/01/96 F (CP)
    ELSE
C
C--------LE POINT D'INTEGRATION EST RESTE ELASTIQUE
C
      DO 70 I=1,LE
      DO 70 K=1,LE
      IK=I+(K-1)*LE
70    D(IK+ICR)=E(IK)-RP(IK)
    ENDIF
    END
```

Annexe F : Résultats obtenus avec la deuxième méthodologie de calage

Cet annexe présente les résultats obtenus avec la deuxième méthode de calage pour les échantillons CHA02 et CHA04.



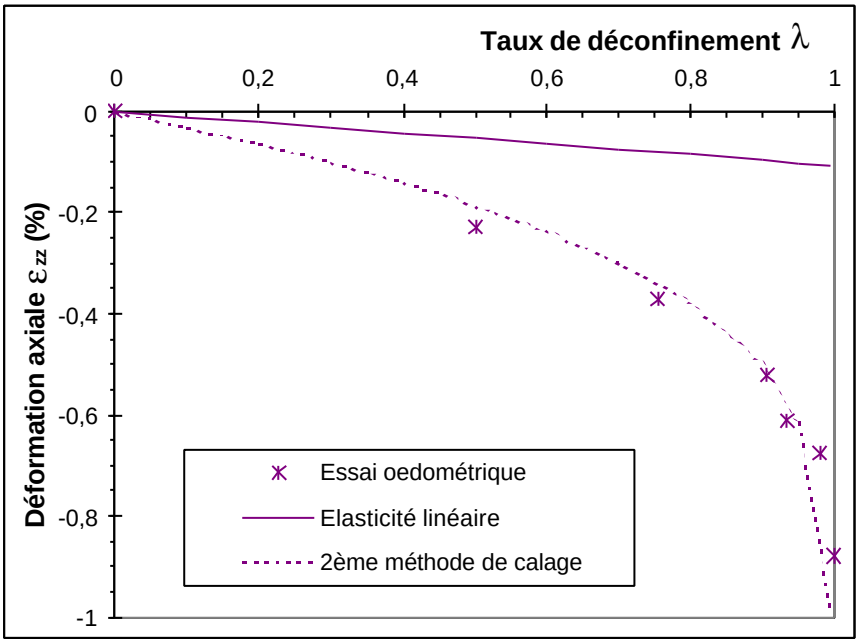


Figure F.1 : Résultats obtenus avec la 2ème méthode de calage pour l'essai CHA02

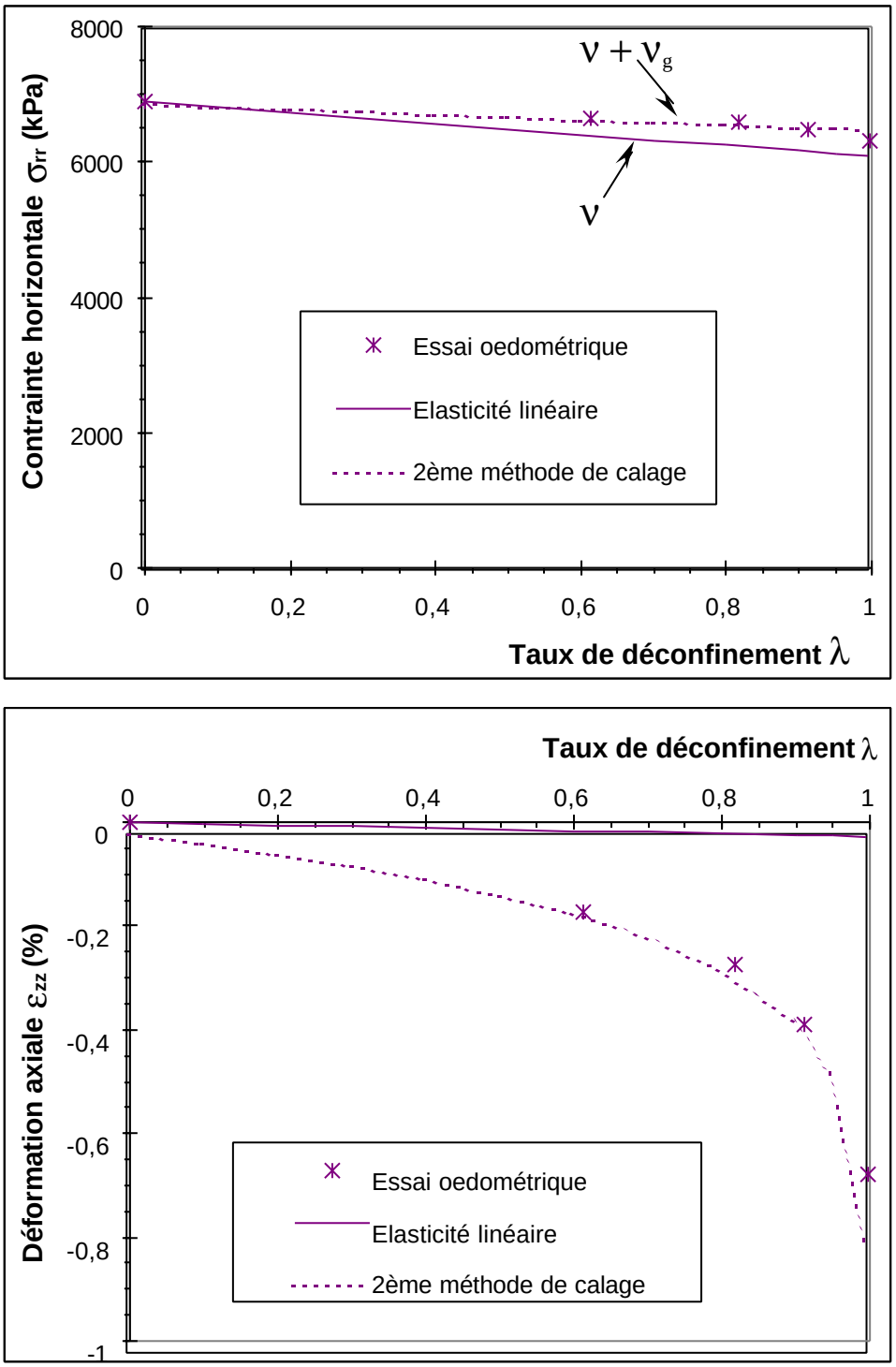


Figure F.2 : Résultats obtenus avec la 2ème méthode de calage pour l'essai CHA04