

Table des matières

Résumé	ix
Table des matières	xi
Introduction	xv
I Les critères	1
I-1 Formes de critères	3
I-1.1 Critères anguleux et critères réguliers	3
I-1.2 Forme de la courbe intrinsèque	5
I-1.3 Différence de comportement en compression et en extension	6
I-2 Quelques considérations plus approfondies	7
I-2.1 Décomposition polaire des critères usuels	7
I-2.2 Remarques sur les correspondances entre les critères.	11
I-2.3 Quel critère choisir ?	16
I-3 Proposition d'une fonction de charge générale	17
I-3.1 Caractéristiques dans le plan déviatorique	18
I-3.2 Critères de Mohr-Coulomb et Matsuoka-Nakai	19
I-3.3 Critère de Höek-Brown.	19
I-3.4 Comparaison avec les fonctions explicites	23
II Modélisation du comportement des argilites de l'Est	25
II-1 Présentation du problème	26
II-1.1 Contexte général de l'étude	26
II-1.2 Contexte géologique et mécanique	27
II-2 Modèle comportemental choisi	29

II-2.1	L'écoulement plastique	30
II-2.2	La dilatance	32
II-2.3	Écrouissage et endommagement	34
II-3	Interprétation des résultats pour la zone MODEX-REP	36
II-3.1	Résistance à la compression	38
II-3.2	Essais triaxiaux	40
II-4	Utilisation du paramètre γ pour un autre type de roche	61
III	Les méthodes de calcul.	63
III-1	Quelques hypothèses préliminaires	66
III-1.1	Discret ou continu ?	66
III-1.2	La notion de tunnel profond	67
III-2	Méthodes basées sur les classifications	68
III-3	Calculs analytiques	69
III-4	La méthode convergence-confinement	69
III-4.1	Principes généraux	69
III-4.2	Détermination du taux de déconfinement	72
III-5	Calculs numériques aux éléments finis	78
III-5.1	Configuration sans prise en compte du front de taille	78
III-5.2	Prise en compte du passage du front de taille	79
III-6	La méthode de calcul stationnaire	81
III-6.1	Principe du calcul stationnaire	82
III-6.2	Calcul stationnaire dans le cadre élastoplastique	84
III-6.3	Domaine de validité et limite d'emploi de la méthode	85
III-6.4	Prise en compte de la convergence au moment de la pose	88
III-7	Calcul de l'écoulement plastique	89
III-7.1	Critères circulaires	89
III-7.2	Critères non-circulaires	90

IV Simulation de l'excavation	97
IV-1 Configuration générale de la simulation	97
IV-2 Modèle à faible seuil d'inélasticité	98
IV-2.1 Rappel du modèle comportemental	98
IV-2.2 Résultats des calculs (modèle contractant-dilatant)	99
IV-3 Modèle isochore	105
IV-3.1 Rappel du modèle comportemental	105
IV-3.2 Résultat des calculs	106
IV-4 Modèle dilatant associé	107
IV-4.1 Rappel du modèle comportemental	107
IV-4.2 Résultat des calculs	110
Bilan et perspectives	116
Bibliographie	125
Table des figures	131
Liste des tableaux	135
A Equivalence entre les critères de Mohr-Coulomb et de Drucker-Prager en déformations planes	137
B Correspondance entre les critère de Matsuoka-Nakai et Mohr-Coulomb	141
C Solutions analytiques	143
D Comportement mécanique des soutènements	153
E Écrouissage	155
F Essais sans mesure de volume (essais en compression simple)	159
G Famille à faible limite élastique	183
H Famille isochore	195
I Famille dilatante associée	207
J Famille avec endommagement	223

Introduction

Le plus ancien ingénieur était certainement mécanicien des roches¹ : en effet, le premier souci de l'être humain fut certainement de s'assurer que la caverne qu'il habitait présentait un minimum de garanties de stabilité. La première véritable industrie humaine fut celle des outils de silex, qui a requis des capacités d'organisation dans les domaines de l'extraction et de la production manufacturée. Même après qu'ils aient adopté des outils de métal, et quitté, pour la plupart, leurs habitations troglodytes, les hommes n'ont pas renoncé, bien au contraire, à l'exploitation du monde souterrain en général et rocheux en particulier : l'attribution, à l'instigation de Thémistocle, des revenus des mines du Laurion au financement d'une flotte de combat assura la prospérité et la prééminence de la thalassocratie athénienne. De même, entre les deux guerres puniques, l'épopée barcide en Espagne visa à redonner à Carthage les moyens de ses ambitions par la mainmise sur des ressources minières parmi les plus riches de l'Antiquité, et la perte de ses possessions ibériques scella le destin de la métropole phénicienne, un demi-siècle avant sa chute.

Les conquistadors espagnols établirent, par la possession de l'or des Amériques, la puissance de leur patrie d'origine. La révolution industrielle est indissociable de la machine à vapeur et donc de l'industrie du charbon : outre sa puissance industrielle et navale, la possibilité de l'Angleterre victorienne de garantir, par un charbon abondant et de qualité, un fret de retour pour ses importations a contribué à l'établir comme la puissance maritime par excellence de son époque. Le chemin de fer, par les contraintes de tracé qu'il impose, contribue à l'essor d'un nouveau type d'ouvrage souterrain : les tunnels. Les infrastructures modernes repousseront sans cesse les limites de ce type d'ouvrage. Le XX^e siècle entraîne également de nouveaux champs d'application pour la mécanique des roches au travers de l'exploitation pétrolière et des recherches entreprises dans le domaine du stockage des déchets nucléaires.

Pourtant en dépit de cette nécessaire et permanente contribution au développement des sociétés organisées, le monde souterrain a mauvaise presse : n'est-ce pas là que la mythologie grecque situe les Enfers, le domaine des morts ? Peut

¹Le traité *De Re Metallica* de Georg Bauer, alias Georg Agricola, exposant les méthodes d'exécution des souterrains, et qui devait faire autorité pour des siècles, remonte à 1556.

être est-ce parce que le tribut payé pour exploiter les entrailles de la terre a toujours été effroyable : de l'Antiquité où la condamnation aux mines équivaleait à une condamnation à mort, jusqu'à l'ère contemporaine où l'incroyable croissance de l'industrie chinoise ne peut faire oublier le taux d'accident tout aussi incroyable de ses mines de charbon, en passant par le caractère quasi génocidaire du travail forcé des amérindiens après la conquête du Pérou et les mines de sel du goulag, le monde souterrain a souvent été synonyme des pires conditions de travail pour l'homme. Même les images positives comme la légendaire solidarité des mineurs ne peuvent faire oublier les images tout aussi fortes « des enfants de huit ans travaillant dans les mines », des coups de grisou et de la silicose. Même dans un contexte social avancé, le risque n'est jamais nul, et son caractère souvent imprévisible le rend encore plus redoutable.

L'ingénierie des travaux souterrains se retrouve donc confrontée à la nécessité d'exploiter un domaine hostile. La gestion des déchets nucléaires pose de nouveaux problèmes : l'éventuel enfouissement des déchets à durée de vie longue au cœur d'un massif rocheux a entraîné des recherches afin de connaître très précisément l'impact de l'excavation sur la roche environnante. Alors qu'une exploitation minière impose d'optimiser la production en garantissant la sécurité pour la durée de l'exploitation, qu'un tunnel routier impose de garantir la pérennité à l'exploitation d'un ouvrage extrêmement coûteux, un site de stockage se doit de présenter des garanties d'étanchéité et d'endommagement draconiennes. Cependant, les recherches induites par des problèmes de sécurité nucléaires sont susceptibles de rebondées pour d'autres secteurs d'activité, notamment en permettant une meilleure connaissance des matériaux rocheux et des effets de l'excavation. Ce mémoire se situe dans ce contexte.

Le chapitre I s'intéresse aux critères. Que ce soit pour caractériser la limite d'élasticité, d'endommagement ou de rupture, des critères ont pu être proposés pour différents matériaux. Une réflexion a donc été menée sur le thème des critères. Comparer les caractéristiques de différents critères usuels conduit à établir la signification physique de ces différences. Pour tenir compte des caractéristiques expérimentales connues des matériaux rocheux, en particulier obtenir des caractéristiques aisément identifiables à partir d'un matériel d'essai standard, une nouvelle fonction de charge pour les géomatériaux a été proposée, dont l'implémentation sera abordée en détails au chapitre III.

Le chapitre II est consacré au dépouillement d'essais effectués par différents laboratoires sur les argilites de l'Est. Ces essais avaient été fournis par l'ANDRA², dans le cadre du projet de recherche européen MODEX-REP. Pour une couche géologique choisie, l'analyse a amené à distinguer trois familles de comportement. L'étude des essais réalisés permet d'établir un paramètre de dégradation identifiable à partir de la déformation déviatorique plastique.

Le chapitre III consacré aux méthodes de calculs des tunnels rappelle diffé-

²Agence Nationale pour la gestion des Déchets Radioactifs

rentes méthodes de dimensionnement. L'évocation de la méthode convergence-confinement permet, au travers de la comparaison de différents modèles de convergence de mettre en évidence l'influence du coefficient de Poisson au voisinage immédiat du front de taille. La méthode de calcul stationnaire qui sera implémentée pour réaliser les calculs d'excavation présentés au chapitre IV page 97 est rappelée et détaillée. Indépendamment de cette hypothèse, on présente également une méthode de construction d'« abaques numériques » dont la réalisation permet de calculer les déformations plastiques pour des critères non circulaires, avec un bénéfice substantiel en terme de coût calculatoire par comparaison aux algorithmes classiques de retour radial.

Le chapitre IV présente les résultats obtenus en simulant une excavation dans la roche étudiée au chapitre II, à l'aide de l'algorithme de calcul stationnaire, pour la fonction de charge générale définie au chapitre I. L'étendue de la zone endommagée autour de l'excavation ainsi que le taux de dégradation de la roche sont estimés. On verra également que les plus violentes variations de contrainte concentrées au voisinage du front de taille provoquent l'essentiel de l'endommagement.

Rapport GRIM

Chapitre I

Les critères

Notations utilisées.

Les contraintes principales sont ordonnées de la manière suivante :

$$\sigma_I \geq \sigma_{II} \geq \sigma_{III} \text{ (tractions positives)}$$

On notera les invariants des contraintes suivants :

$$I_1 = \text{Tr}\underline{\underline{\sigma}} \quad (\text{I.1})$$

$$I_2 = \frac{1}{2}\text{Tr}(\underline{\underline{\sigma}}^2) \quad (\text{I.2})$$

$$I_3 = \frac{1}{3}\text{Tr}(\underline{\underline{\sigma}}^3) \quad (\text{I.3})$$

Nous utiliserons principalement ces invariants, toutefois certains critères utilisent plutôt les invariants polynomiaux constitués par les coefficients du polynôme caractéristique, qui seront notés de la manière suivante :

$$I_I = \sigma_I + \sigma_{II} + \sigma_{III} = I_1 \quad (\text{I.4})$$

$$I_{II} = \sigma_I\sigma_{II} + \sigma_{II}\sigma_{III} + \sigma_{III}\sigma_I = \frac{I_1^2}{2} - I_2 \quad (\text{I.5})$$

$$I_{III} = \det\underline{\underline{\sigma}} = \sigma_I\sigma_{II}\sigma_{III} = \frac{I_1^3}{6} - I_2I_1 + I_3 \quad (\text{I.6})$$

On notera la contrainte moyenne :

$$\sigma_m = \frac{I_1}{3} \quad (\text{I.7})$$

Nous utiliserons aussi les invariants du déviateur des contraintes ($\underline{\underline{s}} = \underline{\underline{\sigma}} - \sigma_m\underline{\underline{1}}$) :

$$J_2 = \frac{1}{2}\text{Tr}(\underline{\underline{s}}^2) \quad (\text{I.8})$$

$$J_3 = \frac{1}{3}\text{Tr}(\underline{\underline{s}}^3) \quad (\text{I.9})$$

On utilisera les notations suivantes :

R_c	résistance à la compression ($R_c > 0$)
k	limite d'élasticité en cission simple $\frac{R_c}{\sqrt{3}}$
C	cohésion
ϕ	angle de frottement
σ_n	contrainte normale
τ	contrainte de cisaillement
$H = C \cotg \phi$	pression de cohésion
α, β, k	coefficients du critère de Drucker-Prager ¹
$L_S = \frac{\sqrt{J_2}(\theta = -\frac{\pi}{6})}{\sqrt{J_2}(\theta = \frac{\pi}{6})}$	Angle de Lode (équation (I.21) page 8)
$P_i = \frac{m_b^2, s, a^3}{\frac{s}{m_b^2} - \frac{\sigma_m}{m_b R_c}}$	Ratio extension compression (équation (I.18) page 7)
$\sigma_{tm} = -\frac{R_c}{2} \left(m_b - \sqrt{m_b^2 - 4s} \right)$	coefficients du critère de Hoek-Brown
η_1, m^4	pression intérieure normalisée dans le critère de Hoek-Brown [20]
p_a	résistance de traction (critère de Hoek-Brown) ($\sigma_{tm} < 0$)
k_1	coefficients du critère de Lade modifié [50].
	pression atmosphérique, exprimée dans les mêmes unités que I_1 .
	constante du critère de Matsuoka-Nakai [58]

Dans ce chapitre ainsi que dans les annexes A et B, les calculs dans le plan déviatorique ont été effectués à l'aide du logiciel de calcul formel MATHEMATICA.

Préliminaire

Historiquement, la notion de critère est associée à la notion de limite d'élasticité. Le critère traduit l'existence d'un domaine d'élasticité initial du matériau, tel que si la contrainte $\underline{\sigma}$ se situe à l'intérieur de ce domaine, le comportement du matériau demeure élastique. Différents types de critères ont été proposés pour tenir compte du comportement des sols et des roches. La réflexion portera sur les critères eux-mêmes, le sujet des lois de comportement étant abordé au chapitre II. Ce choix est motivé par le fait qu'une fois la limite d'élasticité atteinte, le comportement diffère selon la nature du matériau - et la loi adoptée diffère également selon l'interprétation qui peut être faite du comportement du matériau. Des lois de comportement très différentes pouvant adopter un même critère de limite d'élasticité, il semble pertinent de parler des différentes fonctions de charge avant d'aborder le comportement inélastique proprement dit. Dans l'idéal, pour un matériau donné, le critère choisi devrait représenter parfaitement le comportement de ce matériau quel que

¹ β vaut généralement 1 ou $\sqrt{3}$, ce qui induit également les variations sur la valeur des deux autres constantes. **Dans ce mémoire**, $\beta = 1$.

² m_b était noté m dans les premières versions du critères. A ne pas confondre avec le coefficient m du critère de Lade modifié.

³ a a été introduit pour le critère dit de Hoek-Brown modifié. Dans le critère initial (développé pour une roche intacte), il vaut 0,5.

⁴ $m=0$ correspond au critère de Lade initial, ou critère de Lade-Duncan.

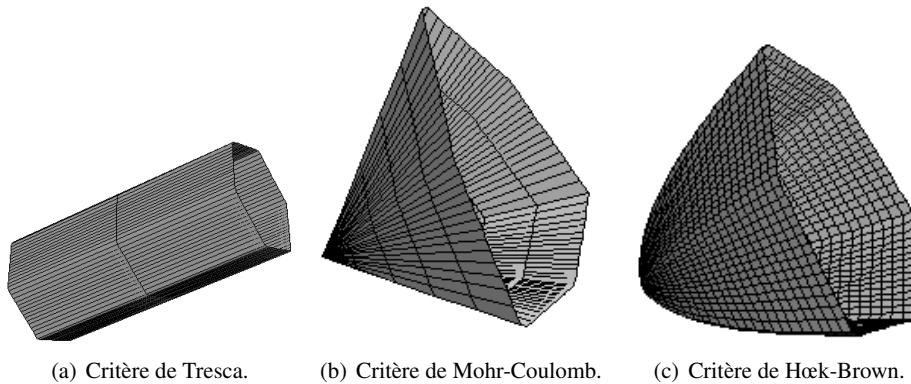


FIG. I.1 – Quelques critères anguleux

soit l'état de celui ci ; il devrait tenir compte de tous les paramètres présentant une influence sensible sur le seuil d'élasticité. Malheureusement, tout particulièrement dans le domaine de la géotechnique où le matériau étudié présente une importante variabilité naturelle, l'expérimentateur est limité par le nombre et la fiabilité des essais dont il dispose. Comme un essai ne correspond finalement qu'à une histoire donnée, le savoir acquis pour un type d'essais ou de conditions de chargement ne permet d'obtenir que des connaissances parcellaires, de sorte que la dépendance à telle ou telle grandeur demeure inconnue. Pour prédire la résistance d'une structure, le critère calé sur quelques essais peut s'avérer erroné dès lors que le trajet de chargement induit la variation d'une grandeur sensible demeurée constante lors des essais. Aussi en exposant les diverses considérations sur les critères, nous nous efforcerons de mettre en regard les notions évoquées avec les paramètres expérimentaux, sans toutefois perdre de vue les contraintes inhérentes à l'implémentation d'un critère dans un code de calcul (chapitre III).

I-1 Formes de critères

I-1.1 Critères anguleux et critères réguliers

Même en considérant le cas le plus simple, celui d'un critère basé sur la seule cission, nous pouvons voir naître deux familles de critères différents, selon leur représentation dans le plan déviatorique.

I-1.1-a Critères anguleux

La première catégorie de critère est celle des critères présentant des arêtes dans le plan déviatorique. Ils s'écrivent pour la plupart en fonction des contraintes prin-

cipales extrêmes.⁵ Le plus simple de ces critères est celui de Tresca (I.10). Plus utilisés en géotechnique nous trouvons des critères comme celui de Mohr-Coulomb (I.11) ou de Hoek-Brown (I.12)[45].

$$f(\underline{\sigma}) = (\sigma_I - \sigma_{III}) - R_c \quad (I.10)$$

$$f(\underline{\sigma}) = (\sigma_I - \sigma_{III}) + (\sigma_I + \sigma_{III}) \sin \phi - 2C \cos \phi \quad (I.11)$$

$$f(\underline{\sigma}) = (\sigma_I - \sigma_{III}) - R_c \sqrt{s - m_b \frac{\sigma_I}{R_c}} \quad (I.12)$$

Ces critères sont généralement des critères de type courbe intrinsèque. On peut passer de l'expression en fonction des contraintes principales extrêmes à l'équation dans le plan de Mohr selon la formule de Balmer [5, 47] (I.13).

$$\begin{aligned} -\sigma_n &= \frac{(\sigma_I + \sigma_{III})}{2} - \frac{\sigma_I - \sigma_{III}}{2} \frac{\frac{\partial \sigma_{III}}{\partial \sigma_I} - 1}{\frac{\partial \sigma_{III}}{\partial \sigma_I} + 1} \\ \tau &= (\sigma_I - \sigma_{III}) \frac{\sqrt{\frac{\partial \sigma_{III}}{\partial \sigma_I}}}{\frac{\partial \sigma_{III}}{\partial \sigma_I} + 1} \end{aligned} \quad (I.13)$$

L'écriture exacte de l'équation du critère de Hoek-Brown dans le plan de Mohr a été proposée par J.W. Bray (rapporté par Hoek[42]) :

$$\tau = AR_c \left(\frac{\sigma_n - \sigma_{tm}}{R_c} \right)^B \quad (I.14)$$

Hoek propose une méthode approchée pour déterminer les coefficients A et B. Une détermination de la solution exacte de la courbe intrinsèque du critère de Hoek-Brown étant plus complexe à obtenir [77].

Des solutions analytiques existent pour ce genre de critères, faisant la distinction entre régime de face et régime d'arête. Numériquement, l'existence du régime d'arête les rend plus pénibles à implémenter.

I-1.1-b Critères réguliers

Il s'agit de critères dont la trace dans le plan déviatorique est une courbe sans arête. Il convient de citer le critère de Von Mises ou critère de cission octaédrale.

$$f(\underline{\sigma}) = \sqrt{J_2} - k \quad (I.15)$$

⁵Il s'agit de la forme usuelle du critère.

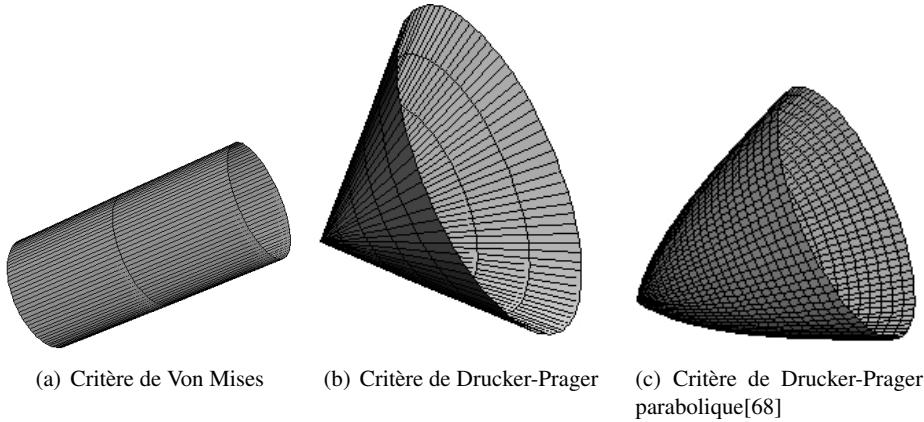


FIG. I.2 – Quelques critères réguliers

De la même manière que le critère de Von Mises s'apparente au critère de Tresca, le critère de Drucker-Prager [32] est historiquement associé à celui de Mohr-Coulomb. Sa fonction de charge est donnée par :

$$\begin{aligned} f(\underline{\sigma}) &= \alpha I_1 + \beta \sqrt{J_2} - k \\ f(\underline{\underline{\sigma}}) &= 3\alpha (\sigma_m - H) + \beta \sqrt{J_2} \end{aligned} \quad (\text{I.16})$$

On a généralement $\beta = 1$, ou $\beta = \sqrt{3}$. **Dans ce mémoire**, $\beta = 1$

I-1.1-c Comportement du matériau réel

Il est bon de revenir aux notions liées au matériau et aux essais pour déterminer quel est le critère le plus approprié. Pour les métaux, il semblerait que le comportement s'apparente plutôt à du Von Mises que du Tresca[17]. Pour les géomatériaux, Pan et Hudson [68] rapportent une tendance [73, 2, 35, 49] à estimer que même si la forme du critère serait plutôt lisse qu'hexagonale, la forme globale montrerait une différence de comportement en extension et en compression, plus proche d'un critère de Mohr-Coulomb que de Von Mises (cf. I-1.3).

I-1.2 Forme de la courbe intrinsèque

Si l'on considère le critère de Mohr-Coulomb, la courbe intrinsèque est une droite dont la pente caractérise l'angle de frottement, ce qui ne traduit pas toujours la réalité du comportement, les courbes intrinsèques des roches présentant une forme parabolique. Depuis les années soixante des critères non linéaires ont été développés pour simuler cet état de fait [68]. L'un des plus connus est celui de

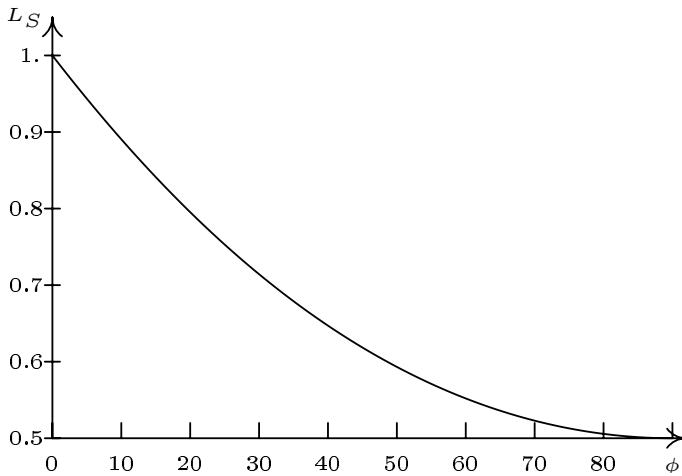


FIG. I.3 – Valeur de $L_S = \frac{3-\sin\phi}{3+\sin\phi}$ pour le critère de Mohr-Coulomb

Höek-Brown qui a été constamment développé [44] pour pouvoir englober le plus grand nombre de types de matériaux rocheux.

Pour les critères réguliers, on préférera une représentation de type $(\sigma_m, \sqrt{J_2})^6$ à la représentation dans le plan de Mohr. Il est possible de créer un critère parabolique, circulaire dans le plan déviatorique, comme celui ci(figure I.2(c)), utilisant les coefficients du critère de Höek-Brown [68] :

$$f(\underline{\sigma}) = \frac{3}{R_c} J_2 + \frac{\sqrt{3}m_b}{2} \sqrt{J_2} + m_b \sigma_m - s R_c \quad (\text{I.17})$$

Pour ces critères, une singularité peut apparaître "à la pointe". Concernant cette zone (et plus généralement les zones pour lesquelles, on voit apparaître un état de traction), il est bon de rappeler que, notamment lorsque l'on modélise le comportement par une approche plastique[40], cette zone correspond à une décohésion du matériau. Il convient donc, le plus souvent, de remettre en cause la validité du modèle plutôt que de chercher à raffiner le critère. Du point de vue numérique, des solutions permettent de régulariser cette courbe, si besoin est [82].

I-1.3 Différence de comportement en compression et en extension

Les géomatériaux présentent une forme déviatorique globale particulière, plutôt arrondie mais surtout présentant une différence du comportement entre l'extension et la compression. En effet, pour une même pression moyenne, on peut

⁶Pour les critères dépendant de l'angle de Lode (c.f. section I-2.1 page suivante),une telle représentation doit se faire à θ fixé. On pourra prendre le plan méridien ($\theta = \frac{\pi}{6}$) qui correspond à l'état de contraintes d'un essai triaxial.

mesurer une différence significative sur la valeur de J_2 entre une configuration en compression ($\sigma_I = \sigma_{II} > \sigma_{III}$) (configuration de l'essai triaxial classique) et en extension ($\sigma_I > \sigma_{II} = \sigma_{III}$) (essai d'extension, pour lequel on effectue une montée en pression hydrostatique, avant de relâcher une contrainte principale). Les valeurs ce ratio pour quelques critères courants sont produites (TAB. I.2 page 10). On le notera L_S :

$$L_S = \frac{\sqrt{J_2} (\theta = -\frac{\pi}{6})}{\sqrt{J_2} (\theta = \frac{\pi}{6})} = \frac{(\sigma_I - \sigma_{III}) (\text{extension})}{(\sigma_I - \sigma_{III}) (\text{compression})} \quad (\text{I.18})$$

θ étant l'angle de Lode, défini à la section I-2.1

L_S est à valeurs dans $[\frac{1}{2}, 1]$:

- La valeur de 1 correspond à un cercle (Von Mises, Drucker-Prager) ou à un hexagone régulier (Tresca). On pourrait avoir en théorie $L_S > 1$ ⁷, mais cela correspondrait à des matériaux présentant un meilleur comportement en traction plutôt qu'en compression.
- La valeur $\frac{1}{2}$ correspond à triangle dans le plan déviatorique. Une valeur plus petite aboutit à un critère qui n'est pas convexe.

L'insuffisance du critère de Drucker-Prager tient au fait que la valeur de L_S pour ce critère est de 1, alors que les valeurs obtenues expérimentalement concordent plus avec le critère de Mohr-Coulomb (I-1.3). Certaines roches peuvent même présenter une forme passant de triangulaire à circulaire, avec l'augmentation (en valeur absolue) de la contrainte moyenne [2, 49], ce qui correspond à un modèle de type Höek-Brown (Tab. I.2). Des critères réguliers existent cependant, tenant compte de L_S du matériau, et développés initialement pour des sols sans cohésion : le critère de Lade(I.19)[50] et le critère de Matsuoka-Nakai (I.20) [58].

$$f(\underline{\sigma}) = \left(\frac{I_1^3}{I_{III}} - 27 \right) \left(\frac{I_1}{p_a} \right)^m - \eta_1 \quad (\text{I.19})$$

$$f(\underline{\sigma}) = k_1 I_{III} - I_1 I_{II} \quad (\text{I.20})$$

Ces critères peuvent être adaptés à des matériaux présentant une certaine cohésion.

I-2 Quelques considérations plus approfondies

I-2.1 Décomposition polaire des critères usuels

Il est courant de représenter la trace de la plupart des critères dans le plan déviatorique, ou plan Π , c'est à dire un plan pour lequel σ_m est constant. Une surface correspondant à un critère isotrope pouvant s'écrire en fonction des invariants du déviateur des contraintes(J_2, J_3) et de la contrainte moyenne, on peut

⁷La convexité devenant impossible pour $L_S > \frac{3}{2}$.

donc exprimer les critères en substituant au troisième invariant l'angle de Lode (équation (I.21)), qui permet d'obtenir dans le plan Π l'équation en coordonnées polaires du critère (les variations de l'angle de Lode sur un sixième de l'espace suffisent du fait des symétries).

$$-\frac{\pi}{6} \leq \theta = \frac{1}{3} \arcsin \left(\frac{-3\sqrt{3}}{2} \frac{J_3}{\sqrt{J_2^3}} \right) \leq \frac{\pi}{6} \quad (\text{I.21})$$

En remplaçant les contraintes principales par leur écriture en fonction de ces invariants (I.22), on peut obtenir une autre formulation des critères, exprimée en fonction des contraintes principales (TAB. I.1 page ci-contre).

$$\begin{Bmatrix} \sigma_I \\ \sigma_{II} \\ \sigma_{III} \end{Bmatrix} = \frac{2\sqrt{J_2}}{\sqrt{3}} \begin{Bmatrix} \sin(\theta + \frac{2\pi}{3}) \\ \sin(\theta) \\ \sin(\theta + \frac{4\pi}{3}) \end{Bmatrix} + \sigma_m \quad (\text{I.22})$$

On remarque quelques valeurs particulières de θ :

- $-\frac{\pi}{6}$: extension ($\sigma_I > \sigma_{II} = \sigma_{III}$) ;
- 0 : $\left(\sigma_{II} = \sigma_m = \frac{\sigma_I + \sigma_{III}}{2} \right)$;
- $\frac{\pi}{6}$: compression ($\sigma_I = \sigma_{II} > \sigma_{III}$) ;

Ces valeurs correspondent respectivement aux valeurs -1, 0 et 1 de la grandeur μ (I.23) également utilisée par certains auteurs⁸.

$$\begin{aligned} \sigma_{II} &= \frac{\sigma_I + \sigma_{III}}{2} + \mu \frac{\sigma_I - \sigma_{III}}{2} \\ \mu &= \sqrt{3} \tan \theta = 2 \frac{\sigma_{II} - \sigma_{III}}{\sigma_I - \sigma_{III}} - 1 \end{aligned} \quad (\text{I.23})$$

On peut toutefois trouver des études dans le plan déviatorique qui utilisent sous le nom d'angle de Lode l'angle suivant :

$$\theta_{autre} = \theta + \frac{\pi}{6} \quad (\text{I.24})$$

Dans le plan Π , on peut écrire l'équation du critère en coordonnées polaires sous la forme suivante :

$$\sqrt{J_2} = \sigma^+ g_p(\theta) \quad (\text{I.25})$$

- La quantité σ^+ ou rayon déviatorique est la valeur de $\sqrt{J_2}$ pour $\theta = \frac{\pi}{6}$ ce qui correspond aux conditions d'un essai triaxial classique (compression) :

$$\sigma^+ = \frac{\sigma_I - \sigma_{III}}{\sqrt{3}} \quad (\text{essai triaxial}) \quad (\text{I.26})$$

On peut ainsi tracer le critère dans un plan méridien (σ_m, σ^+) . Pour un critère comme celui de Drucker-Prager, l'expression du rayon déviatorique correspond à l'équation du critère. On peut ainsi mettre en évidence l'existence d'un « angle de frottement », ou le caractère « parabolique » d'un critère⁹.

⁸ μ étant d'ailleurs la grandeur introduite par Lode [51].

⁹Ces notions sont mises entre guillemets, puisqu'elles introduisent une analogie avec la courbe intrinsèque.

Critère	Expression courante	Angle de Lode
Tresca	$(\sigma_I - \sigma_{III}) - R_c$	$2\sqrt{J_2} \cos \theta - R_c$
Mohr-Coulomb	$(\sigma_I - \sigma_{III}) + (\sigma_I + \sigma_{III}) \sin \phi$ $-2C \cos \phi$	$\sigma_m \sin \phi + \sqrt{J_2} \left(\cos \theta - \frac{\sin \theta \sin \phi}{\sqrt{3}} \right)$ $-C \cos \phi$
Hoek-Brown	$(\sigma_I - \sigma_{III}) - R_c \sqrt{s - m_b \frac{\sigma_I}{R_c}}$	$2 \cos \theta \sqrt{J_2} -$ $\sqrt{m_b R_c} \sqrt{m_b R_c P_i - \frac{2}{\sqrt{3}} \sqrt{J_2} \sin(\theta + \frac{2\pi}{3})}$
Matsuoka-Nakai	$k_1 I_{III} - I_1 I_{II}$	$-J_2 (k_1 - 3) \sigma_m + (k_1 - 9) \sigma_m^3$ $-\frac{2}{3} \frac{J_2^{\frac{3}{2}} \sin 3\theta}{\sqrt{3}} k_1$

TAB. I.1 – Expression de quelques critères en fonction de l’angle de Lode

- La fonction $g_p(\theta)$ définit une « fonction de forme » du critère. Comme elle est généralement indépendante de la contrainte moyenne¹⁰ (TAB. I.2 page suivante), elle permet de raisonner sur un critère « normalisé » dans le plan déviatorique ($g_p(\frac{\pi}{6}) = 1$). De plus, on constate que cette fonction permet d’obtenir directement le ratio extension-compression pour un critère donné :

$$L_S = g_p\left(-\frac{\pi}{6}\right) \quad (I.27)$$

Enfin, c’est la fonction de forme du critère qui permet de déterminer si ce dernier est régulier ou présente des points anguleux. Les critères réguliers correspondent à ceux dont la fonction de forme vérifie la condition suivante, liée à la symétrie du critère :

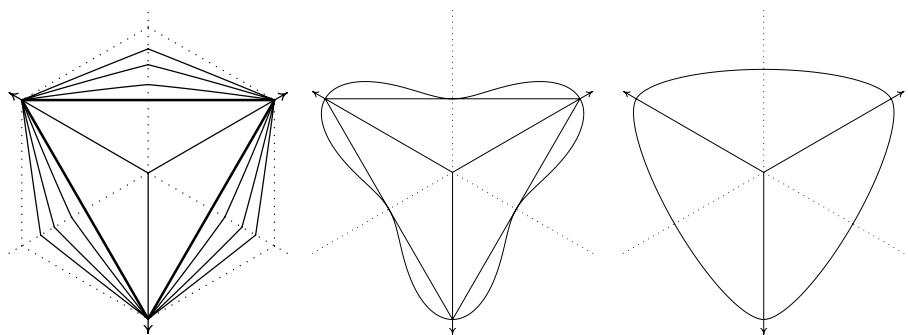
$$\frac{\partial g}{\partial \theta}\left(\frac{\pi}{6}\right) = \frac{\partial g}{\partial \theta}\left(-\frac{\pi}{6}\right) = 0 \quad (I.28)$$

La convexité de la fonction g doit nécessairement être vérifiée. Pour les critères anguleux, comme le critère de Mohr-Coulomb, la condition de convexité est vraie tant que $L_S \geq \frac{1}{2}$, le cas limite $L_S = 1/2$ correspondant à un triangle dans le plan déviatorique. Pour les critères réguliers, les conditions imposées sur la dérivée font que l’on ne peut pas avoir de fonction régulière pour laquelle $L_S = \frac{1}{2}$, sous peine de voir apparaître un point d’infexion comme on peut le constater à la figure I.4(b) page suivante. Il convient donc, en particulier lors du développement d’un critère régulier servant à approcher un critère anguleux, de vérifier l’absence de point d’infexion de la fonction de forme. Pour qu’il y ait infexion, il faut que la fonction $J(\theta)$ suivante s’annule et change de signe pour une valeur θ de l’intervalle d’étude.

¹⁰À l’exception notable du critère de Hoek-Brown.

Nom	σ^+	$g_p(\theta)$	L_S
Tresca	$\frac{R_c}{\sqrt{3}}$	$\frac{\sqrt{3}}{2 \cos \theta}$	1
Von Misès	k	1	1
Mohr-Coulomb	$\frac{2\sqrt{3} \sin \phi (H - \sigma_m)}{3 - \sin \phi}$	$\frac{3 - \sin \phi}{2(\sqrt{3} \cos \theta - \sin \theta \sin \phi)}$	$\frac{3 - \sin \phi}{3 + \sin \phi}$
Drucker Prager	$3\alpha (H - \sigma_m)$	1	1
Hoek-Brown	$\frac{m_b R_c}{4\sqrt{3}} 2 \frac{-1 + \sqrt{1 + 36P_i}}{3}$	$\frac{-\sin(\theta + \frac{2\pi}{3}) + \sqrt{\sin^2(\theta + \frac{2\pi}{3}) + 12P_i \cos^2 \theta}}{2 \frac{-1 + \sqrt{1 + 36P_i}}{3} \cos^2 \theta}$	$2 \frac{-1 + \sqrt{1 + 9P_i}}{-1 + \sqrt{1 + 36P_i}}$

TAB. I.2 – Rayon déviatorique, fonction de forme et ratio d'extension pour quelques critères



(a) Formes du critère de Hoek- (b) $L_S = 0.5$. Critère triangulaire et forme régulière non convexe(I.32)
sion moyenne (c) Fonction de forme de William-Warnke ($L_S = 0.7$)

FIG. I.4 – Quelques fonctions de forme particulières

$$J(\theta) = \begin{vmatrix} \frac{d^2g}{d\theta^2} - g & 2\frac{dg}{d\theta} \\ \frac{dg}{d\theta} & g \end{vmatrix} \quad (\text{I.29})$$

Dans les cas où il est plus simple de poser $h(\theta) = \frac{1}{g_p(\theta)}$ l'expression précédente se réduit à :

$$J(\theta) = \frac{h + h''}{h^3} \quad (\text{I.30})$$

La convexité du rayon déviatorique σ^+ et de la fonction de forme $g_p(\theta)$ assurent la convexité de la fonction de charge [15].

Bien que pouvant être reprises dans le domaine de la géomécanique [82], des expressions implicites de fonctions de forme ont été initialement proposées dans le domaine de l'étude des bétons, au milieu des années 70, en particulier la fonction de William-Warnke [81]¹¹ :

$$g_p^{WW}(\theta) = \frac{2(1-L_S^2)\cos(\theta+\frac{\pi}{6}) + (2L_S-1)\sqrt{4(1-L_S^2)\cos^2(\theta+\frac{\pi}{6}) + 5L_S^2 - 4L_S}}{4(1-L_S^2)\cos^2(\theta+\frac{\pi}{6}) + (2*L_S-1)^2} \quad (\text{I.31})$$

Cette fonction est convexe sur $]0.5, 1]$. Il n'est pas aisés de trouver des formes simples qui satisfassent la condition de convexité. Ainsi la forme suivante bien que plus simple se révèle souvent non convexe [3](un point d'inflexion apparaît pour $L_S = \frac{7}{9}$) :

$$g_p(\theta) = \frac{2L_S}{(1+L_S) - (1-L_S)\sin 3\theta} \quad (\text{I.32})$$

Une autre fonction explicite a été proposée par Bigoni and Piccolroaz [15] : elle n'est pas fonction de L_S mais de deux paramètre β et γ :

$$g_p(\theta) = \frac{\cos\left(\beta\frac{\pi}{6} - \frac{\arccos(-\gamma)}{3}\right)}{\cos\left(\beta\frac{\pi}{6} - \frac{\arccos(-\gamma \sin 3\theta)}{3}\right)} \quad (\text{I.33})$$

Pour certains critères, comme celui de Matsuoka-Nakai ou celui développé à la section I-3 page 17, la fonction de forme est solution d'une équation du troisième degré et ne peut être mise sous une forme simple. Son étude nécessite dès lors l'utilisation d'un logiciel de calcul formel.

I-2.2 Remarques sur les correspondances entre les critères.

I-2.2-a Recherche des équivalences simples

Bien que l'on puisse écrire que le critère de Von Mises s'apparente à celui de Tresca, ou que celui de Drucker-Prager s'apparente à celui de Mohr-Coulomb,

¹¹On peut trouver également cette fonction exprimée sous la forme de $1/g$, et selon une autre définition de l'angle de Lode(I.24.)

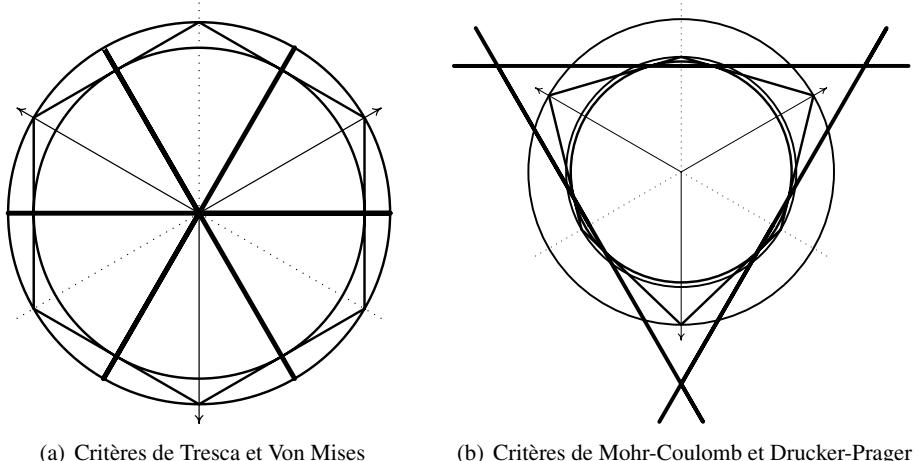


FIG. I.5 – Critères anguleux et réguliers dans le plan déviatorique

$\alpha = f(\sigma^+, g_p(\theta), L_S)$	$\alpha = f(C, \phi)$	θ_c contact	
$\alpha^+ = \frac{\sigma^+}{3(H-\sigma_m)}$	$\frac{2\sin\phi}{\sqrt{3}(3-\sin\phi)}$	$\frac{\pi}{6}$	circonscrit (compression)
$L_S\alpha^+$	$\frac{2\sin\phi}{\sqrt{3}(3+\sin\phi)}$	$-\frac{\pi}{6}$	circonscrit (extension)
$g_p(\theta_c)\alpha^+$	$\frac{\sin\phi}{\sqrt{3}\sqrt{3+\sin^2\phi}}$	$\tan\theta_c = -\frac{\sin\phi}{\sqrt{3}}$	inscrit

TAB. I.3 – Calage des coefficients de Drucker-Prager à partir de ceux de Mohr-Coulomb

employer l'un à la place de l'autre conduit à introduire une différence. Le critère de Tresca, dont la trace dans le plan déviatorique est un hexagone régulier, peut être approché de deux façons (figure I.5(a)) : cylindre inscrit au prisme de Tresca, ($k_1 = \frac{R_c}{2}$) ou cylindre circonscrit ($k_2 = \frac{R_c}{\sqrt{3}}$). La différence entre les deux approximations, k_1 et k_2 est de l'ordre de 15%. En déformations planes, on peut avoir équivalence entre les critères : les matériaux de Tresca et Von Mises sont équivalents dans le cas d'un matériau incompressible ($\nu = 0,5$), car alors $\sigma_{II} = \frac{\sigma_I + \sigma_{III}}{2}$, et donc l'état de contrainte vérifie toujours $\theta = 0$ (en gras sur la figure). L'hexagone étant régulier, c'est précisément pour cette valeur que le cercle inscrit est tangent à l'hexagone, de sorte que les critères ont même valeur, et les potentiels associés ont même normale unitaire.

Concernant l'approximation de Mohr-Coulomb par Drucker-Prager, il y a trois possibilités (Tab. I.3). Le fait que le ratio extension compression soit différent de

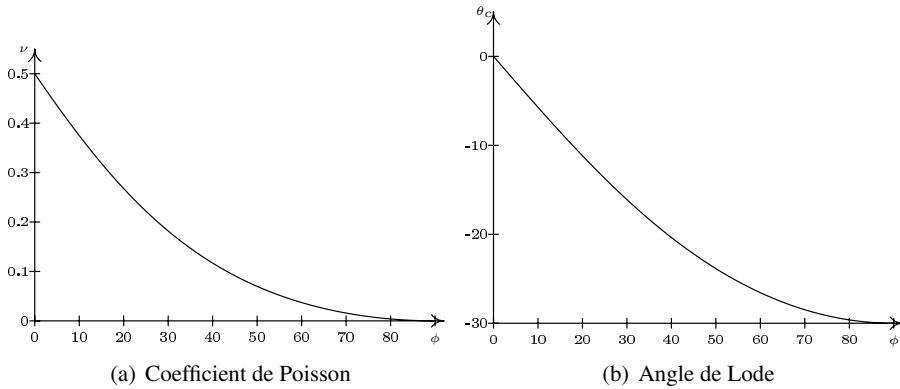


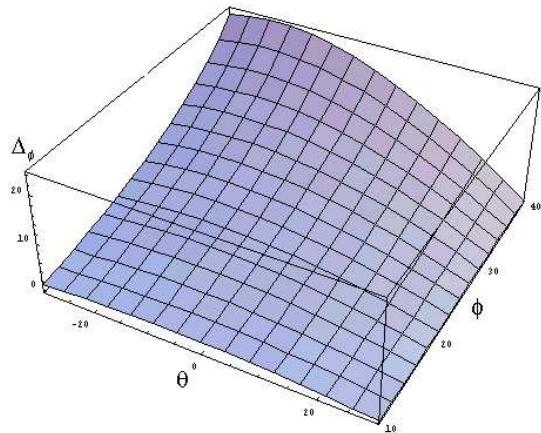
FIG. I.6 – Équivalence entre les critères de Mohr-Coulomb et Drucker-Prager en déformations planes

un pour le critère de Mohr-Coulomb¹²(figure I-1.3) a plusieurs conséquences. Il y a désormais deux possibilités de coïncidence pour le cône circonscrit. Quant au critère inscrit, on constate qu'il n'est désormais plus tangent au milieu du côté de l'hexagone, mais pour une valeur de l'angle de Lode négative (figure I.6(b)). Les conditions d'équivalence des critères en déformations planes ne se déduisent pas de manière immédiate. En effet, pour qu'il y ait équivalence, il faut que le critère soit toujours atteint pour la même valeur de $\theta : \theta_c$, donc que l'état de contrainte du matériau corresponde toujours à cette valeur lorsque le critère est atteint . Pour l'équivalence Tresca-Von Mises, imposer $\mu = \sqrt{3} \tan \theta = 0$ permettait de déduire la valeur du coefficient de Poisson(I.23), sans nulle autre condition restrictive. Cela n'est pas totalement impossible pour θ non nul, mais plus complexe (les détails sont développés à l'annexe A page 137). Moyennant certaines hypothèses, on peut trouver ν (figure I.6(a)) tel que l'état de contraintes planes (en gras sur la figure) vérifie le critère, indépendamment de la contrainte moyenne, pour la valeur de l'angle de Lode correspondant à l'équivalence des deux critères. Dans un cadre plus général, l'approximation qui consiste à utiliser un critère circulaire, comme le critère de Drucker-Prager, a d'autres répercussions.

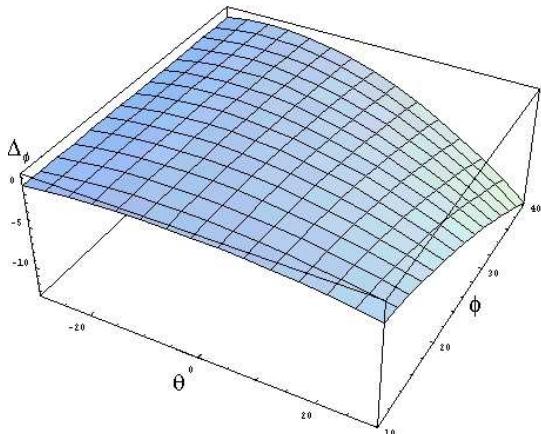
I-2.2-b Dérive induite par l'adoption d'un critère circulaire

Il apparaît immédiatement qu'un critère circulaire ne peut rendre compte de l'existence du seuil L_S . Négliger ce paramètre n'est pas sans conséquence sur d'autres grandeurs. En effet, l'angle de frottement est directement corrélé à la pente

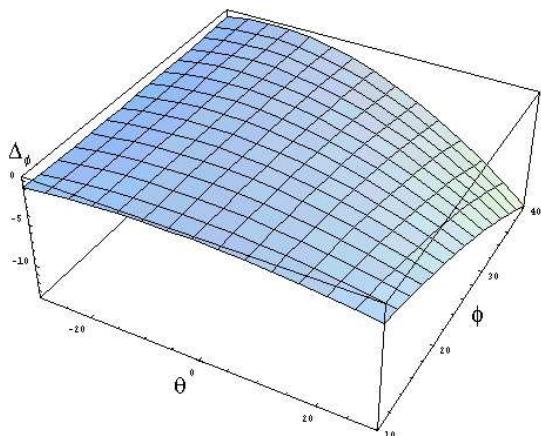
¹²Le seul cas où L_S vaut 1 correspondant à une valeur nulle de ϕ , c'est à dire un critère de Tresca.



(a) Calage en compression



(b) Calage en extension



(c) Critère inscrit

FIG. I.7 – Erreur sur ϕ_i : ($\Delta_\phi = \phi_i - \phi$) selon le choix de critères

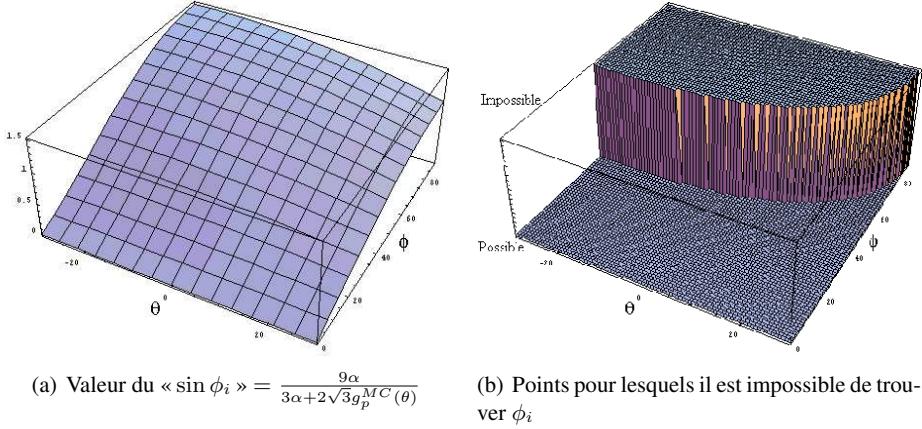


FIG. I.8 – Problème lors du calage en compression

du critère de Mohr-Coulomb dans le plan méridien :

$$K(\phi) = \frac{\sigma^+}{(H - \sigma_m)} = \frac{2\sqrt{3}\sin\phi}{3 - \sin\phi} \quad (\text{I.34})$$

Ce qui permet de définir, par analogie, pour tout point de l'espace des contraintes, un angle de frottement instantané en ce point ϕ_i , tel que :

$$K(\phi_i) = \frac{\sqrt{J_2}}{(H - \sigma_m) g_p^{MC}(\theta)} \quad (\text{I.35})$$

Par conséquent, pour un point situé sur le critère de Drucker-Prager, nous pouvons déduire la valeur de ϕ_i qui définit le critère de Mohr-Coulomb de pression de cohésion H, passant par ce point :

$$K(\phi_i) = \frac{3\alpha}{g_p^{MC}(\theta)} \quad (\text{I.36})$$

$$\phi_i(\theta) = \arcsin \frac{9}{3 + 2\sqrt{3} \frac{g_p^{MC}(\theta)}{\alpha}} \quad (\text{I.37})$$

Nous pouvons observer sur la figure I.7 page précédente les variations de ϕ_i pour différents calages du critère de Drucker-Prager (Tab. I.3). Il est à noter que lorsque l'on cale le critère en compression, on peut ne pas trouver de valeur de ϕ_i (figure I.8). Ainsi l'adoption d'un critère circulaire conduit, selon les gammes de valeurs de l'angle de Lode pour lesquelles il sera atteint, à introduire une forte variation de l'angle de frottement dont il est censé traduire l'existence.

Lorsque l'on utilise un critère de type Matsuoka-Nakai ou William-Warnke pour effectuer l'approximation d'un critère de Mohr-Coulomb, on obtient peu de

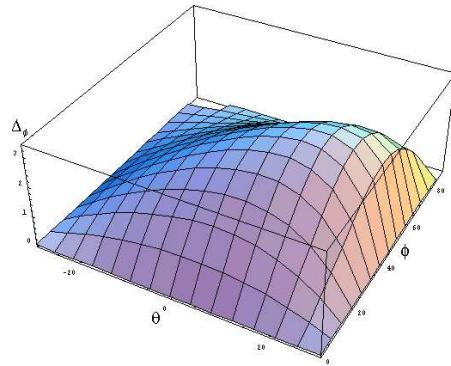


FIG. I.9 – Erreur sur ϕ_i pour la fonction de William-Warnke calée sur Mohr-Coulomb

différences avec le critère d'origine (figure I.9). Les auteurs du critère de Matsuoka-Nakai, en introduisant le « plan mobilisé spatialement » qui moyenne les angles de frottement, au lieu du plan octaédral, soulignent que leur critère correspond au critère de Mohr-Coulomb d'une manière analogue à celle dont le critère de Von Mises correspond au critère de Tresca [59].

I-2.3 Quel critère choisir ?

Il est bon de revenir aux notions liées au matériau et aux essais pour déterminer quel est le critère le plus approprié. Pour les géomatériaux, même si le critère serait plutôt régulier qu'anguleux, il existerait une différence de seuil entre compression et extension comparable à un Mohr-Coulomb, ce que confirmerait des essais en triaxial « vrai » [61]. Ainsi, on peut penser, que des critères de type Matsuoka-Nakai, William-Warnke ou Lade permettent de mieux rendre compte du comportement des géomatériaux. À la différence du critère de Drucker-Prager, ils permettent de rendre compte de l'existence du ratio extension-compression L_S tout en ne présentant pas les singularités du critère de Mohr-Coulomb. Cependant, deux questions peuvent se poser :

I-2.3-a Quelle est la pertinence de la valeur de L_S déduite des critères ?

On connaît la valeur de L_S définie pour certains critères (Tab. I.2). Pour le critère de Mohr-Coulomb, elle est directement liée à la valeur de ϕ . Si l'on suit la formulation du critère de Höek-Brown, elle dépend de la contrainte moyenne équivalente, c'est à dire, des constantes matériau et du premier invariant. Cependant, même si l'on peut constater de bonnes concordances pour certains matériaux particuliers, cela n'est pas le cas pour tous. On peut donc penser[82] qu'il serait intéressant de pouvoir déduire la valeur de L_S des essais - à condition d'en disposer suffisamment. Pour les argilites de l'Est, les essais en extension présentent

des seuils de rupture en extension faibles par rapport aux essais triaxiaux en compression, ce qui fait que certains modèles proposés introduisent une différence de comportement entre extension et compression plutôt que l'écriture classique du critère choisi [22, 36].

La réponse à cette interrogation est liée à la dépendance de la roche à la contrainte principale intermédiaire. On pourra se reporter pour cette dernière question à l'important travail statistique effectué par Colmenares et Zoback [24] sur 5 types de roches. Étant donné également la relative rareté des essais en extension et la dispersion, il est opportun d'étudier ce paramètre comme une variable à part entière.

I-2.3-b Comment tenir compte du caractère parabolique ?

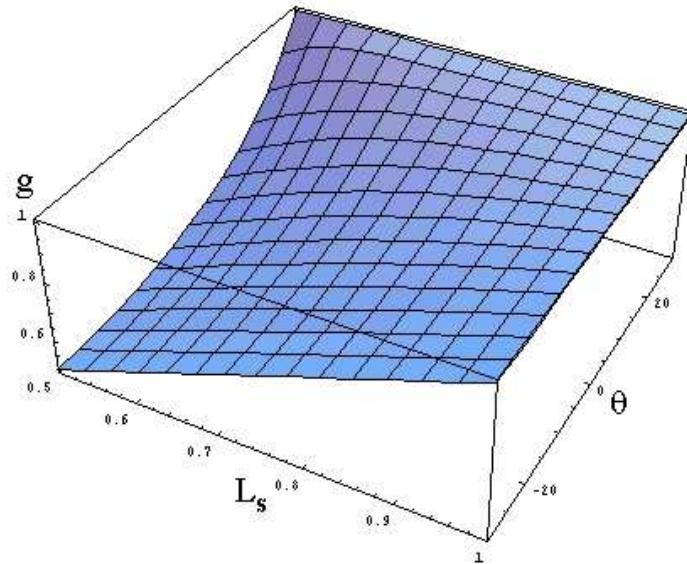
Étant donné que le comportement des matériaux rocheux présente un caractère parabolique correspondant à un critère de type Höek-Brown (section I-1.2 page 5), il semble pertinent de modéliser cet effet également. Or, bien que l'on détermine les caractéristiques d'un matériau à partir du critère de Höek-Brown, il n'est pas rare que de nombreux logiciels commerciaux n'implémentent qu'un critère de type Mohr-Coulomb ou Drucker-Prager, ce qui force à rechercher des caractéristiques équivalentes[43]. Le premier défaut de ces conversions est principalement de perdre cette caractéristique parabolique du critère. Une perte, moins soulignée, est le changement de la fonction de forme, qui est constante pour Mohr-Coulomb, alors qu'elle varie pour Höek-Brown, encore que la pertinence de la forme déviatoire du critère de Höek-Brown ne soit pas un sujet évoqué fréquemment.

Pour tenir compte des différentes caractéristiques des matériaux rocheux, un critère général sera utilisé.

I-3 Proposition d'une fonction de charge générale

Le but est de proposer un critère général et convexe permettant de modéliser le comportement particulier des géomatériaux, particulièrement les roches : une enveloppe de Mohr linéaire ou parabolique et une forme particulière dans le plan déviatorial. Il s'avère que l'on peut définir ces caractéristiques à l'aide de deux fonctions : l'équation du critère dans le plan méridien principal- ou rayon déviatorial : σ^+ (I.26)- et le ratio d'extension L_S . Ces deux fonctions sont intégrées dans une équation garantissant le caractère régulier et convexe de la fonction de charge indépendamment des fonctions caractéristiques. Cette expression est intéressante car elle permet ainsi la constitution directe d'un modèle à partir de tests triaxiaux, en extension et compression. Elle permet également le développement des critères réguliers correspondant au critère de Mohr-Coulomb et au critère de Höek-Brown. Considérons la fonction de charge définie de la manière suivante [55] :

$$f(\underline{\sigma}) = \frac{3}{2}\sqrt{3}(1 - L_S)J_3 + (L_S^2 + 1 - L_S)\sigma^+J_2 - \sigma^{+3}L_S^2 \quad (\text{I.38})$$

FIG. I.10 – Valeurs de $g_p(\theta)$ en fonction de L_S .

I-3.1 Caractéristiques dans le plan déviatorique

Si l'on considère la décomposition polaire (équation (I.25) page 8) valable lorsque le critère est atteint, nous pouvons déterminer les caractéristiques suivantes pour la fonction de forme, après simplification de l'équation (I.38) :

$$g_p^3(\theta) \sin 3\theta (-1 + L_S) + (1 - L_S + L_S^2) g_p^2(\theta) - L_S^2 = 0 \quad (\text{I.39})$$

La solution $g_p(\theta)$ vérifie les conditions suivantes aux points extrêmes :

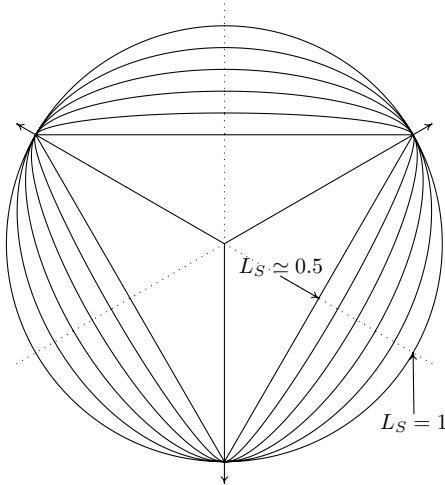
$$g_p\left(\frac{\pi}{6}\right) = 1 \quad (\text{I.40})$$

$$g_p\left(-\frac{\pi}{6}\right) = L_S \quad (\text{I.41})$$

De plus les dérivations de l'équation (I.39) permettent de vérifier le caractère régulier du critère (équation (I.28) page 9). La convexité est assurée pour $L_S > 0.5$ puisque l'équation (I.30) page 11 se ramène à l'expression suivante :

$$J(\theta) = 2 - 3L_S - 3L_S^2 + 2L_S^3 \quad (\text{I.42})$$

Le critère ainsi défini (I.38) présente un caractère régulier et convexe indépendamment de σ^+ et de L_S (ces dernières étant régulières et convexes). Il permet,

FIG. I.11 – Influence de L_S sur la forme du critère dans le plan déviatorique.

comme nous allons le voir, de définir des formes régulières de critères existants : on peut faire coïncider ce critère avec des critères existants, en compression et en extension, à partir de l'expression de σ^+ et de L_S (Tab. I.2). Cependant, il peut servir au développement de lois de comportement issues de l'expérience : le rayon déviatorique permet d'intégrer directement les résultats d'essais triaxiaux, tout en tenant compte de l'influence du ratio L_S (figure I.11), et de ses variations. La forme globale de l'équation facilite l'approximation de critères anguleux ou l'implémentation de nouvelles lois dans un code de calcul.

I-3.2 Critères de Mohr-Coulomb et Matsuoka-Nakai

L'approximation du critère de Mohr-Coulomb se fait en prenant les valeurs suivantes (TAB. I.2 page 10) :

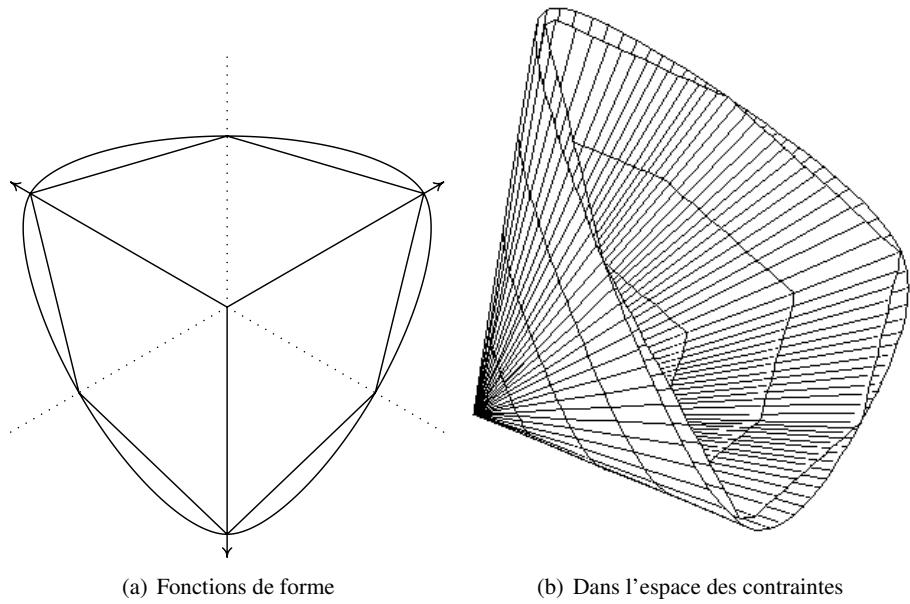
$$\sigma^+ = \frac{2\sqrt{3} \sin \phi (H - \sigma_m)}{3 - \sin \phi} \quad (\text{I.43})$$

$$L_S = \frac{3 - \sin \phi}{3 + \sin \phi} \quad (\text{I.44})$$

Dans ce cas particulier, le critère coïncide avec le critère de Matsuoka-Nakai (annexe B page 141).

I-3.3 Critère de Hœk-Brown.

Dans le cadre de l'utilisation du critère de Hœk-Brown, on peut faire apparaître la contrainte intérieure normalisée [20], fonction de la contrainte moyenne et des

FIG. I.12 – Approximation du critère de Mohr-Coulomb ($\phi = 35^\circ$)

constantes issues du matériau :

$$P_i = \frac{s}{m_b^2} - \frac{\sigma_m}{m_b R_c} \quad (\text{I.45})$$

La valeur $P_i = 0$ correspond au « sommet du critère ». Les constantes s et m_b sont des constantes positives dépendant des caractéristiques du matériau :

- s varie entre 0 et 1. La valeur 1 correspondant à une roche intacte, (s pouvant toutefois être utilisé comme variable d'écrouissage).
- Pour une roche intacte, la valeur m_b est égale à la constante m_i , dont le TAB. I.4 page 22 donne les valeurs usuelles pour différents types de roche¹³.

On peut déduire de ces grandeurs que la valeur de P_i sera généralement inférieure à un, pour la plupart des états de contrainte. L'approximation du critère de Höek-Brown se fait en utilisant les fonctions suivantes :

$$\sigma^+ = \frac{m_b R_c}{4\sqrt{3}} 2 \frac{-1 + \sqrt{1 + 36P_i}}{3} \quad (\text{I.46})$$

$$L_S = 1 - 0.49 e^{-1.25\sqrt{P_i}} \quad (\text{I.47})$$

Nous pouvons remarquer que la valeur de L_S choisie n'est pas exactement celle provenant du critère de Höek-Brown (I.48) : il fallait en effet s'assurer que la valeur

¹³ m_i vaudra généralement entre 4 et 30.

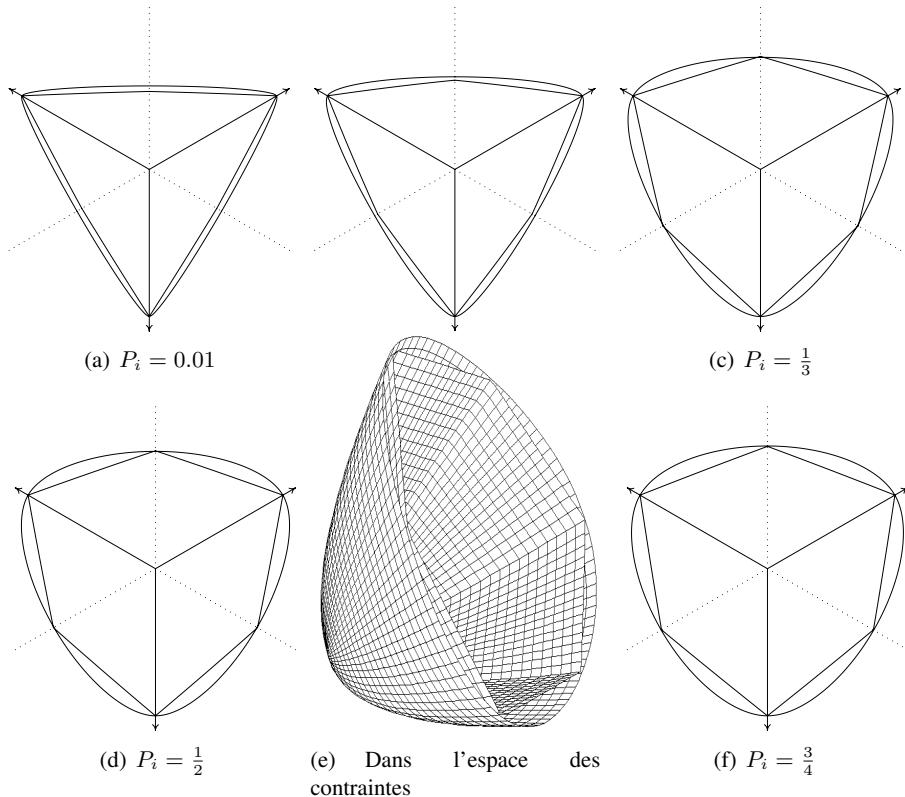


FIG. I.13 – Forme approchée du critère de Hœk-Brown

de L_S demeure toujours strictement plus grande que $\frac{1}{2}$ ¹⁴; cependant cette forme, également plus simple, constitue une bonne approximation de la fonction originale¹⁵(figure I.14). De plus l'écart le plus important est situé pour P_i proche de zéro, c'est à dire la zone de décohésion du matériau.

$$L_S^{HB} = 2 \frac{-1 + \sqrt{1 + 9P_i}}{-1 + \sqrt{1 + 36P_i}} \quad (\text{I.48})$$

Le critère ainsi proposé a permis de réaliser une forme régularisée du critère de Höck-Brown, rendant compte du caractère parabolique du critère et de sa forme dans le plan déviatorique (figure I.13).

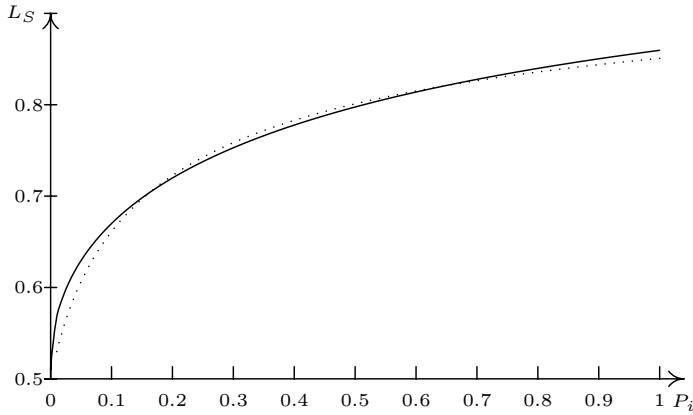
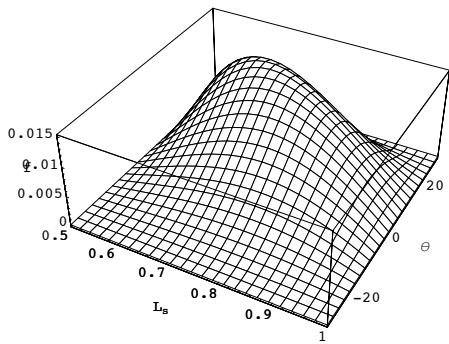
¹⁴On remarque en effet que $\lim_{P_j \rightarrow 0} L_S^{HB} = \frac{1}{2}$.

¹⁵On pourrait toutefois poser $L_S = L_S^{HB} + \epsilon$.

¹⁶Ces valeurs correspondent à des échantillons de roche intacte, testés normalement au litage ou à la foliation. Les valeurs de m_i diffèrent notablement si la rupture se produit selon un plan de faiblesse.

Type	Classe	Groupe	Texture			
			À gros grains	Moyenne	Fine	Très fine
Sédimentaires	Clastiques		Conglomérat (22)	Grès 19	Siltstone 9	Argilite 4
	Non Clastiques	Organiques		Greywacke (18)		
				Craie 7		
		Carbonates	Brèche (20)	Calcaire Sparitique (10)	Calcaire Micritique 8	Charbon (8-21)
	Chimique			Gypse 16	Anhydrite 13	
Métamorphiques	Non feuilletées		Marbre 9	Cornéenne (19)	Quartzites 24	
	Légèrement feuilletées		Migmatite (30)	Amphibolite 25-31	Mylonites (6)	
	Feuilletées ¹⁶		Gneiss 33	Schistes 4-8	Phyllites (10)	Slate 9
Ignées	Claires		Granite 33		Rhyolite (16)	Obsidienne (19)
				Granodiorite (30)	Dacite (17)	
				Diorite (28)	Andésite 19	
	Sombres		Gabbro 27	Dolérite (19)	Basalte (17)	
	Pyroclastiques Extrusives		Norite 22			
				Agglomérat (20)	Brèche (18)	Tuff (15)

TAB. I.4 – Valeurs de m_i pour différents types de roches[43]

FIG. I.14 – L_S de Hök-Brown (pointillé) et L_S approchéFIG. I.15 – Valeurs de (I.39) pour $g_p(\theta) = g_p^{WW}(\theta)$

I-3.4 Comparaison avec les fonctions explicites

La fonction de charge proposée est une fonction directe du troisième invariant, aussi n'exige-t-elle pas le calcul de l'angle de Lode, à la différence des fonctions de forme explicite. Mais il est intéressant ici de la comparer à ces formes. La fonction de William-Warnke n'est pas solution de l'équation (I.39), mais en est relativement proche puisque toutes les valeurs sont inférieures à 0.02 (figure I.15). Quand à la fonction proposée par Bigoni et Piccolroaz (I.33), elle est numériquement solution de l'équation (I.39) pour $\beta = 0$, $\gamma = \cos \left(3 \arccos \left(\frac{\sqrt{3}}{2\sqrt{1-L_S+L_S^2}} \right) \right)$.

Chapitre II

Modélisation du comportement des argilites de l'Est

Notations utilisées On rappelle les dérivées des invariants des contraintes :

$$\frac{\partial I_1}{\partial \underline{\sigma}} = \underline{\mathbf{I}} \quad (\text{II.1})$$

$$\frac{\partial J_2}{\partial \underline{\sigma}} = \underline{s} \quad (\text{II.2})$$

$$\frac{\partial J_3}{\partial \underline{\sigma}} = \underline{s}^2 - \frac{2J_2}{3} \underline{\mathbf{I}} \quad (\text{II.3})$$

On utilisera les notations suivantes :

$\underline{\underline{T}}_1 : \underline{\underline{T}}_2 = \text{Tr} \underline{\underline{T}}_1 \underline{\underline{T}}_2^\gamma$	variable de dégradation ($\gamma \in [0, 1]$)
$\ \underline{\underline{T}}\ = \sqrt{\underline{\underline{T}} : \underline{\underline{T}}}$	produit scalaire pour les contraintes et déformations
$\xi = \int_0^t \ \dot{\text{dev}} \underline{\underline{\epsilon}}^p\ d\tau$	norme pour les contraintes et déformations ¹
ϵ_{ax}	déformation déviatorique plastique cumulée
ϵ_{rad}	déformation axiale lors d'un essai triaxial
$\epsilon_d = \epsilon_{ax} - \epsilon_{rad}$	déformation latérale lors d'un essai triaxial
$\Delta \epsilon_d^p = \Delta(\epsilon_{ax}^p - \epsilon_{rad}^p) $	déformation déviatorique lors d'un essai triaxial
$\epsilon_d^p = \sum_1^n \Delta(\epsilon_{ax}^p - \epsilon_{rad}^p) = \sqrt{\frac{3}{2} \xi}$	variation de la déformation plastique mesurée lors d'un essai triaxial
	essai triaxial
	angle de dilatance (mesuré dans l'espace des contraintes) (section II-2.2 page 32)

¹On remarquera que : $\sqrt{J_2} = \frac{\|\underline{s}\|}{\sqrt{2}}$, et que $\|\underline{\mathbf{I}}\| = \sqrt{3}$

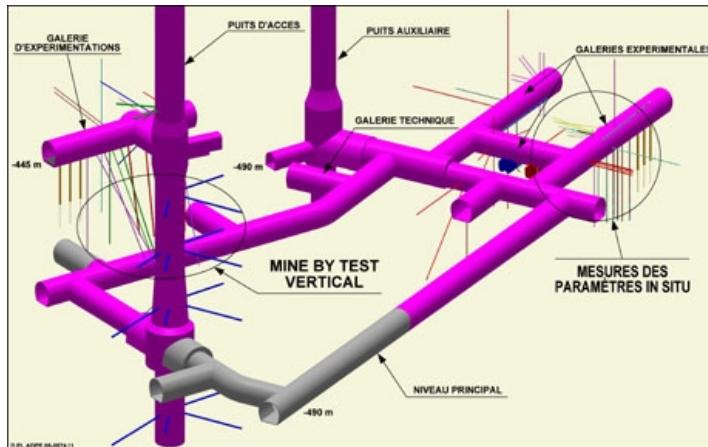


FIG. II.1 – Laboratoire souterrain (décembre 2005)

II-1 Présentation du problème

II-1.1 Contexte général de l'étude

L'ANDRA (Agence Nationale pour la gestion de Déchets RAdioactifs) est un établissement public industriel et commercial créé par la loi du 30 décembre 1991, et chargé de la gestion à long terme des déchets radioactifs produits en France². Parmi ses tâches en matière de recherche, figure l'étude du stockage en formation géologique profonde. Une roche envisagée est l'argilite de l'Est, formation du Callovo-Oxfordien. Après des études en laboratoire entreprises sur des échantillons prélevés au cours de forages à grande profondeur (référencés EST104, MSE101 et HTM102, des termes qui reviendront souvent lors de la détermination des lois de comportement), un projet de laboratoire souterrain a été mis en place. Les galeries de recherche seront situées à une profondeur de 490 mètres. La figure II.1 présente l'état d'avancement du creusement à la fin de l'année 2005.

Parallèlement au creusement du puits d'accès, un projet de recherche européen³ est en train d'être effectué : le projet MODEX-REP (modélisation de la réponse à l'excavation du creusement d'un puits). Une partie du creusement du puits fera l'objet d'une instrumentation poussée, tandis que sera mené en parallèle un benchmark concernant la prédiction de la réponse à l'excavation. A cette fin, l'ANDRA a mis à disposition des participants un CD-Rom contenant l'ensembles des fichiers d'essais réalisés sur les carottes extraites des forages réalisés. Dans ce chapitre, les essais auxquels il est fait référence sont ceux réalisés par les laboratoires suivants :

²Pour plus de détails sur les missions de l'ANDRA, on pourra se reporter à son site officiel www.andra.fr

³Ce programme s'inscrit dans le cadre du 5th EURATOM (European Atomic Energy Community) framework programme de la Commission Européenne.

- ANTEA : la société d'ingénierie Antéa ;
- ENSG : Ecole Nationale Supérieure de Géologie de Nancy ;
- G3S : Groupement pour l'étude des Structures Souterraines de Stockage ;
- LML : Laboratoire de Mécanique de Lille.

II-1.2 Contexte géologique et mécanique

A partir des sondages, des essais de laboratoires, ainsi que de l'analyse du contexte sédimentologique, l'ANDRA a pu établir un référentiel géologique [23] du site de l'Est. La roche étudiée, l'argilite de l'Est, correspond à une couche sédimentaire d'environ cent cinquante mètres d'épaisseur : l'argilite du callovo-oxfordien. La série d'argilite du callovo-oxfordien, est elle même divisée en zones géotechniques (appelées A, B, C, D et E, ordonnées à partir de la surface). L'unité A est elle - même divisée en sous unités (A1 à A3), l'unité C en 2 sous-unités C1 et C2. La figure II.2 page suivante reporte les zones géotechniques en regard des faciès lithologiques et d'autres données géologiques. L'unité C2 correspond à la couche hôte. La zone instrumentée de MODEX-REP se situe entre les couches B et C1. L'analyse des essais mécaniques n'a permis d'identifier que 3 zones avec un comportement rhéologique différent [23] d'une zone à l'autre : A', B' et C'. Comme pour le zonage géotechnique, les zones rhéologiques sont ordonnées de la surface vers la profondeur. La zone B' du zonage rhéologique correspond aux zones B et C du zonage géotechnique.

Il convient de préciser que les essais rhéologiques (essais triaxiaux cycliques, essais de fluage) ont été réalisé en moins grand nombre que les essais de compression uniaxiale. Le passage rhéologique d'une zone à l'autre se fait de manière continue. La valeur moyenne de déformation à température ambiante est de 6500 MPa dans la zone A' et de 4500 MPa dans les zones B' et C'. Le coefficient de poisson varie entre 0,18 et 0,37 et sa valeur moyenne pour les 3 zones est de 0,295. Les critères de rupture et d'endommagement moyens proposés par le référentiel géologique sont un critère de Hoek-Brown et un critère de Mohr-Coulomb sensiblement équivalent. L'utilisation du critère de Mohr-Coulomb en lieu et place du critère de Hoek-Brown n'est pas rare et tient généralement au fait que ce dernier n'est pas implémenté dans tous les codes de calcul, alors que le premier l'est systématiquement, du moins en ce qui concerne les logiciels destinés au géotechniciens. Il convient de remarquer que les équivalences ne sont généralement valables que pour le domaine pour lequel elles ont été calculées [43]. Qui plus est, les valeurs de m_b sont basses pour les roches argileuses (comme on peut le constater au I.4 page 22, ou en consultant les valeurs de référence du logiciel RocLab [72]) : lorsque cette valeur est basse, le caractère parabolique du critère est moins prononcé et il n'est pas étonnant de voir des modèles de type Mohr-Coulomb calés directement sur les essais. Si l'approximation linéaire semble correspondre sur les zones d'essai, ce type de modèle surestime grandement la résistance en traction,

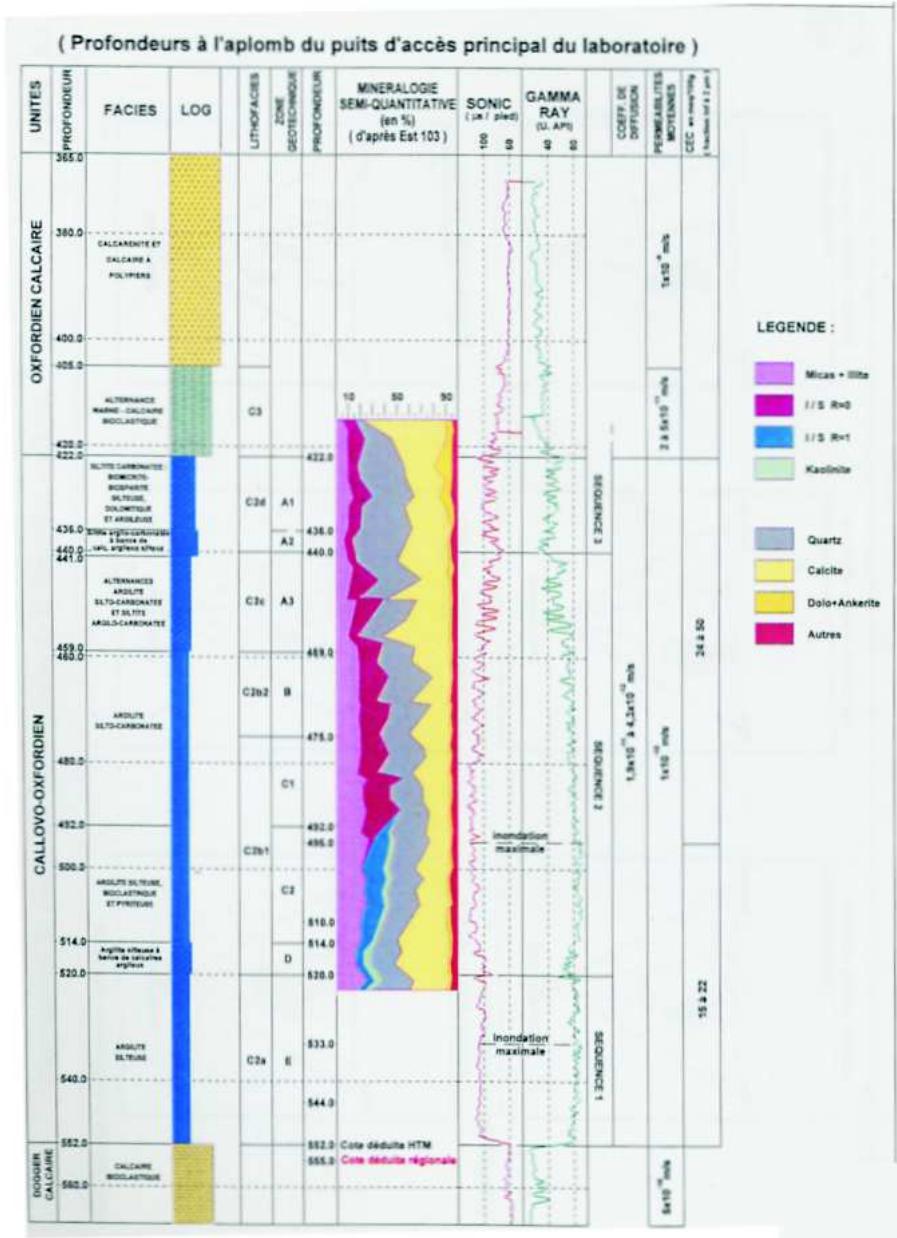


FIG. II.2 – Faciès lithologiques du Callovo-Oxfordien argileux [23]

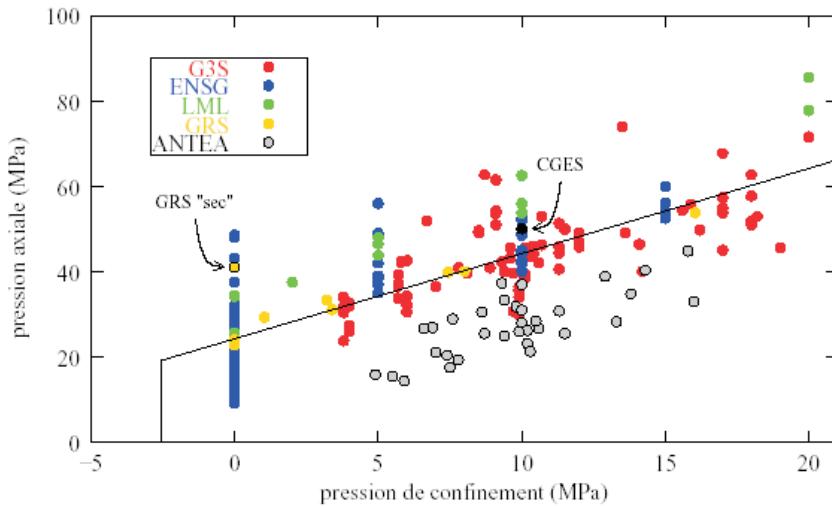


FIG. II.3 – Critère de Mohr-Coulomb, ($R_c = 25\text{ MPa}$), tronqué par la résistance à la traction ($R_t = 2,5\text{ MPa}$) [62]

raison pour laquelle on peut trouver des modèles de Mohr-Coulomb dont le cône est « tronqué » par la limite en traction du matériau (figure II.3 [62]).

II-2 Modèle comportemental choisi

On s'intéresse au comportement de la roche avant la rupture. Le comportement du matériau peut cesser d'être (à peu près) élastique linéaire bien avant qu'il n'atteigne son seuil de résistance ultime. En effet, bien avant que le critère de rupture ne soit atteint, des micro-fissures ont commencé à endommager le matériau, modifiant ainsi son comportement macroscopique. Pour modéliser ce phénomène, on peut procéder principalement [18] soit en introduisant des variables internes dans un modèle élastoplastique - pouvant éventuellement traduire une dégradation des modules ou une variation de la masse volumique, soit en utilisant la théorie de l'endommagement. Le comportement pré-rupture des roches quand il en est tenu compte, a longtemps été modélisé en utilisant le formalisme de l'élasto-plasticité. Les modèles utilisés en mécanique des roches se distinguent de ceux utilisés pour les aciers sur plusieurs points dont le premier, mais non le moindre, est l'éloignement des notions physiques habituellement associées à la plasticité des métaux.[54]

Pour la roche l'élastoplasticité correspond plus à l'expression d'un formalisme cohérent avec des observations macroscopiques qu'à la généralisation d'une réalité physique au niveau microscopique : le comportement anélastique du matériau n'est pas le résultat de coalescences au niveau de la structure atomique, mais bien plutôt

celui d'une dégradation du milieu continu, se traduisant par l'apparition de fissuration et l'endommagement du matériau ainsi qu'une coalescence des vides et un éventuel écrasement des pores. Ainsi, si l'on peut (et l'on va) parler d'écoulement plastique, d'écrouissage pour une roche [76], il faudra toujours garder en mémoire que la raison principale de l'utilisation de ces notions est qu'elles fournissent un moyen convenable de simuler la réalité.

On ne peut parler d'endommagement de la roche sans avoir en tête la théorie de l'endommagement. Cependant, en l'absence de manifestations significatives d'élasticité non linéaire, notamment dans les cycles de charge-décharge, on va considérer que les manifestations des dégradations du matériau s'intègrent dans le modèle choisi [76]. Cependant, l'hypothèse ainsi faite de la conservation des caractéristiques mécaniques lors d'une décharge du matériau est forte et doit être mise en regard avec les résultats obtenus. Pour mémoire, on rappelle à la section II-3.2-d page 59 que l'interprétation de certains essais non modélisés devrait se faire en utilisant le formalisme de l'endommagement.

Dans les sections qui vont suivre, on appellera des éléments du formalisme de la plasticité tel qu'il a été utilisé, on définira quelques notions et on précisera la notation utilisée.

II-2.1 L'écoulement plastique

L'écoulement plastique se définit à partir d'un potentiel plastique \mathbf{g} . Lorsque le critère d'élasticité est atteint, l'écoulement se définit de la manière suivante :

$$\dot{\underline{\epsilon}}^p = \lambda \frac{\partial g}{\partial \underline{\sigma}} \quad (\text{II.4})$$

Pour les géomatériaux, le comportement est souvent non associé : f et g sont deux fonctions distinctes. A la différence des matériaux régis par une loi d'écoulement de type Von Mises, on peut observer expérimentalement une composante irréversible de la déformation volumique, ce qui implique que le potentiel est fonction de la contrainte moyenne (cf. section II-2.2)

Il est courant de choisir comme potentiel, un potentiel non associé de type Drucker-Prager, qui présente l'avantage numérique d'être circulaire⁴ :

$$g(\underline{\sigma}) = \alpha_p I_1 + \sqrt{J_2} \quad (\text{II.5})$$

On peut étudier des potentiels vérifiant le critère général défini par l'équation (I.38) page 17. Il est utile pour ce type de potentiels (comme pour tous les critères non circulaires) de faire apparaître le tenseur suivant :

$$\underline{\underline{\nu}} = 3 \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{1}{J_2} \underline{\underline{s}}^2 - \sqrt{3} \underline{\underline{\mathbf{I}}} - \frac{9\sqrt{3}}{4J_2^2} \underline{\underline{s}} \quad (\text{II.6})$$

⁴Sans anticiper sur la section II-2.2 on peut remarquer que les potentiels linéaires (Mohr-Coulomb ou Drucker-Prager), linéaires en σ_m , se définissent en fonction du seul angle φ , qui suffit à déterminer la direction de la normale du potentiel.

Ce tenseur orthoradial permet de décomposer $\underline{\underline{s}}^2$ selon trois tenseurs orthogonaux - en effet, on a bien $\underline{\underline{v}} \cdot \underline{\underline{1}} = \underline{\underline{v}} \cdot \underline{\underline{s}} = 0$, et donc d'écrire :

$$\frac{\partial J_3}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} = \frac{3J_3}{2J_2} \underline{\underline{s}} + \frac{2J_2}{3\sqrt{3}} \underline{\underline{v}} \quad (\text{II.7})$$

Ce qui permet, de décomposer la dérivée de n'importe quel potentiel de la manière suivante :

$$\frac{\partial g}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} = g_u \underline{\underline{1}} + g_s \underline{\underline{s}} + g_v \underline{\underline{v}} \quad (\text{II.8})$$

On peut donner la forme générale de la dérivée par rapport au tenseur des contraintes d'un potentiel vérifiant l'équation (I.38) :

$$\begin{aligned} \frac{\partial g}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} &= J_2 (1 - L_S) \underline{\underline{v}} \\ &+ \left(\frac{9\sqrt{3}(1 - L_S) J_3}{4J_2} + (1 - L_S + L_S^2) \sigma^+ \right) \underline{\underline{s}} \\ &+ \left((1 - L_S + L_S^2) J_2 - 3\sigma^{+2} L_S^2 \right) \frac{\partial \sigma^+}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} \\ &+ \left(\sigma^+ \left(J_2 (2L_S - 1) - 2L_S \sigma^{+2} \right) - \frac{3}{2}\sqrt{3}J_3 \right) \frac{\partial L_S}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} \end{aligned} \quad (\text{II.9})$$

Le rayon déviatorique et le ratio d'extension étant des constantes ou des fonctions de la contrainte moyenne, les dérivées de ces termes seront colinéaires à $\underline{\underline{1}}$:

$$\left((1 - L_S + L_S^2) J_2 - 3\sigma^{+2} L_S^2 \right) \frac{\partial \sigma^+}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} + \left(\sigma^+ \left(J_2 (2L_S - 1) - 2L_S \sigma^{+2} \right) - \frac{3}{2}\sqrt{3}J_3 \right) \frac{\partial L_S}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} = g_u \underline{\underline{1}} \quad (\text{II.10})$$

On peut évaluer cette composante pour les approximations de Mohr-Coulomb et de Hœk-Brown. Pour Mohr-Coulomb, L_S est constante (I.44) et la dérivation de (I.43) nous permet d'obtenir :

$$g_u^{MC} = \frac{2 \sin \phi \left((1 - L_S + L_S^2) J_2 - 3L_S^2 \sigma^{+2} \right)}{\sqrt{3} (3 - \sin \phi)} \quad (\text{II.11})$$

Pour la forme régulière de Hœk-Brown, les dérivations de (I.46) et de (I.47) permettent d'obtenir :

$$\begin{aligned} g_u^{HB} &= \frac{3L_S^2 \sigma^{+2} - (1 - L_S + L_S^2) J_2}{\sqrt{3} \sqrt{1 + 36P_i}} \\ &+ 5(1 - L_S) \frac{2L_S \sigma^{+3} + (1 - 2L_S) \sigma^+ J_2 + \frac{3}{2}\sqrt{3}J_3}{24m_b R_c \sqrt{P_i}} \end{aligned} \quad (\text{II.12})$$

Dans le cadre de la modélisation des argilites de l'Est, l'équation ci-dessus n'est plus valable, étant donné que les valeurs de m_b et R_c sont fonction de l'écrouissage et de la contrainte moyenne. Il faudra donc recalculer les dérivées du rayon déviatorique et du ratio d'extension dans l'équation (II.10).

II-2.2 La dilatance

Du fait de l'existence d'une composante de la déformation plastique selon $\underline{\underline{1}}$, il apparaît une déformation volumique plastique (qui n'existe pas pour des potentiels de type Von Mises), que l'on peut exprimer de la manière suivante⁵ :

$$\epsilon_V^p = \text{Tr} \underline{\underline{\epsilon}}^p = \underline{\underline{\epsilon}}^p : \underline{\underline{1}} \quad (\text{II.13})$$

Selon que la déformation volumique irréversible se traduise par une augmentation ou une diminution du volume, on parle de dilatance ou de contractance. Une grandeur mesurable expérimentalement est l'angle de dilatance. Comme il peut régner une certaine confusion autour de ce terme⁶, les lignes suivantes vont relier cette notion au potentiel ainsi qu'à la mesure expérimentale.

On appellera angle de dilatance l'angle δ compris entre la direction de la normale au potentiel et la projection de cette dernière sur le plan déviatorique, dans l'espace des contraintes muni du produit scalaire suivant :

$$\underline{\underline{T}}_1 \cdot \underline{\underline{T}}_2 = \underline{\underline{T}}_1 : \underline{\underline{T}}_2 = \text{Tr} \underline{\underline{T}}_1 \underline{\underline{T}}_2 \quad (\text{II.14})$$

La tangente de cet angle se définit comme le rapport de la composante hydrostatique de la normale par rapport à sa composante déviatorique, ce qui permet de déduire de l'équation (II.8) :

$$\tan \delta = \frac{g_u \sqrt{3}}{\sqrt{g_s^2 \| \underline{\underline{s}} \|^2 + g_v^2 \| \underline{\underline{v}} \|^2}} \quad (\text{II.15})$$

La valeur de cet angle peut s'obtenir directement par l'étude des variations plastiques :

$$\tan \delta \simeq \frac{\Delta \epsilon_V^p}{\sqrt{3} \| \text{dev} \Delta \underline{\underline{\epsilon}}^p \|} \quad (\text{II.16})$$

Une valeur positive de δ traduira ainsi une augmentation volumique irréversible ou dilatance, à contrario une valeur négative de δ traduira un phénomène de contractance. Dans le cas d'essais triaxiaux, on peut déterminer l'angle de dilatance de la manière suivante :

$$\tan \delta = - \frac{\mu}{\sqrt{2}} \frac{\partial \epsilon_V^p}{\partial \epsilon_d^p} \quad (\text{II.17})$$

L'introduction de la constante de Lode μ [51] (équation (I.23) page 8) dans l'interprétation des résultats permet de conserver une formule valable aussi bien en compression qu'en extension [76]⁷. Lorsque le potentiel est de type Mohr-Coulomb ou Drucker-Prager, la tangente de l'angle de dilatance est directement reliée à la pente

⁵ Nous sommes en petites déformations.

⁶ En partie pour les mêmes raisons que vis à vis de la notion de contrainte équivalente de Von Mises.

⁷ La différence entre l'équation (II.17) et [76] provient du choix des espaces de projection .

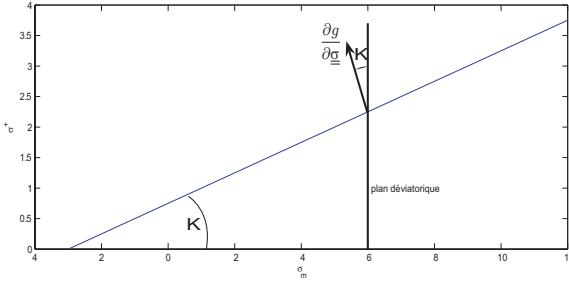


FIG. II.4 – Relation entre la dilatance et la pente du potentiel

du potentiel dans le plan méridien (déjà définie à l'équation (I.34) page 15) : cette dernière quantité est égale à l'angle de la normale au potentiel avec la trace du plan déviatorique (une droite verticale) (figure II.4). Pour obtenir la relation entre l'angle de dilatance et la pente dans le plan méridien (σ_m, σ^+), il faut effectuer le changement de repère lié au passage dans le plan méridien :

$$\sigma_m = \frac{\text{Tr}\underline{\sigma}}{3} = \frac{\underline{\sigma} : \underline{\mathbf{I}}}{\|\underline{\mathbf{I}}\|^2} \quad (\text{II.18})$$

$$\sigma^+ = \sqrt{J_2} = \frac{\|\underline{s}\|}{\sqrt{2}} = \frac{\underline{\sigma} : \underline{s}}{\sqrt{2} \|\underline{s}\|} \quad (\text{II.19})$$

D'où l'on peut exprimer la pente du potentiel en fonction des composants de la dérivée :

$$K(\phi) = \frac{\frac{\partial g}{\partial \underline{\sigma}} : \underline{\mathbf{I}}}{\frac{\|\underline{\mathbf{I}}\|^2}{\sqrt{2} \|\underline{s}\|}} = \sqrt{2} \frac{g_u}{g_s \|\underline{s}\|} \quad (\text{II.20})$$

La composante orthoradiale étant nulle dans un essai triaxial ($\frac{\partial g}{\partial \underline{\sigma}}(\theta = \pm \frac{\pi}{6}) = g_u \underline{\mathbf{I}} + g_s \underline{s}$), on peut relier la pente du potentiel avec l'angle de dilatance :

$$K(\phi) = \sqrt{\frac{2}{3}} \tan \delta \quad (\text{II.21})$$

Dans le cas d'un potentiel de Mohr-Coulomb :

$$\tan \delta = \frac{3\sqrt{2} \sin \phi_p}{3 - \sin \phi_p} \quad (\text{II.22})$$

L'angle ϕ_p est parfois également appelé angle de dilatance. Il permet de paramétriser le potentiel de Mohr-Coulomb ou de Drucker-Prager (figure II.5(a)) :

$$\sin \phi_p = \frac{3 \tan \delta}{3\sqrt{2} + \tan \delta} \quad \delta \in \left[0, \arctan \frac{3}{\sqrt{2}}\right] \cong [0, 64] \quad (\text{II.23})$$

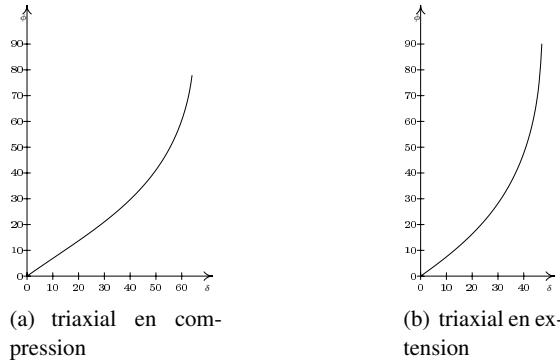


FIG. II.5 – Correspondance entre l’angle de dilatance δ et ϕ_p du potentiel de Mohr-Coulomb

Dans le cadre d’essais en extension, la pente du potentiel dans le plan $(\sigma_m, \sqrt{J_2} (\theta = -\frac{\pi}{6}))$ vaut :

$$K \left(\phi, -\frac{\pi}{6} \right) = L_S K(\phi) \quad (\text{II.24})$$

Et par conséquent (figure II.5(b)) :

$$\sin \phi_p = \frac{3 \tan \delta_{ext}}{3\sqrt{2} - \tan \delta_{ext}} \quad \delta_{ext} \in \left[0, \arctan \frac{3}{2\sqrt{2}} \right] \cong [0, 47] \quad (\text{II.25})$$

On peut remarquer que l’utilisation d’un potentiel de Mohr-Coulomb ne couvre pas l’ensemble des cas envisageables.

II-2.3 Écrouissage et endommagement

L’entrée dans la zone anélastique se caractérisant par une augmentation du seuil d’élasticité, il était nécessaire de faire apparaître une grandeur caractéristique de l’écrouissage. Il s’est avéré lors de l’étude des déformations irréversibles que la déformation volumique plastique n’était pas un indicateur satisfaisant, notamment du fait de l’existence d’une famille pour lequel il n’y avait pas de variations volumiques irréversibles. Aussi, la quantité qui sera utilisée comme variable d’écrouissage sera la déformation déviatorique plastique cumulée⁸

$$\xi = \int_0^t \| \operatorname{dev} \underline{\dot{\epsilon}}^p \| d\tau \quad (\text{II.26})$$

⁸Dans ce chapitre, puisque la confusion est impossible, il y sera fait référence comme la déformation plastique cumulée.

Lors de l'étude des variations, on a concrètement :

$$\dot{\xi} = \|\operatorname{dev}\underline{\epsilon}^p\| = \dot{\lambda} \|\operatorname{dev}\frac{\partial g}{\partial \underline{\sigma}}\| = \dot{\lambda} \sqrt{g_s^2 \|\underline{s}\|^2 + g_v^2 \|\underline{v}\|^2} \quad (\text{II.27})$$

Cependant, notamment en regard des dispersions sur la valeur à la rupture, cette donnée ne semblait pas suffisante. Lors de la recherche de l'angle de dilatance, il est apparu que les valeurs de ce dernier étaient constantes sur des intervalles correspondant grossièrement au premier quart et au dernier tiers de la déformation plastique cumulée. Il était donc tout naturel de chercher à normaliser cette dernière quantité par rapport à la valeur atteinte à la rupture, définissant ainsi la variable de dégradation γ^9

$$\gamma = \frac{\xi}{\xi_{rup}} \quad (\text{II.28})$$

Ainsi γ est à valeur dans l'intervalle $[0,1]$. La valeur zéro correspond à un matériau élastique et la valeur un signifie la rupture. Même si l'on va suivre expérimentalement et déterminer une loi d'évolution de la surface de charge en fonction de γ , on ne peut pas formellement considérer γ comme une variable d'écrouissage, à l'exception de la famille isochore. En effet, lorsque l'on cherche à établir une loi déterminant la déformation déviatorique plastique cumulée ultime, il s'avère que cette dernière est fonction de la contrainte moyenne.

Du point de vue formel, γ est donc un indicateur intermédiaire, fonction de l'écrouissage et de l'état de contrainte du matériau, que l'on devrait écrire en toute rigueur $\gamma(\xi, \underline{\sigma})$ ou plus précisément $\gamma(\xi, \sigma_m)$. La variable γ n'est pas une fonction de pure commodité et possède un sens en calcul de structure : elle traduit la quantité de résistance mobilisée et mesure la proximité de la rupture.

Dans le cadre du dépouillement des essais triaxiaux et de compression simple, il est plus commode d'utiliser la différence entre les déformations plastiques radiales et axiales :

$$\Delta\xi = \sqrt{\frac{2}{3}} |\Delta\epsilon_d^p| \quad (\text{II.29})$$

Par commodité et afin d'alléger les notations, on utilisera lors de l'interprétation des essais la notation suivante

$$\epsilon_d^p = \sum_1^n |\Delta(\epsilon_{ax}^p - \epsilon_{rad}^p)| \simeq \sqrt{\frac{3}{2}} \xi \quad (\text{II.30})$$

Cette notation a l'avantage de permettre d'exprimer γ directement à partir des résultats mesurés :

$$\gamma \simeq \frac{\epsilon_d^p}{\epsilon_{drup}^p} \quad (\text{II.31})$$

⁹Le terme de dégradation a été préféré à celui d'endommagement, afin, notamment de ne pas créer de confusion avec la variable D de la théorie de l'endommagement.

II-3 Interprétation des résultats pour la zone MODEX-REP

L'interprétation a porté sur les essais pseudo non drainés des couches B et C1. La démarche a consisté, pour chaque essai à reprendre le fichiers de données brutes¹⁰, le dépouiller et l'analyser complètement. Vu le grand nombre d'essais analysés les comptes rendus d'essais (dénommés PV par la suite) ont été reportés en annexe. Ils sont rédigés de manière similaire à l'exemple que l'on peut voir à la page suivante :

Référence de l'essai : un essai est désigné de la manière suivante : TYPE LABO_ÉCHANTILLON.

TYPE : type d'essai¹¹

- rc : essai en compression simple ;
- comp : essai triaxial en compression.

LABO : acronyme du laboratoire :

- ANTM : ANTEA ;
- ENG : Ecole Nationale Supérieure de Géologie de Nancy ;
- G3S : Groupement pour l'étude des Structures Souterraines de Stockage ;
- LML : Laboratoire de Mécanique de Lille.

ÉCHANTILLON : numéro de référence (ANDRA) de l'échantillon.

Tableau des caractéristiques de l'échantillon : sont reportées des caractéristiques issues du CD-ROM de l'ANDRA¹². Ces caractéristiques ne sont pas toujours celles de l'échantillon mais correspondent souvent à la valeur moyenne mesurée à la profondeur de l'échantillon. « NaN » indique que la donnée n'était pas fournie.

Courbes d'essai : quatre courbes¹³ correspondant à l'analyse des résultats à partir des données brutes :

- Courbe contrainte¹⁴-déformation axiale : on y reporte également les valeurs suivantes :
 - module d'Young mesuré lors de la remontée durant le premier cycle charge- décharge¹⁵ - cette valeur est utilisée pour tracer la droite élastique théorique ;

¹⁰Les fichiers de données fournis à l'ANDRA par les différents laboratoires dans le cadre du projet MODEX-REP comportent les mesures relevées sur les différents capteurs pour chaque essai : déformations, déplacements, contrainte, pression...

¹¹Malheureusement, bien que des triaxiaux d'extension aient été réalisés, le nombre d'essais exploitables pour la zone MODEX-REP était limité. La rupture n'était pas atteinte, mais même en ce qui concerne la limite élastique, la gamme des confinements était trop limitée pour caler un critère en extension.

¹²Ces caractéristiques sont les seules retranscrites « telles quelles ».

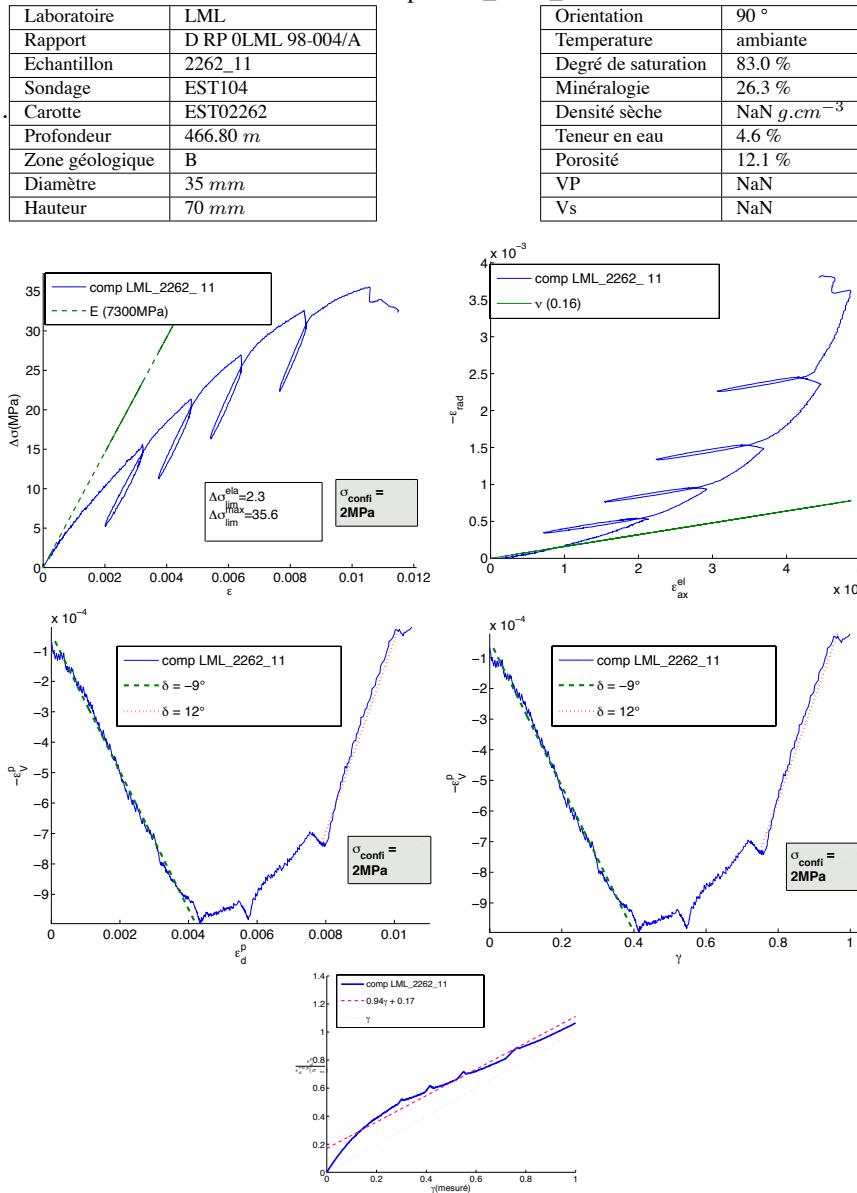
¹³Une seule quand les déformations volumiques n'ont pas été mesurées.

¹⁴Différence de contrainte pour les essais triaxiaux.

¹⁵Pour quelques rares essais de la famille avec variation volumique, fournis par ANTEA, cette valeur a dû être déduite des vitesses du son du fait de l'absence de cycles.

II-3. INTERPRÉTATION DES RÉSULTATS POUR LA ZONE MODEX-REP37

Essai : comp LML_2262_11



Equipement strain gages

Vitesse axial strain : 6E-06 s-1

FIG. II.6 – Exemple de compte-rendu d'essais

- limite élastique ;
- contrainte (ou différence de contrainte) maximale : valeur à la rupture ;
- pression de confinement pour les essais triaxiaux.
- Déformation axiale et radiale - on trace également la droite élastique théorique (avec comme valeur du coefficient de Poisson, la valeur mesuré en même temps que le module d'Young) ;
- Déformations plastiques volumiques en fonction de la déformation déviatorique plastique cumulée : les angles de dilatance sont mesurés par interpolation linéaire et les courbes théoriques correspondantes tracées dans la zone d'interpolation ;
- Déformations plastiques volumiques en fonction du paramètre de dégradation γ .

Corrélation : Pour la famille à faible limite élastique et la famille dilatante associée figure également une courbe de corrélation entre la valeur du taux de dégradation mesurée lors de l'essai et la valeur prédictive (c.f. page 48).

Équipement : équipement et vitesse de chargement (issu du fichier ANDRA).

Il a été procédé tout d'abord à une analyse préliminaire des essais en compression simple. La portée est malheureusement limitée étant donné que l'écrasante majorité des essais a été réalisée sans mesure des déformations volumiques.

II-3.1 Résistance à la compression

Vingt cinq essais ont été analysés, dont on peut retrouver les comptes rendus à l'annexe F page 159 (pour les essais sans mesure de volume) ainsi que dans l'annexe G183(pages 184 à 186). Vingt échantillons provenaient de MSE101 (essais réalisés par ENG) et cinq de EST104 (deux essais réalisés par G3S et trois par LML). Les caractéristiques élastiques sont reportées dans le tableau suivant :

	min	max	moy
E(MPa)	1286	15100	4587
ν^{16}	0,12	0,16	0,14

On remarque deux types de comportement lors des essais en compression simple. Sur MSE101 et les essais réalisés sur EST104 par le G3S, la limite à la rupture est très proche de la limite de la zone linéaire (figure II.7(a)).

Un essai est particulier dans cette série (figure II.7(b) et PV page 181) : il présente de dégradations du module élastique faisant penser à un comportement de type endommageable. Cependant, considérer la courbe théorique correspondant à un comportement élastique linéaire calé sur le module élastique mesuré lors du premier cycle de décharge permet d'estimer le seuil de non linéarité Sur la figure II.8, on peut établir une relation linéaire entre les deux grandeurs :

$$R_c^{max} = 1,1R_c^{el} + 0,56 \text{ MPa} \quad (\text{II.32})$$

¹⁶Trois essais seulement étaient équipés pour mesurer les variations de volume.

II-3. INTERPRÉTATION DES RÉSULTATS POUR LA ZONE MODEX-REP39

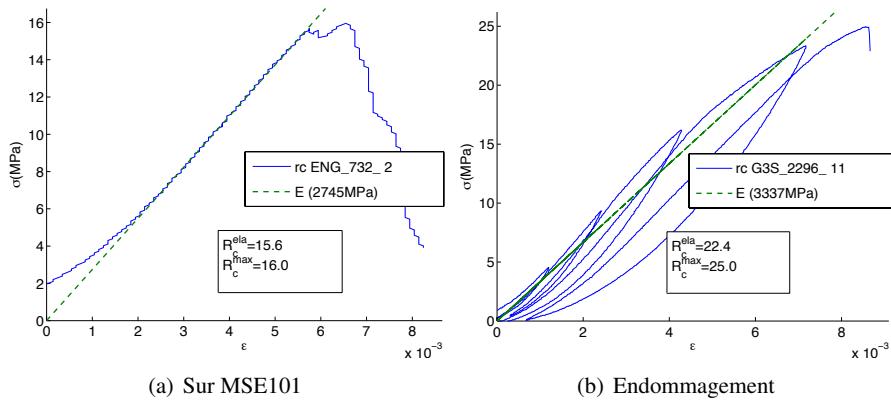


FIG. II.7 – Essais en compression simple

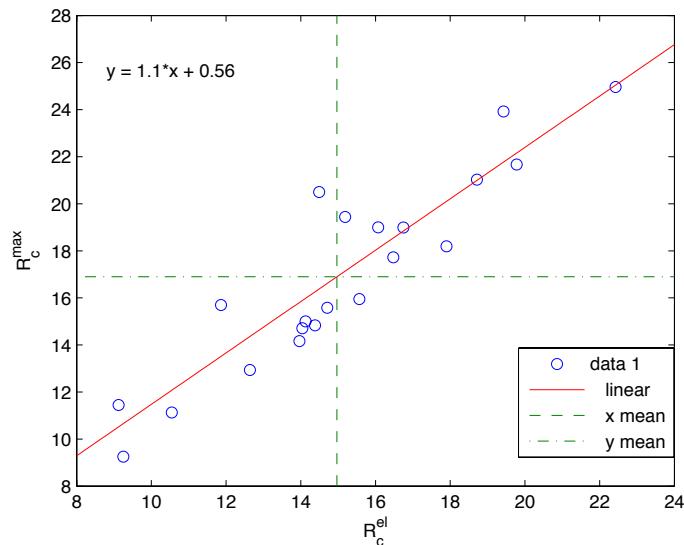


FIG. II.8 – Relation limite élastique et résistance à la compression

Les valeurs moyennes obtenues sont les suivantes :

$$R_c^{el} = 15,0 \text{ MPa} \quad (\text{II.33})$$

$$R_c^{max} = 16,9 \text{ MPa} \quad (\text{II.34})$$

Concernant les essais réalisés par le LML (EST104), on observe un seuil d'élasticité très faible conjugué à une résistance à la compression élevée¹⁷. On peut

¹⁷Cette caractéristique sera à nouveau évoquée à la section II-3.2-b page 50.

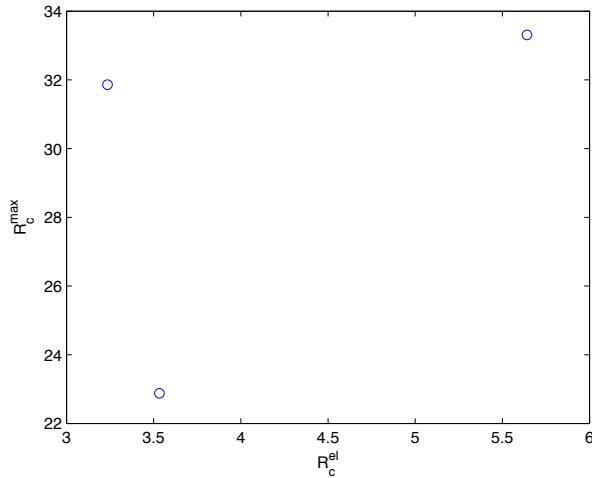


FIG. II.9 – Limite élastique et résistance à la compression pour EST104 (LML)

difficilement faire des statistiques sur ces trois essais, le report sur un graphe de la limite d'élasticité et de la résistance maximale ne donnant pas de réelle tendance (figure II.9).

Il s'agissait, pour la zone MODEX-REP, des seuls essais en compression simple équipés pour mesurer les déformations latérales, de sorte que l'on ne dispose pas pour les familles autres que la famille à faible limite élastique, de résultats d'essais en compression simple.

Concernant la résistance à la compression en rupture pour l'ensemble des essais en compression simple, les valeurs moyenne, minimale et maximale sont les suivantes :

$$\begin{aligned} \min R_c^{\text{max}} &= 9,3 \text{ MPa} \\ \max R_c^{\text{max}} &= 33,3 \text{ MPa} \\ \text{moy } R_c^{\text{max}} &= 18,4 \text{ MPa} \end{aligned} \quad (\text{II.35})$$

II-3.2 Essais triaxiaux

Si l'on considère les valeurs à la rupture sur l'ensemble des essais (compression et triaxiaux), on constate une importante dispersion sur les essais à la compression mais également aux alentours de 10 MPa de confinement, pression de confinement à laquelle a été réalisé la majorité des essais triaxiaux. On peut regretter le faible nombre d'essais en dehors de ces deux gammes de pression, ainsi que l'absence d'essais à un confinement de 30 MPa¹⁸. Une méthode de moindres carrés a été

¹⁸Les échantillons de la zone MODEX-REP testés à la pression de confinement de 30 MPa l'ont été sur des essais en extension.

II-3. INTERPRÉTATION DES RÉSULTATS POUR LA ZONE MODEX-REP41

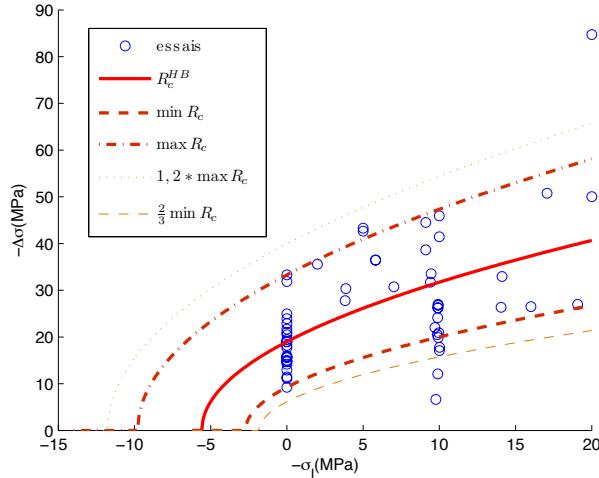


FIG. II.10 – Critère de Höek-Brown, pour différentes valeurs de R_c .

utilisée pour calculer les paramètres du critère de Höek-Brown à la rupture¹⁹ :

$$\begin{aligned} R_c^{HB} &= 18,5 \text{ MPa} \\ m_b &= 3,4 \\ \sigma_{tm} &= -6,0 \text{ MPa} \end{aligned} \quad (\text{II.36})$$

Les résultats des essais ainsi que le critère de Höek-Brown paramétré avec les coefficients ainsi obtenus ont été représentés sur la figure II.10. Afin de tenir compte de la dispersion, on a tracé également le critère de Höek-Brown, avec toujours le même m_b , mais d'autres valeurs de R_c :

- minimum des R_c mesurés ;
- maximum des R_c mesurés ;
- 120% du maximum des R_c mesurés ;
- $\frac{2}{3}$ du minimum des R_c mesurés.

On voit ainsi se profiler un critère enveloppe à l'intérieur desquelles se trouvent les données. Si l'on considère l'enveloppe définie par le critère passant par le plus faible R_c mesuré, et celui passant par le plus fort, huit essais sont en dehors de cette enveloppe (soit 14%). Si l'on considère l'enveloppe extrême, seuls trois essais sont en dehors de cette enveloppe.

En ce qui concerne la limite élastique, la très forte dispersion des valeurs (figure II.11) empêche de caler un critère de Höek-Brown : on aboutit alors à une

¹⁹Il est à noter que, dans son logiciel RocLab[72], Evert Höek utilise pour déterminer les paramètres un algorithme de Marquardt-Levenberg au lieu de la régression linéaire sur le carré de la différence entre les contraintes extrêmes utilisée initialement[43].

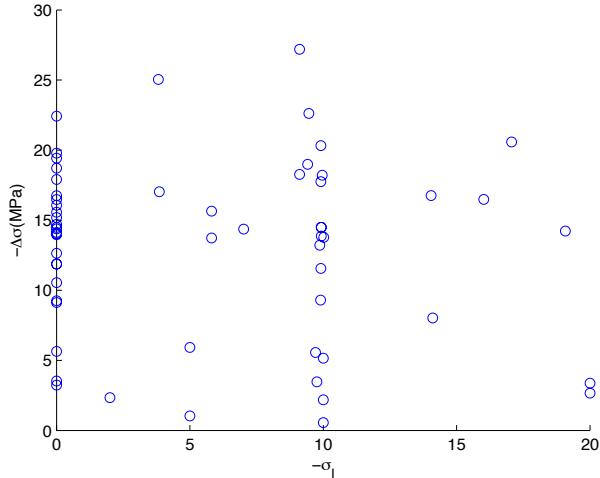


FIG. II.11 – Limites élastiques en fonction du confinement

valeur de m_b nulle de sorte que le critère se réduit à un critère de Tresca très peu significatif du fait de la dispersion. Ceci conduit à vouloir déterminer des critères de choix pertinents. De fait, quatre familles ont pu être déterminées :

- une famille, déjà repérée pour les essais en compression sur EST104 qui possède un très faible seuil d'élasticité (section II-3.2-a) ;
- une famille à seuil d'élasticité plus élevé, mais pour laquelle les faibles angles de dilatance mesurés permettent de conclure à un caractère isochore des déformations irréversibles (section II-3.2-b page 50) ;
- enfin une famille à seuil d'élasticité plus élevé, pour laquelle on peut voir apparaître des angles de dilatance traduisant un comportement dilatant et/ou contractant du matériau (section II-3.2-c page 54) ;
- une famille présentant des dégradations manifestes lors des cycles de charge-décharge, nécessitant une utilisation plutôt basée sur la théorie de l'endommagement, et qui ne sera pas modélisée (section II-3.2-d page 59).

II-3.2-a Faible seuil d'inélasticité

Il est apparu utile de faire apparaître dans cette famille les échantillons pour lesquels on a pu observer une apparition très précoce de déformations irréversibles comme on peut le constater à la figure II.12 page ci-contre. La détermination des essais à faible seuil se fait en examinant le rapport suivant :

$$\omega = \frac{R_c^{max}}{R_c^{el}} \quad (\text{II.37})$$

II-3. INTERPRÉTATION DES RÉSULTATS POUR LA ZONE MODEX-REP43

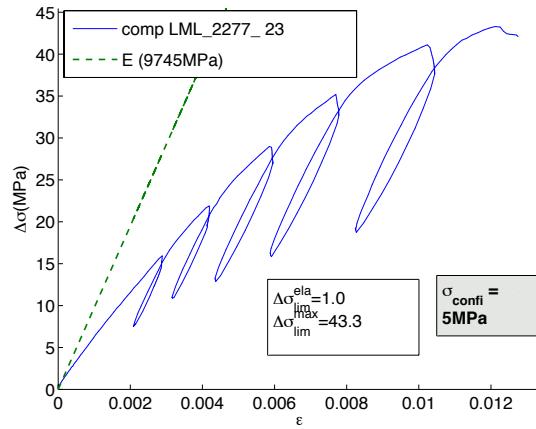


FIG. II.12 – Apparition précoce des déformations irréversibles

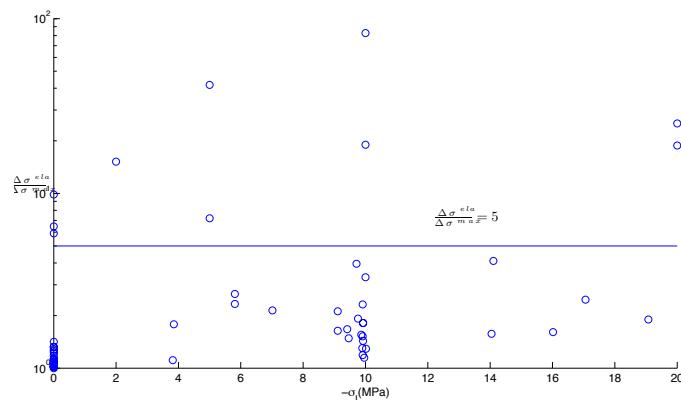


FIG. II.13 – Rapport entre les limites d'élasticité et de rupture

Les essais présentant une faible limite d'élasticité sont ceux pour lesquels $\omega > 5$ (figure II.13 (les ordonnées sont en échelle logarithmique)), ils sont au nombre de 10. Ces essais ont tous été effectués par le LML sur des échantillons issus du sondage EST104. Les caractéristiques élastiques sont les suivantes :

	min	max	moy
E(MPa)	6300	15100	9268
ν	0,12	0,20	0,16

Afin d'étudier la loi d'écrouissage, on détermine la variation des paramètres du critère de Hoek-Brown en fonction de γ dont les résultats sont retranscrits sur la figure II.14 page suivante. On peut noter que le paramètre R_c peut être très bien

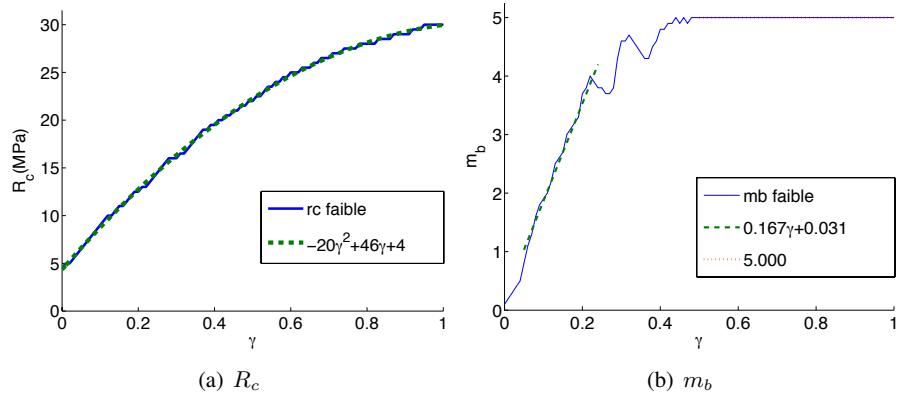


FIG. II.14 – Variations du critère de Höek-Brown en fonction de l’écrouissage pour la famille à faible limite élastique

approché par un polynôme du second degré :

$$R_c(\gamma) = -20.44\gamma^2 + 46.07\gamma + 4.35 \quad (\text{II.38})$$

Concernant le paramètre m_b , le modèle choisi sera un modèle bilinéaire. La valeur de m_b demeure constamment égale à 5 pour $\gamma > 0.47$. Initialement elle semble suivre une croissance quasi linéaire (figure II.14(b)). Entre les deux phases, le modèle subit une phase de transition durant laquelle la fonction $m_b(\gamma)$ semblerait arrondie, si elle ne présentait pas des oscillations. Aussi le modèle simplifié utilisé pour la modélisation sera décomposé en deux phases :

$$m_b(\gamma) = \begin{cases} 16.669\gamma + 0.031 & \text{pour } \gamma < \gamma_{m_b} \\ 5 & \text{pour } \gamma \geq \gamma_{m_b} \end{cases} \quad (\text{II.39})$$

Avec :

$$\gamma_{m_b} = 0.298 \quad (\text{II.40})$$

À fin de comparaison, on va reporter à la figure II.15 page ci-contre les résultats obtenus pour trois états particuliers :

Limite élastique ($\gamma = 0$) La valeur de m_b est nulle ce qui veut dire que le critère de Höek-Brown se réduit au critère de Tresca :

$$R_c = 3.05 \text{ MPa} \quad (\text{II.41})$$

On peut voir en effet sur la figure II.15(a) page suivante que les valeurs de limite élastique ne dépendent pas de la contrainte de confinement²⁰. Ont été

²⁰A la différence de la figure II.11 page 42, où les limites élastiques très fortement dispersées empêchaient de conclure quant à la validité du calage du critère de Höek-Brown.

II-3. INTERPRÉTATION DES RÉSULTATS POUR LA ZONE MODEX-REP45

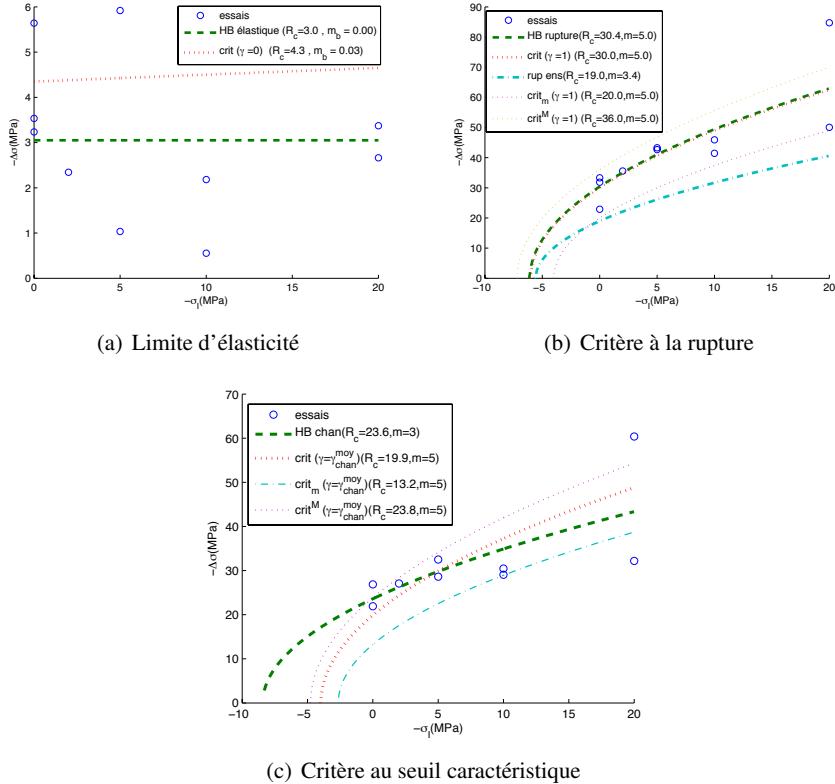


FIG. II.15 – Moments particuliers pour la famille à faible limite élastique

représentés le critère ainsi calé, ainsi que le critère obtenu pour $\gamma = 0$ à partir de (II.38, II.39). On peut également constater que non seulement les limites d'élasticité sont faibles comparées à la limite de rupture, mais qu'elles sont également faibles en valeur absolue (toutes inférieures à 6 MPa).

Rupture : ($\gamma = 1$) sur la figure II.15(b), ont été représentées les valeurs du déviaiteur à la rupture, le critère de Höek-Brown, déduit de ces valeurs, ainsi que le critère obtenu pour $\gamma = 1$ à partir de (II.38, II.39). Pour $\gamma = 1$, on a également représenté le critère obtenu pour les $\frac{2}{3}$ et 120% de $R_c(\gamma = 1)$ (II.38). On a représenté également le critère de rupture calé sur l'ensemble des essais (équation (II.36) page 41). Ce dernier diffère sensiblement des résultats obtenus en se restreignant à cette seule famille.

Si l'on considère la courbe enveloppe $\frac{2}{3}, 120\%$: un seul essai n'est pas contenu dans cette courbe enveloppe LML_2277_11 (PV page 193) : la valeur très importante du déviaiteur à la rupture est à mettre en regard avec le fait qu'il s'agissait de l'échantillon avec la teneur la plus élevée en carbonates (53% pour une moyenne de 27%, sachant que la deuxième teneur la plus impor-

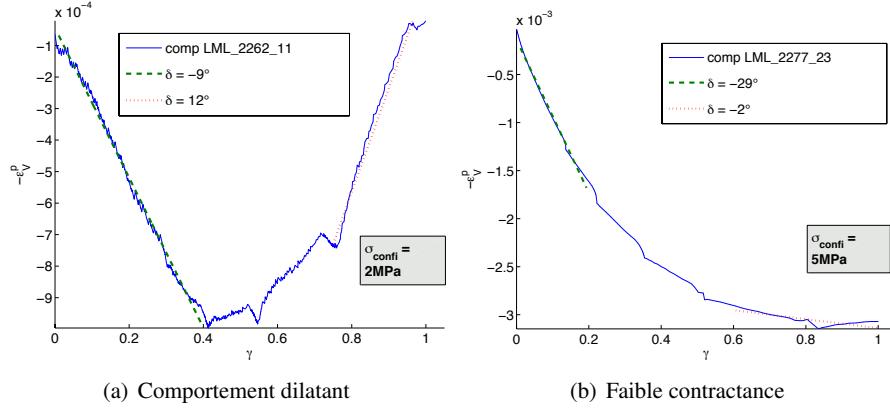


FIG. II.16 – Comportements observés

tante est de 41%).

Seuil caractéristique ($\gamma = \gamma_c$) Il est intéressant de regarder les valeurs du critère pour le seuil caractéristique marquant l'intersection des deux asymptotes de la variation volumique (c.f. paragraphe ci après). Un seul essai n'est pas représenté, l'essai LML_2354_11 (PV page 185), pour lequel on ne distingue pas une mais trois asymptotes. On a représenté sur la figure II.15(c) les valeurs du déviateur pour chaque essai au moment où est atteint le paramètre γ_c pour cet essai. On a représenté également le critère (ainsi que la courbe enveloppe $\frac{2}{3}, 120\%$) pour la valeur moyenne du paramètre d'écrouissage au seuil caractéristique (II.42). Seuls les deux tiers des essais sont à l'intérieur de la courbe enveloppe, et la valeur du critère diffère quelque peu du critère calculé à partir des essais. Ce qui n'est pas non plus étonnant vu que les valeurs de γ_c s'étalent sur une plage relativement large (équation (II.42)).

Valeur des angles de dilatance On observe sur tous les essais à l'exception de l'essai LML_2354_11 (PV page 185), que le comportement se divise en deux phases, chacune présentant un angle de dilatance constant. Le modèle choisi sera donc un modèle avec deux valeurs de l'angle de dilatance, le changement s'effectuant pour le seuil caractéristique γ_c : il est obtenu en calculant l'intersection entre les deux droites déterminées par les régressions linéaires calculées à partir des valeurs déterminées ($\epsilon_d^p, \epsilon_V^p$). Les valeurs minimale, maximale et moyennes sont les suivantes :

$$\begin{aligned} \min \gamma_c &= 32\% \\ \max \gamma_c &= 56\% \\ \text{moy } \gamma_c &= 41\% \end{aligned} \quad (\text{II.42})$$

Concernant les valeurs mesurées pour l'angle de dilatance, l'ensemble des essais présente une forte contractance durant la première partie (figure II.17(a) page sui-

II-3. INTERPRÉTATION DES RÉSULTATS POUR LA ZONE MODEX-REP47

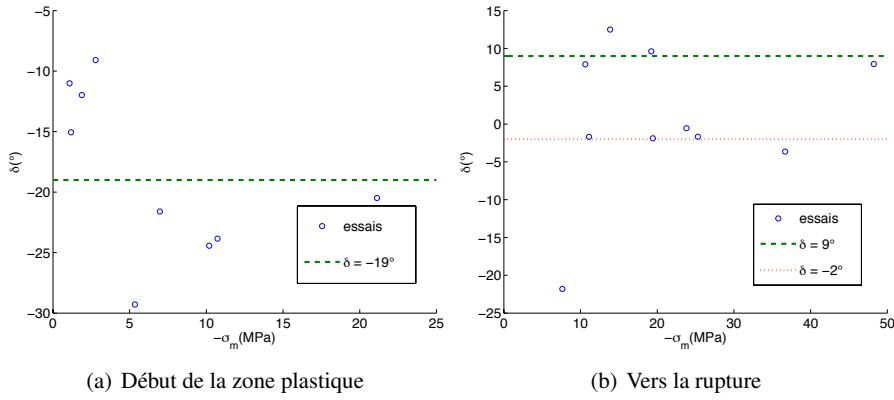


FIG. II.17 – Angles de dilatance mesurés et valeurs moyennes

vante), dont on peut déterminer une valeur « moyenne » en dépit des dispersions. Pour choisir la valeur représentative, il n'a pas été procédé à une moyenne sur les angles eux-mêmes mais à la moyenne de leur tangente, grandeur correspondant à la variation volumique directement mesurée :

$$\delta_{moy} = \arctan \text{moy tan } \delta \quad (\text{II.43})$$

La valeur moyenne de l'angle de contractance est de -19° . Concernant les valeurs vers la rupture, on voit apparaître deux groupes d'essais (figure II.17(b)) : un de quatre essais au comportement dilatant ($\delta_{moy} = 9^\circ$), l'autre de cinq essais faiblement contractant ($\delta_{moy} = -2^\circ$)²¹. Il n'est pas possible au vu des données dont on dispose d'établir un critère différenciant les deux catégories à partir des caractéristiques physiques. Un essai se caractérise par une dilatance très forte (-22°) il s'agit de l'essai LML_2354_11 (PV page 185), qui était déjà le seul dont le comportement comportait 3 phases au lieu de 2 et dont on ne pouvait déterminer la quantité γ_c .

Loi de détermination de γ . Afin de déterminer la loi de variation de γ , il faut établir une méthode pour connaître la valeur de la déformation déviatorique plastique cumulée à la rupture : ϵ_{drup}^p . Il s'avère que si l'on considère cette quantité multipliée par le module d'Young du matériau, en fonction de la contrainte moyenne à la rupture, on obtient une bonne interpolation linéaire (figure II.18 page suivante). Ainsi on peut proposer la relation suivante, pour caractériser la déformation déviatorique plastique cumulée à la rupture :

$$\epsilon_{drup}^p = \frac{1}{E} (-4.03\sigma_m + 16.30 \text{ MPa}) \quad (\text{II.44})$$

²¹La contractance est si faible qu'on peut considérer le comportement comme étant sans variation volumique irréversible (c.f. la section II-3.2-b consacrée à la famille isochore, en particulier l'équation (II.50) page 50)

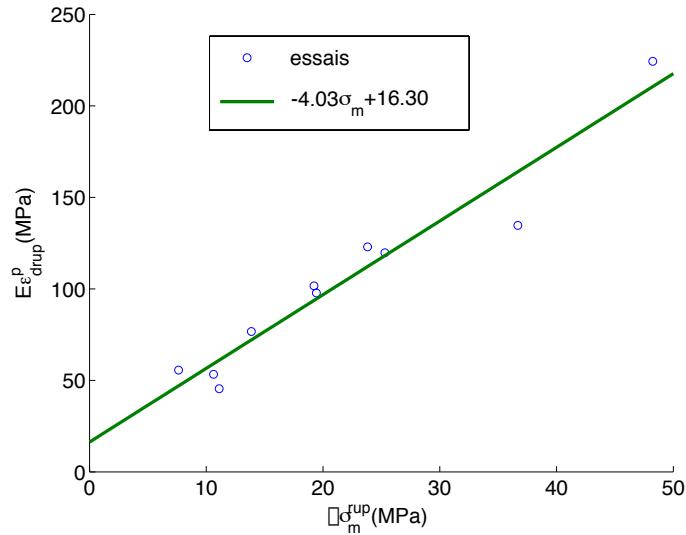


FIG. II.18 – Détermination de $\epsilon_d^p * E$ en fonction de la contrainte moyenne à la rupture

On a toujours mesuré γ en fonction du maximum atteint lors de la rupture, c'est-à-dire en fixant le confinement et donc en laissant varier la contrainte moyenne. Bien que cette dernière soit fonction du confinement puisque l'on est sur le critère, il convient d'estimer l'écart entre la valeur prédictive de γ et la mesure, en vérifiant la relation suivante : que l'on a bien :

$$\gamma = \frac{\epsilon_d^p}{\epsilon_{drup}^p} \simeq \frac{\epsilon_d^p E}{4.03\sigma_m + 16.30 \text{ MPa}} \quad (\text{II.45})$$

Il s'avère que l'approximation précédente est valide, comme l'illustre la figure II.19 page suivante. On trace (avec en abscisse le γ mesuré en cours d'essai) :

- la valeur prédictive par l'équation (II.45) ;
- la régression linéaire $c_1\gamma + c_0$ reliant γ mesuré à la valeur modélisée ;
- la valeur idéale γ .

Si la corrélation était parfaite c_1 vaudrait un et c_0 serait nul. On constate que c_1 est proche de un. Les zones où la valeur prédictive s'écarte le plus de la valeur mesurée étant l'origine (ce qui est normal, vu que c'est une zone où les incertitudes de mesure sur les déformations anélastiques sont les plus importantes) et quelquefois la zone précédant la rupture.

On a reporté en annexe sur les PV de chaque essai le graphe ainsi obtenu. On peut retrouver ces coefficients de manière synthétique dans le TAB. II.3 page ci-contre. On y a reporté également diverses caractéristiques de l'essai, notamment l'écart entre le rayon déviatorique mesuré à la rupture et la valeur prédictive par le

II-3. INTERPRÉTATION DES RÉSULTATS POUR LA ZONE MODEX-REP49

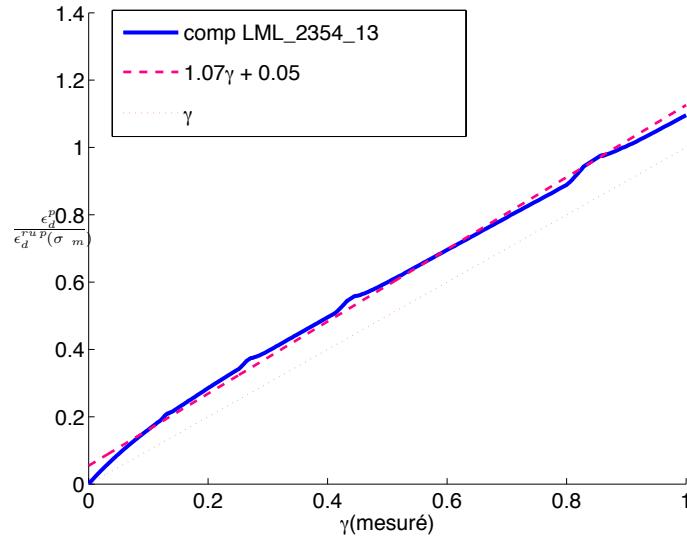


FIG. II.19 – γ mesuré lors de l'essai, et γ prédit

Essai	LML_2262_12	LML_2354_11	LML_2277_12	LML_2262_11	LML_2354_12	LML_2277_23	LML_2354_13	LML_2277_32	LML_2354_21	LML_2277_11
$-\sigma_1$	0.0	0.0	0.0	2.0	5.0	5.0	10.0	10.0	20.0	20.0
$-\sigma_m^{rup}$	10.6	7.6	11.1	13.9	19.2	19.4	23.8	25.3	36.7	48.2
E	6300	6900	15100	7300	7000	9745	7938	8800	9300	14300
σ^+	18.4	13.2	19.2	20.5	24.6	25.0	23.9	26.5	28.9	48.9
$\sigma^{+}(crit)$	15.2	12.5	15.6	17.8	21.8	21.9	24.8	25.8	32.4	38.2
$\Delta\sigma^+(\%)$	-6	-2	-6	-4	-4	-4	1	-1	4	-7
$\epsilon_{drup}^p(10^{-4})$	85	81	30	105	145	100	155	136	145	157
$\epsilon_{drup}^p(crit)$	94	68	40	99	134	97	141	134	176	147
$\Delta\epsilon_{drup}^p(\%)$	11	-16	34	-6	-8	-3	-9	-1	22	-6
c_1	0.814	1.150	0.741	0.941	1.059	1.013	1.071	0.979	0.814	1.047
c_0	0.158	0.068	0.070	0.170	0.062	0.073	0.055	0.068	0.033	0.063

TAB. II.3 – ϵ_{drup}^p mesurés et prédicts, corrélation sur γ

critère, de même pour la déformation déviatorique plastique cumulée²². Le coefficient c_1 est d'autant plus proche de un que l'écart relatif sur les déformations déviatoriques plastiques cumulées est faible.

Condition sur la contractance La contractance non associée pose un problème semblable à celui de l'écrouissage négatif. En effet, l'écriture de la valeur du multiplicateur plastique (équation (II.46)) permettait d'obtenir une condition nécessaire et suffisante [65] concernant l'écrouissage, qu'il convient de vérifier pour un ma-

²²L'écart relatif est calculé par rapport à la valeur mesurée.

tériau à écrouissage négatif (équation (II.47)) :

$$\lambda = \frac{\left\langle \frac{\partial f}{\partial \underline{\sigma}} \cdot \underline{\underline{L}} \cdot \dot{\underline{\epsilon}} \right\rangle}{\frac{\partial f}{\partial \underline{\sigma}} \cdot \underline{\underline{L}} \cdot \frac{\partial f}{\partial \underline{\sigma}} + \frac{\partial f}{\partial \eta} h} \geq 0 \quad (\text{II.46})$$

$$\frac{\partial f}{\partial \underline{\sigma}} \cdot \underline{\underline{L}} \cdot \frac{\partial f}{\partial \underline{\sigma}} + \frac{\partial f}{\partial \eta} h > 0 \quad (\text{II.47})$$

Où η est la variable d'écrouissage, et h , la loi d'écrouissage :

$$\dot{\eta} = -\lambda h(\underline{\sigma}, \eta) \quad (\text{II.48})$$

La condition sur le potentiel non associé devient :

$$\frac{\partial f}{\partial \underline{\sigma}} \cdot \underline{\underline{L}} \cdot \frac{\partial g}{\partial \underline{\sigma}} + \frac{\partial f}{\partial \eta} h = 9Kf_u g_u + 2\mu 2J_2 f_s g_s + 2\mu \|\underline{\underline{v}}\|^2 f_v g_v + \frac{\partial f}{\partial \eta} h \quad (\text{II.49})$$

Pour un matériau contractant, f_u et g_u sont de signes opposés. Pour un critère de Höek-Brown, la pente est la plus forte au voisinage de la contrainte de décohésion, zone où la validité physique du critère est plus restreinte. Il conviendrait de pouvoir disposer d'essais de traction directe avec mesure du potentiel pour pouvoir mieux comprendre les phénomènes se produisant dans cette zone.

II-3.2-b Fort seuil d'inélasticité et déformations plastiques isochores

Parmi les essais ne présentant pas un faible seuil d'inélasticité, c'est à dire ceux pour lesquels la quantité $\omega \leq 5$ (équation (II.37) page 42), on observe des essais pour lesquels les variations volumiques sont extrêmement faibles et l'on a pu mesurer couramment des angles de dilatance nuls comme à l'essai G3S_992_1 (figure II.20 page ci-contre). Pour déterminer l'étendue de la famille isochore, on a considéré les essais tels que la variation volumique rapportée à la variation déviatorique soit inférieure à 6% (II.50), ce qui aboutit dans les faits à ce que la valeur de l'angle de dilatance ou de contractance ne dépasse pas 2°(II.51) :

$$\left| \frac{\partial \epsilon_V^p}{\partial \epsilon_d^p} \right| \leq 6\% \quad (\text{II.50})$$

$$\max |\delta| < 2^\circ \quad (\text{II.51})$$

Les essais vérifiant ces conditions sont au nombre de 10, tous réalisés par G3S sur des échantillons issus du sondage HTM102. Les caractéristiques élastiques sont les suivantes :

	min	max	moy
E(MPa)	2420	6228	4292
ν	0,32	0,40	0,36

II-3. INTERPRÉTATION DES RÉSULTATS POUR LA ZONE MODEX-REP51

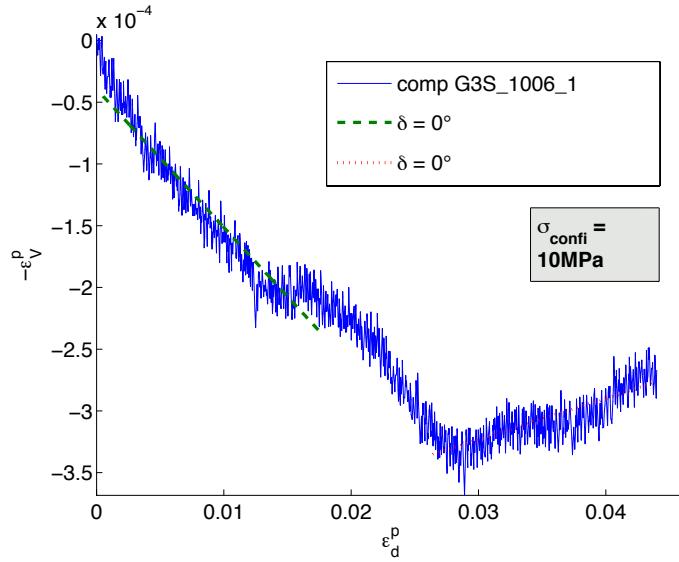


FIG. II.20 – Déformations irréversibles isochores

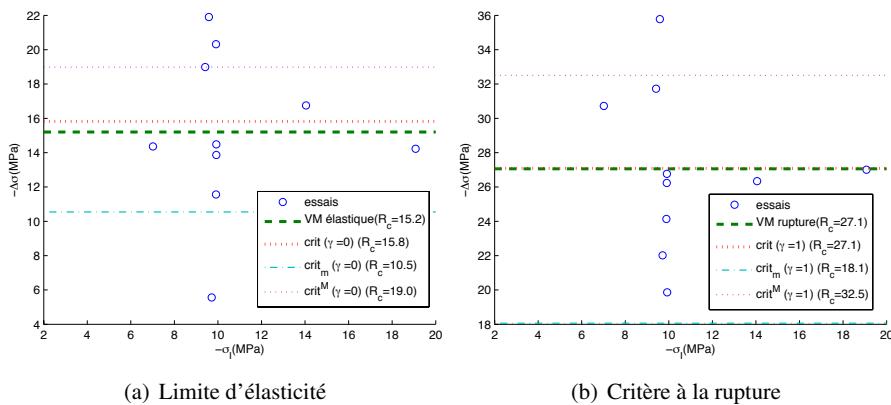


FIG. II.21 – Limite élastique et rupture pour la famille isochore

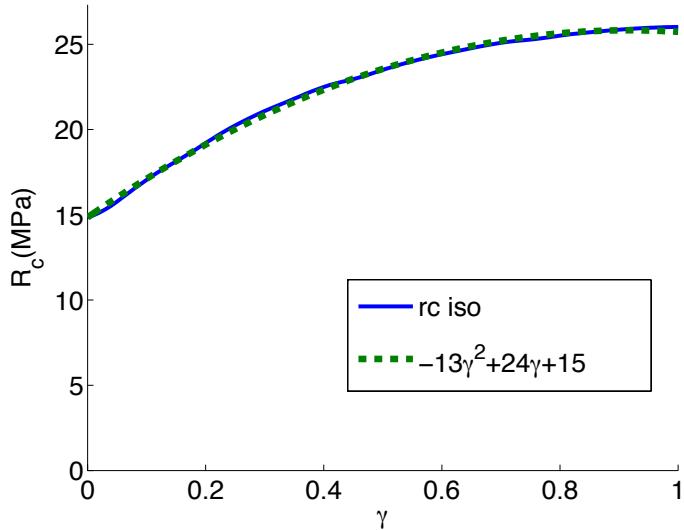


FIG. II.22 – Variations de R_c en fonction de l’écrouissage pour la famille isochore

En dépit des dispersions, les limites élastiques, comme les valeurs à la rupture ne dépendent pas du confinement(figure II.21 page précédente) (ni de la pression moyenne), ce qui pousse à choisir une loi de comportement de Von Mises à écrouissage positif.

$$f(\underline{\sigma}) = \sqrt{J_2} - \frac{R_c(\gamma)}{\sqrt{3}} \quad (\text{II.52})$$

Étant donné l’absence de déformations volumiques irréversibles, ce critère est associé et correspond donc au potentiel. On cherche à modéliser le paramètre R_c par un polynôme du second degré. Le polynôme initialement obtenu équation (II.53), n’est pas satisfaisant parce qu’il atteint un maximum pour une valeur de γ strictement inférieure à un, alors que l’analyse des essais montre une croissance stricte de R_c .

$$-13.3989\gamma^2 + 24.5217\gamma + 15.5411 \quad (\text{II.53})$$

L’augmentation stricte de la valeur de R_c étant plus importante du point de vue de la modélisation physique qu’une pure interpolation, il a été procédé à une recherche sur la base suivante : $[1, \gamma^2 - 2\gamma]$. On a recherché un polynôme de degré un sur cette base, approchant les valeurs mesurées expérimentalement. Ce choix permet d’obtenir la fonction garantissant un maximum pour $\gamma = 1$ la plus proche des valeurs expérimentales (équation (II.54) et figure II.22) :

$$R_c = -11.2677(\gamma^2 - 2\gamma) + 15.8203 \quad (\text{II.54})$$

Comme précédemment, on a reporté à la figure II.21(a) page précédente les résultats mesurés lorsque la limite d’élasticité est atteinte, le critère mesuré à ce

II-3. INTERPRÉTATION DES RÉSULTATS POUR LA ZONE MODEX-REP53

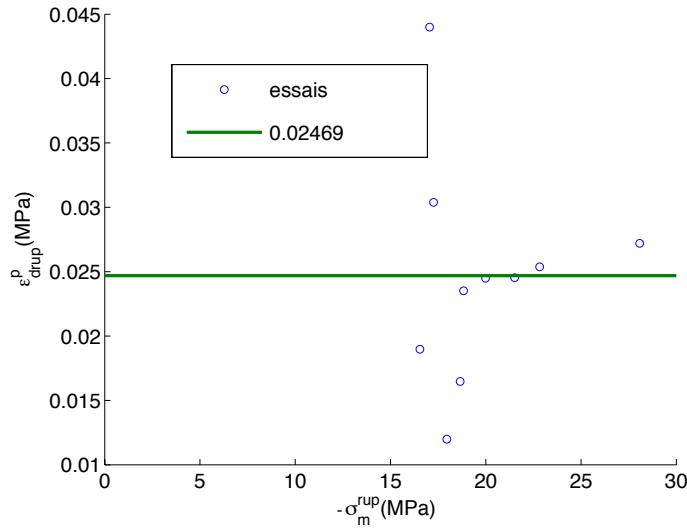


FIG. II.23 – Valeurs de ϵ_{drup}^p mesurées et valeur moyenne

moment, la valeur déduite de l'équation (II.54) page précédente pour $\gamma = 0$, le critère basé sur $\frac{2}{3}R_c(0)$, celui sur $1,2 * R_c(0)$. On observe une forte dispersion sur la limite élastique. Pour la rupture (figure II.21(b)), la dispersion est moindre puisqu'un seul essai est en dehors du critère enveloppe (par ailleurs une valeur plus grande que la droite enveloppe supérieure).

Loi de détermination de γ . Afin de déterminer la loi de variation de γ , il faut établir une méthode pour déterminer la valeur de la déformation déviatorique plastique cumulée à la rupture : ϵ_{drup}^p . Cette quantité semble indépendante de la pression moyenne à la rupture (figure II.23). L'indépendance de γ vis à vis de la contrainte moyenne est par ailleurs cohérente avec le comportement de cette famille, à savoir un critère de Von Mises associé. Ainsi on peut proposer d'utiliser la moyenne de la déformation cumulée :

$$\epsilon_{drup}^p = 2,47 \cdot 10^{-2} \quad (\text{II.55})$$

Assez paradoxalement, il est ici à peu près équivalent de considérer comme variable (ϵ_{drup}^p) ou, comme précédemment, ($E * \epsilon_{drup}^p$) (figure II.24 page suivante), en dépit des dispersions sur les variables. On observe en effet que :

$$\left| \frac{\text{moy}(E \text{moy} \epsilon_{drup}^p) - \text{moy}(E \epsilon_{drup}^p)}{\text{moy}(E \epsilon_{drup}^p)} \right| < 5.7 \cdot 10^{-3} \quad (\text{II.56})$$

La valeur moyenne de la quantité $E * \epsilon_{drup}^p$ vaut :

$$\text{moy} E \epsilon_{drup}^p = 106.0 \text{ MPa} \quad (\text{II.57})$$

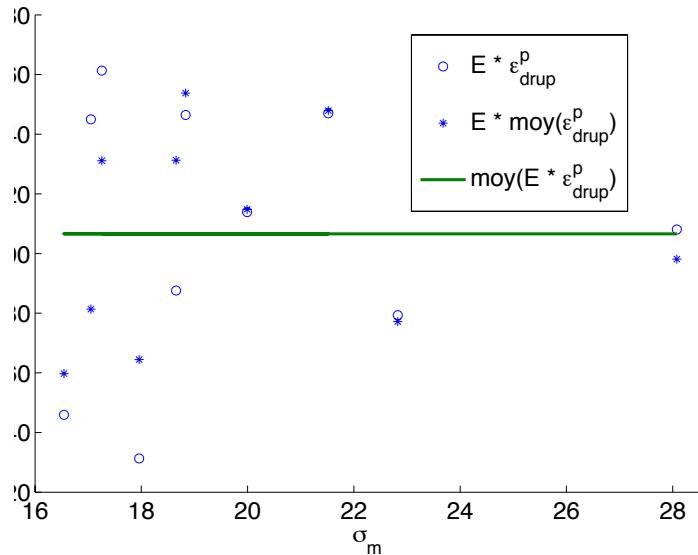


FIG. II.24 – Valeurs de $E\epsilon_{drup}^p$ mesurées, valeur moyenne, et comparaison avec $E moy\epsilon_{drup}^p$

II-3.2-c Fort seuil d'inélasticité et dilatance

En étudiant les essais, pour lesquels la quantité $\omega \leq 5$, et qui présentent à un moment donné un taux de variation volumique irréversible pour lequel on peut observer un angle de dilatance supérieur à 2° , on distingue deux origines : EST104 (essais réalisés par le G3S) et HTM102 (essais réalisés par G3S et ANTEA). Cependant les essais en l'état ne sont pas interprétables, et il faut procéder à une autre sélection. Comme les sites de EST104 et HTM102 ont déjà présenté des comportements différents, et que comme on le verra à la section II-3.2-d page 59, les échantillons issus de EST104 restants ont un comportement pour lequel l'hypothèse d'élasticité linéaire atteint ses limites (voire les dépasse), on va effectuer une partition non plus mécanique, mais liée à l'origine du sondage, et se restreindre, dans cette partie à l'étude de 14 échantillons issus de HTM102. Les essais se répartissent pour moitié entre G3S et ANTEA. Les caractéristiques élastiques sont les suivantes :

	min	max	moy
E (MPa)	970	7957	3855
ν	0,18	0,42	0,34

Les essais réalisés par ANTEA comportent extrêmement peu de points, ce qui n'est pas sans conséquence quand il s'agit de déterminer la limite des zones élastiques, de mesurer le module lors d'un cycle de charge-décharge. Le comportement en zone plastique devient très difficile à évaluer, quand on dispose de très peu de

II-3. INTERPRÉTATION DES RÉSULTATS POUR LA ZONE MODEX-REP55

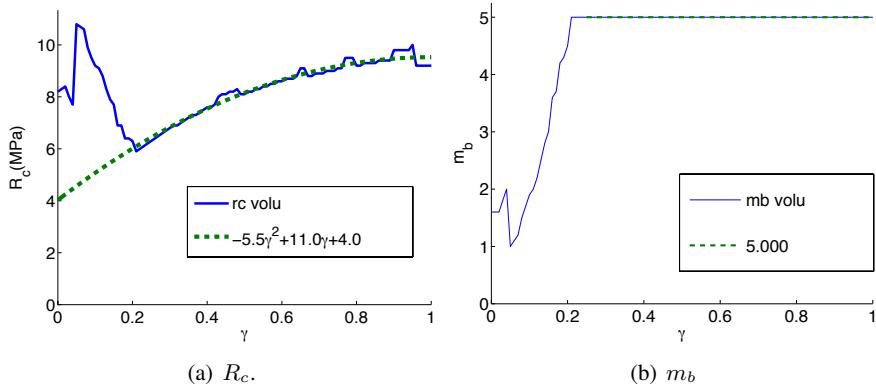


FIG. II.25 – Variations du critère de Hoek-Brown

points. Quand il n'y avait pas de cycle de charge-décharge (ou lorsque ce dernier était tronqué), le module d'Young et le coefficient de Poisson utilisés sont issus du fichier récapitulatif de l'ANDRA.

Il est plus difficile que précédemment de déterminer l'évolution des paramètres de Hoek-Brown en fonction de l'écrouissage : on voit apparaître une zone chaotique pour $\gamma < 0,2$, en particulier pour ce qui concerne le R_c qui varie brutalement (figure II.25(a)). On ne doit pas oublier qu'il y a une incertitude importante sur la détermination de la limite élastique , comme cette dernière est extrêmement faible pour les essais à faible confinement, on peut penser que pour les faibles valeurs de γ , la valeur de R_c devrait être faible. Enfin, du fait de ces faibles valeurs, les oscillations de R_c en début de phase élastique, bien qu'importantes en valeur relatives concernent une plage dont l'amplitude est de 4 MPa seulement. Au vu de ces considérations, et étant donné que pour le reste des valeurs on obtient de très bonnes corrélations, on modélisera l'ensemble du comportement à partir de la régression effectuée pour $\gamma \in [0.2, 1]$ Cependant, de même que pour la famille précédente, le polynôme initialement obtenu (équation (II.58)) n'est pas satisfaisant car il atteint un maximum pour une valeur de γ strictement inférieure à un.

$$R_c(\gamma) = -6.0818\gamma^2 + 11.6980\gamma + 3.8466 \quad (\text{II.58})$$

Aussi de même que précédemment, on recherche une approximation sur la base $[1, \gamma^2 - 2\gamma]$, ce qui aboutit à :

$$R_c(\gamma) = -5.5007(\gamma^2 - 2\gamma) + 4.0270 \quad (\text{II.59})$$

La valeur de m_b demeure constamment égale à 5 pour $\gamma > 0.2$, on prendra donc dans le modèle :

$$m_b = 5 \quad (\text{II.60})$$

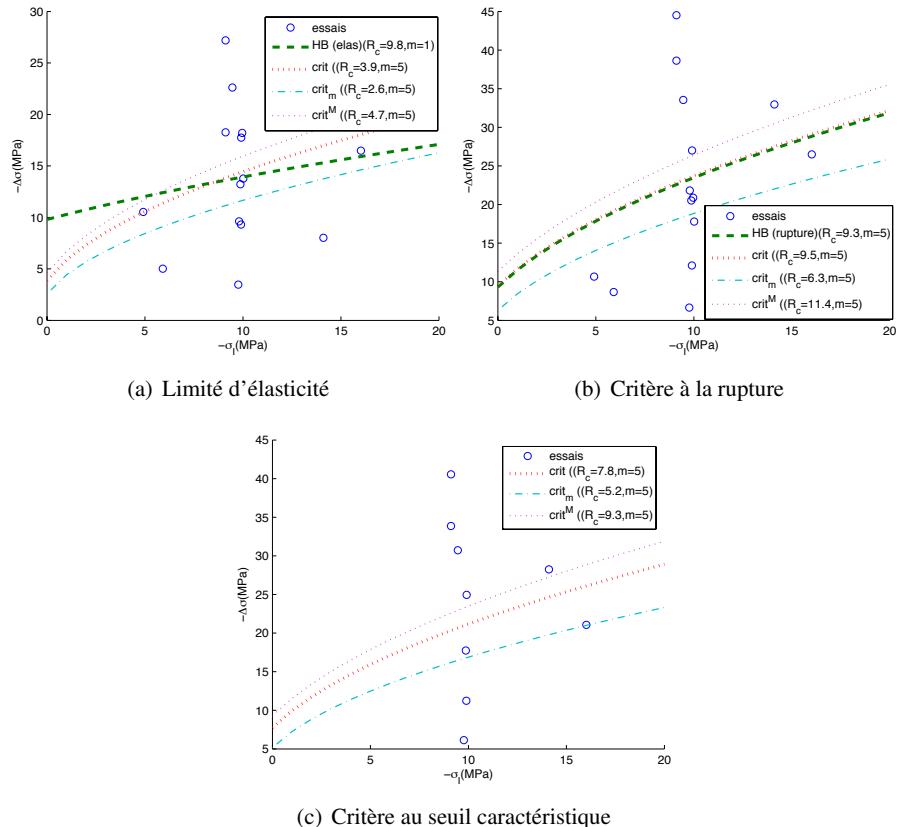


FIG. II.26 – Moments particuliers pour la famille dilatante à fort seuil

Il est intéressant de noter que la valeur finale de m_b est exactement la même que pour la famille à faible limite élastique de EST104 (équation (II.39) page 44), une valeur supérieure à celle obtenue en calant le critère sur l'ensemble des essais.

En reportant les résultats obtenus (figure II.26), on constate des dispersions très importantes, avec beaucoup de points en dehors des courbes enveloppes. En ce qui concerne la limite élastique, les courbes déterminées à partir du modèle calé sur les valeurs de γ supérieures à 0.2 ne sont pas incohérentes avec les résultats des essais et semblent au contraire plus en adéquation que le critère calé sur les valeurs du déviateur quand la limite d'élasticité est atteinte. Ce dernier critère correspond par ailleurs à une valeur de m_b égale à un, ce qui conduit à surestimer le comportement du matériau dans les zones de traction.

Valeur des angles de dilatance On peut remarquer que certains essais ne sont pas représentés sur la figure II.26(c) : il s'agit des cinq essais dont l'angle de dilata-

II-3. INTERPRÉTATION DES RÉSULTATS POUR LA ZONE MODEX-REP57

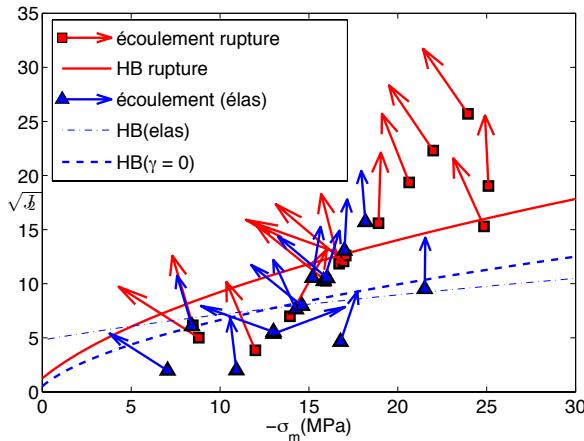


FIG. II.27 – Écoulements initiaux et à la rupture et critères dans le plan méridien.

tance est demeuré constant et pour lesquels on ne peut donc déterminer γ_c . Dans ce qui suit, on va représenter les angles de dilatance en début de zone élastique et à la rupture -pour les essais pour lesquels cet angle ne varie pas, on utilisera la même valeur.

Sur la figure II.27, ont été représentés dans le plan méridien les critères à la rupture et à l'initiation de la zone anélastique (pour ce dernier cas, à la fois le critère mesuré et le critère défini pour $\gamma = 0$) ainsi que les points correspondants aux valeurs mesurées au cours des essais. Il a été représenté également le vecteur d'écoulement correspondant à la direction d'écoulement définie par les angles de dilatance mesurés (figure II.4 page 33 et équation (II.20) page 33).

L'écoulement à la rupture semble régi par un potentiel associé au critère. Comme le critère choisi vérifie l'équation (I.38) page 17, le potentiel associé se définit par l'équation (II.9) et l'équation (II.10) page 31. Cependant, dans la configuration de l'essai triaxial, quelques simplifications s'opèrent :

$$J_3 = -\frac{2}{3} \frac{\sqrt{J_2}^3}{\sqrt{3}} \quad (\text{II.61})$$

$$J_2 = \sigma^+^2 \quad (\text{II.62})$$

$$\underline{v} = \underline{0} \quad (\text{II.63})$$

D'où, après simplification, l'expression régissant l'angle de dilatance (équation (II.16) page 32) se simplifie grandement en :

$$\tan \delta = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{1 + 36P_i}} \quad (\text{II.64})$$

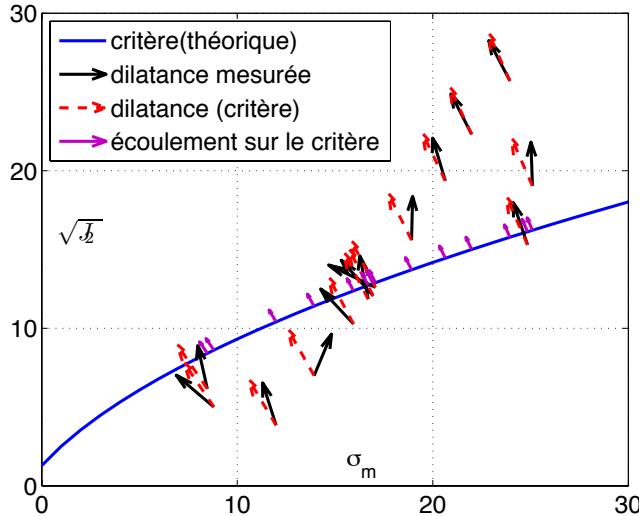


FIG. II.28 – Écoulement à la rupture mesuré et prédit par le potentiel associé

$-\sigma_1$	9.1	9.5	9.8	9.9	9.9	9.9	10.0	10.0	9.1	14.1	16.0	4.9	5.9	9.8
$-\sigma_m$	23.9	20.6	12.0	13.9	16.7	18.9	16.9	15.9	22.0	25.1	24.8	8.5	8.8	17.1
σ^+	25.7	19.4	3.8	7.0	11.8	15.6	12.1	10.3	22.3	19.0	15.3	6.2	5.0	12.6
$\sigma^+(crit)$	15.6	14.3	10.3	11.3	12.6	13.6	12.7	12.3	14.9	16.1	16.0	8.3	8.5	12.8
$\Delta\sigma^+(\%)$	-13	-9	56	21	2	-4	2	6	-11	-5	1	12	24	0
δ_{rup}^{mes}	5	3	3	-4	2	0	8	9	5	0	3	2	11	46
δ_{rup}^{crit}	17	18	22	21	20	19	20	20	18	17	17	25	25	20
$\Delta\delta$	12	15	19	25	18	19	11	11	13	16	14	24	14	-26

TAB. II.6 – Dilatances mesurées et théoriques pour les essais (rupture)

La figure II.28 montre les écoulements mesurés et prédisits par le potentiel associé. Pour ce dernier on a reporté sur le critère les normales prédictes (pour une contrainte moyenne donnée). Le tableau II.6 reporte pour les essais, la variation en degrés entre la valeur mesurée de δ et la valeur prédicté, ainsi que la variation relative du critère.

Loi de détermination de γ Afin de déterminer la loi de variation de γ , on va chercher à relier la quantité $\sqrt{E}\epsilon_{drup}^p$ à la contrainte moyenne du matériau. On propose la relation suivante qui propose une relation linéaire entre la contrainte moyenne et la racine carrée de cette quantité (c.f. aussi figure II.30 page 60) :

$$\epsilon_{drup}^p = \frac{(-0.077\sigma_m - 0.620)}{\sqrt{E}} \quad (\text{II.65})$$

On remarque que cette corrélation induit l'existence d'une zone de fragilité pure

II-3. INTERPRÉTATION DES RÉSULTATS POUR LA ZONE MODEX-REP59

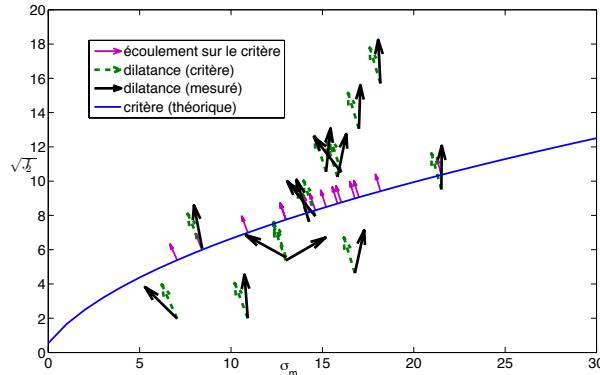


FIG. II.29 – Écoulements à la limite élastique mesurés et prédits par le potentiel associé

$-\sigma_1$	9.1	9.5	9.8	9.9	9.9	9.9	10.0	10.0	9.1	14.1	16.0	4.9	5.9	9.8
$-\sigma_m$	18.2	17.0	10.9	13.0	14.3	15.8	16.0	14.6	15.2	16.8	21.5	8.4	7.1	13.0
σ^+	15.7	13.1	2.0	5.4	7.6	10.2	10.5	8.0	10.5	4.6	9.5	6.1	2.0	5.5
$\sigma^+(crit)$	9.4	9.1	7.0	7.8	8.2	8.7	8.8	8.3	8.5	9.0	10.4	6.0	5.4	7.8
$\Delta\sigma^+(\%)$	-13	-10	83	15	2	-5	-6	1	-6	31	3	0	58	13
δ_{rup}^{mes}	2	-2	4	-55	14	-9	32	33	-5	-10	0	9	40	56
δ_{rup}^{crit}	14	14	17	16	15	14	14	15	15	14	13	19	20	16
$\Delta\delta$	11	15	13	70	1	24	-18	-18	19	24	13	10	-19	-40

TAB. II.7 – Dilatances mesurées et théoriques pour les essais (limite élastique)

pour une zone, qui s'étend jusque dans des zones de contraintes moyennes de compression :

$$\sigma_m > \sigma_m^{fra} = 8 \text{ MPa} \quad -0.077\sigma_m - 0.620 < 0 \Rightarrow \epsilon_{drup}^p = 0 \quad (\text{II.66})$$

Pour cette gamme de valeur, le module choisi implique que la roche dans cette gamme de contrainte moyenne a un comportement élastofragile puisqu'elle n'admet pas de déformations irréversibles (également, un déconfinement d'une roche déjà plastifiée aboutit à une rupture- un phénomène qui peut se produire sur un cycle de charge décharge). En l'absence d'essai approprié, on ne peut guère vérifier cette dernière conséquence ; par conséquent, sa validité dans les gammes de faible confinement resterait à prouver. Les coefficients servant à étudier la corrélation entre les valeurs prédites et mesurées figurent dans le TAB. II.8.

II-3.2-d Fort seuil d'inélasticité et endommagement

Certains essais réalisés par G3S sur des échantillons issus d'EST104 présentent des caractéristiques particulières. Ils présentent des phénomènes d'endommage-

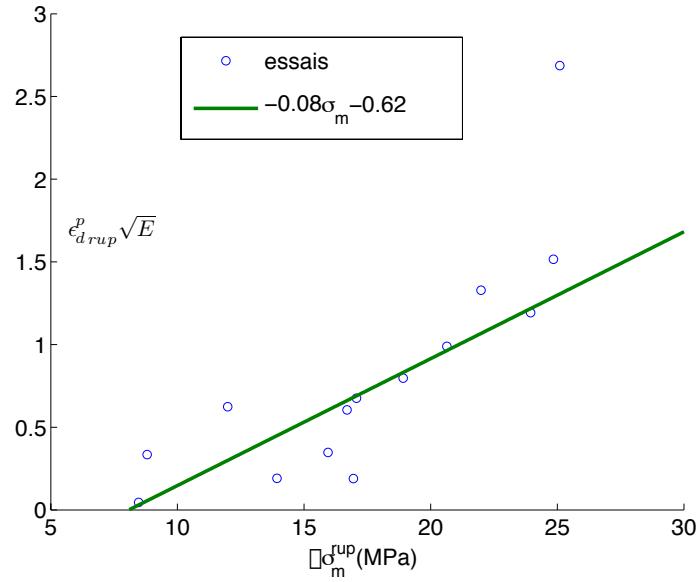


FIG. II.30 – Détermination de $\epsilon_{drup}^p \sqrt{E}$ en fonction de la contrainte moyenne à la rupture

Essai	G3S 888_1	G3S 922_1	G3S 992_5	ANT 1035_2	G3S 1024_1	G3S 1043_1	ANT 970_1	ANT 987_1	G3S 888_3	G3S 948_2	ANT 987_3	ANT 945_1	ANT 945_2	ANT 945_3
$-\sigma_1$	9.1	9.5	9.8	9.9	9.9	9.9	10.0	10.0	9.1	14.1	16.0	4.9	5.9	9.8
$-\sigma_m^{rup}$	23.9	20.6	12.0	13.9	16.7	18.9	16.9	15.9	22.0	25.1	24.8	8.5	8.8	17.1
E	6890	4107	970	1603	2930	5679	1808	2947	7957	5929	6047	1126	1203	4780
σ^+	25.7	19.4	3.8	7.0	11.8	15.6	12.1	10.3	22.3	19.0	15.3	6.2	5.0	12.6
$\sigma^+(crit)$	15.8	14.4	10.4	11.4	12.7	13.7	12.8	12.4	15.0	16.2	16.1	8.4	8.6	12.9
$\Delta\sigma^+(\%)$	-13	-8	57	21	2	-4	2	7	-11	-5	2	12	24	1
$\epsilon_{drup}^p (10^{-4})$	144	154	200	48	112	106	45	64	149	349	195	210	97	98
$\epsilon_{drup}^p(crit)$	147	150	96	112	122	110	160	111	120	170	165	9	16	100
$\Delta\epsilon_{drup}^p(\%)$	2	-3	-52	135	9	4	258	74	-20	-51	-15	-96	-83	2
c_1	0.935	1.002	2.031	0.424	0.894	0.925	0.278	0.578	1.160	1.921	1.161	-56.501	9.661	0.951
c_0	0.056	0.040	0.066	0.006	0.031	0.047	0.003	0.010	0.101	0.146	0.031	35.853	-0.029	0.050

TAB. II.8 – ϵ_{drup}^p mesurés et prédicts, corrélation sur γ .

II-4. UTILISATION DU PARAMÈTRE γ POUR UN AUTRE TYPE DE ROCHE 61

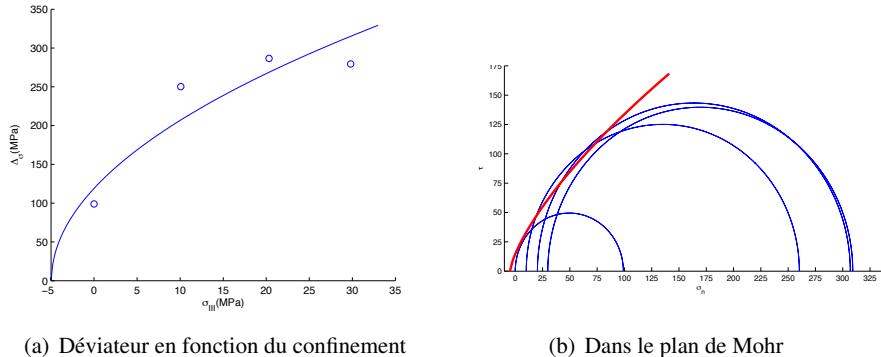
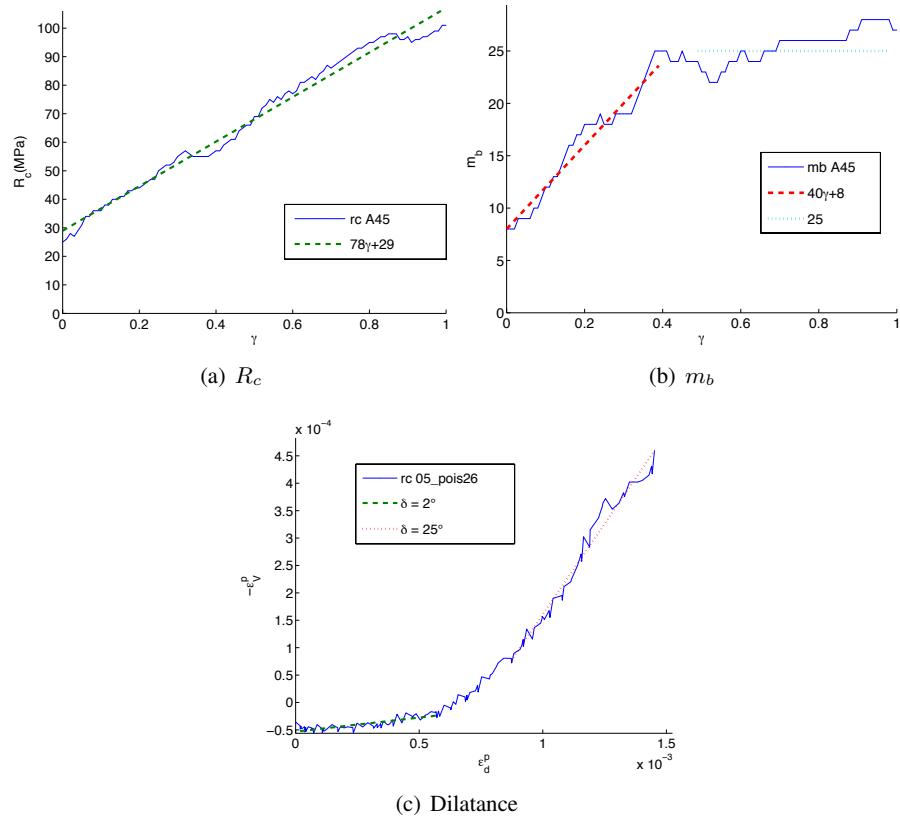


FIG. II.31 – Valeurs mesurées et critère obtenu à la rupture

ment significatifs se manifestant par des cycles de charge décharge non linéaires, avec une ouverture importante. On remarque également une variation des déformations volumiques irréversibles au cours des cycles de charge décharge. Comme ces essais sont au nombre de seulement quatre et que les hypothèses de base sur lesquelles repose le reste de cette étude ne sont pas vérifiées, il n'a pas été procédé au choix d'un modèle de comportement. Ici il serait préférable de coupler avec un modèle d'endommagement sur la partie linéaire. Les comptes rendus d'essais sont regroupés à l'annexe J page 223.

II-4 Utilisation du paramètre γ pour un autre type de roche

La démarche entreprise dans ce chapitre, consistant à utiliser la déformation déviatorique plastique normalisée γ pour caractériser le comportement anélastique, a été utilisée sur un autre type de roches. Dans le cadre d'une étude réalisée pour le compte du Centre d'Étude des Tunnels (CETu) par le Laboratoire Régional des Ponts et Chaussées de Lyon[12], des essais ont été réalisés sur une brèche : trois essais triaxiaux à 10, 20 et 30 MPa de confinement ainsi qu'un essai en compression simple. Ce jeu de données a mis en évidence un critère de rupture de type Höek-Brown (figure II.31). La figure II.32 page suivante montre l'évolution des paramètres du critère en fonction de la quantité γ . On observe également une valeur critique γ_c voisine de 0,5 correspondant à un changement de l'angle de dilatance (figure II.32(c)).

FIG. II.32 – Variations du critère en fonction de γ

Chapitre III

Les méthodes de calcul.

Notations utilisées. On rappelle les dérivées des invariants des contraintes :

$$\frac{\partial I_1}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} = \underline{\underline{1}} \quad (\text{III.1})$$

$$\frac{\partial J_2}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} = \underline{s} \quad (\text{III.2})$$

$$\frac{\partial J_3}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} = \underline{\underline{s}}^2 - \frac{2J_2}{3}\underline{\underline{1}} \quad (\text{III.3})$$

On utilisera les notations suivantes :

Notations générales :

R	rayon de la galerie
$K_0 = \frac{\sigma_v}{\sigma_h}$	contrainte initiale verticale, horizontale
E, ν	coefficient d'anisotropie des contraintes naturelles ¹
$\mu, G = \frac{E}{2(1+\nu)}$	module d'Young et coefficient de Poisson du massif
E_s, ν_s	module de cisaillement du massif
e	module d'Young et coefficient de Poisson du soutènement
I_s	épaisseur du soutènement
σ^0, P	inertie du soutènement
σ^R, P_i	pression initiale au sein du massif
	pression à l'intrados du massif

Notations liées à la méthode convergence confinement (section III-4 page 69) :

x	distance au front de taille
$D, X = \frac{x}{R}$	distance au front de taille rapportée au rayon
$\frac{u(D)}{u_\infty}$	Profil Longitudinal Normalisé (P.L.N.)
d	distance de pose du soutènement
$d' = \frac{d}{R}$	distance de pose rapportée au rayon
μ_m	module de cisaillement du massif
K_s	rigidité du soutènement
$K'_s = \frac{K_s}{E}$	rigidité du soutènement rapportée au module d'Young du terrain
λ	taux de déconfinement
λ_e	taux de déconfinement à la frontière du domaine élastique
σ^s	pression à l'extrado du soutènement : pression de confinement
$\frac{\sigma^0}{\sigma^R}$	contraintes initiales au sein du massif
u_r	contraintes à l'intrados du massif
u	déplacement radial d'un point de l'intrados du massif
u_0	valeur de u au front de taille
u_d	valeur de u à la distance d du front de taille

Notations utilisées dans l'algorithme stationnaire :

H	module d'écrouissement
η	paramètre d'écrouissement.
ξ	déformation déviatorique plastique cumulée
χ	déformation plastique cumulée

Les calculs insérés dans les parties portant sur la méthode convergence-confinement (section III-4.2-a ont été effectués à l'aide du logiciel d'éléments finis Cast3M[25] (anciennement connu sous le nom de CASTEM2000).

Concernant la mécanique des roches, Hudson [48] classifiait les huit types d'approche différentes pour la modélisation : quatre méthodes de base et deux niveaux :

Les quatre types de méthode se subdivisant de la manière suivante :

- méthode A : conception basée sur l'expérience précédente ;
- méthode B : conception basée sur des modèles simplifiés ;

¹Pour une roche profonde K_0 reflète plus une anisotropie des contraintes naturelles qu'une poussée des terres au sens de la mécanique des sols.

²c.f. section III-2 page 68

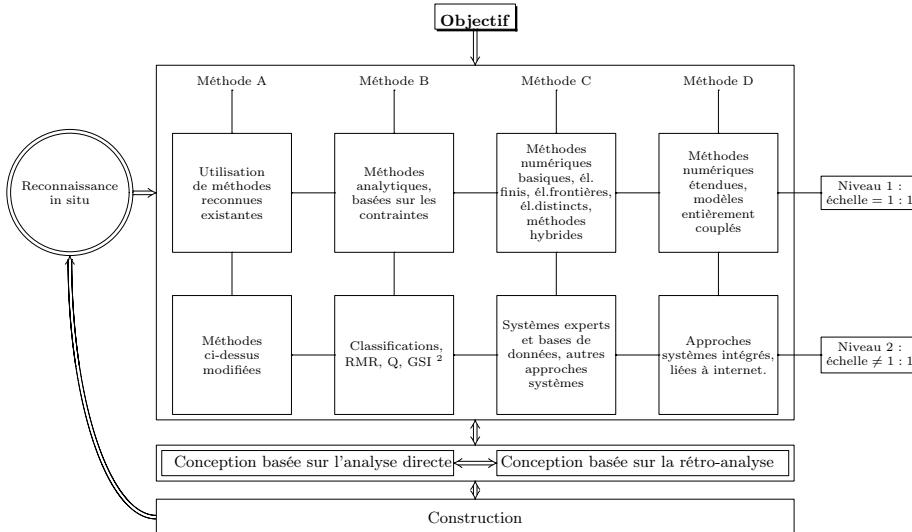


FIG. III.1 – Quatre méthodes de base à deux échelles et donc huit approches de la modélisation en mécanique des roches et des capacités de la mécanique des roches pour le dimensionnement des ouvrages au rocher[48]

- méthode C : conception basée sur une modélisation s’efforçant de prendre en compte les mécanismes les plus significatifs ;
- méthode D : conception basée sur une modélisation « tout englobant ».

Il y a également deux niveaux de modélisation des mécanismes :

- les modélisations du niveau 1 s’efforçant de modéliser les mécanismes directement ;
- le niveau 2 concernant des méthodes dans lesquelles la modélisation n’est pas totalement directe.

Un grand nombre de modélisations de tunnels peuvent rentrer dans les différentes catégories (dont les frontières ne sont pas infranchissables). On peut distinguer trois grandes familles pour le calcul des tunnels :

- les méthodes de dimensionnement basées sur les classifications (section III-2 page 68) ;
- les méthodes analytiques (section III-3 page 69) et les méthodes simplifiées, dont la plus connue est la méthode convergence-confinement (section III-4 page 69) ;
- les méthodes numériques.

Mais auparavant, il est nécessaire de rappeler que la « nature » d’un tunnel conditionne le choix d’une méthode appropriée.

Méthode	Éléments finis	Éléments distincts	Théorie des blocs
Domaine d'application.	milieux continus	milieux discontinus	assemblage de blocs
Nécessité de maillage	oui	oui	non
Simulation à grande échelle	oui	oui	faible
Simulation tridimensionnelle	possible	très lourd	conçu pour le calcul 3D
Machine nécessaire	station / PC performant	station / PC performant	possible manuellement
Détermination des contraintes	oui	pas forcément	non
Détermination des blocs menaçants	non	faible	très bonne
Chute libre / effondrement	non	oui	très bonne estimation
Utilité en calcul de soutènement	oui	oui	très bonne estimation
Utilité vis à vis des joints rocheux	tensions de fracturation	système de blocs	analyse générale du problème

TAB. III.1 – Propriétés des méthodes de calcul.

III-1 Quelques hypothèses préliminaires

III-1.1 Discret ou continu ?

La présence de discontinuités, ou joints rocheux, peut avoir une influence notable sur le massif rocheux, au point d'invalider complètement l'hypothèse du massif vu comme un milieu continu. Il peut s'avérer alors nécessaire de modéliser le massif comme un ensemble de blocs, ce qui impose de renoncer à une modélisation par la méthode des éléments finis (Tab. III.1). Généralement, une simulation importante visant à modéliser des blocs utilisera une méthode de type éléments distincts. Comme cette méthode peut s'avérer assez lourde en ce qui concerne les calculs, une démarche alternative consiste à analyser la stabilité des blocs clefs, démarche que l'on retrouve dans la théorie des blocs [37] et dans l'algorithme de Warburton [80].

Cette démarche d'analyse géométrique est complétée par une étude des caractéristiques mécaniques des joints. La résistance au cisaillement d'un joint fait non seulement intervenir les caractéristiques frottantes de la roche, mais également la nature de la surface, comme l'ont montré les expériences de Patton [71] sur des échantillons en dents de scie. Le comportement réel du joint a par la suite fait l'objet de nombreuses études en particulier de la part de Barton et de son équipe [6, 7, 9].

Si l'on se réfère à l'A.F.T.E.S.³ : « le terme « discontinuité » est utilisé en mécanique des roches dans un sens très général pour désigner toute interruption physique de la continuité du massif rocheux ; il inclut tous les types de fracture, les contacts géologiques, les diaclases, les plans de stratification, de litage, de foliation et de schistosité, les clivages, les failles... Les discontinuités sont souvent des

³Association Française de Travaux en Souterrain

structures planaires et se caractérisent essentiellement par une résistance à la traction très faible, voire nulle dans la direction normale à leur plan ». Cette dernière définition sera un facteur déterminant dans le choix de la modélisation. La présence de discontinuités physiques dans la roche n'est pas forcément synonyme de comportement par blocs. Lors du réalésage du tunnel de l'Infernet, le comportement observé en chantier se rapprochait plus de la prédiction faite par une méthode aux éléments finis dans une roche élastique que des résultats obtenus en modélisant le déplacement des blocs par la méthodes des éléments distincts [79]. Les méthodes d'homogénéisation permettent également de traiter un matériau jointé comme un matériau continu [4].

III-1.2 La notion de tunnel profond

La nature profonde ou superficielle, au sens usuel, a souvent un lien avec la nature des problèmes. Dans un tunnel superficiel, les contraintes sont relativement faibles en comparaison avec les limites de la roche intacte, de sorte que les problèmes seront plutôt ceux liés à la fracturation du massif, à la résistance des joints, et aux problèmes de stabilité de blocs rocheux. Dans un milieu plus profond et moins jointé, le problème sera plutôt un problème de milieux continus, faisant intervenir les caractéristiques du massif. Cependant, dans le cas où le problème peut être assimilé à un creusement dans un milieu continu, on peut voir apparaître une notion de « tunnel profond ». On admet généralement qu'un tunnel est profond quand sa profondeur est supérieure à dix fois son ouverture (son diamètre dans le cas circulaire). Cette valeur n'est pas due au hasard. En effet, l'hypothèse d'un tunnel profond conduit à négliger les variations du gradient de la pesanteur sur la zone étudiée. Après avoir étudié les erreurs induites par cette simplification ; Denkhaus [31] conclut qu'elles étaient inférieures à 5% pour une profondeur de 10 fois l'ouverture. Dans le cadre d'un tunnel circulaire, cette hypothèse permet de simplifier grandement le problème en l'assimilant à une plaque trouée chargée sur les bords de manière uniforme $(\underline{\sigma}_0, K_0 \underline{\sigma}_0)$.

Le rapport entre les contraintes horizontales et verticales, K_0 , est fonction d'un grand nombre de facteurs, incluant la nature mécanique du matériau, mais également des contraintes tectoniques. L'état de contrainte naturel est donc fonction de l'histoire géologique du lieu, et n'est pas connu a priori. Höck et Brown [46] rapportent que « Talobre [75], se référant à une suggestion antérieure de Heim [41], postula que l'incapacité de la roche à supporter des grandes différences de contraintes, conjuguée aux déformations à long terme des roches peut provoquer l'égalisation des contraintes horizontales et verticales à l'échelle géologique. » S'ils estiment que cette hypothèse, largement utilisée dans les mines de charbon et les évaporites, donne une bonne estimation pour des profondeurs supérieures à un kilomètre, il faut souligner qu'elle demeure confinée à certaines applications. Dans l'hypothèse toutefois où l'on peut supposer l'égalité des contraintes horizontales et verticales, le calcul d'un tunnel s'en trouve simplifié grandement.

III-2 Méthodes basées sur les classifications

Les méthodes empiriques se sont basées sur « l'art de l'ingénieur », c'est-à-dire l'expérience accumulée. Le principe a consisté à reproduire sur de nouveaux ouvrages des méthodes qui s'étaient avérées efficaces. De cette manière sont nées les classifications pour les ouvrages en milieu rocheux. Ces classifications se basent sur plusieurs paramètres concernant le massif et l'ouvrage, afin de dimensionner le type de soutènement adapté. Les plus usitées et les plus standardisées sont la méthode RMR de Bieniawski [14], et le coefficient Q de Barton[8].

Le RMR (Rock Mass Rating) de Bieniawski donne une note traduisant la qualité du massif rocheux, en se basant sur cinq critères et un ajustement :

- la résistance à la compression simple (rupture) ;
- le RQD : Rock Quality Designation : initialement introduit comme une classification [30] et désormais utilisé comme paramètre dans d'autres classifications. Il se base sur la densité de fracturation d'une carotte et traduit la qualité du massif ;
- l'espacement des discontinuités ;
- la nature des discontinuités (ouverture, rugosité ...) ;
- les venues d'eau.

L'ajustement correspond à la nature des discontinuités.

Le Q-système de Barton sert également à noter la qualité du massif rocheux selon six paramètres :

- RQD ;
- le nombre de joints (J_n) (Joint set Number) ;
- la rugosité (J_r) (Joint Roughness number) ;
- l'altération (J_a) (Joint Alteration number) ;
- l'état hydrique (J_W) (Joint Water reduction factor) ;
- le facteur de réduction des contraintes (SRF) (Stress Reduction Factor).

Ces six paramètres permettent de calculer l'indice Q à l'aide la formule suivante :

$$Q = \frac{RQD}{J_n} \frac{J_r}{J_a} \frac{J_W}{SRF} \quad (\text{III.4})$$

Ces critères sont essentiellement destinés à des roches fracturées, vu le poids accordé à la fracturation. Pour des massifs rocheux intacts (ou suffisamment intacts), d'autres phénomènes liés à la caractérisation mécanique de la roche intacte prennent le pas.

Il convient de remarquer également que, jusqu'à une période récente, l'essentiel des travaux souterrains réalisés concernait l'industrie minière ; or les tunnels présentent tout de même quelques différences non négligeables avec les mines. En premier lieu, il convient de remarquer que l'industrie minière est guidée par une

notion de rendement qui n'est pas la même que celle du maître d'ouvrage d'un tunnel. Alors que pour ce dernier la pérennité à long terme est fondamentale (un tunnel routier est censé durer 99 ans), le soutènement minier a une durée de vie limitée au temps d'exploitation. On peut rajouter aussi que la forme joue sur la nature des problèmes. Autant une veine est exploitée le plus loin possible autour d'un pilier, engendrant des contraintes dans ce dernier pouvant aller jusqu'à sa ruine, autant les tunnels ont une forme plus adaptée aux contraintes auxquelles ils doivent résister. À grande profondeur sous contrainte isotrope, un tunnel circulaire ne peut mécaniquement pas se refermer : c'est le « théorème du ver de terre » souvent cité par Jean Mandel : quelque soit la profondeur, un trou de ver tiendra, grâce à sa taille minuscule.

Le caractère empirique de ces méthodes⁴ allié à la multiplicité des nouveaux terrains et des méthodes de soutènement ne rend pas toujours pertinent de les utiliser pour calculer le soutènement [33]. De plus, on note en ce qui concerne le coefficient Q de Barton, une sensibilité du choix du type de soutènement à une faible variation des coefficients [63]. L'énoncé de ces limitations ne remet pas en cause ces méthodes mais plutôt l'usage abusif qui pourrait en être fait. Ainsi Lunardi [53] regrette que « malheureusement – et les auteurs [13] sont les premiers à le regretter – il a été fait un usage assez erroné de ce type de classifications dans la mesure où l'on a prétendu les utiliser comme base de méthodes complètes de conception et de construction et non simplement en tant que simples supports pour les ingénieurs spécialistes de tunnels ce qui était dans l'intention des auteurs. »

III-3 Calculs analytiques

Des solutions analytiques de références détaillées existent en déformations planes, pour des matériaux élastiques et élasto-plastiques. Classiquement, il s'agit de matériaux vérifiant le critère de Tresca ou de Mohr-Coulomb. Les solutions pour ces critères, ainsi que pour le critère de Hoek-Brown [20], ont été reportées à l'annexe C page 143.

III-4 La méthode convergence-confinement

III-4.1 Principes généraux

Lors du creusement d'un tunnel, le massif va se mettre à converger (figure III.2). Par rapport à l'état initial du massif vierge, le terrain va effectuer un déplacement jusqu'à atteindre l'état d'équilibre final (hors phénomène différé). La convergence d'une section de tunnel suivant une direction est le déplacement relatif de deux

⁴Pierre Duffaut parle même de « recettes de cuisine ».

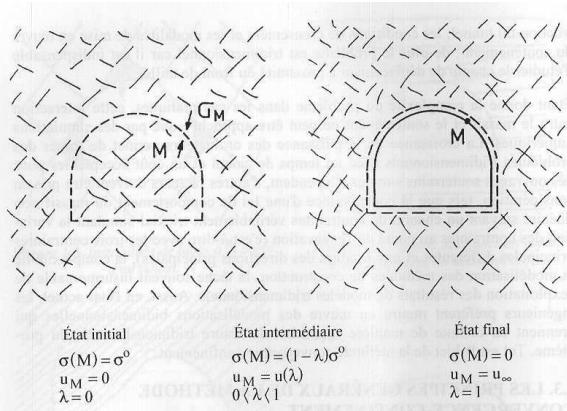


FIG. III.2 – Principe de détermination de la loi de convergence du massif[69]

points opposés du parement dans cette direction, au fur et à mesure de l'avancement du front de taille. Bien que la convergence se mesure après le passage du front de taille, le terrain s'est déplacé avant. La convergence du terrain avant l'excavation est appelée préconvergence.

La méthode convergence-confinement prend en compte l'interaction terrain-soutènement, en tenant compte de la convergence initiale au moment de la pose du soutènement (la négliger revient à surestimer les sollicitations subies par le soutènement), tout en étant simple d'emploi. Les recommandations de l'A.F.T.E.S. (Association Française des Travaux en Souterrain)⁵ relatives à cette méthode sont mises à jour pour tenir compte des dernières recherches. Nous nous basons donc sur la recommandation parue en 2002 [1].

La méthode convergence-confinement substitue au problème tridimensionnel du tunnel en cours de creusement, un problème de déformation plane, dans lequel on applique à la surface d'intrados du tunnel une pression fictive $\underline{\sigma}^R$:

$$\underline{\sigma} = (1 - \lambda) \underline{\sigma}^0 \quad (\text{III.5})$$

Si on considère un tunnel profond (III-1.2) circulaire, creusé dans un massif infini homogène isotrope, soumis à un champ de contraintes hydrostatiques ($\underline{\sigma}_0 = -\sigma_0 \underline{\mathbf{I}}$), la pression fictive est un scalaire :

$$\sigma^R = (1 - \lambda) \sigma_0 \quad (\text{III.6})$$

La grandeur λ est appelée taux de déconfinement.

⁵Le nom de convergence-confinement fut d'ailleurs donné à cette méthode lors d'une réunion de l'A.F.T.E.S. de 1978.

⁶Les notations propres à la méthode convergence-confinement sont rappelées en début de chapitre (page 64).

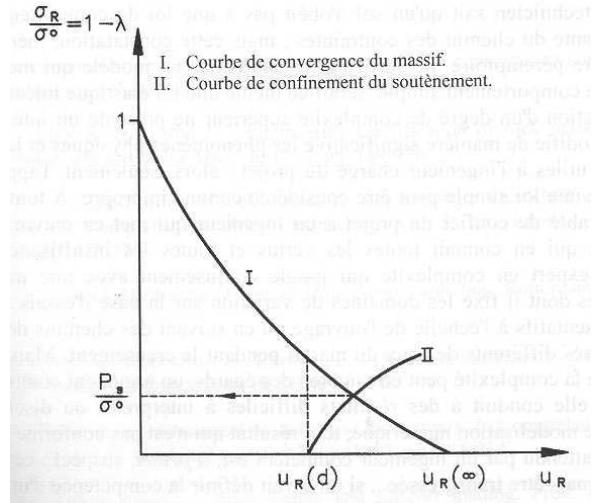


FIG. III.3 – Détermination de la pression de soutènement dans le cas axisymétrique[69]

La loi de convergence du massif établit le rapport entre le déplacement u des points situés à l'intrados et la contrainte en paroi :

$$f_m (\sigma^R, u) = 0 \quad (\text{III.7})$$

On peut obtenir la courbe caractéristique du massif, donnant la valeur du ratio $\frac{\sigma^R}{\sigma_0}$ en fonction de la convergence : $\frac{u}{R}$.

Le soutènement, qui est posé alors qu'un déplacement u_d s'est déjà produit, peut voir son comportement décrit par la loi de confinement, relation d'équilibre reliant la contrainte au déplacement du soutènement :

$$f_s (\sigma^R, u - u_d) = 0 \quad (\text{III.8})$$

L'interaction entre le massif et le soutènement, aboutit à un état d'équilibre (σ_s, u_R) , dont la solution est donnée par la résolution du système constitué par les deux équations précédentes. Dans le cas d'une configuration axisymétrique, les inconnues de contrainte et de déplacement se réduisent à des scalaires représentables graphiquement (figure III.3). De plus, en élasticité, les courbes caractéristiques sont des droites⁷ :

$$\frac{u_R}{R} = \frac{\sigma^0 - \sigma}{2\mu_m} \quad (\text{III.9})$$

$$\sigma^R = K_s \left(\frac{u_R}{R} - \frac{u_d}{R} \right) \quad (\text{III.10})$$

⁷Pour plus de détails sur la rigidité des soutènements, on pourra se reporter à l' annexe D page 153.

La résolution de ce système linéaire permet d'obtenir immédiatement la solution :

$$\sigma_s = \frac{K_s}{2\mu_m + K_s} (1 - \lambda_d) \sigma_0 \quad (\text{III.11})$$

$$\frac{u_R}{R} = \frac{2\mu_m + \lambda_d K_s}{2\mu_m + K_s} \frac{\sigma_0}{2\mu_m} \quad (\text{III.12})$$

S'il est fréquent de pouvoir supposer que le soutènement est élastique, le comportement du massif est souvent élastoplastique. Au delà du taux de confinement λ_e la courbe représentative n'est plus une droite, et l'équation varie selon la loi de comportement élastoplastique choisie[69].

III-4.2 Détermination du taux de déconfinement

« Le choix du taux de déconfinement λ_d , qui correspond à la convergence qui s'est produite avant que le soutènement n'interagisse avec le terrain est le problème le plus délicat de la méthode convergence-confinement » [1]. La raison de ce problème, découle en fait d'un autre problème : le taux de déconfinement à la pose est une inconnue du problème dans une configuration tridimensionnelle. Il convient de remarquer que la méthode convergence-confinement est une méthode plane basée sur la relation entre la convergence et la contrainte radiale, dans laquelle on n'a pas besoin a priori de faire intervenir la distance au front de taille, mais qui nécessite de connaître le taux de déconfinement à la pose. Lorsqu'il est nécessaire de mettre en relation la convergence avec la distance au front de taille, notamment lorsque l'on veut modéliser le soutènement, on voit apparaître ce problème, dont on reparlera également à la section III-6.4 page 88.

Remarque sur les logiciels et les configurations

- Les calculs insérés dans cette partie ont été effectués à l'aide du logiciel d'éléments finis Cast3M [25], avec une configuration axisymétrique.
- Guilloux et col. [38] ont utilisé le logiciel CESAR-LCPC, avec une configuration axisymétrique.
- Unlu et Gercek [78] ont utilisé le logiciel FLAC^{3D}. La configuration était une configuration tridimensionnelle sur un quart de l'espace.
- François Corbetta [26] et Chifei Guo[39] ont utilisé des logiciels issus du code de calcul stationnaire initial, développé par Habibou Maïtournam [56]. La configuration est axisymétrique.
- Denise Bernaud [11] a utilisé une configuration tridimensionnelle modélisant la progression par activation-désactivation d'éléments.

III-4.2-a Relation distance au front de taille-convergence dans le cadre élastique

La relation entre la distance d'un point au front de taille et la convergence est parfois appelée aussi Profil Longitudinal de Déformation [19]. On voit comme sur

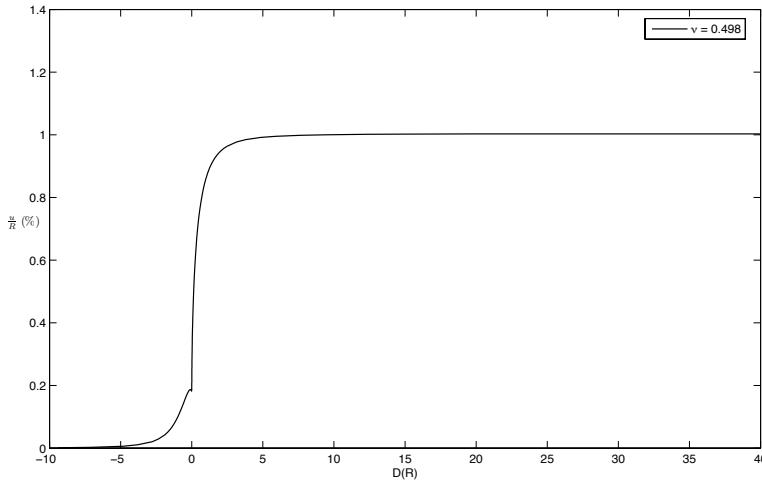


FIG. III.4 – Profil Longitudinal de Déformation élastique

la figure III.4 que cette relation est non linéaire. La convergence, au fur et à mesure que l'on s'éloigne du front de taille, se rapproche de la convergence finale. On remarque aussi que les déplacements ont commencé avant le passage du front : ce phénomène est aussi parfois appelé préconvergence. Il est commode de normaliser la convergence en la rapportant à la convergence finale du tunnel. Cette fonction ou Profil Longitudinal Normalisé (P.L.N.) permet de s'affranchir du module et de l'état de contrainte initial, et ne dépend que faiblement du coefficient de Poisson, ce dernier influant principalement la valeur au moment du passage du front de taille (figure III.5).

Aussi plusieurs formes analytiques approchées ont été proposée (figure III.6), donnant la valeur de la convergence normalisée après le passage du front de taille. Panet et Guenot [70] ont proposé l'expression suivante

$$\frac{u(D)}{u_\infty} = 0,28 + 0,72 \left(1 - \left(\frac{0,84}{0,84 + D} \right)^2 \right) \quad (\text{III.13})$$

Corbett a proposé quant à lui une forme différente [26, 27] :

$$\frac{u(D)}{u_\infty} = 0,29 + 0,71 \left(1 - \exp(-1,5D^{0,7}) \right) \quad (\text{III.14})$$

Panet propose également une autre expression [69] :

$$\frac{u(D)}{u_\infty} = 0,25 + 0,75 \left(1 - \left(\frac{0,75}{0,75 + D} \right)^2 \right) \quad (\text{III.15})$$

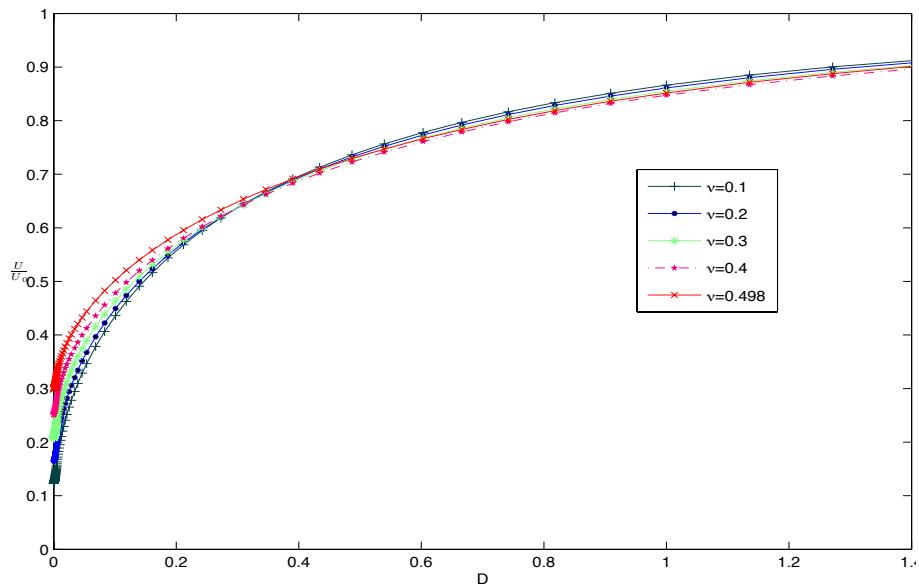


FIG. III.5 – Influence du coefficient de Poisson sur les P.L.N.

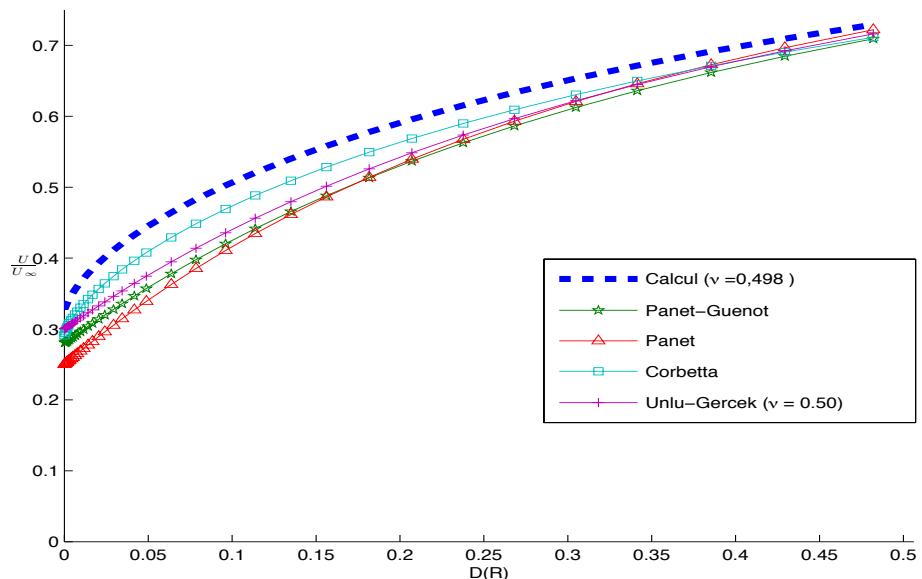


FIG. III.6 – Comparaison des P.L.N., pour un matériau incompressible.

On a reporté sur la figure III.7 page suivante les P.L.N. analytiques précédents, les P.L.N. obtenus par le calcul, et ceux d'une forme tenant compte de l'influence du coefficient de Poisson (équations (III.18) et (III.17)). Les formules précédentes, en effet, ne tiennent pas compte du coefficient de Poisson. Cela se justifie car l'influence de ce dernier diminue rapidement en s'éloignant du front de taille, c'est-à-dire vers les zones où l'on va poser le soutènement.

Il existe toutefois des cas, notamment en ce qui concerne l'utilisation du présoutènement où il faut tenir compte de cette influence. Dans cette optique, Guilloux et coll. [38] ont proposé la relation suivante reliant la convergence au front et le coefficient de Poisson :

$$\frac{u_0}{u_\infty} = 0,4\nu + 0,095 \quad (\text{III.16})$$

Une formulation alternative a été proposée par Unlu et Gercek [78] :

$$\frac{u_0}{u_\infty} = 0,22\nu + 0,19 \quad (\text{III.17})$$

Les convergences au front normalisées ainsi proposées et celle obtenue par le calcul ont été tracées ensemble sur la figure III.8 page 77. Les valeurs obtenues par le calcul sont en accord avec la proposition analytique de Guilloux et coll.

Unlu et Gercek ont proposé la formulation suivante pour exprimer la convergence normalisée après le passage du front de taille :

$$\begin{aligned} \frac{u(D)}{u_\infty} &= \frac{u_0}{u_\infty} + A_b \left(1 - \left(\frac{B_b}{B_b + D} \right)^2 \right) \\ A_b &= -0,22\nu + 0,81 \\ B_b &= 0,39\nu + 0,65 \end{aligned} \quad (\text{III.18})$$

Concernant la zone en amont du front de taille, la plupart des formulations analytiques des P.L.N. ne sont plus valables (ce qui est sans importance dans les cas où le soutènement estposé après le front de taille). Il existe des formulations alternatives comme celle ci (Guilloux et al.) ($D \leq 0$) :

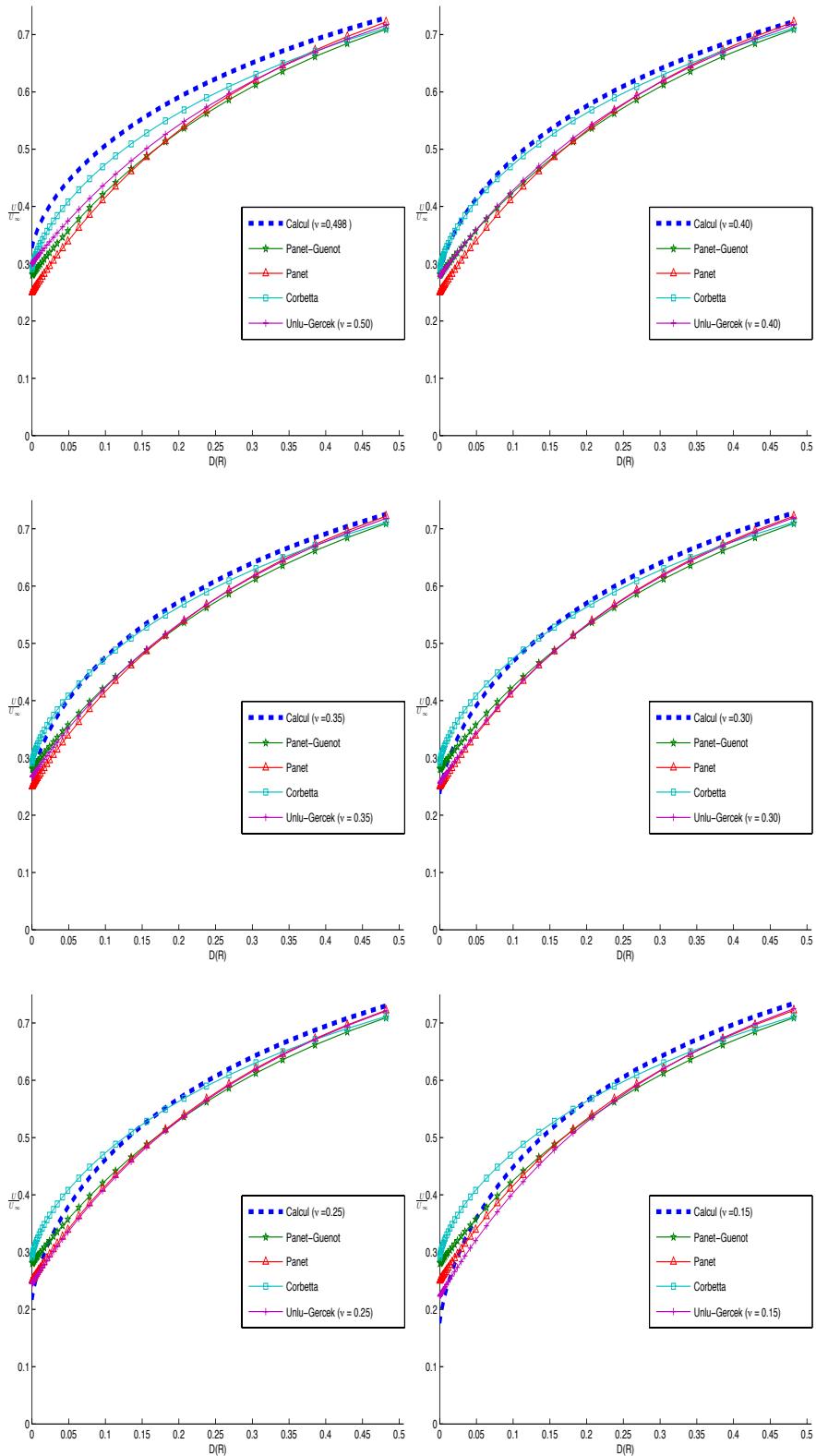
$$\frac{u(D)}{u_\infty} = \frac{u_0}{u_\infty} * b(D) \quad (\text{III.19})$$

Avec :

$$b(D) = \frac{1}{1 - \beta(\nu, K'_s, d') D + D^2} \quad (\text{III.20})$$

En l'absence de présoutènement :

$$\beta^{ns} = \ln(-9\nu^2 + 10\nu - 0,9) \quad (\text{III.21})$$

FIG. III.7 – Comparaison des P.L.N. pour différentes valeurs de ν

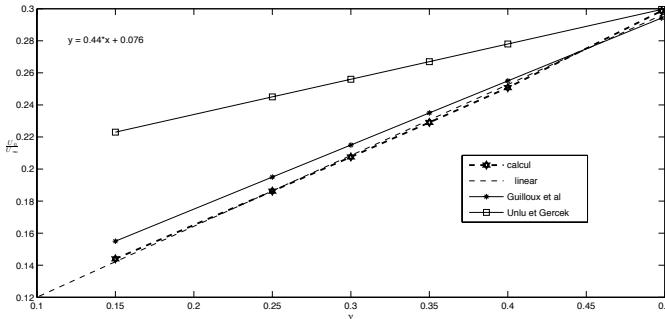


FIG. III.8 – Influence du coefficient de Poisson sur la convergence au front

Une autre fonction pour la préconvergence a été proposée pour le tunnel libre par Unlu et Gereck :

$$\frac{u(D)}{u_\infty} = \frac{u_0}{u_\infty} + A_a (1 - \exp(-B_a D))$$

$$A_a = -0,22\nu - 0,19 \quad (\text{III.22})$$

$$B_a = 0,73\nu + 0,81$$

$$D \leqslant 0$$

Une formulation empirique valable de part et d'autres du passage du front de taille a été suggérée par Hœk à Carranza-Torres et Fairhurst [19], à partir de données mesurées en tunnel [21] :

$$\frac{u(D)}{u_\infty} = \left(1 + \exp\left(-\frac{D}{1,10}\right)\right)^{-1,7} \quad (\text{III.23})$$

Il convient de souligner que cette expression n'entre pas dans le cadre élastique.

III-4.2-b Principe de similitude

Pour obtenir le P.L.N., dans le cadre d'un matériau élastoplastique, on peut utiliser le principe de similitude [26]. A partir des calculs numériques, comparant les courbes de convergence dans le cadre élastique et élastoplastique, il a été établi que ce dernier pouvait se déduire du profil élastique par une homothétie. L'intérêt est de pouvoir déduire rapidement des P.L.N. pour un massif élastoplastique simplement à partir de la convergence finale élastoplastique (que l'on peut obtenir d'un calcul analytique) et d'un P.L.N. élastique. Si on considère le rapport de la convergence finale plastique u_∞^p sur la convergence finale élastique (u_∞) :

$$\chi = \frac{u_\infty^p}{u_\infty} \quad (\text{III.24})$$

Le principe de similitude permet de déterminer le profil de convergence plastique par la relation suivante :

$$u^p(D) = \chi u \left(\frac{D}{\chi} \right) \quad (\text{III.25})$$

III-4.2-c Détermination de la convergence au moment de la pose du soutènement

La pose du soutènement limite la convergence non seulement pour la partie soutenue mais également celle de la partie non soutenue. Ainsi la détermination du taux de déconfinement à la pose du soutènement à une distance d du front de taille est un problème très délicat, puisque le taux de déconfinement à la pose ne peut pas être déterminé directement à partir des profils non soutenus. Cependant des méthodes simplifiées permettent de déterminer la convergence du tunnel soutenu à partir de la convergence du tunnel non soutenu (cette dernière pouvant d'ailleur résulter pour un tunnel creusé dans un massif élastoplastique d'un calcul par le principe de similitude). Deux méthodes ont été proposées : le principe d'interaction [67] et la nouvelle méthode implicite [11], qui donnent des résultats similaires [1].

Le principe d'interaction permet de relier la convergence du massif soutenu à la pose à la convergence finale du massif soutenu (u_d). Si on considère que l'on connaît la convergence finale du tunnel non soutenu $u_{ns\infty}$ et la convergence du tunnel non soutenu à une distance d : (u_{nsd}), le principe d'interaction établit la relation générale suivante :

$$\begin{aligned} B &= A (0,45 + 0,42A^2) \\ A &= 1 - \frac{u_\infty}{u_{ns\infty}} \\ B &= 1 - \frac{u_d}{u_{nsd}} \end{aligned} \quad (\text{III.26})$$

Cette relation permet de résoudre le système constitué par les lois de convergence (III.7) et de confinement (III.8).

III-5 Calculs numériques aux éléments finis

On peut trouver plusieurs configurations géométriques, qui ne sont pas toutes calculées de la même façon. Le choix effectué pour classer les configurations géométriques est celui de la prise en compte du front de taille.

III-5.1 Configuration sans prise en compte du front de taille

Ces calculs se placent sous l'hypothèse de déformations planes. Le modèle axi-symétrique à une dimension (figure III.9) se limite à une configuration circulaire

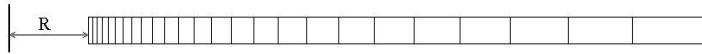


FIG. III.9 – Modèle numérique 1d axisymétrique

sous contrainte isotrope. Il permet d'obtenir les courbes caractéristiques du massif. Le modèle bidimensionnel (figure III.10) permet de modéliser un chargement anisotrope dans le plan, pour n'importe quel type de section, y compris en tenant compte du phasage de l'excavation. Ces méthodes peuvent être apparentées à la convergence-confinement, puisque la progression de l'excavation peut se modéliser en faisant diminuer le chargement en paroi, de $\underline{\sigma}^0$ à zéro. C'est une démarche naturelle dans un calcul de type élastoplastique, où l'on doit appliquer progressivement le chargement. Les limites de ces méthodes sont de deux ordres :

- On ne tient pas compte de la rotation des contraintes au moment du passage du front de taille. L'estimation des déformations irréversibles risque de s'éloigner de la réalité.
- Le problème de l'estimation du taux de déconfinement au moment de la pose du soutènement demeure le même que pour la méthode convergence confinement précédemment évoquée, en particulier celui de l'estimation de ce dernier si l'on ne connaît que la distance de pose par rapport au front⁸.

L'avantage de ces configurations est d'être moins gourmandes en calculs qu'une modélisation tridimensionnelle.

III-5.2 Prise en compte du passage du front de taille

Pour calculer un tunnel circulaire, on peut utiliser un modèle à deux dimensions axisymétrique (figure III.11 page suivante). Les contraintes sont a priori isotropes en section (la contrainte longitudinale pouvant être différente). On peut cependant tenir compte de l'anisotropie des contraintes en réalisant un développement en série de Fourier [39]. Si l'on veut modéliser une section quelconque, il faut dès lors passer à une configuration tridimensionnelle, qui permet des configurations géométriques plus complexes (figure III.12 page 81), avec un coût élevé en terme de temps de calcul. La force de ces méthodes est de permettre de tenir compte plus fidèlement du trajet de chargement au passage du front de taille, qui provoque une rotation des contraintes aux antipodes de l'hypothèse des déformations planes en section. Le coût en temps de calcul peut devenir important en cas d'utilisation de la méthode d'activation-désactivation des éléments. Afin de simuler le creusement du tunnel, dans un milieu anélastique, on a le choix entre deux solutions : la méthode d'activation-désactivation des éléments et le calcul stationnaire qui sera détaillé à la section III-6 page 81.

Le calcul par activation-désactivation d'éléments est un processus itératif. Chaque pas de calcul se décompose de la manière suivante :

⁸Ce problème est encore plus marqué si l'on simule un phasage de l'excavation.

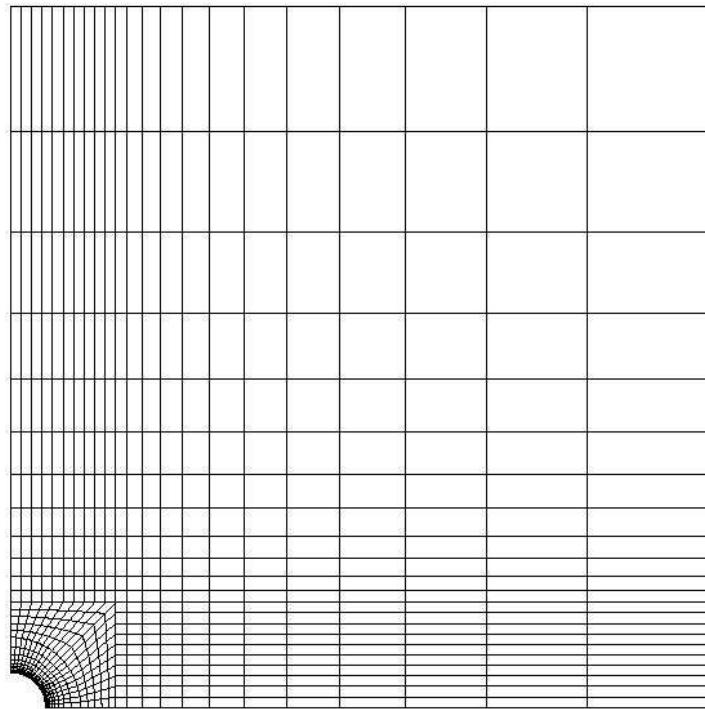


FIG. III.10 – Modèle numérique 2d plan

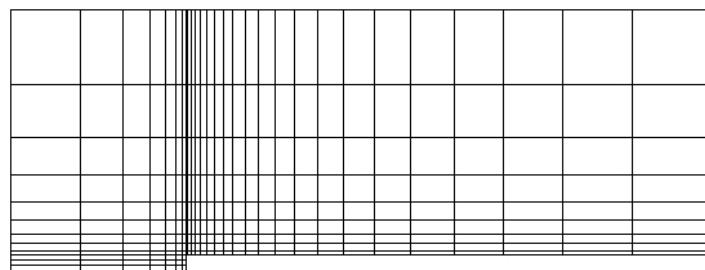


FIG. III.11 – Modèle numérique 2d axisymétrique

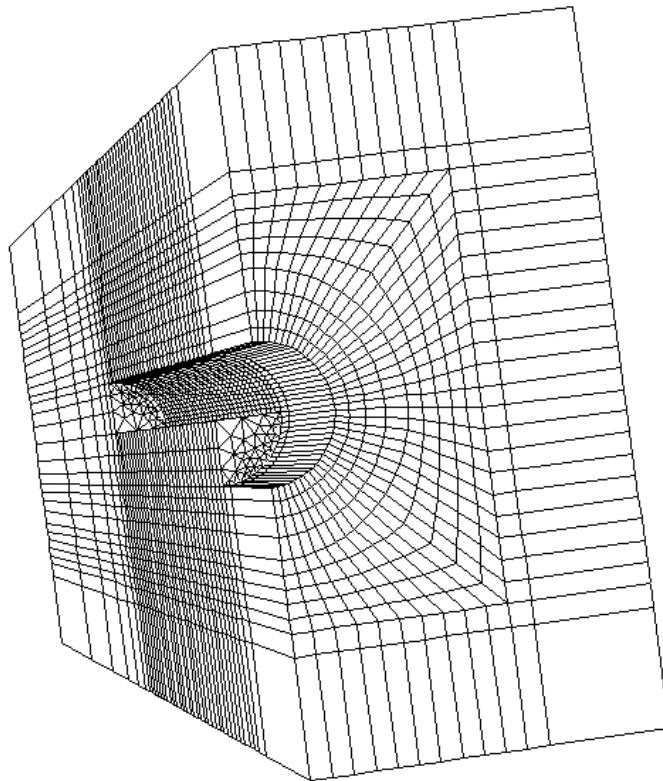


FIG. III.12 – Modèle numérique 3d

A chaque phase de modélisation du creusement, on désactive une tranche de terrain en « annulant » les caractéristiques mécaniques des mailles ôtées (le module d'Young n'est pas annulé stricto sensu mais réduit à une valeur infinitésimale), puis la nouvelle matrice de rigidité K de la structure est calculée, et l'on étudie enfin les variations par rapport à l'état précédent.

Dans la phase d'activation du soutènement, on remplace les caractéristiques des mailles à revêtir par celles du soutènement, puis on recalcule K, et le nouvel état.

III-6 La méthode de calcul stationnaire

Le calcul stationnaire est une méthode destinée à étudier des régimes permanents. Les méthodes de calcul classique par éléments finis ne se prêtant pas facilement aux calculs impliquant un déplacement du chargement, l'idée de base fut de se placer en régime permanent dans un référentiel lié au chargement, de sorte que la configuration du problème devenait stationnaire. Par conséquent, d'un point de vue numérique, cette méthode permet de se placer dans une configuration plus simple, puisque l'hypothèse du régime permanent permet de rendre la géométrie

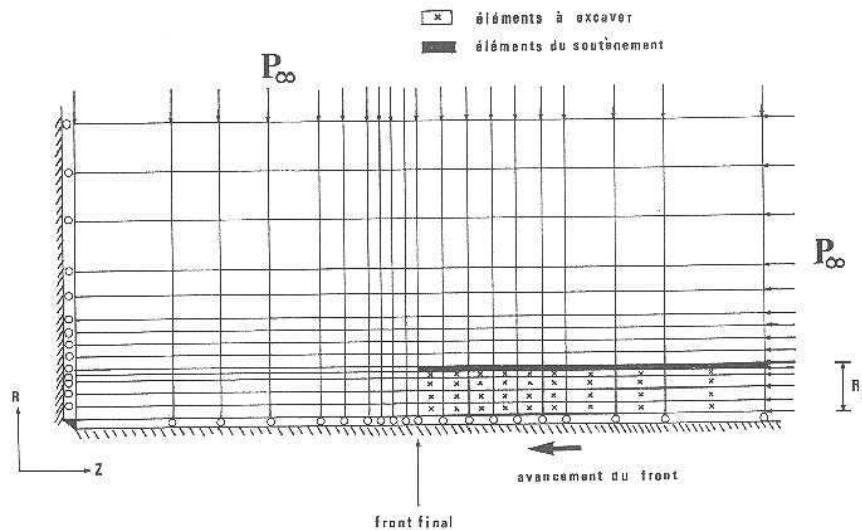


FIG. III.13 – Simulation par activation-désactivation d’éléments[11]

et le chargement indépendants du temps. Physiquement, ce calcul revient à effectuer le calcul d’une grandeur physique en avancement et non plus à effectuer une succession d’états statiques. **L’hypothèse fondamentale consiste à supposer une vitesse d’avancement constante. Dans le cadre d’un tunnel, il s’agit de supposer une vitesse de creusement (et de pose) constante, et à se placer dans le référentiel lié au front de taille.**

La méthode proposée par Quoc Son Nguyen , a été appliquée initialement au problème du mouvement permanent d’une fissure dans un matériau parfaitement plastique [66], et parfaitement thermoplastique[60]. Il a été développé par Ky Dang Van et son équipe pour le calcul des structures [28], et dans le cadre thermovisco-plastique, notamment pour des calculs de roulement [56, 29](figure III.14).

L’application de la méthode stationnaire dans le domaine des tunnels, sous la direction de Duc Nguyen Minh, a permis d’établir le principe de similitude [26] et d’interaction [39].

III-6.1 Principe du calcul stationnaire.

Les dérivées temporelles (vitesse de déformation, température, charge hydraulique) se voient réduites à des dérivées spatiales. En effet, la dérivée particulaire d’une grandeur \underline{A} par rapport au temps (III.27) devient une relation spatiale (III.29) quand le régime stationnaire est atteint, \vec{v} étant la vitesse d’avancement selon la di-

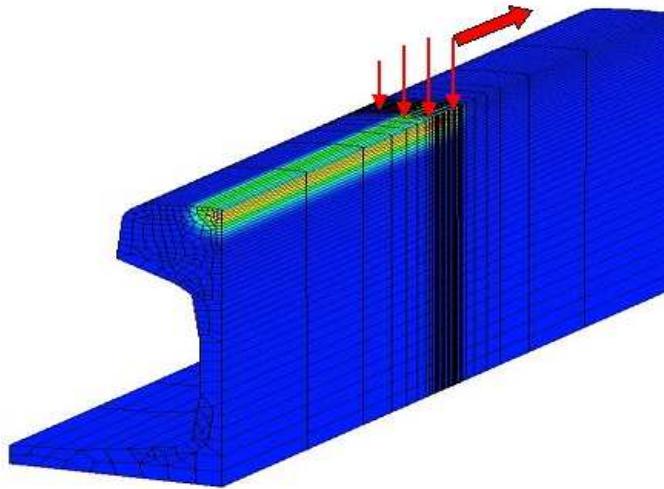


FIG. III.14 – Calcul de l'effet du roulement sur un rail[57]

rection x (III.28).

$$\dot{\underline{A}} = \frac{\partial \underline{\underline{A}}}{\partial t} + \vec{v} \cdot \text{grad} \underline{\underline{A}} \quad (\text{III.27})$$

$$\vec{v} = -v \vec{e}_x \quad (\text{III.28})$$

$$\dot{\underline{A}} = -v \frac{\partial \underline{\underline{A}}}{\partial x} \quad (\text{III.29})$$

Nous avons, un critère de plasticité $f(\underline{\underline{\sigma}}, \eta)$, un potentiel plastique $g(\underline{\underline{\sigma}}, \eta)$ (éventuellement confondus dans le cadre d'une plasticité associée). La loi d'écoulement s'écrit de la manière suivante :

$$\begin{cases} \Delta \underline{\underline{\epsilon}}^p = \lambda \frac{\partial g}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} \\ \Delta \eta = -\lambda h(\underline{\underline{\sigma}}, \eta) \end{cases} \quad (\text{III.30})$$

Cette relation est intégrée spatialement d'un point de Gauss au point de Gauss suivant (on numérote dans le sens inverse du mouvement (figure III.15)) :

$$\begin{aligned} \underline{\underline{\epsilon}}_{n+1}^p - \underline{\underline{\epsilon}}_n^p &= \Lambda \frac{\partial g}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} \\ \eta_{n+1} - \eta_n &= -\Lambda h \end{aligned} \quad (\text{III.31})$$

Dans le cadre d'un matériau viscoplastique pour lequel la loi d'écoulement s'écrit de la manière suivante :

$$\dot{\underline{\underline{\epsilon}}}^{vp} = \frac{\partial \Omega}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} \quad (\text{III.32})$$

L'intégration le long de l'axe d'avancement transforme l'équation d'avancement en une équation spatiale dans laquelle la vitesse d'avancement apparaît directement :

$$\frac{\partial \underline{\underline{\epsilon}}^{vp}}{\partial x} = \frac{1}{v} \frac{\partial \Omega}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} \quad (\text{III.33})$$

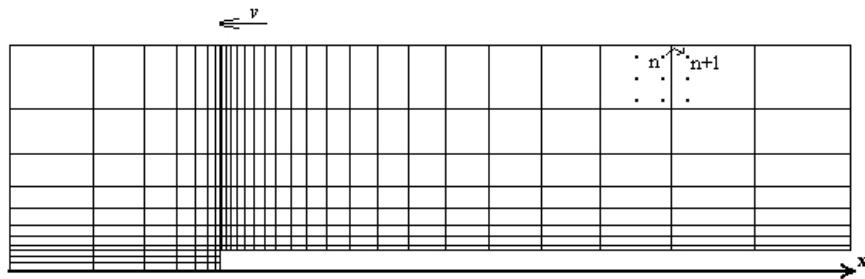


FIG. III.15 – Principe de la méthode stationnaire

Ce qui donne en intégrant d'un point de Gauss au suivant :

$$\underline{\epsilon}_{n+1}^{vp} - \underline{\epsilon}_n^{vp} = \frac{\Delta x}{v} \frac{\partial \Omega}{\partial \underline{\sigma}} \quad (\text{III.34})$$

L'algorithme stationnaire peut être adapté à des maillages pour lesquels les points de Gauss ne sont pas alignés parallèlement à l'axe du déplacement. Ce n'est pas le cas ici : tous les points sont alignés sur des « lignes de courant » parallèles à l'axe d'avancement du tunnel.

III-6.2 Calcul stationnaire dans le cadre élastoplastique

III-6.2-a Algorithme général

L'algorithme général du calcul (figure III.16) est différent du schéma élastoplastique classique. En effet, il n'y a pas de chargement progressif. Le chargement total \underline{F} est appliqué dans son ensemble. Chaque itération prend pour base l'état mécanique de l'itération précédente (l'itération initiale étant à déformations irréversibles nulles). Si l'état de contrainte est statiquement admissible (avec la précision δ), le critère d'arrêt est vérifié. S'il n'est pas statiquement admissible, on effectue le calcul de l'écoulement plastique. Le nouvel état de déformations irréversibles servant de base au calcul de l'itération suivante.

Dans la pratique, l'algorithme que nous avons utilisé est légèrement différent (figure III.17). En effet, comme l'écoulement se fait dans la direction parallèle à l'avancement, il est inutile de le calculer sur des zones demeurant élastiques. Pour cela on a divisé le maillage en « tubes parallèles ». Sur chacun, on vérifie le caractère admissible de l'état de contrainte. S'il ne l'est pas, on calcule l'écoulement plastique sur le tube, sinon on conserve l'état mécanique de l'itération précédente. Quand l'état de contrainte est admissible sur l'ensemble des tubes, la boucle s'arrête. L'intérêt est double. D'une part, on évite d'effectuer des calculs d'écoulement sur une zone demeurée élastique, d'autre part, cette architecture permet le passage au calcul en parallèle.

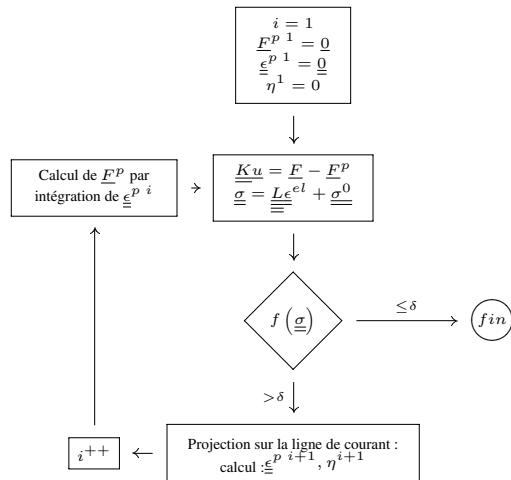


FIG. III.16 – Algorithme de calcul stationnaire

III-6.2-b Algorithme d'écoulement le long d'une ligne de courant

Comme vu précédemment, lorsque l'état de contrainte n'est pas admissible, il faut calculer les déformations plastiques, par intégration le long d'une ligne de courant. Les N points de Gauss sont alignés parallèlement à l'axe d'avancement du tunnel et numérotés dans le sens inverse du mouvement, le point 0 étant situé sur le point le plus éloigné du massif. Le maillage est suffisamment long, pour que le point zéro soit « suffisamment en avant » du front de taille, dans une zone élastique.

Le calcul de l'écoulement du point n au point suivant (figure III.15), s'effectue de manière itérative comme le montre le diagramme de la figure III.18 page 87. Pour passer du point n au point n+1, on calcule un état de contrainte σ^* en supposant qu'il n'y a pas eu plastification entre les deux points. Si cet état de contrainte supposé ne vérifie pas le critère (avec la précision δ), on calcule l'écoulement plastique, d'un point l'autre. C'est le calcul de cet écoulement plastique qui va être détaillé pour deux types de critères réguliers à la section III-7 page 89.

III-6.3 Domaine de validité et limite d'emploi de la méthode

L'hypothèse fondamentale sur laquelle se base tout l'algorithme consiste à se placer en régime permanent, par conséquent quelques hypothèses doivent être faites. Il faut supposer que la vitesse d'avancement est constante. La pertinence de

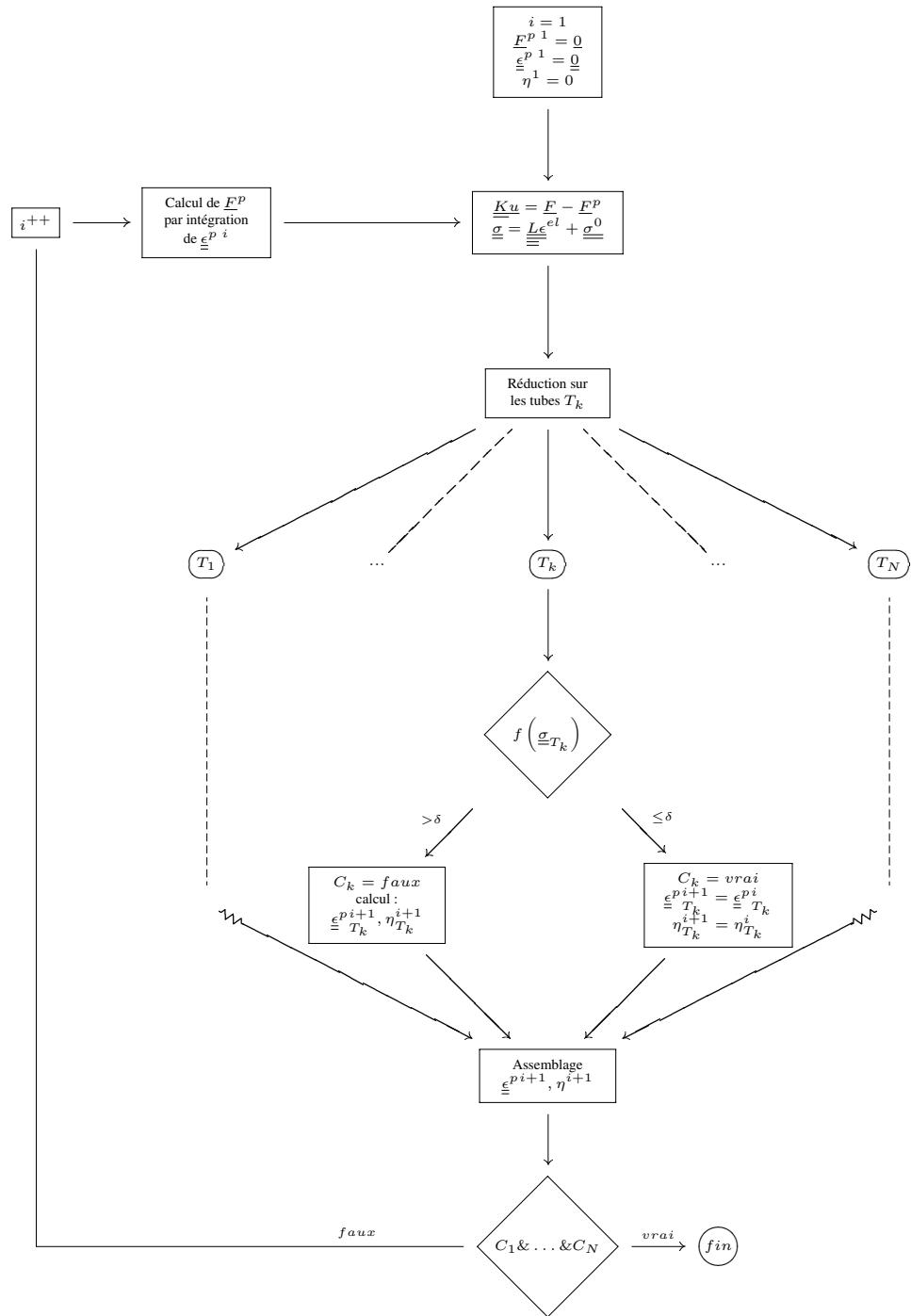


FIG. III.17 – Algorithme utilisé

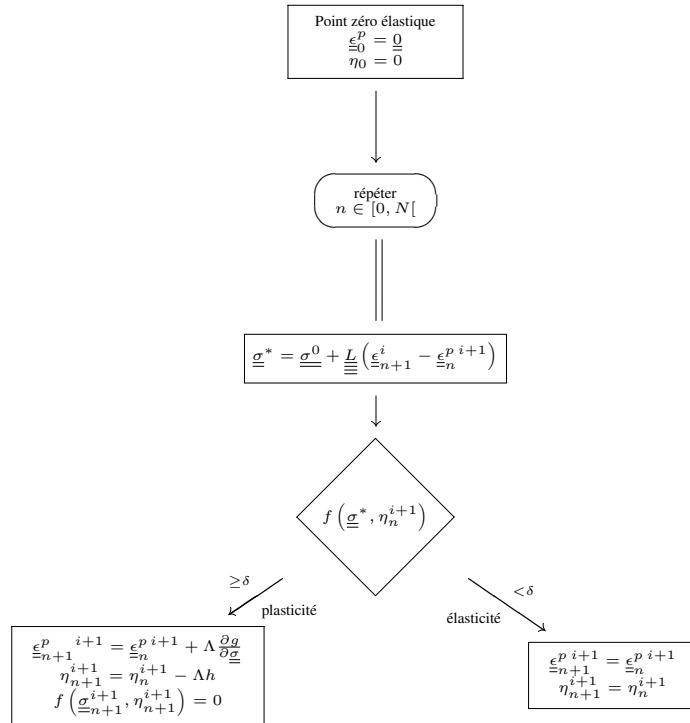


FIG. III.18 – Écoulement plastique le long d'une ligne de courant

cette hypothèse doit être discutée si les phénomènes dépendant du temps jouent un rôle majeur, par exemple si l'on doit tenir compte de la viscosité. Cependant, les fluctuations de la vitesse réelle ne remettent pas systématiquement en cause la justesse de cette approximation si l'on peut considérer une vitesse moyenne d'avancement qui soit représentative. Le calcul perd de sa validité, en cas d'arrêt prolongé de chantier ou de brusque changement de la vitesse moyenne. Dans le cadre de la pose d'un soutènement, il faut également supposer que la vitesse de pose de ce dernier est égale à la vitesse de creusement du front, la nécessité de géométrie indépendante du temps imposant que la même géométrie soit toujours valable. Le calcul cesse donc d'être valide quand le front s'approche d'une zone où survient une discontinuité des propriétés physiques du matériau (changement de massif rocheux ...).

L'algorithme stationnaire nécessite un maillage fin à hauteur de la zone correspondant au « chargement » (dans notre cas le front de taille), les autres zones pouvant être modélisées de manière plus grossière. Cette nécessité du calcul stationnaire, présente un avantage indirect. En effet, le maillage loin du front pouvant être grossier, on peut raffiner énormément au passage du front de taille. Ceci permet

d'éliminer un défaut numérique qui est la singularité due à l'angle droit à hauteur du front de taille. Un raccord « circulaire » éliminant cette singularité, et cependant suffisamment petit pour ne pas changer la configuration du problème a été rajouté (c.f. chapitre suivant).

III-6.4 Prise en compte de la convergence au moment de la pose

Dans le cadre du tunnel non revêtu, on résolvait : $\underline{\underline{K}_m} \underline{U} = \underline{F}$. Le soutènement étant rajouté après un déplacement du massif, son déplacement correspondra à $(\underline{U} - \underline{U}_0)$ (cf. Convergence confinement.). D'où un système global à résoudre :

$$\underline{\underline{K}_m} \underline{U} + \underline{\underline{K}_s} (\underline{U} - \underline{U}_0) = \underline{F} \quad (\text{III.35})$$

Guo [39] répertoriait trois manières de traiter le problème :

- Corbett [26] utilisait une matrice carrée non symétrique $\underline{\underline{M}}$, remplie de zéro et de 1, matrice permettant de déduire \underline{U}_0 , à partir de \underline{U} :

$$\left[\left(\underline{\underline{K}_m} + \underline{\underline{K}_s} \right) - \underline{\underline{K}_s} \underline{\underline{M}} \right] \underline{U} = \underline{F} \quad (\text{III.36})$$

Ce qui permettait d'écrire le problème sous la forme : $\underline{\underline{K}'U} = \underline{F}$. Cette méthode, bien qu'élégante dans sa formulation, s'avère plus lourde en raison de l'asymétrie de $\underline{\underline{K}'}$.

- La deuxième méthode est basée sur une modélisation par ressorts élastiques indépendants dans le sens transversal. Ce système est résolu de manière itérative et l'activation différée se manifeste par une force de soutènement : $\underline{\underline{F}_s} = \underline{\underline{K}_s}(\underline{U}^i - \underline{U}_0^i)$:

$$\begin{aligned} \frac{\underline{\underline{K}_m} \underline{U}^{i+1}}{\underline{\underline{K}_m} \underline{U}^{i+1}} &= \underline{F} - \underline{\underline{K}_s} (\underline{U}^i - \underline{U}_0^i) \\ &= \underline{F}' \end{aligned} \quad (\text{III.37})$$

- La troisième méthode, permet de préserver la complexité de l'interaction massif-soutènement, en ne négligeant pas les moments de flexion comme dans la deuxième méthode. La modélisation se fait par éléments finis, en s'efforçant de tenir compte de \underline{U}_0 comme déformation initiale du soutènement. Le système se résout itérativement, en réévaluant à chaque itération l'effet de \underline{U}_0 , sous la forme d'une force extérieure $\underline{\underline{F}_u} = \underline{\underline{K}_s} \underline{U}_0^i$

$$\begin{aligned} \left(\underline{\underline{K}_m} + \underline{\underline{K}_s} \right) \underline{U}^{i+1} &= \underline{F} + \underline{\underline{K}_s} \underline{U}_0^i \\ \underline{\underline{K}U} &= \underline{F}' \end{aligned} \quad (\text{III.38})$$

Cette méthode permet de construire une matrice de rigidité d'ensemble correspondant à l'ensemble massif et soutènement.

III-7 Calcul de l'écoulement plastique

L'écoulement plastique d'un point de Gauss au suivant se calcule de manière implicite. Afin d'alléger l'écriture, on n'écrit plus les termes supérieurs, et l'on se place toujours à l'indice ($i+1$), sauf indication contraire, et l'on cherche à calculer les quantités suivantes :

$$\begin{aligned}\Delta \underline{\epsilon}^p &= \Lambda \frac{\partial g}{\partial \underline{\sigma}} \left(\underline{\sigma}_{n+1}, \eta_{n+1} \right) \\ \Delta \eta &= -\Lambda h \left(\underline{\sigma}_{n+1}, \eta_{n+1} \right)\end{aligned}\quad (\text{III.39})$$

Si l'on considère les contraintes, on remarque que :

$$\underline{\sigma}_{n+1} = \underline{\sigma}_0 + \underline{\underline{L}} \left(\underline{\epsilon}_{n+1}^i - \underline{\epsilon}_{n+1}^p \right) \quad (\text{III.40})$$

$$\underline{\sigma}_{n+1} = \underline{\sigma}^* - \underline{\underline{L}} \Delta \underline{\epsilon}^p = \underline{\sigma}^* - \lambda \text{Tr} \Delta \underline{\epsilon}^p \underline{\underline{1}} - 2\mu \Delta \underline{\epsilon}^p \quad (\text{III.41})$$

Les parties suivantes détaillent les deux méthodes différentes qui ont été employées selon le type de critère. Les critères circulaires selon la méthode du retour radial, et les autres selon la nouvelle méthode des « abaque numériques ». **Les formulation qui vont suivre ne sont pas liées à l'algorithme stationnaire, et restent valables dans un cadre plus classique** de calcul de $\Delta \underline{\epsilon}^p$, à partir d'une contrainte test $\underline{\sigma}^*$.

III-7.1 Critères circulaires

Il s'agit ici des critères de Von Mises et de Drucker-Prager. Seul ce dernier cas est détaillé, étant donné que le premier s'en déduit facilement. On rappelle l'expression du critère de plasticité de Drucker-Prager :

$$f(\underline{\sigma}) = \alpha I_1 + \sqrt{J_2} - k(\eta) = 0 \quad (\text{III.42})$$

Dans le cadre non associé, on a :

$$g(\underline{\sigma}) = \alpha_p I_1 + \sqrt{J_2} \quad (\text{III.43})$$

Avec (le module d'écrouissage H pouvant être négatif dans le cas d'un matériau radoucissant) :

$$k(\eta) = k_0 + H\eta \quad (\text{III.44})$$

Si l'on considère la norme : $\|\underline{a}\| = \sqrt{\underline{a} : \underline{a}}$, on voit que : $\sqrt{J_2} = \frac{\|\underline{s}\|}{\sqrt{2}}$. En posant $\underline{n} = \frac{\underline{s}_{n+1}}{\|\underline{s}_{n+1}\|}$, on peut écrire :

$$\Delta \underline{\epsilon}^p = \Lambda \alpha_p \underline{\underline{1}} + \Lambda \frac{1}{\sqrt{2}} \underline{n} \quad (\text{III.45})$$

$$\text{dev} \Delta \underline{\epsilon}^p = \Lambda \frac{1}{\sqrt{2}} \underline{n} \quad (\text{III.46})$$

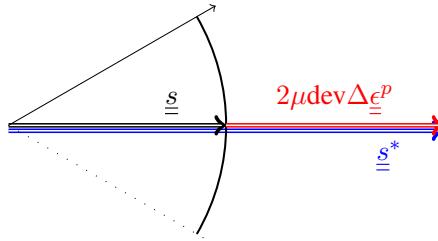


FIG. III.19 – Retour radial

Recherche de la direction de $\Delta\epsilon_{\bar{\underline{\epsilon}}}^p$: $\text{dev}\Delta\epsilon_{\bar{\underline{\epsilon}}}^p$ est colinéaire à \underline{n} ; or si l'on considère l'équation (III.41) page précédente, on peut en déduire que :

$$\underline{s} = \underline{s}^* - 2\mu\text{dev}\Delta\epsilon_{\bar{\underline{\epsilon}}}^p \quad (\text{III.47})$$

$$\text{Tr}\sigma_{\bar{\underline{\epsilon}}n+1} = \text{Tr}\sigma^* - 9K\alpha_p\Lambda \quad (\text{III.48})$$

D'où l'on séduit que \underline{s}^* est colinéaire à \underline{s} et $\text{dev}\Delta\epsilon_{\bar{\underline{\epsilon}}}^p$ (figure III.19), et que l'on peut écrire :

$$\underline{n} = \frac{\underline{s}^*}{\|\underline{s}^*\|} \quad (\text{III.49})$$

En réinjectant (III.49) dans (III.47) que l'on développe :

$$\underline{s} = \underline{s}^* - 2\mu\Lambda \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\underline{s}^*}{\|\underline{s}^*\|} = \left(1 - \frac{\mu\Lambda\sqrt{2}}{\|\underline{s}^*\|}\right) \underline{s}^* \quad (\text{III.50})$$

Pour vérifier le critère on obtient :

$$f(\underline{\sigma}^*, \eta_{n+1}) = \alpha I_1 + \sqrt{J_2} - k = \alpha I_1^* - 9K\Lambda\alpha\alpha_p + \frac{1}{\sqrt{2}} \|\underline{s}^*\| \left|1 - \frac{\mu\Lambda\sqrt{2}}{\|\underline{s}^*\|}\right| - k = 0 \quad (\text{III.51})$$

La solution (en cherchant le plus petit Λ positif) est la suivante pour le cas plastique parfait (pour les cas avec écrouissage on pourra se reporter à l'annexe E page 155) :

$$\Lambda = \frac{f(\underline{\sigma}^*)}{9K\alpha\alpha_p + \mu} \quad (\text{III.52})$$

La condition de validité suivante est toujours vérifiée :

$$\Lambda < \frac{\|\underline{s}^*\|}{\mu\sqrt{2}} \quad (\text{III.53})$$

III-7.2 Critères non-circulaires

Les critères non circulaires sont fonction du troisième invariant ou de l'angle de Lode. Pour les étudier, le tenseur suivant, *orthoradial dans le plan déviatorique*,

permet de décomposer $\underline{\underline{s}}^2$, selon trois tenseurs orthogonaux (c.f. équation (II.6) page 30) :

$$\underline{\underline{v}} = 3 \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{1}{J_2} \underline{\underline{s}}^2 - \sqrt{3} \underline{\underline{I}} - \frac{9\sqrt{3}J_3}{4J_2^2} \underline{\underline{s}} \quad (\text{III.54})$$

On obtiendra ainsi, pour tout critère l'expression suivante :

$$\frac{\partial f}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} = f_u \underline{\underline{I}} + f_s \underline{\underline{s}} + f_v \underline{\underline{v}} \quad (\text{III.55})$$

Sachant que l'on a :

$$\begin{aligned} \|\underline{\underline{I}}\| &= \sqrt{3} \\ \|\underline{\underline{s}}\| &= \sqrt{2}\sqrt{J_2} \\ \|\underline{\underline{v}}\|^2 &= 9 \left(\frac{1}{2} - \frac{27J_3^2}{8J_2^3} \right) = \frac{9}{2} (1 - \sin^2 3\theta) \end{aligned}$$

Pour les critères non circulaires qui sont fonction du troisième invariant, la normale au critère n'est plus colinéaire au déviateur $\underline{\underline{s}}$ à cause de cette composante orthoradiale : la projection sur le point le plus proche ne peut plus se faire radialement, alors que c'est cette opération qui permettait de résoudre immédiatement le problème implicite pour les critères circulaires.

Un inconvénient de l'algorithme de projection sur le point le plus proche est la nécessité d'inverser une matrice 6×6 , fonction de la dérivée seconde du critère. Concernant les applications pratiques de cette méthode aux critères non circulaires, les méthodes récentes [16, 34] se basent sur la décomposition spectrale et nécessitent donc la diagonalisation du tenseur des contraintes.

Une méthode explicite (se ramenant dans les faits à du Newton-Raphson) est l'algorithme des plans sécants dont l'avantage est de ne pas nécessiter l'inversion du Hessien[74]. Cependant la normalité au critère à chaque itération n'est garantie que par rapport au point de départ. Dans le cas présent, cette méthode n'est pas satisfaisante, notamment parce que les isovaleurs du critère ne conservent pas sa forme.

Méthode d'abaques numériques Il a été choisi finalement une méthode de projection sur le point le plus proche, mais dont l'algorithme est différent de la forme usuelle. On utilise pour cela la décomposition d'un tenseur en deux composantes : hydrostatique et déviatorique. On pose :

$$\Delta \underline{\underline{s}} = \underline{\underline{s}} - \underline{\underline{s}}^* = -2\mu \text{dev} \Delta \underline{\underline{\epsilon}}^p \quad (\text{III.56})$$

$$\Delta \sigma_m = \sigma_m - \sigma_m^* = -K \text{Tr} \Delta \underline{\underline{\epsilon}}^p \quad (\text{III.57})$$

L'orthogonalité des composantes hydrostatique et déviatorique fait que si l'on se restreint au plan déviatorique, $\Delta \underline{\underline{s}}$ est normal au critère. Même en se restreignant

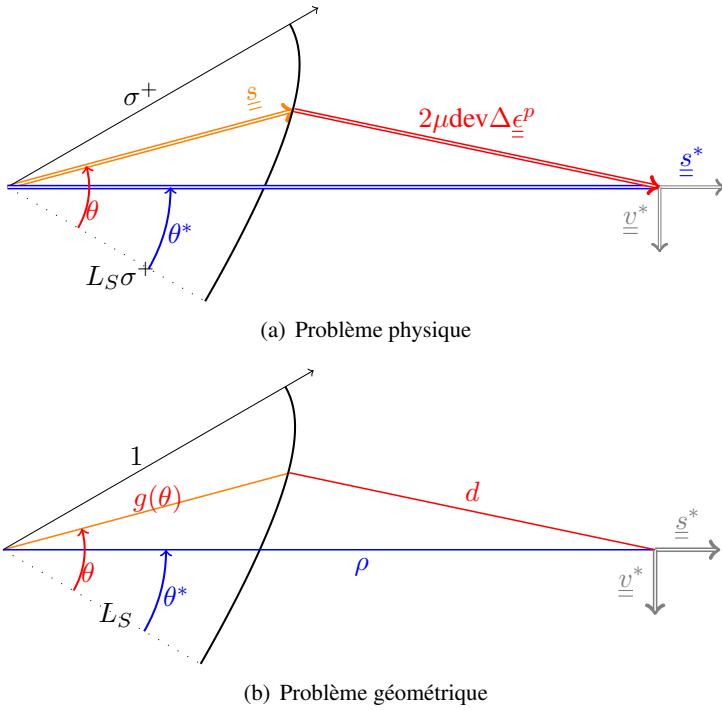


FIG. III.20 – Équivalence entre les problèmes

au plan déviatorique, la détermination du point de retour sur une surface non circulaire n'est pas immédiate et nécessite une détermination itérative. Cependant, on va introduire la quantité suivante :

$$\rho = \frac{\sqrt{J_2^*}}{\sigma^+(\sigma_m^* + \Delta\sigma_m)} \quad (\text{III.58})$$

Si l'on considère θ^* l'angle de Lode associé à l'état de contrainte $\underline{\sigma}^*$, rechercher la projection de l'état de contrainte $\underline{\sigma}^*$ sur le critère est équivalent à rechercher la projection dans le plan polaire du point de coordonnées (ρ, θ^*) sur la courbe représentant la fonction de forme du critère défini par l'équation (I.39) page 18 que l'on rappelle ici :

$$g_p^3(\theta) \sin 3\theta (-1 + L_S) + (1 - L_S + L_S^2) g_p^2(\theta) - L_S^2 = 0$$

Le point de retour est le point de coordonnée $(\theta, g_p(\theta))$ pour lequel la fonction $d(\theta)$ atteint son minimum :

$$d(\theta)^2 = g_p^2(\theta) + \rho^2 - 2 > \rho \cos(\theta - \theta^*) \quad (\text{III.59})$$

Étant donné que l'on peut toujours se ramener à ce problème il est aisé de procéder à la réalisation d'**abaques numériques** : on stocke systématiquement pour

ρ_{max}	réels(milliers)	Ko	Mo
6	101	786	0,79
12	211	1644	1,61

TAB. III.2 – Espace utilisé par les abaques numériques.

différentes valeurs de ρ et de θ^* les valeurs de $d(\theta) \sin 3\theta$ et $g_p(\theta)$. Le tableau III.2 indique – avec un pas de 1% sur ρ ($\rho \leq \rho_{max}$) et de 1° sur l'angle de Lode θ^* – le nombre de valeurs réelles calculées, ainsi qu'une estimation de la place requise en mémoire⁹ par les abaques (sur une base de 8 octets pour un réel (double précision)). L'utilisation d'abaques permet, au prix d'un coût de stockage ridicule à l'heure actuelle, d'obtenir un gain de performance appréciable, puisque le calcul se résume à la lecture d'une adresse mémoire. Il est aisément déduire la variation de la déformation déviatorique plastique :

$$\| \text{dev} \Delta \underline{\underline{\epsilon}}^p \| = \frac{d(\theta) \sigma^+}{\sqrt{2}\mu} \quad (\text{III.60})$$

Il ne reste plus qu'à exprimer $\text{dev} \Delta \underline{\underline{\epsilon}}^p$ sur la base constituée par les tenseurs radiaux et orthoradiaux en $\underline{\underline{\sigma}}^*$. Pour cela on peut se baser sur des considérations trigonométriques dans le plan déviatorique (équation (III.61)), et sur la valeur de l'angle de la tangente en coordonnées polaires (équation (III.63))¹⁰.

$$V + r + \delta\theta = \frac{\pi}{2} \quad (\text{III.61})$$

$$\delta\theta = \theta - \theta^* \quad (\text{III.62})$$

$$\tan V = \frac{2(1 - L_S + L_S^2) - 3g_p(\theta)(1 - L_S)\sin 3\theta}{3g_p(\theta)(1 - L_S)\cos 3\theta} \quad (\text{III.63})$$

(III.64)

De sorte que, en utilisant la valeur de la norme précédemment calculée (équation (III.60)), on obtient :

$$\text{dev} \Delta \underline{\underline{\epsilon}}^p = \| \text{dev} \Delta \underline{\underline{\epsilon}}^p \| \left(\frac{\cos r}{\sqrt{2}\sqrt{J_2^*}} \underline{\underline{s}}^* + \frac{\sin r}{\| \underline{\underline{v}}^* \|} \underline{\underline{v}}^* \right) \quad (\text{III.65})$$

La composante hydrostatique de la déformation plastique est donnée par l'équation (III.57). La technique des abaques numériques permet ainsi d'obtenir la déformation plastique à condition de fixer $\Delta\sigma_m$ ¹¹. La détermination de cette dernière

⁹Cette estimation est valable surtout pour les programmeurs compilant leur propres codes (notamment C/C++). Pour les codes interprétés comme Cast3M, la taille dépend du codage interne du logiciel.

¹⁰On a en coordonnées polaires : $\tan V = \frac{g}{g'}$.

¹¹Au vu de l'équation (III.57), cela revient à dire que cette méthode permet de connaître la déformation déviatorique plastique associée à une déformation plastique hydrostatique donnée.

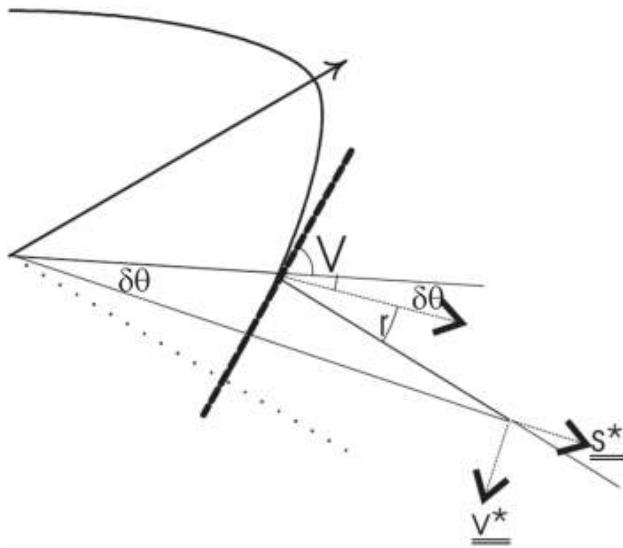


FIG. III.21 – Relations angulaires dans le plan déviatorique

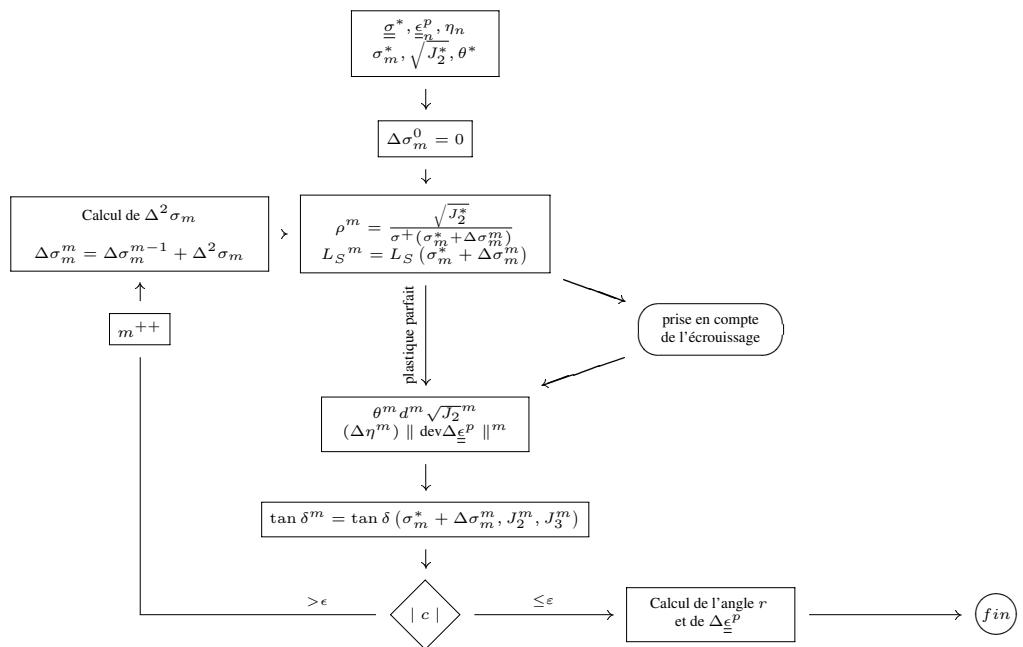


FIG. III.22 – Algorithme de calcul de la déformation plastique

quantité se fait selon une procédure itérative détaillée à la figure III.22 page ci-contre. Initialement on considère que $\Delta\sigma_m^0 = 0$, et la condition d'arrêt est satisfaite lorsque la fonction c s'annule, avec la précision ϵ :

$$c(\Delta\sigma_m, \|\operatorname{dev}\Delta\underline{\underline{\epsilon}}^P\|, \tan\delta) = \|\operatorname{dev}\Delta\underline{\underline{\epsilon}}^P\| + \frac{\Delta\sigma_m}{\sqrt{3}K\tan\delta} \quad (\text{III.66})$$

Cette fonction est nulle lorsque le rapport entre les composantes hydrostatiques et déviatoriques est égale à l'angle de dilatance. Cet angle peut être éventuellement constant, ou calculé à partir de la dérivée du potentiel. On remarque que ce dernier calcul (c.f. section II-2.1 page 30 et équation (II.15) page 32) ne nécessite pas de connaître la valeur exacte du tenseur des contraintes au point de projection, seulement ses invariants – déterminés à partir des abaques. Le calcul de l'expression exacte de $\Delta\underline{\underline{\epsilon}}^P$ peut donc être effectué une fois la condition d'arrêt vérifiée.

Chapitre IV

Simulation de l'excavation

IV-1 Configuration générale de la simulation

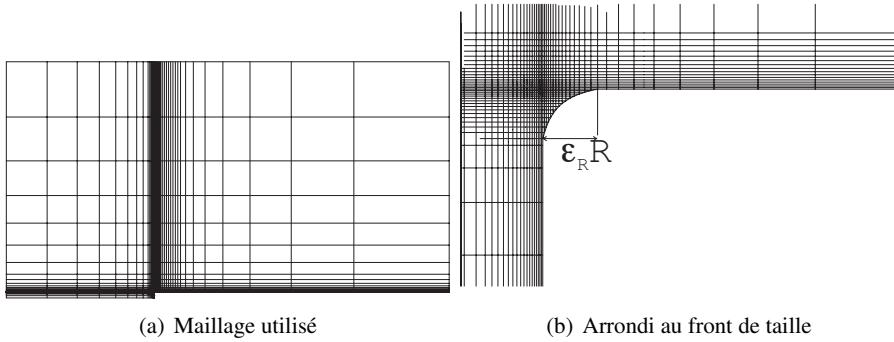


FIG. IV.1 – Configuration utilisée

On va simuler ici pour les différents types de comportement détaillés au chapitre II, le creusement d'une galerie non soutenue à une profondeur de 476 mètres. Le calcul stationnaire s'est fait dans une configuration axisymétrique (figure IV.1(a)) et un état de contrainte hydrostatique¹. L'angle droit au passage du front de taille provoque une singularité numérique, en particulier en ce qui concerne l'état de contraintes et les déformations. Aussi pour y remédier, l'angle est arrondi localement : la figure IV.1(b) montre un agrandissement de cette zone : dans les simulations la valeur de l'arrondi était la suivante :

$$\epsilon_R = 5\% \quad (\text{IV.1})$$

¹Dans le cas du calcul du creusement d'un puits, une configuration axisymétrique permet toutefois de tenir compte d'un rapport différent de un entre les contraintes horizontales et verticales.

Toutes les distances sont normalisées et exprimées en rayons. Lorsque l'on parle d'un distance par rapport au front de taille, les valeurs négatives correspondent à une distance avant excavation. L'origine étant le front de taille lui même, la paroi n'est totalement excavée qu'à partir de ϵ_R . Les distances radiales sont mesurées à partir de la paroi.

Etant donné la problématique particulière liée aux argilites de l'Est, on s'intéresse à la forme et l'étendue de la zone endommagée (E.D.Z.) autour de l'excavation. Par ailleurs, on s'intéressera également aux variations de l'angle de Lode, dont l'importance a pu être soulignée au chapitre I, ce qui permettra également d'ouvrir des perspectives de réflexion sur l'adéquation des essais de laboratoire en prévision du creusement des tunnels. L'angle de Lode n'étant pas défini pour des états de contrainte hydrostatique, on a considéré, dans l'interprétation des résultats, qu'il n'était défini que pour des valeurs de $\sqrt{J_2}$ supérieures à 0,1 MPa.

L'état de contrainte en place est de 11,5 MPa. Le module d'Young a été pris égal à 3800 MPa².

Les calculs ont été effectués à l'aide de Cast 3M[25]. Une série de fonctions permettant le calcul stationnaire avec l'utilisation des abaques numériques a été implémentée dans Cast 3M à l'aide du macro langage GIBIANE.

IV-2 Modèle à faible seuil d'inélasticité

IV-2.1 Rappel du modèle comportemental

Le critère initial est un critère de Hoek-Brown régularisé, vérifiant l'équation (I.38), à potentiel non associé. On rappelle ici l'ensemble des équations telles que définies au chapitre I à la section I-3.3 page 19 :

$$P_i = \frac{1}{m_b^\xi^2} - \frac{\sigma_m}{m_b^\xi R_c^\xi} \quad (\text{IV.2})$$

$$\sigma^+ = \frac{m_b^\xi R_c^\xi}{4\sqrt{3}} 2 \frac{-1 + \sqrt{1 + 36P_i}}{3} \quad (\text{IV.3})$$

$$L_S = 1 - 0.49e^{-1.25\sqrt{P_i}} \quad (\text{IV.4})$$

Les grandeurs m_b^ξ et R_c^ξ sont fonction de la déformation déviatorique cumulée ξ et de la contrainte moyenne par l'intermédiaire de la grandeur γ . L'écriture de R_c^ξ se fait directement à partir de la valeur trouvée lors des essais (équation (II.38) page 44) :

$$R_c^\xi = -20.44\gamma^2 + 46.07\gamma + 4.35 \quad (\text{IV.5})$$

²Valeur utilisée lors de la simulation MODEX-REP [64].

Concernant le paramètre m_b^ξ , le modèle choisi sera un modèle bilinéaire simplifié :

$$m_b^\xi(\gamma) = \begin{cases} 16.669\gamma + 0.031 & \text{pour } \gamma < \gamma_{m_b} \\ 5 & \text{pour } \gamma \geq \gamma_{m_b} \end{cases} \quad (\text{IV.6})$$

Avec :

$$\gamma_{m_b} = 0.298 \quad (\text{IV.7})$$

La quantité γ est fonction de la déformation déviatorique plastique cumulée, et de la contrainte moyenne :

$$\gamma = \frac{\xi}{\xi_{rup}(\sigma_m)} = \frac{\xi}{-A\sigma_m + B} \quad (\text{IV.8})$$

$$\xi_{rup} = \sqrt{\frac{2}{3}}\epsilon_{drup}^p = \frac{1}{E}(-3.3\sigma_m + 13.3\text{MPa}) \quad (\text{IV.9})$$

En l'absence d'essais d'extension en nombre suffisants et utilisables, qui auraient permis de conclure sur la valeur de L_S en ce qui concerne le potentiel, on adoptera en première approche un potentiel circulaire :

$$g^{DP}(\underline{\underline{\sigma}}) = \alpha_p I_1 + \sqrt{J_2} = \frac{K}{\sqrt{3}}I_1 + \sqrt{J_2} = \frac{\sqrt{2}\tan\delta}{3}I_1 + \sqrt{J_2} \quad (\text{IV.10})$$

De sorte que :

$$\frac{\partial g}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} = \frac{\sqrt{2}\tan\delta}{3}\underline{\underline{1}} + \frac{1}{2\sqrt{J_2}}\underline{\underline{s}} \quad (\text{IV.11})$$

L'angle de dilatance vaut initialement $\delta_1 = -19^\circ$, puis il est soit dilatant $\delta_2 = 9^\circ$, soit très faiblement contractant (-2°) de sorte que l'on peut considérer que les variations volumiques irréversibles sont nulles $\delta_2 = 0^\circ$. On prend comme valeur critique de changement d'angle de dilatance : $\gamma_c = 0.56$. Par ailleurs, il a été choisi de rendre définitif le changement de valeur de l'angle de dilatance : même si γ redévient inférieur à la valeur critique dans la suite du calcul, l'angle de dilatance garde la valeur δ_2 .

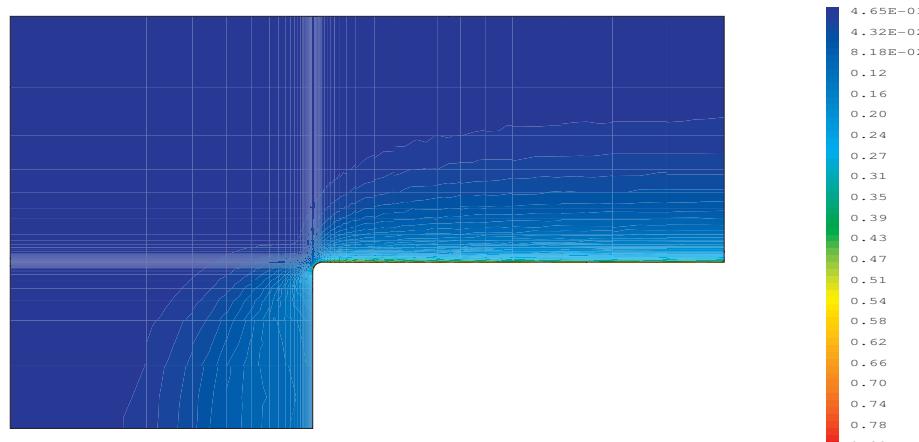
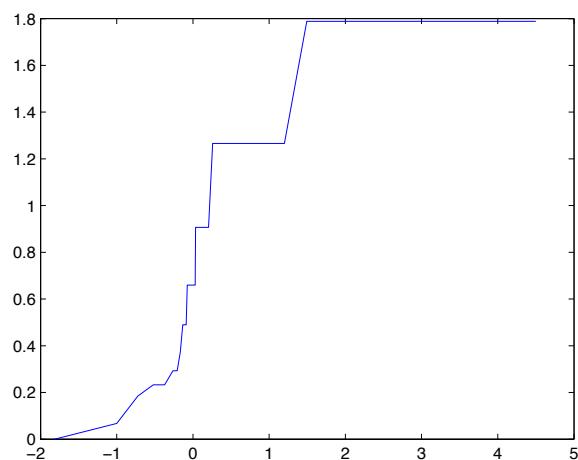
IV-2.2 Résultats des calculs (modèle contractant-dilatant)

Plusieurs ensembles de figures ont été représentés :

- la figure IV.2 page suivante présente divers résultats sur la zone endommagée ;
- la figure IV.3 page 102 représente les isovaleurs des invariants des contraintes ;
- la figure IV.4 page 103 représente l'évolution de quelques quantités en paroi en fonction de l'avancement ;
- la figure IV.5 page 104 détaille les valeurs en paroi de l'angle de Lode et de la contrainte moyenne au moment du passage du front de taille ;



(a) Parties ayant plastifié

(b) Valeurs de γ 

(c) Étendue de la zone endommagée en fonction de l'avancement

FIG. IV.2 – Zone endommagée (famille faible)

- la figure IV.6 page 105 correspond à l'état final du tunnel, quand l'effet de l'excavation ne se fait plus sentir, et on s'intéresse dans ce cas à l'état du massif en fonction de la distance à la paroi.

Le modèle n'a jamais abouti à la rupture, ce qui n'est pas surprenant vu la valeur élevée de la résistance ultime. L'étendue maximale est atteinte en moins de un diamètre de distance du front de taille, pour l'essentiel lors du passage du front (figure IV.2(c)). Si l'on se réfère à la figure IV.4(a) page 103 qui représente la variation en profondeur de la variable de dégradation γ pour différentes valeurs de l'avancement, on constate cette évolution : les courbes présentent toutes une forme hyperbolique décroissante et l'évolution la plus spectaculaire s'effectue pour un avancement inférieur à un quart du rayon. On constate une évolution très significative entre les courbes de distance au front 0 et 0,05 c'est-à-dire l'intervalle ϵ_R , qui correspond à la réalisation de l'excavation. Bien que la tendance globale sur le massif soit à une croissance de la quantité γ au fur et à mesure de l'avancement, cette tendance cesse en paroi où la courbe d'avancement 0,25 est maximale. Ce résultat a priori paradoxal s'explique très simplement si l'on considère l'évolution de la contrainte moyenne en paroi reportée à la figure IV.4(b) page 103, où l'on peut constater, que juste après le passage du front de taille, la contrainte moyenne passe par un minimum important (en valeur absolue) : ce minimum se situe aux alentours de 0,2 R et la diminution se fait quasiment continûment depuis la valeur au front.

La carte des isovaleurs de la contrainte moyenne (figure IV.3(a) page suivante) permet d'avoir une vue plus globale. On remarque le pic de pression moyenne, au coin entre le front de taille et la paroi. Une interprétation qui peut être faite de ce comportement, est tout d'abord que la forte augmentation de la compression hydrostatique lors du passage au front résulte des mouvements antagonistes d'extrusion et de convergence (ou pré-convergence). Le passage par un minimum de compression hydrostatique peut s'expliquer, de manière intuitive, par le fait que la brusque décompression due à l'excavation n'est pas « compensée » par la convergence qui va entraîner l'augmentation de la contrainte orthoradiale : on peut voir sur la figure IV.4(d) page 103 que la convergence après une brusque augmentation au passage du front de taille va classiquement croître plus lentement, avant d'atteindre sa valeur finale.

L'étude des variations de l'angle de Lode en paroi figure IV.4(c) page 103 est également intéressante : en effet, en avant du front de taille, l'état de contrainte est d'extension pure (on peut le voir également sur la carte des isovaleurs à la figure IV.3(c) page suivante), il s'agit d'une manifestation de l'extrusion. La valeur de l'angle de Lode croît, puis chute brusquement à l'excavation pour atteindre une configuration d'extension, avant de reprendre aussi brusquement la valeur du front de taille et atteindre rapidement sa valeur finale. Il est délicat d'analyser ce phénomène, étant donné, comme on peut le voir sur la figure IV.5(a) page 104 que le brusque passage en extension se fait pour une valeur très voisine de ϵ_R , et le retour à la valeur au front est de l'ordre de $3\epsilon_R$: il est donc difficile de se prononcer plus

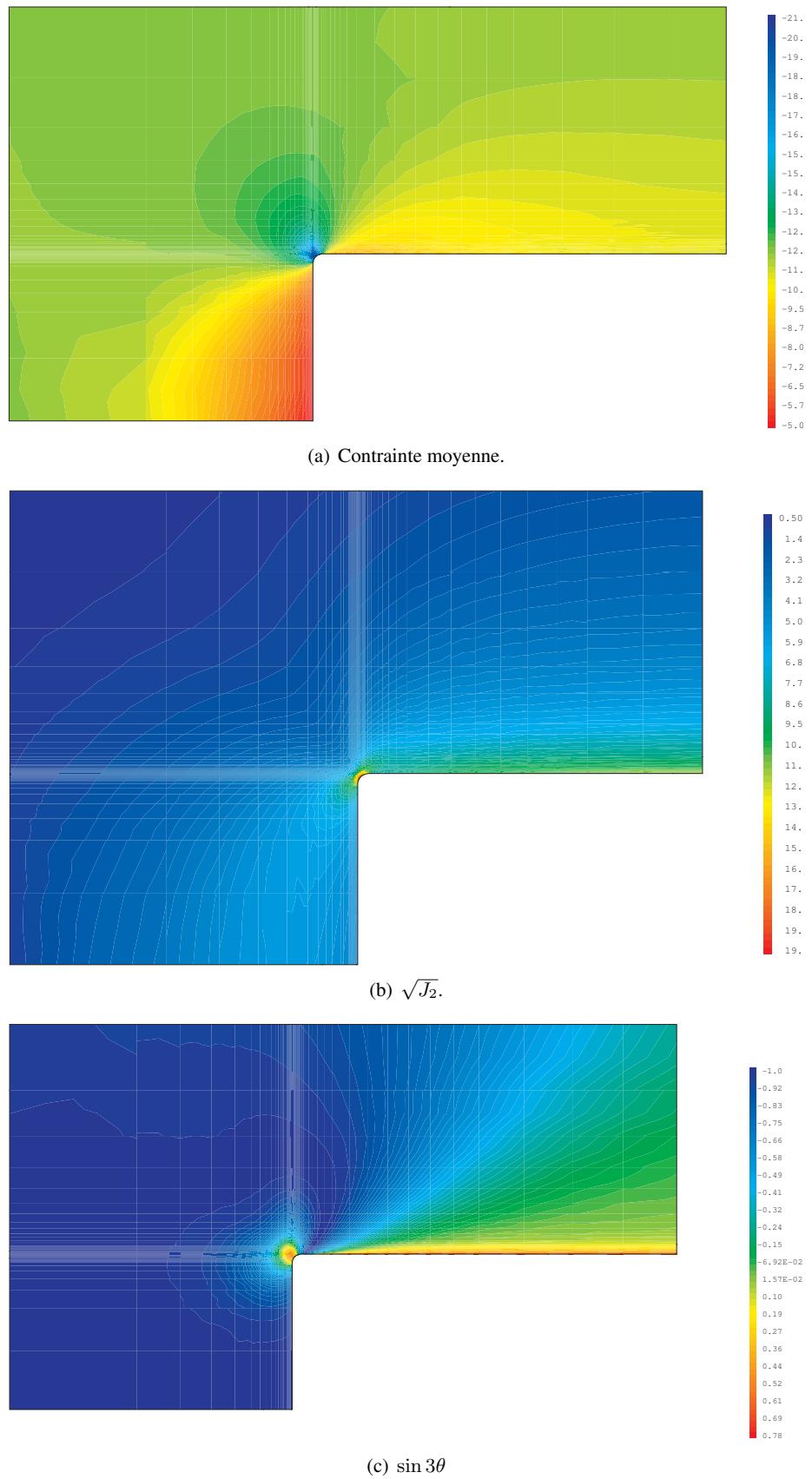


FIG. IV.3 – Invariants des contraintes (famille faible).

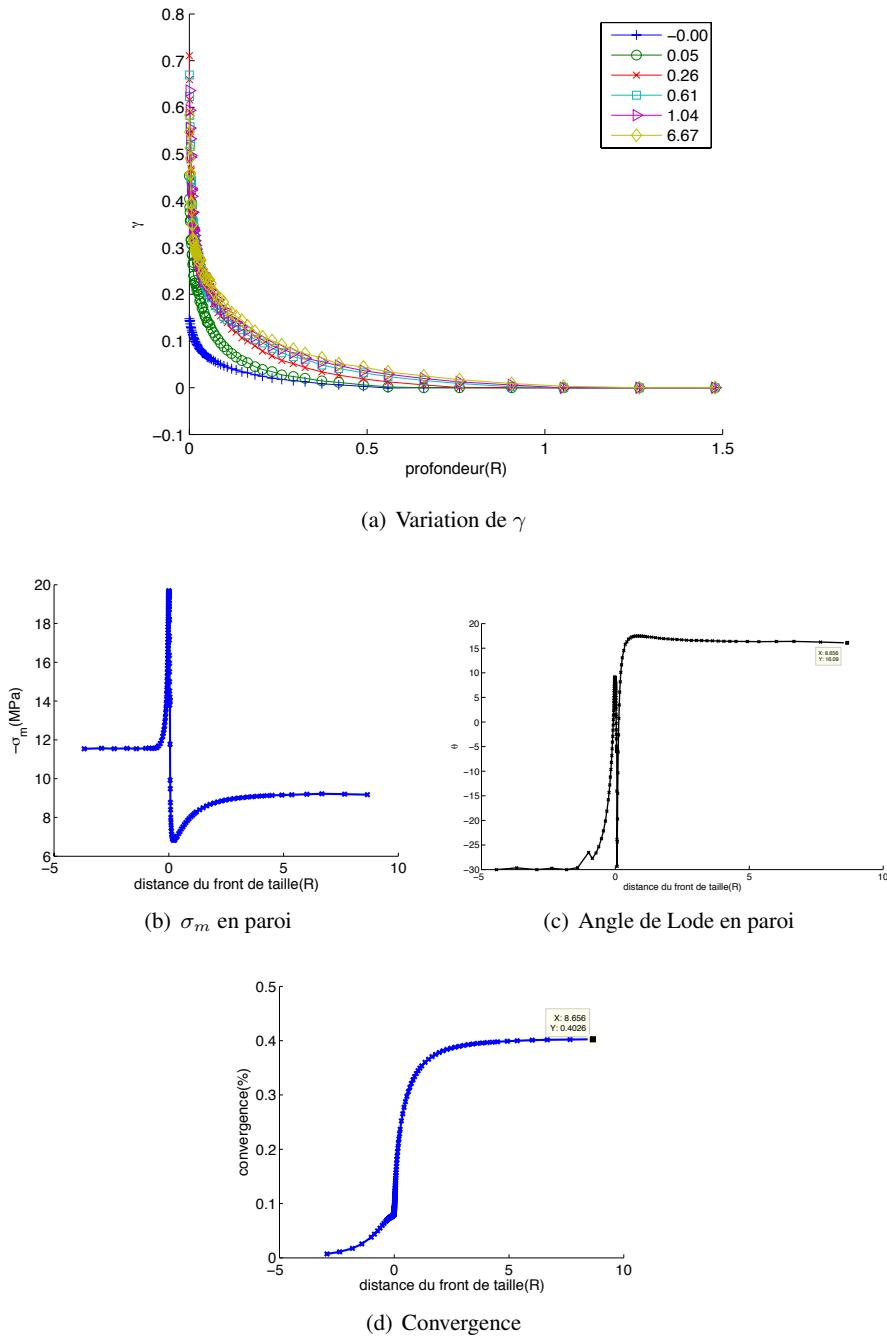


FIG. IV.4 – Évolution en fonction de l'avancement (famille faible)

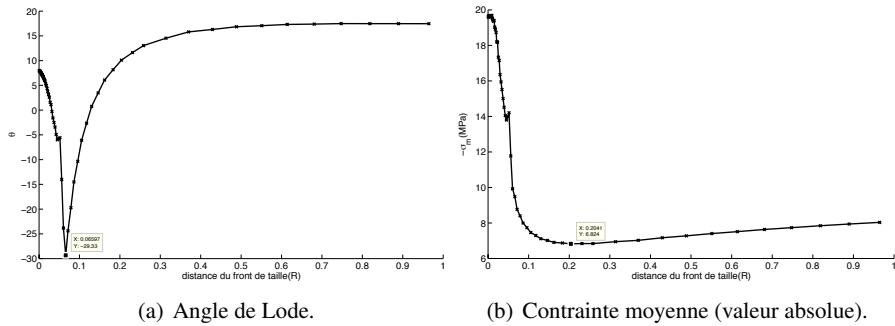


FIG. IV.5 – Passage du front de taille (famille faible).

sur ces grandeurs. Qualitativement, on peut cependant se rapprocher de l’analyse faite précédemment en ce qui concerne la contrainte moyenne.

En ce qui concerne les valeurs finales après excavation, la variable γ présente, comme on l’a dit, une décroissance hyperbolique (figure IV.6(a)) : on peut remarquer une décroissance de la valeur de l’ordre de 50% sur une épaisseur de 3% du rayon à partir de la paroi. Ce type de perspective n’est pas sans intérêt, puisqu’il signifierait que même si la paroi semble dégradée, les dommages se concentrent dans cette zone. On peut mettre en parallèle cette répartition avec les variations de l’angle de Lode. On remarque une brusque décroissance de l’angle de Lode depuis sa valeur en paroi (16°) vers une configuration de cission, puis une décroissance très faible. Il est rassurant, d’un point de vue mécanique de constater que les zones en paroi, pour lesquelles γ est la plus forte, correspondent à une zone d’augmentation de l’angle de Lode, ce qui est préférable. Si l’on se rappelle que des fortes valeurs de γ correspondent à une mobilisation plus forte du matériau, du fait de la loi d’écrouissage, on peut être tenté de mettre en parallèle les zones d’angle de Lode positif, avec les hautes valeurs de γ , et parler d’un « anneau mobilisé », ce qui n’est pas sans rappeler les débats entourant la NATM.

Les valeurs de $\sqrt{J_2}$ décroissent à partir de la paroi, mais cette quantité conserve une valeur positive bien au delà de la zone endommagée. Cela n’est pas sans conséquence dans le cas particulier des argilites de l’Est dont les essais de comportement à long terme montrent une extrême sensibilité à une contrainte déviatorique, avec un seuil initial nul pour certains modèles de fluage.

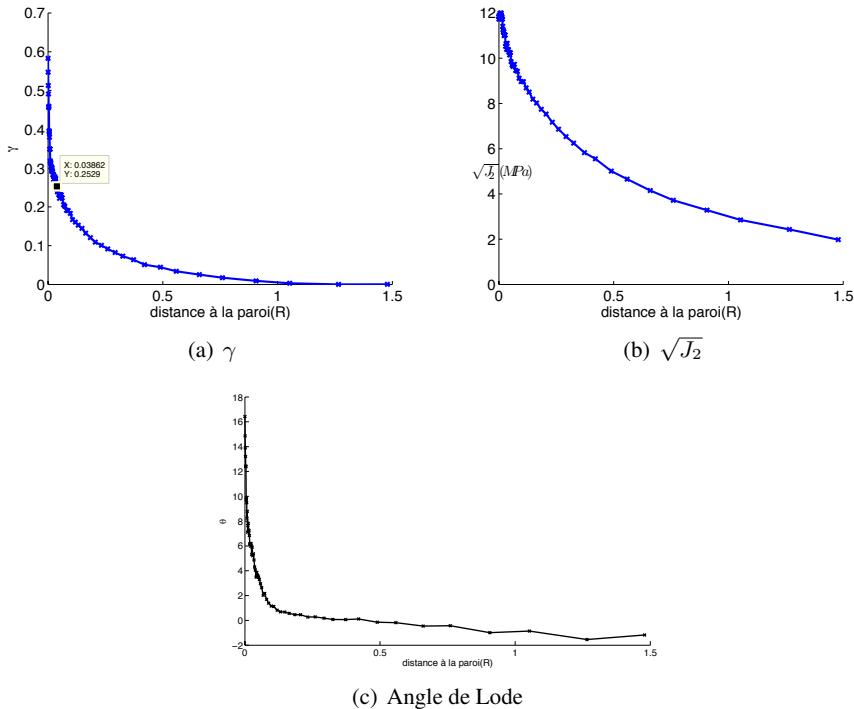


FIG. IV.6 – Valeurs finales en fonction de la profondeur(famille faible)

IV-3 Modèle isochore

IV-3.1 Rappel du modèle comportemental

Modèle de Von Mises écrouissable avec potentiel associé :

$$f(\underline{\sigma}, \gamma) = \sqrt{J_2} - k(\gamma) = \sqrt{J_2} - \frac{R_c^\xi(\gamma)}{\sqrt{3}} \quad (\text{IV.12})$$

$$k(\gamma) = H(2\gamma - \gamma^2) + k_0 \quad \begin{cases} H \\ k_0 \end{cases} = \frac{15.8 \text{ MPa}}{\sqrt{3}} = \begin{cases} 6.51 \text{ MPa} \\ 9.13 \text{ MPa} \end{cases} \quad (\text{IV.13})$$

On prend γ comme la déformation déviatorique plastique cumulée rapportée à la valeur maximale admissible pour cette dernière :

$$\gamma = \frac{\xi}{\xi_{rup}} \quad (\text{IV.14})$$

$$\xi_{rup} = \sqrt{\frac{2}{3}} \epsilon_{drup}^p = \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{106 \text{ MPa}}{E} \quad (\text{IV.15})$$

On rappelle les lois d'écoulement (concernant l'équation (IV.17), l'écriture se justifie par le fait que la déformation plastique d'un critère de Von Mises est purement déviatorique) :

$$\dot{\underline{\epsilon}}^p = \lambda \frac{\partial f}{\partial \underline{\sigma}} \quad (\text{IV.16})$$

$$\dot{\gamma} = \frac{\lambda}{\xi_{rup}} \left\| \frac{\partial f}{\partial \underline{\sigma}} \right\| \quad (\text{IV.17})$$

Le critère étant un critère de Von Mises, la démarche sera semblable à celle abordée dans le cadre général des critères circulaires. De plus, vu que la déformation maximale à la rupture ξ_{rup} ne dépend pas de la contrainte moyenne, on peut prendre γ comme variable d'écrouissage.

$$\beta = \gamma = \frac{\xi}{\xi_{rup}} \quad (\text{IV.18})$$

Étant donné que le critère est un critère de Von Mises associé, on a :

$$\Delta \underline{\epsilon}^p = \frac{\Lambda}{\sqrt{2}} \underline{n} \quad (\text{IV.19})$$

$$\Delta \gamma = -\Lambda \frac{\partial f}{\partial \gamma} = 2H\Lambda(1-\gamma) \quad (\text{IV.20})$$

Le critère étant circulaire, (III.49) est toujours valable, de sorte que l'on abouti à :

$$f(\underline{\sigma}, \gamma_{n+1}) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left\| \underline{s}^* \right\| \left| 1 - \frac{\mu \Lambda \sqrt{2}}{\left\| \underline{s}^* \right\|} \right| - k(\gamma_n + \Delta \gamma) = 0 \quad (\text{IV.21})$$

A la différence du cas classique, ici k n'est pas une fonction linéaire de l'écrouissage, aussi faut-il résoudre l'équation du second degré suivante :

$$f(\underline{\sigma}^*, \gamma_n) - \Lambda \left(\mu + \sqrt{2} \frac{H}{\xi_{rup}} (1 - \gamma_n) \right) + \frac{H \Lambda^2}{2 \xi_{rup}^2} = 0 \quad (\text{IV.22})$$

La solution est la plus petite racine :

$$\Lambda = \frac{\xi_{rup}}{H} \left(\sqrt{2} H (1 - \gamma_n) + \mu \xi_{rup} - \sqrt{\left(\sqrt{2} H (1 - \gamma_n) + \mu \xi_{rup} \right)^2 - 2H f(\underline{\sigma}^*, \gamma_n)} \right) \quad (\text{IV.23})$$

IV-3.2 Résultat des calculs

Comme précédemment, plusieurs ensembles de figures ont été représentés :

- la figure IV.7 page 108 : zone endommagée ;

- la figure IV.8 page 109 : isovaleurs des invariants des contraintes ;
- la figure IV.9 page 110 : évolution de quelques quantités en paroi en fonction de l'avancement ;
- la figure IV.10 page 111 : état final du tunnel.

On constate que la variable γ atteint quasiment sa répartition définitive au moment de l'excavation (figure IV.9(a)) hormis une légère augmentation en limite de la zone endommagée, ce qui a pour effet d'étendre cette dernière (figure IV.7(c))³. La valeur du taux de dégradation en paroi est légèrement inférieure à précédemment, mais son étendue est de l'ordre du dixième de l'étendue calculé précédemment.

On observe les mêmes phénomènes concernant l'angle de Lode et la contrainte moyenne. Toutefois, cette dernière n'ayant pas d'influence sur γ ni sur le critère, ce facteur n'a pas autant d'importance.

IV-4 Modèle dilatant associé

IV-4.1 Rappel du modèle comportemental

La loi de comportement est désormais un critère de Höek-Brown à potentiel associé, mais seul R_c^ξ est fonction de l'écrouissage et $m_b = 5$:

$$R_c^\xi = H(2\gamma - \gamma^2) + R_c^0 \quad \begin{cases} H &= 5.5 \text{ MPa} \\ R_c^0 &= 4.0 \text{ MPa} \end{cases} \quad (\text{IV.24})$$

La variable γ est fonction de la déformation déviatorique plastique cumulée et de la contrainte moyenne :

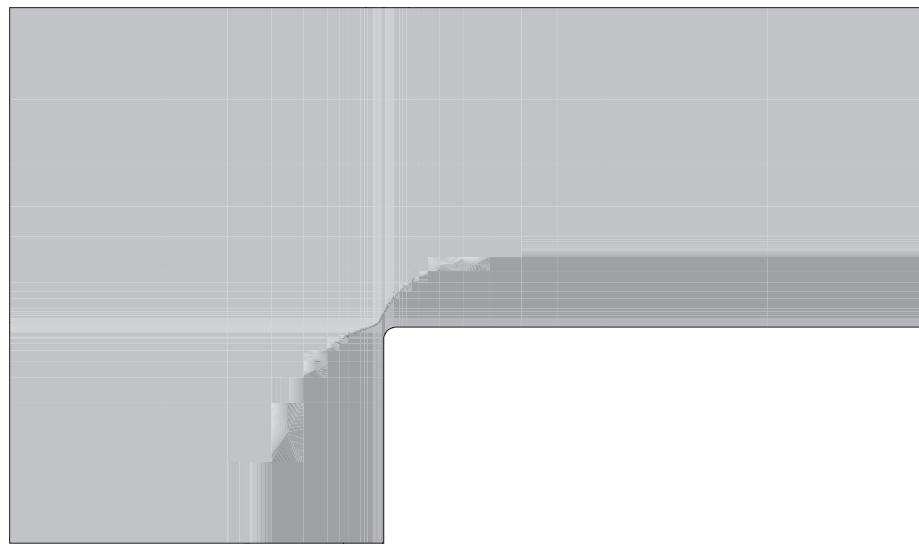
$$\gamma = \frac{\xi}{\xi_{rup}(\sigma_m)} = \frac{\xi}{B - A\sigma_m} \quad (\text{IV.25})$$

$$\xi_{rup} = \sqrt{\frac{2}{3}} \epsilon_{drup}^p = \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{1}{\sqrt{E}} (-0.08\sigma_m - 0.62) \quad (\text{IV.26})$$

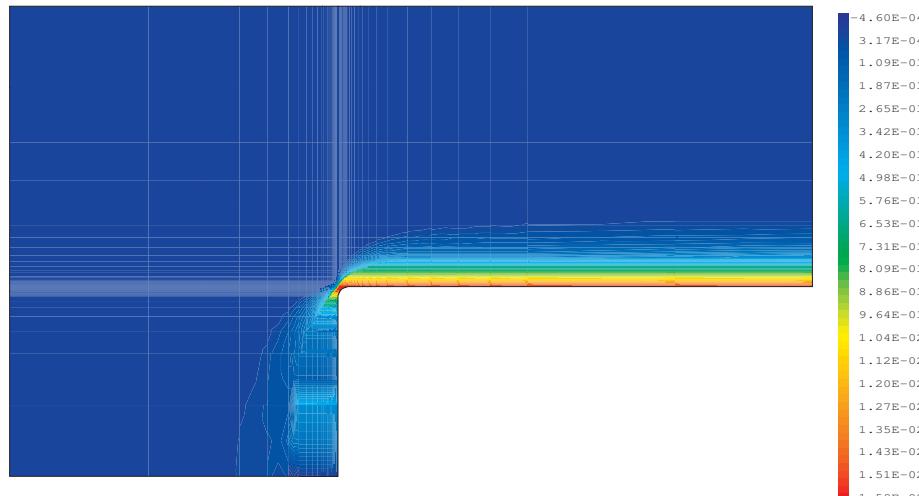
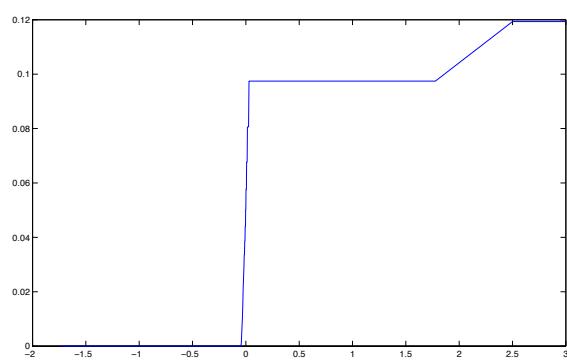
σ_m exprimé en MPa.

Comportement post rupture Pour ce critère, le seuil de rupture a été atteint, il a donc fallu modéliser le comportement post-rupture. On observe généralement lors d'essais que le comportement est de type fragile sur des essais en compression simple, et devient plastique parfait pour un très fort confinement. Afin de

³L'importance de la variation d'étendue de la zone endommagée est due au mode de calcul : considérer la distance à la paroi du point après le dernier point pour lequel γ est non nul.



(a) Parties ayant plastifié

(b) Valeurs de γ 

(c) Étendue de la zone endommagée en fonction de l'avancement

FIG. IV.7 – Zone endommagée (famille isochore)

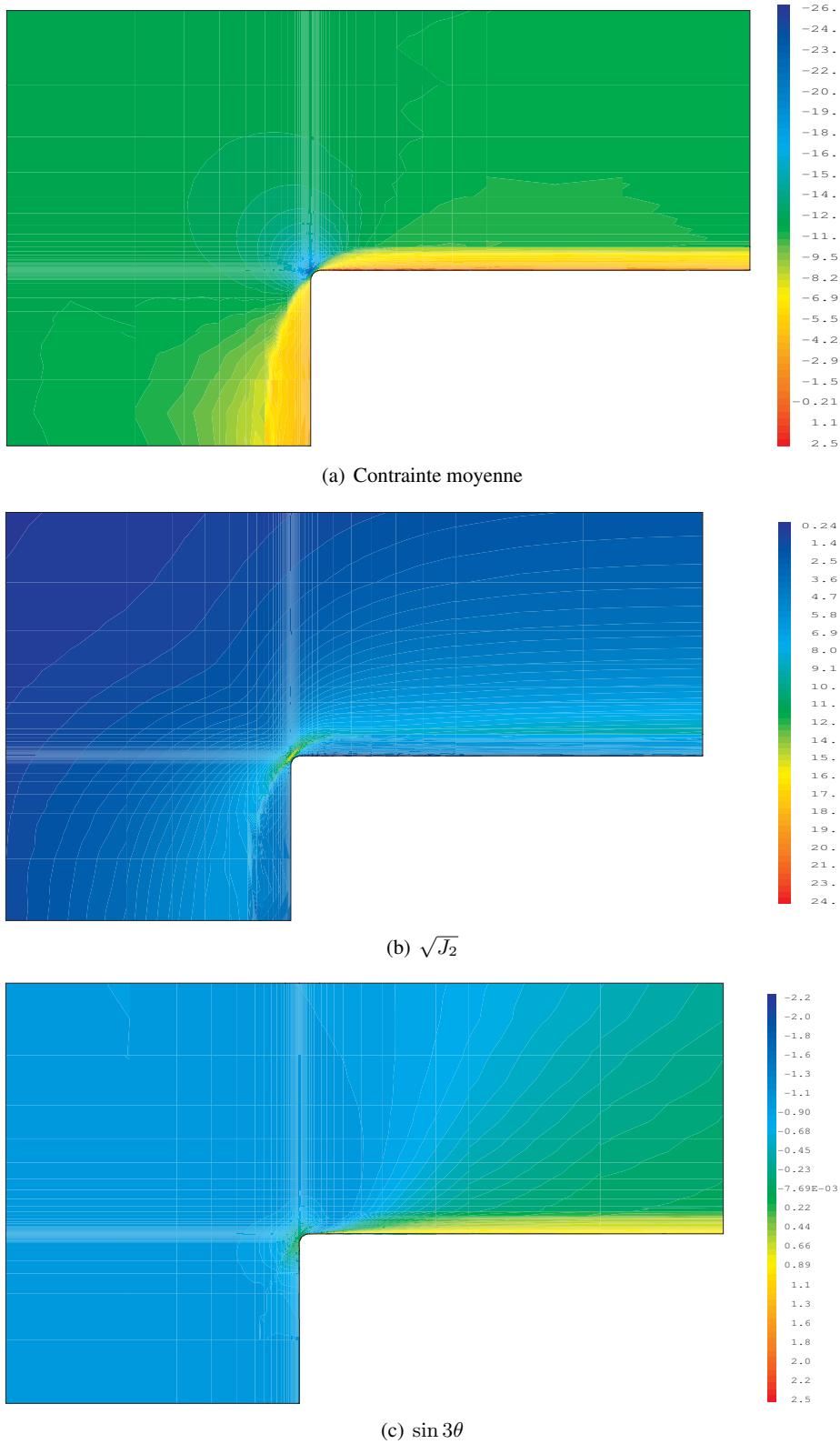


FIG. IV.8 – Invariants des contraintes (famille isochore)

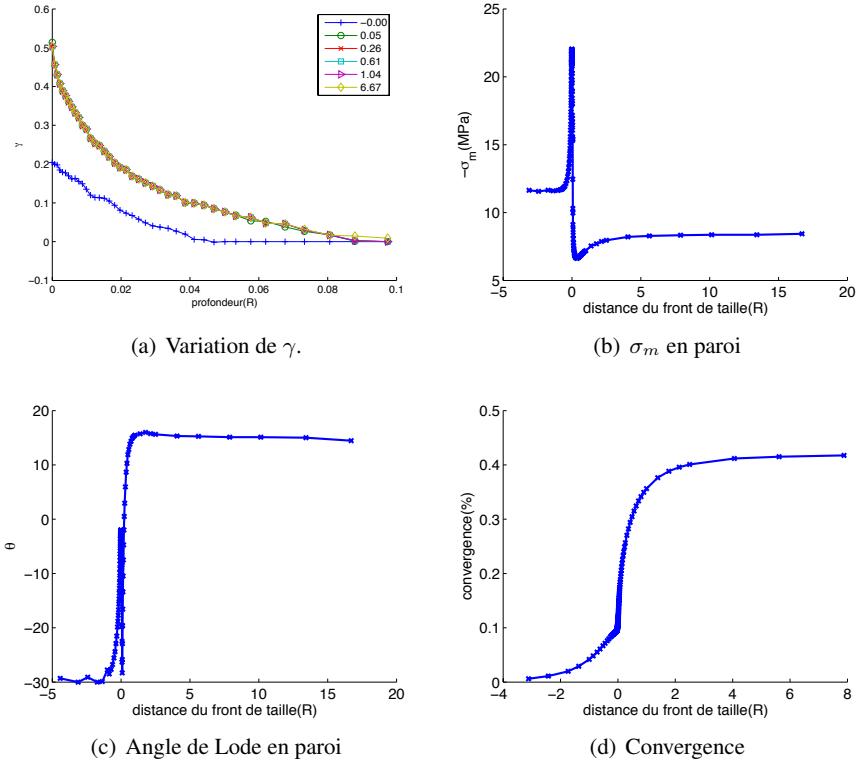


FIG. IV.9 – Évolution en fonction de l'avancement (famille isochore)

correspondre à cette tendance, le modèle résiduel simplifié a été choisi avec les caractéristiques suivantes (modèle de Hœk-Brown plastique parfait) :

$$m_b = 5 \quad (\text{IV.27})$$

$$R_c^\xi = R_c^0 \quad (\text{IV.28})$$

$$s = 0 \quad (\text{IV.29})$$

Quand $-\sigma_m$ tend vers l'infini, le critère résiduel est équivalent à la limite élastique initiale. En revanche annuler la valeur de s dans le critère de Hœk-Brown revient non seulement à imposer un domaine négatif pour σ_m , mais également à imposer une résistance nulle en compression simple⁴.

IV-4.2 Résultat des calculs

On représente les mêmes ensembles de résultats :

⁴Cela est du à l'écriture du critère de Hœk-Brown : le paramètre R_c^ξ ne coïncide avec la résistance à la compression simple définie par le critère que quand $s = 1$.

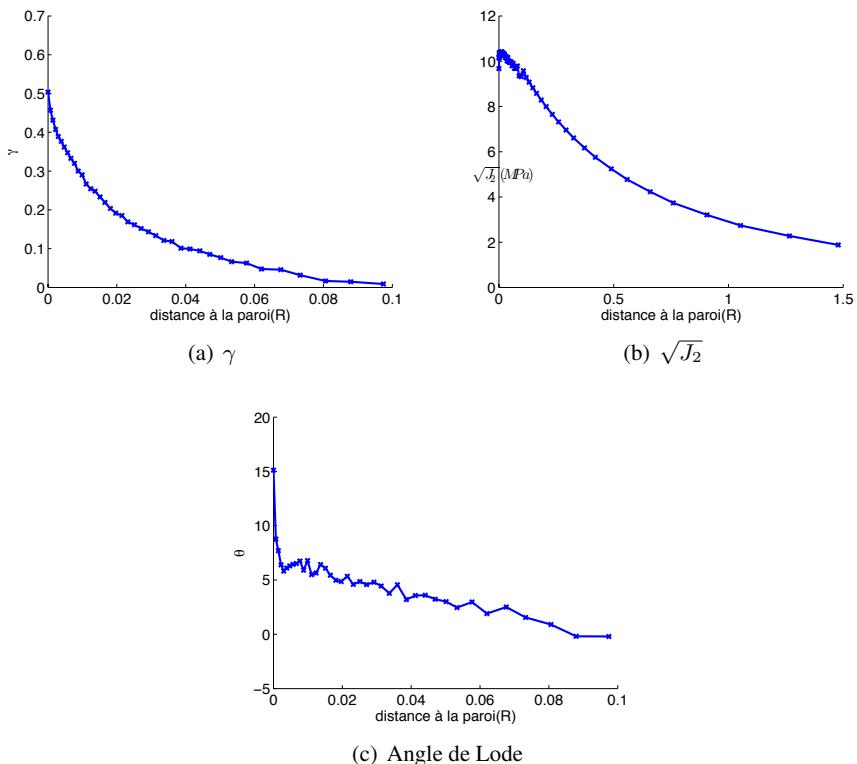
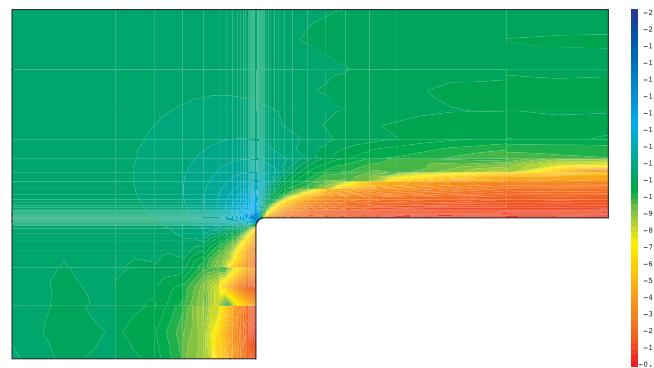


FIG. IV.10 – Valeurs finales en fonction de la profondeur (famille isochore)

- la figure IV.12 page 113 : zone endommagée (et rompue dans ce cas) ;
- la figure IV.11 page suivante : isovaleurs des invariants des contraintes ;
- la figure IV.13 page 114 : évolution de quelques quantités en paroi en fonction de l'avancement ;
- la figure IV.14 page 115 : état final du tunnel.

À la différence des simulations précédentes, celle ci se caractérise par le dépassement de la limite ultime du critère. La zone rompue a une amplitude après excavation de l'ordre de 0,5 rayon, soit la moitié de l'étendue de la zone endommagée. Là encore l'essentiel de l'endommagement se produit à moins de un rayon du front de taille. Ce constat est vrai dans une moindre mesure en ce qui concerne la zone rompue qui continue à s'étendre d'une manière non négligeable au delà de cette distance. La quantité γ décroît rapidement à partir de la frontière de la zone rompue.

On observe globalement les mêmes phénomènes que pour les simulations précédentes en ce qui concerne les invariants des contraintes, même si quelques remarques particulières s'imposent. Le minimum de pression moyenne en paroi est



(a) Contrainte moyenne

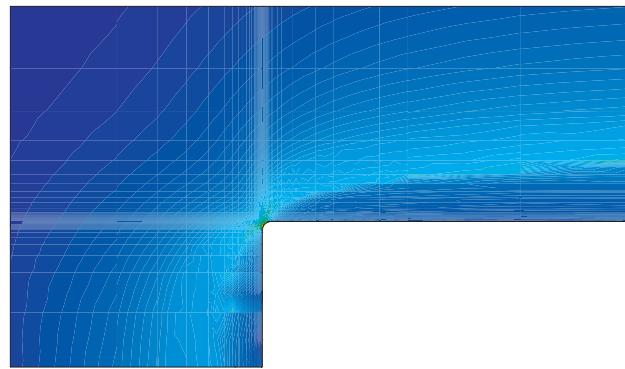
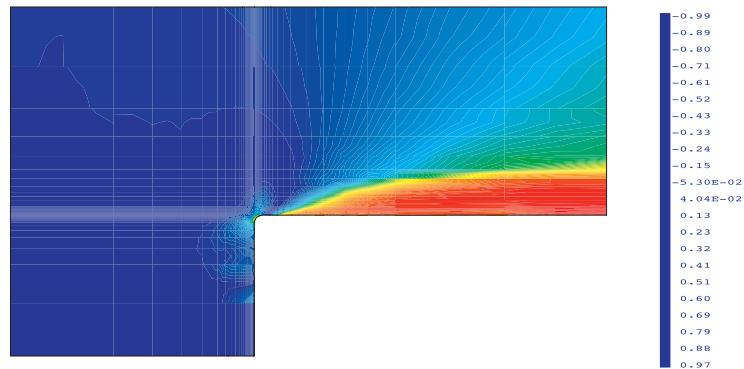
(b) $\sqrt{J_2}$ (c) $\sin 3\theta$

FIG. IV.11 – Invariants des contraintes(famille assosciée)

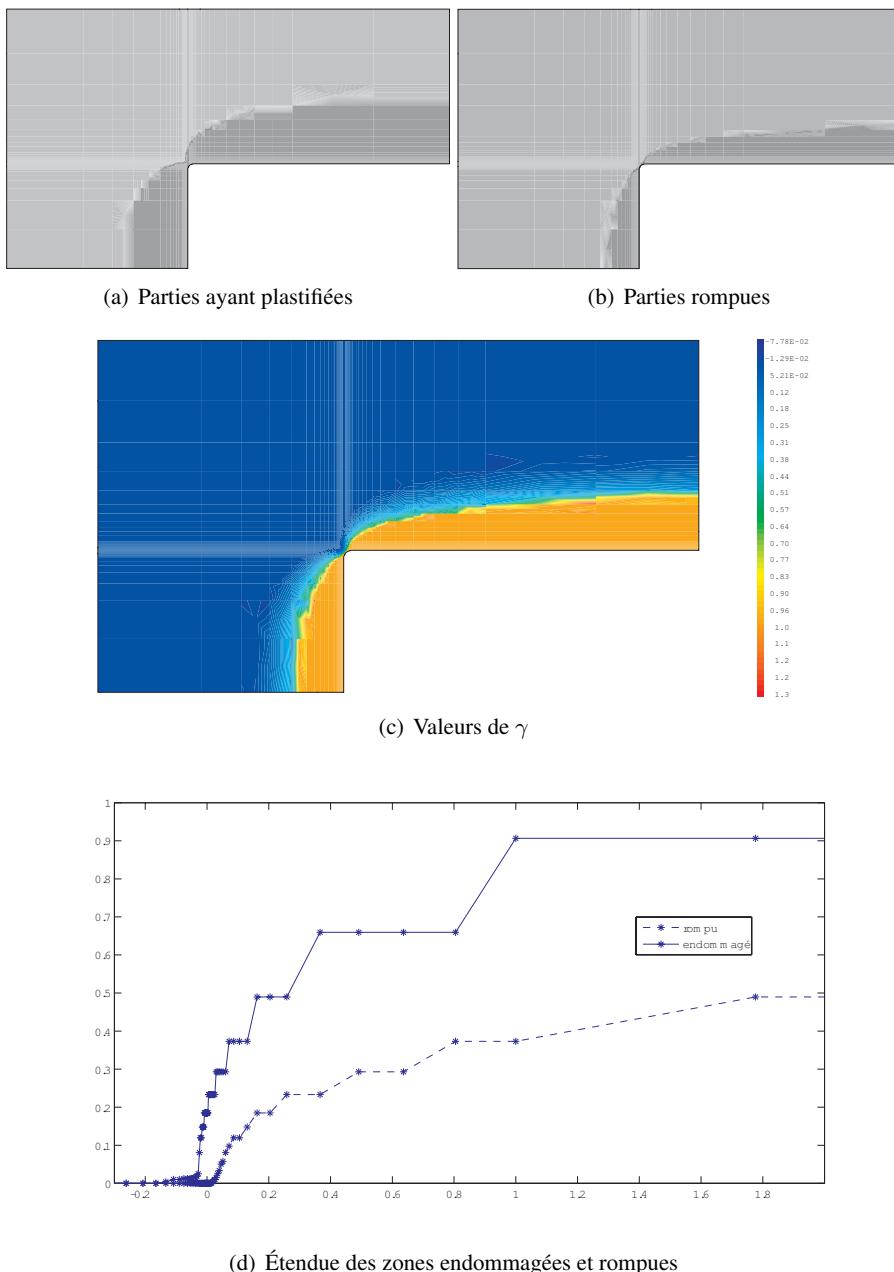


FIG. IV.12 – Zone endommagée(famille asssociée)

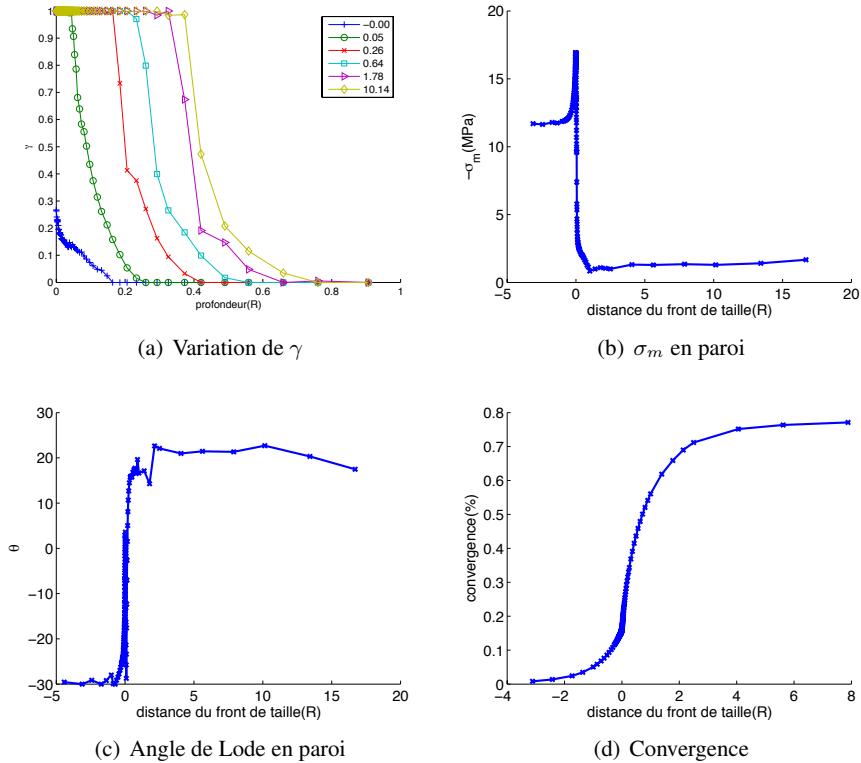


FIG. IV.13 – Évolution en fonction de l'avancement(famille assssociée)

moins marqué qu'en ce qui concerne les modèles précédents, alors que le brusque passage en extension subsiste. On observe en ce qui concerne $\sqrt{J_2}$ (figure IV.14(b) page suivante) une croissance à partir de la paroi dans la zone rompue, suivie d'une décroissance. A priori, les zones les plus affectées par le fluage devraient donc se situer à l'interface, sous réserve de validité du modèle rompu, et sous réserve également de connaître le comportement à long terme de zones fortement endommagées.

On constate comme précédemment une décroissance rapide de la valeur de l'angle de Lode dans la zone endommagée, pour atteindre la valeur prévue par le calcul élastique dans la zone intacte. Cependant les valeurs de cette grandeur dans la zone rompue sont nettement supérieures aux valeurs maximales calculées dans les modèles sans rupture. En effet, alors que précédemment, seules les zones immédiatement en paroi présentaient un angle de Lode de l'ordre d'un peu plus de 15° , cette quantité vaut désormais plus de 20° sur l'essentiel de la zone rompue.

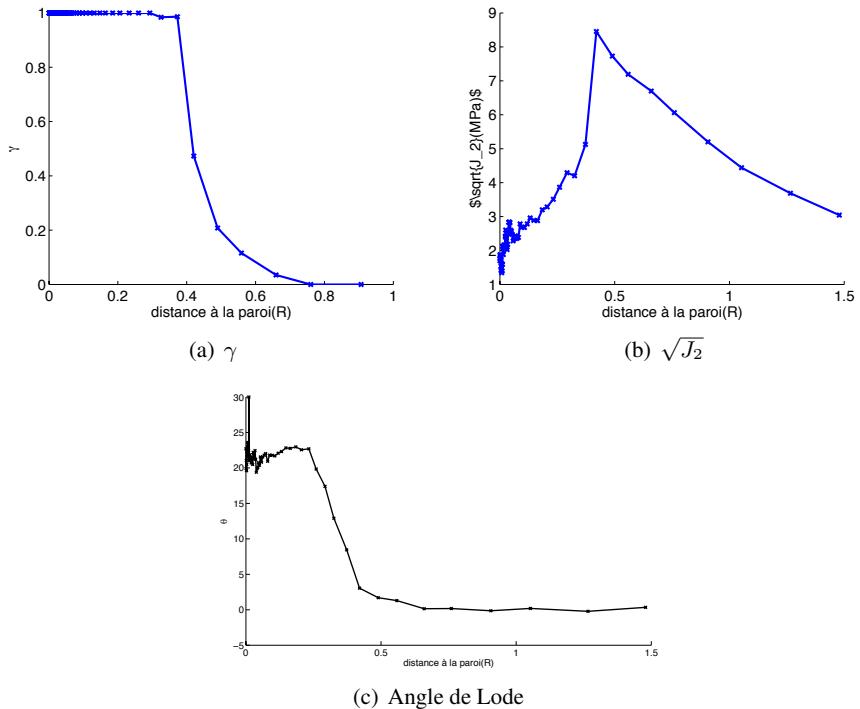


FIG. IV.14 – Valeurs finales en fonction de la profondeur(famille assssociée)

Bilan et perspectives.

Cette thèse était inscrite initialement dans un contexte assez général de simulation d'un tunnel dans un milieu rocheux. La possibilité fournie par l'ANDRA de se baser sur un cas réel et d'analyser un grand nombre d'essais a permis de ne pas cantonner le travail à un aspect purement numérique. Toutefois, y compris dans l'interprétation des simulations de creusement, les conclusions ne se limitent pas à aux seules dans une argilite de l'Est. Quelque fois les réflexions menées dans les différents chapitres ont pu également mettre en évidence des problèmes qu'il n'était pas forcément possible de résoudre, mais qui peuvent établir la base de recherches futures. Effectuer un bilan par chapitre permet également d'avoir le recul nécessaire pour appréhender d'une manière synthétique les liens entre les différentes parties.

Les lois de comportement – les critères.

Il est utile de mettre en regard cette partie avec celles qui suivent : en effet, le formalisme nécessaire pour proposer une fonction de charge générale en géomécanique, empêche de mettre en exergue le double impératif qui a procédé à sa réalisation : élaborer un critère dont les paramètres soient aisément identifiables à partir de données expérimentales et qui soit performant d'un point de vue numérique. Que le critère ainsi défini permette de définir une loi de comportement restituant les spécificités du comportement des roches, constituait un autre impératif, encore plus important, cela va sans dire⁵. Si l'on se reporte au chapitre III, la section III-7.2 page 90 montre que l'exigence numérique est satisfaite. Tous les essais nécessaires à la détermination de la loi de comportement peuvent être réalisés à partir d'une machine d'essais triaxiale : cet appareillage est commun dans le monde géotechnique. Les essais en extension, bien que plus rares, sont réalisables avec ce dispositif – en particulier la détermination de la limite d'élasticité ou du seuil d'endommagement peut être réalisée sans grande difficulté technique. Les résultats du chapitre IV page 97, montrant sans équivoque une configuration d'extension en amont du front de taille, permettent d'affirmer que la détermination du ratio d'extension L_S constitue un axe de recherche pertinent : c'est en effet dans

⁵ « Cela va sans dire, mais cela va mieux en le disant » selon la formule de Talleyrand.

les zones d'instabilité de la structure que la connaissance de ce paramètre est requise. Aussi on peut penser qu'il serait plus judicieux de le déterminer plutôt que d'utiliser la valeur prédictive par les critères classiques calés seulement sur des essais triaxiaux de compression⁶

Le comportement des argilites de l'Est

Il a été choisi de modéliser le comportement des argilites de l'Est en se basant sur le formalisme de l'élastoplasticité. En se restreignant à la même couche géologique, les différences de comportement mécaniques ont abouti à l'identification de trois comportements distincts⁷ : cela n'est pas surprenant outre mesure puisque « des matériaux argileux contenant des proportions similaires de calcite [peuvent] avoir des comportements physiques et mécanique très différents » [10]. Les essais ayant été réalisés par différents laboratoires, il n'est pas possible de parler en connaissance de cause des conditions de stockage, de préparation, ni même forcément des intentions ayant présidé à la réalisation de chaque essai. Étant donné que trois familles avaient été identifiées, il s'avéra nécessaire de les modéliser toutes les trois, ce qui donna des résultats fondamentalement différents au chapitre IV. Il est particulièrement intéressant de noter qu'entre la famille isochore et la famille à faible limite élastique, l'étendue de la zone endommagée variait avec un rapport de l'ordre de un à dix, alors que le taux de convergence était similaire. Comme les deux simulations aboutissaient à des taux de dégradation γ maximaux sensiblement voisins et largement inférieurs au seuil de rupture, il s'avère qu'alors que les deux familles seraient sensiblement équivalentes dans l'optique d'un projet routier, cela n'est pas le cas pour ce qui concerne une problématique de sûreté environnementale. En particulier, on ne peut, dans ce cas, considérer la mesure du taux de convergence comme une mesure de risque, ni comme une vérification a posteriori de la loi de comportement.

Le taux γ rapport de la déformation déviatorique irréversible par rapport à la déformation déviatorique irréversible à la rupture permet de mesurer la dégradation du matériau rocheux : il a permis pour les trois familles de paramétriser efficacement l'évolution du critère. Les premiers essais entrepris sur un autre type de roche encouragent à persévirer dans cette voie. Enfin en tentant de déterminer la loi régissant la valeur de la déformation déviatorique irréversible à la rupture ϵ_{drup}^p , il s'établit empiriquement que cette quantité croît⁸ linéairement en fonction de la

⁶La présente réserve s'applique aux calculs effectués dans cette thèse. Disposer d'essais en extension permettrait éventuellement de lever si la valeur de L_S déduite du critère de Hoek-Brown était confirmée par l'expérimentation.

⁷Une quatrième famille qui n'a pas été modélisée, correspondait aux essais pour lesquels l'hypothèse d'élasticité linéaire était une vue de l'esprit.

⁸Sauf pour la famille isochore, ce qui est somme toute logique, étant donné que la plasticité isochore résulte de l'indépendance de la loi de comportement vis à vis de la contrainte moyenne.

pression hydrostatique⁹, et qu'elle est fonction inverse du module. Dans le cas de la famille à faible limite d'élasticité, c'est exactement l'inverse du module et la dispersion sur les dix essais de cette loi empirique est extrêmement faible. D'un point de vue physique, on peut interpréter cette sensibilité de la loi empirique au module d'Young par le fait qu'un matériau plus raide va présenter une plus grande fragilité que traduit la diminution de la déformation irréversible acceptable. Enfin, dans les zones de confinement trop faible, le matériau aura un comportement purement fragile et une décharge élastique peut théoriquement aboutir à la rupture du matériau quand la pression moyenne devient insuffisante pour garantir la cohésion du matériau.

On peut voir apparaître clairement pour la famille à faible limite élastique un changement de la valeur de l'angle de dilatance pour une valeur critique du taux de dégradation. Les brèches du Crêt-Até présentent le même phénomène. Il semblerait que la valeur critique de γ se situe entre 0.4 et 0.6. Il conviendrait d'étudier plus précisément ce phénomène et de vérifier en particulier si ce seuil ne correspondrait pas à l'apparition d'un caractère instable du matériau. Si tel était le cas, une application pourrait être une redéfinition de certains règlements de calcul aux états limites.

L'existence de la famille à faible limite élastique conjuguée aux difficultés rencontrées lors du traitement de certains essais, font ressortir le besoin d'effectuer des cycles de charge-décharge : en leur absence, le risque n'est pas négligeable d'utiliser le module tangent en lieu et place du module d'Young, et de considérer comme élastique un matériau présentant des taux de dommage importants.

Les méthodes de calcul

La présentation de différentes méthodes de calcul a permis de mener à bien un comparatif sur différentes formules utilisées dans la méthode de convergence-confinement. Il s'avère que les formules simplifiées diffèrent au voisinage immédiat du front de taille. La plupart négligent le rôle du coefficient de Poisson, auquel le profil de convergence est sensible précisément dans cette zone. En mettant en parallèle cette remarque avec le chapitre IV qui montre que l'essentiel des dommages apparaît au passage du front de taille et où l'on voit que la roche en païoi est sollicitée le plus violemment immédiatement après l'excavation, on peut conclure que si la méthode convergence confinement est un outil de dimensionnement rapide et performant, elle doit être manipulée avec précaution si le calcul de l'endommagement du massif devient crucial. En effet, que ce soit dans une problématique de sécurité environnementale ou parce que l'on craint une rupture, on peut difficilement s'affranchir d'une simulation tridimensionnelle : l'essentiel des phénomènes irréversibles s'effectuent dans une zone où il est impossible de considérer

⁹En considérant les tractions positives, il faudrait dire l'inverse de la contrainte moyenne .

que l'on vérifie l'hypothèse des déformations planes. Si la méthode convergence-confinement semble appropriée pour un ingénieur cherchant à dimensionner un soutènement posé loin du front de taille, en revanche, la configuration bidimensionnelle de la plaque trouée dans un calcul aux éléments finis n'est pas adaptée à la prédiction fine du comportement du massif. On peut même penser que plus le modèle sera sophistiqué (on peut penser en particulier penser à des modèles d'endommagement anisotropes), plus le calcul bidimensionnel risque de s'éloigner du phénomène qu'il simule.

Le critère du chapitre I a été implémenté à l'aide de l'algorithme de calcul stationnaire dont on a précisé les limites¹⁰ à la section III-6.3 Le calcul de l'écoulement pour un critère non circulaire pouvant s'avérer gourmand en temps de calcul, il a été procédé à la réalisation d'abaques numériques : leur principal intérêt est l'efficacité au niveau du temps de calcul. On peut leur voir un autre intérêt pratique en terme d'efficacité de déploiement : la réalisation d'un code aux éléments finis est une opération lourde et onéreuse, et sa modification n'est pas chose aisée. Le calcul des abaques numériques s'effectuant sur une configuration géométrique indépendante des phénomènes mécanique, leur création peut s'effectuer de manière extrêmement simple et en dehors de tout code d'éléments finis, y compris en utilisant une méthode de calcul extrêmement brutale. Une fois ces abaques stockés dans des fichiers, un programmeur peut adapter un programme existant en limitant au minimum la quantité de code généré (réduisant par la même les risques d'erreur). Le principe des abaques numériques étant indépendant de l'hypothèse de stationnarité, il est donc valide pour un calcul élastoplastique effectué selon des méthodes usuelles.

Le calcul de l'excavation

Le calcul a bien sûr permis d'évaluer l'étendue de la zone endommagée selon le modèle choisi. On constate que l'intensité de la dégradation décroît de manière « hyperbolique » depuis la paroi. L'essentiel de la dégradation se produit au passage du front de taille et dans les zones situées immédiatement après. Ces zones coïncident avec une zone de brutale variation des contraintes. Le raffinement du maillage au franchissement du front a permis d'obtenir une densité suffisamment importante pour suivre ces variations sur des pas extrêmement rapprochés. On a pu mettre ainsi en évidence que la contrainte moyenne passe par un maximum (de compression) à hauteur du front de taille, de l'ordre du double de la contrainte en place, puis l'excavation induit une décompression brutale, avant que la convergence du massif ne permette une remontée de la pression. On aboutit ainsi à un résultat quelque peu paradoxal en paroi : à la différence de l'intérieur du massif, la

¹⁰Bien que les calculs aient été effectués dans une configuration axisymétrique, cela n'est pas une nécessité, et le calcul stationnaire peut s'effectuer pour une configuration véritablement tridimensionnelle.

quantité γ passe par un maximum à environ 0,2 à 0,25 rayon du front de taille : c'est donc dans cette zone que le risque de rupture est le plus élevé. Ce résultat suggère également une piste de modélisation future : quantifier l'impact d'un creusement sous pression, par exemple un tunnelier à pression de boue sur la tenue globale de l'ensemble¹¹.

Comme on l'a dit précédemment pour souligner la nécessité d'effectuer des essais triaxiaux d'extension, le massif en avant de l'excavation est en pure extension (angle de Lode de -30° partout en avant du front). Comme le problème majeur concernant l'emploi des argilites de l'Est était la connaissance de l'état du massif après excavation et non un souci concernant la stabilité au cours du creusement, il n'a pas été fait mention jusqu'à présent d'une implication de ce résultat : la pertinence des essais de laboratoire quant à la stabilité du front de taille. Un simple regard sur la carte des isovaleurs démontre que le front de taille est en pure extension : les essais demandés pour réaliser l'étude de problèmes de stabilité de cette zone devraient comporter des essais en extension¹². Les résultats en paroi montrent que si la valeur de l'angle de Lode remonte au passage du front de taille, un brusque et bref passage en extension pure a lieu au moment de l'excavation : il conviendrait d'effectuer des comparaisons plus poussées pour pouvoir mesurer l'étendue réelle de ce passage. En ce qui concerne l'évolution transversale de l'angle de Lode, on constate qu'il est beaucoup plus important au voisinage de la paroi, là où le matériau est le plus sollicité¹³, avant de se rapprocher pour les faibles valeurs de γ d'une configuration de cission, proche du cas élastique. Une piste consensuelle, quant à l'interprétation de ce résultat, concernerait une méthode d'évaluation in situ de l'état du massif : l'emploi de méthodes de surcarottage permettant de mesurer l'état de contrainte de la roche, on peut calculer l'angle de Lode, et partant de là effectuer une analyse à posteriori de la dégradation du massif. Bien entendu, il convient d'envisager le cas anisotrope et de réfléchir cas par cas pour différents types de roches : ce qui suggère un axe de recherche futur à partir de ce résultat.

¹¹Bien sûr il convient auparavant de vérifier d'une part que les terrains habituels dans lesquels on emploie ce type de tunneliers présentent bien ce phénomène de minimum de pression, d'autre part que l'extension de la mise en pression là où elle n'est pas utilisée habituellement apporte des gains suffisants comparé aux inconvénients (sécurité, opérabilité, coût ...) : une solution séduisante du point de vue numérique pouvant facilement s'avérer ridicule du point de vue du chantier.

¹²Même si pour les argiles les travaux de Matsuoka et Nakaï suggèrent un ratio d'extension conforme au critère de Mohr-Coulomb, cela reste à démontrer pour d'autres matériaux : on peut penser en particulier aux terrains à la frontière sols durs-roches molles.

¹³Comme γ intervient dans un phénomène d'écrouissage, on peut également parler de taux de mobilisation plutôt que de taux de dégradation, en particulier avec une personne ayant une opinion positive de la NATM. Mais les controverses sur le sujet sont suffisamment vives pour que l'on s'abstienne d'y contribuer en fin de travail, fût-ce au travers de la sémantique.

Perspectives générales

Ce travail a permis d'aborder la réponse à l'excavation d'un massif rocheux, depuis l'essai en laboratoire jusqu'à la simulation de la structure, en passant par des aspects théoriques et numériques. Outre les résultats immédiats (critère global, loi empirique de dégradation, abaques numériques...), on peut aboutir à des perspectives générales de recherche : la nécessité de développer les essais en extension apparaît au long de l'étude, ce qui semble confirmé par les calculs de structure. Il convient de développer ces essais non seulement en ce qui concerne la détermination du critère, mais également, ce qui est moins souligné mais tout aussi important, en ce qui concerne l'étude des potentiels et des phénomènes de contractance et dilatance.

La nécessité d'insérer un arrondi dans le maillage pour des raisons numériques ouvre indirectement des perspectives : non seulement quant à des études plus poussées sur la sensibilité au maillage des résultats, mais également sur des problèmes d'influence de la forme d'un outil de coupe ou de forage sur le matériau creusé ou foré. La surpression au voisinage du front de taille devrait avoir un impact important sur les modélisations tenant compte des phénomènes poromécaniques. Le fait que l'on se soit intéressé au comportement du matériau endommagé n'a pas permis de s'intéresser véritablement à la modélisation d'un matériau élasto-fragile : une piste serait d'utiliser les méthodes de frontière mobile dans un calcul stationnaire, ce qui nous amène à des perspectives dépassant le cadre de la mécanique des roches et du génie civil.

Puisque l'on évoque les perspectives globales au delà du domaine dans lequel ce travail a été situé, on peut à la fin de la conclusion de cette thèse évoquer à nouveau son premier chapitre, puisque la fonction de charge qui y a été construite peut s'appliquer en dehors de la géotechnique, dans des domaines où l'on a déjà commencé à modéliser le comportement des matériaux de la même manière qu'en géomécanique : que ce soit les problèmes de process industriels sur des poudres métalliques ou de biomécanique.

Bibliographie et annexes

Bibliographie

- [1] AFTES : Recommandations relatives à la méthode convergence confinement. *Tunnels et Ouvrages Souterrains*, (170):79–89, mars/avril 2002.
- [2] K. AKAI et H. MORI : Study on the failure mechanism of a sandstone under combined compressive stress. In *Proceedings 2nd Congress ISRM, Belgrade*, vol. II, p. 3–30, 1967.
- [3] J. ARGYRIS, G. FAUST, J. SZIMMAT, E. WARNKE et W. K.J. : Recent developments in the finite element analysis of PCRV. *Nuclear Engineering and Design*, 28(1):42 – 75, July 1974.
- [4] A. ATTA, D. GARNIER et S. MAGHOUS : Homogénéisation élastoplastique des milieux rocheux fracturés : de la modélisation au calcul d'ouvrages. In *16ème Congrès Français de Mécanique, Nice*, p. 1–6. Association Française de Mécanique, septembre 2003. CD-Rom.
- [5] G. BALMER : A general analytical solution for Mohr's envelop. *Am. Soc. Test. Mat.*, (52):1260 – 1271, 1952.
- [6] N. BARTON et S. BANDIS : Review of predictive capabilities of JRC-JCS model in engineering practice. In *Rock Joints, Loen*, Rotterdam, 1990. Balkema.
- [7] N. BARTON et V. CHOUBEY : The shear strength of rock joints in theory and practice. *Rock Mechanics*, 4(6):182 – 239, 1977.
- [8] N. BARTON, R. LIEN et J. LUNDE : Engineering classification of rock masses for the design of tunnel support. *Rock Mechanics*, (6), 1974.
- [9] N. R. BARTON : Review of a near strength criterion for rock joints. *Engineering Geology*, 7:287 – 232, 1973.
- [10] C. BAUER-PALINDOUX, D. TESSIER et M. GHOREYCHI : Propriétés mécaniques des roches argileuses carbonatées : importance de la relation calcite-argile. *C.R. Acad. Sci., Sciences de la terre et des planètes*, (326):pp 231–237, 1998.
- [11] D. BERNAUD : *Tunnels profonds dans les milieux viscoplastiques : approches expérimentale et numérique*. Thèse de doctorat, ENPC, 1991.
- [12] P. BIDAUT et S. MAÏOLINO : A45 - tunnel du Crêt-Até. Essais de laboratoire. Rap. tech., CETE de Lyon, LRPC de Lyon, avril 2005.

- [13] Z. BIENIAWSKI : Rockmass classification as a design aid in tunnelling. *Tunnels & tunneling*, 1968.
- [14] Z. BIENIAWSKI : The geomechanics classification in rock engineering applications. In R. BALKEMA, éd. : *Proc. 4th Int. Cong on Rock Mech, ISRM, Montreux*, p. 41–48 (II), 1979.
- [15] D. BIGONI et A. PICCOLROAZ : Yield criteria for quasibrittle and frictional materials. *Int. Journ. Solids Structures*, 41:2855–2878, 2004.
- [16] R. BORJA, K. SAMA et P. SANZ : On the numerical integration of three invariant elastoplastic constitutive models. *Comput. Methods Appl. Mech. Engrg*, 192(910):1227–1258, 2003.
- [17] H. D. BUI : Evolution de la frontière du domaine élastique des métaux avec écrouissage plastique et comportement élasto-plastique d'un agrégat de cristaux cubiques. *Sciences et Techniques de l'Armement - Mémorial de l'Artillerie Française*, 1:141 – 165, 1970.
- [18] H. D. BUI : Mécanique de la rupture, endommagement des matériaux et des structures. In *vingtième anniversaire du laboratoire de mécanique des solides, Palaiseau*, 1981.
- [19] CARRANZA-TORRES et C. FAIRHURST : Application of the convergence confinement method of tunnel design to rock masses that satisfy the hoek-brown failure criterion. *Tunnelling and Underground Space Technology*, 15(2):187–213, 2000.
- [20] C. CARRANZA-TORRES et C. FAIRHURST : The elasto-plastic response of underground excavations in rock masses that satisfy the Hoek-Brown failure criterion. *Int. Journ. Rock Mech. Min. Sci.*, 36:777–809, 1999.
- [21] J. CHERN, F. SHIAO et C. YU : An empirical safety criterion for tunnel construction. In *Proceeding of the Regional Symposium on Sedimentary Rock Engineering, Taipei*, p. 222–227, 1998.
- [22] A.-S. CHIARELLI : *Étude expérimentale et modélisation du comportement mécanique de l'argile de l'est. Influence de la profondeur et de la teneur en eau*. Thèse de doctorat, Université Lille I, 2000.
- [23] COLLECTIF : Référentiel géologique du site de l'est. Rapport A RP ADS 99-005, ANDRA, Janvier 1999.
- [24] L. B. COLMENARES et M. D. ZOBACK : A statistical evaluation of intact rock failure criteria constrained by polyaxial test data for five different rocks. *Int. Journ. Rock Mech. Min. Sci.*, 39:657–729, 2002.
- [25] Commissariat à l'Énergie Atomique, www-cast3m.cea.fr. *Logiciel de calcul aux éléments finis Cast3M*, 2004.
- [26] F. CORBETTA : *Nouvelles méthodes d'étude des tunnels profonds. Calculs analytiques et numériques*. Thèse de doctorat, ENSMP, octobre 1990. Technique et Economie de l'Exploitation du Sous-Sol.

- [27] F. CORBETTA, D. BERNAUD et D. NGUYEN MINH : Contribution à la méthode convergence confinement par le principe de la similitude. *Revue Française de Géotechnique*, (52):5–11, 1991.
- [28] K. DANG VAN, G. INGLEBERT et J. PROIX : Sur un nouvel algorithme de calcul de structure élastoplastique en régime stationnaire. In 3ème Colloque : "Tendances actuelles en calcul de structures", Bastia, 1985.
- [29] K. DANG VAN et M. H. MAÏTOURNAM : Steady stat flow in classical elastoplasticity : applications to repeated rolling and sliding contact. *Jour. Mech. Phys. Solids*, 41(11):1691 – 1710, 1993.
- [30] D. U. DEERE, A. HENDERSON, F. PATTON et E. CORDING : Design of surface and near surface construction in rock. In C. FAIRHUST, éd. : *Failure and breakage of rock, proc. 8th US. symp rock mech.*, p. 237–302, New York, 1967. Am. Inst. Min. Metall. Petroleum Engrs, Soc. Min. Engrs.
- [31] H. DENKHAUS : The application of the mathematical theory of elasticity to problem of stress in hard rock at great depth. In *Papers and discussions*, p. 271 –310. Assn. Mine Managers of South Africa, 1958.
- [32] D. DRUCKER et W. PRAGER : Soil mechanics and plastic analysis on limit design. *Quart. Appl. Math.*, 10:157–165, 1952.
- [33] P. DUFFAUT : About some erroneous concepts in rock tunneling. *Gallerie e grandi opere sotterranea*, p. 16–22, mars 1998.
- [34] C. FOSTER, R. REGUEIRO, A. FOSSUM et R. BORJA : Implicit numerical integration of a three-invariant, isotropic/kinematic hardening cap plasticity model for geomaterials. *Comput. Methods Appl. Mech. Engrg.*, (194):5109–5138, 2005.
- [35] J. FRANKLIN : Triaxial strength of rock materials. *Rock Mechanics*, 3:86 :98, 1971.
- [36] M. GASC : Calage des modèles à partir des résultats des essais thermo-hydromécaniques sur les argilites de l'est et les siltites du gard. Rap. tech. B RP 0.G3S 99-001/A, G3S, février 1999.
- [37] R. GOODMAN et G. SHI : *Block Theory and its Application to Rock Engineering*. Englewood Cliffs :Prentice Hall, 1985.
- [38] A. GUILLOUX, S. BRETELLE et F. BIENVENUE : Prise en compte des pré-soutènements dans le dimensionnement des tunnels. *Revue Française de Géotechnique*, (76):3–16, 1996.
- [39] C. GUO : *Calcul des tunnels profonds soutenus : méthode stationnaire et méthodes approchées*. Thèse de doctorat, ENPC, juillet 1995.
- [40] B. HALPHEN et J. SALENÇON : *Elasto-plasticité : cours de calcul des structures anélastiques*. Presses de l'ENPC, 1987.
- [41] A. HEIM : Zur frage des gebirgs - und gesteinsfestigkeit. *Schweiz. Beutzg.*, 50, février 1912.

- [42] E. HOEK : Strength of jointed rock masses,. *Géotechnique*, 33(3):187–223, 1983.
- [43] E. HOEK : *Rock Engineering, course notes*, chap. 11 Rock mass properties, p. 161 – 203. Rocscience Inc. (www.rocscience.com), 31 Balsam Avenue Toronto, Ontario, (www.rocscience.com), 2000.
- [44] E. HOEK : A brief history of the development of the Hoek-Brown failure criterion. <http://www.rocscience.com/library/Papers.asp>, june 2002.
- [45] E. HOEK et E. BROWN : Empirical strength criterion for rock masses. *J. Geotech. Engng DIV, ASCE*, 106(GT9):1013–1035, 1980.
- [46] E. HOEK et E. BROWN : *Underground Excavations in Rock*. Institution of Mining and Metallurgy, London, 1980.
- [47] E. HOEK, C. CARRANZA-TORRES et B. CORKUM : Hoek-Brown failure criterion - 2002 edition. In *5th North American Rocks Mechanics Symposium, NARMS*, p. 267 – 271, 2002.
- [48] J. HUDSON : Rock engineering case histories : key factors, mechanisms and problems. In *Rock mechanics - a challenge for society*. E. Särkkä, Editor, 2001.
- [49] M. KIM et P. LADE : Modelling rock strength in three dimensions. *Int. Journ. Rock Mech. Min. Sci. Abstracts*, 21(1):21–33, 1984.
- [50] P. V. LADE : Elasto-plastic stress-strain theory for cohesionless soil with curved yield surfaces. *Int. Journ. Solids Structures*, 13:1019–1035, 1977.
- [51] W. LODE : Versuche über den Einfluß der mittleren Hauptspannung auf das Fließen der Metalle Eisen, Kupfer und Nickel. *Zeitschrift für Physik*, 36:913–939, 1926.
- [52] P. LONDE : Discussion on the determination of the shear failure in rock masses. *J. Geotech. Engng DIV, ASCE*, 114(3):374–380, 1988.
- [53] P. LUNARDI : Conception et exécution des tunnels d'après l'analyse des déformations contrôlées dans les roches et les sols : proposition d'une nouvelle approche. *Revue Française de Géotechnique*, (86):19–35, 1999.
- [54] J. MANDEL : Conditions de stabilité et postulat de drücker. In *Symp. int. I.U.T.A.M., Grenoble*, 1964.
- [55] S. MAÖLINO : Proposition of a general yield function in geomechanics. *C.R. Mécanique*, 333(3):279–284, 2005.
- [56] M. H. MAÏTOURNAM : *Formulation et résolution numérique des problèmes thermoviscoplastiques en régime permanent*. Thèse de doctorat, ENSMP, 1989.
- [57] M. H. MAÏTOURNAM : Hdr, Paris VI, mars 2002.
- [58] H. MATSUOKA et T. NAKAI : Stress-deformation and strength characteristics of soil under three different principal stresses. In *Proc. JSCE*, vol. 232, p. 59–70, 1974.

- [59] H. MATSUOKA et T. NAKAI : Relationship among Tresca, Mises, Mohr-Coulomb and Matsuoka-Nakai failure criteria. *Soils and Foundations*, 25(4): 123–128, December 1985.
- [60] Y. MEZIERE et Q. S. NGUYEN : A numerical analysis of the thermomechanical coupling at the tip of a moving crack. In A. LUXMORE et D. OWEN, éds : *Numerical methods in Fracture mechanics*, p. 505–519, july 1980.
- [61] P. MICHELIS : True triaxial yielding and hardening of rock. *J. Geotech. Engng DIV*, ASCE, 113(6):616–635, 1987.
- [62] B. MIEHE : *Modélisation de la zone endommagée induite par le creusement du puits d'accès au laboratoire souterrain de Meuse/Haute-Marne (argilites de l'Est)*. Thèse de doctorat, ENSMP, 2004.
- [63] C. MORLOCK : Etude des classifications des massifs rocheux appliquées aux tunnels. Travail de fin d'études, ENS Géologie de Nancy, juin 1998. CETu.
- [64] M. NGUYEN et S. MAÏOLINO : Numerical modelling of the rep experiment realised by g3s. Rap. tech. d2-2-part2-chapter5-g3s, ANDRA, 2003.
- [65] Q. S. NGUYEN et H. D. BUI : Sur les matériaux élastoplastiques à écrouissage positifs ou négatifs. *Journal de Mécanique*, 13(2):321, 1974.
- [66] Q. S. NGUYEN et M. RAHIMIAN : Mouvement permanent d'une fissure en milieu élastoplastique. *Journal de Mécanique Appliquée*, 1:95 – 120, 1981.
- [67] D. NGUYEN MINH et C. GUO : Sur un principe d'interaction massif-soutènement des tunnels en avancement stationnaire. In R. BALKEMA, éd. : *Eurock 93*.
- [68] X. PAN et J. HUDSON : A simplified three dimensional Hoek-Brown yield criterion. In *Rock Mechanics and Power Plants, ISRM Symposium, Madrid*, p. 95–103. Balkema, 1988.
- [69] M. PANET : *Le calcul des tunnels par la méthode convergence - confinement*. Presses de l'ENPC, 1995.
- [70] M. PANET et A. GUENOT : Analysis of convergence behind the face of a tunnel. In *Proceedings, International Symposium Tunnelling '82*, p. 197–204, London London, 1982. IMM.
- [71] F. PATTON : Multiple models of shear failure in rock. In *Ist congr. ISRM, Lisbonne*, 1966.
- [72] Rocscience, Inc, 31 Balsam Avenue Toronto, Ontario, www.rocscience.com. *RocLab User's guide*, 2002.
- [73] S. SERATA, S. SAKURAÏ et T. ADACHI : Theory of aggregate rock behaviour based on absolute three dimensional testing(a.t.t.) of rock salt. In K. GRAY, éd. : *Basic and Applied Rock Mechanics, Proceedings of th 10th symposium on RockMechanics*, p. 431–473, 1972.
- [74] J. SIMO et T. HUGHES : *Computational Inelasticity*. 1998.
- [75] J. TALOBRE : *La Mécanique des Roches*. Dunod, Paris, 1957.

- [76] L. THOREL : *Plasticité et endommagement des roches ductiles - application au sel gemme.* Thèse de doctorat, ENPC, 1994.
- [77] R. UCAR : Determination of shear failure envelope in rock masses. *J. Geotech. Engng DIV, ASCE*, 112(3):303–315, 1986.
- [78] T. UNLU et H. GERCEK : Effect of Poisson's ratio on the normalized radial displacements occurring around the face of a circular tunnel. *Tunnelling and Underground Space Technology*, 18:547–533, 2003.
- [79] VIRY, DUBOIS, ROBERT et A. HEIB : Une nouvelle application de la méthode des éléments distincts : les tunnels superficiels (exemple de l'Infernet). *Tunnels et Ouvrages Souterrains*, (148):306–311, juillet/août 1998.
- [80] WARBURTON : Vector stability analysis of an arbitrary polyhedral rock block with any number of free faces. *Int. Journ. Rock Mech. Min. Sci. Abstracts*, 18:415–427, 1981.
- [81] K. WILLIAM et E. WARNKE : Constitutive models for the triaxial behavior of concrete. In *International Association of Bridge and Structural Engineering (IABSE) Seminar on "Concrete Structures Subjected to Triaxial Stresses"*, Bergamo, vol. 19, p. 1–30, 1975.
- [82] O. ZIENKIEWICZ et G. PANDE : Some useful forms of isotropic yield surfaces for soil and rock mechanics. In *Numerical methods in soil and rock mechanics, Karlsruhe*, p. 3–16, september 1975.

Table des figures

I.1	Quelques critères anguleux	3
I.2	Quelques critères réguliers	5
I.3	Valeur de $L_S = \frac{3-\sin\phi}{3+\sin\phi}$ pour le critère de Mohr-Coulomb	6
I.4	Quelques fonctions de forme particulières	10
I.5	Critères anguleux et réguliers dans le plan déviatorique	12
I.6	Équivalence entre les critères de Mohr-Coulomb et Drucker-Prager en déformations planes	13
I.7	Erreur sur ϕ_i : $(\Delta_\phi = \phi_i - \phi)$ selon le choix de critères	14
I.8	Problème lors du calage en compression	15
I.9	Erreur sur ϕ_i pour la fonction de William-Warnke calée sur Mohr-Coulomb	16
I.10	Valeurs de $g_p(\theta)$ en fonction de L_S	18
I.11	Influence de L_S sur la forme du critère dans le plan déviatorique. .	19
I.12	Approximation du critère de Mohr-Coulomb ($\phi = 35^\circ$)	20
I.13	Forme approchée du critère de Hœk-Brown	21
I.14	L_S de Hœk-Brown et L_S approché	23
I.15	Valeurs de (I.39) pour $g_p(\theta) = g_p^{WW}(\theta)$	23
II.1	Laboratoire souterrain (décembre 2005)	26
II.2	Faciès lithologiques du Callovo-Oxfordien argileux [23]	28
II.3	Critère de Mohr-Coulomb, ($R_c = 25\text{MPa}$), tronqué par la résistance à la traction ($R_t = 2,5\text{MPa}$) [62]	29
II.4	Relation entre la dilatance et la pente du potentiel	33
II.5	Correspondance entre l'angle de dilatance δ et ϕ_p du potentiel de Mohr-Coulomb	34
II.6	Exemple de compte-rendu d'essais	37

II.7	Essais en compression simple	39
II.8	Relation limite élastique et résistance à la compression	39
II.9	Limite élastique et résistance à la compression pour EST104 (LML)	40
II.10	Critère de Hœk-Brown, pour différentes valeurs de R_c	41
II.11	Limites élastiques en fonction du confinement	42
II.12	Apparition précoce des déformations irréversibles	43
II.13	Rapport entre les limites d'élasticité et de rupture	43
II.14	Variations du critère de Hœk-Brown en fonction de l'écrouissage pour la famille à faible limite élastique	44
II.15	Moments particuliers pour la famille à faible limite élastique . . .	45
II.16	Comportements observés	46
II.17	Angles de dilatance mesurés et valeurs moyennes	47
II.18	Détermination de $\epsilon_{drup}^p * E$ en fonction de la contrainte moyenne à la rupture	48
II.19	γ mesuré lors de l'essai, et γ prédit	49
II.20	Déformations irréversibles isochores	51
II.21	Limite élastique et rupture pour la famille isochore	51
II.22	Variations de R_c en fonction de l'écrouissage pour la famille isochore	52
II.23	Valeurs de ϵ_{drup}^p mesurées et valeur moyenne	53
II.24	Valeurs de $E\epsilon_{drup}^p$ mesurées, valeur moyenne, et comparaison avec $Emoy\epsilon_{drup}^p$	54
II.25	Variations du critère de Hœk-Brown	55
II.26	Moments particuliers pour la famille dilatante à fort seuil	56
II.27	Écoulements initiaux et à la rupture et critères dans le plan méridien.	57
II.28	Écoulement à la rupture mesuré et prédit par le potentiel associé .	58
II.29	Écoulements à la limite élastique mesurés et prédits par le potentiel associé	59
II.30	Détermination de $\epsilon_{drup}^p \sqrt{E}$ en fonction de la contrainte moyenne à la rupture	60
II.31	Valeurs mesurées et critère obtenu à la rupture	61
II.32	Variations du critère en fonction de γ	62
III.1	Approches de la modélisation en mécanique des roches	65
III.2	Principe de détermination de la loi de convergence du massif . . .	70

III.3 Détermination de la pression de soutènement dans le cas axisymétrique	71
III.4 Profil Longitudinal de Déformation élastique	73
III.5 Influence du coefficient de Poisson sur les P.L.N.	74
III.6 Comparaison des P.L.N., pour un matériau incompressible.	74
III.7 Comparaison des P.L.N. pour différentes valeurs de ν	76
III.8 Influence du coefficient de Poisson sur la convergence au front	77
III.9 Modèle numérique 1d axisymétrique	79
III.10 Modèle numérique 2d plan	80
III.11 Modèle numérique 2d axisymétrique	80
III.12 Modèle numérique 3d	81
III.13 Simulation par activation-désactivation d'éléments	82
III.14 Calcul de l'effet du roulement sur un rail	83
III.15 Principe de la méthode stationnaire	84
III.16 Algorithme de calcul stationnaire	85
III.17 Algorithme utilisé	86
III.18 Écoulement plastique le long d'une ligne de courant	87
III.19 Retour radial	90
III.20 Équivalence entre les problèmes	92
III.21 Relations angulaires dans le plan déviatorique	94
III.22 Algorithme de calcul de la déformation plastique	94
IV.1 Configuration utilisée	97
IV.2 Zone endommagée (famille faible)	100
IV.3 Invariants des contraintes (famille faible).	102
IV.4 Évolution en fonction de l'avancement (famille faible)	103
IV.5 Passage du front de taille (famille faible).	104
IV.6 Valeurs finales en fonction de la profondeur(famille faible)	105
IV.7 Zone endommagée (famille isochore)	108
IV.8 Invariants des contraintes (famille isochore)	109
IV.9 Évolution en fonction de l'avancement (famille isochore)	110
IV.10 Valeurs finales en fonction de la profondeur (famille isochore)	111
IV.11 Invariants des contraintes(famille assosciée)	112
IV.12 Zone endommagée(famille assosciée)	113

IV.13 Évolution en fonction de l'avancement(famille assosciée)	114
IV.14 Valeurs finales en fonction de la profondeur(famille assosciée) . .	115
A.1 Valeurs de ν en fonction de ϕ	138
A.2 Critères de Mohr-Coulomb, Drucker-Prager, et état de déforma- tions planes	139
C.1 Tunnel avec contraintes initiales anisotropes	144
C.2 Tunnel élastique avec contraintes initiales isotropes	145
C.3 États possibles du massif en fonction du taux de plasticité et de la pression de paroi	146
C.4 Régime de face.	146
C.5 Régime d'arête	147
E.1 Prise en compte de l'écrouissage	157

Liste des tableaux

I.1	Expression de quelques critères en fonction de l'angle de Lode	9
I.2	Rayon déviatorique, fonction de forme et ratio d'extension pour quelques critères	10
I.3	Calage des coefficients de Drucker-Prager à partir de ceux de Mohr-Coulomb	12
I.4	Valeurs de m_i pour différents types de roches	22
II.3	ϵ_{drup}^p mesurés et prédits, corrélation sur γ	49
II.6	Dilatances mesurées et théoriques pour les essais (rupture)	58
II.7	Dilatances mesurées et théoriques pour les essais (limite élastique)	59
II.8	ϵ_{drup}^p mesurés et prédits, corrélation sur γ	60
III.1	Propriétés des méthodes de calcul.	66
III.2	Espace utilisé par les abaques numériques.	93
C.1	Contraintes et convergence pour un massif élastique isotrope	145
C.2	Contraintes et déplacement en zone plastique (régime de face), critère de Tresca	147
C.3	Contraintes en zone plastique (régime d'arête), critère de Tresca . .	148
C.4	Contraintes en zone plastique (régime de face), critère de Mohr-Coulomb	148
C.5	Contraintes en zone plastique (régime d'arête), critère de Mohr-Coulomb	149

Annexe A

Equivalence entre les critères de Mohr-Coulomb et de Drucker-Prager en déformations planes

On cherche, en conditions de déformations planes, des conditions pour que l'on ait équivalence entre les critères de Mohr-Coulomb et Drucker-Prager. A la différence de la correspondance Tresca-Von Mises, désormais la coïncidence des critères a lieu pour θ_c strictement négatif :

$$\tan \theta_c = -\frac{\sin \phi}{\sqrt{3}} \quad (\text{A.1})$$

Comme on est en déformations planes, on a (les axes x et y étant les axes des contraintes principales dans le plan de déformation, z, l'axe orthogonal au plan de déformation) :

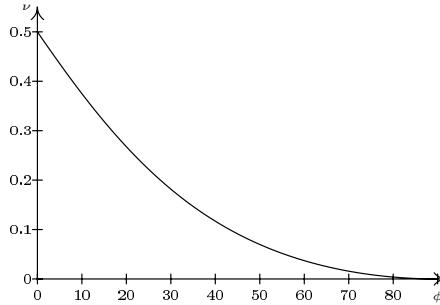
$$\sigma_z = \nu (\sigma_x + \sigma_y) \quad (\text{A.2})$$

Nous rappelons que les contraintes principales sont ordonnées de la manière suivante : $\sigma_I \geq \sigma_{II} \geq \sigma_{III}$ (**tractions positives**)

Donc les contraintes sont généralement négatives, et en particulier, σ_m l'est généralement. Nous allons voir les conditions pour lesquelles on peut assurer l'équivalence des critères.

Cas où $\sigma_z = \sigma_I$. On a désormais :

$$\sigma_I = \nu (\sigma_{II} + \sigma_{III}) \quad (\text{A.3})$$

FIG. A.1 – Valeurs de ν en fonction de ϕ .

On rappelle l'expression des contraintes principales en fonction de l'angle de Lode :

$$\begin{Bmatrix} \sigma_I \\ \sigma_{II} \\ \sigma_{III} \end{Bmatrix} = \frac{2\sqrt{J_2}}{\sqrt{3}} \begin{Bmatrix} \sin(\theta + \frac{2\pi}{3}) \\ \sin(\theta) \\ \sin(\theta + \frac{4\pi}{3}) \end{Bmatrix} + \sigma_m \quad (\text{A.4})$$

En substituant ces expressions dans (A.3), on obtient :

$$\sqrt{J_{2I}}(\theta, \sigma_m) = \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{-1 + 2\nu}{\nu(\sin \theta + \sin(\theta + \frac{4\pi}{3})) - \sin(\theta + \frac{2\pi}{3})} \sigma_m \quad (\text{A.5})$$

Le critère de Drucker-Prager est le suivant :

$$\sqrt{J_2} = 3\alpha(H - \sigma_m) = \frac{3 \sin \phi}{\sqrt{3} \sqrt{3 + \sin^2 \phi}} (H - \sigma_m) \quad (\text{A.6})$$

Comme on veut, que le critère soit toujours atteint pour la même valeur de l'angle de Lode : θ_c , on a donc nécessairement :

$$H = \frac{C}{\tan \phi} = 0 \quad (\text{A.7})$$

Ce qui veut dire, pour le critère de Mohr-Coulomb correspondant, que **la cohésion doit être nulle**. Cela veut dire aussi, que l'on a forcément :

$$\sigma_m < 0 \quad (\text{A.8})$$

Sous l'hypothèse (A.7), en écrivant que le critère est atteint en θ_c , on déduit de (A.5) et (A.6) la valeur du coefficient de Poisson correspondant à l'équivalence (figure A.1)

$$\nu = \frac{1}{2} \frac{2\sqrt{3}\alpha \sin(\theta_c + \frac{2\pi}{3}) - 1}{-1 + \sqrt{3}\alpha(\sin \theta_c + \sin(\theta_c + \frac{4\pi}{3}))} \quad (\text{A.9})$$

Il faut cependant vérifier les conditions de validité de ce cas de figure.

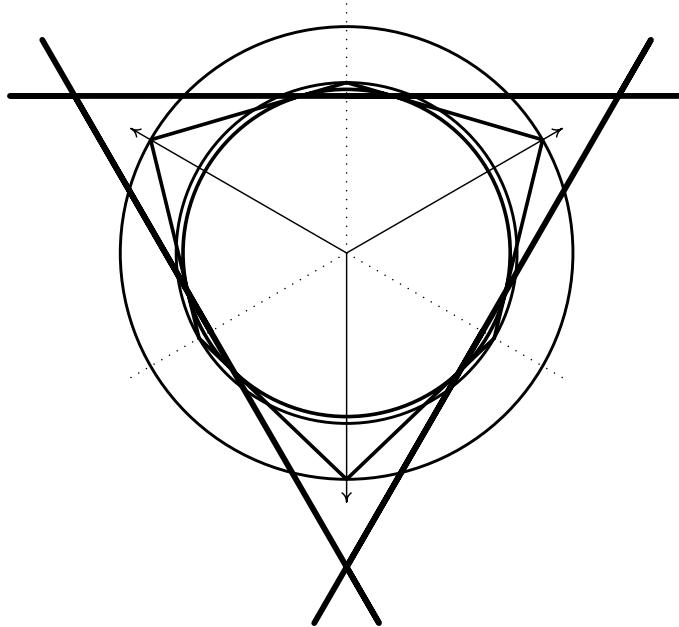


FIG. A.2 – Critères de Mohr-Coulomb, Drucker-Prager, et état de déformations planes (trait le plus épais)

Cas où $\sigma_z = \sigma_{II}$ On a désormais :

$$\sigma_{II} = \nu (\sigma_I + \sigma_{III}) \quad (\text{A.10})$$

Ce qui correspond à :

$$\sqrt{J_{2II}} (\theta, \sigma_m) = \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{-1 + 2\nu}{(1 + \nu) \sin \theta} \sigma_m \quad (\text{A.11})$$

On constate tout d'abord que ce cas de figure ne peut se produire que pour $\theta > 0$. Or sur l'intervalle $]0, \frac{\pi}{6}]$; il s'avère que l'on a (pour $0 \leq \nu \leq 0.5$) : $\sqrt{J_{2II}} \geq \sqrt{J_{2I}}$. Par conséquent le critère ne peut être atteint dans la configuration $\sigma_z = \sigma_{II}$.

Annexe B

Correspondance entre les critère de Matsuoka-Nakai et Mohr-Coulomb

Le critère de Matsuoka-Nakai s'écrit de la manière suivante pour un matériau de cohésion nulle :

$$f(\underline{\sigma}) = k_1 I_{III} - I_1 I_{II} \quad (\text{B.1})$$

On peut en déduire son écriture en fonction des invariants du déviateur (B.2) et faire apparaître l'angle de Lode (B.3). De cette dernière écriture, on peut obtenir l'expression du rayon déviatorique (B.4) et de son ratio extension-compression(B.5).

$$f(\underline{\sigma}) = k_1 J_3 - J_2 (k_1 - 3) \sigma_m + (k_1 - 9) \sigma_m^3 \quad (\text{B.2})$$

$$f(\underline{\sigma}) = -J_2 (k_1 - 3) \sigma_m + (k_1 - 9) \sigma_m^3 - \frac{2}{3} \frac{J_2^{\frac{3}{2}} \sin 3\theta}{\sqrt{3}} k_1 \quad (\text{B.3})$$

$$\sigma^+ = -\frac{\sqrt{3} \sigma_m (k_1 + 3 (-3 + \sqrt{9 - 10k_1 + k_1^2}))}{4k_1} \quad (\text{B.4})$$

$$L_S = \frac{4k_1}{2k_1 + 3\sqrt{2}\sqrt{9 + (k_1 - 3)\sqrt{(k_1 - 9)(k_1 - 1)}} - 8k_1 + k_1^2} \quad (\text{B.5})$$

Le critère de Matsuoka-Nakai coïncide, à la fois en compression $\theta = \frac{\pi}{6}$ et en extension $\theta = -\frac{\pi}{6}$, avec le critère de Mohr-Coulomb, pour :

$$k_1 = \frac{(3 - \sin \phi)(3 + \sin \phi)}{(1 - \sin \phi)(1 + \sin \phi)} \quad (\text{B.6})$$

On peut dès lors vérifier en remplaçant k_1 par sa valeur dans (B.2,B.4,B.5) que le critère de Matsuoka-Nakai circonscrit au critère de Mohr-Coulomb est équivalent à l'équation générale (I.38).

Le critère de Matsuoka-Nakai a été développé pour les matériaux sans cohésion. On peut l'étendre aux matériaux avec cohésion en remplaçant σ_m par $(H - \sigma_m)$ dans (B.2, B.4).

Annexe C

Solutions analytiques

On utilisera les notations suivantes :

$\rho = \frac{r}{R}$	distance d'un point au centre ($r \geq R$)
E, ν	distance réduite
$\mu, G = \frac{E}{2(1+\nu)}$	module d'Young et coefficient de Poisson du massif
E_s, ν_s	module de cisaillement du massif
	module d'Young et coefficient de Poisson du soutènement
e	épaisseur du soutènement
I_s	inertie du soutènement
$k_p = \frac{1+\sin\phi}{1-\sin\phi}$	"coefficent de butée des terres" ¹
ϕ_p	"angle de dilatance" (c.f. chapitre II)
$\beta = \frac{1+\sin\phi_p}{1-\sin\phi_p}$	coefficient de dilatance
ξ	rayon de la zone plastique
ξ_a	rayon de la zone plastique en régime d'arête ($x_{ia} < xi$)
σ^0, P	pression initiale au sein du massif
σ^R, P_i	pression à l'intrados du massif
$N_S = \frac{2P}{R}$	facteur de stabilité ou taux de plasticité
σ_a^R	seuil de plasticité
σ_e^R	seuil d'apparition du régime d'arête ($\sigma_a^R < \sigma_e^R$)

Des solutions analytiques de références détaillées existent en déformations planes, pour des matériaux élastiques, et élasto-plastiques (vérifiant le critère de Tresca ou de Mohr-Coulomb)². En déformations planes, cela permet également de caler des modèles numériques basés sur les critères de Von Mises et Drucker-Prager (c.f. I-2.2 (chapitre I page 11) et annexe A page 137).

Notes sur les conventions de signe Les contraintes de traction sont prises positives. Cependant par commodité pour l'utilisation de la méthode convergence-confinement, on considérera :

¹Utilisé dans les formules analytiques, basées sur le critère de Mohr-Coulomb. Dans le cas d'une roche, il faut surtout y voir une commodité mathématique.

²On pourra se reporter pour plus de détails sur les matériaux de Tresca, et Mohr-Coulomb à [26], en gardant à l'esprit que le paramètre d'écrouissage pour lequel sont données des solutions analytiques est le suivant $\gamma = |\epsilon_r^p| + |\epsilon_\theta^p|$.

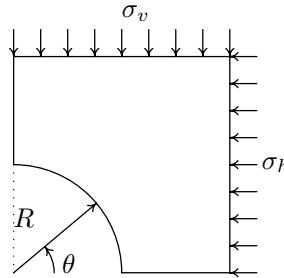


FIG. C.1 – Tunnel avec contraintes initiales anisotropes

- un déplacement radial u positif traduit un déplacement vers l'intérieur du tube ;
- en cas de contraintes initiales isotropes, on notera : $\underline{\sigma} = -\sigma_0 \mathbf{I}$ ($\sigma_0 > 0$) ;
- la pression intérieure en paroi σ^R est une grandeur positive : $0 \leq \sigma^R \leq \sigma_0$.

Cas élastique

Tunnel sans soutènement avec contraintes initiales anisotropes

En l'absence de soutènement, l'état de contraintes dans le massif est le suivant à l'issue du creusement :

$$\begin{aligned} -\sigma_r &= \sigma_v \frac{1+K_0}{2} \left(1 - \frac{1}{\rho^2}\right) - \sigma_v \frac{1-K_0}{2} \left(1 - \frac{4}{\rho^2} + \frac{3}{\rho^4}\right) \cos 2\theta \\ -\sigma_\theta &= \sigma_v \frac{1+K_0}{2} \left(1 + \frac{1}{\rho^2}\right) - \sigma_v \frac{1-K_0}{2} \left(1 + \frac{3}{\rho^4}\right) \cos 2\theta \\ -\sigma_{r\theta} &= \sigma_v \frac{1-K_0}{2} \left(1 + \frac{2}{\rho^2} - \frac{3}{\rho^4}\right) \sin 2\theta \end{aligned} \quad (\text{C.1})$$

Valeur des déplacements radiaux et tangentiels :

$$\begin{aligned} \frac{u}{r} &= \frac{1+\nu}{E} \left[\sigma_v \frac{1+K_0}{2} \frac{1}{\rho^2} - \sigma_v \frac{1-K_0}{2} \left(4(1-\nu) \frac{1}{\rho^2} - \frac{1}{\rho^4}\right) \cos 2\theta \right] \\ \frac{t}{r} &= -\frac{1+\nu}{E} \left[\sigma_v \frac{1-K_0}{2} \left(2(1-2\nu) \frac{1}{\rho^2} + \frac{1}{\rho^4}\right) \cos 2\theta \right] \end{aligned} \quad (\text{C.2})$$

Tunnel sans soutènement avec contraintes initiales isotropes et pression intérieure

Le problème du tube épais soumis à une pression intérieure (en considérant une épaisseur infinie) est très utile car ainsi on peut déterminer la courbe caracté-

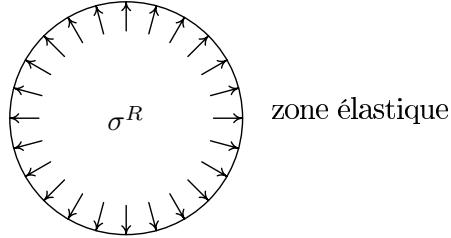


FIG. C.2 – Tunnel élastique avec contraintes initiales isotropes

ristique du massif (c.f. la section III-4 page 69), pour $\rho = 1$. Les résultats en sont récapitulés dans le tableau C.1 de la présente page.

	cas général	en paroi $r = R \Leftrightarrow \rho = 1$	à la fin $\sigma^R = 0$	en paroi à la fin
$-\sigma_r$	$\sigma_0 - \frac{\sigma_0 - \sigma^R}{\rho^2}$	σ^R	$\sigma_0 - \frac{\sigma_0}{\rho^2}$	0
$-\sigma_\theta$	$\sigma_0 + \frac{\sigma_0 - \sigma^R}{\rho^2}$	$2\sigma_0 - \sigma^R$	$\sigma_0 + \frac{\sigma_0}{\rho^2}$	$2\sigma_0$
$-\sigma_z$	$\xleftarrow{-\sigma_0} \xrightarrow{\sigma_0}$			
$\frac{u^{el}}{r}$	$\frac{1+\nu}{E} \frac{\sigma_0 - \sigma^R}{\rho^2}$	$\frac{u^{el}}{R} = \frac{1}{2\mu} (\sigma_0 - \sigma^R)$	$\frac{1}{2\mu} \frac{\sigma_0}{\rho^2}$	$\frac{u_\infty^{el}}{R} = \frac{1}{2\mu} \sigma_0$

TAB. C.1 – Contraintes et convergence pour un massif élastique isotrope

Cas plastiques

On va rappeler les courbes caractéristiques de quelques massifs, supposés élastoplastiques parfaits. Pour chaque cas, il convient de distinguer les régimes de face et d'arête, et tout d'abord de vérifier qu'il y ait plastification. Les différents cas possibles sont résumés dans la figure C.3 page suivante. .

Critère de Tresca

Les valeurs critiques du taux de plasticité et de la pression intérieure sont les suivantes :

$$N_S^a = 2 \frac{1 - \nu}{1 - 2\nu} \quad (C.3)$$

$$\sigma_e^R = \sigma_0 - \frac{R_c}{2} \quad (C.4)$$

$$\sigma_a^R = \sigma_0 - N_S^a \frac{R_c}{2} \quad (C.5)$$

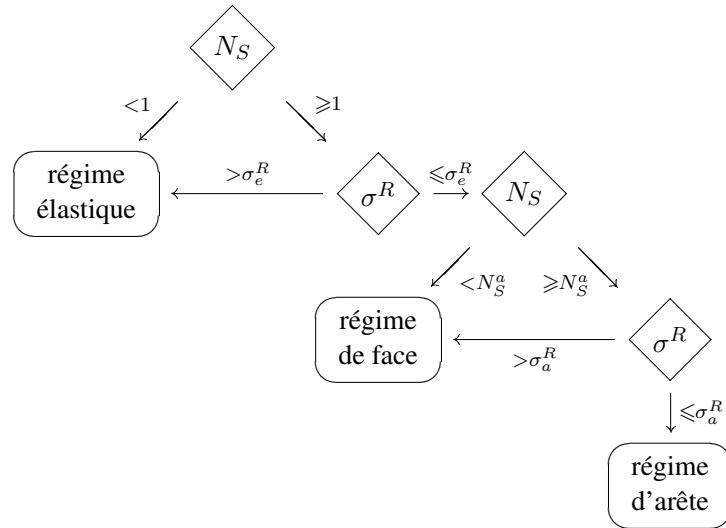


FIG. C.3 – États possibles du massif en fonction du taux de plasticité et de la pression de paroi

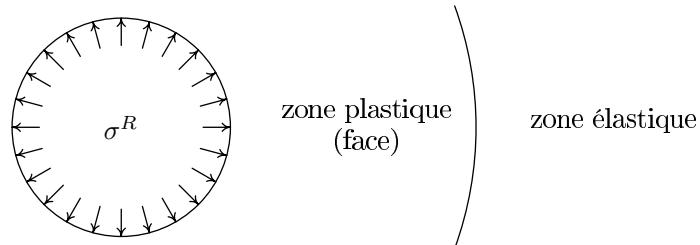


FIG. C.4 – Régime de face.

Le massif élastoplastique parfait en régime de face contient une zone plastique de rayon ξR et une zone élastique (figure C.4). L'étendue de la zone plastique est :

$$\xi = \exp\left(\frac{\sigma_0 - \sigma^R}{R_c} - \frac{1}{2}\right) = \exp\left(\frac{N_S - 1}{2} - \frac{\sigma^R}{R_c}\right) \quad (\text{C.6})$$

On peut déterminer l'état de contraintes ainsi que les déplacements dans la zone plastique (TAB. C.2). On considère ici que le matériau ne subit pas de variations

	cas général	en paroi $r = R \Leftrightarrow \rho = 1$	à la fin $\sigma^R = 0$	en paroi à la fin
$-\sigma_r$	$\sigma^R + R_c \ln \rho$	σ^R	$R_c \ln \rho$	0
$-\sigma_\theta$	$\sigma^R + R_c (\ln \rho + 1)$	$\sigma^R + R_c$	$R_c (\ln \rho + 1)$	R_c
$-\sigma_z$	$\sigma_0 - 2\nu R_c \ln \rho$	σ_0	$\sigma_0 - 2\nu R_c \ln \rho$	σ_0
$\frac{u}{r}$	$\frac{1}{2\mu} R_c (1 - 2\nu)$ $\times \left(-\frac{1}{2} + \ln \frac{\rho}{\xi} + N_S^a \left(\frac{\xi}{\rho} \right)^2 \right)$	$\frac{u^p}{R} = \frac{1}{2\mu} R_c (1 - 2\nu)$ $\times \left(-1 + \frac{N_S^a}{2} - \frac{\sigma^R}{R_c} + N_S^a \xi^2 \right)$	$\frac{1}{2\mu} R_c (1 - 2\nu)$ $\times \left(-\frac{1}{2} + \ln \frac{\rho}{\xi} + N_S^a \left(\frac{\xi}{\rho} \right)^2 \right)$	$\frac{u_\infty^p}{R} = \frac{1}{2\mu} R_c (1 - 2\nu)$ $\times \left(-1 + \frac{N_S^a}{2} + N_S^a \xi_\infty^2 \right)$

TAB. C.2 – Contraintes et déplacement en zone plastique (régime de face), critère de Tresca

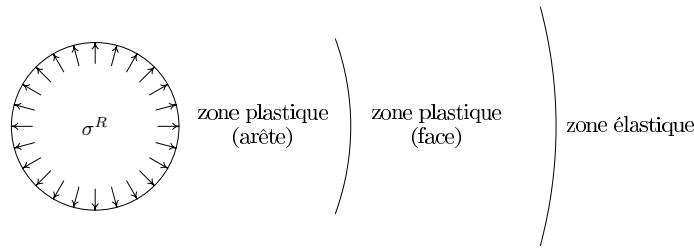


FIG. C.5 – Régime d’arête

volumiques irréversibles. Dans la zone demeurée élastique, l’état est le suivant :

$$-\sigma_r = \sigma_0 - \frac{R_c}{2} \left(\frac{\xi}{\rho} \right)^2 \quad (C.7)$$

$$-\sigma_\theta = \sigma_0 + \frac{R_c}{2} \left(\frac{\xi}{\rho} \right)^2 \quad (C.8)$$

$$-\sigma_z = \sigma_0 \quad (C.9)$$

$$\frac{u}{r} = \frac{1}{2\mu} \frac{R_c}{2} \left(\frac{\xi}{\rho} \right)^2 \quad (C.10)$$

En cas d’apparition du régime d’arête, le rayon de la zone d’arête a pour valeur $\xi_a R$:

$$\xi_a = \exp \left(\frac{\sigma_0 - \sigma^R}{R_c} - \frac{N_S^a}{2} \right) = \exp \left(\frac{N_S - N_S^a}{2} - \frac{\sigma^R}{R_c} \right) \quad (C.11)$$

La zone de face s’étendant de $\xi_a R$ à ξR (équation (C.16)). Dans les zones de face et la zone élastique, les équations précédentes sont toujours valables. Dans la zone d’arête l’état de contraintes est reporté au tableau C.3 et les déplacements sont définis de la manière suivante :

$$\frac{u}{r} = \frac{(1 - 2\nu) R_c}{2E} \left(-1 + 3 \ln \frac{\rho}{\xi} + \left(\frac{1 + \nu}{N_S^a} - \frac{1 + 2\nu}{2} \left(\frac{\xi_a}{\xi} \right)^2 \right) \left(\frac{\xi}{\rho} \right)^2 \right) \quad (C.12)$$

	cas général	en paroi $r = R \Leftrightarrow \rho = 1$	à la fin $\sigma^R = 0$	en paroi à la fin
$-\sigma_r$	$\sigma^R + R_c \ln \rho$	σ^R	$R_c \ln \rho$	0
$-\sigma_\theta$	$\sigma^R + R_c (\ln \rho + 1)$	$\sigma^R + R_c$	$R_c (\ln \rho + 1)$	R_c
σ_z	\leftarrow	σ_θ	\rightarrow	

TAB. C.3 – Contraintes en zone plastique (régime d'arête), critère de Tresca

	cas général	en paroi $r = R \Leftrightarrow \rho = 1$	à la fin $\sigma^R = 0$	en paroi à la fin
$-\sigma_r$	$(\sigma^R + H) \rho^{k_p-1} - H$	σ^R	$H(\rho^{k_p-1} - 1)$	0
$-\sigma_\theta$	$k_p (\sigma^R + H) \rho^{k_p-1} - H$	$k_p \sigma^R + H(k_p - 1)$	$H(k_p \rho^{k_p-1} - 1)$	$H(k_p - 1)$
$-\sigma_z$	$\sigma_0 - \nu(k_p + 1)$ $\times (\sigma^R + H) (x^{k_p-1} - \rho^{k_p-1})$	$\sigma_0 - \nu(k_p + 1)$ $\times (\sigma^R + H) (x^{k_p-1} - 1)$	$\sigma_0 - \nu(k_p + 1) H$ $\times (x^{k_p-1} - \rho^{k_p-1})$	$\sigma_0 - \nu(k_p + 1) H$ $\times (x^{k_p-1} - 1)$

TAB. C.4 – Contraintes en zone plastique (régime de face), critère de Mohr-Coulomb

Critère de Mohr-Coulomb

Les valeurs critiques du taux de plasticité et de la pression intérieure sont les suivantes :

$$N_S^a = 2 \frac{1 - \nu}{1 - 2\nu} \quad (C.13)$$

$$\sigma_e^R = \frac{2\sigma_0 - (k_p - 1)H}{k_p + 1} \quad (C.14)$$

$$\sigma_a^R = \frac{(1 - 2\nu)\sigma_0 - (1 - \nu)(k_p + 1)H}{k_p(1 - \nu)\nu} \quad (C.15)$$

Le massif élastoplastique parfait en régime de face contient une zone plastique de rayon ξR et une zone élastique. L'étendue de la zone plastique est :

$$\xi = \left(\frac{2(\sigma_0 + H)}{(k_p + 1)(\sigma^R + H)} \right)^{\frac{1}{k_p-1}} \quad (C.16)$$

On peut déterminer l'état de contraintes dans la zone plastique (TAB. C.4) ainsi

	cas général	en paroi $r = R \Leftrightarrow \rho = 1$	à la fin $\sigma^R = 0$	en paroi à la fin
$-\sigma_r$	$(\sigma^R + H) \rho^{k_p-1} - H$	σ^R	$H (\rho^{k_p-1} - 1)$	0
$-\sigma_\theta$	$k_p (\sigma^R + H) \rho^{k_p-1} - H$	$k_p \sigma^R + H (k_p - 1)$	$H (k_p \rho^{k_p-1} - 1)$	$H (k_p - 1)$
σ_z		σ_θ		

TAB. C.5 – Contraintes en zone plastique (régime d’arête), critère de Mohr-Coulomb

que les déplacements :

$$\begin{aligned} \frac{u}{r} &= \frac{1}{2\mu} \left(F_1 + F_2 \left(\frac{\rho}{\xi} \right)^{k_p-1} + F_3 \left(\frac{\xi}{\rho} \right)^{\beta+1} \right) \\ F_1 &= -(1-2\nu)(\sigma_0 + H) \\ F_2 &= 2 \left(\frac{(1-\nu)(1+\beta k_p)}{k_p + \beta} - \nu \right) \frac{\sigma_0 + H}{k_p + 1} \\ F_3 &= 2(1-\nu) \frac{(k_p - 1)(\sigma_0 + H)}{k_p + \beta} \end{aligned} \quad (\text{C.17})$$

Dans la zone demeurée élastique, l’état est le suivant :

$$-\sigma_r = \sigma_0 - \sin \phi_p (\sigma_0 + H) \left(\frac{\xi}{\rho} \right)^2 \quad (\text{C.18})$$

$$-\sigma_\theta = \sigma_0 + \sin \phi_p (\sigma_0 + H) \left(\frac{\xi}{\rho} \right)^2 \quad (\text{C.19})$$

$$-\sigma_z = \sigma_0 \quad (\text{C.20})$$

$$\frac{u}{r} = \frac{1}{2\mu} \sin \phi_p (\sigma_0 + H) \left(\frac{\xi}{\rho} \right)^2 \quad (\text{C.21})$$

En cas d’apparition du régime d’arête, le rayon de la zone d’arête, au contact de la paroi a pour valeur $\xi_a R$:

$$\xi_a = \left(\frac{(1-2\nu)(\sigma_0 + H)}{((k_p + 1)(1-\nu) - \nu)(\sigma^R + H)} \right)^{\frac{1}{k_p-1}} \quad (\text{C.22})$$

La zone de face s’étendant de $\xi_a R$ à ξR (équation (C.16)). Dans les zones de face et la zone élastique, les équations précédentes sont toujours valables. Dans la zone d’arête l’état de contraintes est reporté au tableau C.5 et les déplacements sont

définis de la manière suivante :

$$\begin{aligned} \frac{u}{r} &= \frac{1}{2\mu} \left(A_1 + A_2 \left(\frac{\rho}{\xi} \right)^{k_p-1} + A_3 \left(\frac{\xi}{\rho} \right)^{\beta+1} \right) \\ A_1 &= -\frac{(2\beta+1)(1-2\nu)}{(\beta+1)(1+\nu)} (\sigma_0 + H) \\ A_2 &= 2 \frac{1+2\beta k_p - 2\nu(\beta+k_p+\beta k_p)}{(k_p+\beta)(1+\nu)} \frac{\sigma_0 + H}{k_p + 1} \\ A_3 &= (F_1 - A_1) \left(\frac{\xi_a}{\xi} \right)^{\beta+1} + (F_2 - A_2) \left(\frac{\xi_a}{\xi} \right)^{k_p+\beta} + F_3 \end{aligned} \quad (C.23)$$

Critère de Höek-Brown.

Concernant le critère de Höek-Brown, Carranza-Torres et Fairhurst proposent des solutions analytiques[20] pour les cavités cylindriques et sphériques. Pour cela, ils utilisent une normalisation des grandeurs mécaniques proposées par Londe [52], déjà utilisée au chapitre I pour la contrainte moyenne (équation (I.45) page 20), on notera ainsi la contrainte initiale normalisée, et la pression intérieure normalisée, ainsi que les contraintes :

$$S_0 = \frac{\sigma_0}{m_b R_c} + \frac{s}{m_b^2} \quad (C.24)$$

$$S^R = \frac{\sigma^R}{m_b R_c} + \frac{s}{m_b^2} \quad (C.25)$$

$$S_r = \frac{s}{m_b^2} - \frac{\sigma_r}{m_b R_c} \quad (C.26)$$

$$S_\theta = \frac{s}{m_b^2} - \frac{\sigma_\theta}{m_b R_c} \quad (C.27)$$

Une zone plastique apparaît, dès que la pression intérieure normalisée devient inférieure à la pression critique normalisée :

$$S^R \leq S_e^R = \left(\frac{1 - \sqrt{1 + 16S_0}}{4} \right)^2 \quad (C.28)$$

$$\sigma^R \leq \sigma_e^R = m_b R_c \left(\frac{1 - \sqrt{1 + 16S_0}}{4} \right)^2 - \frac{s R_c}{m_b} \quad (C.29)$$

L'étendue de la zone plastique est la suivante :

$$\xi = e^{2(\sqrt{S_e^R} - \sqrt{S^R})} \quad (C.30)$$

Si l'on considère un potentiel non associé, de type Mohr-Coulomb (dont on note toujours le coefficient de dilatance β), on aura l'état de contraintes suivant dans la

zone plastique :

$$S_r = \left(\sqrt{S_e^R} + \frac{1}{2} \ln \frac{\rho}{\xi} \right)^2 \quad (\text{C.31})$$

$$S_\theta = S_r + \sqrt{S_r} \quad (\text{C.32})$$

$$(\text{C.33})$$

Quant aux déplacement, on peut également les estimer :

$$\begin{aligned} \frac{u}{r} = & \frac{1}{2\mu} (\sigma_0 - \sigma_e^R) \left(\sin \phi_p \frac{\rho}{\xi} \right. \\ & + (1 - \sin \phi_p) \left(\frac{(1 - \nu) \sin \phi_p + 2(1 - 2\nu) \sqrt{S_e^R}}{4(S_0 - S_e^R)} + 1 \right) \left(\frac{\xi}{\rho} \right)^{\beta+1} \\ & + \frac{1}{4} \frac{1 - 2\nu}{S_0 - S_e^R} \left(\ln \frac{\rho}{\xi} \right)^2 \\ & \left. (1 - \sin \phi_p) \frac{(1 - \nu) \sin \phi_p + 2(1 - 2\nu) \sqrt{S_e^R}}{4(S_0 - S_e^R)} \left((\beta + 1) \ln \frac{\rho}{\xi} - 1 \right) \right) \end{aligned} \quad (\text{C.34})$$

Dans la zone demeurée élastique, la distribution des contraintes et du déplacement donnent :

$$-\sigma_r = \sigma_0 - (\sigma_0 - \sigma_r) \left(\frac{\xi}{\rho} \right)^2 \quad (\text{C.35})$$

$$-\sigma_\theta = \sigma_0 + (\sigma_0 - \sigma_r) \left(\frac{\xi}{\rho} \right)^2 \quad (\text{C.36})$$

$$\frac{u}{r} = \frac{1}{2\mu} (\sigma_0 - \sigma_r) \left(\frac{\xi}{\rho} \right)^2 \quad (\text{C.37})$$

La valeur du déplacement radial en paroi ($\rho = 1$), rapportée au rayon ou convergence est d'une grande utilité dans la méthode convergence-confinement.

Annexe D

Comportement mécanique des soutènements

Dans le cadre d'une galerie circulaire de rayon R , le module de rigidité normale du soutènement K_s relie le déplacement du soutènement à la pression de soutènement par l'équation (III.10) page 71 que l'on rappelle ci dessous

$$\sigma_s = K_s \left(\frac{u_R}{R} - \frac{u_d}{R} \right) \quad (\text{D.1})$$

Dans le cas axisymétrique, ce seul module définit la rigidité du soutènement. Dans le cas général, il convient également de définir un module de rigidité en flexion K_{sf} . On rappelle les modules de rigidité à prendre pour différents types de soutènement, selon les recommandations de l'A.F.T.E.S. [1].

Anneau circulaire d'épaisseur constante ($e \ll R$).

$$K_s = \frac{E_s}{1 - \nu_s^2} \frac{e}{R} \quad (\text{D.2})$$

$$K_{sf} = \frac{E_s}{1 - \nu_s^2} \frac{I}{R^3} \quad (\text{D.3})$$

Où : $I = \frac{e^3}{12}$

Anneau circulaire à voussoirs. L'anneau circulaire est composé de n voussoirs d'épaisseur e . On utilise les expressions de l'anneau d'épaisseur constante (D.2, D.3) avec :

$$E_s = \frac{\alpha}{\alpha(1-\beta)+\beta} E_v \quad (\text{D.4})$$

$$I = I_j + \left(\frac{4}{n} \right)^2 \frac{e^3}{12} \quad (\text{D.5})$$

Où :

E_v	module d'Young d'un voussoir ;
αe	épaisseur équivalente au niveau des joints ;
θ	angle au centre correspondant à un voussoir ;
$\beta\theta$	angle au centre correspondant à un joint ;

$$I_j = \frac{\alpha e^3}{12} \quad \text{inertie de la section au niveau du joint.}$$

Cintres métalliques circulaires espacés.

$$K_s = \frac{E_a A}{sR} \quad (\text{D.6})$$

$$K_{sf} = \frac{E_a I_p}{sR^3} \quad (\text{D.7})$$

Où :

A	aire de la section du cintre ;
E_a	module d'Young de l'acier ;
s	espacement entre les cintres ;
I_p	moment d'inertie du profilé.

Ces expressions supposent que les cintres sont en contact quasi continu avec le terrain.

Boulons à ancrage ponctuel

$$\frac{1}{K_s} = \frac{s_t s_l}{R} \left(\frac{4L}{\pi \Phi^2 E_b} + Q \right) \quad (\text{D.8})$$

$$K_{sf} = 0 \quad (\text{D.9})$$

Où :

s_t	espacement transversal ;
s_l	espacement longitudinal ;
L	longueur des boulons ;
Φ	diamètre des boulons ;
E_b	module d'Young du matériau constituant la tige du boulon ;
Q	paramètre permettant de prendre en compte les déformations se produisant au niveau de l'ancrage et de la tête des boulons (déterminé à partir d'essais de traction sur les boulons).

Boulons à ancrage réparti Les boulons à ancrage réparti sont considérés comme un renforcement du massif, améliorant les caractéristiques mécaniques de la zone boulonnée. On peut modéliser ces dernières par des méthodes d'homogénéisation.

Annexe E

Écrouissage

Critères circulaires

Si l'on prend comme variable d'écrouissage la déformation plastique cumulée (totale) χ , la variation de la variable d'écrouissage vaut :

$$\Delta\chi = \Lambda \sqrt{3\alpha_p^2 + \frac{1}{2}} \quad (\text{E.1})$$

L'équation (III.51) devient :

$$f(\underline{\sigma}^*, \gamma_{n+1}) = \alpha I_1^* - 9K\Lambda\alpha\alpha_p + \frac{1}{\sqrt{2}} \|\underline{s}^*\| \left| 1 - \frac{\mu\Lambda\sqrt{2}}{\|\underline{s}^*\|} \right| - H \left(\chi_n + \Lambda \sqrt{3\alpha_p^2 + \frac{1}{2}} \right) \quad (\text{E.2})$$

$$= \alpha I_1^* - 9K\Lambda\alpha\alpha_p + \frac{1}{\sqrt{2}} \|\underline{s}^*\| \left| 1 - \frac{\mu\Lambda\sqrt{2}}{\|\underline{s}^*\|} \right| - k_n - H\Lambda \sqrt{3\alpha_p^2 + \frac{1}{2}} = 0 \quad (\text{E.3})$$

La solution est la suivante :

$$\Lambda = \frac{f(\underline{\sigma}^*, \gamma_n)}{9K\alpha\alpha_p + \mu + H\sqrt{3\alpha_p^2 + \frac{1}{2}}} \quad (\text{E.4})$$

La condition (III.53) est toujours vérifiée. Dans le cas radoucissant, il convient que les propriétés du matériau vérifient la condition suivante [65] :

$$\frac{9K\alpha\alpha_p + \mu}{\sqrt{3\alpha_p^2 + \frac{1}{2}}} > -H \quad (\text{E.5})$$

Dans le cas de l'existence d'un critère résiduel, après avoir remplacé (III.51) par (E.2) il faut vérifier que l'on a bien :

$$|k_n - k_{res}| \geq |H| \sqrt{3\alpha_p^2 + \frac{1}{2}} \quad (\text{E.6})$$

Ce qui donne, dans le cas radoucissant :

$$k_n + H \sqrt{3\alpha_p^2 + \frac{1}{2}} \geq k_{res} \quad (\text{E.7})$$

Une autre écriture consiste à comparer avec une valeur limite de la déformation plastique cumulée, correspondant à l'établissement d'un régime résiduel :

$$\gamma_n + \Lambda \sqrt{3\alpha_p^2 + \frac{1}{2}} \leq \gamma_{res} \quad (\text{E.8})$$

Si cette condition n'est pas vérifiée, il faut remplacer (III.51) par l'expression suivante (dans le cas où le critère résiduel est de type plastique parfait) :

$$f(\underline{\underline{\sigma}}^*, \gamma_{n+1}) = \alpha I_1^* - 9K\Lambda\alpha\alpha_p + \frac{\|\underline{s}^*\|}{\sqrt{2}} \left| 1 - \frac{\mu\Lambda\sqrt{2}}{\|\underline{s}^*\|} \right| - k_{res} = 0 \quad (\text{E.9})$$

Ce qui nous donne :

$$\Lambda = \frac{f(\underline{\underline{\sigma}}^*, \gamma_n) + k_n - k_{res}}{9K\alpha\alpha_p + \mu} \quad (\text{E.10})$$

Dans le cas où l'on utilise la déformation déviatorique plastique cumulée ξ comme variable d'écrouissage, il faut reprendre les expressions précédentes, la variation de la variable d'écrouissage valant :

$$\Delta\xi = \frac{\Lambda}{\sqrt{2}} \quad (\text{E.11})$$

Critères non circulaires.

L'algorithme de calcul de la déformation plastique à l'aide des abaques numériques (figure III.22 page 94) indiquait qu'il fallait à chaque itération m (donc à $\Delta\sigma_m^m$ fixé) tenir compte de l'écrouissage. On peut pour cela utiliser une méthode comme celle utilisée par [26] pour le critère de Drucker-Prager, que l'on détaille dans la figure E.1 : (comme on se place à l'itération m , et que donc $\Delta\sigma_m^m$ est constant, on omet l'itérateur m dans le diagramme, afin d'alléger l'écriture). Comme fonction d'arrêt c , on peut prendre :

$$c = \frac{\sigma^+(\sigma_m^* + \Delta\sigma_m^m, \eta_n + \Delta\eta_{i+1}) - \sigma^+(\sigma_m^* + \Delta\sigma_m^m, \eta_n + \Delta\eta_i)}{\sigma^+(\sigma_m^* + \Delta\sigma_m^m, \eta_n)} \quad (\text{E.12})$$

La fonction h_Δ permet de calculer la variation d'écrouissage $\Delta\eta$ à la variation de la déformation déviatorique plastique, l'expression est immédiate si l'on utilise la

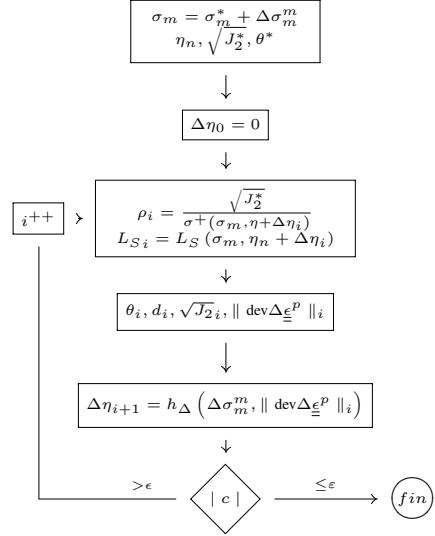


FIG. E.1 – Prise en compte de l’écrouissage

déformation déviatorique plastique cumulée comme variable d’écrouissage (équation (E.13)), et fonction de $\Delta\sigma_m^m$, si l’on utilise la déformation plastique cumulée (équation (E.14)) :

$$h_\Delta^\xi = \| \text{dev}\Delta\epsilon^p \| \quad (\text{E.13})$$

$$h_\Delta^\chi = \sqrt{\frac{\Delta\sigma_m^{m2}}{3K^2} + \| \text{dev}\Delta\epsilon^p \|^2} \quad (\text{E.14})$$

L’expression de la norme de la déviatorique plastique étant calculée à partir du rayon plastique et de d (équation (III.60)).

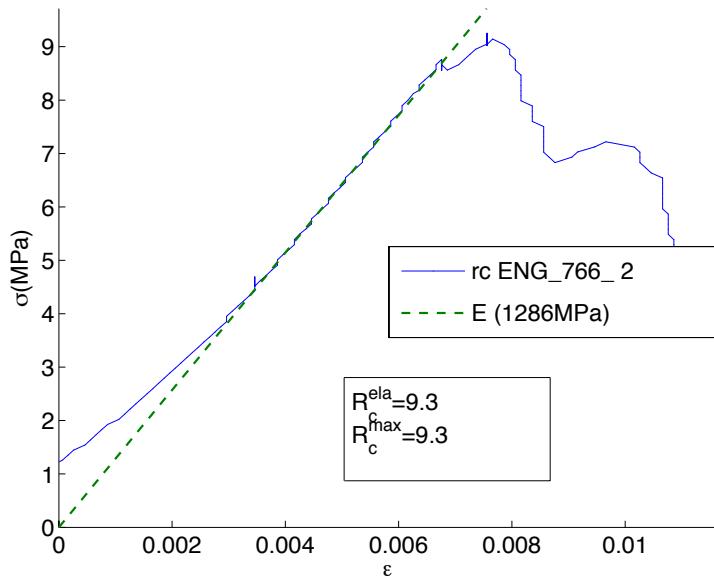
Annexe F

Essais sans mesure de volume (essais en compression simple)

160ANNEXE F. ESSAIS SANS MESURE DE VOLUME (ESSAIS EN COMPRESSION SIMPLE)

Essai : rc ENG_766_2

Laboratoire	ENG	Orientation	90 °
Rapport	B RP 0ENG 95-001/A	Temperature	ambiente
Echantillon	766_2	Degré de saturation	96.5 %
Sondage	MSE101	Minéralogie	20.4 %
Carotte	MSE00766	Densité sèche	2.14 g.cm^{-3}
Profondeur	568.65 m	Teneur en eau	8.4 %
Zone géologique	C1	Porosité	19.1 %
Diamètre	36 mm	VP	2714 m.s^{-1}
Hauteur	75 mm	Vs	1271 m.s^{-1}

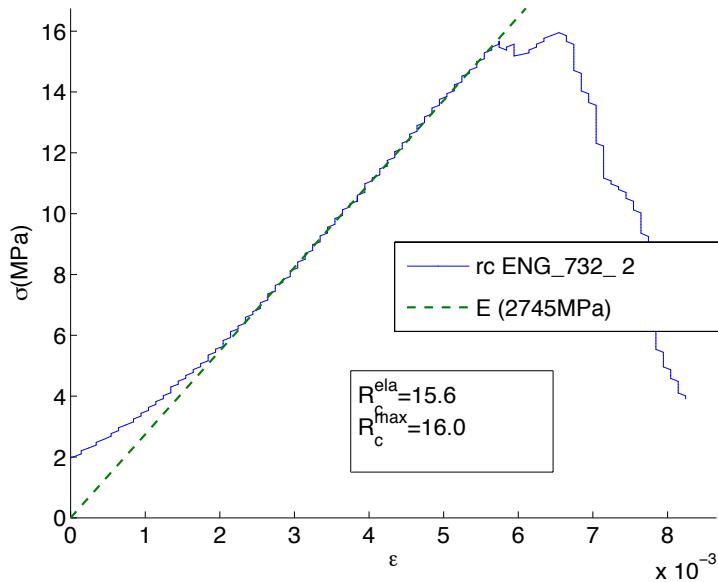


Equipement

Vitesse displacement : 0.05 mm/mn

Essai : rc ENG_732_2

Laboratoire	ENG	Orientation	90 °
Rapport	B RP 0ENG 95-001/A	Temperature	ambiente
Echantillon	732_2	Degré de saturation	93.8 %
Sondage	MSE101	Minéralogie	21.3 %
Carotte	MSE00732	Densité sèche	2.17 g.cm^{-3}
Profondeur	561.55 m	Teneur en eau	7.7 %
Zone géologique	B	Porosité	18.1 %
Diamètre	36 mm	VP	3194 m.s^{-1}
Hauteur	75 mm	Vs	NaN



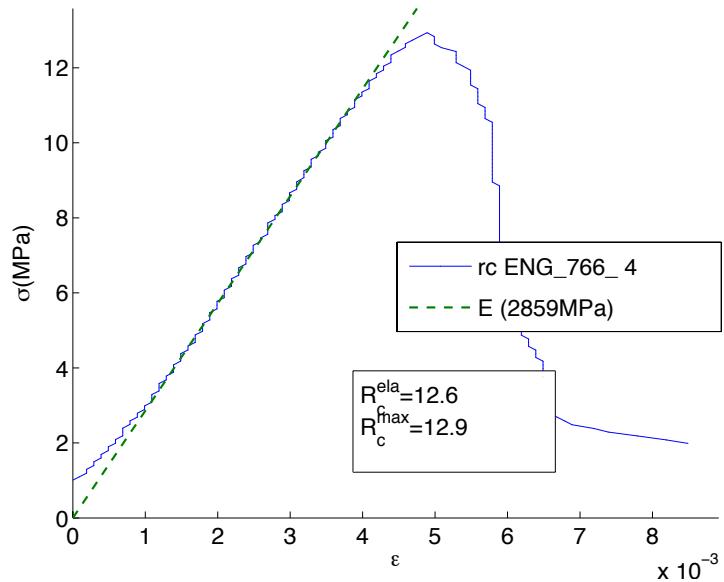
Equipement

Vitesse displacement : 0.05 mm/mn

162ANNEXE F. ESSAIS SANS MESURE DE VOLUME (ESSAIS EN COMPRESSION SIMPLE)

Essai : rc ENG_766_4

Laboratoire	ENG	Orientation	90 °
Rapport	B RP 0ENG 95-001/A	Temperature	ambiente
Echantillon	766_4	Degré de saturation	104.8 %
Sondage	MSE101	Minéralogie	23.6 %
Carotte	MSE00766	Densité sèche	2.21 g.cm^{-3}
Profondeur	568.80 m	Teneur en eau	7.6 %
Zone géologique	C1	Porosité	16.4 %
Diamètre	36 mm	VP	3242 m.s^{-1}
Hauteur	75 mm	Vs	1450 m.s^{-1}



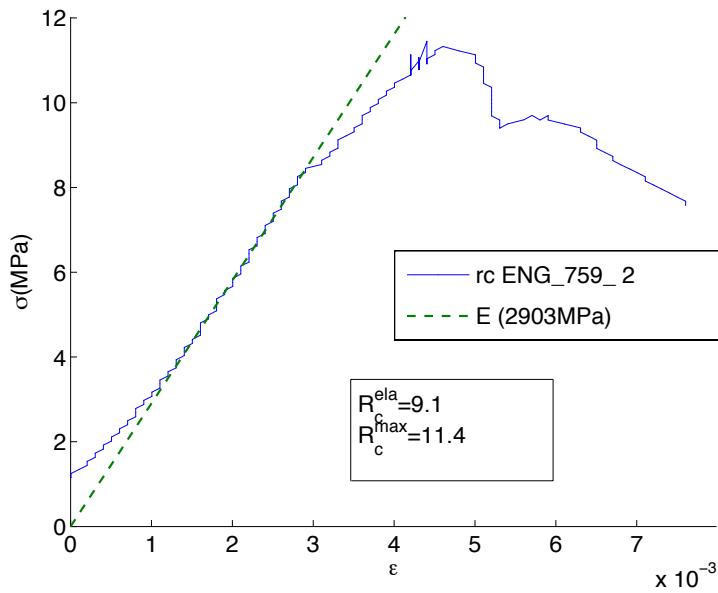
Equipement

Vitesse displacement : 0.05 mm/mn

Essai : rc ENG_759_2

Laboratoire	ENG
Rapport	B RP 0ENG 95-001/A
Echantillon	759_2
Sondage	MSE101
Carotte	MSE00759
Profondeur	567.45 m
Zone géologique	C1
Diamètre	36 mm
Hauteur	75 mm

Orientation	90 °
Temperature	ambiente
Degré de saturation	93.2 %
Minéralogie	19.4 %
Densité sèche	2.14 g.cm^{-3}
Teneur en eau	8.3 %
Porosité	19.4 %
VP	1598 m.s^{-1}
Vs	1256 m.s^{-1}



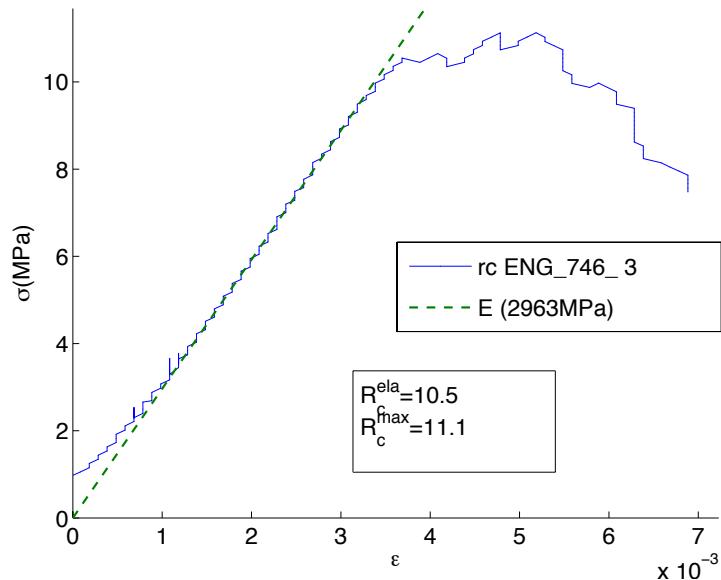
Equipement

Vitesse displacement : 0.05 mm/mm

164 ANNEXE F. ESSAIS SANS MESURE DE VOLUME (ESSAIS EN COMPRESSION SIMPLE)

Essai : rc ENG_746_3

Laboratoire	ENG	Orientation	90 °
Rapport	B RP 0ENG 95-001/A	Temperature	ambiente
Echantillon	746_3	Degré de saturation	93.6 %
Sondage	MSE101	Minéralogie	25.2 %
Carotte	MSE00746	Densité sèche	2.19 g.cm^{-3}
Profondeur	564.32 m	Teneur en eau	7.3 %
Zone géologique	C1	Porosité	17.4 %
Diamètre	36 mm	VP	3170 m.s^{-1}
Hauteur	75 mm	Vs	1586 m.s^{-1}



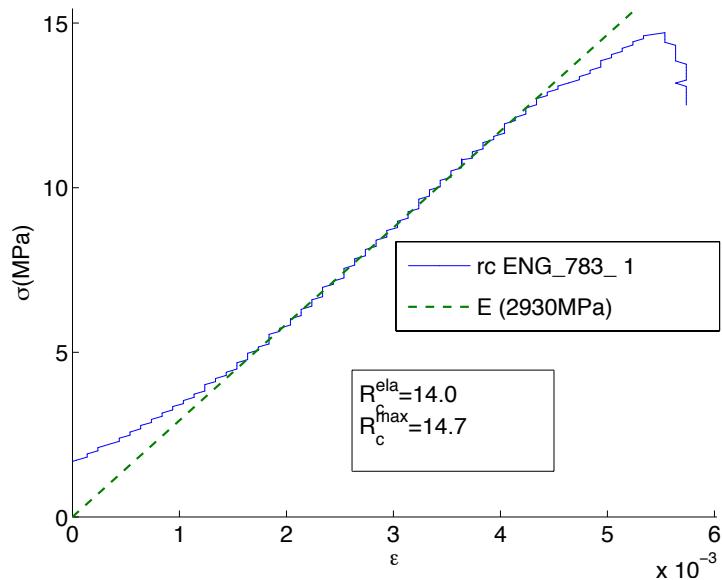
Equipement

Vitesse displacement : 0.05 mm/mn

Essai : rc ENG_783_1

Laboratoire	ENG
Rapport	B RP 0ENG 95-001/A
Echantillon	783_1
Sondage	MSE101
Carotte	MSE00783
Profondeur	574.40 m
Zone géologique	C1
Diamètre	36 mm
Hauteur	75 mm

Orientation	90 °
Temperature	ambiente
Degré de saturation	102.9 %
Minéralogie	15.8 %
Densité sèche	2.19 g.cm ⁻³
Teneur en eau	8.0 %
Porosité	17.4 %
VP	3193 m.s ⁻¹
Vs	1637 m.s ⁻¹



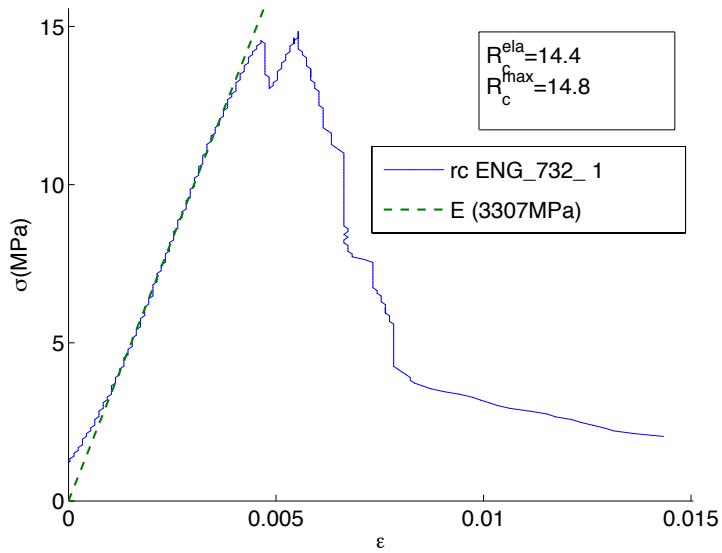
Equipement

Vitesse displacement : 0.05 mm/mn

166 ANNEXE F. ESSAIS SANS MESURE DE VOLUME (ESSAIS EN COMPRESSION SIMPLE)

Essai : rc ENG_732_1

Laboratoire	ENG	Orientation	90 °
Rapport	B RP 0ENG 95-001/A	Temperature	ambiente
Echantillon	732_1	Degré de saturation	73.8 %
Sondage	MSE101	Minéralogie	24.0 %
Carotte	MSE00732	Densité sèche	2.10 g.cm^{-3}
Profondeur	561.49 m	Teneur en eau	7.1 %
Zone géologique	B	Porosité	20.7 %
Diamètre	36 mm	VP	3242 m.s^{-1}
Hauteur	75 mm	Vs	NaN



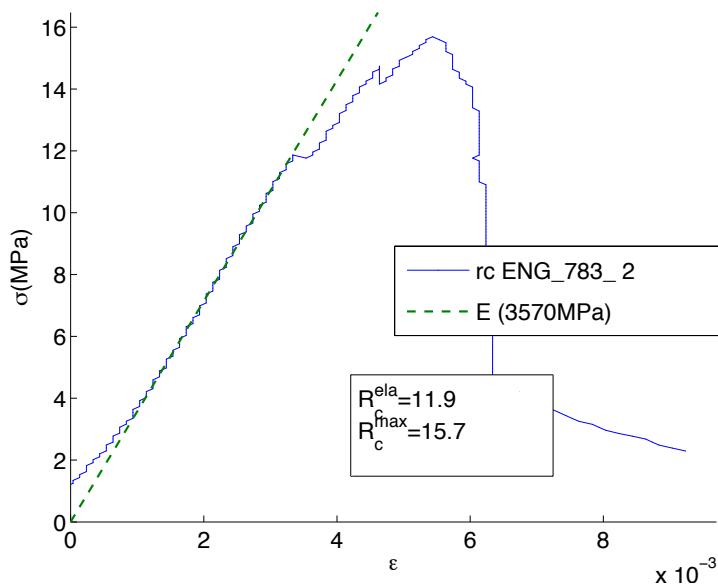
Equipement

Vitesse displacement : 0.05 mm/mn

Essai : rc ENG_783_2

Laboratoire	ENG
Rapport	B RP 0ENG 95-001/A
Echantillon	783_2
Sondage	MSE101
Carotte	MSE00783
Profondeur	574.95 m
Zone géologique	C1
Diamètre	36 mm
Hauteur	75 mm

Orientation	90 °
Temperature	ambiente
Degré de saturation	103.7 %
Minéralogie	17.6 %
Densité sèche	2.21 g.cm ⁻³
Teneur en eau	7.7 %
Porosité	16.8 %
VP	3196 m.s ⁻¹
Vs	1636 m.s ⁻¹



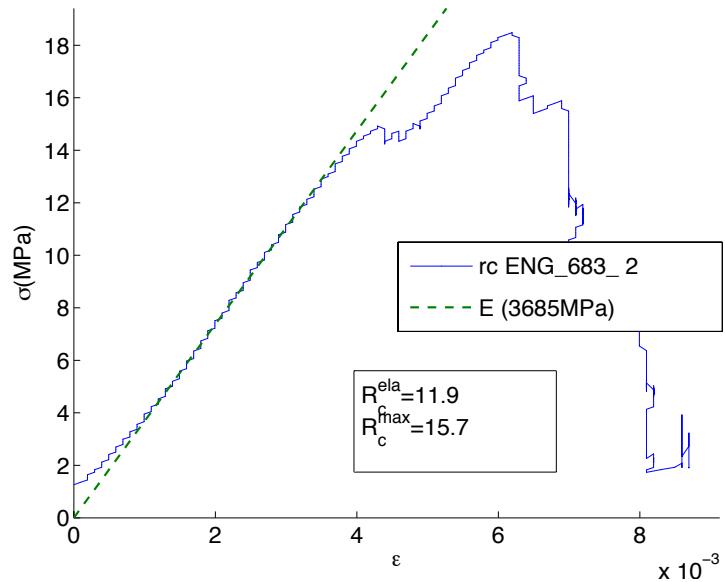
Equipement

Vitesse displacement : 0.05 mm/mn

168 ANNEXE F. ESSAIS SANS MESURE DE VOLUME (ESSAIS EN COMPRESSION SIMPLE)

Essai : rc ENG_683_2

Laboratoire	ENG	Orientation	0 °
Rapport	B RP 0ENG 95-001/A	Temperature	ambiente
Echantillon	683_2	Degré de saturation	98.8 %
Sondage	MSE101	Minéralogie	21.2 %
Carotte	MSE00683	Densité sèche	2.21 g.cm^{-3}
Profondeur	550.17 m	Teneur en eau	7.2 %
Zone géologique	B	Porosité	16.5 %
Diamètre	36 mm	VP	3069 m.s^{-1}
Hauteur	75 mm	Vs	NaN



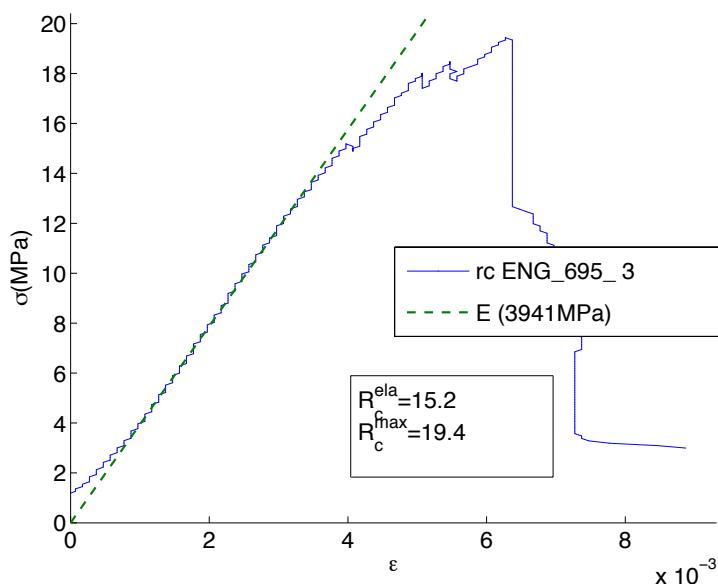
Equipement

Vitesse displacement : 0.05 mm/mn

Essai : rc ENG_695_3

Laboratoire	ENG
Rapport	B RP 0ENG 95-001/A
Echantillon	695_3
Sondage	MSE101
Carotte	MSE00695
Profondeur	553.45 m
Zone géologique	B
Diamètre	36 mm
Hauteur	75 mm

Orientation	90 °
Temperature	ambiente
Degré de saturation	99.9 %
Minéralogie	20.2 %
Densité sèche	2.21 g.cm ⁻³
Teneur en eau	7.4 %
Porosité	16.7 %
VP	3301 m.s ⁻¹
Vs	1551 m.s ⁻¹



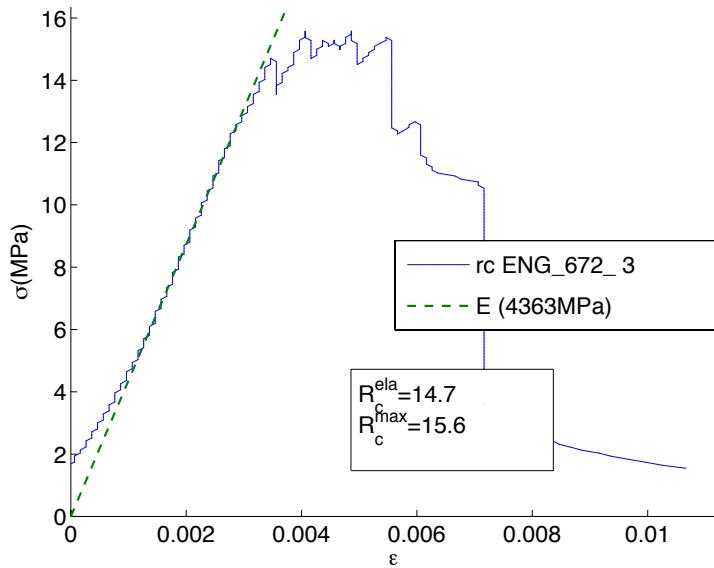
Equipement

Vitesse displacement : 0.05 mm/mn

170 ANNEXE F. ESSAIS SANS MESURE DE VOLUME (ESSAIS EN COMPRESSION SIMPLE)

Essai : rc ENG_672_3

Laboratoire	ENG	Orientation	90 °
Rapport	B RP 0ENG 95-001/A	Temperature	ambiente
Echantillon	672_3	Degré de saturation	107.6 %
Sondage	MSE101	Minéralogie	23.6 %
Carotte	MSE00672	Densité sèche	2.25 g.cm^{-3}
Profondeur	547.22 m	Teneur en eau	7.1 %
Zone géologique	B	Porosité	15.2 %
Diamètre	36 mm	VP	3382 m.s^{-1}
Hauteur	75 mm	Vs	1592 m.s^{-1}



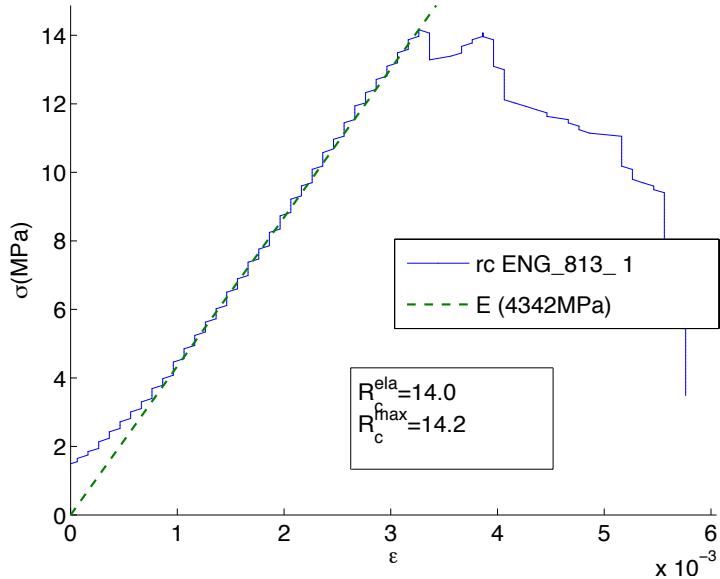
Equipement

Vitesse displacement : 0.05 mm/mn

Essai : rc ENG_813_1

Laboratoire	ENG
Rapport	B RP 0ENG 95-001/A
Echantillon	813_1
Sondage	MSE101
Carotte	MSE00813
Profondeur	582.50 m
Zone géologique	C1
Diamètre	36 mm
Hauteur	75 mm

Orientation	90 °
Temperature	ambiente
Degré de saturation	101.6 %
Minéralogie	25.2 %
Densité sèche	2.22 g.cm ⁻³
Teneur en eau	7.3 %
Porosité	16.3 %
VP	3277 m.s ⁻¹
Vs	3305 m.s ⁻¹



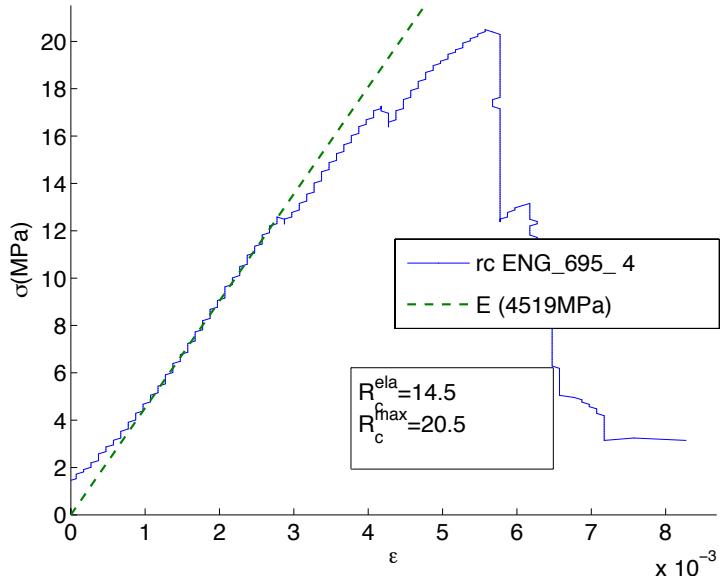
Equipement

Vitesse displacement : 0.05 mm/mn

172 ANNEXE F. ESSAIS SANS MESURE DE VOLUME (ESSAIS EN COMPRESSION SIMPLE)

Essai : rc ENG_695_4

Laboratoire	ENG	Orientation	90 °
Rapport	B RP 0ENG 95-001/A	Temperature	ambiente
Echantillon	695_4	Degré de saturation	96.5 %
Sondage	MSE101	Minéralogie	25.6 %
Carotte	MSE00695	Densité sèche	2.19 g.cm^{-3}
Profondeur	553.54 m	Teneur en eau	7.4 %
Zone géologique	B	Porosité	17.2 %
Diamètre	36 mm	VP	3398 m.s^{-1}
Hauteur	75 mm	Vs	NaN

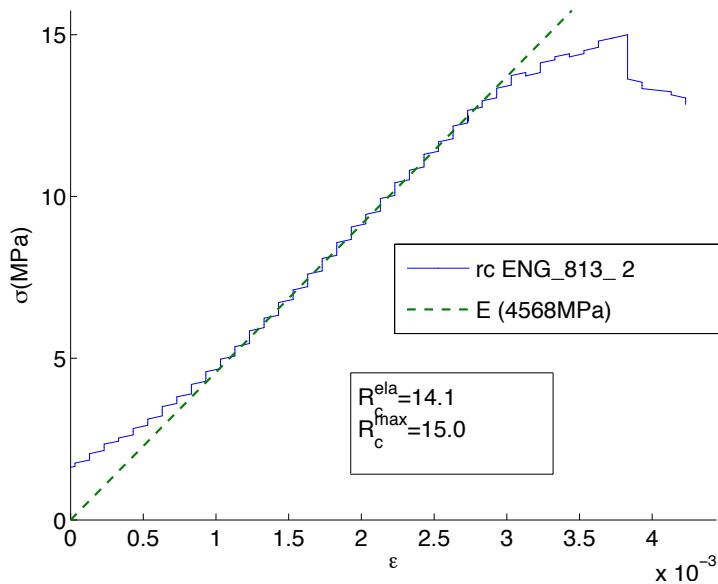


Equipement

Vitesse displacement : 0.05 mm/mn

Essai : rc ENG_813_2

Laboratoire	ENG	Orientation	90 °
Rapport	B RP 0ENG 95-001/A	Temperature	ambiente
Echantillon	813_2	Degré de saturation	103.8 %
Sondage	MSE101	Minéralogie	26.4 %
Carotte	MSE00813	Densité sèche	2.23 g.cm^{-3}
Profondeur	582.55 m	Teneur en eau	7.3 %
Zone géologique	C1	Porosité	16.0 %
Diamètre	36 mm	VP	3296 m.s^{-1}
Hauteur	75 mm	Vs	1695 m.s^{-1}



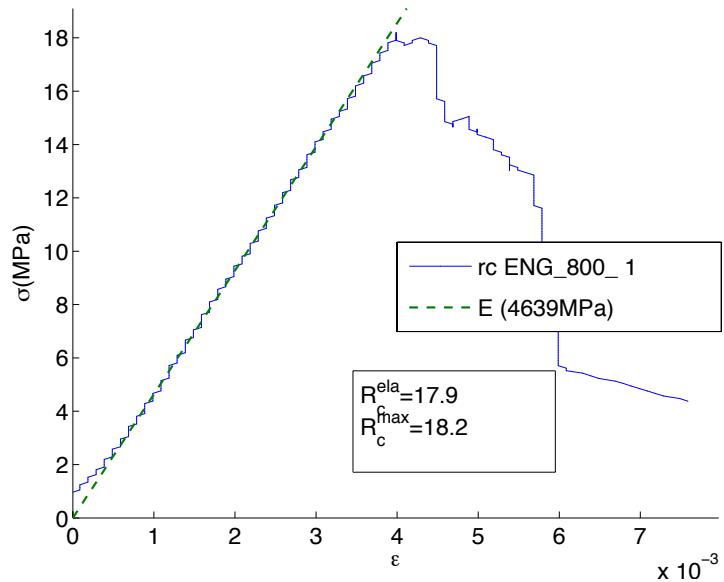
Equipement

Vitesse displacement : 0.05 mm/mn

174 ANNEXE F. ESSAIS SANS MESURE DE VOLUME (ESSAIS EN COMPRESSION SIMPLE)

Essai : rc ENG_800_1

Laboratoire	ENG	Orientation	90 °
Rapport	B RP 0ENG 95-001/A	Temperature	ambiente
Echantillon	800_1	Degré de saturation	114.8 %
Sondage	MSE101	Minéralogie	25.5 %
Carotte	MSE00800	Densité sèche	2.25 g.cm^{-3}
Profondeur	578.75 m	Teneur en eau	7.6 %
Zone géologique	C1	Porosité	15.2 %
Diamètre	36 mm	VP	3522 m.s^{-1}
Hauteur	75 mm	Vs	1876 m.s^{-1}



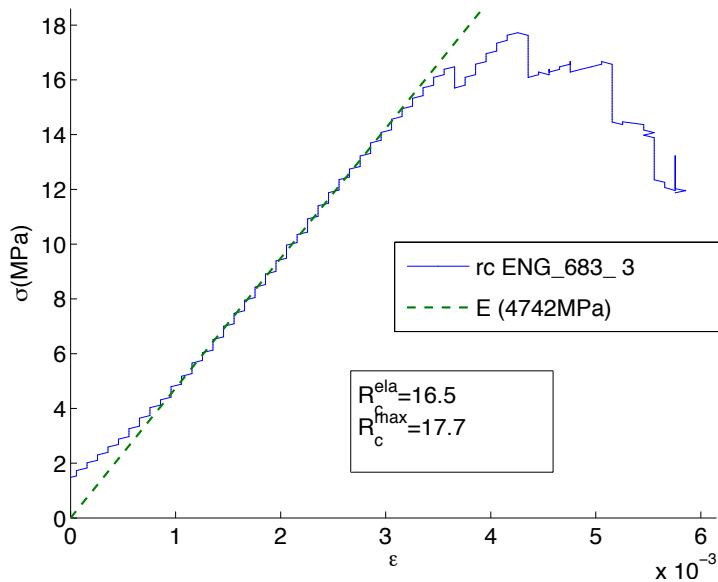
Equipement

Vitesse displacement : 0.05 mm/mn

Essai : rc ENG_683_3

Laboratoire	ENG
Rapport	B RP 0ENG 95-001/A
Echantillon	683_3
Sondage	MSE101
Carotte	MSE00683
Profondeur	550.26 m
Zone géologique	B
Diamètre	36 mm
Hauteur	75 mm

Orientation	90 °
Temperature	ambiente
Degré de saturation	96.1 %
Minéralogie	22.2 %
Densité sèche	2.21 g.cm ⁻³
Teneur en eau	7.1 %
Porosité	16.7 %
VP	3389 m.s ⁻¹
Vs	1758 m.s ⁻¹



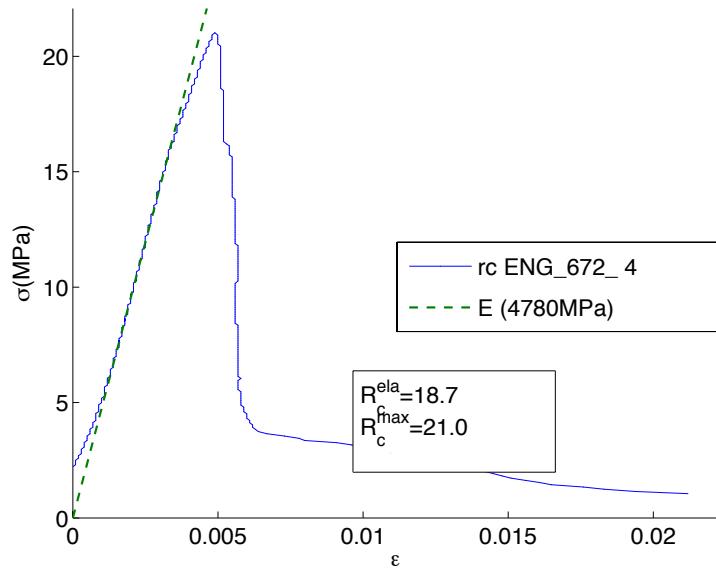
Equipement

Vitesse displacement : 0.05 mm/mn

176 ANNEXE F. ESSAIS SANS MESURE DE VOLUME (ESSAIS EN COMPRESSION SIMPLE)

Essai : rc ENG_672_4

Laboratoire	ENG	Orientation	90 °
Rapport	B RP 0ENG 95-001/A	Temperature	ambiente
Echantillon	672_4	Degré de saturation	97.8 %
Sondage	MSE101	Minéralogie	24.2 %
Carotte	MSE00672	Densité sèche	2.23 g.cm^{-3}
Profondeur	547.29 m	Teneur en eau	6.8 %
Zone géologique	B	Porosité	15.9 %
Diamètre	36 mm	VP	3370 m.s^{-1}
Hauteur	75 mm	Vs	1591 m.s^{-1}



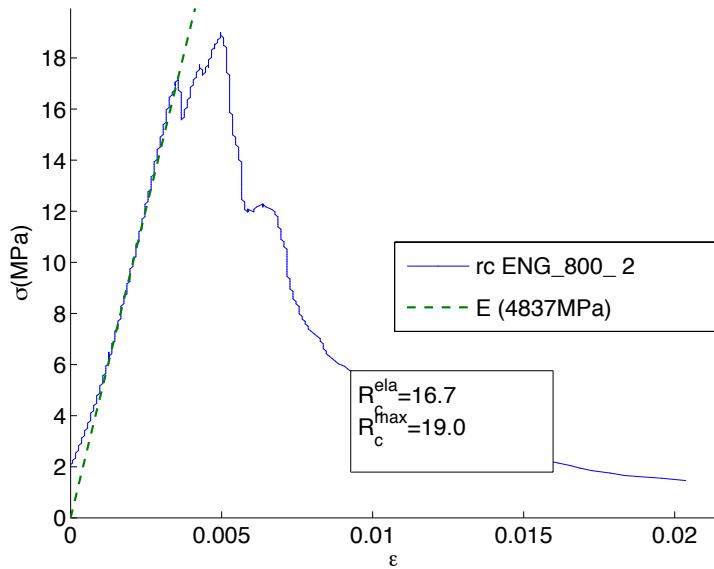
Equipement

Vitesse displacement : 0.05 mm/mn

Essai : rc ENG_800_2

Laboratoire	ENG
Rapport	B RP 0ENG 95-001/A
Echantillon	800_2
Sondage	MSE101
Carotte	MSE00800
Profondeur	578.87 m
Zone géologique	C1
Diamètre	36 mm
Hauteur	75 mm

Orientation	90 °
Temperature	ambiente
Degré de saturation	93.9 %
Minéralogie	26.4 %
Densité sèche	2.29 g.cm ⁻³
Teneur en eau	5.5 %
Porosité	13.7 %
VP	3484 m.s ⁻¹
Vs	NaN

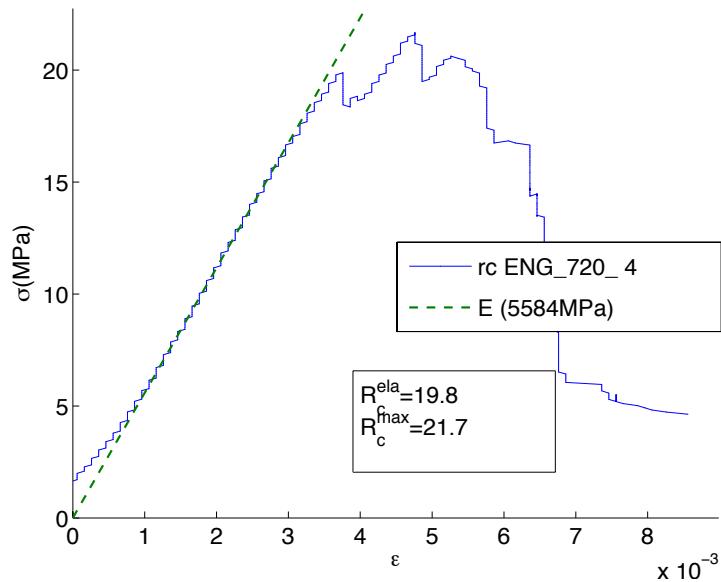
**Equipement**

Vitesse displacement : 0.05 mm/mn

178 ANNEXE F. ESSAIS SANS MESURE DE VOLUME (ESSAIS EN COMPRESSION SIMPLE)

Essai : rc ENG_720_4

Laboratoire	ENG	Orientation	90 °
Rapport	B RP 0ENG 95-001/A	Temperature	ambiente
Echantillon	720_4	Degré de saturation	80.9 %
Sondage	MSE101	Minéralogie	34.0 %
Carotte	MSE00720	Densité sèche	2.26 g.cm^{-3}
Profondeur	558.69 m	Teneur en eau	5.2 %
Zone géologique	B	Porosité	14.8 %
Diamètre	36 mm	VP	3642 m.s^{-1}
Hauteur	75 mm	Vs	1923 m.s^{-1}



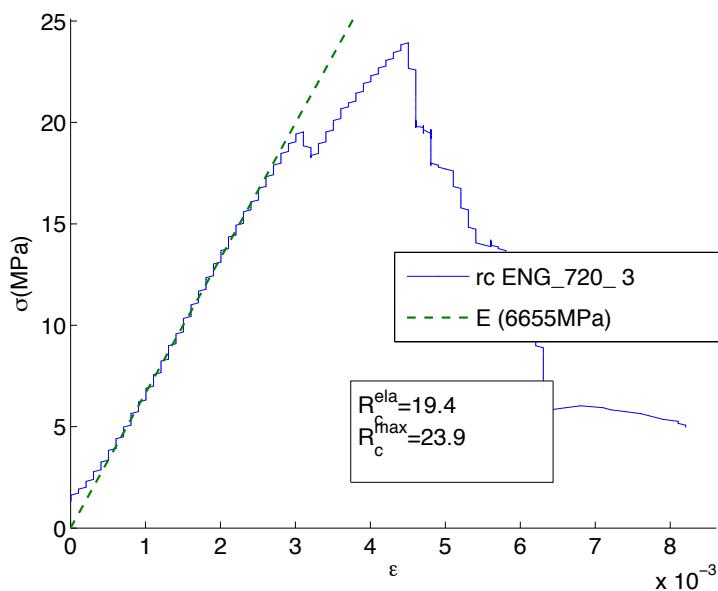
Equipement

Vitesse displacement : 0.05 mm/mn

Essai : rc ENG_720_3

Laboratoire	ENG
Rapport	B RP 0ENG 95-001/A
Echantillon	720_3
Sondage	MSE101
Carotte	MSE00720
Profondeur	558.62 m
Zone géologique	B
Diamètre	36 mm
Hauteur	75 mm

Orientation	90 °
Temperature	ambiente
Degré de saturation	90.2 %
Minéralogie	37.6 %
Densité sèche	2.29 g.cm ⁻³
Teneur en eau	5.2 %
Porosité	13.5 %
VP	3675 m.s ⁻¹
Vs	1956 m.s ⁻¹



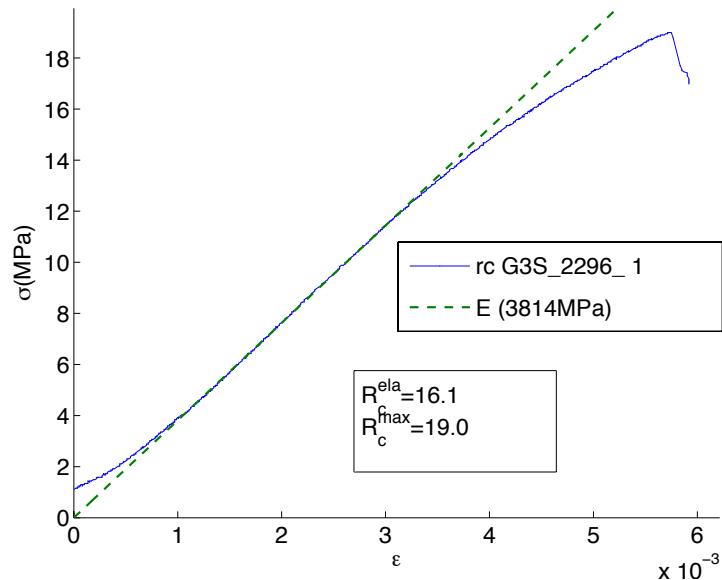
Equipement

Vitesse displacement : 0.05 mm/mn

180ANNEXE F. ESSAIS SANS MESURE DE VOLUME (ESSAIS EN COMPRESSION SIMPLE)

Essai : rc G3S_2296_1

Laboratoire	G3S	Orientation	90 °
Rapport	B RP 0G3S 97-001/A	Temperature	26 °
Echantillon	2296_1	Degré de saturation	91.6 %
Sondage	EST104	Minéralogie	NaN
Carotte	EST02296	Densité sèche	2.26
Profondeur	472.03 m	Teneur en eau	6.7 %
Zone géologique	B	Porosité	16.5 %
Diamètre	72 mm	VP	3040 m.s ⁻¹
Hauteur	36 mm	Vs	NaN

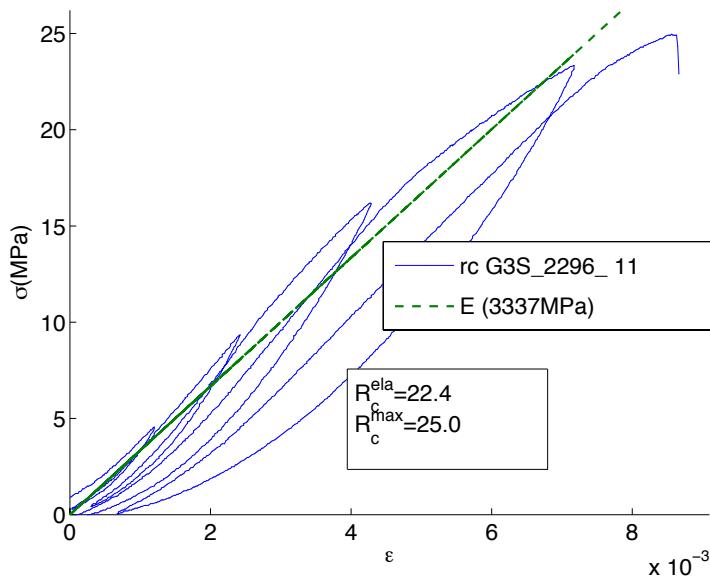


Equipement LVDT RDP1387+- 12.5mm,extensometer MTS length 50mm :
gage length 7.5mm ; chain extensometer : gage width 10.5mm

Vitesse strain : 1E-05 s-1

Essai : rc G3S_2296_11

Laboratoire	G3S	Orientation	90 °
Rapport	B RP OG3S 97-001/A	Temperature	26 °
Echantillon	2296_11	Degré de saturation	98.6 %
Sondage	EST104	Minéralogie	NaN
Carotte	EST02296	Densité sèche	2.29
Profondeur	472.19 m	Teneur en eau	6.4 %
Zone géologique	B	Porosité	14.7 %
Diamètre	72 mm	VP	3090 m.s ⁻¹
Hauteur	36 mm	Vs	NaN



Equipement LVDT RDP1387+- 12.5mm, extensometer MTS length 50mm :
gage length 7.5mm ; chain extensometer : gage width 10.5mm

Vitesse strain : 1E-05 s-1

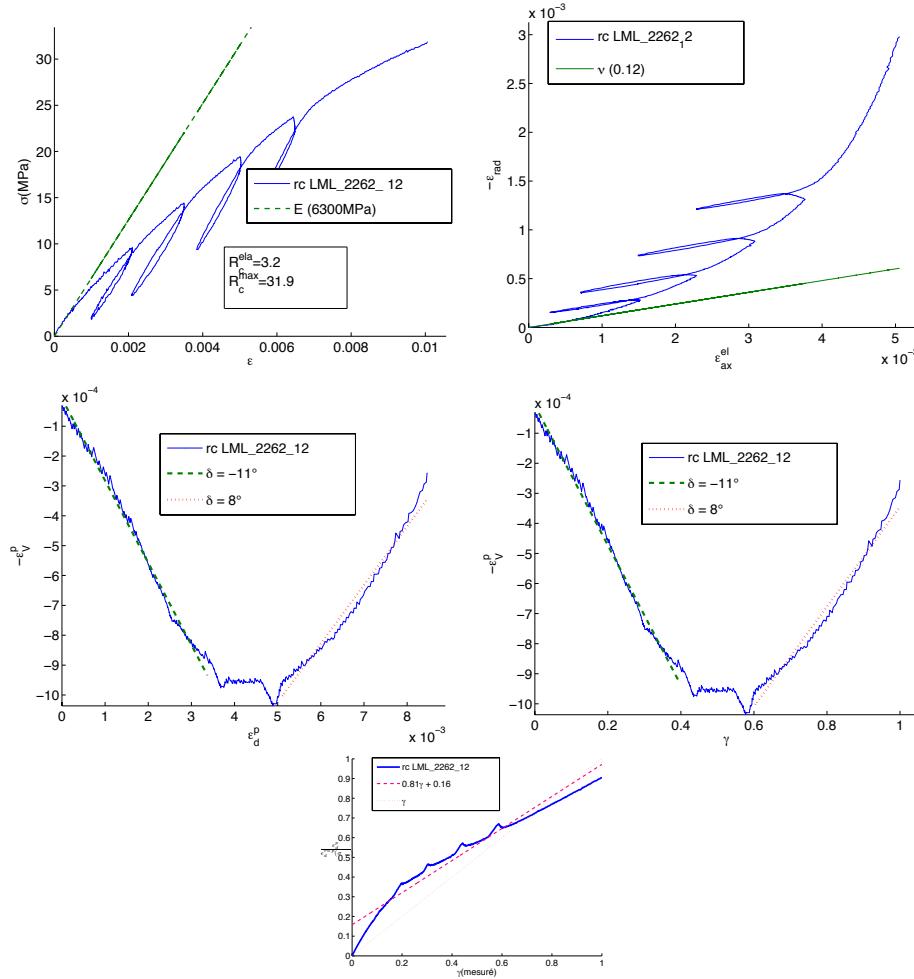
182ANNEXE F. ESSAIS SANS MESURE DE VOLUME (ESSAIS EN COMPRESSION SIMPLE)

Annexe G

Famille à faible limite élastique

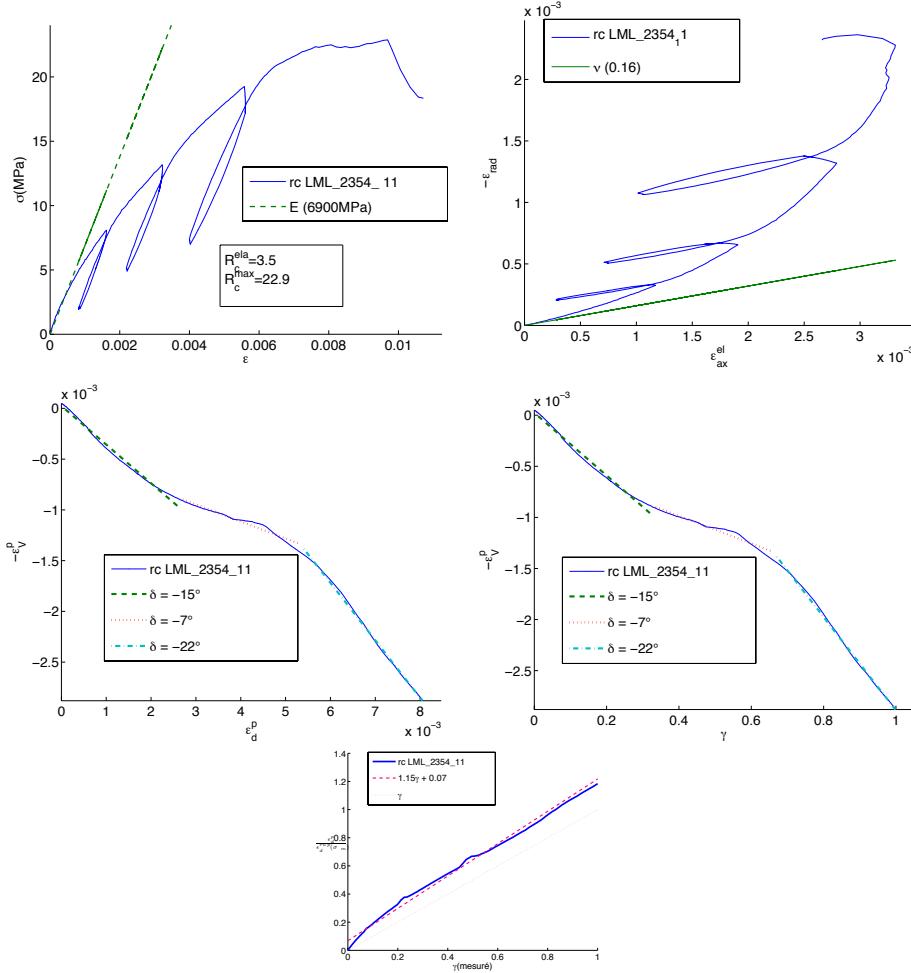
Essai : rc LML_2262_12

Laboratoire	LML	Orientation	90 °
Rapport	D RP 0LML 98-004/A	Temperature	ambiante
Echantillon	2262_12	Degré de saturation	83.0 %
Sondage	EST104	Minéralogie	26.3 %
Carotte	EST0226	Densité sèche	NaN g.cm ⁻³
Profondeur	466.80 m	Teneur en eau	4.6 %
Zone géologique	B	Porosité	12.1 %
Diamètre	35 mm	VP	NaN
Hauteur	70 mm	Vs	NaN

**Equipement** strain gages**Vitesse** strain : 6E-06 s⁻¹

Essai : rc LML_2354_11

Laboratoire	LML	Orientation	90 °
Rapport	D RP 0LML 98-004/A	Temperature	ambiante
Echantillon	2354_11	Degré de saturation	98.6 %
Sondage	EST104	Minéralogie	25.8 %
Carotte	EST02354	Densité sèche	NaN g.cm ⁻³
Profondeur	482.20 m	Teneur en eau	6.5 %
Zone géologique	C1	Porosité	13.8 %
Diamètre	35 mm	VP	NaN
Hauteur	70 mm	Vs	NaN

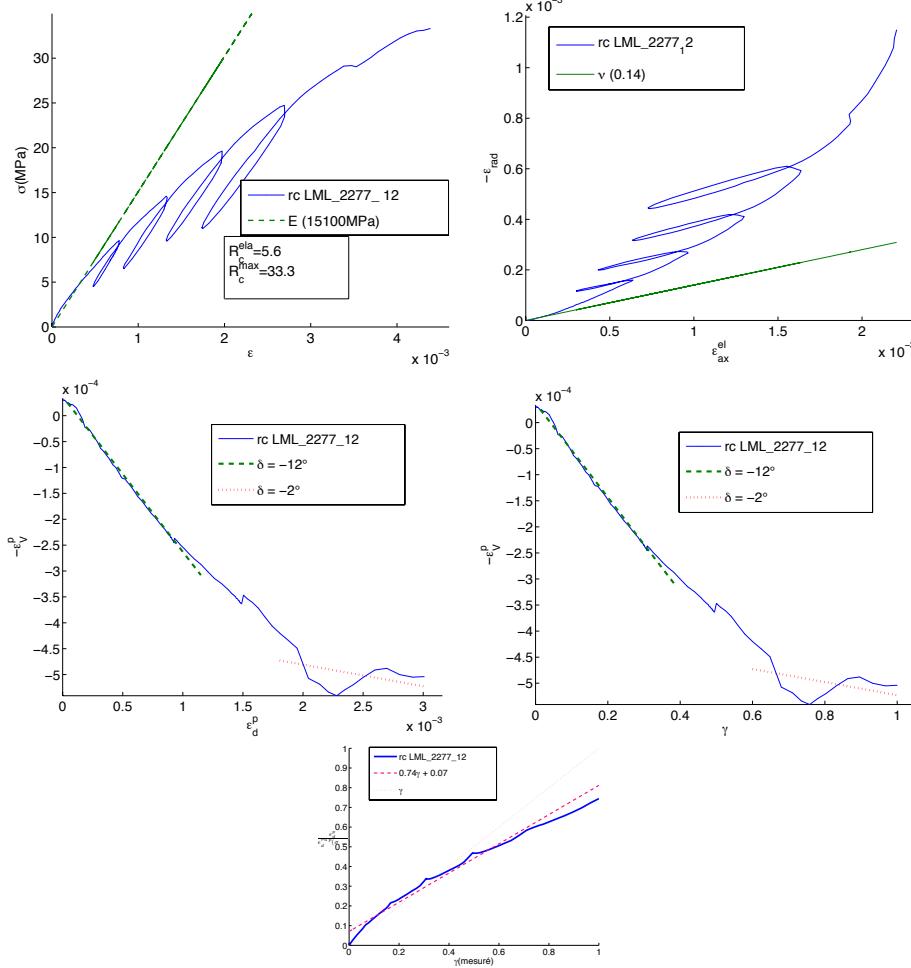


Equipement strain gages

Vitesse strain : 6E-06 s-1

Essai : rc LML_2277_12

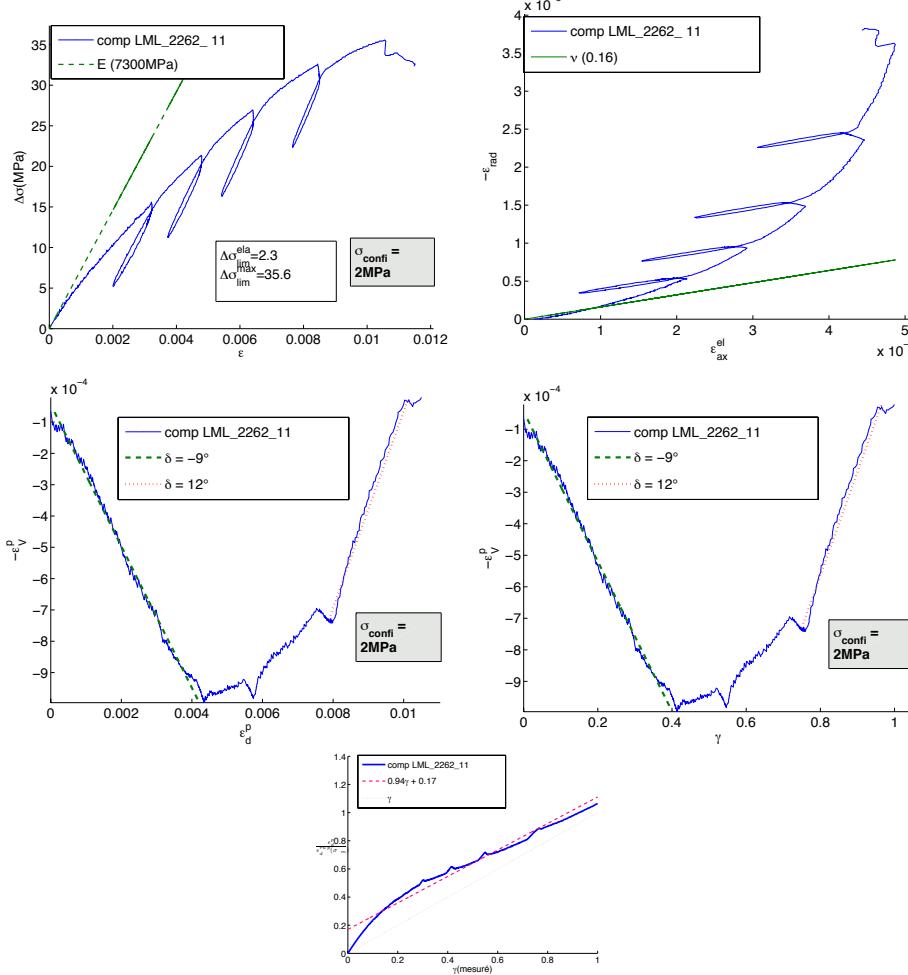
Laboratoire	LML	Orientation	90 °
Rapport	D RP 0LML 98-004/A	Temperature	ambiante
Echantillon	2277_12	Degré de saturation	85.0 %
Sondage	EST104	Minéralogie	53.0 %
Carotte	EST02277	Densité sèche	NaN g.cm ⁻³
Profondeur	468.90 m	Teneur en eau	4.2 %
Zone géologique	B	Porosité	11.0 %
Diamètre	35 mm	VP	NaN
Hauteur	70 mm	Vs	NaN

**Equipement** strain gages**Vitesse** strain : 6E-06 s-1

Essai : comp LML_2262_11

Laboratoire	LML
Rapport	D RP 0LML 98-004/A
Echantillon	2262_11
Sondage	EST104
Carotte	EST02262
Profondeur	466.80 m
Zone géologique	B
Diamètre	35 mm
Hauteur	70 mm

Orientation	90 °
Temperature	ambiente
Degré de saturation	83.0 %
Minéralogie	26.3 %
Densité sèche	NaN g.cm ⁻³
Teneur en eau	4.6 %
Porosité	12.1 %
VP	NaN
Vs	NaN

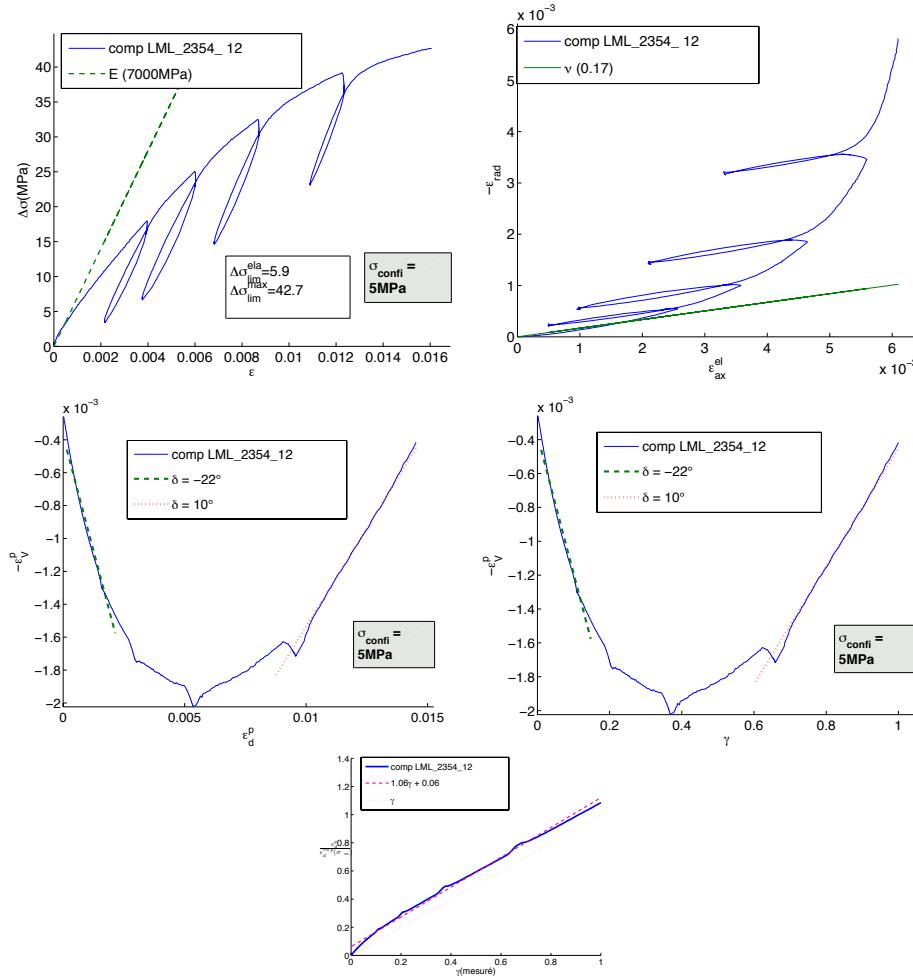


Equipement strain gages

Vitesse axial strain : 6E-06 s-1

Essai : comp LML_2354_12

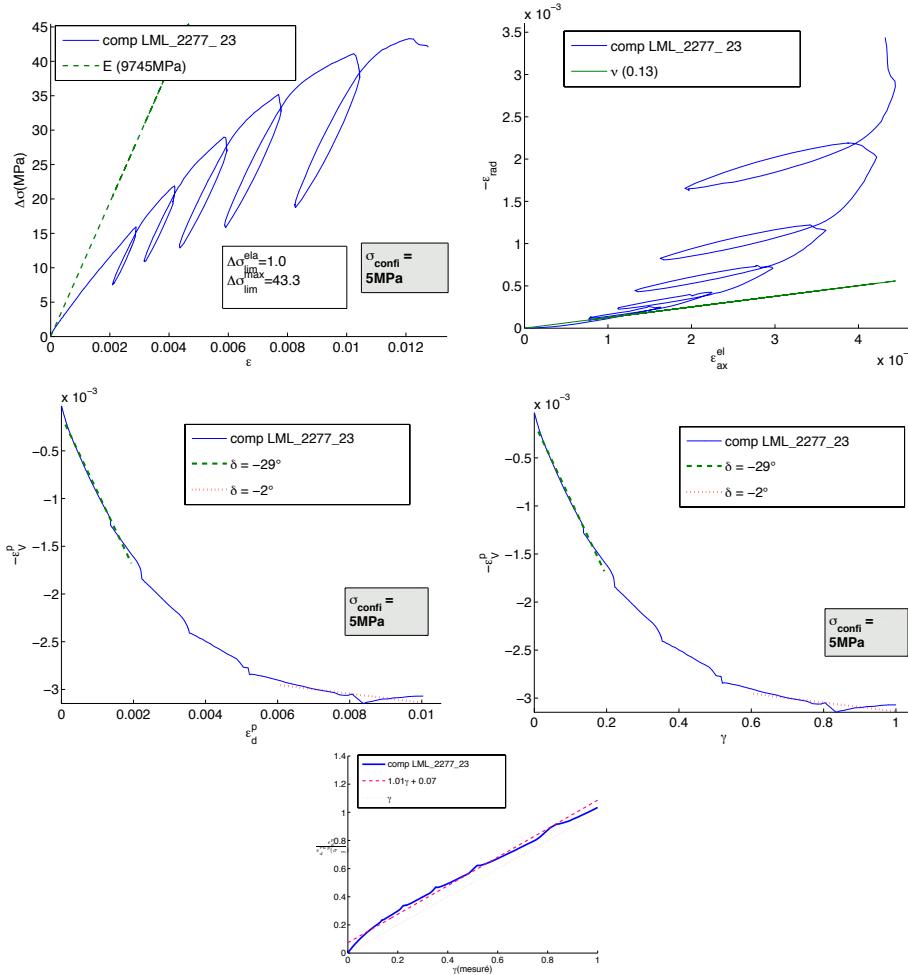
Laboratoire	LML	Orientation	90 °
Rapport	D RP 0LML 98-004/A	Temperature	ambiante
Echantillon	2354_12	Degré de saturation	98.6 %
Sondage	EST104	Minéralogie	25.8 %
Carotte	EST02354	Densité sèche	NaN g.cm ⁻³
Profondeur	482.20 m	Teneur en eau	6.5 %
Zone géologique	C1	Porosité	13.8 %
Diamètre	35 mm	VP	NaN
Hauteur	70 mm	Vs	NaN

**Equipement** strain gages**Vitesse** axial strain : 6E-06 s⁻¹

Essai : comp LML_2277_23

Laboratoire	LML
Rapport	D RP 0LML 98-004/A
Echantillon	2277_23
Sondage	EST104
Carotte	EST02277
Profondeur	469.00 m
Zone géologique	B
Diamètre	35 mm
Hauteur	70 mm

Orientation	90 °
Temperature	ambiente
Degré de saturation	NaN
Minéralogie	33.3 %
Densité sèche	NaN g.cm ⁻³
Teneur en eau	4.9 %
Porosité	13.4 %
VP	NaN
Vs	NaN

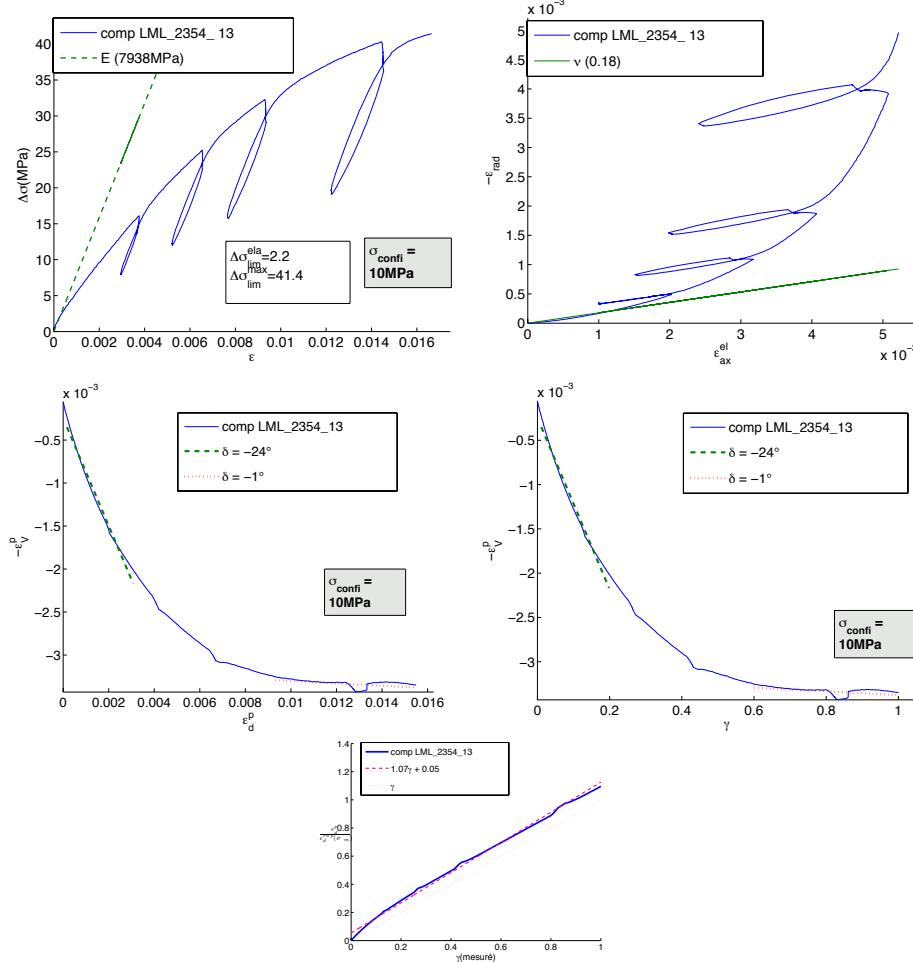


Equipement strain gages

Vitesse axial strain : 6E-06 s-1

Essai : comp LML_2354_13

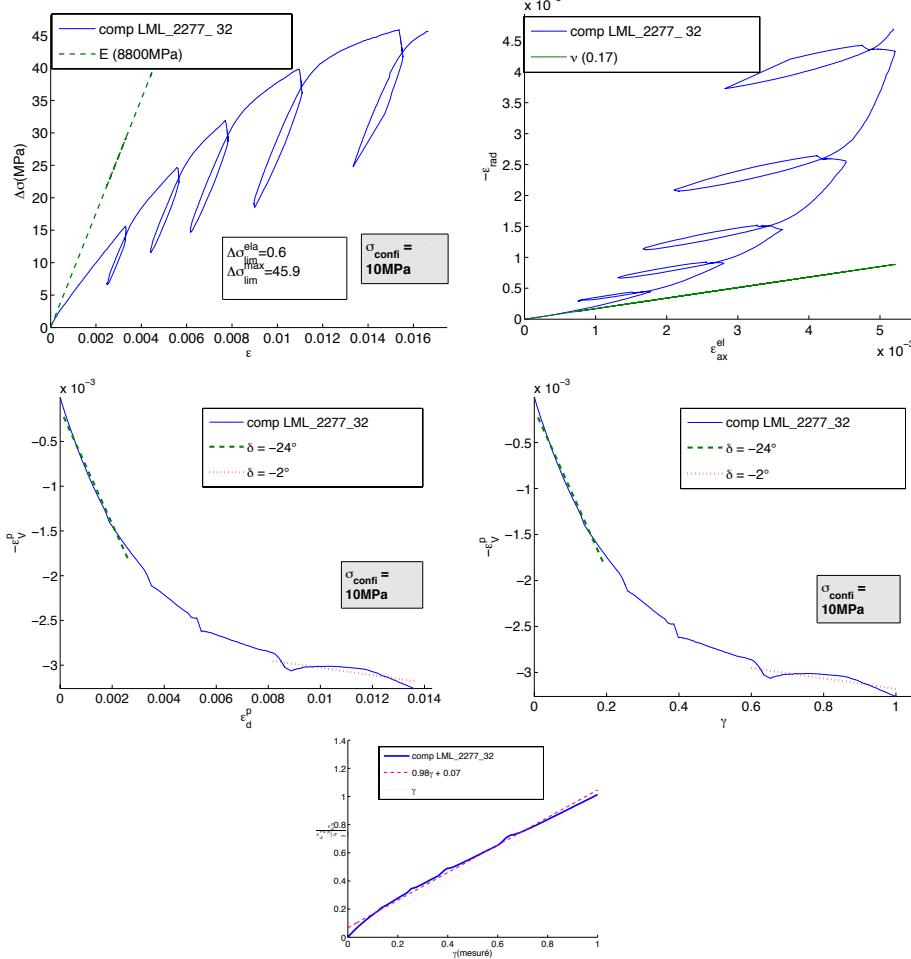
Laboratoire	LML	Orientation	90 °
Rapport	D RP 0LML 98-004/A	Temperature	ambiante
Echantillon	2354_13	Degré de saturation	98.6 %
Sondage	EST104	Minéralogie	25.8 %
Carotte	EST02354	Densité sèche	NaN g.cm ⁻³
Profondeur	482.20 m	Teneur en eau	6.5 %
Zone géologique	C1	Porosité	13.8 %
Diamètre	35 mm	VP	NaN
Hauteur	70 mm	Vs	NaN

**Equipement** strain gages**Vitesse** axial strain : 6E-06 s-1

Essai : comp LML_2277_32

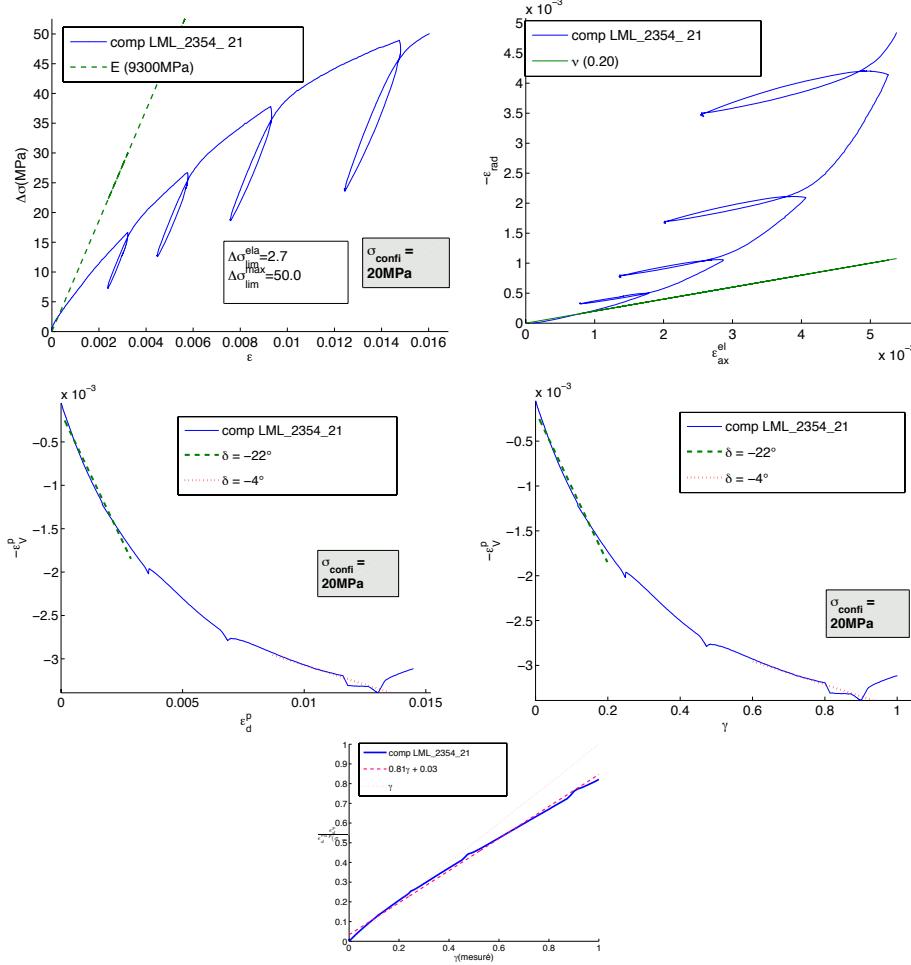
Laboratoire	LML
Rapport	D RP 0LML 98-004/A
Echantillon	2277_32
Sondage	EST104
Carotte	EST02277
Profondeur	469.10 m
Zone géologique	B
Diamètre	35 mm
Hauteur	70 mm

Orientation	90 °
Temperature	ambiente
Degré de saturation	112.2 %
Minéralogie	23.2 %
Densité sèche	NaN g.cm ⁻³
Teneur en eau	5.6 %
Porosité	11.0 %
VP	NaN
Vs	NaN

**Equipement** strain gages**Vitesse** axial strain : 6E-06 s-1

Essai : comp LML_2354_21

Laboratoire	LML	Orientation	90 °
Rapport	D RP 0LML 98-004/A	Temperature	ambiante
Echantillon	2354_21	Degré de saturation	NaN
Sondage	EST104	Minéralogie	35.5 %
Carotte	EST02354	Densité sèche	NaN g.cm ⁻³
Profondeur	482.30 m	Teneur en eau	NaN
Zone géologique	C1	Porosité	11.8 %
Diamètre	35 mm	VP	NaN
Hauteur	70 mm	Vs	NaN



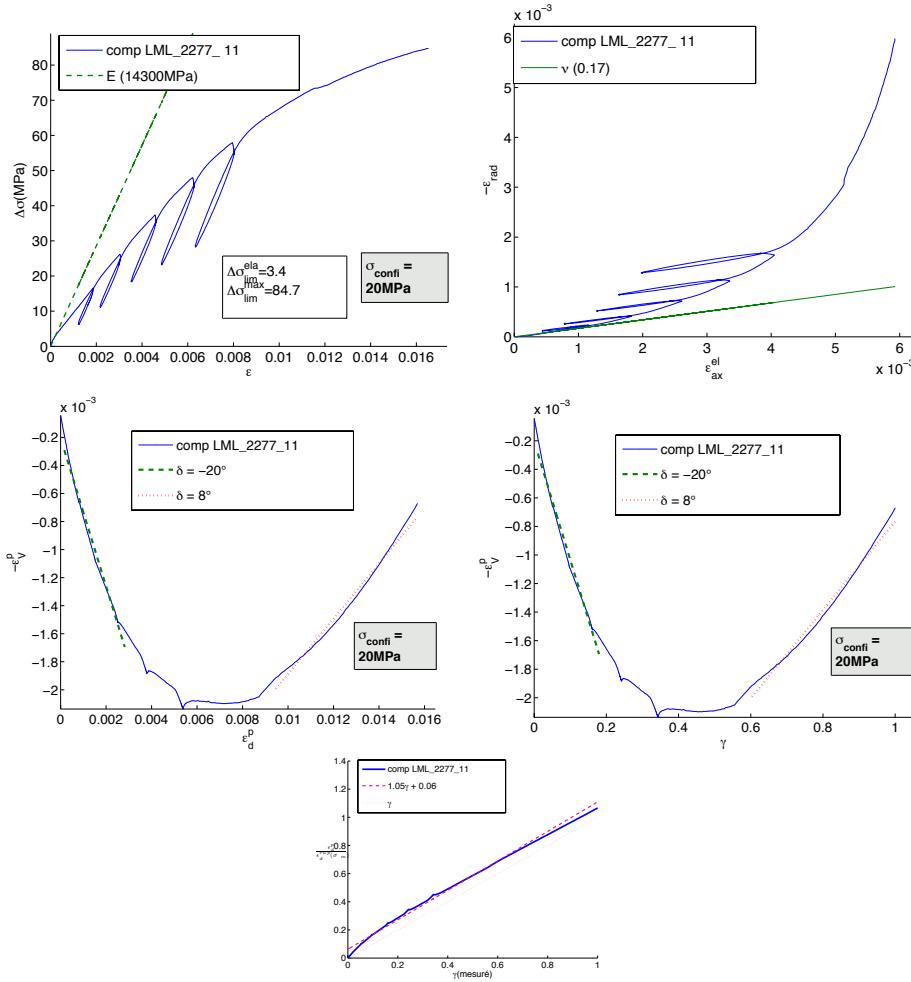
Equipement strain gages

Vitesse axial strain : $6 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$

Essai : comp LML_2277_11

Laboratoire	LML
Rapport	D RP 0LML 98-004/A
Echantillon	2277_11
Sondage	EST104
Carotte	EST02277
Profondeur	468.90 m
Zone géologique	B
Diamètre	35 mm
Hauteur	70 mm

Orientation	90 °
Temperature	ambiente
Degré de saturation	85.0 %
Minéralogie	53.0 %
Densité sèche	NaN g.cm ⁻³
Teneur en eau	4.2 %
Porosité	11.0 %
VP	NaN
Vs	NaN



Equipement strain gages

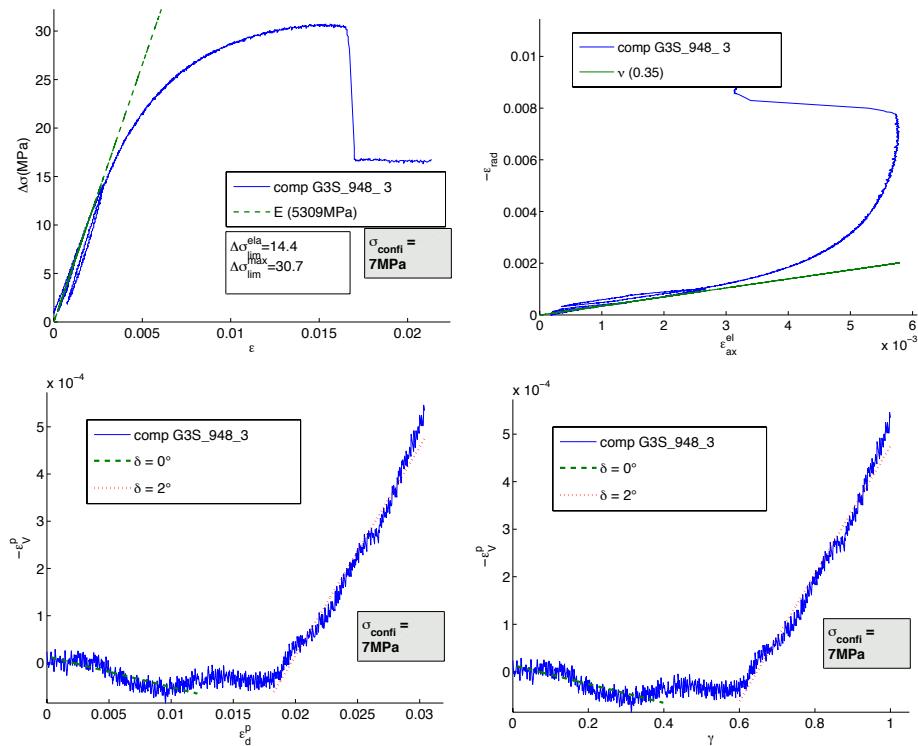
Vitesse axial strain : 6E-06 s⁻¹

Annexe H

Famille isochore

Essai : comp G3S_948_3

Laboratoire	G3S	Orientation	0 °
Rapport	B RP 0G3S 95-003/A	Temperature	23 °
Echantillon	948_3	Degré de saturation	NaN
Sondage	HTM102	Minéralogie	20.4 %
Carotte	HTM00948	Densité sèche	2.21 g.cm ⁻³
Profondeur	392.53 m	Teneur en eau	8.2 %
Zone géologique	B	Porosité	17.7 %
Diamètre	36 mm	VP	3280 m.s ⁻¹
Hauteur	72 mm	Vs	NaN



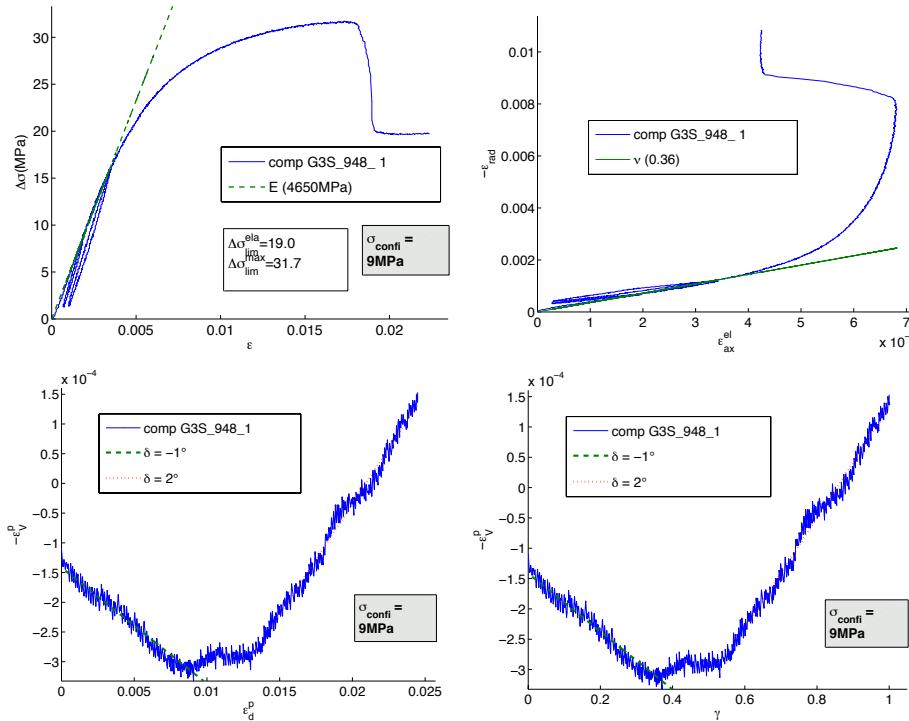
Equipement LVDT RDP1387+-12.5mm ; LVDT RDPD5/200AG n°624S
+-5mm ; extensometer MTS 632-06F30 +-12.5mm ; pressure-volume
controller GDS 20MPa

Vitesse axial strain : 1E-05 s⁻¹

Essai : comp G3S_948_1

Laboratoire	G3S
Rapport	B RP 0G3S 95-003/A
Echantillon	948_1
Sondage	HTM102
Carotte	HTM00948
Profondeur	392.44 m
Zone géologique	B
Diamètre	36 mm
Hauteur	72 mm

Orientation	0 °
Temperature	23 °
Degré de saturation	NaN
Minéralogie	20.4 %
Densité sèche	2.21 g.cm ⁻³
Teneur en eau	8.8 %
Porosité	17.7 %
VP	3280 m.s ⁻¹
Vs	NaN

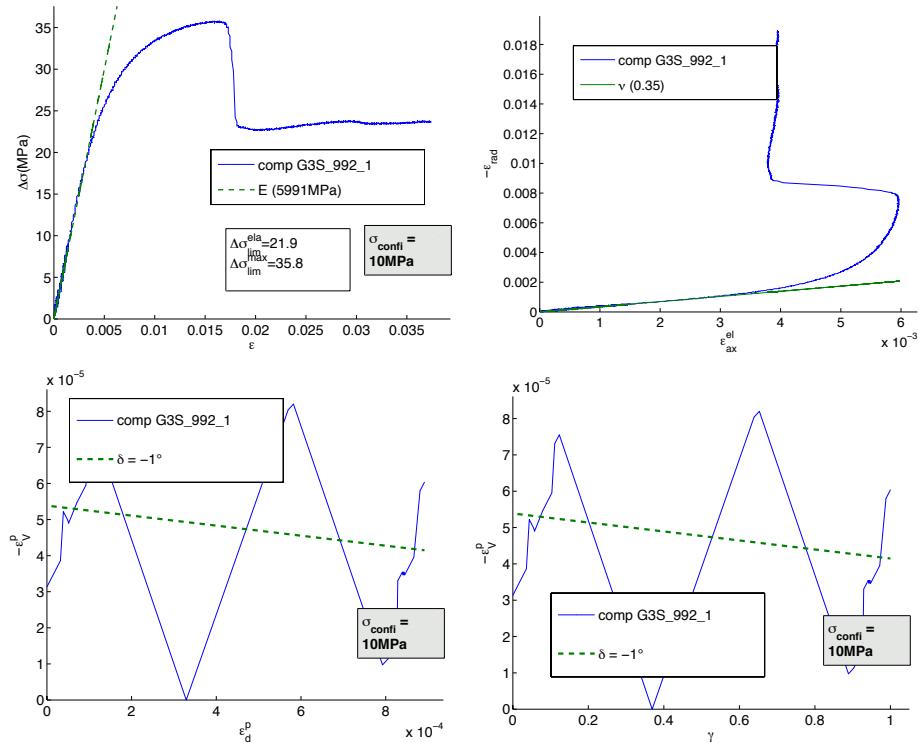


Equipement LVDT RDP1387+-12.5mm ; LVDT RDPT5/200AG n°624S
+5mm ; extensometer MTS 632-06F30 +-12.5mm ; pressure-volume
controller GDS 20MPa

Vitesse axial strain : 1E-05 s-1

Essai : comp G3S_992_1

Laboratoire	G3S	Orientation	0 °
Rapport	B RP 0G3S 95-003/A	Temperature	23 °
Echantillon	992_1	Degré de saturation	NaN
Sondage	HTM102	Minéralogie	33.8 %
Carotte	HTM00992	Densité sèche	2.27 g.cm ⁻³
Profondeur	401.61 m	Teneur en eau	6.9 %
Zone géologique	C1	Porosité	15.8 %
Diamètre	36 mm	VP	3590 m.s ⁻¹
Hauteur	72 mm	Vs	NaN



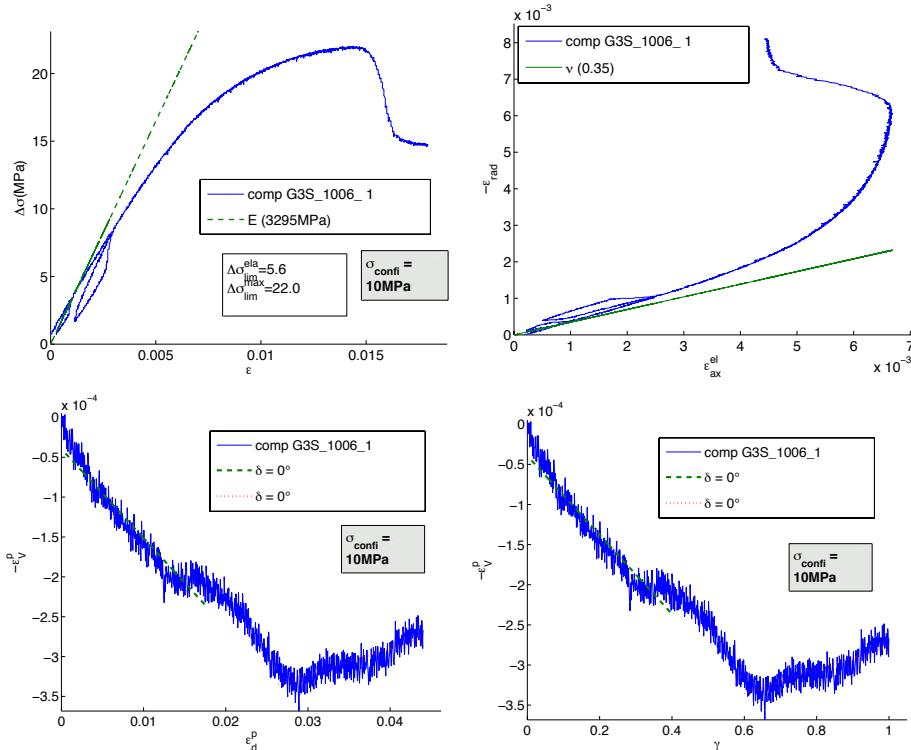
Equipement LVDT RDP1387+-12.5mm ; LVDT RDPD5/200AG n°624S
+5mm ; extensometer MTS 632-06F30 +-12.5mm ; pressure-volume
controller GDS 20MPa

Vitesse axial strain : 1E-05 s⁻¹

Essai : comp G3S_1006_1

Laboratoire	G3S
Rapport	B RP 0G3S 95-003/A
Echantillon	1006_1
Sondage	HTM102
Carotte	HTM01006
Profondeur	406.89 m
Zone géologique	C1
Diamètre	36 mm
Hauteur	72 mm

Orientation	90 °
Temperature	23 °
Degré de saturation	NaN
Minéralogie	29.8 %
Densité sèche	2.25 g.cm ⁻³
Teneur en eau	8.4 %
Porosité	16.6 %
VP	3500 m.s ⁻¹
Vs	NaN

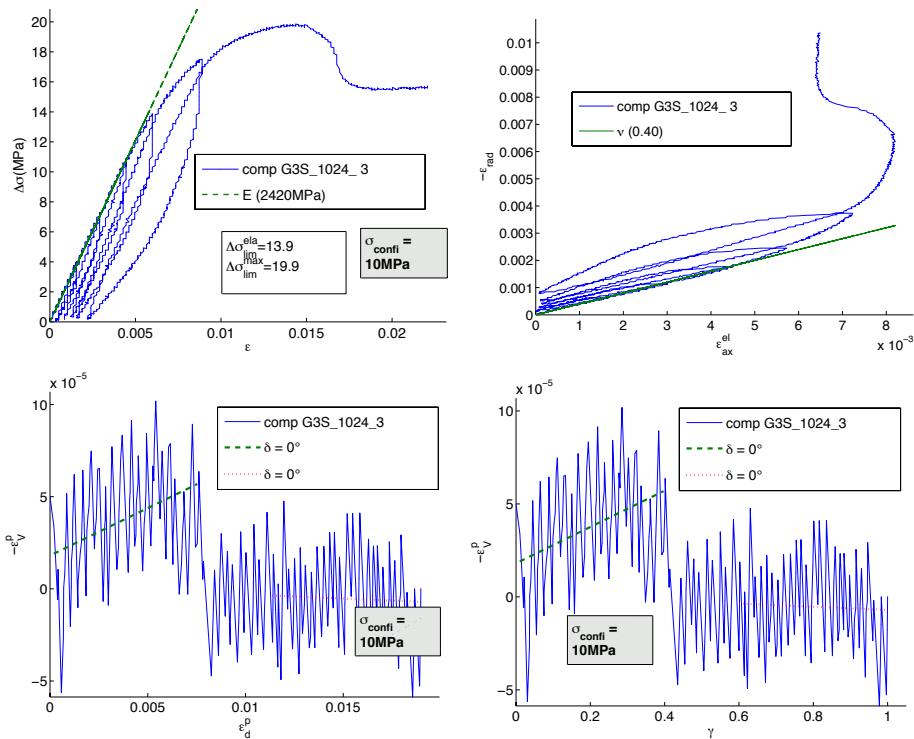


Equipement LVDT RDP1387+12.5mm ; LVDT RDPD5/200AG n°624S
+5mm ; extensometer MTS 632-06F30 +12.5mm ; pressure-volume controller GDS 20MPa

Vitesse axial strain : 1E-05 s⁻¹

Essai : comp G3S_1024_3

Laboratoire	G3S	Orientation	90 °
Rapport	B RP 0G3S 95-003/A	Temperature	24 °
Echantillon	1024_3	Degré de saturation	NaN
Sondage	HTM102	Minéralogie	22.5 %
Carotte	HTM01024	Densité sèche	2.21 g.cm ⁻³
Profondeur	411.12 m	Teneur en eau	8.7 %
Zone géologique	C1	Porosité	19.2 %
Diamètre	36 mm	VP	NaN
Hauteur	72 mm	V _s	NaN



Equipement LVDT RDP1387+-12.5mm ; LVDT RDPD5/200AG n°624S

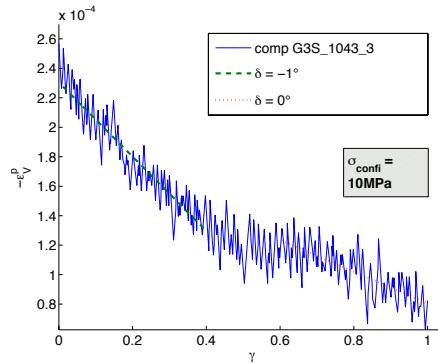
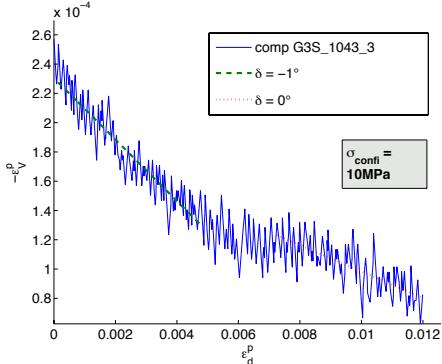
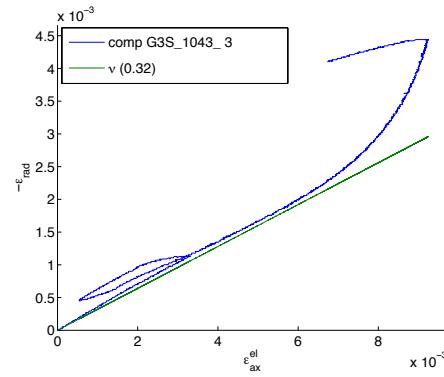
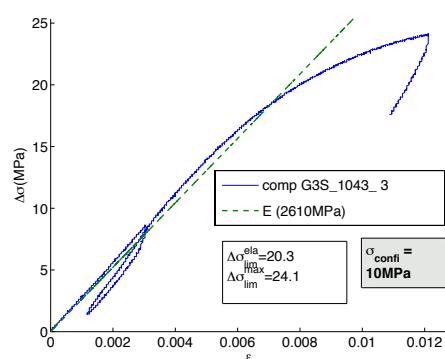
+5mm ; extensometer MTS 632-06F30 +-12.5mm ; pressure-volume controller GDS 20MPa

Vitesse axial strain : 1E-05 s-1

Essai : comp G3S_1043_3

Laboratoire	G3S
Rapport	B RP 0G3S 95-003/A
Echantillon	1043_3
Sondage	HTM102
Carotte	HTM01043
Profondeur	414.64 m
Zone géologique	C1
Diamètre	36 mm
Hauteur	72 mm

Orientation	90 °
Temperature	24 °
Degré de saturation	NaN
Minéralogie	19.6 %
Densité sèche	2.20 g.cm ⁻³
Teneur en eau	8.5 %
Porosité	19.0 %
VP	2810 m.s ⁻¹
Vs	NaN

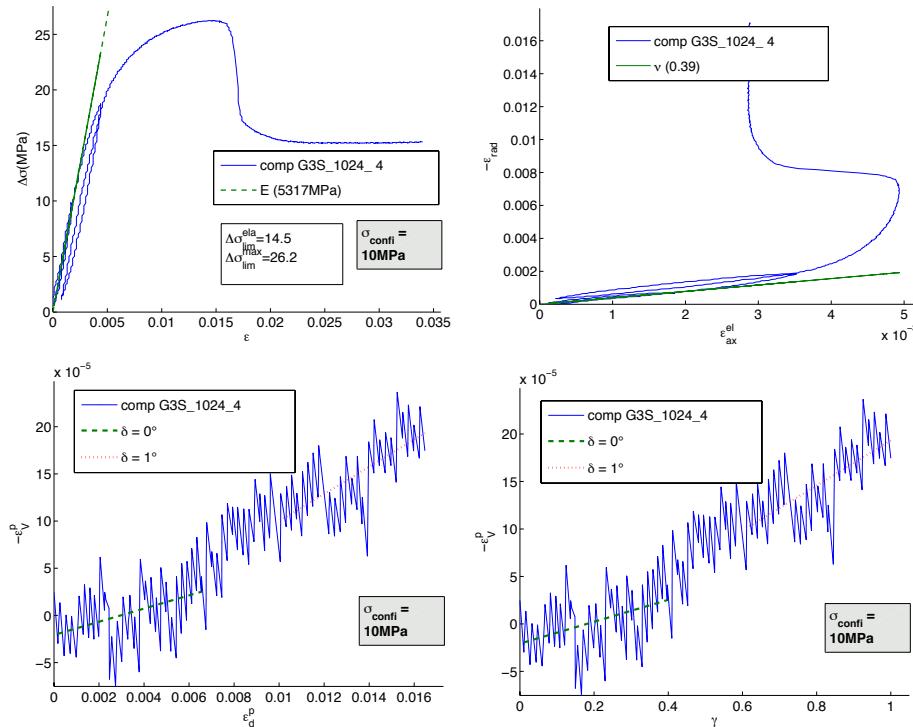


Equipement LVDT RDP1387+12.5mm ; LVDT RDPD5/200AG n°624S
+5mm ; extensometer MTS 632-06F30 +12.5mm ; pressure-volume
controller GDS 20MPa

Vitesse axial strain : 1E-05 s-1

Essai : comp G3S_1024_4

Laboratoire	G3S	Orientation	0 °
Rapport	B RP 0G3S 95-003/A	Temperature	24 °
Echantillon	1024_4	Degré de saturation	NaN
Sondage	HTM102	Minéralogie	22.5 %
Carotte	HTM01024	Densité sèche	2.21 g.cm ⁻³
Profondeur	411.25 m	Teneur en eau	8.7 %
Zone géologique	C1	Porosité	19.2 %
Diamètre	36 mm	VP	NaN
Hauteur	72 mm	V _s	NaN



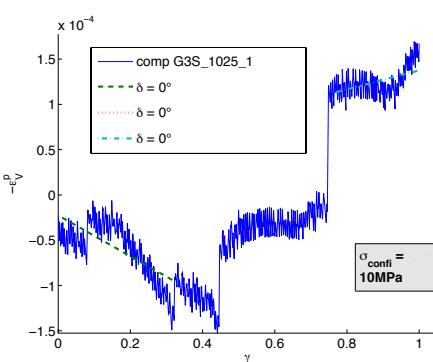
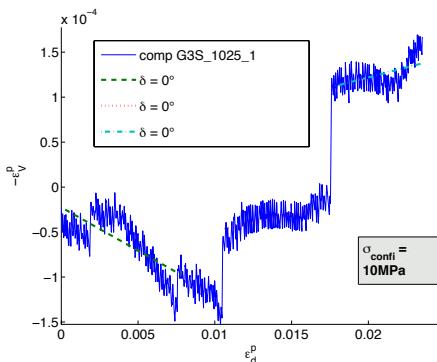
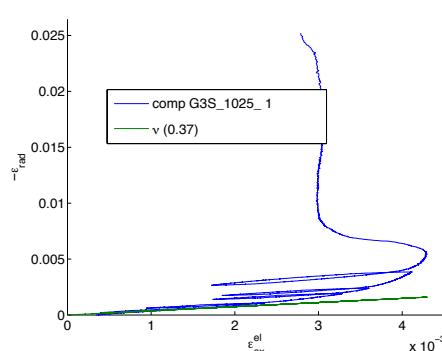
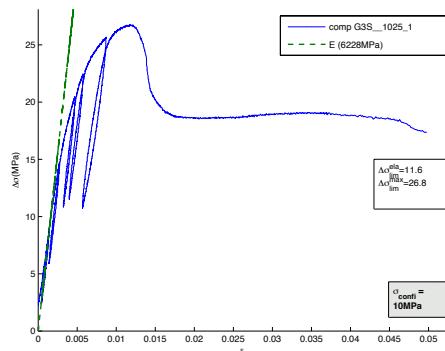
Equipement LVDT RDP1387+-12.5mm ; LVDT RDPD5/200AG n°624S
+5mm ; extensometer MTS 632-06F30 +-12.5mm ; pressure-volume
controller GDS 20MPa

Vitesse axial strain : 1E-05 s-1

Essai : comp G3S_1025_1

Laboratoire	G3S
Rapport	B RP 0G3S 95-003/A
Echantillon	1025_1
Sondage	HTM102
Carotte	HTM01025
Profondeur	411.36 m
Zone géologique	C1
Diamètre	36 mm
Hauteur	72 mm

Orientation	0 °
Temperature	24 °
Degré de saturation	NaN
Minéralogie	20.4 %
Densité sèche	2.19 g.cm ⁻³
Teneur en eau	8.8 %
Porosité	19.2 %
VP	3230 m.s ⁻¹
Vs	NaN

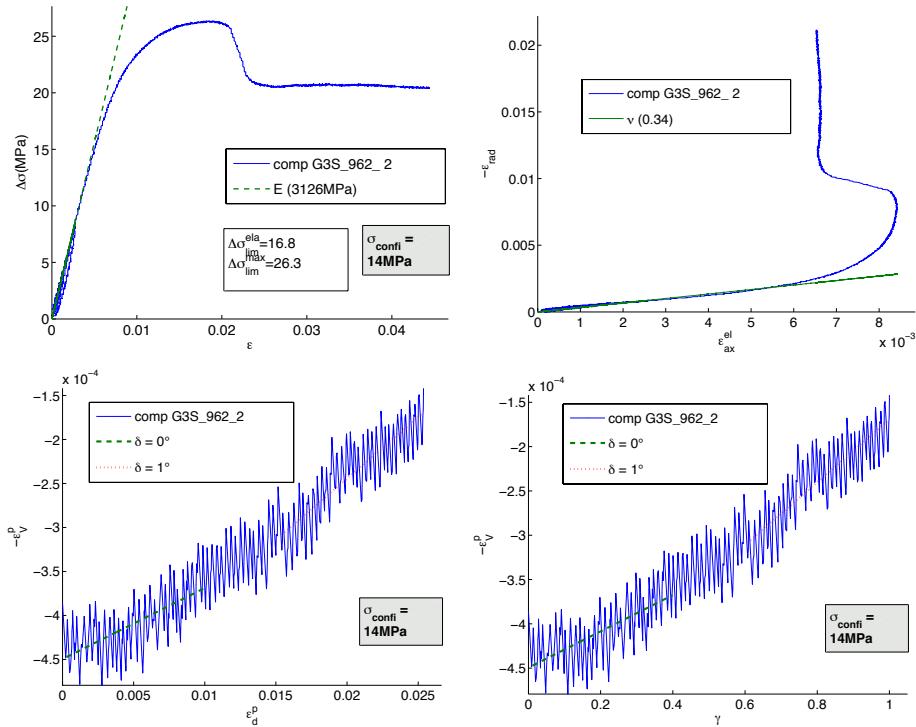


Equipement LVDT RDP1387+12.5mm ; LVDT RDPM5/200AG n°624S
+-5mm ; extensometer MTS 632-06F30 +-12.5mm ; pressure-volume
controller GDS 20MPa

Vitesse axial strain : 1E-05 s-1

Essai : comp G3S_962_2

Laboratoire	G3S	Orientation	90 °
Rapport	B RP 0G3S 95-003/A	Temperature	23 °
Echantillon	962_2	Degré de saturation	NaN
Sondage	HTM102	Minéralogie	26.2 %
Carotte	HTM00962	Densité sèche	2.20 g.cm ⁻³
Profondeur	396.05 m	Teneur en eau	9.4 %
Zone géologique	B	Porosité	18.7 %
Diamètre	36 mm	VP	3470 m.s ⁻¹
Hauteur	72 mm	Vs	NaN



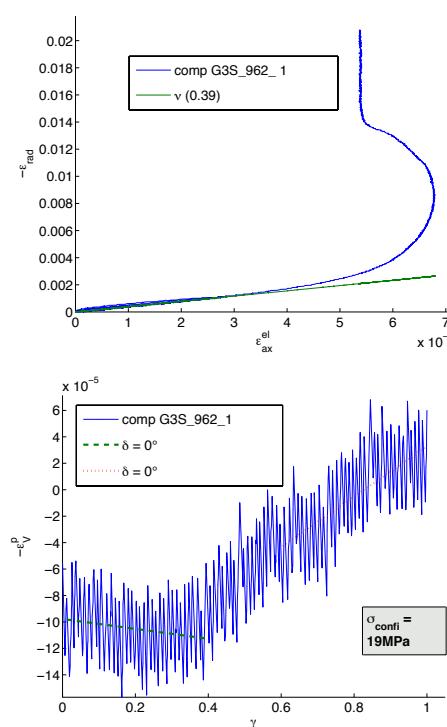
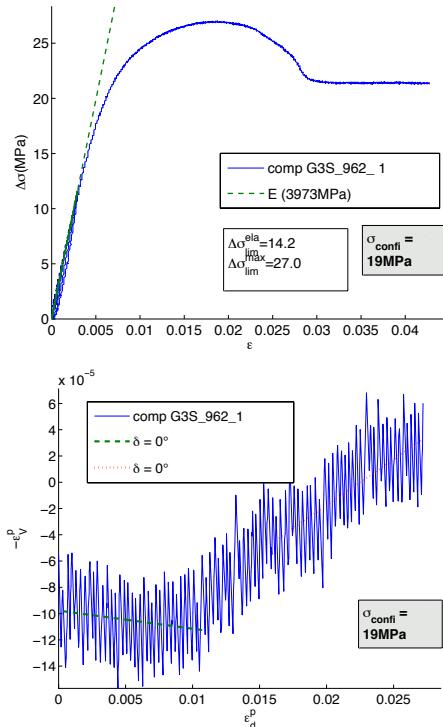
Equipement LVDT RDP1387+-12.5mm ; LVDT RDPD5/200AG n°624S
+5mm ; extensometer MTS 632-06F30 +-12.5mm ; pressure-volume
controller GDS 20MPa

Vitesse axial strain : 1E-05 s-1

Essai : comp G3S_962_1

Laboratoire	G3S
Rapport	B RP 0G3S 95-003/A
Echantillon	962_1
Sondage	HTM102
Carotte	HTM00962
Profondeur	396.05 m
Zone géologique	B
Diamètre	36 mm
Hauteur	72 mm

Orientation	90 °
Temperature	23 °
Degré de saturation	NaN
Minéralogie	26.2 %
Densité sèche	2.20 g.cm ⁻³
Teneur en eau	9.4 %
Porosité	18.7 %
VP	3470 m.s ⁻¹
Vs	NaN



Equipement LVDT RDP1387+12.5mm ; LVDT RDPD5/200AG n°624S

+5mm ; extensometer MTS 632-06F30 +12.5mm ; pressure-volume controller GDS 20MPa

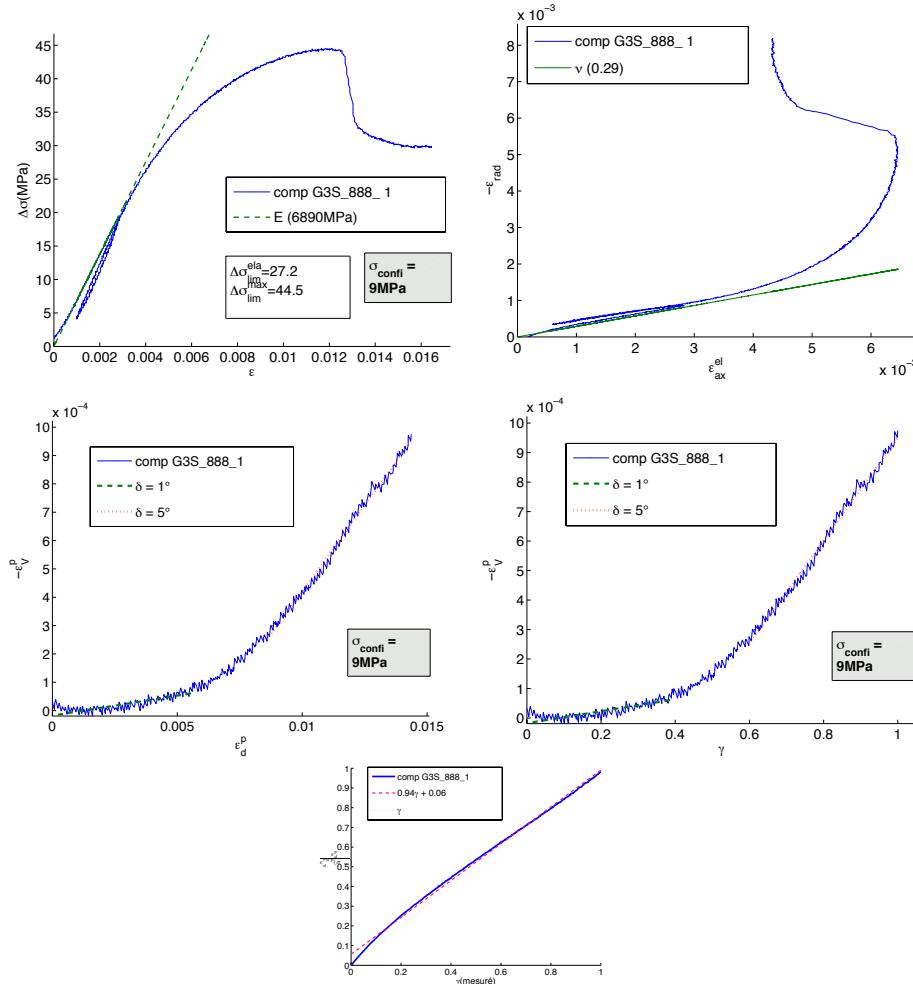
Vitesse axial strain : 1E-05 s-1

Annexe I

Famille dilatante associée

Essai : comp G3S_888_1

Laboratoire	G3S	Orientation	0 °
Rapport	B RP 0G3S 95-003/A	Temperature	23 °
Echantillon	888_1	Degré de saturation	NaN
Sondage	HTM102	Minéralogie	28.8 %
Carotte	HTM00888	Densité sèche	2.24 g.cm ⁻³
Profondeur	379.36 m	Teneur en eau	6.3 %
Zone géologique	B	Porosité	17.0 %
Diamètre	36 mm	VP	3230 m.s ⁻¹
Hauteur	72 mm	Vs	NaN



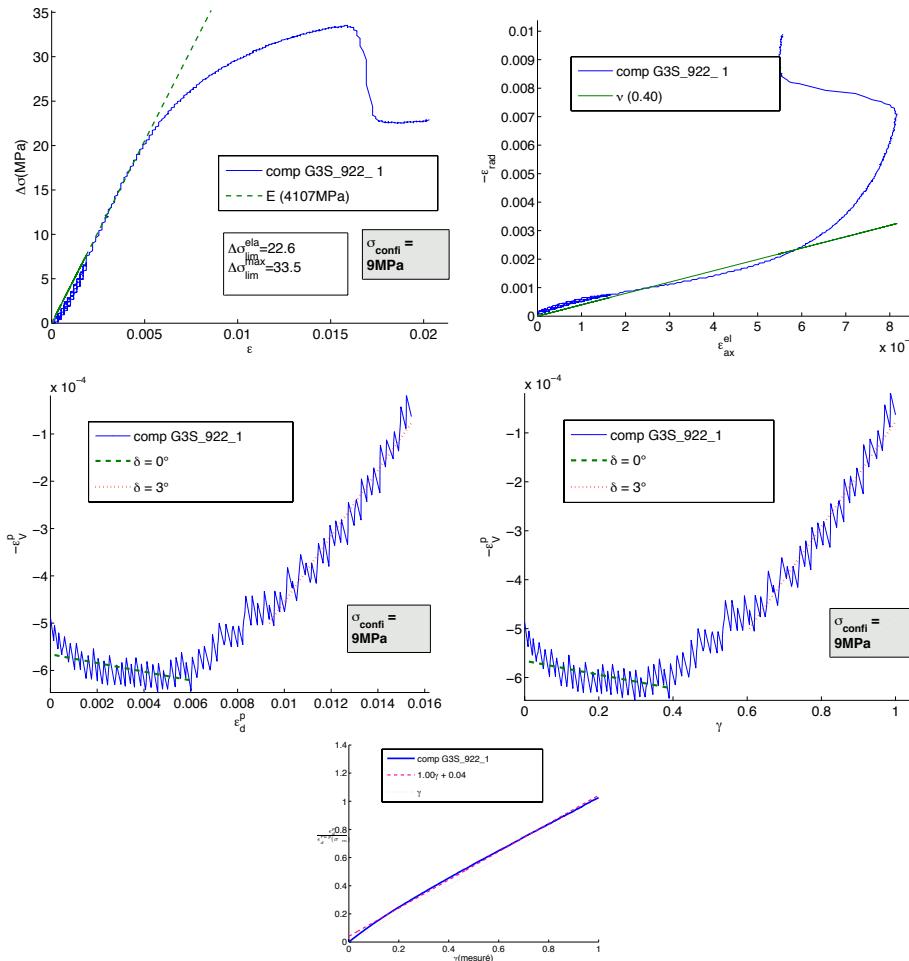
Equipement LVDT RDP1387+-12.5mm ; LVDT RDPD5/200AG n°624S
 +-5mm ; extensometer MTS 632-06F30 +-12.5mm ; pressure-volume
 controller GDS 20MPa

Vitesse axial strain : 1E-05 s-1

Essai : comp G3S_922_1

Laboratoire	G3S
Rapport	B RP 0G3S 95-003/A
Echantillon	922_1
Sondage	HTM102
Carotte	HTM00922
Profondeur	385.57 m
Zone géologique	B
Diamètre	36 mm
Hauteur	72 mm

Orientation	90 °
Temperature	23 °
Degré de saturation	NaN
Minéralogie	35.3 %
Densité sèche	2.28 g.cm ⁻³
Teneur en eau	7.0 %
Porosité	15.8 %
VP	3700 m.s ⁻¹
Vs	NaN

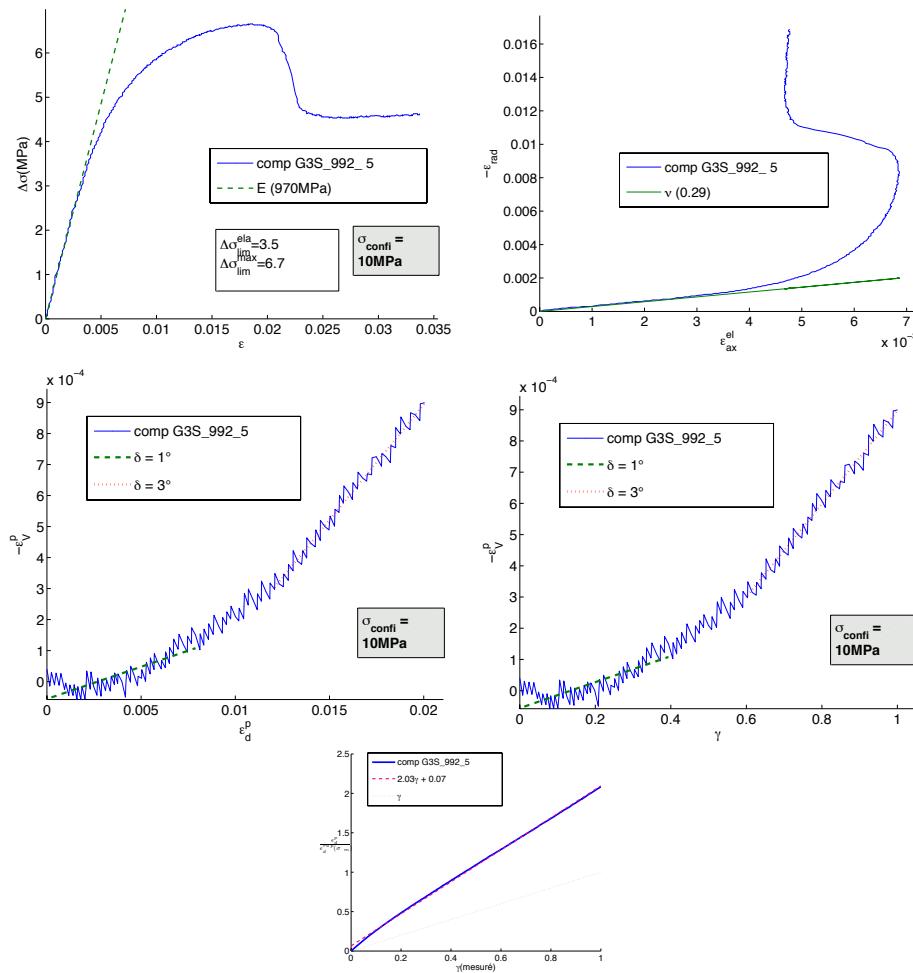


Equipement LVDT RDP1387+-12.5mm ; LVDT RDPD5/200AG n°624S
+5mm ; extensometer MTS 632-06F30 +-12.5mm ; pressure-volume
controller GDS 20MPa

Vitesse axial strain : 1E-05 s-1

Essai : comp G3S_992_5

Laboratoire	G3S	Orientation	90 °
Rapport	B RP 0G3S 95-003/A	Temperature	23 °
Echantillon	992_5	Degré de saturation	NaN
Sondage	HTM102	Minéralogie	33.8 %
Carotte	HTM00992	Densité sèche	2.27 g.cm ⁻³
Profondeur	401.74 m	Teneur en eau	7.0 %
Zone géologique	C1	Porosité	15.8 %
Diamètre	36 mm	VP	3590 m.s ⁻¹
Hauteur	72 mm	Vs	NaN



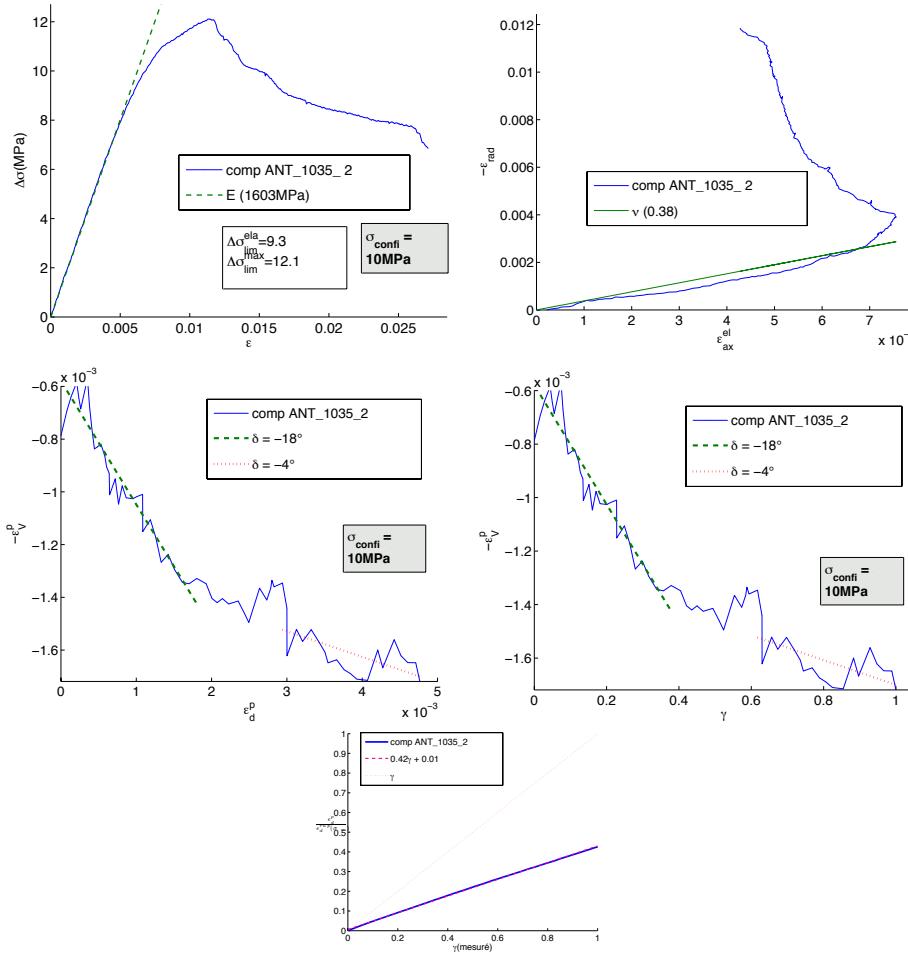
Equipement LVDT RDP1387+-12.5mm ; LVDT RDPD5/200AG n°624S
+5mm ; extensometer MTS 632-06F30 +-12.5mm ; pressure-volume
controller GDS 20MPa

Vitesse axial strain : 1E-05 s⁻¹

Essai : comp ANTM_1035_2

Laboratoire	ANT
Rapport	B RP 0ANT 96-031/A
Echantillon	1035_2
Sondage	HTM102
Carotte	HTM01035
Profondeur	412.80 m
Zone géologique	C1
Diamètre	40 mm
Hauteur	54 mm

Orientation	90 °
Temperature	ambiente
Degré de saturation	100.0 %
Minéralogie	24.4 %
Densité sèche	2.24 g.cm^{-3}
Teneur en eau	7.8 %
Porosité	NaN
VP	2471 m.s^{-1}
Vs	NaN

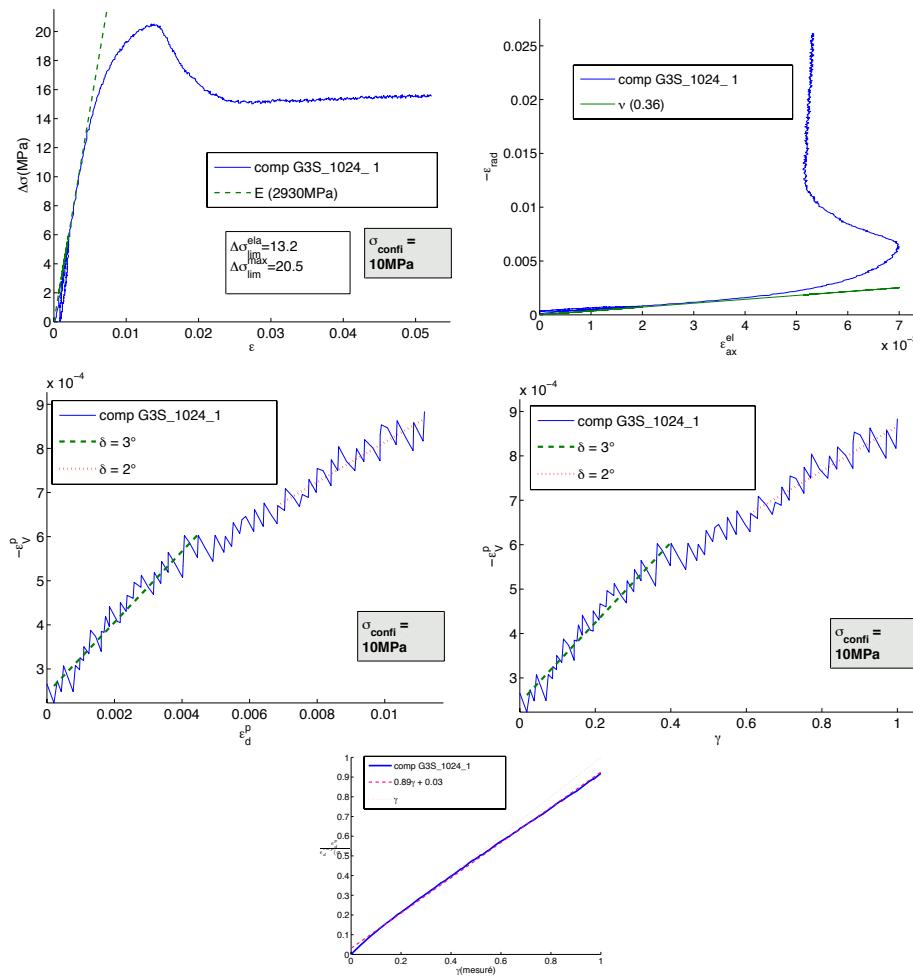


Equipement non indicated (external LVDT ?)

Vitesse axial strain : 0.0002 mn-1

Essai : comp G3S_1024_1

Laboratoire	G3S	Orientation	90 °
Rapport	B RP 0G3S 95-003/A	Temperature	23 °
Echantillon	1024_1	Degré de saturation	NaN
Sondage	HTM102	Minéralogie	22.5 %
Carotte	HTM01024	Densité sèche	2.21 g.cm ⁻³
Profondeur	411.12 m	Teneur en eau	8.7 %
Zone géologique	C1	Porosité	19.2 %
Diamètre	36 mm	VP	NaN
Hauteur	72 mm	V _s	NaN



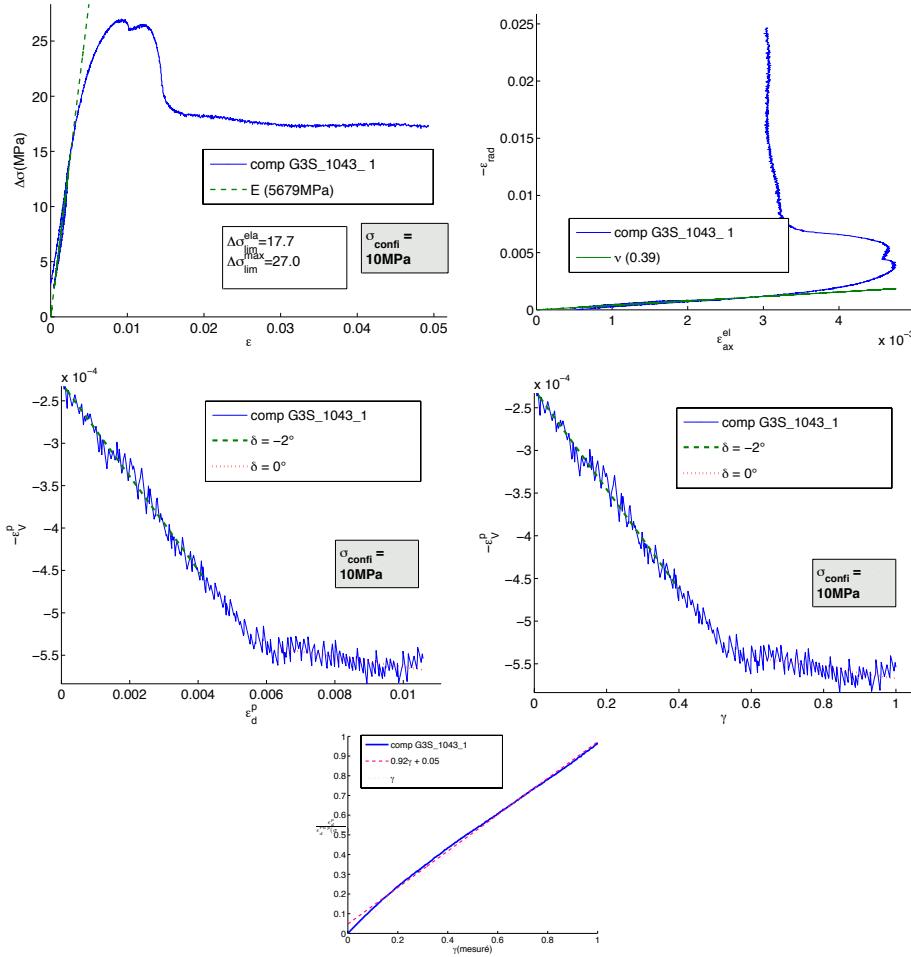
Equipement LVDT RDP1387+12.5mm ; LVDT RDPD5/200AG n°624S
+5mm ; extensometer MTS 632-06F30 +12.5mm ; pressure-volume
controller GDS 20MPa

Vitesse axial strain : 1E-05 s⁻¹

Essai : comp G3S_1043_1

Laboratoire	G3S
Rapport	B RP 0G3S 95-003/A
Echantillon	1043_1
Sondage	HTM102
Carotte	HTM01043
Profondeur	414.60 m
Zone géologique	C1
Diamètre	36 mm
Hauteur	72 mm

Orientation	0 °
Temperature	24 °
Degré de saturation	NaN
Minéralogie	19.6 %
Densité sèche	2.20 g.cm ⁻³
Teneur en eau	8.6 %
Porosité	19.0 %
VP	NaN
Vs	NaN



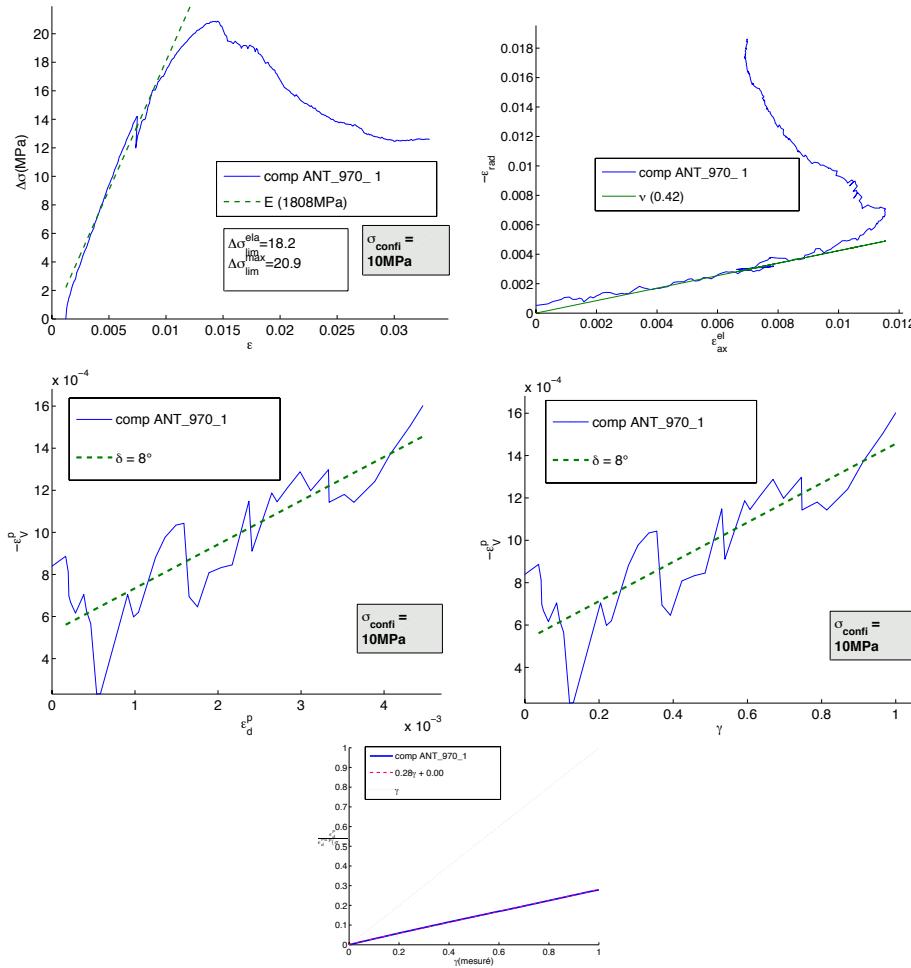
Equipement LVDT RDP1387+12.5mm ; LVDT RDPD5/200AG n°624S

+5mm ; extensometer MTS 632-06F30 +12.5mm ; pressure-volume controller GDS 20MPa

Vitesse axial strain : 1E-05 s-1

Essai : comp ANTM_970_1

Laboratoire	ANT	Orientation	90 °
Rapport	B RP 0ANT 96-031/A	Temperature	ambiante
Echantillon	970_1	Degré de saturation	96.9 %
Sondage	HTM102	Minéralogie	17.9 %
Carotte	HTM00970	Densité sèche	2.25 g.cm^{-3}
Profondeur	397.55 m	Teneur en eau	6.5 %
Zone géologique	B	Porosité	NaN
Diamètre	40 mm	VP	2800 m.s^{-1}
Hauteur	43 mm	VS	NaN



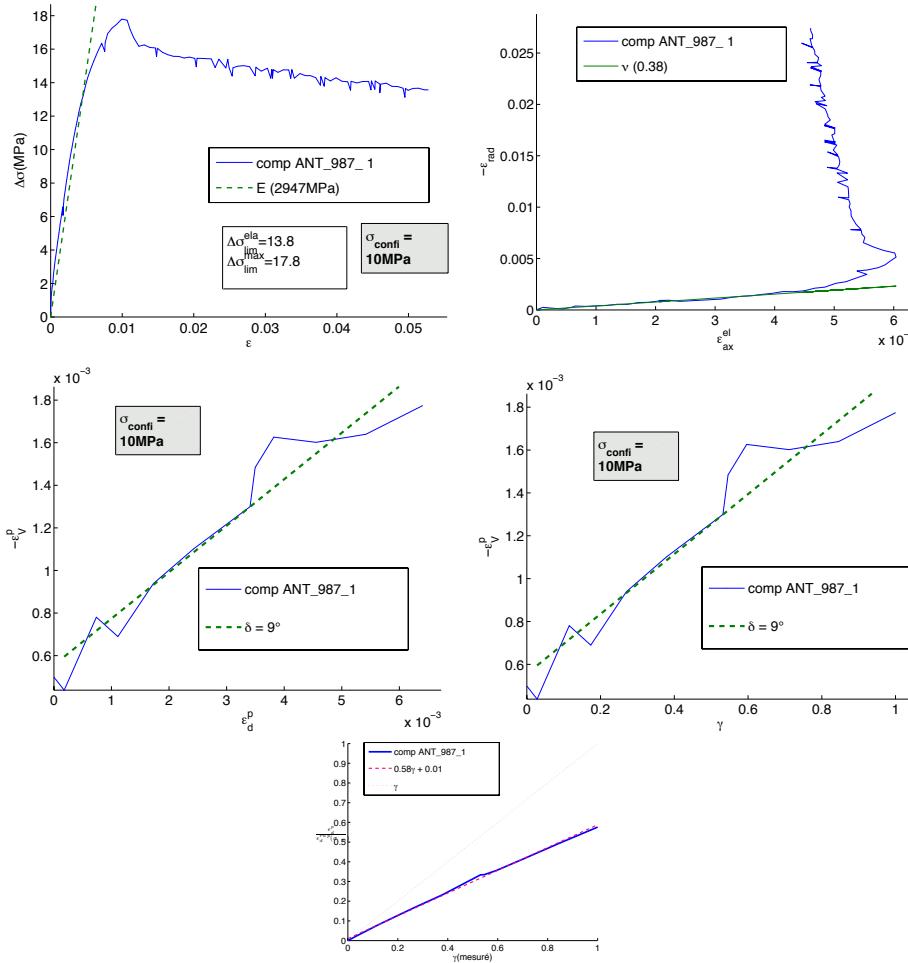
Equipement non indicated (external LVDT ?)

Vitesse axial strain : 0.0001 mn-1

Essai : comp ANTM_987_1

Laboratoire	ANT
Rapport	B RP 0ANT 96-031/A
Echantillon	987_1
Sondage	HTM102
Carotte	HTM00987
Profondeur	400.50 m
Zone géologique	B
Diamètre	40 mm
Hauteur	47 mm

Orientation	90 °
Temperature	ambiente
Degré de saturation	100.0 %
Minéralogie	33.3 %
Densité sèche	2.26 g.cm^{-3}
Teneur en eau	6.5 %
Porosité	NaN
VP	2784 m.s^{-1}
Vs	NaN

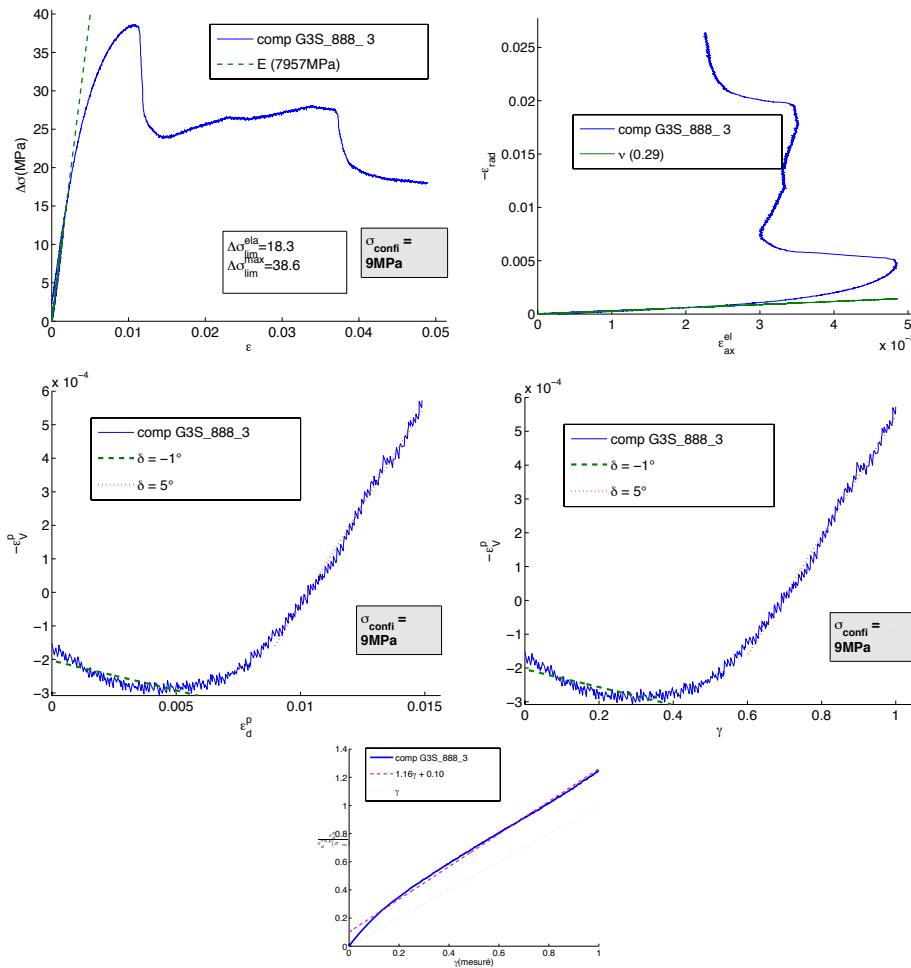


Equipement non indicated (external LVDT ?)

Vitesse axial strain : 0.001 mn-1

Essai : comp G3S_888_3

Laboratoire	G3S	Orientation	0 °
Rapport	B RP 0G3S 95-003/A	Temperature	23 °
Echantillon	888_3	Degré de saturation	NaN
Sondage	HTM102	Minéralogie	28.8 %
Carotte	HTM00888	Densité sèche	2.24 g.cm ⁻³
Profondeur	379.44 m	Teneur en eau	7.9 %
Zone géologique	B	Porosité	17.0 %
Diamètre	36 mm	VP	3240 m.s ⁻¹
Hauteur	72 mm	V _s	NaN



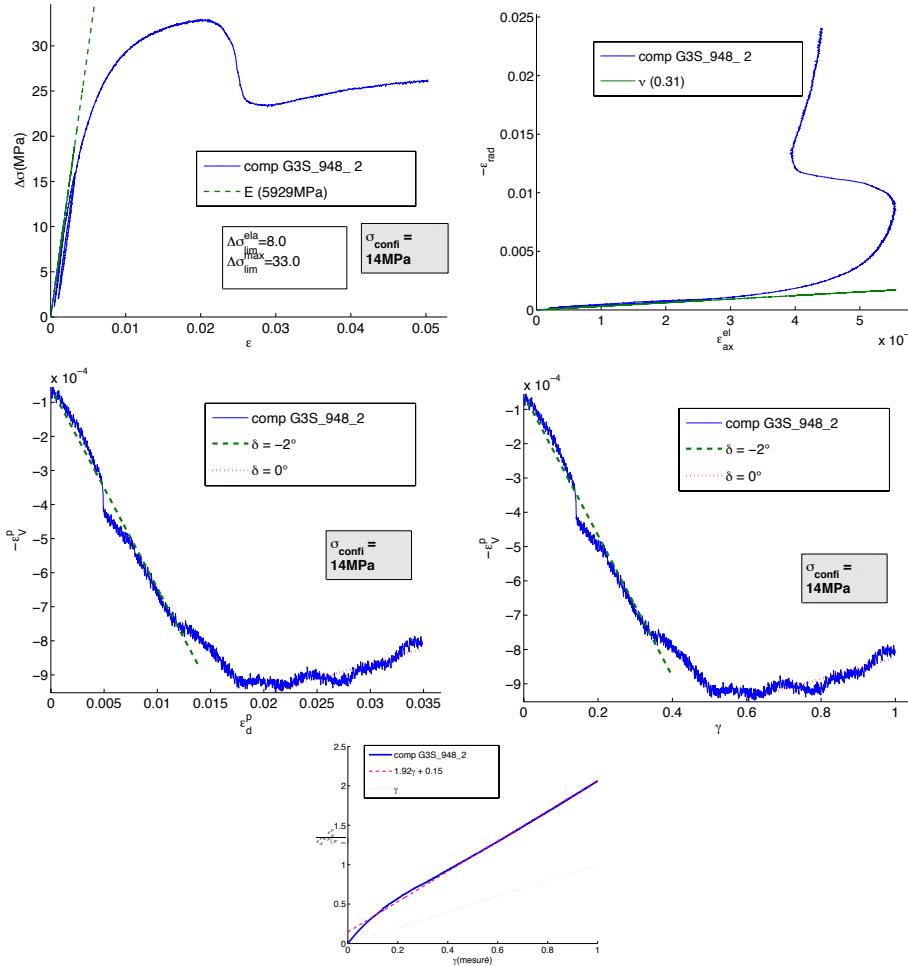
Equipement LVDT RDP1387+-12.5mm ; LVDT RDPD5/200AG n°624S
 +-5mm ; extensometer MTS 632-06F30 +-12.5mm ; pressure-volume
 controller GDS 20MPa

Vitesse axial strain : 1E-05 s⁻¹

Essai : comp G3S_948_2

Laboratoire	G3S
Rapport	B RP 0G3S 95-003/A
Echantillon	948_2
Sondage	HTM102
Carotte	HTM00948
Profondeur	392.48 m
Zone géologique	B
Diamètre	36 mm
Hauteur	72 mm

Orientation	0 °
Temperature	23 °
Degré de saturation	NaN
Minéralogie	20.4 %
Densité sèche	2.21 g.cm ⁻³
Teneur en eau	8.3 %
Porosité	17.7 %
VP	3280 m.s ⁻¹
Vs	NaN

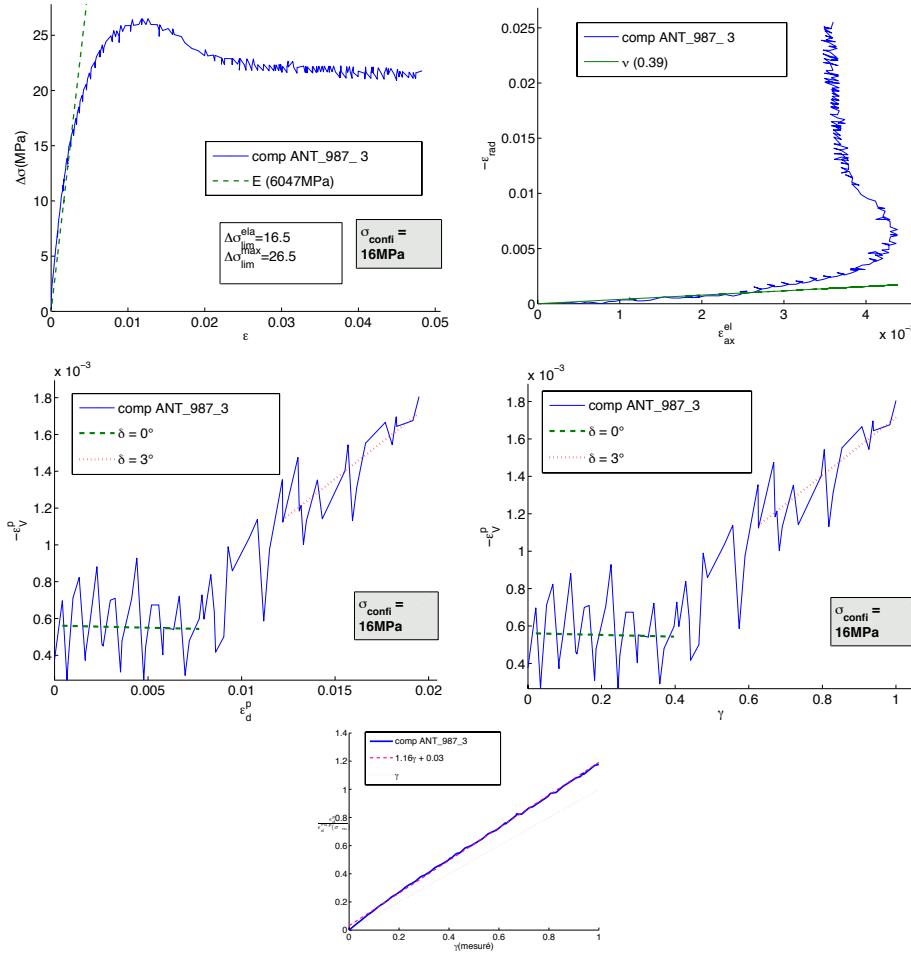


Equipement LVDT RDP1387+-12.5mm ; LVDT RDPM5/200AG n°624S
+5mm ; extensometer MTS 632-06F30 +-12.5mm ; pressure-volume controller GDS 20MPa

Vitesse axial strain : 1E-05 s⁻¹

Essai : comp ANTM_987_3

Laboratoire	ANT	Orientation	90 °
Rapport	B RP 0ANT 96-031/A	Temperature	ambiante
Echantillon	987_3	Degré de saturation	93.8 %
Sondage	HTM102	Minéralogie	41.0 %
Carotte	HTM00987	Densité sèche	2.26 g.cm ⁻³
Profondeur	400.50 m	Teneur en eau	6.0 %
Zone géologique	B	Porosité	NaN
Diamètre	40 mm	VP	2596 m.s ⁻¹
Hauteur	46 mm	Vs	NaN



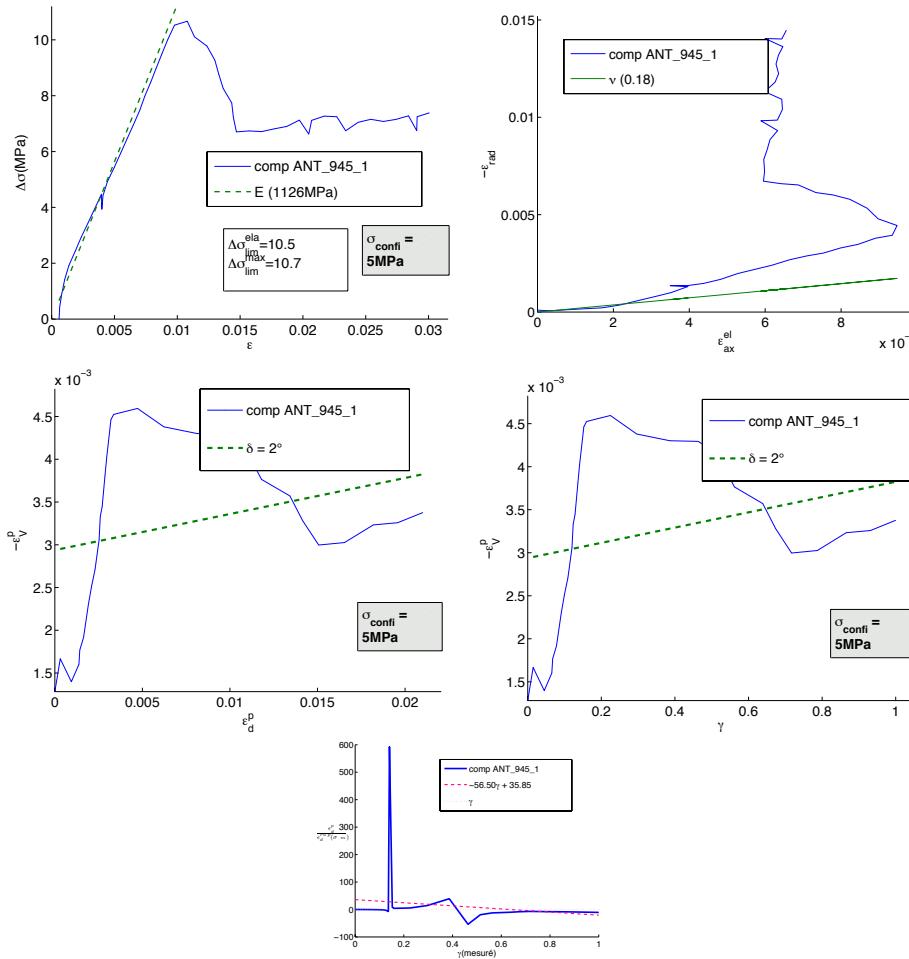
Equipement non indicated (external LVDT ?)

Vitesse axial strain : 0.001 mn⁻¹

Essai : comp ANTM_945_1

Laboratoire	ANT
Rapport	B RP 0ANT 96-031/A
Echantillon	945_1
Sondage	HTM102
Carotte	HTM00945
Profondeur	391.51 m
Zone géologique	B
Diamètre	40 mm
Hauteur	72 mm

Orientation	90 °
Temperature	ambiente
Degré de saturation	0.0 %
Minéralogie	0.0 %
Densité sèche	0.00 g.cm ⁻³
Teneur en eau	0.0 %
Porosité	0.0 %
VP	0 m.s ⁻¹
Vs	1435 m.s ⁻¹

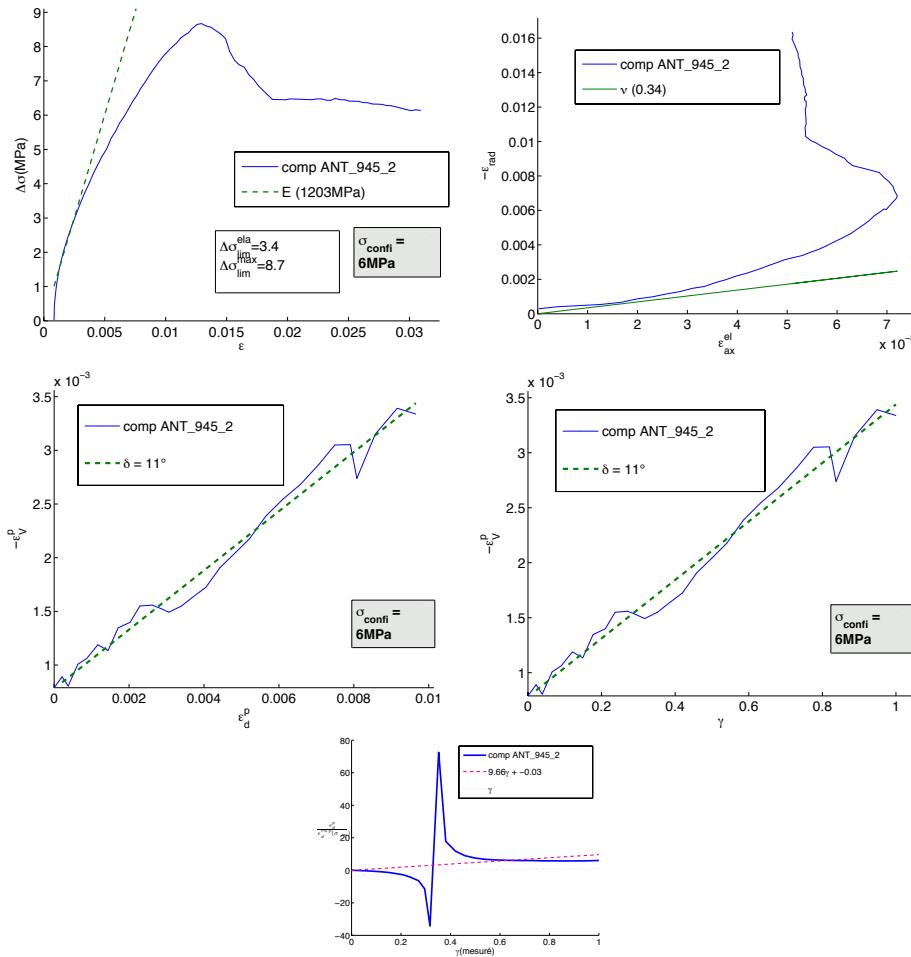


Equipement non indicated (external LVDT ?)

Vitesse axial strain : 0.001 mn-1

Essai : comp ANTM_945_2

Laboratoire	ANT	Orientation	90 °
Rapport	B RP 0ANT 96-031/A	Temperature	ambiante
Echantillon	945_2	Degré de saturation	0.0 %
Sondage	HTM102	Minéralogie	0.0 %
Carotte	HTM00945	Densité sèche	0.00 g.cm ⁻³
Profondeur	391.51 m	Teneur en eau	0.0 %
Zone géologique	B	Porosité	0.0 %
Diamètre	40 mm	VP	0 m.s ⁻¹
Hauteur	51 mm	V _s	1147 m.s ⁻¹



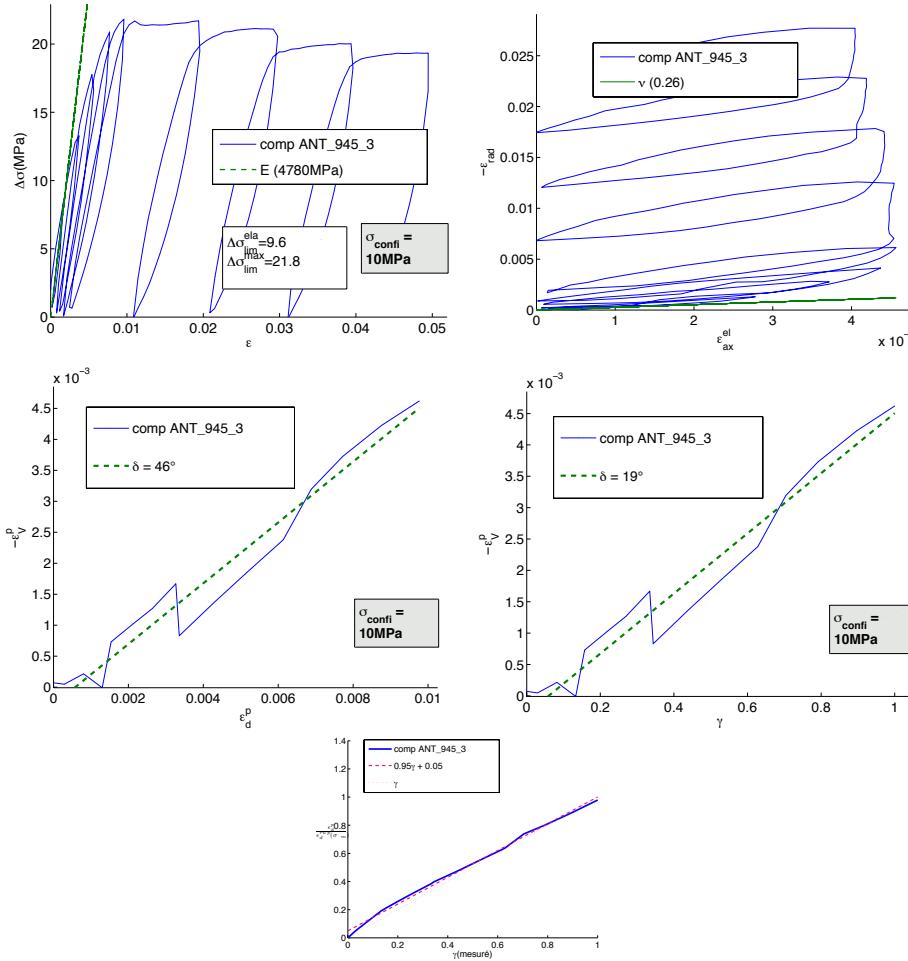
Equipement non indicated (external LVDT ?)

Vitesse axial strain : 0.001 mn-1

Essai : comp ANTM_945_3

Laboratoire	ANT
Rapport	B RP 0ANT 96-031/A
Echantillon	945_3
Sondage	HTM102
Carotte	HTM00945
Profondeur	391.51 m
Zone géologique	B
Diamètre	40 mm
Hauteur	42 mm

Orientation	90 °
Temperature	ambiente
Degré de saturation	99.5 %
Minéralogie	27.6 %
Densité sèche	2.29 g.cm^{-3}
Teneur en eau	6.0 %
Porosité	NaN
VP	2592 m.s^{-1}
Vs	1376 m.s^{-1}



Equipement non indicated (external LVDT ?)

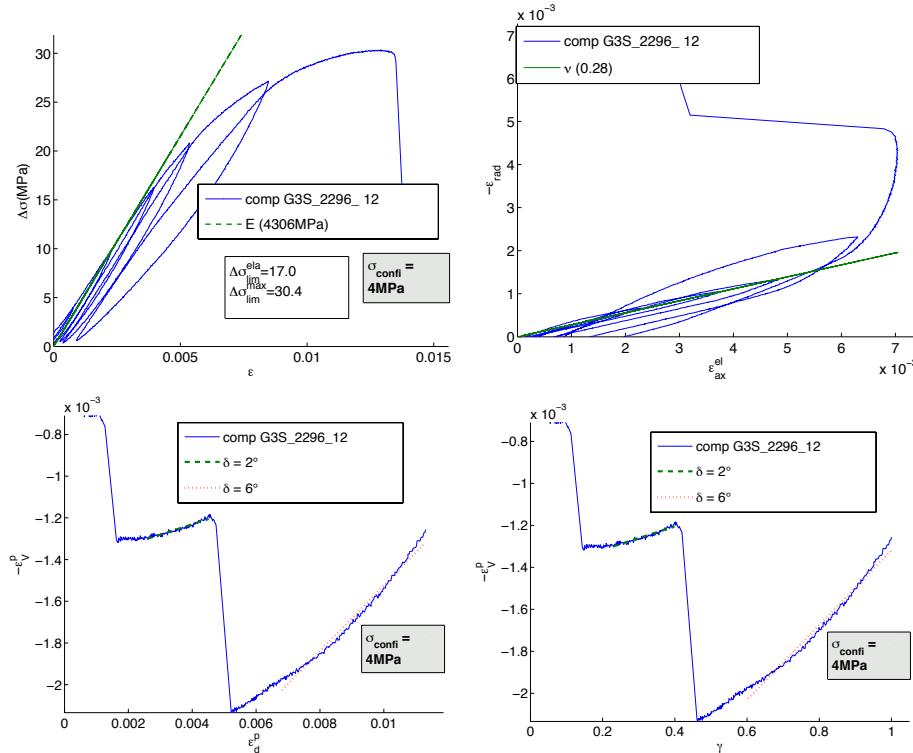
Vitesse axial strain : 0.001 mn-1

Annexe J

Famille avec endommagement

Essai : comp G3S_2296_12

Laboratoire	G3S	Orientation	90 °
Rapport	B RP 0G3S 97-001/A	Temperature	29 °
Echantillon	2296_12	Degré de saturation	98.4 %
Sondage	EST104	Minéralogie	NaN
Carotte	EST02296	Densité sèche	2.28
Profondeur	472.19 m	Teneur en eau	6.4 %
Zone géologique	B	Porosité	14.8 %
Diamètre	36 mm	VP	3170 m.s ⁻¹
Hauteur	72 mm	Vs	NaN



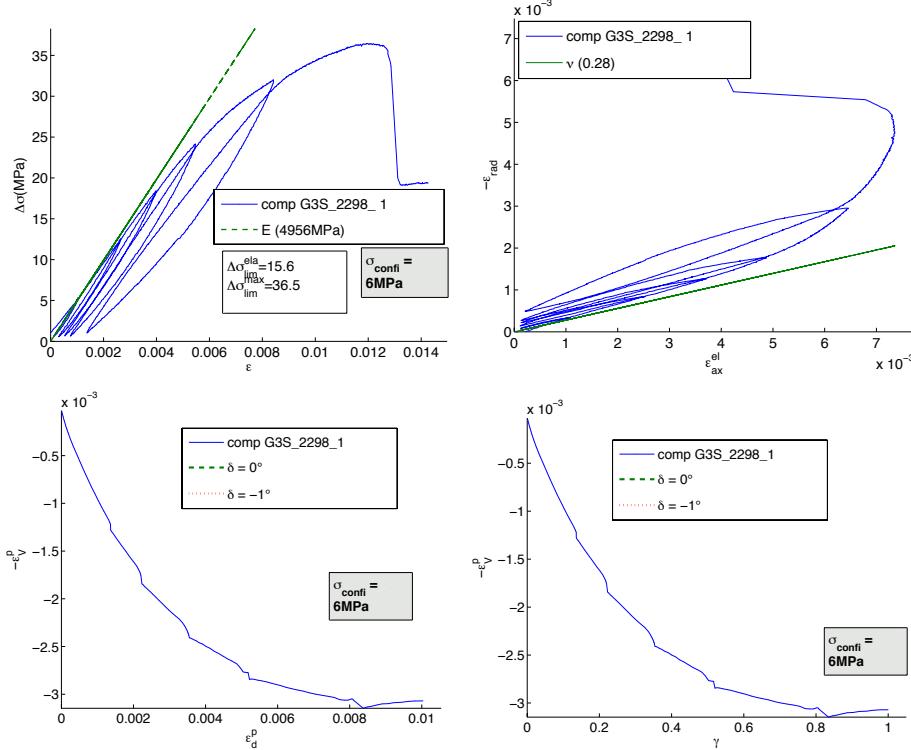
Equipement LVDT 152.4mm+RDP D5/200AG

Vitesse axial strain : 2E-05 s⁻¹

Essai : comp G3S_2298_1

Laboratoire	G3S
Rapport	B RP 0G3S 97-001/A
Echantillon	2298_1
Sondage	EST104
Carotte	EST02298
Profondeur	472.46 m
Zone géologique	B
Diamètre	36 mm
Hauteur	72 mm

Orientation	90 °
Temperature	27 °
Degré de saturation	99.0 %
Minéralogie	NaN
Densité sèche	2.32
Teneur en eau	5.8 %
Porosité	13.6 %
VP	3410 m.s ⁻¹
Vs	NaN

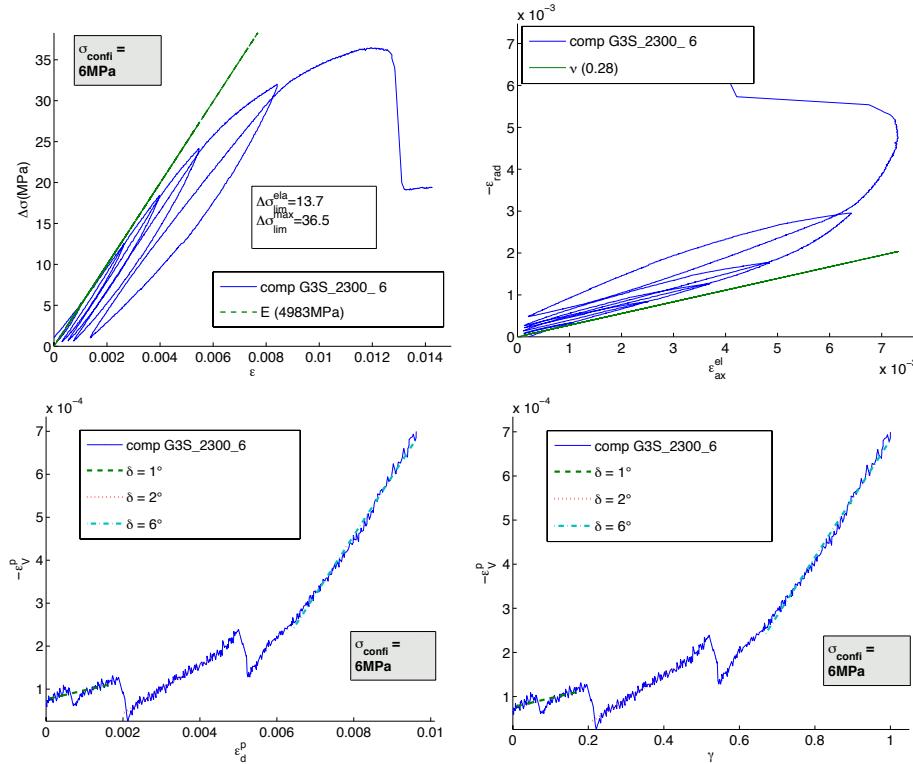


Equipement LVDT 152.4mm+RDP D5/200AG

Vitesse axial strain : 2E-05 s⁻¹

Essai : comp G3S_2300_6

Laboratoire	G3S	Orientation	90 °
Rapport	B RP 0G3S 97-001/A	Temperature	30 °
Echantillon	2300_6	Degré de saturation	97.3 %
Sondage	EST104	Minéralogie	NaN
Carotte	EST02300	Densité sèche	2.33
Profondeur	472.95 m	Teneur en eau	5.8 %
Zone géologique	B	Porosité	13.8 %
Diamètre	36 mm	VP	3400 m.s ⁻¹
Hauteur	72 mm	Vs	NaN



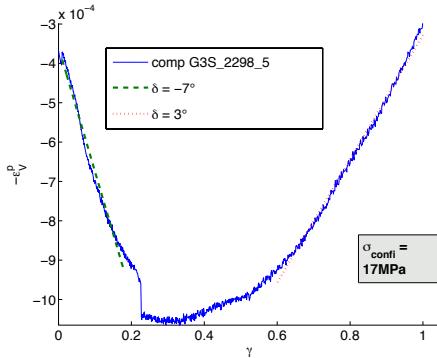
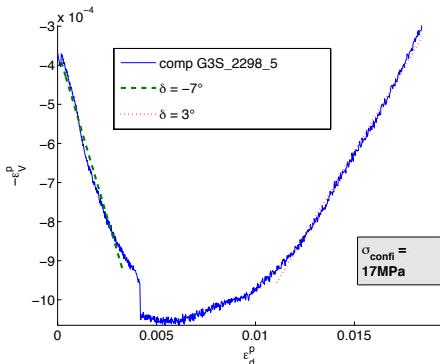
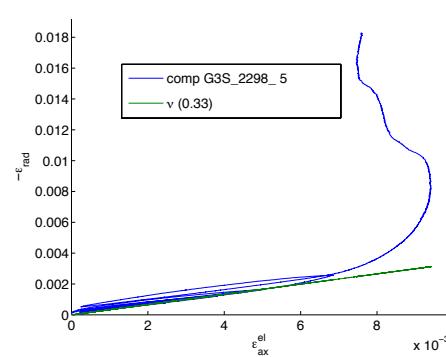
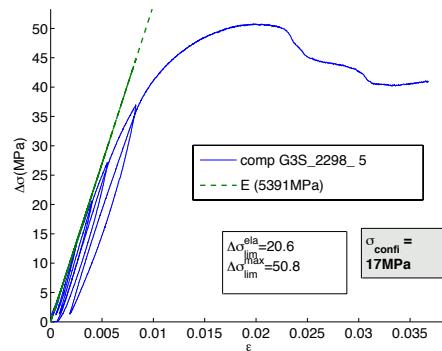
Equipement LVDT 152.4mm+RDP D5/200AG

Vitesse axial strain : 2E-05 s-1

Essai : comp G3S_2298_5

Laboratoire	G3S
Rapport	B RP 0G3S 97-001/A
Echantillon	2298_5
Sondage	EST104
Carotte	EST02298
Profondeur	472.54 m
Zone géologique	B
Diamètre	36 mm
Hauteur	72 mm

Orientation	90 °
Temperature	28 °
Degré de saturation	102.8 %
Minéralogie	NaN
Densité sèche	2.34
Teneur en eau	5.7 %
Porosité	13.0 %
VP	3560 m.s ⁻¹
Vs	NaN



Equipement LVDT 152.4mm+RDP D5/200AG

Vitesse axial strain : 2E-05 s⁻¹