



**HAL**  
open science

# Comportement viscoplastique avec rupture des argiles raides. Applications aux ouvrages souterrains

Guy Tchiyep Piepi

► **To cite this version:**

Guy Tchiyep Piepi. Comportement viscoplastique avec rupture des argiles raides. Applications aux ouvrages souterrains. Mécanique [physics.med-ph]. Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, 1995. Français. NNT: . tel-00523616

**HAL Id: tel-00523616**

**<https://pastel.hal.science/tel-00523616v1>**

Submitted on 5 Oct 2010

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

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

NS 19786 (4)

Thèse de Doctorat de l'École Nationale des Ponts et Chaussées

présentée par

**Guy TCHIYEP PIEPI**

en vue de l'obtention du diplôme de

DOCTEUR  
DE  
L'ÉCOLE NATIONALE DES PONTS ET CHAUSSÉES

Spécialité :

**Structures et Matériaux**

Sujet de la thèse

**COMPORTEMENT VISCOPLASTIQUE AVEC  
RUPTURE DES ARGILES RAIDES**

**-Applications aux ouvrages souterrains**

Soutenue à Paris le 17 octobre 1995  
devant le jury composé de :

<b>Bernard HALPHEN</b>	Président
<b>Peter EGGER</b>	Rapporteur
<b>Jean LEMAITRE</b>	Rapporteur
<b>Denise BERNAUD</b>	Examinatrice
<b>Patrick LEBON</b>	Examineur
<b>Gilles ROUSSET</b>	Examineur

23





*À LA MÉMOIRE DE PIEPI ANDRÉ  
EN SOUVENIR DE MON PÈRE*



## AVANT PROPOS

*Ce travail a été réalisé avec le concours financier de l'École Nationale des Ponts et Chaussées et du Groupement pour l'étude des Structures Souterraines de Stockage (G.3S). Je les en remercie vivement.*

*J'exprime ma profonde reconnaissance à Monsieur Gilles ROUSSET chef de département à l'Électricité de France, qui a suivi en détail et dirigé mon travail. Sa grande rigueur scientifique et ses encouragements m'ont été d'un soutien indispensable.*

*Pour les calculs numériques, je tiens à remercier Denise BERNAUD pour son aide et sa disponibilité dans la réalisation des calculs et sans qui ce travail n'aurait probablement jamais vu le jour.*

*Monsieur Bernard HALPHEN, professeur à l'École Nationale des Ponts et Chaussées m'a fait l'honneur de s'intéresser à ce travail et de présider le jury. Je lui adresse mes plus vifs remerciements.*

*Mes remerciements vont à Messieurs les Professeurs Peter EGGER de l'École Polytechnique de Lausanne (Suisse) et Jean LEMAITRE de l'École Normale Supérieure de Cachan, qui malgré leur grande occupation ont accepté la lourde tâche de rapporteur.*

*Je remercie Monsieur Patrick LEBON qui a examiné mon travail en y apportant le regard de l'Agence Nationale pour la gestion des déchets radioactifs.*

*Je remercie Monsieur Medhi GHOREYCHI, directeur de G.3S, pour le concours financier de ce laboratoire. Mes remerciements s'adressent également aux secrétaires et techniciens du laboratoire. Tout particulièrement Liliane QUERU et Sophie KEYSER, elles m'ont souvent aidé dans des moments difficiles, je leur en suis très reconnaissant. Daniel THEVAL et Pierre VALLI pour leur aide lors de la réalisation des essais.*

*Messieurs Habibou MAITOURNAM, Luc THOREL et Ismail BENAMAR ont été les premiers lecteurs de mon manuscrit, je les en remercie.*

*Je remercie tous les collègues et amis que j'ai rencontrés pendant ma thèse.*

*Je remercie mes amis Louis Philippe WETE et Daniel NSANG pour leur encouragement au cours de ces années de thèse. Plus particulièrement Salomon WANDJI TCHANA pour sa compréhension et sa patience, Elvire pour sa bienveillance.*

*Je suis heureux de pouvoir vous présenter mon travail et je voudrais rendre hommage à mon père PIEPI André, sans qui rien n'aurait été possible.*



# SOMMAIRE

INTRODUCTION GENERALE.....	1
----------------------------	---

<b>PARTIE I : ETUDE EXPERIMENTALE ET MODELISATION DU COMPOTEMENT MECANIQUE DES ARGILES RAIDES.</b>
--

INTRODUCTION PARTIE I.....	5
----------------------------	---

<b>1. CARACTERISATION AU LABORATOIRE DU COMPORTEMENT MECANIQUE DES ARGILES DE L' AISNE.....</b>	<b>6</b>
---	----------

1.1 DESCRIPTION ET CARACTERISTIQUES PHYSIQUES.....	6
--	---

1.1.1 Situation géologique

1.1.2 Caractéristiques physiques

1.2 PROCEDURES EXPERIMENTALES.....	12
------------------------------------	----

1.2.1 Préparation des essais triaxiaux

1.2.2 Déroulement des essais

1.3 RESULTATS DES ESSAIS TRIAXIAUX A COURT TERME.....	15
---	----

1.3.1 Essais d'écrouissage

1.3.2 Essais cycliques

1.4 RESULTATS DES ESSAIS POUR L'ETUDE DU COMPORTEMENT A LONG TERME.....	23
--	----

1.4.1 Essais à différentes vitesses de déformation

1.4.2 Essais de fluage

1.4.3 Essais de relaxation

1.4.4 Déviateur maximal à court et long terme

CONCLUSIONS.....	31
------------------	----

<b>2.INTERPRETATION DES ESSAIS ET MODELISATION DU COMPORTEMENT VISCOPLASTIQUE AVEC RUPTURE DES ARGILES RAIDES.....</b>	<b>33</b>
--	-----------

2.1 MODELE VISCOPLASTIQUE AVEC RUPTURE.....	34
---	----

2.1.1 Modèle rhéologique unidimensionnel

2.1.2 Généralisation au cas tridimensionnel

2.2 PARAMETRES DU COMPORTEMENT A COURT TERME.....	37
---	----

2.2.1 Cohésion et Angle de frottement

2.2.2 Critère de rupture

2.3 PARAMETRES DU COMPORTEMENT A LONG TERME.....	49
--	----

2.3.1 Critère viscoplastique

2.3.2 Viscosité

CONCLUSIONS PARTIE I.....	54
---------------------------	----

BIBLIOGRAPHIE PARTIE I.....	55
-----------------------------	----



**PARTIE II : APPLICATION DU MODELE VISCOPLASTIQUE AVEC  
RUPTURE AU CALCUL D'UN TUNNEL DE SECTION CIRCULAIRE ET  
VALIDATION D'UN ALGORITHME NUMERIQUE**

<b>INTRODUCTION PARTIE II.....</b>	<b>59</b>
<b>3. CALCUL SEMI-ANALYTIQUE D'UN TUNNEL DE SECTION CIRCULAIRE (Critère de Tresca sans ecrouissage).....</b>	<b>61</b>
3.1 POSITION DU PROBLEME ET EQUATIONS GENERALES.....	61
3.1.1 Géométrie et chargement	
3.1.2 Hypothèses et équations générales	
3.2 MODELE VISCOPLASTIQUE AVEC RUPTURE.....	66
3.2.1 Equations d'évolution	
3.2.2 Résolution numérique des équations du problème	
<b>CONCLUSIONS.....</b>	<b>82</b>
<b>4. FORMULATION ET ALGORITHME DE RESOLUTION PAR ELEMENTS FINIS.....</b>	<b>83</b>
4.1 FORMULATION EN PLASTICITE AVEC VISCOPLASTICITE.....	84
4.1.1 Hypothèses générales et équations fondamentales	
4.1.2 Intégration numérique en plasticité avec viscoplasticité	
4.2 ALGORITHME DE RESOLUTION PAR ELEMENTS FINIS.....	88
4.2.1 Principes et bases de résolution	
4.2.2 Formulation générale	
4.2.3 Algorithme viscoplastique avec rupture	
<b>CONCLUSIONS.....</b>	<b>95</b>
<b>5. L'ALGORITHME VISCOPLASTIQUE AVEC RUPTURE (VPR) (Validation et exemples numériques).....</b>	<b>96</b>
5.1 CRITERES DE VISCOPLASTICITE ET DE PLASTICITE.....	96
5.2 VALIDATION ET TEST DE L'ALGORITHME.....	99
5.2.1 Comparaison avec la solution semi-analytique	
5.2.2 Cas extrêmes (plasticité ou viscoplasticité)	
5.3 EXPLOITATION DES RESULTATS NUMERIQUES.....	109
5.2.1 Influence de la viscosité	
5.2.1 Influence du module d'Young	
5.2.3 Cas du radoucissement	
<b>CONCLUSION PARTIE II.....</b>	<b>115</b>
<b>BIBLIOGRAPHIE PARTIE II.....</b>	<b>117</b>

**PARTIE III : APPLICATION DU MODELE VISCOPLASTIQUE AVEC  
RUPTURE AU CALCUL 2D AXISYMETRIQUE DES TUNNELS SOUTENUS**

<b>INTRODUCTION PARTIE III.....</b>	<b>121</b>
<b>6.POSITION DU PROBLEME ET METHODES DE RESOLUTION.....</b>	<b>123</b>
6.1 POSITION DU PROBLEME.....	124
6.1.1 Définition du problème	
6.2 METHODE DE RESOLUTION.....	126
6.3 PARAMETRES ADIMENSIONNELS.....	128
6.4 CALCULS NUMERIQUES.....	130
6.4.1 Géométrie et conditions aux limites	
6.4.2 Calcul viscoplastique avec rupture et viscoplastique simple	
6.4.3 Limites du calcul viscoplastique avec rupture	

<b>CONCLUSIONS.....</b>	<b>139</b>
<b>7. ETUDE NUMERIQUE : INFLUENCE DES PARAMETRES DE CHARGEMENT ET DE COMPORTEMENT.....</b>	<b>140</b>
7.1 RIGITE DU SOUTÈNEMENT.....	140
7.1.1 Convergence en paroi	
7.1.2 Pression dans le soutènement	
7.2 COHESION A COURT TERME.....	145
<b>CONCLUSIONS.....</b>	<b>148</b>
<b>BIBLIOGRAPHIE PARTIE III.....</b>	<b>151</b>
<b>CONCLUSIONS GENERALES.....</b>	<b>152</b>



## INTRODUCTION GENERALE

Les argiles raides constituent une classe très particulière de géomatériaux. La particularité essentielle de ces matériaux est caractérisée par leur teneur en eau relativement faible (inférieure à 12%). On les rencontre généralement à grande profondeur (plus de 300 mètres).

Plusieurs projets industriels justifient l'intérêt récent porté à ces matériaux.

L'enfouissement des déchets radioactifs de longue durée et de haute activité, dans les formations géologiques constituées de ces matériaux, apparaît aujourd'hui comme une méthode parmi les plus sûres pour se débarrasser de ces produits nocifs [Habib, 1990]. Ces matériaux présentent un ensemble de propriétés qui répond favorablement aux exigences posées par le problème d'enfouissement de ces déchets. Nous pouvons citer la perméabilité très faible de ces matériaux, la durabilité des formations géologiques, une bonne capacité de rétention des radioéléments qui est liée à des propriétés mécaniques telles que la plasticité.

En outre, les ingénieurs sont de plus en plus amenés à réaliser des ouvrages (tunnels routiers et ferroviaires, exploitations minières, stockage souterrains des hydrocarbures, etc...) à de grandes profondeurs et où sont généralement ces matériaux.

Tous ces projets nécessitent la connaissance approfondie de tous les aspects du comportement mécanique de ces matériaux. Si l'état actuel des connaissances sur le comportement mécanique des roches dures (granites, sels, etc...) ou des argiles plastiques (teneur en eau relativement élevée, supérieure à 20%) est relativement très avancé, par contre, les argiles raides sont parmi les géomatériaux les plus mal connus. Sur ces matériaux, on dispose de peu de connaissances, du fait que très peu d'ouvrages y ont été réalisés.

Le travail présenté dans ce mémoire se situe donc dans la problématique de la connaissance du comportement mécanique des argiles raides. Un autre but est la modélisation du comportement de ces matériaux dans le cadre de la mécanique des milieux continus, et son application à la construction des ouvrages souterrains dans ces matériaux.

L'étude du comportement mécanique d'un matériau passe premièrement par la réalisation d'essais de laboratoire. Les essais de laboratoire permettent d'observer des phénomènes expérimentaux précis. Ces phénomènes seront ensuite intégrés dans des modèles de comportement dont l'objectif dans notre cas reste le calcul des ouvrages. Une des caractéristiques des argiles raides est l'aspect différé de leur comportement. Des essais de fluage triaxiaux non-drainé montrent que pour un état de contrainte donné, le matériau subit des déformations différées sur une longue période [Rousset, 1988]. Dans le cadre de ce mémoire, la stabilité à long terme des ouvrages réalisés dans ces matériaux est important, c'est pourquoi nous accorderons une grande importance aux essais de fluage.

Généralement, il existe deux approches expérimentales pour l'étude du comportement mécanique des argiles :

-celle qui consiste à considérer le rôle de la pression interstitielle dans l'interprétation des phénomènes différés (approche en contraintes effectives); pour cette approche, on réalise généralement des essais en conditions drainées;

-la seconde approche assimile l'argile à un matériau monophasique, on interprète alors les phénomènes différés observés par la viscoplasticité du matériau; expérimentalement cette approche est réalisée grâce aux essais en conditions non-drainées.

Compte tenu de la teneur en eau relativement faible des échantillons considérés pour nos essais, c'est la seconde approche qui sera adoptée tout au long de ce mémoire.

Le travail de ce mémoire qui s'efforcera d'intégrer les aspects précédents (essais de laboratoire, modèle rhéologique, et calcul des structures) dans l'étude du comportement mécanique des argiles raides, a deux objectifs.

D'une part, il vise à proposer un modèle rhéologique qui intègre au mieux les phénomènes expérimentaux observés lors des essais, et de la manière la plus simple possible. Pour cela, un important programme d'essais triaxiaux a été réalisé.

D'autre part, en fonction de l'utilisation souhaitée (calculs des tunnels) il se propose de mettre au point un outil de calcul par éléments finis adapté à la particularité du modèle. Pour réaliser ces objectifs, ce travail est divisé en trois parties.

La première partie est consacrée à l'étude expérimentale du comportement mécanique des argiles raides issues de deux forages effectués dans le bassin parisien (dans l'Aisne). Elle est constituée de deux chapitres. Dans le premier chapitre, nous présentons les principaux résultats des essais qui ont été réalisés depuis 1989, de même que les essais complémentaires que nous avons réalisés au cours de ce travail. Il s'agit des résultats d'essais triaxiaux à court terme (écrouissage et à différentes vitesses de déformation), et à long terme (fluage, relaxation). L'analyse de ces résultats est ensuite présentée dans la deuxième partie du chapitre. On met ainsi en évidence l'importance de la viscosité grâce notamment aux essais réalisés à différentes vitesses de déformation. De même, on montre le caractère irréversible des déformations même sous faible chargement grâce aux essais cycliques. Dans le deuxième chapitre, nous proposons le modèle rhéologique viscoplastique avec rupture, qui intègre d'une manière très simple l'irréversibilité des déformations observées lors des essais, et qui prend également en compte le caractère viscoplastique de la roche. Il s'agit d'un modèle rhéologique constitué du patin plastique de Saint-Venant monté en série avec un modèle de Bingham. Les deux patins sont généralisés dans l'espace des contraintes par des critères de Tresca. Les paramètres du modèle sont ensuite estimés sur la base des essais réalisés.

Dans la deuxième partie du mémoire, on s'intéresse aux calculs des structures dans un matériau obéissant à un comportement viscoplastique avec rupture. Cette partie est divisée en trois chapitres. Le premier s'intéresse au calcul semi-analytique du problème d'évolution au cours du temps de la convergence en paroi d'un tunnel de section circulaire creusé dans un massif viscoplastique avec rupture. Grâce à des hypothèses simplificatrices (incompressibilité, déformation plane), nous obtenons une solution originale du problème. Cette solution nous donne une première appréciation du modèle. Dans le deuxième chapitre de cette partie, la formulation générale dans le cadre de la méthode des éléments finis du modèle viscoplastique avec rupture est faite. L'algorithme viscoplastique avec rupture (VPR) de résolution numérique est ensuite présenté tel qu'il a été implanté dans le code de calcul GEOMEQ91 avec les différents critères. Le troisième chapitre de cette partie est consacré à la validation de l'algorithme. Cette validation est effectuée dans le cas du calcul unidimensionnel de la convergence à l'équilibre final d'un tunnel de section circulaire.

La troisième partie du mémoire est consacrée à l'application à un cas concret de problème géotechnique. Il s'agit de la simulation numérique du creusement des tunnels soutenus dans le cas bidimensionnel axisymétrique. Cette partie est constituée de deux

chapitres. Dans le premier chapitre, on présente le problème du creusement des tunnels dans le cas général de la méthode des éléments finis. Ensuite, les différentes méthodes de résolution numérique sont exposées. La validation de l'algorithme dans le cas axisymétrique est effectuée à l'aide de la méthode d'activation et désactivation des éléments en axisymétrie. Cette validation est effectuée dans le cas des tunnels non soutenus pour lesquels la convergence à l'équilibre final du tunnel est donnée analytiquement par le calcul unidimensionnel. Dans le dernier chapitre, on procède à une analyse paramétrique de l'influence des paramètres de comportement viscoplastique avec rupture et des paramètres de chargement sur l'écart entre les solutions données par le modèle viscoplastique avec rupture et celles données par le modèle viscoplastique de Bingham associé. Le résultat essentiel de cette comparaison porte sur la vitesse de creusement. On montre notamment que pour des vitesses très faibles, il n'existe pas d'écart significatif entre le calcul VPR et le calcul viscoplastique simple. Cependant, ces faibles valeurs de vitesses de creusement ne correspondent pas toujours à des cas concrets. Par contre pour des vitesses de creusement suffisamment grandes, l'écart entre les deux modèles peut dans certains cas atteindre 60%. Ces valeurs élevées de vitesse de creusement sont beaucoup plus proches des cas concrets. On montre ainsi qu'il est important de considérer le modèle viscoplastique avec rupture pour la simulation numérique du creusement des tunnels soutenus.



## **PARTIE I**

### **ETUDE EXPERIMENTALE ET MODELISATION DU COMPORTEMENT MECANIQUE DES ARGILES RAIDES**





## INTRODUCTION PARTIE I

Parmi les géomatériaux, on distingue grossièrement les sols des roches. Leurs propriétés mécaniques sont différentes, traduisant des comportements mécaniquement plus ou moins résistants. Entre ces deux grandes catégories se situent les roches tendres ou les sols indurés, parmi lesquels sont classées les argiles profondes. Elles ont été peu étudiées dans le passé; les ouvrages souterrains qui y sont réalisés sont peu nombreux et les études de comportement des argiles en laboratoire ont été surtout consacrées aux argiles de surface qui ont un comportement proche de celui d'un sol.

L'intérêt récent porté à ces matériaux en France et dans d'autres pays Européens est surtout lié à des projets de stockage géologique des déchets radioactifs (France, Belgique et Italie en particulier). En effet pour ces projets, les argiles présentent trois caractéristiques favorables qui sont essentielles pour garantir la sûreté à long terme: faible perméabilité, bonnes capacités de rétention des radioéléments, plasticité et fluage [Habib, 1994], [Huekel, 1987].

Sous le vocable "argile", on trouve une grande diversité de matériaux, que ce soit du point de vue minéralogique ou mécanique. D'après [Rousset, 1988] on peut classer ces matériaux du point de vue thermomécanique en deux catégories bien distinctes:

- les argiles "**plastiques**" pour lesquelles la teneur en eau est élevée, supérieure à 15% pour fixer les idées.
- les argiles "**raides**", pour lesquelles la teneur en eau est faible, inférieure à 12%, et dont le comportement mécanique est du type roche. Les argiles de l'Aisne appartiennent à la classe des argiles "raides" et l'étude de cette classe de matériaux constitue l'essentiel de cette partie.

Dans cette première partie du mémoire, nous présentons une étude expérimentale sur la caractérisation du comportement mécanique des argiles de l'Est du bassin parisien : les argiles de l'Aisne. Cette étude est basée principalement sur la caractérisation du comportement à court terme et sur celle du comportement différé. Elle utilise en partie les résultats des essais commencés depuis 1989 par [Rousset, 1992]. L'un des objectifs poursuivis dans cette partie, est de proposer un modèle de comportement qui prend en compte les particularités observées lors des essais de laboratoire.

Pour bien marquer l'approche expérimentale dans cette partie, nous l'avons divisée en deux chapitres.

Le premier chapitre est consacré à la caractérisation géologique et physique des matériaux, la description du principe des essais de laboratoire, et enfin à la présentation des résultats les plus significatifs des essais. Dans le deuxième chapitre, nous interprétons les résultats des essais de laboratoire et proposons un modèle rhéologique à partir des interprétations des essais.

# Chapitre 1

## **CARACTÉRISATION AU LABORATOIRE DU COMPORTEMENT MÉCANIQUE DES ARGILES DE L' AISNE**

---

L'étude expérimentale qui suit nous montrera en particulier qu'à court terme, le comportement instantané des argiles raides est irréversible dès les plus petites déformations (moins de 0,5%) ; de plus, la rupture des échantillons au cours des essais triaxiaux survient pour de faibles valeurs de la déformation axiale (moins de 1%). Ces matériaux présentent donc une certaine fragilité à court terme. A long terme, sous des conditions de fluage non drainé par exemple, ces matériaux peuvent présenter des effets différés importants. Une étude expérimentale complète pour la caractérisation de ces différents aspects doit nécessairement comprendre des essais à court terme et des essais à long terme. C'est ce que nous présentons dans ce chapitre.

Le chargement mécanique est appliqué par le biais d'essais triaxiaux axisymétriques de compression, que ce soit pour les essais d'érouissage ou des essais de fluage. Tous ces essais sont principalement effectués en conditions non drainées. En effet, des études antérieures [Giraud, 1993], montrent que pour les argiles de l'Aisne, en raison de leur faible porosité, le couplage hydro-mécanique est peu important. Plus particulièrement, les auteurs concernés montrent que les effets différés sont surtout dûs à la viscosité du matériau et que la part de ces effets qui peut être attribuée à la redistribution des pressions interstitielles (diffusion hydraulique) est faible. De plus, la durée des essais d'érouissage est si courte que les écoulements d'eau ne sont pas mesurables compte tenu des faibles perméabilités de ces argiles.

Dans la première partie de ce chapitre, nous présentons les caractéristiques géologiques et les paramètres physiques des argiles qui ont été mesurés en laboratoire. Plus particulièrement, nous montrons que la teneur en eau de ces argiles est faible et qu'il existe une grande dispersion spatiale. Ensuite, nous faisons une description sommaire du principe des essais triaxiaux axisymétriques utilisés au cours des expériences. Enfin nous présentons les résultats essentiels des essais à court terme et les résultats des essais de relaxation et de fluage par paliers.

### **1.1 DESCRIPTION ET CARACTÉRISTIQUES PHYSIQUES**

#### **1.1.1 Situation géologique**

Les échantillons des argiles testées proviennent des forages effectués dans le département de l'Aisne. La profondeur de prélèvement dans les forages se situe entre 300 et 1200 mètres. Le carottage a été réalisé au moyen d'outils adaptés aux matériaux tendres.

Les échantillons proviennent essentiellement de deux horizons argileux. D'après la stratigraphie et la lithologie des forages, ces horizons sont :

-le Callovo-Oxfordien, qui est une couche d'épaisseur 153 mètres environ, dont la profondeur varie entre 325 et 478 mètres à l'emplacement du forage. Cet horizon est une transition constituée en majeure partie de marnes à 70%. On distingue d'après [Lebon, 1990] trois niveaux différents pour cet horizon. Le premier niveau entre 325 et 381 mètres de profondeur, où il y a alternance de niveaux marneux prépondérants et de lits de calcaires micritiques; le deuxième niveau entre 381 et 427 mètres de profondeur, constitué d'alternances d'argiles carbonatées et de marnes; le troisième niveau entre 427 et 478 mètres constitué d'argiles silteuses carbonatées.

-le Toarcien-Domérien est une couche d'épaisseur 161 mètres située à une profondeur plus grande: entre 693 et 854 mètres. Cet horizon peut aussi être divisé en trois niveaux d'après sa lithologie. Entre 693 et 772 mètres, il y a des argiles noires très peu carbonatées, pyriteuses; de 772 à 786 mètres, il s'agit de silts argilo-carbonatés peu cimentés; enfin de 786 à 854 mètres, il y a des argiles sombres très peu carbonatées avec de petits lits bioclastiques.

Une coupe synthétique (figure 1.1) résume la stratigraphie et la lithologie de l'un des forages. Sur cette coupe LOG, on observe par exemple qu'entre 478 et 693 mètres de profondeur, il n'y a pas d'horizon argileux.

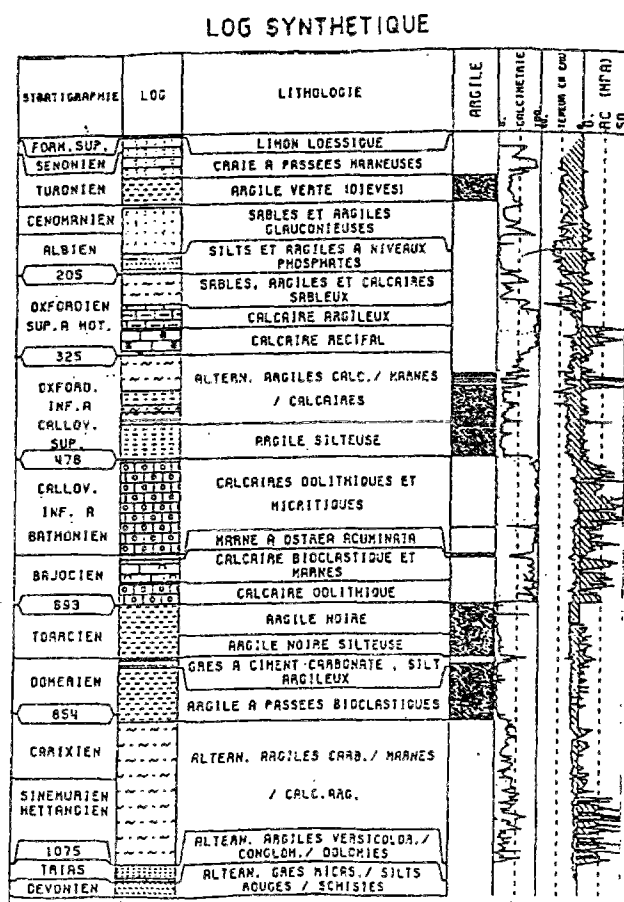


Figure 1.1 LOG synthétique du forage (ANDRA)

Les carottes sont reçues sous forme de tronçon de 30 cm de longueur environ et sont placées dans des cellules dès leur sortie du forage de façon à garantir une bonne conservation jusqu'à l'utilisation au laboratoire. Les échantillons servant aux essais de laboratoire sont taillés dans les carottes provenant des deux horizons précédents et ont en général des diamètres de 36 ou 24 mm et un élançement égal à 2.

Plusieurs procédures sont utilisées pour garantir la stabilité des caractéristiques physiques. Par exemple, les extrémités des échantillons sont surfacées au moyen d'une scie circulaire, ensuite les échantillons sont enveloppés de papier aluminium, le tout immédiatement paraffiné pour garantir la stabilité en teneur en eau.

### 1.1.2 Caractéristiques Physiques

Les paramètres physiques présentés ici ont tous été mesurés par [Rousset, 1989]. Ces mesures ont été effectuées sur un très grand nombre d'échantillons provenant des horizons du Callovo-Oxfordien et du Toarcien-Domérien. Nous insisterons plus particulièrement sur les paramètres physiques les plus significatifs : la teneur en eau, la densité naturelle, et la teneur en carbonate.

#### Teneur en eau

La teneur en eau est déduite d'une pesée différentielle d'un échantillon avant et après passage à l'étuve, selon une procédure classique en mécanique des sols. D'une manière générale, tous les échantillons testés des deux horizons argileux ont une teneur en eau assez faible. L'horizon Callovo-Oxfordien présente une très forte dispersion par rapport à ce paramètre. La figure 1.2 nous montre la variation de la teneur en eau en fonction de la profondeur pour cet horizon. On y observe que même les plus fortes valeurs restent inférieures à 15%, alors que les plus faibles sont inférieures à 5%. Pour cet horizon, la valeur moyenne calculée est de 9,1% avec un écart type de 4%.

L'horizon Toarcien-Domérien présente par contre des résultats moins dispersés (figure 1.3). Mises à part quelques valeurs singulières (trois), la valeur moyenne calculée est de 8% avec un écart-type de 2%.

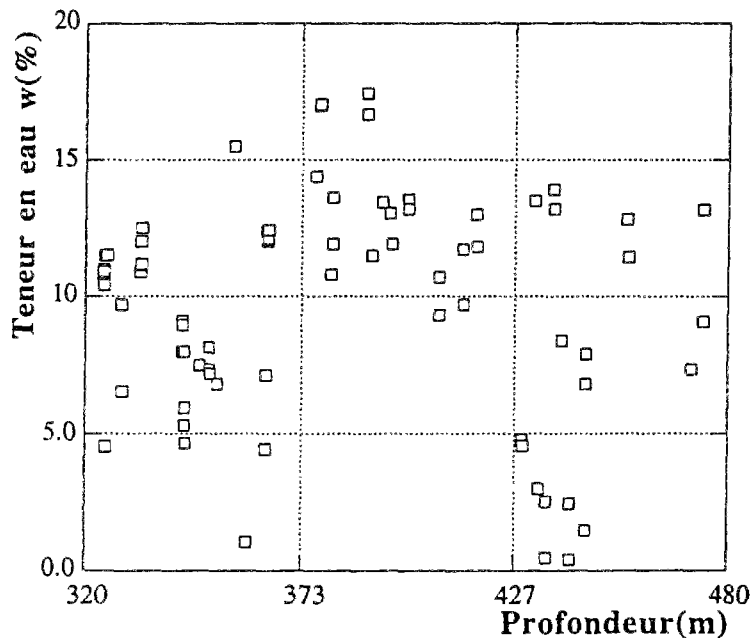


Figure 1.2 Teneur en eau du Callovo-Oxfordien

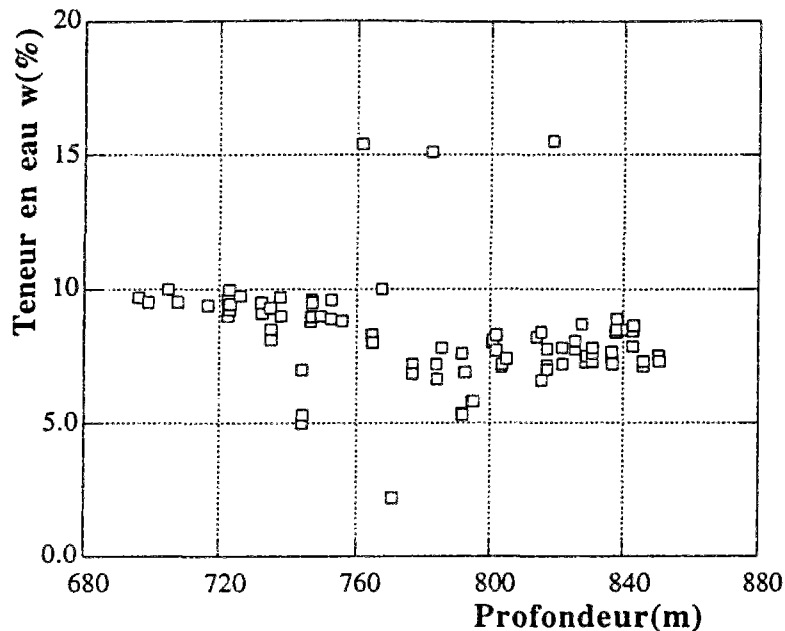


Figure 1.3 Teneur en eau du Toarcien-Domérien

### Teneur en carbonate

La teneur en carbonate est mesurée à l'aide d'un calcimètre Bernard. Le carbonate de calcium (calcite ou aragonite), fait effervescence sous l'action de l'acide chlorhydrique (HCl). Pour un sol fin, la teneur en carbonate est un bon indice de sa résistance mécanique et de sa sensibilité à l'eau. Suivant la valeur de celle-ci, le comportement du sol évolue depuis celui d'une argile jusqu'à celui d'une roche. D'après [Schlosser, 1988], on distingue d'ailleurs :

- 0 à 10% de CaCO<sub>3</sub> Argile
- 10 à 30% de CaCO<sub>3</sub> Argile marneuse
- 30 à 70% de CaCO<sub>3</sub> Marne
- 70 à 90% de CaCO<sub>3</sub> Calcaire marneux
- 90 à 100% de CaCO<sub>3</sub> Calcaire.

L'horizon Callovo-Oxfordien présente une particularité par rapport à ce paramètre, comme nous le montre la figure 1.4.

-Le premier niveau (1) a une teneur en carbonate dont le calcul de la moyenne nous donne 54% et un écart-type de 20%. Ce niveau est donc essentiellement constitué de Marnes d'après la classification précédente.

-Les deux autres niveaux (2) de cet horizon ont par contre une teneur en carbonate relativement faible par rapport au premier. D'après la figure 1.4 la valeur moyenne est de 17% avec un écart type de 4,5%. Ce sont donc des argiles marneuses qui constituent ces niveaux.

L'horizon Toarcien-Domérien est essentiellement constitué d'argiles puisque en général, cet horizon a une teneur en carbonate dont la valeur moyenne calculée est inférieure à 10% . Plus exactement elle est de 8,2% et l' écart-type est de 4% comme nous le montre la figure 1.5.

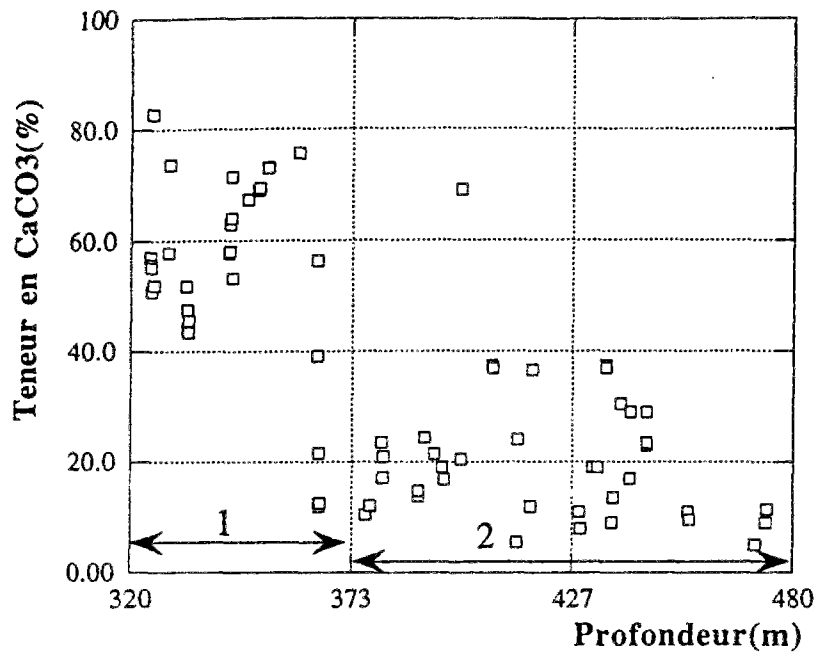


Figure 1.4 Teneur en carbonate du Callovo-Oxfordien

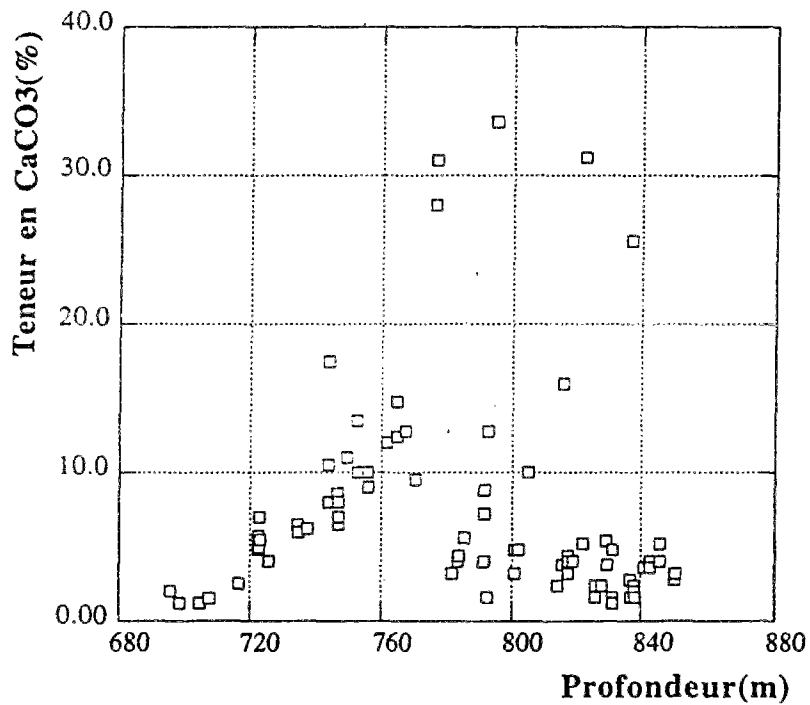


Figure 1.5 Teneur en carbonate du Toarcien-Domérien

## Densité naturelle

La densité naturelle est calculée à la suite de pesée et de mesures géométriques de l'éprouvette après carottage. Ce paramètre est théoriquement lié à la teneur en eau  $w$ , et à la densité sèche du sol  $\gamma_d$  par la relation :  $\gamma = (1 + w)\gamma_d$ . Contrairement aux paramètres précédents qui présentent une forte dispersion, la densité naturelle des deux horizons est beaucoup plus homogène et cette homogénéité est illustrée par les figures 1.7 et 1.8. La densité moyenne calculée est 2,23 avec un écart type de 0,11 pour le Callovo-Oxfordien (figure 1.7). Cependant, des valeurs singulières de 2,01 ou 2,57 ont été mesurées sur certains échantillons. Le Toarcien-Domérien a une densité naturelle légèrement supérieure à celle du Callovo-Oxfordien. D'après la figure 1.8, la valeur moyenne de la densité naturelle est de 2,26 avec un écart type de 0,26%.

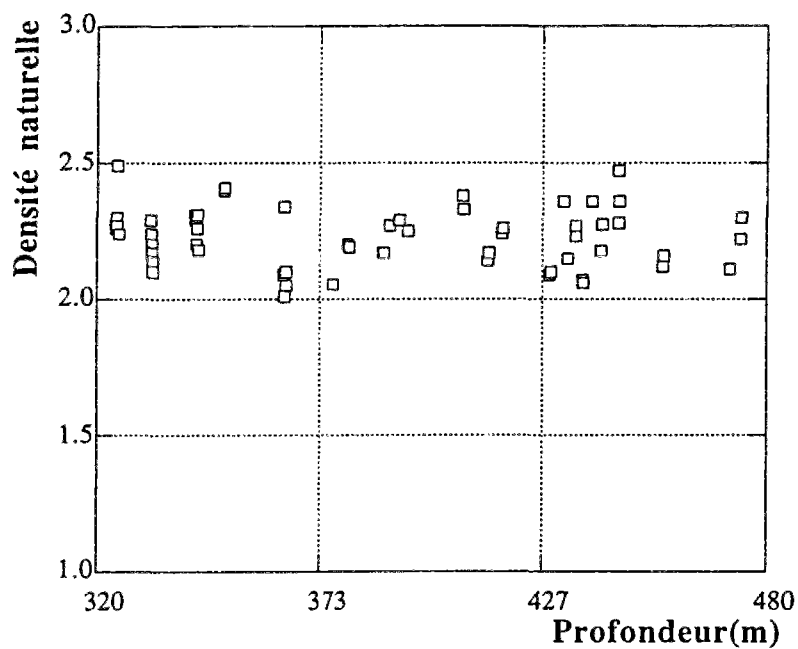


Figure 1.7 Densité naturelle du Callovo-Oxfordien



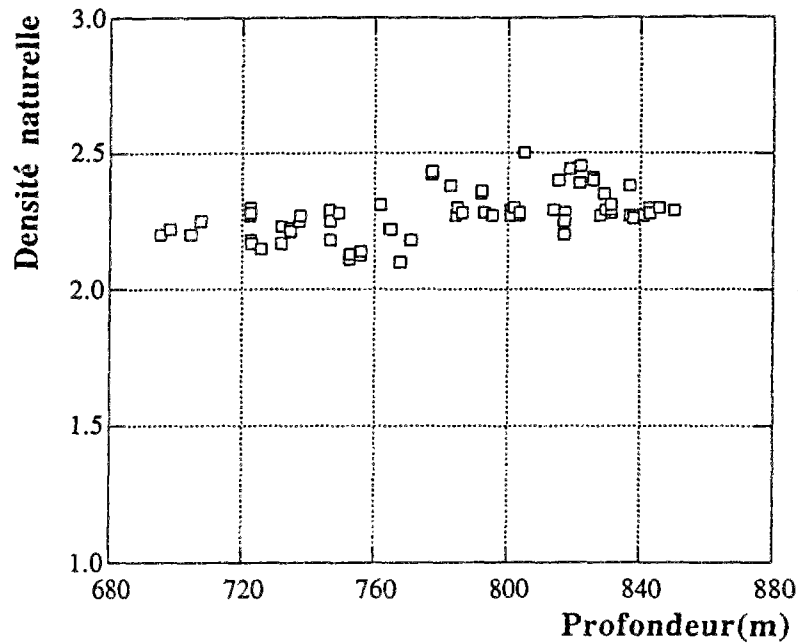


Figure 1.8 Densité naturelle du Toarcien-Domérien

### Conclusions sur les caractéristiques physiques

L'analyse des paramètres physiques des deux horizons argileux de l'Aisne nous permet de classer ces matériaux dans la classe des argiles raides [Rousset, 1989].

En résumé, ces matériaux sont physiquement caractérisés par les points suivants:

- la teneur en eau moyenne est faible (de 3 à 11% suivant les horizons)
- la densité est élevée (de 2,01 à 2,57)
- la dispersion locale est importante, surtout pour le Callovo-Oxfordien
- la teneur en carbonate est élevée pour certains niveaux.

La porosité a été calculée à partir des valeurs de la densité naturelle, de la teneur en eau et de la densité des grains prise égale à 2,65. Malgré quelques dispersions observées, la valeur moyenne de la porosité pour ces argiles est inférieure à 20%.

Le degré de saturation est également calculé à partir des paramètres précédents. La moyenne de l'ensemble des valeurs est proche de 96% pour le Callovo-Oxfordien, si l'on excepte quelques singularités entre 429 et 430 mètres. Pour le Toarcien-Domérien, elle est de 80% avec également quelques singularités.

Il est à prévoir que la dispersion de ces paramètres physiques aura une influence notable sur la caractérisation du comportement mécanique de ces matériaux.

### 1.2 PROCÉDURES EXPÉRIMENTALES

Chaque tronçon de 30 cm provenant du forage est ouvert et débité en trois ou quatre tronçons de 8 cm de longueur environ. Chaque nouveau tronçon de 8 cm est alors carotté dans l'axe initial de la carotte (sauf quelques cas pour lesquels le carottage a été transversal de façon à étudier l'anisotropie des matériaux). Rappelons que le carottage des échantillons est effectué en diamètre de 36 mm et 24 mm, il est réalisé au

moyen d'un carottier mince au diamant. L'éclatement des échantillons est toujours égal à 2.

### 1.2.1 Préparation des essais triaxiaux.

L'échantillon est recouvert d'une jaquette de silastène et placé dans une cellule (figure 1.9, pression maximale de 20 MPa). La cellule est ensuite remplie d'huile, elle est alors fermée et placée sous la presse. Les circuits d'huile sont purgés et la pression dans la cellule est montée progressivement jusqu'à la valeur désirée au moyen du contrôleur de volume et de pression, ou GDS. Les essais sont réalisés en condition non drainée. La tête supérieure au contact de l'échantillon n'est pas solidaire du piston; ainsi, la pression transmise par le fluide à l'échantillon est bien isotrope ( $P=Q$ ) pendant cette phase. Par ailleurs, les essais sont réalisés à température ambiante, et de ce fait l'ensemble est laissé dans l'état pendant une heure environ jusqu'à la stabilisation des variations de volume d'huile dans la cellule.

La figure 1.9 nous présente un schéma de la cellule triaxiale utilisée pour les essais.

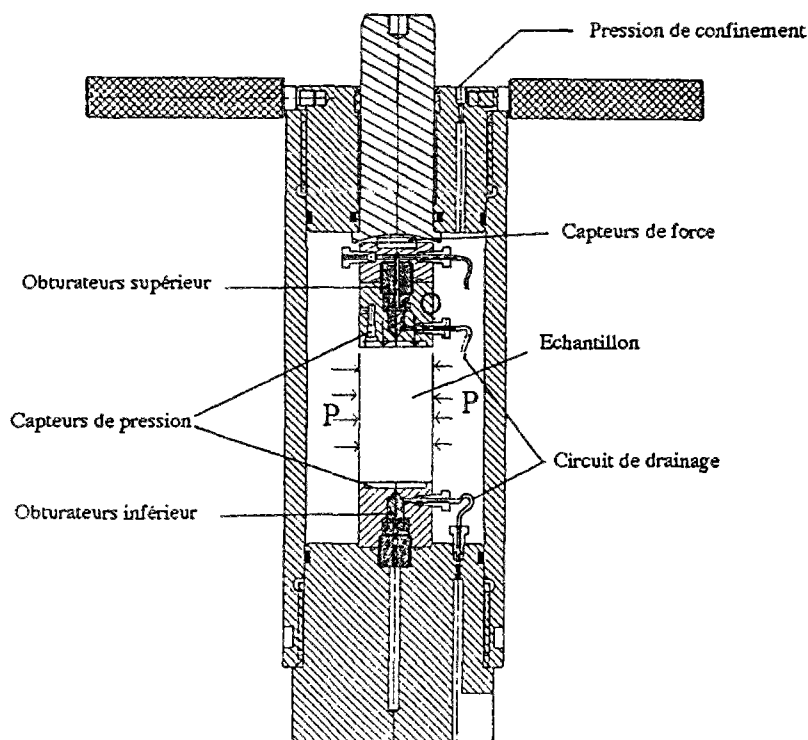


Figure 1.9. Cellule triaxiale[G.3S, 1992]

### 1.2.2 Déroulement des essais

#### Essais à court terme

La presse asservie (MTS) permet d'imposer une vitesse d'avancement constante au piston. Ce qui génère un déviateur Q-P des contraintes non nul, c'est-à-dire une contrainte axiale différente de la contrainte radiale. Dans notre cas, il s'agit essentiellement d'essais de compression au cours desquels la contrainte axiale (-Q) augmente en valeur absolue.

Les phases de chargement déviatorique des essais à court terme sont réalisés: -à pression de confinement P constante (comprise entre 0 et 20 MPa),

- à vitesse de déplacement axial du piston imposée (comprise entre 0,0006mm/min à 2mm/min),
- en mesurant la force appliquée par la presse sur le piston  $F$  ( $Q-P=F/S$ ) (la force est mise à zéro en fin de chargement hydrostatique),
- en mesurant le déplacement du piston et la variation de volume de l'échantillon.

La variation globale du volume de l'éprouvette est mesurée avec précision au cours de l'essai. Cette procédure nous semble plus intéressante que la procédure couramment utilisée qui consiste à mesurer la déformation orthoradiale de l'éprouvette au moyen des jauges. En particulier, dans notre cas, le comportement après rupture, lorsque la déformation n'est plus homogène est mieux apprécié puisqu'on mesure en fait une déformation volumique moyenne.

Le système de régulation du confinement (contrôleur de volume et de pression, appelé GDS) mesure la quantité d'huile qu'il est nécessaire de faire rentrer ou sortir de la cellule pour maintenir le confinement  $P$  constant. Il suffit alors de retrancher à cette variation de volume, le volume d'huile déplacé par le piston pour obtenir la grandeur désirée.

Pour ce qui concerne les essais cycliques, seul le chargement est modifié. Il n'est pas monotone. Dès que la déformation atteint une certaine valeur, le sens du piston est inversé (avec la même vitesse de déplacement en valeur absolue). Dès que la valeur du déviateur est proche d'une valeur nulle, on inverse à nouveau le sens du piston et on attend que la déformation ait atteint une nouvelle valeur supérieure à la précédente. Le processus est ensuite répété sur un certain nombre de cycles (entre 2 et 6).

#### Essais à long terme

Pour le fluage, on dispose d'un dispositif expérimental spécialement mis au point par [Rousset, 1992] pour l'étude du comportement différé des argiles. Cependant toutes les capacités du dispositif ne sont pas utilisées pour nos essais. En effet, ce dispositif offre la possibilité de travailler avec une pression de pore ou en température. Les échantillons ont les mêmes caractéristiques géométriques que ceux utilisés pour les essais à court terme.

Le déroulement des essais à long terme est le suivant:

- une pression hydrostatique  $P$  est d'abord appliquée sur l'échantillon : le piston étant désolidarisé de la tête au contact de la face supérieure de l'échantillon, on augmente progressivement la pression de confinement en maintenant le piston bloqué; on a alors à chaque instant un état parfaitement hydrostatique,
- la force sur le piston est ensuite augmentée jusqu'à une valeur prédéterminée, en maintenant la pression de confinement constante égale à  $P$ , un déviateur  $Q-P$  sur l'échantillon est ainsi généré que l'on maintient constant jusqu'à ce que la stabilisation relative de la déformation axiale de l'échantillon soit obtenue, ou qu'une certaine durée totale soit atteinte,
- Le déviateur est alors augmenté d'une certaine valeur et l'essai continue jusqu'à ce que le critère de changement éventuel de palier soit atteint et ainsi de suite.

Au cours des essais sont mesurés :

- la force axiale  $F$
- le confinement  $P$
- la déformation axiale  $\epsilon$

L'acquisition des données est automatique, et le pas d'acquisition varie de deux minutes à quatre heures, suivant la vitesse de variation de la déformation.

Pour la relaxation, après avoir généré le déviateur  $Q-P$  sur l'éprouvette, on mesure la déformation axiale que l'on maintient constante. On laisse le piston libre

jusqu'à ce que la stabilisation relative du déviateur soit obtenue ou qu'une certaine durée totale soit atteinte. La déformation est alors augmentée d'une certaine valeur (déplacement du piston), et l'essai continue jusqu'à ce que le critère de changement éventuel de palier soit atteint et ainsi de suite.

Un autre type d'essai de caractérisation du comportement à long terme a également été réalisé. Pour les essais de ce type, on utilise le dispositif expérimental des essais de fluage. Il s'agit d'essais triaxiaux à différentes vitesses de déformation (entre 0,0006mm/mn et 2mm/min) suivis d'un fluage simple.

### 1.3 RÉSULTATS DES ESSAIS TRIAXIAUX À COURT TERME

La grande partie des essais présentés dans ce paragraphe a été réalisée par Rousset dans le cadre du programme de caractérisation mécanique des argiles de l'Aisne pour le compte de l'ANDRA [Rousset, 1992].

#### 1.3.1 Essais d'écroutissage

Les figures 1.10 et 1.11 nous montrent l'évolution du déviateur des contraintes (Q-P) en fonction de la déformation axiale  $\epsilon$ . Ces deux essais ont été effectués sur des échantillons obtenus sur des carottes prélevées à la profondeur de 347 mètres pour l'échantillon du Callovo-Oxfordien et une profondeur de 776,82 mètres pour l'échantillon du Toarcien-Domérien. Ces deux échantillons ont une teneur en eau respective de 7,5% et 6,85% et une densité 2,24 et 2,29. Ces deux essais ont été réalisés sous une pression de confinement assez faible de 1 MPa, et une vitesse de déformation de 0,48mm/min.

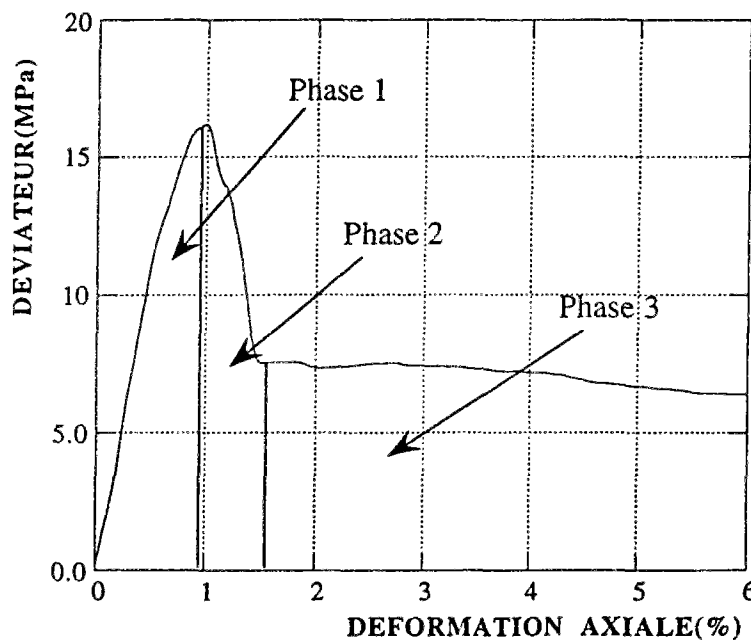


Figure 1.10. Courbe d'essais triaxial: Callovo-Oxfordien (P=1 MPa)

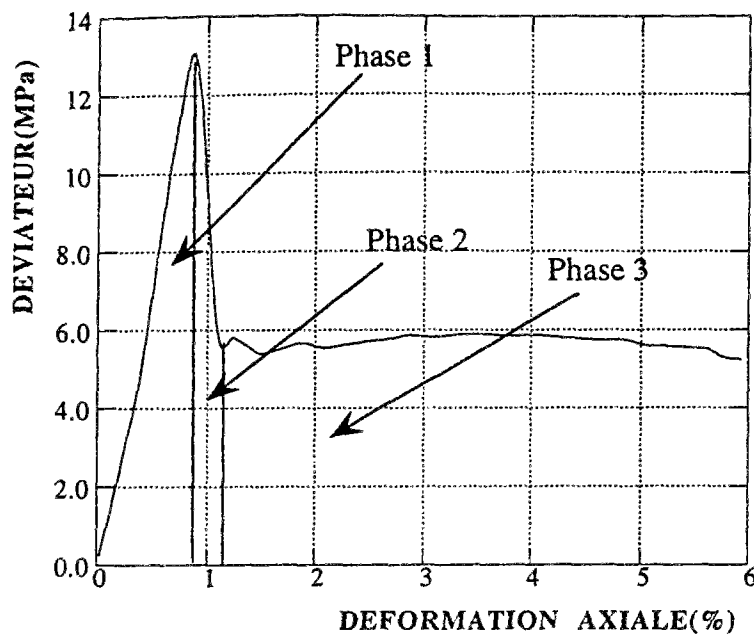


Figure 1.11. Courbe d'essai triaxial : Toarcien-Domérien (P=1 MPa)

Le comportement mécanique illustré par ces deux figures représente qualitativement celui de l'ensemble des deux horizons argileux pour des confinements assez faibles. En effet, ces deux courbes d'essai sont représentatives de tous les essais (plus de 500) effectués sur ces matériaux (Annexe 1). On peut déjà remarquer que le déviateur à la rupture est supérieur à 12 MPa pour les deux essais, ce qui témoigne de la haute résistance mécanique de ces matériaux.

L'examen détaillé des deux courbes d'essai nous montre que l'on peut décomposer l'évolution du déviateur en trois phases.

Dans la phase 1, le déviateur évolue plus ou moins linéairement avec la déformation axiale. Avec dans certains cas une phase non linéaire très marquée tout au début de la courbe (ce phénomène est surtout observé sur les échantillons à fort taux de carbonate). Cette phase est caractérisée par la valeur de la déformation axiale pour laquelle l'évolution du déviateur des contraintes n'est plus croissante. D'après les deux courbes, cette valeur est d'environ 1%. A cette valeur de la déformation correspond une valeur maximale du déviateur qui est égale à 16 MPa pour le Callovo-Oxfordien et 13 MPa pour l'échantillon du Toarcien-Domérien. Ces valeurs assez élevées pour le déviateur maximal des contraintes sont justifiées eu égard à la faible teneur en eau des échantillons considérés.

Notons une fois de plus qu'à ce stade, cette analyse reste avant tout qualitative. Cependant, des études statistiques effectuées sur les résultats des essais similaires montrent une forte variation des paramètres mécaniques en question (déviateur maximal, et déformation correspondante) avec les paramètres physiques [Rousset, 1989], [Hou&Wong, 1992]. Dans le cas d'un paramètre physique tel que la teneur en carbonate, plus il est élevé, plus la valeur du déviateur maximal est élevée. Cette valeur peut atteindre 40 MPa pour certains échantillons très carbonatés; la valeur de la déformation correspondante diminue avec l'augmentation de la teneur en carbonate (moins de 1% dans certains cas).

Dans la phase 2, dès que la valeur maximale du déviateur des contraintes est atteinte, le déviateur décroît linéairement et plus ou moins brutalement pendant que la déformation axiale continue à croître. Ce qui témoigne du caractère fragile du comportement à court terme pour de faibles valeurs du confinement. Sur ces deux figures (1.10 et 1.11) cette décroissance est assez brutale. Cette valeur dépend fortement de la valeur de la pression de confinement. Plus le confinement est faible plus la décroissance est brutale. Les figures 1.12 et 1.13 nous montrent les essais réalisés avec une pression de confinement plus élevée; 10 MPa pour un échantillon du Callovo-Oxfordien et 15 MPa pour l'échantillon du Toarcien-Domérien. Pour ces deux essais, les caractéristiques physiques des échantillons sont les mêmes que ceux des essais effectués à 1 MPa de confinement pour les deux horizons. Sur ces deux courbes, la décroissance n'est plus brutale et la pente de décroissance est nettement plus faible que celle des essais à 1 MPa de confinement. Ce résultat exprime l'influence du confinement sur la transition entre un comportement fragile et un comportement ductile. On note également que le déviateur maximal pour  $P=10$  MPa est supérieur à celui mesuré pour  $P=1$  MPa (23 MPa à comparer à 16 MPa pour le Callovo-Oxfordien, 24 MPa à comparer à 13 MPa pour le Toarcien-Domérien).

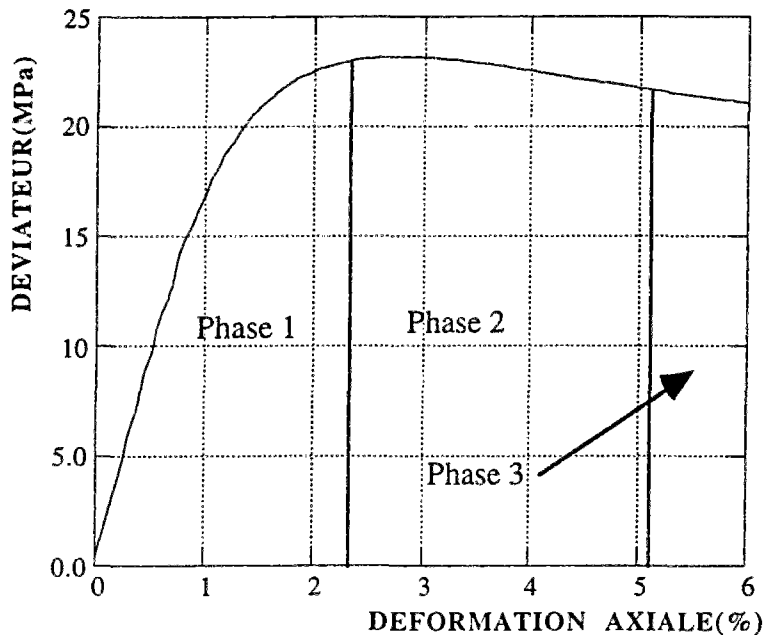


Figure 1.12. Courbe d'essai triaxial : Callovo-Oxfordien ( $P=10$  MPa).

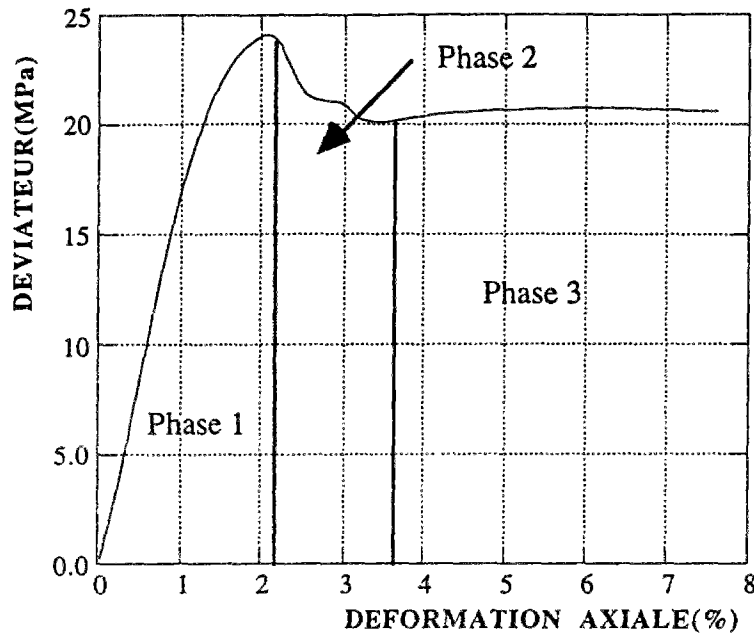


Figure 1.13. Courbe d'essai triaxial : Toarcien-Domérien (P=15 MPa).

Au cours de cette phase 2, il y a localisation des déformations et l'échantillon subit une rupture macroscopique. Le mode de rupture dépend également de la valeur de la pression de confinement, cette dépendance est similaire à celle donnée par [Santarelli&Brown, 1987] pour les sables ou les dolomites. Pour de faibles valeurs de la pression de confinement (P=0 ou 1 MPa), la rupture macroscopique se fait dans l'axe de l'échantillon, alors que pour de grandes valeurs du confinement (15 MPa ou 20 MPa), on observe des bandes de cisaillement.

Dans la phase 3, dès que le déviateur atteint une valeur résiduelle de 7 MPa pour le Callovo-Oxfordien et de 6 MPa pour le Toarcien-Domérien (figures 1.10 et 1.11), la localisation des déformations se poursuit et le déviateur des contraintes reste à sa valeur résiduelle. Pendant cette phase, l'échantillon perd son homogénéité et sa symétrie à l'échelle du laboratoire.

### 1.3.2 Essais Cycliques

Les figures 1.14 et 1.15 nous montrent l'évolution du déviateur en fonction de la déformation axiale pour deux essais cycliques effectués sur des échantillons du Callovo-Oxfordien et du Toarcien-Domérien. Ces deux essais sont effectués à une pression de confinement de 10 MPa, la procédure expérimentale a été décrite dans les paragraphes précédents.

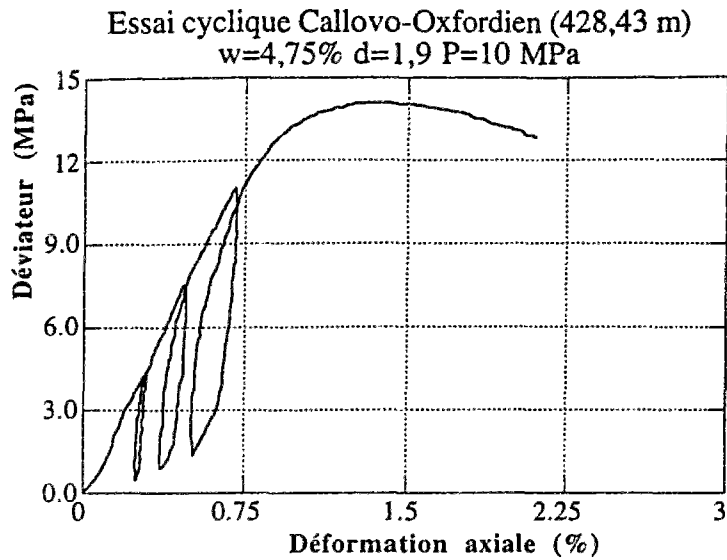


Figure 1.14a. Essai cyclique (428,43 mètres)

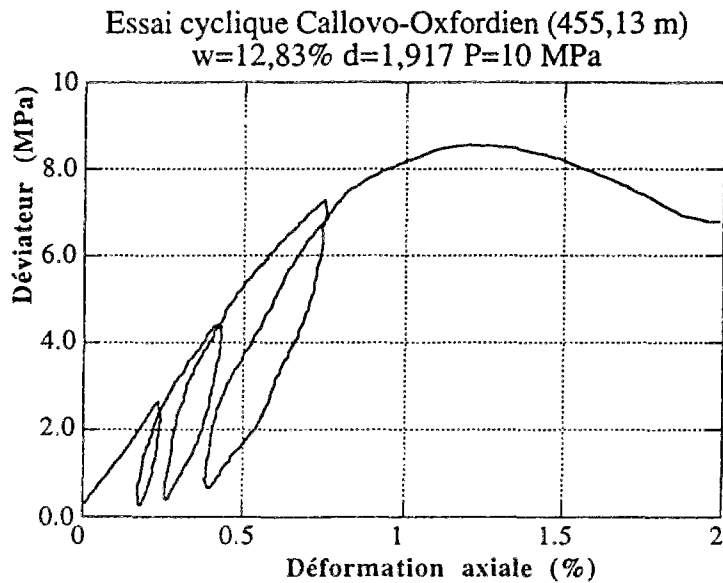


Figure 1.14b. Essai cyclique (455,13 mètres)

On constate que les valeurs du déviateur maximal au cours des essais cycliques est inférieure à celles obtenues lors des essais d'écroutissage simple (figure 1.12 et 1.13), qui pourtant sont réalisés avec le même confinement. Cette différence peut s'expliquer par la valeur de la densité naturelle des échantillons : elle est de 1,9 pour les échantillons utilisés au cours des essais cycliques, et de 2,2 pour ceux utilisés pour les essais d'écroutissage.



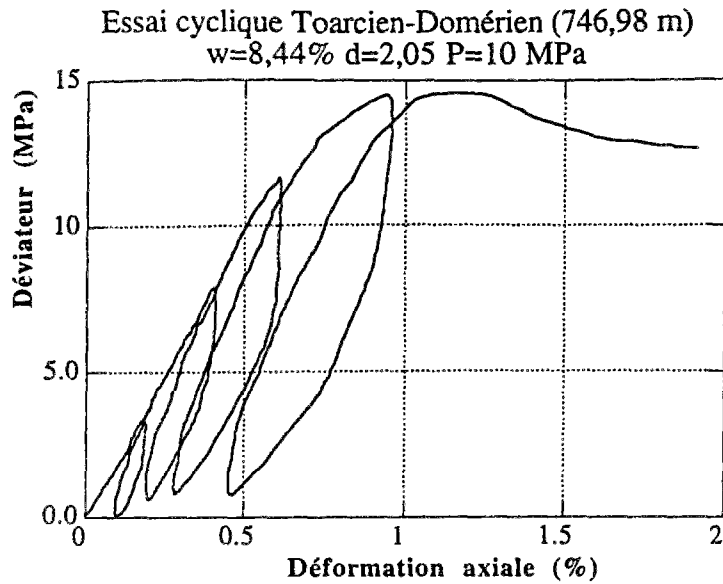


Figure 1.15a. Essai cyclique (746,98 mètres)

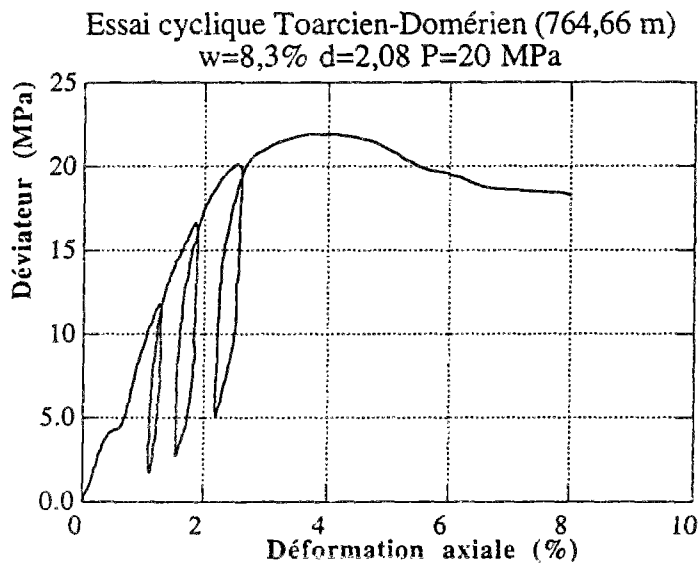


Figure 1.15b. Essai cyclique (764,66 mètres)

Les résultats de ces quatre essais cycliques sont très remarquables. Après la première décharge, quelle que soit la valeur du déviateur des contraintes au moment de cette décharge, l'état de la déformation initiale n'est jamais retrouvé. Des déformations irréversibles apparaissent donc dès l'application du moindre déviateur de contrainte. Ce comportement est observé même pour de très petites valeurs de la déformation axiale (moins de 0,3%). Après la phase de décharge, si la valeur du déviateur est maintenue nulle, la déformation axiale n'évolue plus. Il y a de ce fait apparition des déformations irréversibles pour de très faibles valeurs du déviateur ou de la déformation axiale.

Notons une fois de plus que ces deux figures représentent qualitativement tous les résultats d'essais cycliques effectués sur les échantillons des argiles de l'Aisne.

D'une manière générale, le nombre de cycles charge-décharge au cours des essais cycliques varie de 2 à 6. La figure 1.16a nous montre un essai avec deux cycles.

Pour des échantillons qui présentent une teneur en eau assez élevée (figure 1.14b et 1.16b), le déviateur maximal est plus faible. En effet, plus la teneur en eau est élevée, plus le déviateur maximal est faible comme on l'a déjà remarqué.

Essai avec 2 cycles de charge-décharge Callovo-Oxfordien (399,735 m)  
 $P=10 \text{ MPa}$  ;  $w=13,15\%$  ;  $d=2,04$

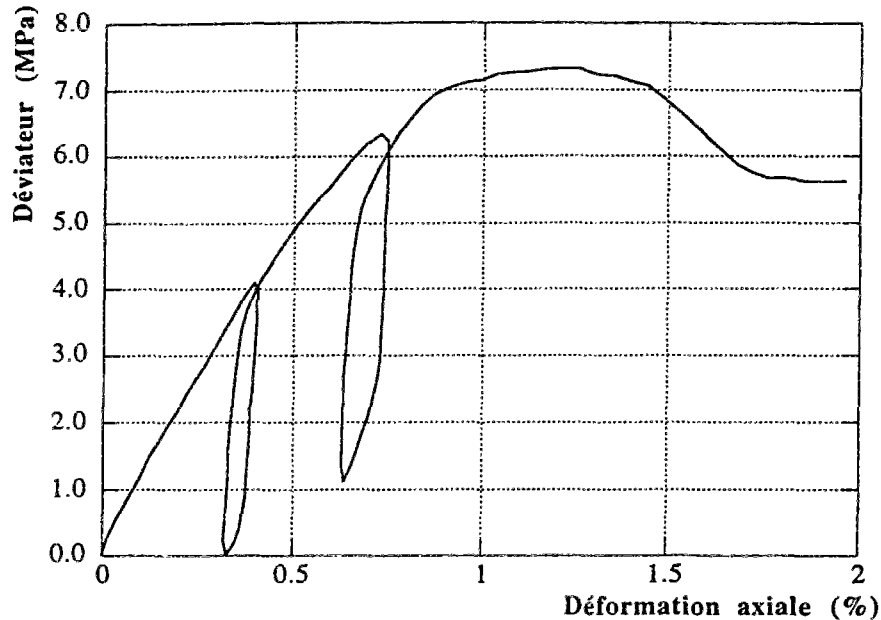


Figure 1.16a. Essai avec deux cycles.

Des essais Brésiliens ont également été réalisés. La grandeur essentielle qui caractérise cet essai est la résistance à la traction de la roche. Ces essais montrent d'une manière générale, que cette résistance est faible comme pour les roches en général; pour le Callovo-Oxfordien, sa valeur moyenne est de 0,6 MPa pour les échantillons ayant un taux de  $\text{CaCO}_3$  inférieur à 50%, et 1,7 MPa pour ceux avec un taux supérieur à 50%. Le Toarcien-Domérien qui a un taux de carbonate faible a une résistance à la traction de l'ordre de 0,7 MPa.

#### Influence du confinement.

Les figures 1.17 et 1.18 nous montrent les résultats de quelques essais qui ont été réalisés à différents confinements. Ces courbes sont représentatives de tous les échantillons du Callovo-Oxfordien et du Toarcien-Domérien.

L'analyse de ces deux courbes nous permet de montrer l'influence de la contrainte moyenne sur la valeur du déviateur maximal. Nous observons que suivant la gamme de confinement considérée, le déviateur varie de manière plus ou moins significative.

De façon générale, pour des valeurs de confinement supérieures à 10 MPa, le déviateur maximal est pratiquement constant quand le confinement augmente. Dans cette gamme de contrainte moyenne (qui correspond sensiblement aux conditions in-situ), le critère de rupture s'apparente à un critère de type Tresca.

Dans la gamme de confinement inférieure à 5 MPa par contre, quand le confinement augmente, la valeur du déviateur maximal augmente également, et très

significativement. Dans cette gamme de confinement, le critère de rupture sera plutôt de type Coulomb.

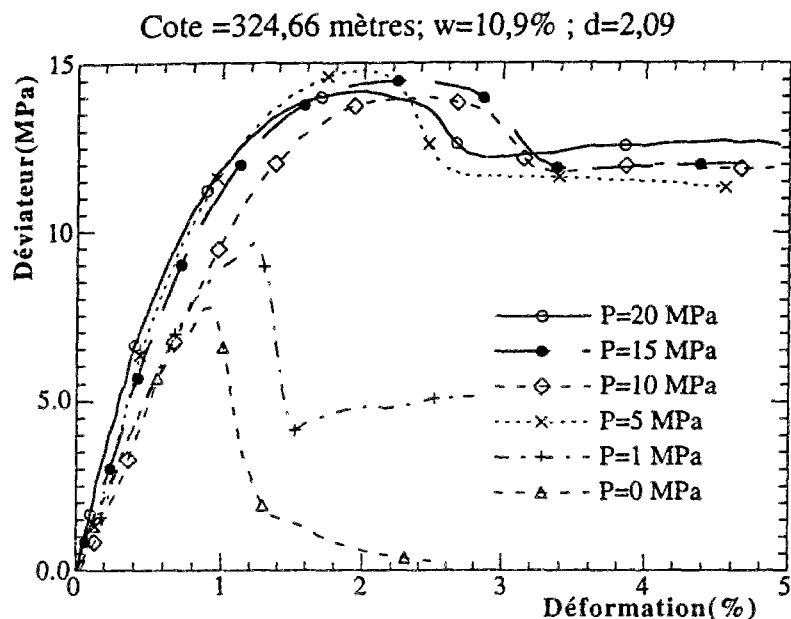


Figure 1.17. Essais à différents confinements (Callovo-Oxfordien)

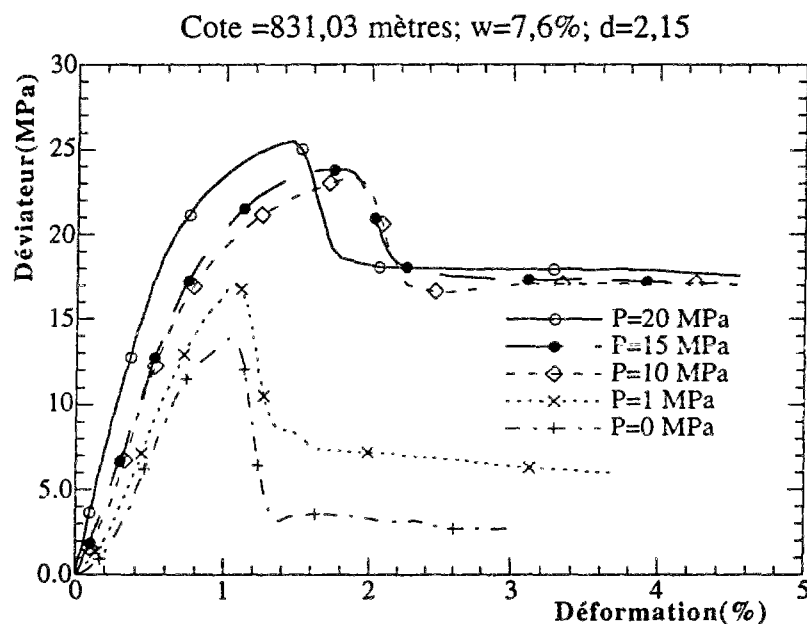


Figure 1.18. Essais à différents confinements (Toarcien-Domérien)

### Conclusions sur les essais à court terme

L'analyse des essais d'écroutissage simple à vitesse de déformation constante et des essais cycliques met en évidence différents phénomènes.

-Les déformations de ces matériaux sont irréversibles dès le début du chargement déviatorique, et le déviateur des contraintes augmente au cours des cycles de chargement. Ce résultat pourra être interprété plus loin par un écrouissage positif de ces matériaux.

-Dans la gamme de confinement qui représente le mieux les conditions in-situ ( $P$  supérieur à 10 MPa), le déviateur maximal ne varie pas quand le confinement augmente. Le critère de rupture correspondant est alors de type Tresca.

-Pour des valeurs de confinement faible (inférieures à 5 MPa), le déviateur croît de façon sensible quand le confinement augmente. Dans cette gamme de confinement, le critère de rupture correspondant est de type Coulomb. Dans cette gamme de confinement, la chute du déviateur après le pic peut se traduire par un radoucissement du matériaux (voir plus loin).

## 1.4 RESULTATS DES ESSAIS POUR L'ETUDE DU COMPORTEMENT A LONG TERME

### 1.4.1 Essais à différentes vitesses de déformation

Les figures 1.19a et 1.19b nous montrent la courbe de variation du déviateur des contraintes en fonction de la déformation axiale des essais réalisés à différentes vitesses de déformation variant de 2mm/min à 0,0006mm/min.

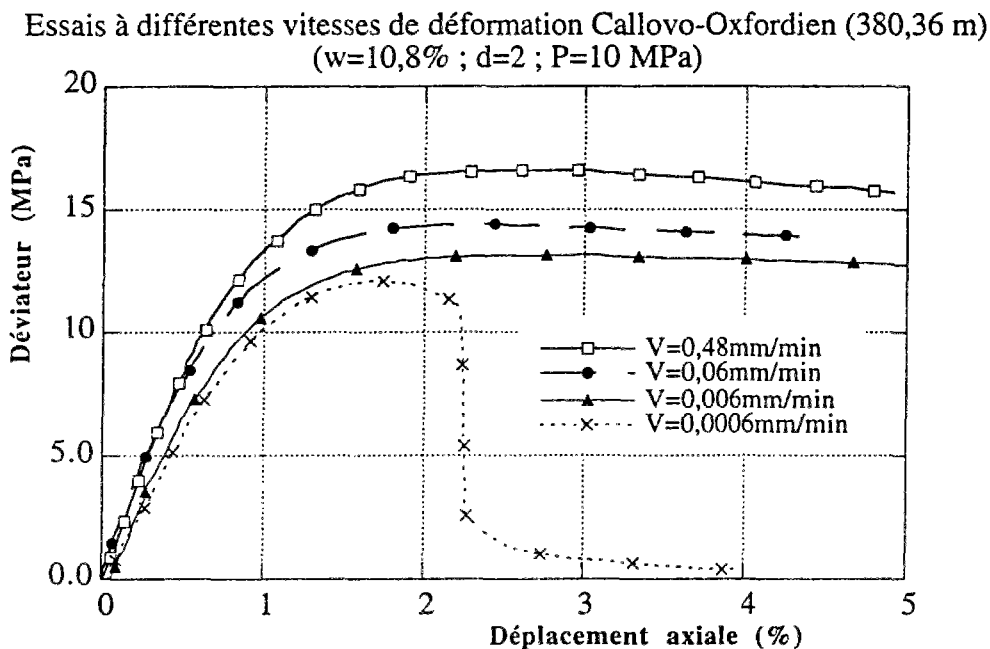


Figure 1.19a. Essais à différentes vitesses de déformation (380,48 m)

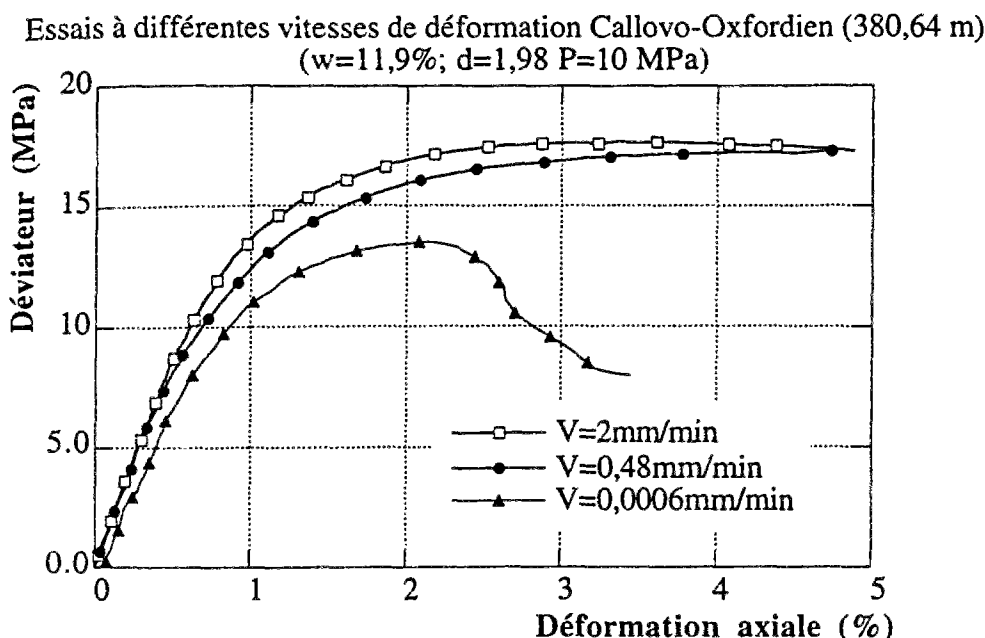


Figure 1.19b. Essais à différentes vitesses de déformation (380,64 m)

Sur ces figures, la mise en évidence de l'influence de la vitesse de déformation sur l'évolution du déviateur des contraintes est très clairement illustrée : plus la vitesse de déformation est élevée, plus la valeur du déviateur est grande, pour une même valeur de la déformation axiale. Ce premier phénomène traduit l'influence de la vitesse de déformation sur l'évolution des contraintes sur les échantillons des argiles de l'Aisne. La viscosité dans le comportement de ses matériaux est donc clairement démontrée par ces deux figures (1.19a et 1.19b). En effet, les essais étant réalisés en conditions non-drainés, ces phénomènes ne peuvent pas être dus à l'écoulement de l'eau interstitielle (viscosité intrinsèque).

#### 1.4.2 Essais de fluage

Nous présentons dans ce paragraphe les principaux résultats d'essais de fluage par paliers qui ont été effectués. Les figures 1.20a , 1.20b et 1.20b nous montrent l'évolution de la déformation axiale en fonction du temps au cours de trois essais de fluage par paliers.

On remarque (figures 1.20a et 1.20b) qu'il existe un seuil de déviateur en dessous duquel il n'y a pas de fluage. Sur ces figures, à 7 MPa de déviateur, le matériau ne flue pas. Sur la figure 1.20a on remarque que plus le palier du déviateur est grand, plus le fluage est important. Par ailleurs, on constate que le fluage dépend fortement du taux de carbonate comme on peut le voir sur la figure 1.20c où l'échantillon à un taux de carbonate de 1,6% seulement.

Sur les figures 1.21a et 1.21b nous avons les résultats de deux essais de fluage sur un seul palier du déviateur. Sur la figure 1.21a par exemple, on observe les trois phases usuelles d'un essai de fluage : une phase de fluage primaire, une phase de fluage secondaire, et une phase de fluage tertiaire. Sur la figure 1.21b, on observe essentiellement du fluage secondaire.

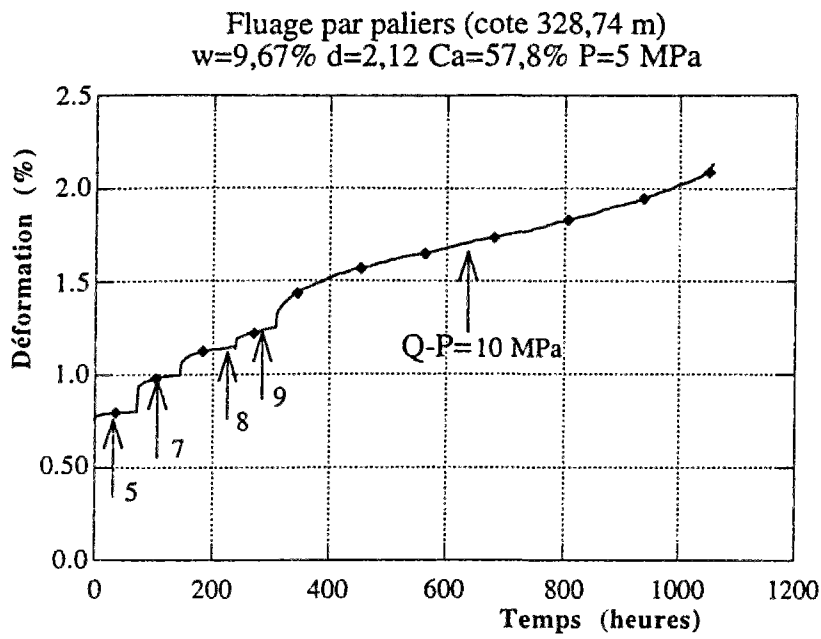


Figure 1.20a Fluage par palier (5 paliers)

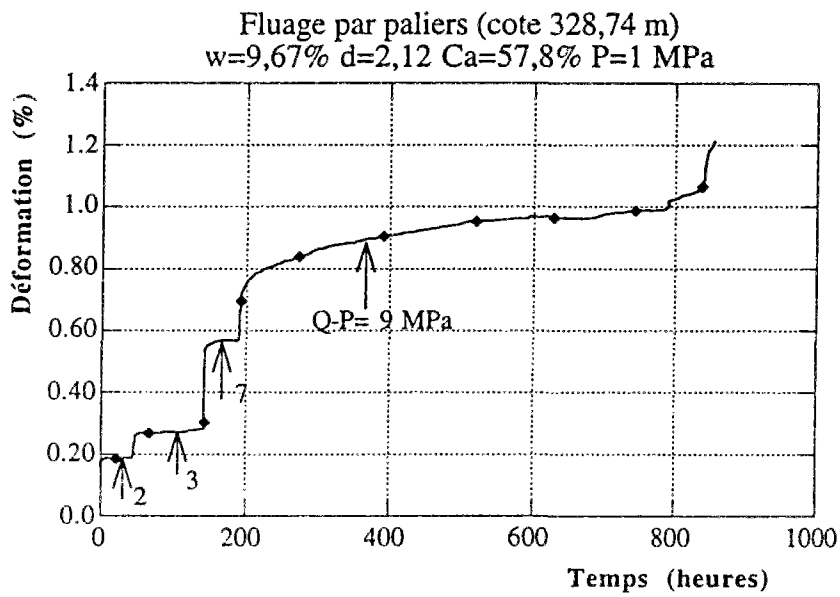


Figure 1.20b Fluage par paliers (4 paliers).

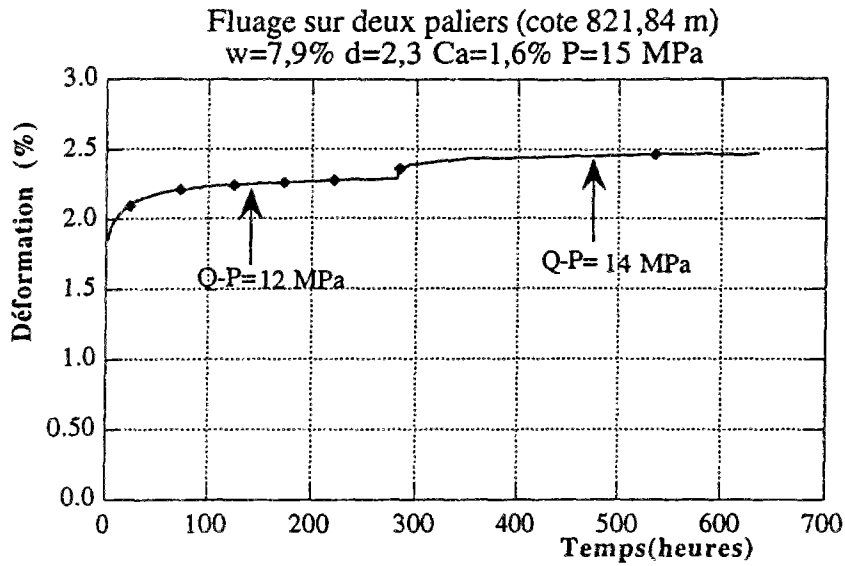


Figure 1.20c Fluage par paliers (2 paliers)

Les figures 1.20 (a,b,c) mettent en évidence plusieurs caractéristiques générales du comportement différé non drainé :

- Il y a une évolution de la déformation au cours du temps pour une contrainte constante qui est très visible, les déformations observées au cours d'un palier de contrainte sont sensiblement du même ordre de grandeur que celles observées instantanément au cours d'un changement brusque de palier, le fluage est donc significatif,
- la rupture survient pour des déformations comprises entre 1 et 2%, cest-à-dire analogues aux déformations de rupture à court terme,
- Il existe un seuil de déviateur en deçà duquel, le fluage se stabilise (pas de fluage secondaire ou tertiaire).

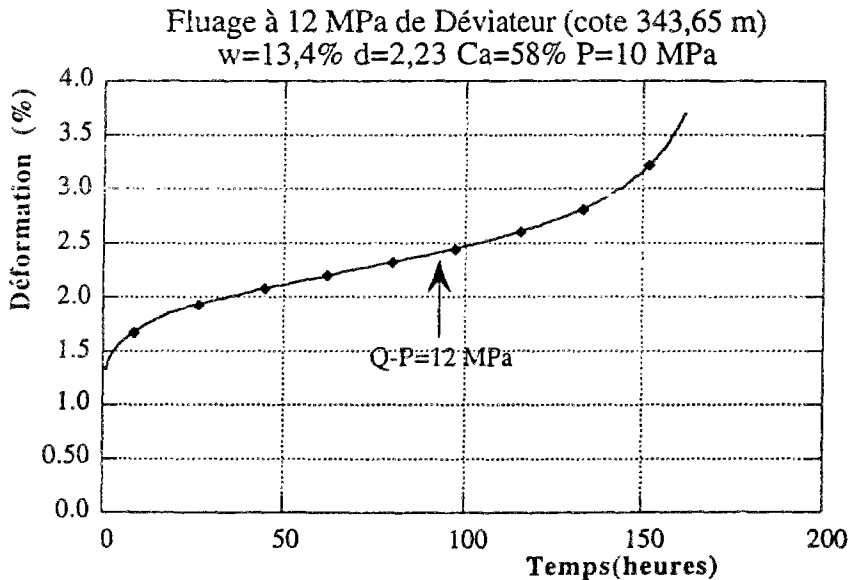


Figure 1.21a Fluage sur un palier (343,65 m)

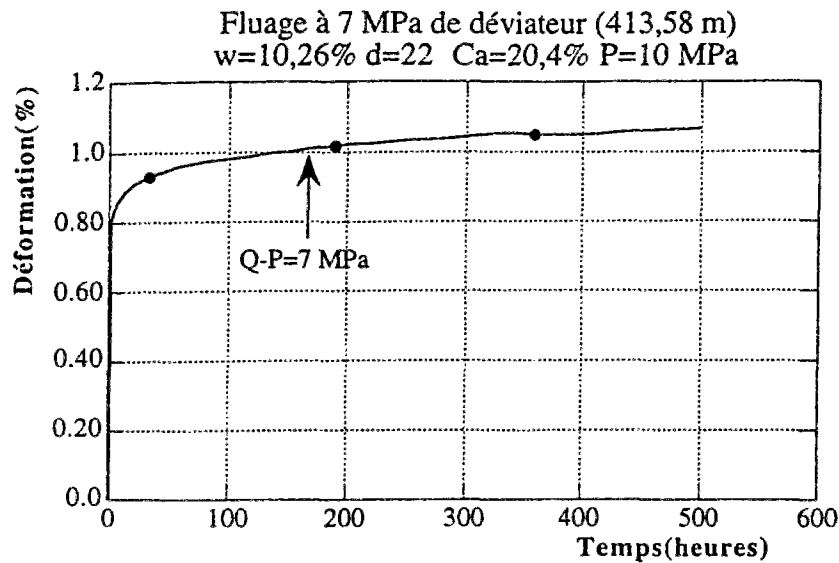


Figure 1.21b Fluage sur un palier (413,58 m)

La différence entre les courbes 1.21a et 1.21b s'explique par le taux de carbonate relativement fort de la courbe 1.21. En effet, pour ces matériaux, on montre que plus le taux de carbonate est élevé, plus le fluage est important [Rousset, 1992].

Une analyse de l'influence du confinement sur le fluage de ces matériaux, montre que les courbes de fluage ne sont pas significativement influencées par la valeur du confinement, comme on le voit par exemple sur la figure 1.22. Sur cette figure, où les deux essais ont été réalisés sur le même matériau à 2 pressions de confinement différentes ( $P=5$  MPa et  $P=10$  MPa) pour deux paliers du déviateur identiques ( $Q-P=6$  et  $Q-P=8$  MPa), bien que le changement de palier ne soit pas intervenu après le même nombre d'heures, à une translation près dans le temps, les deux courbes sont sensiblement identiques. Cette remarque nous permet en première analyse de dire que l'effet de la contrainte moyenne sur le comportement à long terme peut être négligé.

Quelques essais ont également été effectués pour la comparaison entre le fluage drainé et non-drainé. Le résultat de cette comparaison est illustré sur la figure 1.23, où deux essais qui ont duré plus de 6000 heures chacun sont présentés. D'une façon générale, le comportement de fluage drainé est peu différent du comportement de fluage non-drainé; la part de la déformation différée due à la dissipation de l'eau interstitielle ("consolidation") peut être au maximum équivalente à celle due au fluage de l'argile (teneur en eau supérieure à 12%) et au minimum être négligée devant celle du squelette de l'argile.

Ce résultat important justifie en partie l'approche monophasique adoptée dans ce mémoire pour interpréter le comportement des argiles raides.



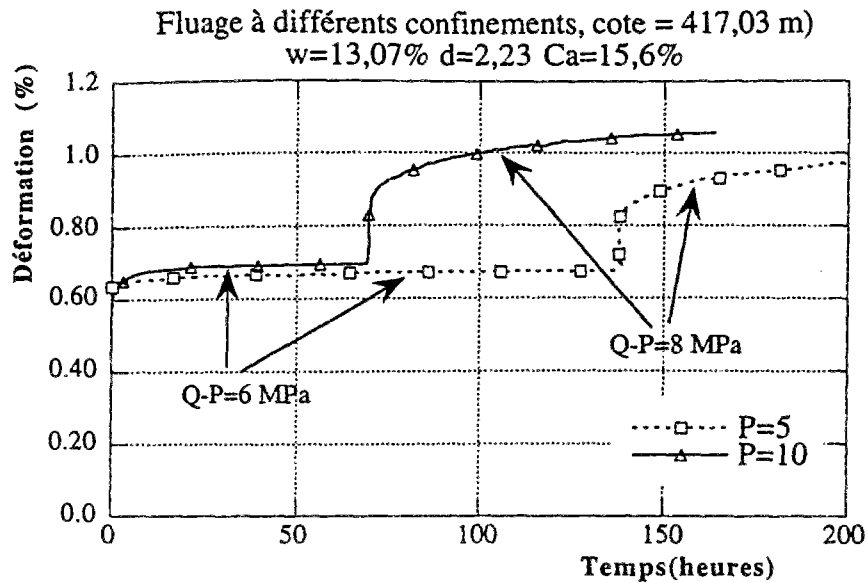


Figure 1.22 Influence du confinement sur le fluage

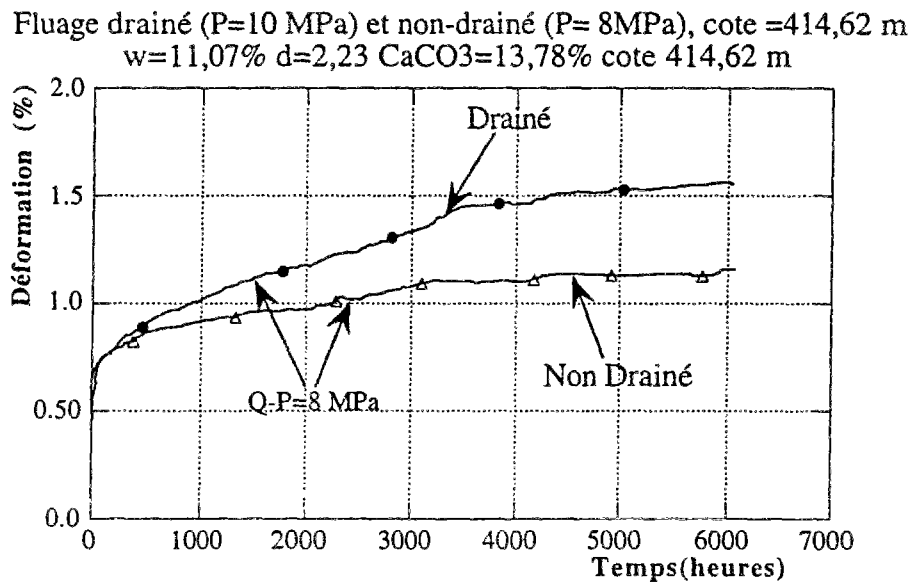


Figure 1.23. Influence du drainage sur le fluage

### 1.4.3 Relaxation

La figure 1.24 nous montre l'évolution du déviateur des contraintes en fonction du temps au cours d'un essai de relaxation sur un échantillon du Callovo-Oxfordien. Cet essai de relaxation met également en évidence l'importance des phénomènes visqueux sur le comportement à long terme des échantillons de l'argile de l'Aisne. On note surtout une relaxation des contraintes d'autant plus forte que la déformation imposée est élevée.

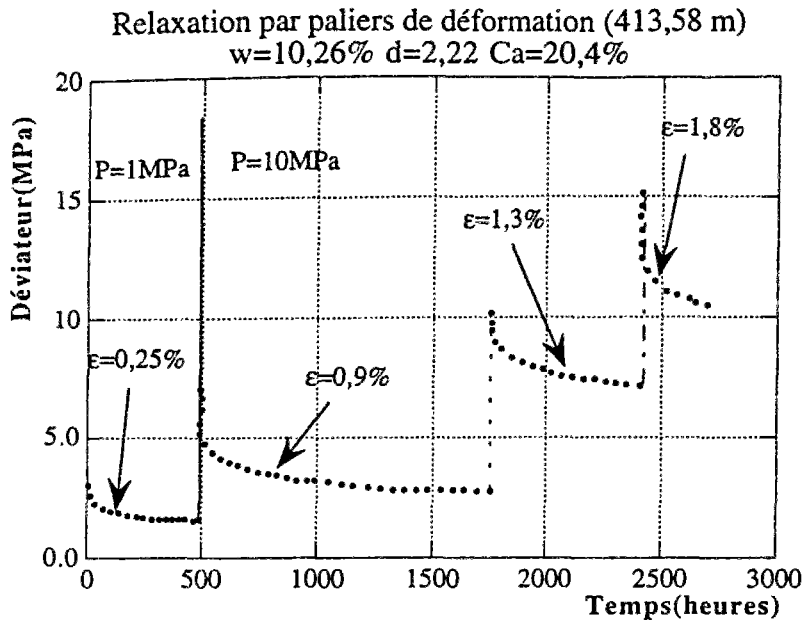


Figure 1.24 Essai de relaxation

Au cours de l'essai de relaxation, nous avons utilisé deux valeurs pour la pression de confinement. Le premier palier de déformation (0,25%) est réalisé sous 1 MPa de confinement, ensuite les paliers suivants sont effectués avec 10 MPa de confinement. Cependant, il n'y a pas de différence significative sur l'évolution du déviateur.

### 1.5 DEVIATEUR MAXIMAL À LONG TERME ET À COURT TERME

Le déviateur maximal est un paramètre important dont la valeur permet de quantifier les cohésions à court terme et à long terme. Les figures 1.25 (a et b), 1.26 (a et b) nous donnent pour une certaine série argileuse (cote 746,67m) les valeurs comparées de ce paramètre (long terme et court terme) obtenues au cours des essais d'écroutissage et de fluage par paliers.

D'après les figures 1.25a et 1.25b, la valeur du déviateur maximal est de 26 MPa à court terme et, pour le même matériau (même cote donc même paramètres physiques), à 17 MPa de déviateur, le fluage secondaire conduit à la rupture. Pour les figures 1.26a et 1.26b qui correspondent à une autre série (cote 821,89 m), ces valeurs sont respectivement de 23 MPa et 17 MPa.

Ces observations traduisent quantitativement le fait que dans les argiles raides, la cohésion à court terme est supérieure à celle à long terme. Le rapport entre ces deux cohésions est varié entre 1,2 et 2.

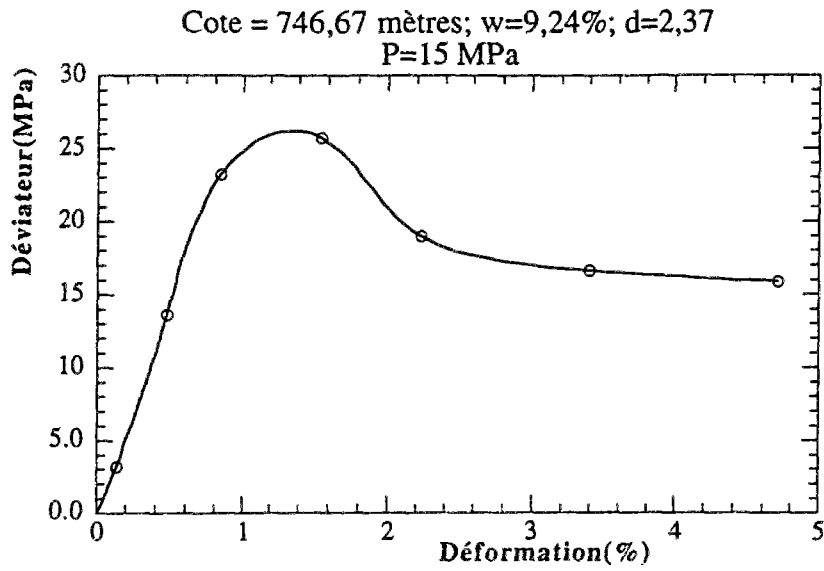


Figure 1.25a. Ecouissage (746,67 m).

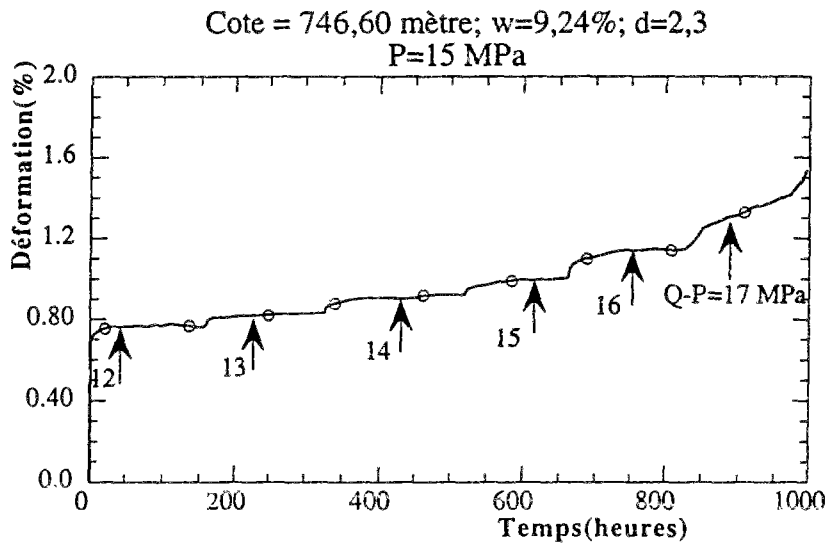


Figure 1.25b. Fluage par palier (746,67 m).

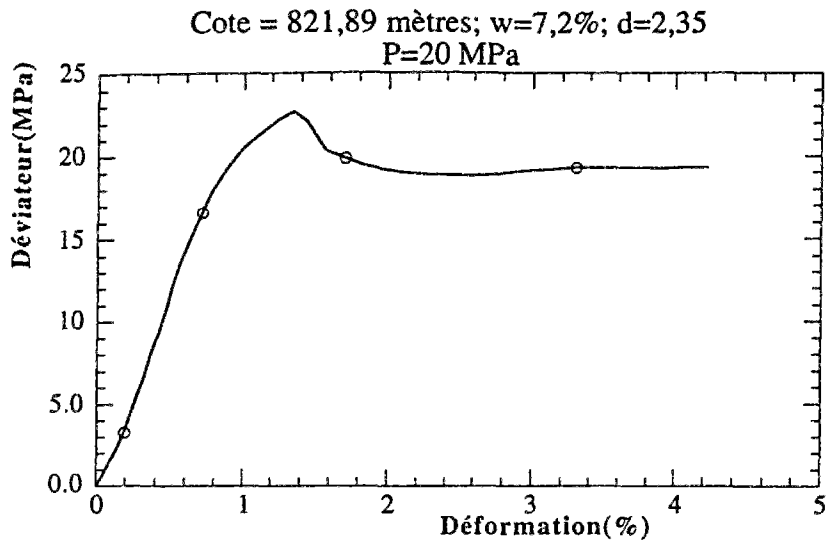


Figure 1.26a Ecrouissage (821,89 m).

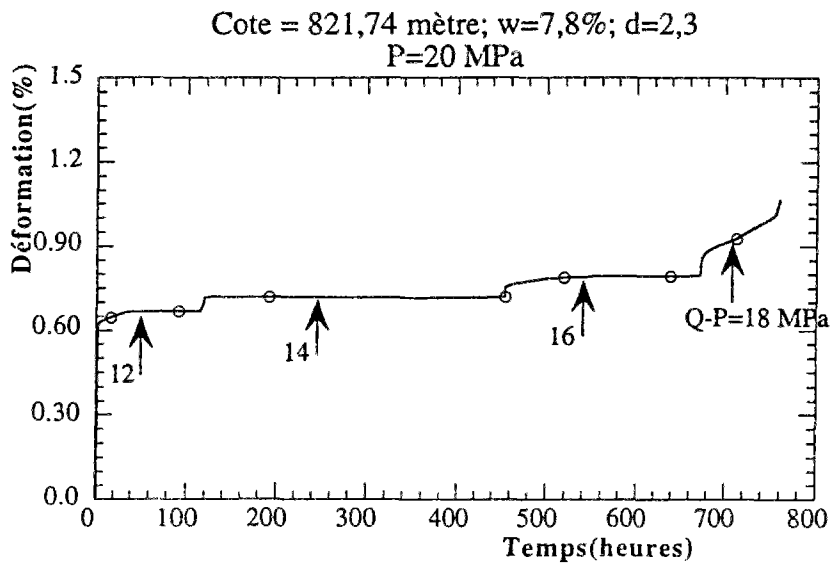


Figure 1.26b. Fluage par palier (821,89 m).

## CONCLUSION

Un vaste programme d'essais de laboratoire a été réalisé pour caractériser le comportement mécanique des argiles de l'Aisne. Nous avons présenté ici les résultats les plus significatifs; en tout plus d'un millier d'essais ont été réalisés au cours de ce programme expérimental. Quelques résultats supplémentaires sont présentés en Annexe 1.

L'analyse qualitative des résultats de ces essais montre que les déformations irréversibles apparaissent même pour des faibles valeurs du déviateur des contraintes. L'influence de la vitesse de déformation sur l'évolution des contraintes a été clairement illustrée dans ce chapitre. Les essais à long terme réalisés au cours de ce mémoire,

montrent également au cours du temps, un fluage important du matériau. Le fluage n'est pas influencé par la contrainte moyenne, de même qu'il y a peu de différence entre le fluage non-drainé et drainé. Nous supposons donc par la suite que le milieu est monophasique.

Ces matériaux présentent cependant une grande dispersion par rapport aux caractéristiques physiques. Des études effectuées par [Rousset, 1992] [ Hou&Wong, 1993] montrent que pour des modèles de comportement de type élastoplastique, les paramètres du modèle dépendent des caractéristiques physiques (teneur en eau, taux de carbonate, etc...). Cependant dans la suite de ce mémoire nous accorderons moins d'importance à cet aspect.

La suite de cette partie est consacrée à l'interprétation et à la modélisation dans le cadre d'un milieu monophasique des résultats des essais de laboratoire que nous avons présentés.

## Chapitre 2

### **INTERPRÉTATION DES ESSAIS ET MODÉLISATION DU COMPORTEMENT VISCOPLASTIQUE AVEC RUPTURE DES ARGILES RAIDES**

---

Dans le chapitre 1, nous avons vu les différents aspects qui caractérisent le comportement mécanique des argiles raides de l'Aisne.

1) A court terme, les essais cycliques montrent qu'après une décharge, on ne revient jamais à la déformation nulle initiale. Ce résultat est vrai même pour de faibles valeurs de la déformation (de l'ordre de 1%). De plus, si après décharge on maintient le déviateur nul, la déformation n'évolue pas : le phénomène décrit ne relève donc pas de la viscoélasticité car il n'est pas réversible. Autrement dit, les déformations même petites sont essentiellement irréversibles. En résumé, la plasticité du matériau doit être prise en compte.

2) A long terme, les argiles raides présentent un comportement visqueux très marqué. Sous charge constante et en condition non drainée, les déformations évoluent (essais de fluage). Sous déformation constante, le déviateur diminue avant de se stabiliser à une valeur non nulle (relaxation). Les déformations différées sont aussi essentiellement irréversibles. Le caractère viscoplastique du comportement de ces argiles doit donc également être pris en compte.

3) Neanmoins, si le déviateur des contraintes est inférieur à un seuil donné, le fluage conduit à la stabilisation des déformations. Il existe donc un seuil viscoplastique non nul.

4) Nous avons également vu qu'au cours d'un essai triaxial à vitesse de déformation constante, même dans le cas d'une vitesse de chargement très grande (supérieure à 2mm/min), le déviateur ne peut pas dépasser un certain seuil appelé seuil de rupture. Après ce seuil, le déviateur diminue progressivement au fur et à mesure que la déformation évolue. De même pour un seuil de déviateur élevé, il y a rupture au cours du fluage. La rupture macroscopique au cours des essais devra être considérée.

Un modèle de comportement pour ces matériaux doit nécessairement prendre en compte les deux aspects précédents, en y intégrant la rupture (plasticité) et le comportement différé (viscoplasticité). C'est ce que nous allons essayer de réaliser grâce à l'interprétation des essais et la présentation du modèle rhéologique viscoplastique avec rupture.

Ce chapitre est divisé en trois parties :

-dans la première partie, nous présentons le modèle rhéologique viscoplastique avec rupture, en commençant par le cas unidimensionnel avant de le généraliser au cas tridimensionnel

-dans la deuxième et la troisième partie, nous déterminons les paramètres moyens du comportement instantané et différé sur la base de certains essais réalisés dont une synthèse a été donnée dans le chapitre 1.

## 2.1 MODÈLE VISCOPLASTIQUE AVEC RUPTURE

Les argiles raides sont généralement des milieux poreux, très souvent saturés. Pour celles de l'Aisne, les mesures effectuées [Rousset, 1989] montrent que la valeur moyenne du degré de saturation est de 95% pour l'horizon Callovo-Oxfordien, et 80% pour le Toarcien-Domérien. En toute généralité, les lois de comportement devraient donc être choisies dans le cadre de la théorie des milieux poreux [Coussy, 1991]. Cette approche pour ces matériaux reste difficile en raison de la multiplicité des phénomènes expérimentaux à prendre en compte comme nous venons de le souligner (plasticité, fluage, rupture...). De plus, nous nous intéressons dans ce travail aux argiles raides, c'est-à-dire des argiles peu poreuses, de porosité inférieure à 20% (chapitre 1). Ainsi, en conditions isothermes, le rôle joué par l'eau dans le comportement mécanique instantané ou à long terme de ces argiles peut être considéré comme secondaire (chapitre 1 sur la comparaison entre le fluage drainé et non-drainé).

La complexité d'un modèle à retenir pour le calcul des structures dépend très fortement de la nature de la structure étudiée, ainsi que des phénomènes auxquels on s'intéresse en priorité (stabilité, comportement à long terme, ...). Dans le cas des argiles raides, on s'intéresse aux ouvrages souterrains qui, réalisés dans ces matériaux, présentent des effets différés se traduisant par l'augmentation de la convergence et de la pression de soutènement au cours du temps [Bernaud&Rousset, 1993].

### 2.1.1 Modèle rhéologique unidimensionnel

Les essais de compréhension réalisés (triaxiaux à vitesse imposée, fluage, relaxation) et l'analyse de ceux-ci, nous ont conduit à identifier le comportement de ces matériaux qui est :

- élastoplastique à court terme (avec rupture et radoucissement)
- viscoplastique à long terme.

Par souci de simplicité, afin de prendre en compte les deux aspects essentiels du comportement précédemment décrit, nous choisissons comme [Rousset&Nguyen, 1987] de décomposer le modèle rhéologique unidimensionnel en deux groupes indépendants placés en série soit :

- un groupe élastoplastique schématisé par le modèle de Saint-Venant constitué d'un ressort en série avec un patin plastique pour rendre compte du comportement instantané,
- un groupe viscoplastique schématisé par le modèle de Bingham constitué d'un patin monté en parallèle avec un amortisseur linéaire pour rendre compte du comportement viscoplastique

La figure 2.1 nous montre la schématisation de l'ensemble du modèle.

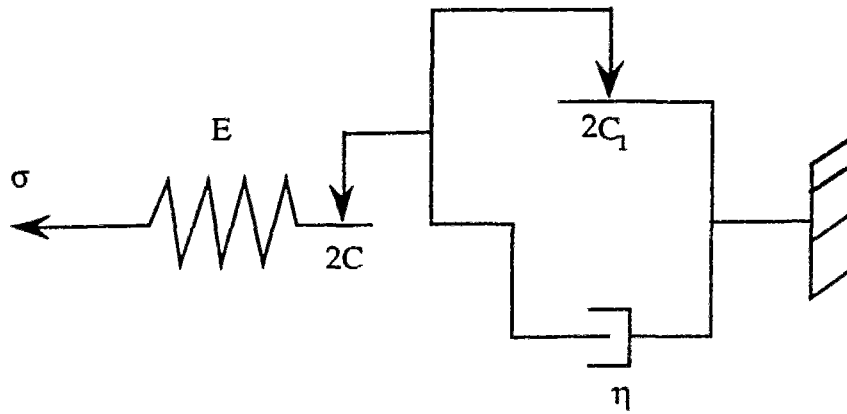


Figure 2.1 Modèle rhéologique unidimensionnel

### 1) Plasticité et viscoplasticité parfaite

Dans le cas le plus simple où il n'y a pas d'écrouissage, où la viscosité est linéaire et compte tenu des hypothèses d'homogénéité et d'isotropie, le modèle 1D a un nombre minimal de paramètres, quatre exactement :

- le module d'Young  $E$
- la viscosité  $\eta$
- les deux cohésions  $C$  et  $C_1$  (avec  $C_1 < C$ )

La réponse du modèle à une sollicitation à vitesse constante  $\dot{\epsilon} = \text{cste}$  est illustrée sur la figure 2.2.

Pour des vitesses de sollicitation importantes ( $\dot{\epsilon} \rightarrow \infty$  cas 1 et 2), la contrainte augmente rapidement jusqu'à la valeur à la rupture  $2C$  et reste constante. Pour des valeurs modérées (cas 3) ou faibles, le seuil de rupture n'est jamais atteint, l'effort  $\sigma$  évolue asymptotiquement vers une valeur comprise entre  $2C$  et  $2C_1$ . Dans le cas particulier où la vitesse est nulle (cas 4), on obtient la réponse parfaitement plastique de seuil  $2C_1$ . Ainsi le modèle rend bien compte des phénomènes expérimentaux observés lors des essais à différentes vitesses de déformation présentés dans le précédent chapitre.

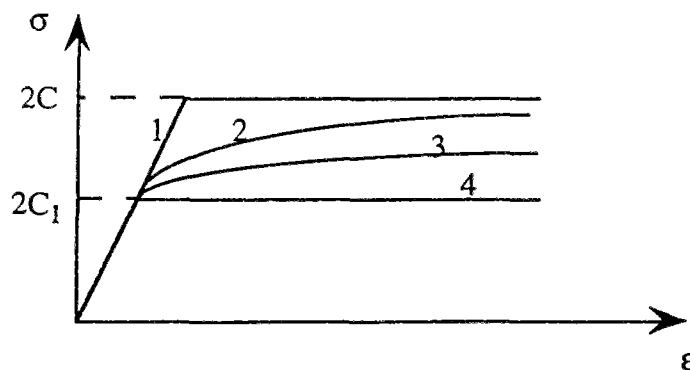


Figure 2.2. Réponse du modèle à une sollicitation à vitesse constante



## 2) Écrouissage

On peut rendre compte de la chute du déviateur après le pic (rupture fragile) observée en laboratoire par un écrouissage isotrope et négatif au niveau du patin plastique (figure 2.3). Le plus simple est de considérer que la cohésion à court terme varie linéairement de  $C$  à  $C_0$  en fonction d'une déformation plastique moyenne à préciser. On rajoute ainsi trois paramètres au modèle unidimensionnel :  $C_0$  et deux valeurs de la déformation.

Le cas où  $C_0$  est plus petit que  $C_1$ , c'est-à-dire où la résistance mécanique à court terme après rupture est plus faible que la résistance mécanique à long terme a été étudié finement par [Rousset&Nguyen, 1987].

Par ailleurs, on peut modéliser l'apparition des déformations irréversibles dès le début du chargement et l'augmentation du déviateur des contraintes au cours des cycles de charge-décharge (phénomènes observés expérimentalement) par un écrouissage positif.

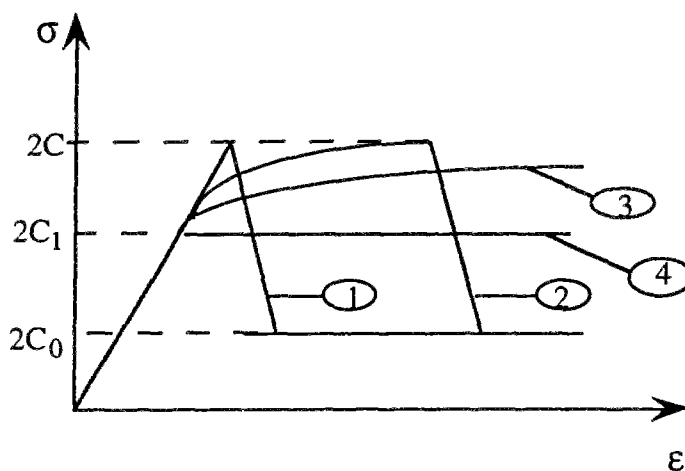


Figure 2.3 Réponse du modèle 1D avec écrouissage isotrope négatif.

### 2.1.2 Généralisation au cas tridimensionnel

Le modèle rhéologique précédent sans écrouissage, formé d'un ressort, de deux patins et d'un amortisseur est une image qui a deux vertus :

- elle explique les comportements complexes observés sur les argiles raides (irréversibilité des déformations instantanées et différées),
- elle respecte les principes de la thermodynamique (existence des potentiels, ...) [Mandel, 1978].

Le modèle rhéologique nous sert comme support pour la généralisation au cas tridimensionnel. Il s'agit de définir un ensemble d'équations cohérentes, s'interprétant de façon satisfaisante dans le cadre de la thermodynamique des processus irréversibles, et qui permet de résoudre le problème d'évolution. Sur la base de ces équations on peut alors construire un algorithme de calcul par éléments finis (deuxième partie).

La représentation du modèle nous permet dans le cas tridimensionnel de décomposer le tenseur des déformations sous la forme suivante :

$\underline{\underline{\varepsilon}} = \underline{\underline{\varepsilon}}^e + \underline{\underline{\varepsilon}}^p + \underline{\underline{\varepsilon}}^{vp}$  avec :

$\underline{\underline{\varepsilon}}^e$  tenseur des déformations élastiques

$\underline{\underline{\varepsilon}}^p$  tenseur des déformations plastiques (rupture)

$\underline{\underline{\varepsilon}}^{vp}$  tenseur des déformations viscoplastiques (long terme)

Cette décomposition permet de rendre compte des déformations instantanées (élastique et plastique) pendant la mise en charge, en même temps que les déformations différées pendant le fluage.

La partition du tenseur de déformation sous la forme précédente est proposée par [Lemaître&Chaboche, 1988], pour modéliser le couplage entre la plasticité et la viscoplasticité et qui rend compte pour un acier des déformations rapides pendant la mise en charge, en même temps que des déformations lentes pendant le fluage. Les déformations plastique et viscoplastique obéissant à des lois plastique et viscoplastique classique. Par ailleurs, ces auteurs montrent dans le cadre des matériaux standards généralisés [Halphen&Nguyen Quoc, 1975], que cette décomposition s'interprète de façon satisfaisante dans le cadre de la thermodynamique.

[Brunh&Rott, 1994], proposent également un modèle viscoplastique pour décrire le comportement de certains aciers à haute température, dans lequel la même décomposition apparaît. La contrainte totale est la somme d'une contrainte interne et d'une contrainte visqueuse. Pour ces auteurs, l'évolution des déformations plastiques est régie par un écrouissage cinématique et un écrouissage isotrope.

[Borja&Kavazanjian, 1985] proposent une décomposition similaire pour représenter le comportement de certaines argiles de surfaces; dans ce modèle, la partie dépendant du temps du tenseur des déformations est également décomposée en une partie volumique pour décrire le fluage primaire et une partie déviatorique pour le fluage secondaire.

Dans cette partie, nous nous proposons d'interpréter cette décomposition du tenseur des déformations totales, sur la base des essais du chapitre 1 et des critères de rupture (plasticité) en condition non-drainée, ainsi que les critères de viscoplasticité en condition non-drainée. Dans toute la suite  $\underline{\underline{\sigma}}$  désigne le tenseur des contraintes.

## 2.2 PARAMÈTRES DU COMPORTEMENT A COURT TERME

Dans l'hypothèse d'isotropie, ce que nous supposons pour ces matériaux, le comportement élastique est caractérisé par deux paramètres : le module d'Young E, et le coefficient de Poisson  $\nu$ . En effet, la loi de comportement élastique s'écrit :

$$\underline{\underline{\varepsilon}}^e = \frac{1+\nu}{E} (\underline{\underline{\sigma}} - \underline{\underline{\sigma}}_0) - \frac{\nu}{E} \text{tr}(\underline{\underline{\sigma}} - \underline{\underline{\sigma}}_0) \underline{\underline{1}} \quad \text{avec} \quad \underline{\underline{\sigma}}_0 = -P \underline{\underline{1}}$$

Cette équation donne la relation entre le tenseur des déformations élastiques et le tenseur des contraintes (pour les essais, l'état initial est toujours caractérisé par un champ de contrainte isotrope de module P (confinement)).

Le comportement plastique est essentiellement caractérisé par le critère de plasticité, la loi d'écoulement et éventuellement par les paramètres d'écrouissage et leurs lois d'évolution.

En conditions triaxiales, on suppose que l'état des contraintes en tout point de l'échantillon est homogène; l'équilibre indique que le tenseur des contraintes s'écrit sous la forme (la première coordonnée correspond à l'axe de l'éprouvette) :

$$\underline{\underline{\sigma}} = \begin{pmatrix} \sigma_1 & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_2 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_3 \end{pmatrix} \text{ avec : } \sigma_1 = -Q = -\frac{F}{S} \quad ; \quad \sigma_2 = \sigma_3 = -P$$

Le tenseur des déformations se met sous la forme :

$$\underline{\underline{\varepsilon}} = \begin{pmatrix} \varepsilon_1 & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_2 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_3 \end{pmatrix}$$

L'hypothèse d'élasticité linéaire isotrope en conditions triaxiales nous permet alors d'obtenir les relations suivantes :

$$\varepsilon_1 = \frac{1}{E}(\sigma_1 - \sigma_3) \quad ; \quad \varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \varepsilon_3 = \varepsilon_v = (1 - 2\nu)\varepsilon_1$$

Le module d'Young est donc égal à la pente de la courbe  $(Q - P)(\varepsilon_1)$  dans sa partie linéaire. Le coefficient de Poisson est tel que  $1 - 2\nu$  soit égale à la pente de la courbe de variation de volume  $-\frac{\Delta V}{V}(\varepsilon_1)$  dans sa partie linéaire (rappelons qu'au cours des essais, c'est la variation de volume qui est mesurée).

### 2.2.1 Détermination de la cohésion et de l'angle de frottement

L'interprétation de la rupture est effectuée dans le cadre de la théorie de Mohr-Coulomb selon laquelle, la résistance au cisaillement du matériau est une fonction de la contrainte normale.

D'après ce critère (figure 2.4), la résistance au cisaillement d'un sol soumis à un essai de compression triaxial est déterminée par l'équation suivante :

$$\tau = C + \sigma \tan \varphi \text{ où}$$

$\tau$  est la contrainte de cisaillement et  $\sigma$  la contrainte normale.

$C$  est la cohésion et  $\varphi$  l'angle de frottement.

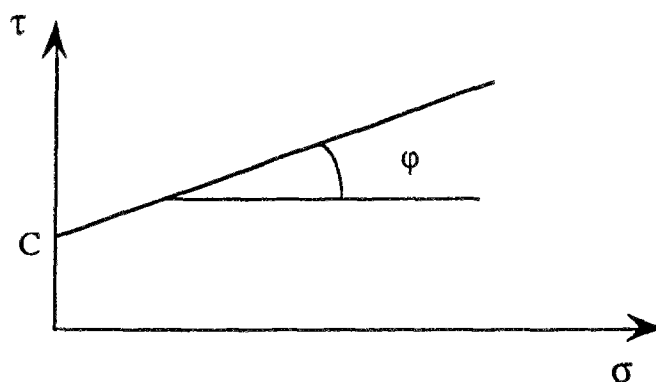


Figure 2.4 Critère de Coulomb.

Pour chaque essai à vitesse de déformation constante, la valeur du déviateur à la rupture est déterminée, ainsi que celle du déviateur résiduel. La détermination de la cohésion et de l'angle de frottement à la rupture par exemple, s'effectue dans un plan (xOy) où sont reportées les valeurs de  $\frac{1}{2}(\sigma_1 - \sigma_3)$  à la rupture (resp. résiduelle) en fonction de  $\frac{1}{2}(\sigma_1 + \sigma_3)$  à la rupture (resp. résiduelle), ceci pour des essais à différentes pressions de confinement. Un ensemble de points est obtenu pour chaque série du matériau dans lequel une droite est inscrite par la méthode des moindres carrés.

La figure 2.5 nous montre le principe de détermination dans le plan déviateur-contrainte normale.

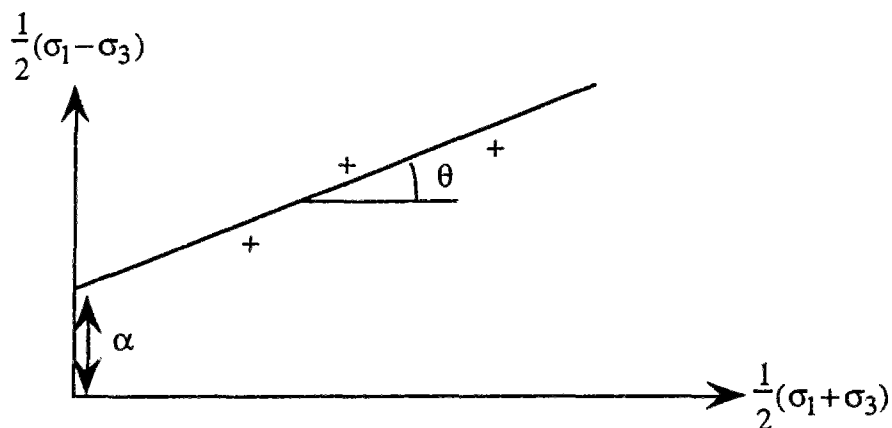


Figure 2.5. Détermination de C et  $\varphi$  pour trois essais triaxiaux(+)

Le critère de rupture de Mohr-Coulomb en conditions triaxiales supposé vérifié s'écrit par exemple sous la forme :

$$\frac{1}{2}(\sigma_1 - \sigma_3) = \frac{1}{2}(\sigma_1 + \sigma_3)\sin(\varphi) + C\cos(\varphi)$$

Rappelons que par rapport au diagramme de Mohr, un point dans le plan ci-dessus correspond à un cercle de Mohr dont l'abscisse est  $\frac{1}{2}(\sigma_1 - \sigma_3)$ , et le rayon est donné par  $\frac{1}{2}(\sigma_1 + \sigma_3)$ .

Par identification dans le plan déviateur-contrainte normale, il vient :

$$\varphi = \sin^{-1}(\operatorname{tg}\theta) ; C = \frac{\alpha}{\cos(\varphi)}$$

**Au cours d'un essai triaxial à vitesse de déformation constante, nous supposons que les paramètres de rupture sont :**

- le déviateur maximal qui correspond au maximum de la courbe déviateur-déformation axiale. Ce paramètre traduit directement la résistance de la roche à court terme.
- Le déviateur résiduel qui correspond au déviateur après rupture. Il traduit la résistance résiduelle de la roche après rupture. Cependant, il faut déjà noter que l'interprétation rigoureuse de ce paramètre à l'échelle de l'échantillon nécessite l'utilisation d'autres

théories (localisation par exemple). En effet, les mesures correspondant à ce paramètre, ne sont plus représentatives du comportement intrinsèque du matériau, car l'échantillon n'est plus homogène. Par contre, à une échelle plus grande, ce paramètre peut traduire un certain radoucissement et être représentatif d'un comportement réel du massif.

La déformation associée au déviateur maximal qui est une mesure de la ductilité du matériau, est également un paramètre important dans le cas où on considère le radoucissement.

### Valeurs des paramètres du comportement instantané

Pour un essai, nous avons en tout cinq paramètres qui serviront à caractériser le comportement instantané du matériau. La figure 2.6 nous montre un exemple typique de calcul des paramètres à court terme pour un essai sur un échantillon du Callovo-Oxfordien.

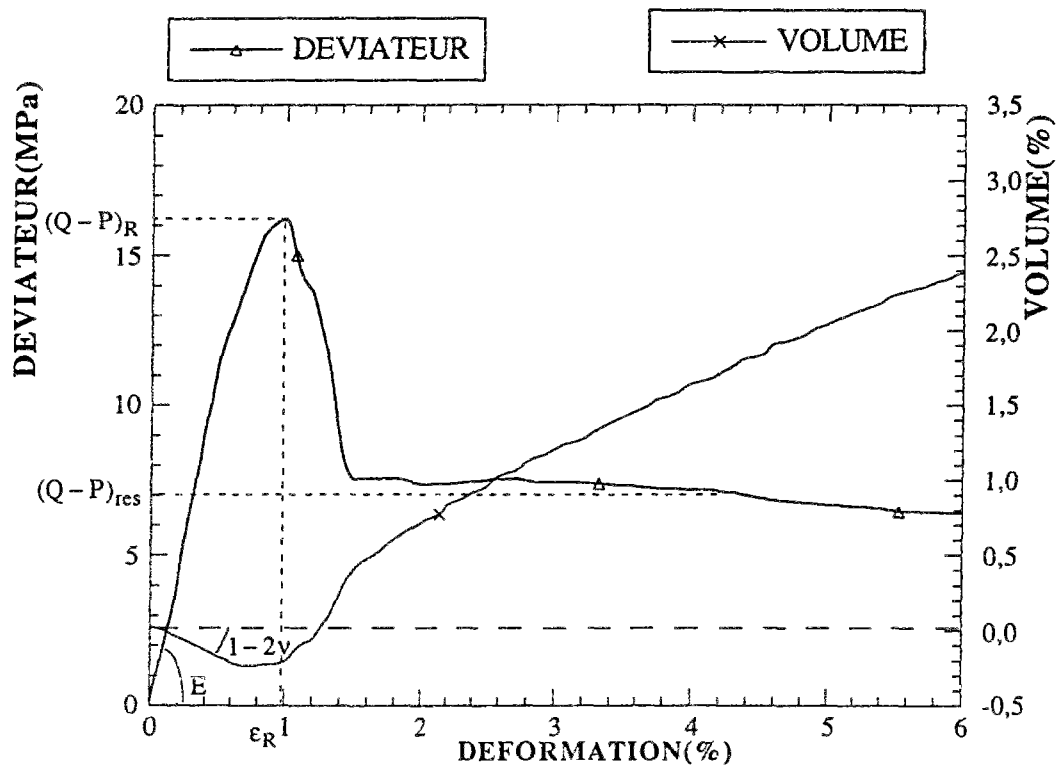


Figure 2.6. Exemple des cinq paramètres pour un essai

Cet essai a été réalisé sur un échantillon du Callovo-Oxfordien prélevé à une profondeur de 347 mètres. Il correspond à une vitesse de déformation de 0,48mm/min et une pression de confinement de 1 MPa. D'après les deux courbes de variation du déviateur et du volume en fonction de la déformation axiale, nous obtenons les valeurs suivantes pour les cinq paramètres :

Déviateur à la rupture,  $(Q - P)_R = 16,2$  MPa

Déviateur résiduel,  $(Q - P)_{res} = 6,1$  MPa

Déformation à la rupture,  $\epsilon_R = 0,9\%$

Module d'Young,  $E = 2063$  MPa

Coefficient de Poisson,  $\nu = 0,4$

Dans cette analyse, on a négligé l'écroutissement positif et supposé que la partie linéaire de la courbe correspondait à un comportement élastique.

#### Paramètres élastiques et variation de volume

L'analyse de l'ensemble des essais montre que de façon générale, le module d'Young moyen pour le Callovo-Oxfordien calculé comme précédemment, varie entre 600 et 2400 MPa. Cependant il dépend de la teneur en eau et du taux de carbonate. [Rousset, 1992] propose par exemple une relation de la forme  $E = 3200 - 180w$  pour caractériser la dépendance du module d'Young par rapport à la teneur en eau ( $w$  en pour-cent et  $E$  en MPa).

L'analyse des courbes de variation du volume au cours des essais à vitesse de déformation constante, nous montre que le comportement dilatant ou contractant des argiles raides dépend très fortement de la valeur du confinement. Deux tendances se dégagent de l'analyse des courbes de variation du volume au cours des essais.

1) Pour des valeurs de confinement supérieures ou égales à 5 MPa, les matériaux ne présentent pas de dilatance au cours des essais; de plus la contractance observée est relativement faible. La teneur en eau n'a pas une influence significative sur ce phénomène. Ce résultat est illustré (figures 2.7a et 2.7b) par le résultat de deux essais réalisés sur des échantillons du Callovo-Oxfordien à 5 et 10 MPa de confinement.

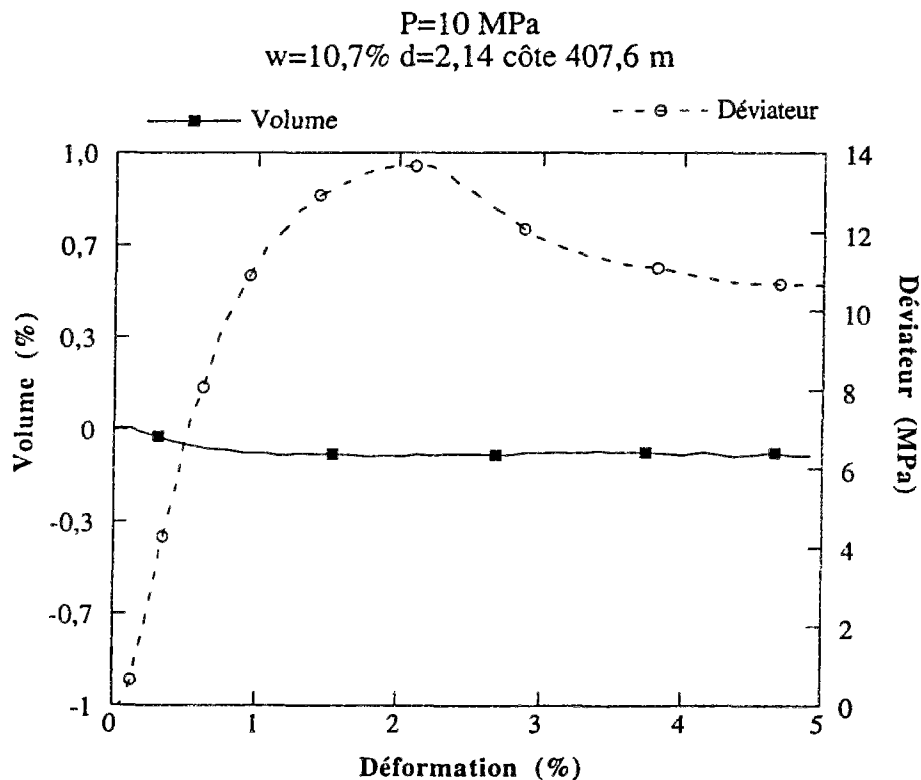


Figure 2.7a Variation du volume et du déviateur (P=10 MPa).

P=5 MPa  
 w=10,7% d=2,14 côte 407.6

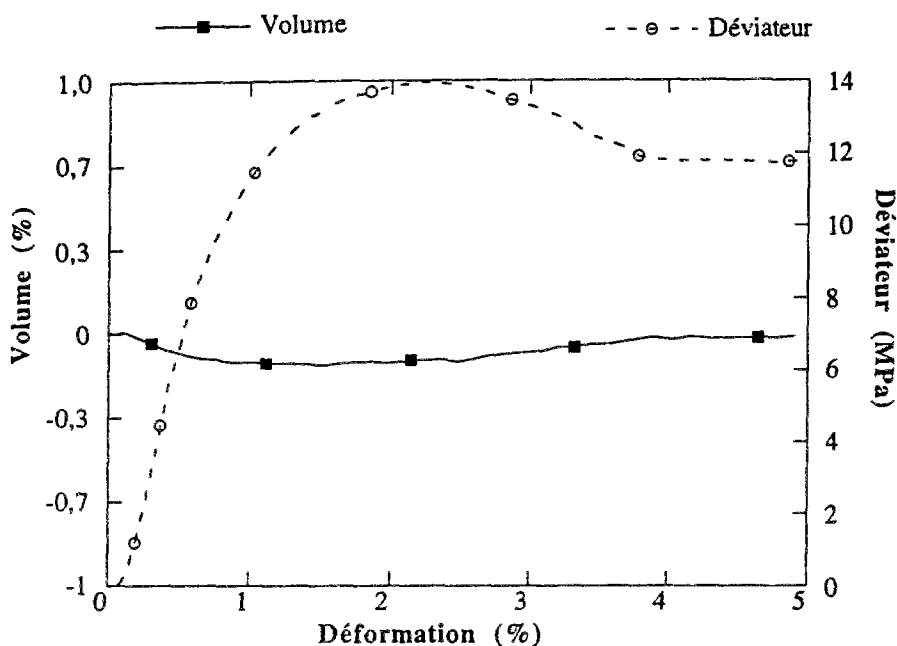


Figure 2.7b. Variation du volume et du déviateur (P=5 MPa)

La valeur du coefficient de Poisson donnée par ces deux essais est de 0,44.

Pour des valeurs du confinement inférieures à 5 MPa, le comportement volumique des échantillons avant la valeur maximale du déviateur reste contractant (figures 2.6 et 2.8) avec des valeurs de déformations volumiques légèrement supérieures. Ce n'est qu'après que la valeur maximale du déviateur est atteinte que le matériau devient dilatant, pendant la phase de radoucissement.

D'une façon générale, le comportement volumique est très peu influencé par les paramètres physiques. Ce résultat est illustré par la figure 2.9 qui présente le résultat d'un essai réalisé sur un échantillon du Callovo-Oxfordien avec une teneur en eau faible (4,6%) par rapport à l'échantillon de la figure 2.7.a par exemple.

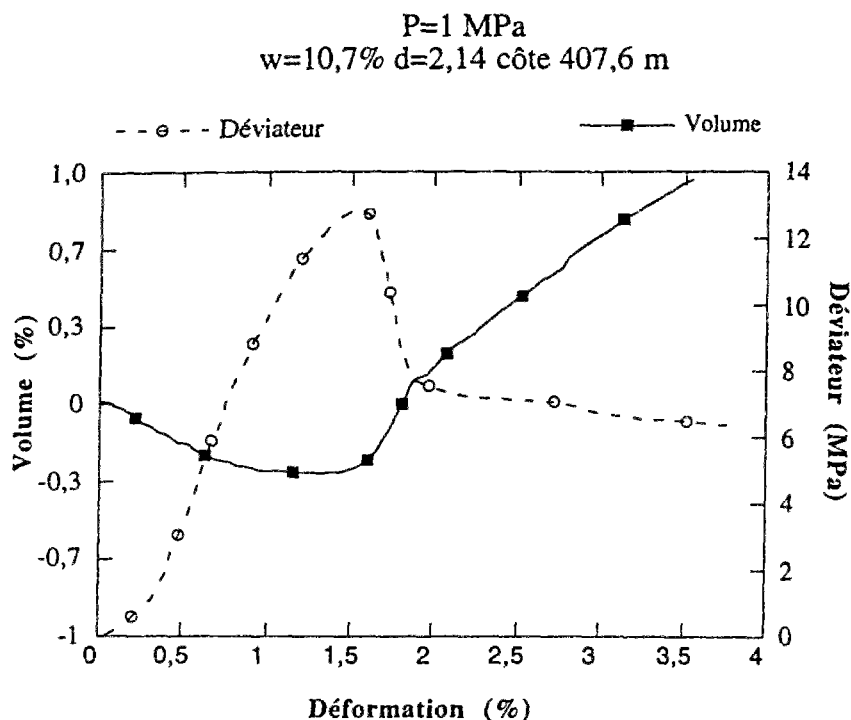


Figure 2.8 Essai sous faible confinement (P=1 MPa)

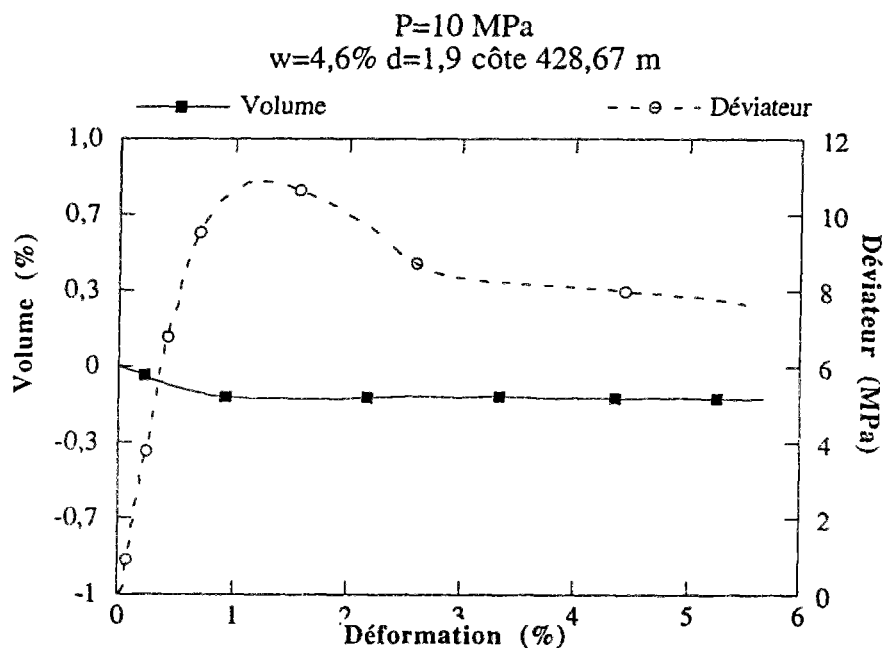


Figure 2.9 Influence de la teneur en eau le volume (w=4,6%)

On peut considérer à partir des résultats précédents que ces matériaux sont relativement incompressibles. De plus la gamme de confinement pour laquelle ce résultat est établi correspond typiquement à la valeur de la pression géostatique agissant sur les ouvrages souterrains réalisés dans ces matériaux. C'est pourquoi nous



considérons pour la suite une valeur moyenne du coefficient de Poisson élevée, égale à 0,44.

### Anisotropie

De nombreuses séries d'essais ont été réalisées par [Rousset, 1992] sur des échantillons carottés horizontalement ou à 45° de la verticale de l'axe de la carotte initialement prélevée. Sur l'ensemble des paramètres mesurés, notamment  $E$  et  $\nu$ , il existe une grande dispersion. Cependant nous supposons que les matériaux sont isotropes au moins à l'échelle de l'éprouvette du laboratoire.

### Rupture

Rappelons que les paramètres d'analyse de la rupture sont les suivants :

$(Q-P)_R$  et  $(Q-P)_{res}$ , déviateur à la rupture et déviateur résiduel, ainsi que la déformation à la rupture  $\epsilon_R$ .

Le déviateur à la rupture est le paramètre le plus significatif car il permet de quantifier la cohésion à la rupture du matériau. La figure 2.10 nous montre pour des essais réalisés à 10 MPa de confinement et avec une vitesse de déplacement de 0,48mm/min, la variation du déviateur à la rupture en fonction de la teneur en eau pour le Callovo-Oxfordien. Le déviateur moyen à la rupture pour le Callovo-Oxfordien est de 18 MPa avec un écart-type de 14, ce qui représente une grande dispersion.

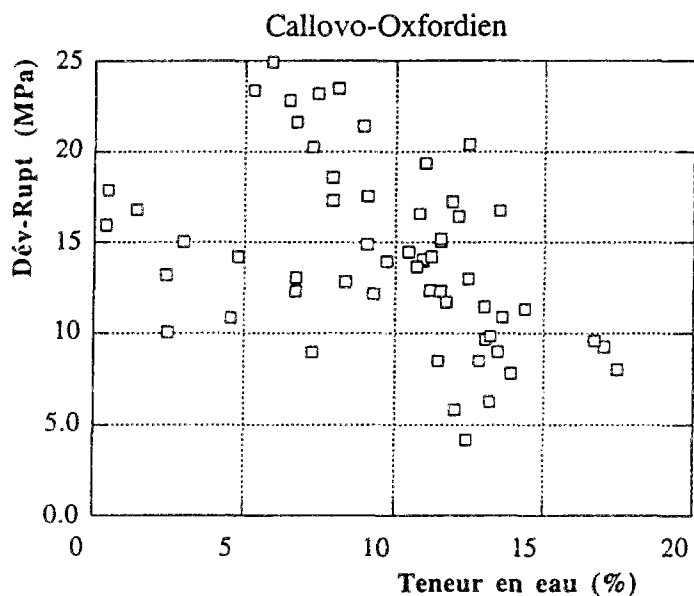


Figure 2.10 Variation du déviateur à la rupture avec la teneur en eau.

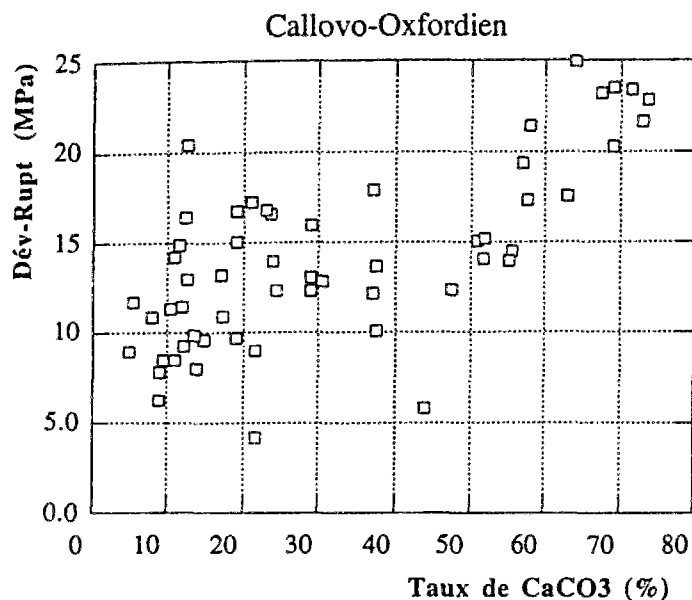


Figure 2.11. Variation du déviateur à la rupture avec le taux de carbonate

La corrélation entre le déviateur à la rupture et la teneur en eau ou le taux de carbonate est très forte (figures 2.10 et 2.11). En effet, on passe de  $(Q - P)_R = 12$  à 25 MPa pour de faibles valeurs de la teneur en eau  $w$  (entre 6 et 8%) avec le taux de carbonate  $>60\%$  à  $(Q - P)_R = 8$  à 10 MPa quand le taux de carbonate est inférieur à 20%. Quant au déviateur résiduel, il varie entre 5 et 15 MPa avec également une dépendance similaire vis-à-vis des paramètres physiques.

#### Cohésions et angles de frottements $(C_R, \varphi_R)$ $(C_{res}, \varphi_{res})$

D'après le principe de détermination de la cohésion et de l'angle de frottement par la théorie de Coulomb exposé précédemment, plusieurs calculs ont été menés pour des essais réalisés sur des échantillons du Callovo-Oxfordien à différentes pressions de confinement. Sur les figures 2.12 et 2.13, nous avons les résultats pour quatre essais réalisés à 0, 1, 2, et 5 MPa de confinement et pour trois essais à 10, 15 et 20 MPa de confinement. La première série d'essais correspond aux échantillons donc les paramètres physiques sont les suivants :  $w=13,2\%$ , densité naturelle  $=2,22$  taux de carbonate  $9\%$  et la profondeur est de 473,68 mètres. Celles de la deuxième série sont :  $w=12\%$ , densité naturelle  $= 2,27$  taux de carbonate  $= 24\%$  profondeur 390,60 mètres.

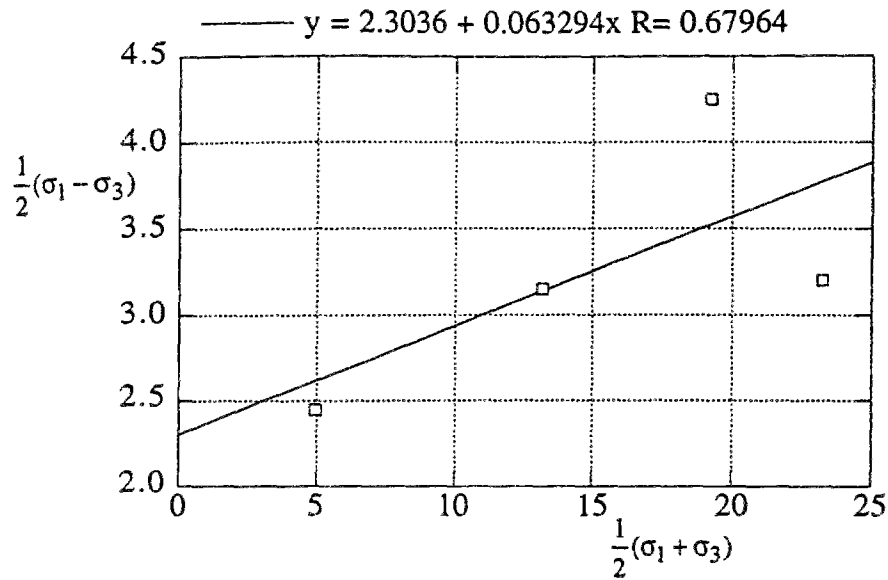


Figure 2.12. Cohésion et de l'angle de frottement (quatre essais)

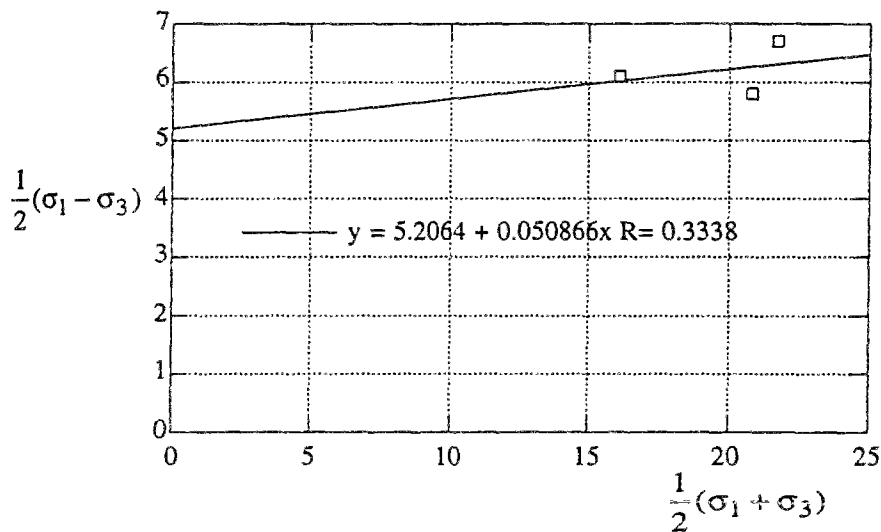


Figure 2.13. Cohésion et de l'angle de frottement (trois essais).

La figure 2.12 nous donne les valeurs suivantes pour la cohésion et l'angle de frottement :  $\varphi_R = 3,6^\circ$  et  $C_R = 2,3$  MPa

D'après la figure 2.13, on a  $\varphi_R = 3^\circ$  et  $C_R = 5,2$  MPa

Une analyse identique a également été effectuée pour la cohésion et l'angle de frottement résiduel.

Si l'on souhaite préciser le modèle, on notera qu'en général, pour de fortes valeurs de la contrainte moyenne (figure 2.13), le déviateur à la rupture devient presque constant; dans cette plage de déviateur, la droite correspondante est presque horizontale. Le critère de rupture correspondant est plutôt un critère de Tresca. Pour des contraintes normales inférieures (figure 2.12), l'influence du confinement est plus perceptible. Le critère de rupture est alors celui de Mohr-Coulomb de paramètres  $\varphi_R$  et  $C_R$ . Ce critère

illustré sur la figure 2.14, il est de même nature que celui de [Hoek&Brown, 1986] : l'angle de frottement diminue lorsque la contrainte moyenne augmente. A titre d'illustration, la valeur seuil  $\sigma_0$ , qui sépare la droite de Coulomb de la droite de Tresca est de l'ordre de 10 MPa.

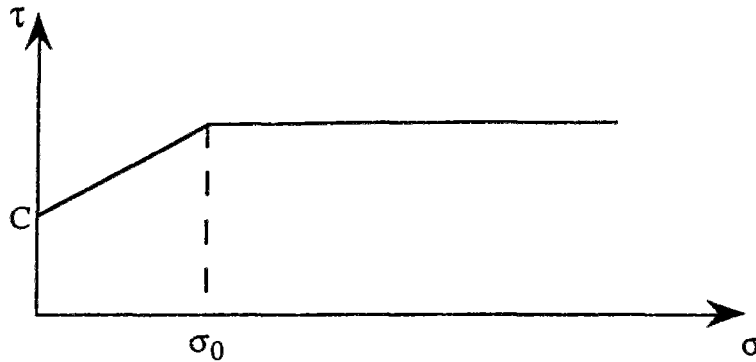


Figure 2.14 Critère de rupture pour les argiles de l'Aisne.

Les paramètres de rupture précédents (cohésion et angle de frottement) varient beaucoup en fonction de la teneur en eau et du taux de carbonate. Les figures 2.15 (a, b,c,d), montrent les variations de la cohésion et de l'angle de frottement en fonction de la teneur en eau et du taux de carbonate. La cohésion est une fonction relativement croissante par rapport au taux de carbonate. L'angle de frottement présente une très forte dispersion. Par rapport à la teneur en eau, on ne peut rien dire en ce qui concerne l'angle de frottement. Par contre plus la teneur en eau est élevée, moins la cohésion est grande.

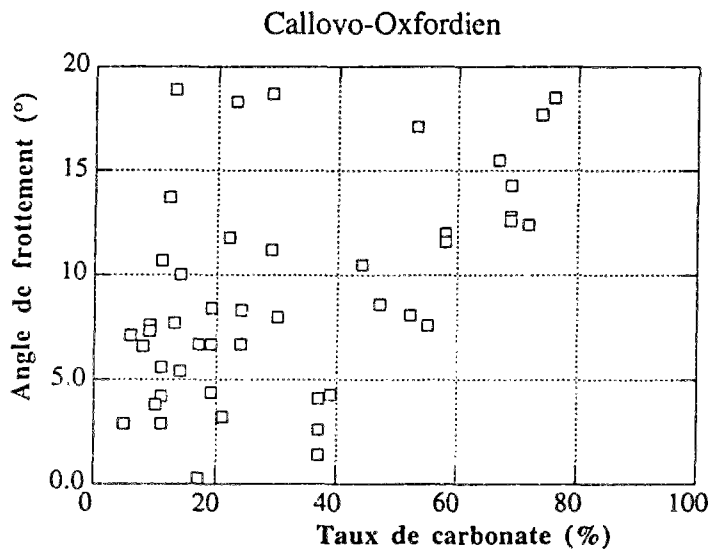


Figure 2.15a Angle de frottement en fonction du taux de carbonate

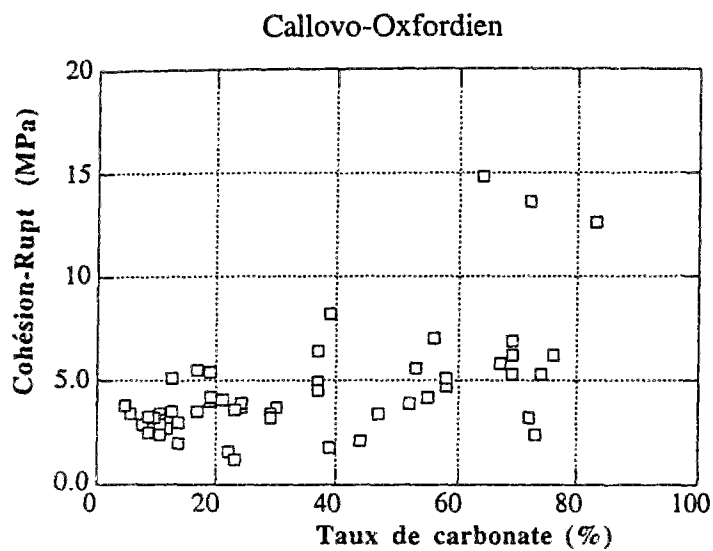


Figure 2.15b Cohésion en fonction du taux de carbonate

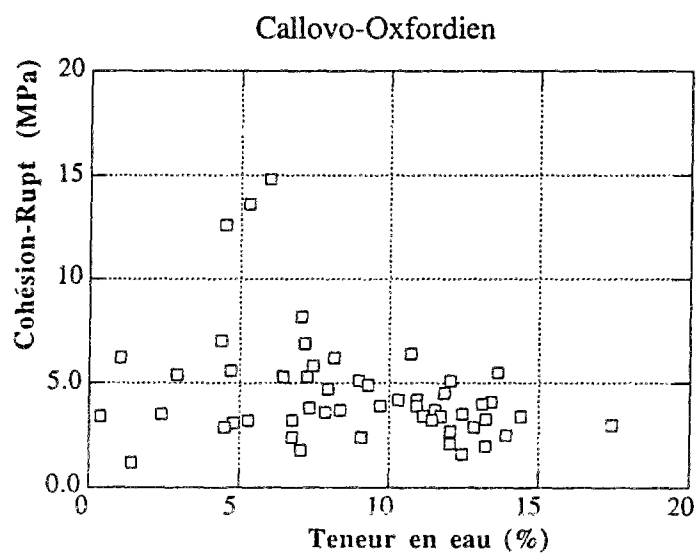


Figure 2.15c Cohésion en fonction de la teneur en eau.

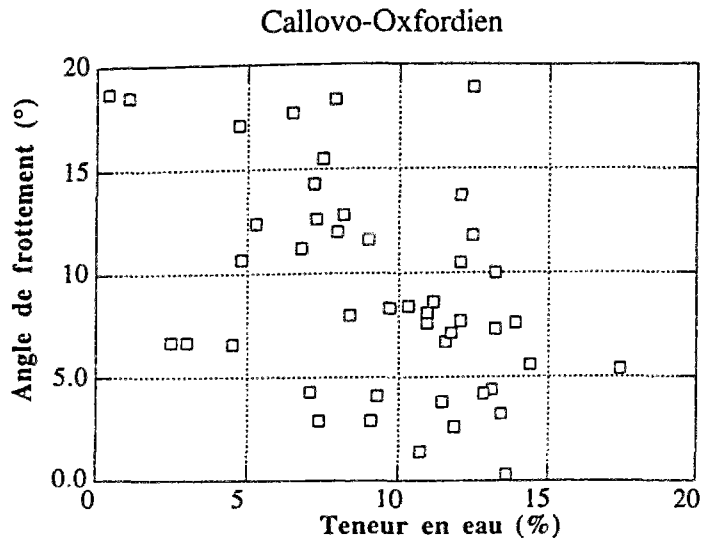


Figure 2.15d Angle de frottement en fonction de la teneur en eau.

### Critère de rupture (plasticité) considéré

Généralement, le comportement d'un matériau donné ne peut être représenté par un modèle schématique qu'en fonction de l'utilisation souhaitée et de la précision désirée. Dans le cas des argiles raides, l'utilisation essentielle concerne l'étude des ouvrages souterrains réalisés à très grandes profondeurs dans ces matériaux. Les contraintes normales s'exerçant dans ces ouvrages, sont généralement dans une gamme élevée (proche de la contrainte géostatique), supérieure à 8 MPa. C'est pourquoi par rapport au modèle précédemment décrit, nous allons considérer pour la suite de ce mémoire, uniquement la droite de Tresca pour la description du comportement instantané des argiles raides.

Nous avons montré que la cohésion et l'angle de frottement dépendent des caractéristiques physiques du matériau, et présentent également une grande dispersion. Une étude sur la variation des paramètres élastiques en fonction des caractéristiques physiques a été effectuée sur les argiles de l'Aisne par [Rousset,1992]. Pour la suite de ce mémoire, nous laisserons de côté l'influence des caractéristiques physiques sur les paramètres du modèle de comportement, pour nous intéresser uniquement à quelques échantillons particuliers qui d'une façon générale restent représentatifs du comportement de ces matériaux.

D'après l'analyse de la page 44 (figures 2.12 et 2.13) nous avons :  
 $2,3 \text{ MPa} \leq C \leq 5,2 \text{ MPa}$

### 2.3 PARAMÈTRES DU COMPORTEMENT A LONG TERME

L'évolution des déformations et la relaxation des contraintes au cours du temps sont des phénomènes importants en géotechnique. En effet, le comportement à long terme sous charge constante des structures souterraines par exemple, présente un intérêt certain pour l'étude de la stabilité.

Cette évolution au cours du temps dépend de plusieurs conditions (histoire du chargement, drainage ou non, température, etc...). Cependant, cette évolution peut dans certains cas être prédite, au moins pour des cas de chargements et de géométrie ou l'état des déformations et des contraintes est assez simple, comme par exemple dans un essai de fluage ou de relaxation triaxiale.

Dans notre modèle rhéologique unidimensionnel, le comportement à long terme est schématisé par le modèle de Bingham (figure 2.1), constitué d'un patin de seuil  $C_1$  monté en parallèle avec un amortisseur de viscosité  $\eta$ . On généralise le modèle unidimensionnel au cas tridimensionnel en écrivant la vitesse de déformation viscoplastique sous la forme d'une loi d'écoulement avec un module et une direction [Perzyna, 1966], [Halphen, 1986]. La vitesse de déformation viscoplastique s'écrit alors sous la forme :

$$\underline{\underline{\dot{\varepsilon}}}^{vp} = \frac{1}{\eta} \langle f(\underline{\underline{\sigma}}) \rangle \frac{\partial f}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} \text{ avec } \langle x \rangle = 0 \text{ si } x < 0 \text{ et } \langle x \rangle = x \text{ si } x > 0$$

Nous supposons que le matériau est standard et parfaitement viscoplastique. Les paramètres qui déterminent la loi de comportement viscoplastique sont donc :

- la viscosité  $\eta$
- le critère viscoplastique  $f$ , égal au potentiel viscoplastique.

Les différents essais de caractérisation du comportement différé que nous avons présentés au chapitre 1 (fluage, relaxation,...) sont tous réalisés en conditions triaxiales. Nous rappelons que dans ces conditions, les tenseurs de déformation totale et de contrainte s'écrivent sous la forme suivante :

$$\underline{\underline{\varepsilon}} = \begin{pmatrix} \varepsilon_1 & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_2 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_3 \end{pmatrix} \text{ et } \underline{\underline{\sigma}} = \begin{pmatrix} \sigma_1 & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_2 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_3 \end{pmatrix} \text{ avec } \sigma_2 = \sigma_3 = -P \text{ et } \varepsilon_2 = \varepsilon_3$$

### 2.3.1 Critère de viscoplasticité

Les essais de fluage et de relaxation ont mis en évidence l'existence d'un seuil du déviateur des contraintes, en-dessous duquel le fluage secondaire conduit à la stabilisation, et au-dessus duquel ce même fluage conduit à la rupture macroscopique des échantillons. De façon duale, ce résultat est illustré par l'essai de relaxation sur lequel, on observe que suivant le palier de déformation imposé, le déviateur se stabilise au bout d'un temps plus ou moins grand. Le comportement à long terme est donc caractérisé par l'existence d'un seuil non nul.

Typiquement, pour des déviateurs inférieurs à 3 MPa (figure 1.20b), le fluage secondaire conduit rapidement à la stabilisation des déformations (moins de 100 heures). Cependant ce seuil est difficile à quantifier expérimentalement. Pour des valeurs du déviateur supérieures à 7 MPa (figure 1.20b), on observe généralement une très belle phase de fluage secondaire et sur des échelles de temps relativement longues. Cette valeur du déviateur reste inférieure au déviateur à la rupture à court terme (15 MPa pour le Callovo-Oxfordien, dans la gamme de teneur en eau et de taux de carbonate considérées).

On peut noter que par rapport à l'effet du confinement (c'est-à-dire de la contrainte moyenne) sur le fluage non drainé, qu'il n'y a pas de différence de comportement marquée entre les essais réalisés à différentes pressions de confinement. En effet, quand on analyse l'essai de relaxation par palier présenté au chapitre 1, on peut noter que l'évolution du déviateur entre 0 et 500 heures à 1 MPa de confinement n'est pas très différente de l'évolution entre 500 et 2700 heures à 10 MPa de confinement. Le paramètre qui influence significativement le déviateur reste avant tout le palier de déformation imposée.

On peut traduire ce phénomène en terme de critère de viscoplasticité. En première analyse, nous pouvons négliger l'influence de la contrainte moyenne (ou du confinement) sur la valeur du seuil de déviateur de fluage secondaire. Quelle que soit la valeur du confinement (5 MPa ou 10 MPa typiquement), ce seuil est supérieur à 3 MPa (Callovo-Oxfordien dans la gamme de teneur en eau et du taux de carbonate considérée), sa détermination précise reste très difficile en raison de la dispersion des résultats. Le critère de viscoplasticité est donc plutôt de type Tresca puisque l'angle de frottement est pratiquement nul.

Les séries d'échantillons sur lesquelles les essais de fluage ont été réalisés ne correspondent pas exactement aux mêmes séries pour les essais à court terme. Il est donc difficile de donner une valeur précise de la cohésion à long terme correspondant à la cohésion à court terme pour le même matériau (même profondeur). Cependant, par rapport aux valeurs de la cohésion (page 44) nous considérerons que l'on a l'inégalité  $1,5 \leq C_1 \leq 3,5$  MPa.

Le critère viscoplastique parfait de Tresca peut alors s'écrire sous la forme :

$$f(\underline{\sigma}) = \sigma_1 - \sigma_3 - 2C_1$$

Remarque:

Les mesures de déformation volumique au cours des essais de fluage ou de relaxation sont assez difficiles à réaliser, et n'ont pas été effectuées pour nos essais. Cependant, nous supposons que le fluage ou la relaxation s'effectuent à volume constant.

### 2.3.2 Viscosité du matériau

Pour les essais à long terme, on constate qu'au cours du fluage secondaire, la vitesse de déformation dépend linéairement du déviateur des contraintes comme nous pouvons l'observer sur la figure 2.17 où on peut calculer les vitesses de déformation en fonction du déviateur des contraintes pour quatre paliers du déviateur. La figure 2.16 nous montre l'évolution de la déformation axiale au cours du temps pour l'essai considéré.

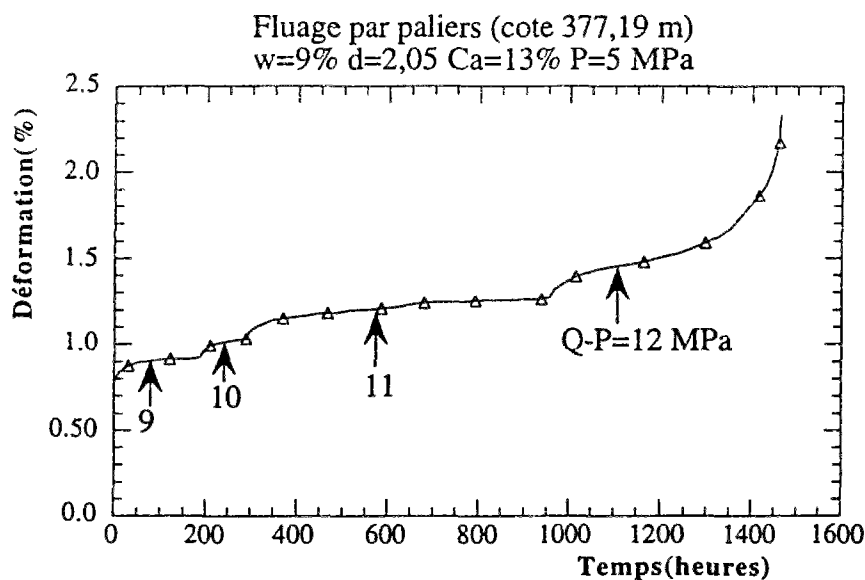


Figure 2.16 Fluage par palier (337,19 m)



En conditions de fluage triaxial, la vitesse de déformation viscoplastique axiale peut donc s'écrire en considérant un critère de Tresca de seuil  $C_1$  sous la forme suivante :

$$\dot{\varepsilon}_1^{vp} = \frac{1}{\eta}(Q - P - 2C_1)$$

Cette équation nous permet donc de déterminer la viscosité grâce aux résultats de la figure 2.17.

De manière duale l'essai de relaxation, en conditions triaxiales nous avons la relation :

$$\dot{\varepsilon}_1^{vp} = -\frac{\overbrace{(Q-P)}}{E} \quad (\text{en effet, } \dot{\varepsilon}_1^e = \frac{\overbrace{(Q-P)}}{E} \text{ et } \dot{\varepsilon}_1^e + \dot{\varepsilon}_1^{vp} = 0) \quad (a)$$

Le choix d'une viscosité linéaire dans le modèle est justifié par l'analyse des essais de fluage et de relaxation.

Pour l'essai de fluage, la figure 2.17 nous montre les vitesses de déformation en fonction du déviateur pour l'essai de la figure 2.16. On peut observer sur cette figure 2.17 que la vitesse de déformation est simplement proportionnelle au déviateur des contraintes.

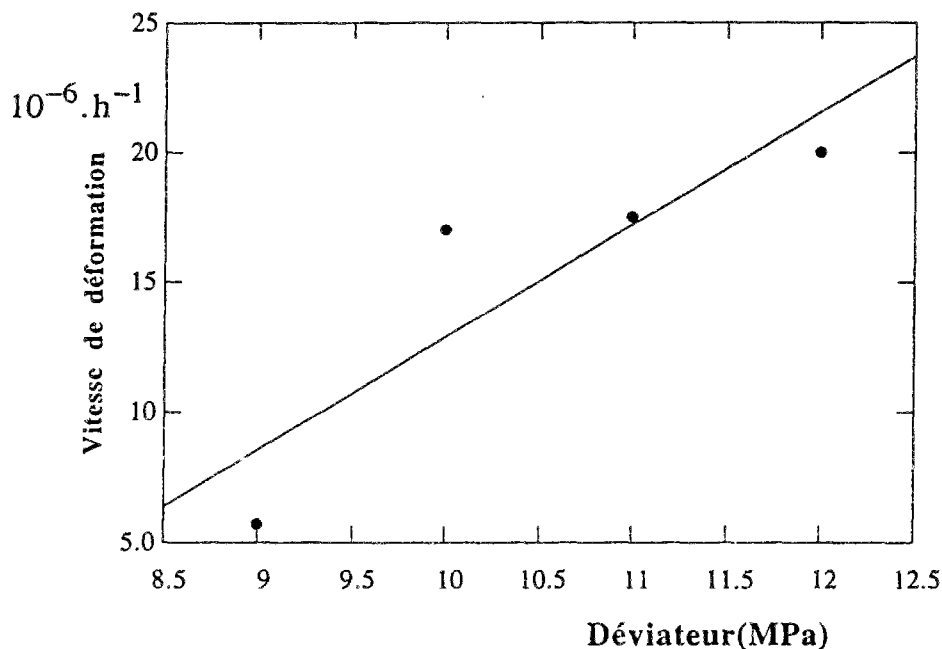


Figure 2.17. Vitesse de déformation lors d'un essai de fluage.

En considérant par exemple  $C_1=2$  MPa, la figure 2.17 nous donne la valeur moyenne de la viscosité égale à  $4 \cdot 10^4$  MPa.jours.

Avec une viscosité linéaire, la constante de temps au cours de l'essai de relaxation est égale à  $\frac{\eta}{E}$  (a). Le calcul effectué avec les paramètres moyens ci-dessus et avec un module d'Young de 1500 MPa (profondeur considérée), nous donne une valeur assez proche quand on la compare à la constante de temps de l'essai de relaxation

(figure 1.24). En effet sur cette figure la constante de temps (palier à 0,9%) est de 640 heures environ.

### Récapitulatif du modèle

Des analyses précédentes, nous retiendrons les points suivants caractérisant le modèle viscoplastique avec rupture:

-Le modèle est basé sur la décomposition du tenseur de déformations totales en trois parties :

$$\underline{\underline{\varepsilon}} = \underline{\underline{\varepsilon}}^e + \underline{\underline{\varepsilon}}^p + \underline{\underline{\varepsilon}}^{vp}$$

Le matériau est supposé homogène et isotrope.

L'élasticité linéaire ( $\underline{\underline{\varepsilon}}^e$ ) est caractérisée par les deux paramètres, module d'Young et coefficient de Poisson dont des valeurs moyennes sont 1500 MPa et 0,44 respectivement.

La rupture (plasticité  $\underline{\underline{\varepsilon}}^p$ ) est gouvernée par un critère de Tresca parfait de cohésion C dont la valeur dépend du taux de carbonate, et une loi d'écoulement associée.

La viscoplasticité ( $\underline{\underline{\varepsilon}}^{vp}$ ) est caractérisée par une viscosité linéaire dont une valeur moyenne est de  $4 \cdot 10^4$  MPa.jours, et par un critère de Tresca de seuil  $C_1 < C$ .

**Dans la suite, pour des problèmes de calcul des structures, nous considérerons que l'on a :  $C_1=2$  MPa et  $C=4$  MPa.**

Rappelons quelques phénomènes physiques observés lors des essais, qui ne sont pas pris en compte dans le modèle simple retenu qui sera utilisé pour le calcul des structures :

- plasticité avec écrouissage positif;
- chute du déviateur après un seuil ( écrouissage négatif ou radoucissement);
- le déviateur à la rupture dépend de la contrainte moyenne (au moins pour des faibles valeurs de celle-ci).

## CONCLUSION DE LA PREMIÈRE PARTIE

L'étude expérimentale du comportement mécanique des argiles raides nous a permis de mettre en évidence les points suivants :

-ces matériaux se plastifient pour de très faibles valeurs du déviateur lors des essais,

-dans la gamme de confinement élevé et un taux de carbonate inférieur à 20%, le critère de plasticité (rupture ) est celui de Tresca,

-le comportement différé est caractérisé par un critère de Tresca de seuil non nul inférieur au seuil à court terme. La viscosité de ces matériaux est essentiellement linéaire.

Le modèle viscoplastique avec rupture est relativement simple. Il est caractérisé par la prise en compte de la plasticité (rupture) instantanée dans l'interprétation du comportement différé de ces matériaux.

Une des motivations de la mise au point de ce modèle est l'étude des ouvrages souterrains (tunnels, galeries, etc...) réalisés dans ces matériaux. Avec la prise en compte du comportement instantané, ce modèle permet de mieux préciser la stabilité et le comportement à très long terme des ouvrages par rapport à un modèle viscoplastique simple comme nous le verrons dans la suite de ce mémoire.

## BIBLIOGRAPHIE PARTIE I

- Berest P.** [1987]. *Viscoplasticité en mécanique des roches*. Manuel de rhéologie des géomatériaux. Presses de l'Ecole Nationale des Ponts et Chaussées.
- Borja R. I., Kavazanjian E.** [1985]. *A constitutive model for the stress-strain-time behaviour of "wet" clays*. Géotechnique vol 35 N°3, pp. 283-298.
- Bruhns O. T., Rott U.** [1994]. *A viscoplastic model with a smooth transition to describe rate-independent plasticity*. International Journal of Plasticity, Vol 10 N°4, pp. 347-362.
- Desai C. S., Siriwardane H. J.** [1984]. *Constitutive laws for engineering materials with emphasis on geologic materials*. Prentice Hall.
- Ellyin F., Xia Z.** [1991]. *A rate-dependent inelastic constitutive model . Part 1: Elastic-Plastic flow*. Journal of Engineering Materials and Technology. ASME Vol 113, pp 314-323.
- Ellyin F., Xia Z.** [1993]. *An experimental study on the effect of prior plastic straining on the creep behavior of 304 stainless steel*. Journal of Engineering Materials and Technology. ASME Vol 115 pp 200-203.
- Fakhim A. A., Fairhurst C.** [1994]. *A model for the time-dependent behavior of rock*. . Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr. Vol. 31, N°2 pp. 117-126.
- Goreychi M., Valli P.** [1995]. *Comportement différé de l'Aisne : effet de la température et du drainage*. Rapport G.3S 621 RP G.3S 95-001.
- Habib P.** [1990]. *Aspects thermomécaniques de l'enfouissement des déchets radioactifs de haute activité dans les formations géologiques*. La vie des Sciences, Comptes rendus, Série générale, tome 7 N°4-5, pp. 237-249.
- Habib P.** [1994]. *Le principe de l'enfouissement des déchets radioactifs : propriétés physiques de base et thermomécanique des formations géologiques*. Mém. Soc.géol.France NS, 162 pp. 221-227.
- Halphen B. Nguyen Q. S.** [1975]. *Sur les matériaux standard généralisés*. J. de Mech. Vol 14 N°1, pp. 39-63.
- Hueckel T.** [1987]. *Some geotechnical aspects of radioactive waste isolation in continental clays*. J. Computers&Geotechnics N°3, pp. 157-182.
- Kavazanjian E., Mitchell J. K.** [1980]. *Time-dependant deformation behavior of clays*. Journal of Geotechnical Engineering Division. ASCE Vol 106 pp 611-630.
- Kawasaki S., Nishi K., Fujiwara Y.** [1993]. *Mechanical properties of deep soft rock ground in suburbs of Tokyo*. Geotechnical Engineering of Hard soil-Soft rocks Balkema, Rotterdam.
- Kichenin J.** [1992]. *Comportement thermomécanique du polyéthylène : application aux structures gazières*. These de l'Ecole Polytechnique.
- Lambe W. T., Withman R.V.** [1979]. *Soil Mechanics, SI Version*. John Willey&Son.

- Lebon P.** [1990]. *Analyse des caractéristiques mesurées dans le laboratoire de géomécanique de chantier*. Note technique 621 NT AND-90-001.
- Lemaitre J., Chaboche J. L.** [1988]. *Mécanique des matériaux solides*, 2ème édition Dunod.
- Mandel J.** [1978] *Propriétés mécaniques des matériaux : Rhéologie et Plasticité*. Edition Eyrolles.
- Matsui T., Abe N.** [1985]. *Elasto viscoplastic constitutive equation of normally consolidated clays based on flow surface theory*. Proceeding of Fifth International Conference on Numerical Methods in Geomechanics. Nagoya Japan pp. 407-413.
- Matsui T., Abe N., Hayashi K.** [1989]. *Viscoplastic modelling of time-dependent behaviour of clays*. Proceeding of the Third International Symposium on Numerical Model in Geomechanics. Niagara Falls Canada.
- Mestat P.** [1990]. *Méthodologie de détermination des paramètres des lois de comportement des sols à partir d'essais triaxiaux conventionnels*. Rapport F.A.E.R. 1.16.21.0 Laboratoire central des ponts et chaussées. Division de mécanique des sols et fondations.
- Mitchell J. K.** [1992]. *Fundamental of Soil Behavior*. Second Edition. John Willey&Son
- Nguyen Minh D.** [1986]. *Modèle rhéologique pour l'analyse du comportement différé des galeries profondes*. Proceeding Cong. Int. Grands Ouvrages en Souterrains, ITA/AITES, Florence, pp. 659-665.
- Nguyen Minh D., Rousset G.** [1987]. *Influence of instantaneous failure on time-dependent behavior of underground galleries*. 28th U.S Sumposium on Rock Mechanics, University of Arizona, Tucson, Arizona. pp. 663-673.
- Persoz B.** [1960]. *Introduction à l'étude de la rhéologie*. Edition Dunod.
- Rousset G.** [1988]. *Comportement Mécanique des argiles profondes : Application au Stockage des déchets Radioactifs*. Thèse, Ecole Nationale des Ponts et Chaussées.
- Rousset G.** [1989]. *Comportement mécanique des argiles et marnes profondes : Application à la modélisation des ouvrages souterrains*. Rapport Conseil scientifique G3S . pp 213-229.
- Rousset G.** [1992]. *Etude expérimentale du comportement mécanique des argiles de l'Aisne*. Contrat G3S/ANDRA, rapport final (621 RP G.3S 92-002).
- Salençon J.** [1974]. *Théorie de la plasticité pour les applications à la mécanique des sols*. Edition Eyrolles, Paris.
- Schlosser F.** [1988]. *Element de mécanique des sols*. Cours de l'Ecole Nationale des Ponts et Chaussées. Ed Presses de L'Ecole National des Ponts et Chaussées.
- Thorel L.** [1994] *Plasticité et endommagement des roches ductiles : Application au sel gemme*. Thèse Ecole Nationale des Ponts et Chaussées.
- Wong H., Hou Y. H.** [1993]. *Etude du comportement mécanique des galeries dans deux horizons argileux : Approche analytique*. Rapport G.3S/ANDRA (511 RP G. 3S 93-001).

**Yin J. H., Graham J.** [1989]. *Viscous-elastic-plastic modelling of one-dimensional time dependent behavior of clays*. Can. Geotech. J Vol 26 pp 199-209.



## **PARTIE II**

**APPLICATION DU MODELE VISCOPLASTIQUE AVEC  
RUPTURE AU CALCUL D'UN TUNNEL DE SECTION  
CIRCULAIRE ET VALIDATION D'UN ALGORITHME  
NUMERIQUE**





## INTRODUCTION PARTIE II

Dans la première partie, nous avons mis en évidence les principales caractéristiques des comportements à court terme et à long terme des argiles raides.

Nous avons étayé sur des bases expérimentales le modèle de comportement viscoplastique avec rupture, nous avons également déterminé les paramètres essentiels du modèle. Cette deuxième partie est consacrée à l'application du modèle aux calculs des tunnels profonds.

Le modèle viscoplastique avec rupture consiste fondamentalement à décomposer le tenseur des déformations irréversibles en la somme de deux parties différentes : un terme viscoplastique pour rendre compte du comportement différé et un terme plastique pour représenter la rupture. Le traitement numérique ou analytique devient complexe en raison de l'évolution simultanée de ces deux types de déformation.

L'utilisation numérique d'un modèle dans lequel il y a décomposition du tenseur des déformations irréversibles en deux parties n'a été jusqu'à présent que très peu développée, même pour des structures métalliques [Bathe&Snyder, 1981], [Levy&Pifko, 1981]. Pour ces auteurs, le chargement est constitué par une variation de la température au cours du temps et le critère de plasticité est celui de Von Mises, les lois de fluage utilisées font quelques fois intervenir le temps de façon explicite et particularisent ainsi leurs modèles.

Cependant, certains auteurs [Bjerrum, 1967], [Borja, 1984], [Runesson&al, 1980], ont utilisé l'idée de la partition des déformations irréversibles en déformations instantanées de type élastoplastique et en déformations différées de type viscoplastique pour représenter le comportement de certaines argiles de surface; avec un critère de plasticité de type Cam-Clay modifié.

Dans le modèle développé par [Borja&Kavazandjian, 1985] la déformation viscoplastique différée est elle même décomposée en deux déformations distinctes mais interdépendantes: une déformation volumique et une déformation déviatorique. Ce modèle fait également intervenir directement le temps physique dans les expressions de la pression critique de consolidation et de la déformation volumique différée.

Le travail présenté dans cette partie a un double objectif : d'une part, on cherche à mettre au point une solution analytique à partir du modèle viscoplastique avec rupture en petites transformations dans le cas simple du modèle sans écrouissage, d'autre part, établir un algorithme de résolution numérique par la méthode des éléments finis permettant une simulation numérique du creusement des tunnels profonds. Cette deuxième partie du mémoire est constituée de trois chapitres.

Dans le chapitre 3, consacré aux calculs semi-analytiques, nous étudions l'évolution au cours du temps de la convergence en paroi d'un tunnel circulaire dans un massif viscoplastique avec rupture, ainsi que l'extension maximale des différentes zones autour du tunnel. Le chargement est celui d'une pression décroissante en paroi. Nous analysons la pertinence des résultats ainsi obtenus par rapport à des solutions analytiques connues par ailleurs.

Dans le chapitre 4, nous formulons la loi de comportement viscoplastique dans le cadre général des matériaux standards en élastoplasticité, et selon le formalisme de Perzyna en viscoplasticité. Les critères de viscoplasticité et de plasticité pouvant être ceux de Von Mises, Drucker-Prager, Tresca ou Mohr-Coulomb. La deuxième partie du chapitre 4 est consacrée à la présentation détaillée de l'algorithme viscoplastique avec

rupture (VPR) pour la résolution par élément finis qui a été développé et implanté dans le code de calcul GEOMEQ91 [Bernaud, 1991].

Le chapitre 5 est consacré à la validation détaillée de l'algorithme VPR et à l'analyse de résultats numériques sur le problème du tunnel axisymétrique en déformation plane. Nous avons deux étapes dans la validation de cet algorithme : dans la première, une comparaison avec la solution analytique du chapitre 3 est effectuée, et dans la deuxième, une comparaison avec des solutions analytiques connues par ailleurs et d'autres algorithmes classiques de plasticité et de viscoplasticité est effectuée.

## Chapitre 3

### CALCUL SEMI-ANALYTIQUE D'UN TUNNEL DE SECTION CIRCULAIRE (critère de tresca sans écoulement)

Le problème des tunnels axisymétriques en déformation plane dans un massif infini a été étudié par plusieurs auteurs, à l'aide de différents modèles rhéologiques de type viscoplastique. [Bérest&Nguyen, 1983], [Bérest&al, 1983], [Rousset, 1988], [Fritz, 1983] et plastique. [Salençon, 1966], [Egger, 1973], [Panet, 1976], [Bérest&Nguyen, 1979]. Ces auteurs ont généralement étudié soit l'influence des effets différés (modèle viscoplastique), soit l'influence des déformations irréversibles instantanées (modèle plastique).

L'introduction et l'exploitation d'un modèle viscoplastique avec rupture dans l'étude des ouvrages souterrains ont été initiées à notre connaissance par [Nguyen&Rousset, 1987]. Le but recherché par ces auteurs était avant tout la détermination de l'influence qualitative de la vitesse de sollicitation (pression en paroi) sur le comportement différé d'une galerie circulaire dans un massif de type viscoplastique ou viscoplastique avec rupture.

Dans l'analyse classique des tunnels, l'état d'équilibre (convergence et pression de soutènement finale) d'une structure souterraine ne dépend que de la convergence à la paroi au moment de la pose du soutènement. Une telle analyse est insuffisante pour les ouvrages souterrains réalisés dans des roches de type viscoplastique avec rupture. Les premières phases de la vie de l'ouvrage ont une grande importance sur sa stabilité ultérieure. Les techniques de soutènement provisoire, boulonnages, soutènement par cintres coulissants, etc., souvent utilisées en génie minier, témoignent de l'importance pratique des ces phénomènes.

Dans ce chapitre nous proposons une solution analytique dont l'originalité est caractérisée par l'évolution simultanée des déformations plastique et viscoplastique au cours du chargement. Nous procédons ensuite à une analyse des résultats de cette solution semi-analytique, et cette analyse nous montre la concordance entre cette solution analytique et des solutions analytiques (convergence en paroi) connues dans la littérature.

### 3.1 POSITION DU PROBLÈME ET ÉQUATIONS GÉNÉRALES

#### 3.1.1. Géométrie et chargement

##### Géométrie

Soit un tunnel profond de section circulaire de rayon intérieur  $R_i$  dans un massif infini, homogène et isotrope dont la loi de comportement est de type viscoplastique avec rupture. Le massif est initialement le siège de contraintes homogènes et isotropes. En supposant que la profondeur du tunnel est très grande devant son rayon, il est légitime de négliger le gradient de la pesanteur au niveau du tunnel. Le problème admet alors une symétrie cylindrique suivant l'axe du tunnel.

On fait de plus l'hypothèse des déformations planes, et on se place dans le cadre des petites perturbations. En coordonnées cylindriques, les contraintes principales sont :  $\sigma_r, \sigma_\theta, \sigma_z$ . On fait l'hypothèse supplémentaire que dans la zone de rupture (plasticité)

autour du tunnel  $\sigma_z$  est une contrainte intermédiaire (régime de face). Cette hypothèse de travail sera vérifiée à la fin des calculs.

Grâce à la symétrie du problème et aux hypothèses ci-dessus, en chaque point du massif, toutes les grandeurs du problème en un point ne dépendent que de la distance  $r$  de ce point à l'axe du tunnel et du temps. C'est donc un problème unidimensionnel dans l'espace. La variation de la pression en paroi, conformément à la méthode convergence-confinement, simule le creusement du tunnel. Initialement, elle est égale à la pression géostatique  $P_\infty$  et décroît au cours du temps jusqu'à une valeur égale à la pression de soutènement du tunnel ; elle est nulle dans le cas du tunnel non soutenu.

La Figure 3.1 ci-dessous présente la géométrie et le chargement du problème.

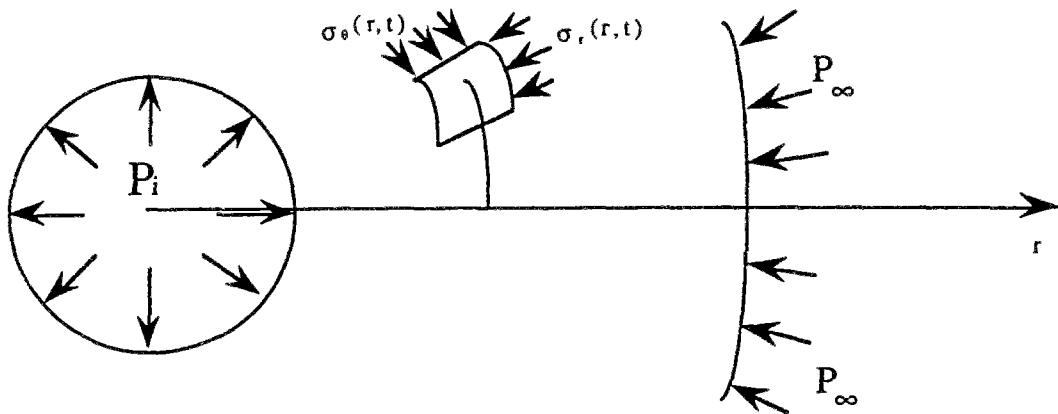


Figure 3.1: Géométrie et Chargement

### Chargement

Nous choisissons un chargement simple dépendant de deux paramètres seulement, l'instant de pose du soutènement  $T_p$  et la valeur de la pression de soutènement  $P_0$ . Dans le cas du tunnel non soutenu,  $T_p$  est l'instant où la pression s'annule. La Figure 3.2 ci-dessous illustre les deux paramètres de chargement que nous utiliserons tout au long de cette partie.

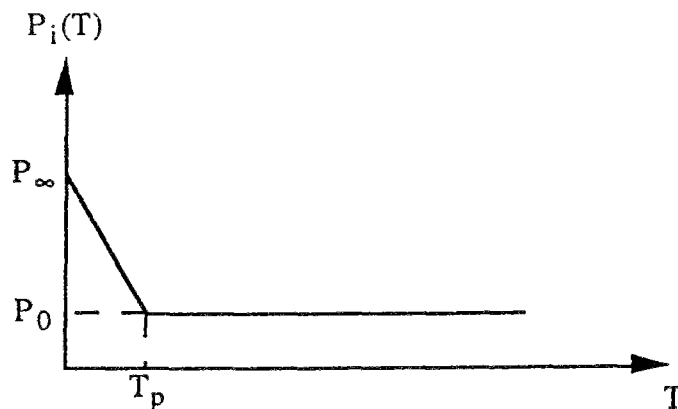


Figure 3.2: Paramètres de chargement

Conformément à la méthode convergence-confinement, la première partie de la courbe ( $0 < T < T_p$ ) simule le creusement du tunnel. La deuxième partie ( $T > T_p$ ) modélise simplement l'action du revêtement (pression constante, comme pour un soutènement par cintres coulissants par exemple).

### 3.1.2. Hypothèses et équations générales

Le champ de déplacement est purement radial et de la forme  $u(r,t)\underline{e}_r$ . Les tenseurs des déformations et des contraintes s'écrivent en coordonnées cylindriques sous la forme suivante:

$$\underline{\underline{\varepsilon}} = \begin{bmatrix} \frac{\partial u}{\partial r} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{u}{r} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad \underline{\underline{\sigma}} = \begin{bmatrix} \sigma_r & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_\theta & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_z \end{bmatrix}$$

Le tenseur des déformations totales est décomposé en trois parties d'après la loi de comportement viscoplastique avec rupture: une partie élastique, une partie plastique et une partie viscoplastique.

Dans la première partie du mémoire, nous avons montré qu'à court terme les critères de plasticité pour les argiles raides sont de type Tresca ou Mohr-Coulomb suivant la gamme de contrainte de confinement que l'on considère. Dans l'objectif de se rapprocher de la réalité des structures souterraines dans les argiles raides, nous avons montré qu'à court terme, pour des niveaux de contrainte moyenne élevées, le critère de rupture à considérer est celui de Tresca plutôt que celui de Mohr-Coulomb. A long terme, nous avons également montré dans la première partie que le critère de viscoplasticité est celui de Tresca.

Les critères de plasticité et de viscoplasticité dans le système de coordonnées cylindriques rapporté à l'axe principal du tunnel, avec l'hypothèse du régime de face, s'écrivent alors sous la forme suivante:

$$F^P(\underline{\underline{\sigma}}, \alpha) = \sigma_r - \sigma_\theta - 2C(\alpha) ; \quad F^{VP}(\underline{\underline{\sigma}}, \alpha) = \sigma_r - \sigma_\theta - 2C_1(\alpha)$$

Rappelons l'inégalité  $C_1 < C$  (la "résistance" à long terme est plus faible que la "résistance" à court terme),  $\alpha$  est la variable d'écrouissage éventuelle.

La contrainte intermédiaire étant  $\sigma_z$ , les tenseurs de déformation plastique et viscoplastique ne dépendent plus alors respectivement que d'une seule variable scalaire  $\varepsilon_p$  et  $\varepsilon_{vp}$  respectivement. Les équations générales s'écrivent alors :

$$\underline{\underline{\varepsilon}} = \underline{\underline{\varepsilon}}^e + \underline{\underline{\varepsilon}}^p + \underline{\underline{\varepsilon}}^{vp} \quad (3.1)$$

avec :

$$\underline{\underline{\varepsilon}}^p = \begin{bmatrix} \varepsilon_p & 0 & 0 \\ 0 & -\varepsilon_p & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad \underline{\underline{\varepsilon}}^{vp} = \begin{bmatrix} \varepsilon_{vp} & 0 & 0 \\ 0 & -\varepsilon_{vp} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

Par ailleurs, on choisit  $v = \frac{1}{2}$  de sorte que les déformations se font à volume constant puisque  $\text{tr}(\underline{\underline{\varepsilon}}^e) = \text{tr}(\underline{\underline{\varepsilon}}^p) = \text{tr}(\underline{\underline{\varepsilon}}^{vp}) = 0$

Les hypothèses adoptées plus haut nous permettent de pousser les calculs analytiques assez loin.

L'équilibre s'écrit simplement :

$$\sigma_\theta = \sigma_r + r \frac{\partial \sigma_r}{\partial r} \quad (3.2)$$

La loi de Hooke s'écrit:

$$E \underline{\underline{\varepsilon}}^e = (1 + \frac{1}{2})(\underline{\underline{\sigma}} - \underline{\underline{\sigma}}_\infty) - \frac{1}{2} \text{tr}(\underline{\underline{\sigma}} - \underline{\underline{\sigma}}_\infty) \underline{\underline{1}} \quad \text{avec} \quad \underline{\underline{\sigma}}_\infty = -P_\infty \underline{\underline{1}} \quad (3.3)$$

Et les conditions aux limites sont les suivantes:

$$\sigma_r = -P_i(t) \quad \text{pour} \quad r = R_i$$

$$\sigma_r = -P_\infty \quad \text{pour} \quad r = \infty$$

Pour le cas du chargement faisant l'objet de cette partie, nous supposons que la convergence de la galerie est monotone (contraction uniquement). Dans ce cas, comme le critère de viscoplasticité est atteint avant le critère de rupture (seuil de plasticité supérieur au seuil de viscoplasticité), il est naturel de supposer qu'il existe dans le massif deux zones différentes : l'une élastique dans laquelle les déformations irréversibles sont nulles, et l'autre où les déformations irréversibles sont non nulles. Ces deux zones sont séparées par une frontière de rayon  $y$  (Figure 3.3).  $y$  est une fonction croissante du temps.

Les équations précédentes (troisième équation du système 3.3) nous donnent aussi :

$$\sigma_z = \frac{1}{2}(\sigma_r + \sigma_\theta) \quad (3.4)$$

Appelons  $\sigma_y$  la contrainte radiale sur la frontière élastique. La solution (contrainte et déplacement) du problème dans la zone élastique est la solution classique du tube épais de rayon intérieur  $y$ , pression intérieure  $\sigma_y$ , le rayon extérieur est infini et la pression extérieure égale à la pression géostatique. Cette solution est la suivante :

$$\sigma_r + P_\infty = \frac{y^2}{r^2}(\sigma_y + P_\infty) \quad (3.5a)$$

$$\sigma_\theta + P_\infty = -\frac{y^2}{r^2}(\sigma_y + P_\infty) \quad (3.5b)$$

$$\sigma_z + P_\infty = 0 \quad (3.5c)$$

$$u(r) = -\frac{2y^2}{E'}(\sigma_y + P_\infty) \text{ avec } E' = \frac{E}{1-\nu^2} = \frac{4}{3}E \quad (3.6)$$

La loi de comportement viscoplastique s'écrit :

$$E' \frac{\partial \varepsilon_{vp}}{\partial T} = \langle \sigma_r - \sigma_\theta - 2C_1 \rangle \quad (3.7)$$

Dans cette formule et tout ce qui suit, on utilise un temps adimensionnel réduit T donné par :

$$T = t \frac{E'}{\eta} \text{ avec } E' = \frac{E}{1-\nu^2} = \frac{4}{3}E \text{ et } \eta \text{ la viscosité}$$

En  $r=y$  le critère de viscoplasticité est atteint soit :

$$(\sigma_r - \sigma_\theta)_{r=y} = 2C_1 = -r \frac{\partial \sigma_r}{\partial r} (r = y) \quad (3.8)$$

On obtient alors  $\sigma_y + P_\infty = C_1$  (dériver 3.5a et le porter dans 3.8)

Finalement dans la zone élastique, la solution de notre tube épais est alors la suivante :

$$\sigma_r + P_\infty = C_1 \left( \frac{y^2}{r^2} \right) \quad (3.9a)$$

$$\sigma_\theta + P_\infty = -C_1 \left( \frac{y^2}{r^2} \right) \quad (3.9b)$$

$$\sigma_z + P_\infty = 0$$

$$E' \frac{u}{r} = -2C_1 \frac{y^2}{r^2} \quad (3.9c)$$

Le matériau étant incompressible, le déplacement radial est partout de la forme  $u = \frac{\beta}{r}$ , la continuité en  $r=y$  nous donne alors **l'équation suivante vérifiée partout dans le massif**

$$E' \frac{u}{r} = -2C_1 \frac{y^2}{r^2} \quad (3.10)$$

En particulier la convergence à tout instant s'écrit :

$$U_i = \frac{2C_1}{E'} y^2 \quad (3.11)$$

La décomposition  $\underline{\underline{\varepsilon}} = \underline{\underline{\varepsilon}}^e + \underline{\underline{\varepsilon}}^p + \underline{\underline{\varepsilon}}^{vp}$  et la loi de comportement élastique nous donne la composante radiale dans le système de coordonnées cylindriques soit :



$$(\underline{\varepsilon}^e)_r = -\frac{r}{E'} \frac{\partial \sigma_r}{\partial r} \quad (3.12)$$

$$\frac{\partial u}{\partial r} = -\frac{r}{E'} \frac{\partial \sigma_r}{\partial r} + \varepsilon_p + \varepsilon_{vp} \quad (3.13)$$

L'expression du déplacement (3.10) nous donne alors l'équation suivante :

$$E' (\varepsilon_p + \varepsilon_{vp}) = r \frac{\partial \sigma_r}{\partial r} + 2C_1 \frac{y^2}{r^2} \quad (3.14)$$

**C'est une équation vérifiée partout dans le massif.**

La Figure 3.3 ci-dessous nous montre les deux zones de déformations élastique et irréversible.

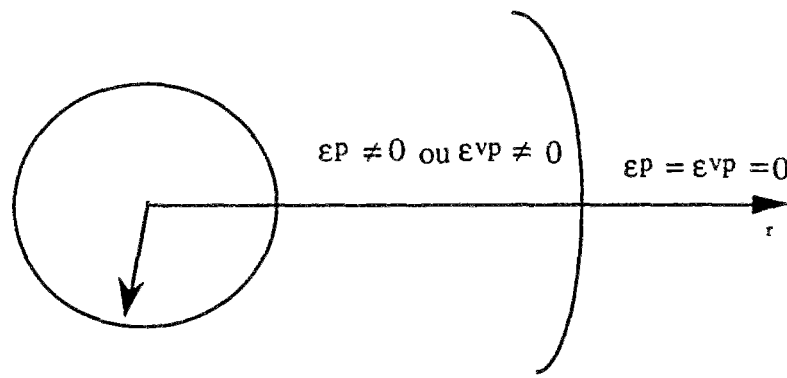


Figure 3.3: zones de déformations

Le problème d'évolution de la convergence ainsi que celle des différentes zones de déformation dans le massif étant posé via les équations générales du problème, nous allons maintenant étudier un cas simple de modèle viscoplastique avec rupture.

## 3.2 MODÈLE VISCOPLASTIQUE AVEC RUPTURE (critère de Tresca sans écrouissage)

### 3.2.1 Equations d'évolution

Ce paragraphe est essentiellement consacré au développement de la solution semi-analytique obtenue pour la loi de comportement viscoplastique avec rupture dans le cas simple du critère de Tresca sans écrouissage à court terme et à long terme.

### Critères de rupture et de viscoplasticité

On suppose que le massif obéit à un critère de Tresca parfait à court terme ainsi qu'à long terme (hypothèse justifiée pour l'argile de l'Aisne dans une gamme de contrainte moyenne élevée comme nous l'avons montré dans la première partie). Les critères s'écrivent sous la forme suivante:

$$F^P(\underline{\sigma}) = \sigma_r - \sigma_\theta - 2C$$

$$F^{vp}(\underline{\sigma}) = \sigma_r - \sigma_\theta - 2C_1$$

Plus précisément, il s'agit d'un modèle plastique parfait pour le comportement à court terme et viscoplastique parfait pour le comportement à long terme. Les seuils de plasticité et de viscoplasticité sont représentés sur la Figure 3.4a ci-dessous, où l'on observe que la cohésion ne dépend pas de la variable d'écroutissage.

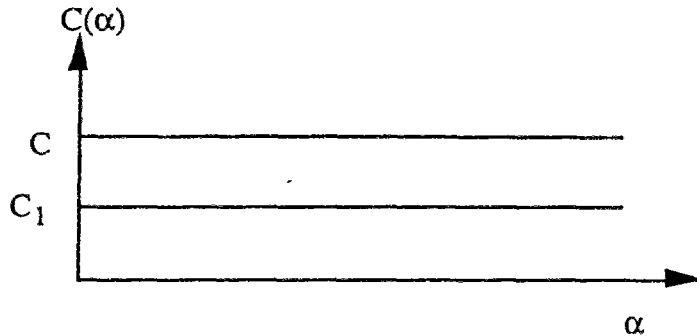


Figure 3.4a: Cohésions du modèle parfait de Tresca

### Évolution des différentes zones et de la convergence du tunnel

La convergence en paroi du tunnel ainsi que les différents rayons délimitant les zones viscoplastique et de rupture évoluent en fonction du chargement  $P_i(t)$ . On peut donc décomposer le chargement en plusieurs phases, correspondant chacune à une configuration particulière de zones.

Nous exposons dans la suite de cette partie, les calculs relatifs à chaque phase de chargement.

**Remarque :** dans toute la suite nous considérons un tunnel de rayon intérieur égal à l'unité.

#### PHASE 1

Cette phase est caractérisée par le comportement partout élastique du massif. En effet, lorsque  $P_i(T)$  reste suffisamment proche de la valeur initiale  $P_\infty$  l'ensemble du massif reste élastique. Quantitativement cela signifie que tant que  $P_i(T) > P_\infty - C_1$  le comportement du massif est élastique. En particulier, la convergence  $U_i$  vaut :

$$U_i = \frac{2}{E} (P_\infty - P_i(T)) \quad (3.15)$$

Soit  $\Delta$  le déviateur maximal normalisé des contraintes défini par :

$$\Delta = \frac{\sigma_r - \sigma_\theta}{2C_1}(r, T) = -\frac{r}{2C_1} \frac{\partial \sigma_r}{\partial r}(r, T) \quad (3.16)$$

D'après les expressions de la solution élastique (équations 3.9a et 3.9b) le déviateur dans cette phase vaut :

$$\Delta_e = 2 \frac{y^2}{r^2} (P_\infty - P_i) \quad (3.17)$$

La valeur maximale du déviateur est obtenue pour la plus petite valeur du rayon  $r$ . Donc le déviateur est maximal à la paroi et vaut  $2(P_\infty - P_i)$ . Tant que ce déviateur est inférieur à  $2C_1$ , l'ensemble du massif a un comportement élastique.

## PHASE 2

Cette phase apparaît à l'instant  $T_e$  tel que  $P_i(T_e) = P_\infty - C_1$ . Il y a alors deux zones dans le massif:

- \*une zone élastique
- \*une zone viscoplastique

On appelle  $y$  le rayon de la zone viscoplastique ( $r > y$  est donc une zone élastique) et on suppose que le chargement  $P_i$  est telle que  $y$  est une fonction croissante du temps. Ainsi, en  $r=y$  le critère est juste atteint.

Dans la zone viscoplastique définie par  $1 \leq r \leq y$  on a:

$\dot{\epsilon}_{vp} \neq 0$  car le critère de viscoplasticité est atteint

$\dot{\epsilon}_p = 0$  du moins tant que le déviateur dans la zone ne dépasse pas  $2C_1$ .

La loi de comportement viscoplastique et la deuxième équation fondamentale (3.13) s'écrivent respectivement :

$$E \frac{\partial \epsilon_{vp}}{\partial T} = \left\langle -r \frac{\partial \sigma_r}{\partial r} - 2C_1 \right\rangle \quad (3.18)$$

$$E \dot{\epsilon}_{vp} = r \frac{\partial \sigma_r}{\partial r} + 2C_1 \frac{y^2}{r^2} \quad (3.19)$$

En dérivant l'équation fondamentale (3.19) par rapport au temps et en égalant avec la loi de comportement viscoplastique (3.18), on obtient l'équation suivante :

$$\frac{\partial}{\partial T} \left( r \frac{\partial \sigma_r}{\partial r} \right) + r \frac{\partial \sigma_r}{\partial r} = -2C_1 \left( 1 + \frac{y^2}{r^2} \right) \text{ qui s'écrit aussi sous la forme suivante :}$$

$$\frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{\partial \sigma_r}{\partial T} + \sigma_r \right) = -\frac{2C_1}{r} \left( 1 + \frac{y^2}{r^2} \right) \quad (3.20)$$

L'intégration de l'équation (3.20) entre le rayon unité et le rayon  $y$  de la zone viscoplastique nous donne l'équation d'évolution du rayon  $y$  soit :

$$y^2 + \log(y^2) = \frac{P_\infty - P_i(T) - \dot{P}_i}{C_1} - 1 \quad (3.21)$$

La condition initiale étant  $y(T_e) = 1$ .

D'après la définition du déviateur des contraintes réduit  $\Delta$ , l'équation (3.20) s'écrit :

$$\frac{\partial \Delta}{\partial T} + \Delta = 1 + \frac{y^2}{r^2} \quad (3.22)$$

Toutes les équations (3.20 et 3.21) sont valables dans la zone viscoplastique. Pour résoudre ces équations, on introduit la fonction  $T_1(r^2)$  [Bérest&Nguyen, 1983], [Rousset, 1987], dépendant du rayon qui est une fonction de l'histoire du chargement.  $T_1(r^2)$  est le temps antérieur ( $T_1(r^2) < T$ ) correspondant au moment où la zone viscoplastique arrivait au rayon  $r$  soit :

$$y^2(T_1(r^2)) = r^2$$

La figure 3.4b ci-dessous nous donne la définition graphique de la fonction  $T_1(r^2)$

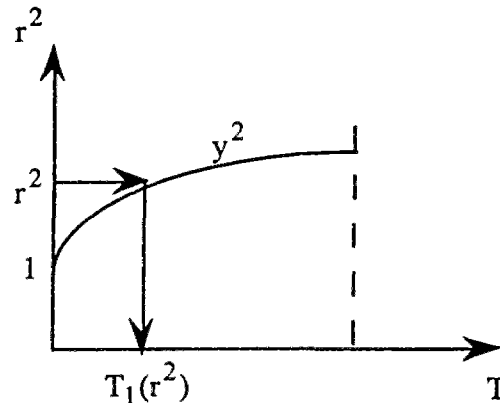


Figure 3.4b: Définition de la fonction  $T_1(r^2)$

En intégrant l'équation 3.22 entre  $T_1(r^2)$  et  $T$  on obtient l'expression suivante du déviateur dans la zone viscoplastique :

$$\Delta(r, T) = 1 + \int_{T_1(r^2)}^T \exp(\tau - T) \frac{y^2}{r^2}(\tau) d\tau \quad (3.23)$$

La valeur maximale pour un temps donné est obtenue pour  $r=1$  et vaut alors :

$$\Delta_1 = \Delta(1, T) = 1 + \int_{T_1}^T \exp(\tau - T) y^2(\tau) d\tau \quad (3.24)$$

Cette phase se poursuit suivant une évolution régulière de  $y$  jusqu'à l'instant  $T_v$  où  $\Delta_1 = \frac{C}{C_1}$ . A partir de cet instant, il y a apparition de la phase 3 puisque le critère de rupture est à ce moment atteint à la paroi du tunnel.

Remarque.

L'indice (.) désigne la dérivée par rapport au temps adimensionnel défini précédemment.

### PHASE 3

Dans cette phase, il y a trois zones : une zone élastique, une zone viscoplastique et une zone viscoplastique avec rupture. Cette dernière zone caractérise typiquement le comportement viscoplastique avec rupture du massif puisque dans cette zone,  $\varepsilon_p$  et  $\varepsilon_{vp}$  évoluent simultanément. L'évolution des différents rayons suit des équations différentielles qui sont obtenues suivant la caractérisation de chaque zone. La Figure 3.5 nous montre les trois zones pendant cette phase.

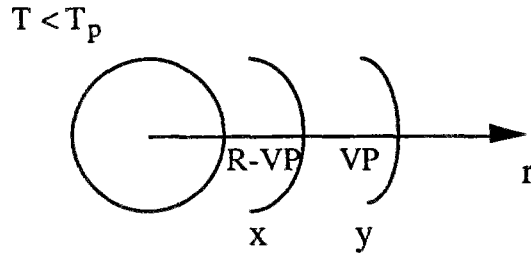


Figure 3.5. Différentes zones pendant la phase 3

a) Dans la zone viscoplastique VP, il n'y a pas de déformation plastique : on a donc  $\varepsilon_p = 0$ .

Les deux équations fondamentales ainsi que la loi de comportement viscoplastique s'écrivent comme dans le cas de la PHASE 2 sous la forme suivante :

$$E \frac{\partial \varepsilon_{vp}}{\partial T} = -2C_1(1 - \Delta) \quad \Delta \text{ étant le déviateur réduit des contraintes} \quad (3.25)$$

$$E \varepsilon_{vp} = 2C_1 \left( \frac{y^2}{r^2} - \Delta \right) \quad (3.26)$$

Le traitement de ces deux équations (dérivation par rapport à T de 3.26, élimination de  $\varepsilon_{vp}$  et intégration dans le temps) est donc le même qu'en phase 2.

Dans l'expression du déviateur des contraintes obtenue dans la phase 2, la condition

$\Delta(x, T) = \frac{C}{C_1}$  (le déviateur vaut exactement  $2C_1$  à la frontière des 2 zones irréversibles)

nous permet d'obtenir l'expression suivante :

$$\frac{C}{C_1} = 1 + \frac{1}{x^2} \int_{T_1(x^2)}^T \exp(\tau - T) y^2(\tau) d\tau \quad (3.27)$$

La dérivation de cette équation par rapport au temps conduit à l'équation différentielle suivante :

$$y^2 = x^2 \left( \frac{C}{C_1} - 1 + e^{T_1(x^2) - T} \right) + x^2 \left( \frac{C}{C_1} - 1 \right) \quad (3.28)$$

L'intégration de (3.20) entre les rayons de la zone viscoplastique avec rupture x, et le rayon de la zone viscoplastique y conduit alors à l'équation d'évolution de la contrainte radiale en x soit:

$$\dot{\sigma}_x + \sigma_x = C_1 - P_\infty + C_1 \frac{y^2}{x^2} - C \frac{x^2}{x^2} + C_1 \text{Log}\left(\frac{y^2}{x^2}\right) \quad (3.29)$$

b) Dans la zone viscoplastique avec rupture VP-R, le critère de plasticité est atteint, on a donc :

$r \frac{\partial \sigma_r}{\partial r} = -2C$  (nullité du critère) qui nous donne l'expression de la contrainte radiale dans cette zone après intégration entre 1 et le rayon r compte tenu de la condition aux limites en r=1:

$$\sigma_r = -C \log(r^2) - P_i(T) \quad (3.30)$$

En écrivant cette expression en r=x et en la remplaçant dans l'équation (3.29) valable dans la zone viscoplastique, on obtient l'équation suivante :

$$C_1 \frac{y^2}{x^2} = P_\infty - C_1 - C_1 \log\left(\frac{y^2}{x^2}\right) - C \log x^2 - P_i - \dot{P}_i \quad (3.31)$$

En résumé, dans la phase 3, le problème se ramène donc à la résolution du système différentiel (deux équations) suivant portant sur x et y :

$$y^2 = x^2 \left( \frac{C}{C_1} - 1 + e^{T_1(x^2) - T} \right) + x^2 \left( \frac{C}{C_1} - 1 \right) \quad (3.32)$$

$$\frac{y^2}{x^2} = \frac{P_\infty - P_i - \dot{P}_i}{C_1} - \log\left(\frac{y^2}{x^2}\right) - \frac{C}{C_1} \log x^2 - 1 \quad (3.33)$$

Cette phase se poursuit jusqu'à ce que la valeur de la pression ne varie plus au cours du temps : elle devient constante. A cet instant  $T_p$ , apparaît alors la dernière phase.

#### PHASE 4

Au cours de cette phase,  $P_i$  reste constante égal à  $P_0$ . Seul le rayon de la zone viscoplastique continue à évoluer (Figure 3.6).

Cette phase, est caractérisée par l'existence d'une zone de rupture à comportement incrementalement élastique de rayon  $x_0$  égale à la valeur du rayon viscoplastique avec rupture acquise juste à la fin de l'évolution de la phase 3. Dans cette zone, la déformation de rupture n'évolue plus.

Partout entre la paroi du tunnel et un rayon r on a les deux équations fondamentales qui sont toujours vérifiées, soit :

$$E \cdot \frac{\partial \varepsilon_{vp}}{\partial T} = -2C_1(1 - \Delta) \quad (3.34)$$

$$E'(\varepsilon_{vp} + \varepsilon_p^0) = 2C_1\left(\frac{y^2}{r^2} - \Delta\right) \quad (3.35)$$

$\varepsilon_p^0$  est la valeur de la déformation plastique acquise à la fin de la phase 3 et ne dépend pas du temps. La dérivation de la dernière équation par rapport au temps et la comparaison avec la première nous donne l'équation suivante:

$$\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{\partial \sigma_r}{\partial T} + \sigma_r\right) = -2C_1\left(\frac{1}{r} + \frac{y^2}{r^3}\right) \quad (3.36)$$

C'est la même équation que dans la phase 3, mais on peut cette fois l'intégrer dans toute la zone viscoplastique, c'est à dire entre la paroi de rayon 1 et le rayon  $y$ , on obtient alors l'équation d'évolution du rayon viscoplastique pendant cette phase soit :

$$\dot{y}^2 + \log(y^2) = \frac{P_\infty - P_0}{C_1} - 1 \quad (3.37)$$

On retrouve ainsi l'équation d'évolution de  $y$  dans la phase 2.

La Figure 3.6 ci-dessous représente les différentes zones au cours de cette phase 4.

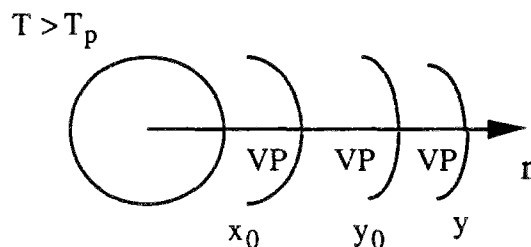


Figure 3.6. Zones dans la phase 4

### 3.2.2 Résolution numérique des équations du problème du tunnel

#### Méthode de résolution des équations différentielles obtenues

Une grande variété de méthodes ont été mises au point pour trouver des solutions approchées à des équations différentielles du type de celles établies au paragraphe précédent [Dhatt&Touzot, 1984]. Nous pouvons citer par exemple :

1) La méthode d'Euler, fondée sur le calcul d'un ensemble discret de valeur  $y_k$  pour des argument  $x_k$  en utilisant l'équation aux différences finies

$$y_{k+1} = y_k + hf(x_k, y_k) \text{ avec } h = x_{k+1} - x_k$$

C'est une approximation simple mais pas très précise de l'équation  $\dot{y} = f(x, y)$  et bien qu'elle soit trop lente à converger pour permettre effectivement des solutions précises, elle fournit une démonstration très satisfaisante du théorème fondamental d'existence.

On démontre qu'une suite infinie de solutions approchées obtenues par la méthode d'Euler est convergente et sa limite est la solution exacte du problème différentiel.

2) Les méthodes de Runge-Kutta ont été développées pour éviter le calcul des dérivées d'ordre supérieur, souvent nécessaire dans le développement en série de Taylor. Des valeurs supplémentaires de la fonction  $f(x,y)$  donnée sont utilisées à la place de ces dérivées d'une manière qui copie très exactement la précision donnée par un polynôme de Taylor. L'expression la plus courante de la méthode de Runge-Kutta d'ordre 4 est :

$$y(x+h) \approx y(x) + \frac{1}{6}(k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4) \text{ avec}$$

$$k_1 = hf(x, y)$$

$$k_2 = hf\left(x + \frac{1}{2}h, y + \frac{1}{2}k_1\right)$$

$$k_3 = hf\left(x + \frac{1}{2}h, y + \frac{1}{2}k_2\right)$$

$$k_4 = hf(x+h, y+k_3)$$

Il existe cependant de nombreuses autres expressions pour cette méthode de Runge-Kutta.

Dans le cadre de la résolution des équations différentielles décrivant l'évolution des rayons des différentes zones et la convergence du tunnel, nous avons utilisé une méthode de Runge-Kutta d'ordre 4 dont les expressions analytiques sont données ci-dessus. La convergence est assurée étant entendu que la fonction  $y(x)$  possède suffisamment de dérivées continues. Sur la base de cette méthode, nous étudions l'évolution de des équations différentielles établies au paragraphe précédent.

## ANALYSE DES RESULTATS NUMERIQUES

### **Comparaison avec la solution viscoplastique**

Pour un comportement simplement viscoplastique du massif, les hypothèses précédentes permettent d'obtenir l'équation différentielle qui gouverne l'évolution de la convergence en paroi du tunnel [Yamatomi&al, 1993]. Cette équation est la suivante :

$$\frac{E'}{2C_1} \dot{U}_i = -\frac{E'}{\eta} \text{Log}\left(\frac{E'}{2C_1} U_i\right) - \frac{\dot{P}_i}{C_1} + \frac{E'}{\eta} \frac{P_\infty - P_i - C_1}{C_1} \quad (3.38a)$$

Il est alors intéressant de comparer l'évolution de la convergence obtenue par le modèle viscoplastique avec rupture avec celle de l'équation (3.38a).

Pour se faire, nous considérons par exemple le jeu de paramètres suivants :  $E=1500$  MPa  $C=1,5$  MPa  $C_1=1,2$  MPa  $\eta=5000$  MPa.jours et  $P_\infty=6$  MPa. Ces valeurs qui ne correspondent pas à celles de la première partie ne sont pas d'un intérêt pratique. En effet, il s'agit d'une première appréciation du modèle dont l'objectif est de tirer des enseignements en vue des calculs par éléments finis.

Les figures 3.7a à 3.7d nous montrent la comparaison entre les deux solutions (solution viscoplastique avec rupture VPR et solution viscoplastique simple VP), pour



une valeur de  $P_0=0,5$  MPa. Ces courbes sont obtenues pour différentes valeurs du paramètre  $T_p$ . Logiquement, les deux courbes convergent vers la même valeur (solution plastique avec seuil égal à  $C_1$ ). On observe que pour de faibles valeurs de  $T_p$ , l'écart entre les deux solutions pendant la phase transitoire est très important (3.7a et 3.7b), pour des valeurs assez élevées, cet écart est moins important (3.7c).

Ce résultat traduit le fait que pour des chargements lents, les contraintes dans le massif ont le temps de se relaxer (phénomènes visqueux) Le développement de la rupture n'est plus significatif comme on peut le voir sur la figure (3.7d) pour une valeur de  $T_p$  beaucoup plus grande, et où les deux courbes sont presque confondues.

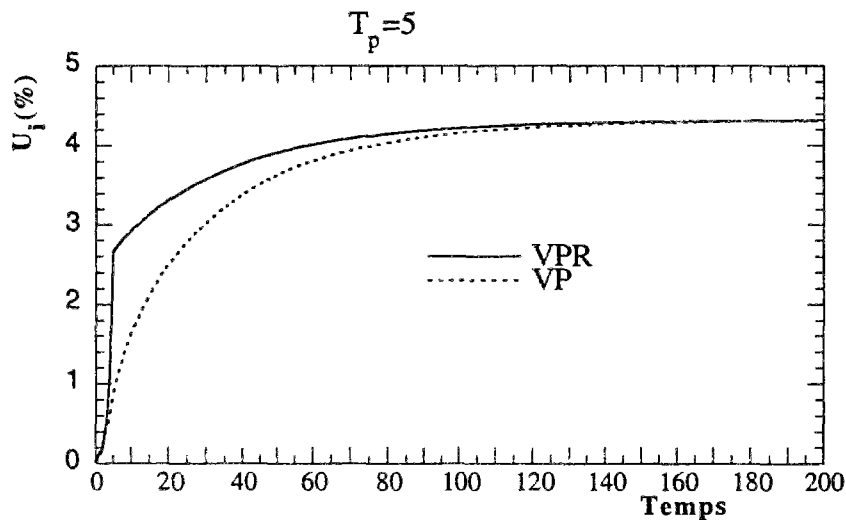


Figure 3.7a. Convergence en fonction du temps ( $T_p=5$ )

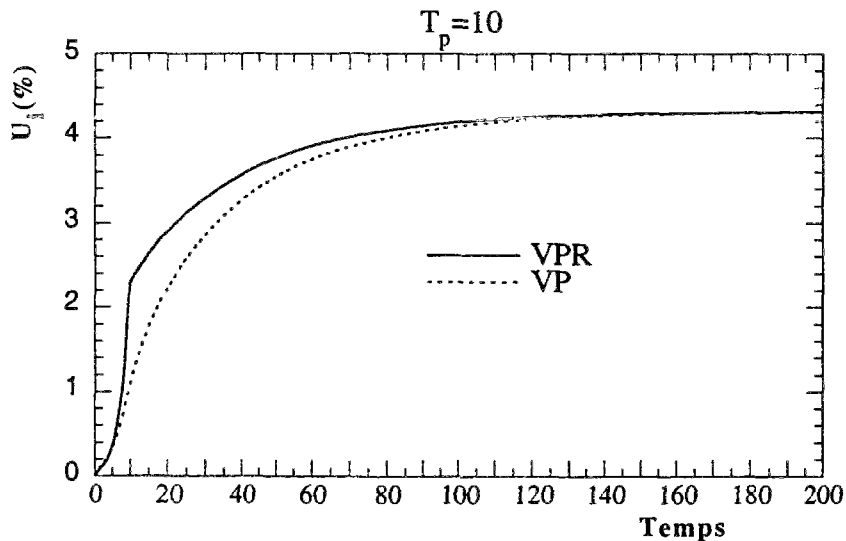


Figure 3.7b. Convergence en fonction du temps ( $T_p=10$ )

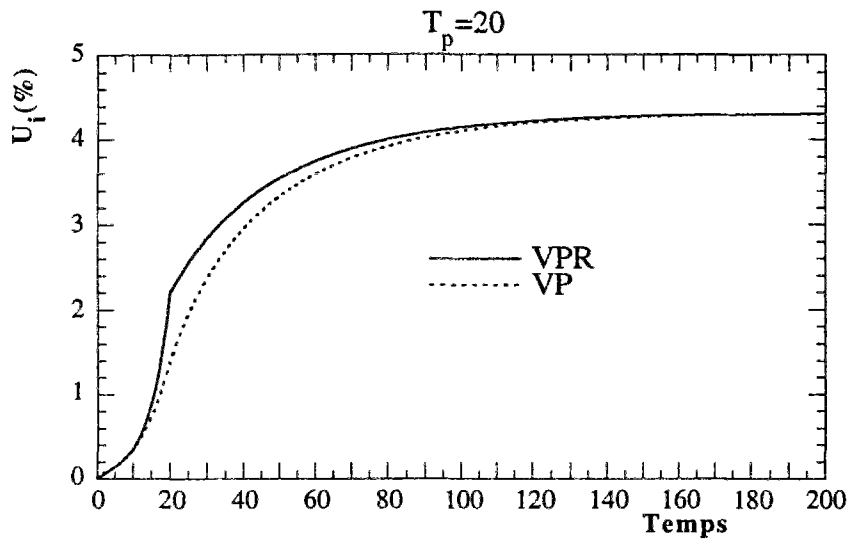


Figure 3.7c. Convergence en fonction du temps ( $T_p=20$ )

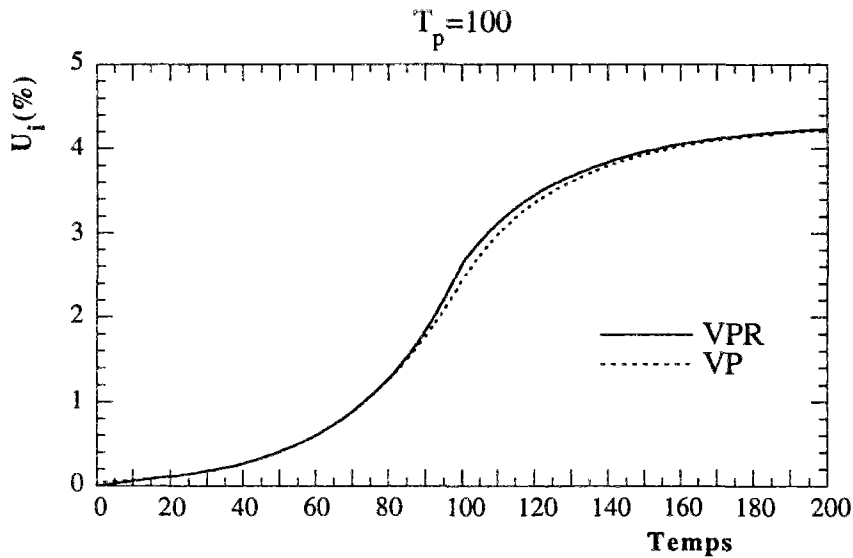


Figure 3.7d. Convergence en fonction du temps ( $T_p=100$ )

### Autres analyses

Pour cette analyse nous avons pris  $C=2$  MPa, les autres paramètres sont les mêmes que précédemment. Nous allons considérer les paramètres de chargement suivants: 0,5 MPa, 1 MPa et 2 MPa pour  $P_0$ , et  $T_p=5, 10, 20$  et 100. Les valeurs dimensionnelles correspondantes du temps sont respectivement de 12,5; 25; 50; et 250 jours. Pratiquement ces valeurs caractérisent le temps de construction du tunnel.

## Paramètres de chargement

a)  $P_0 = 0,5$  MPa, cette valeur correspond à une pression de soutènement assez faible, par conséquent les valeurs des déformations finales sont relativement élevées.

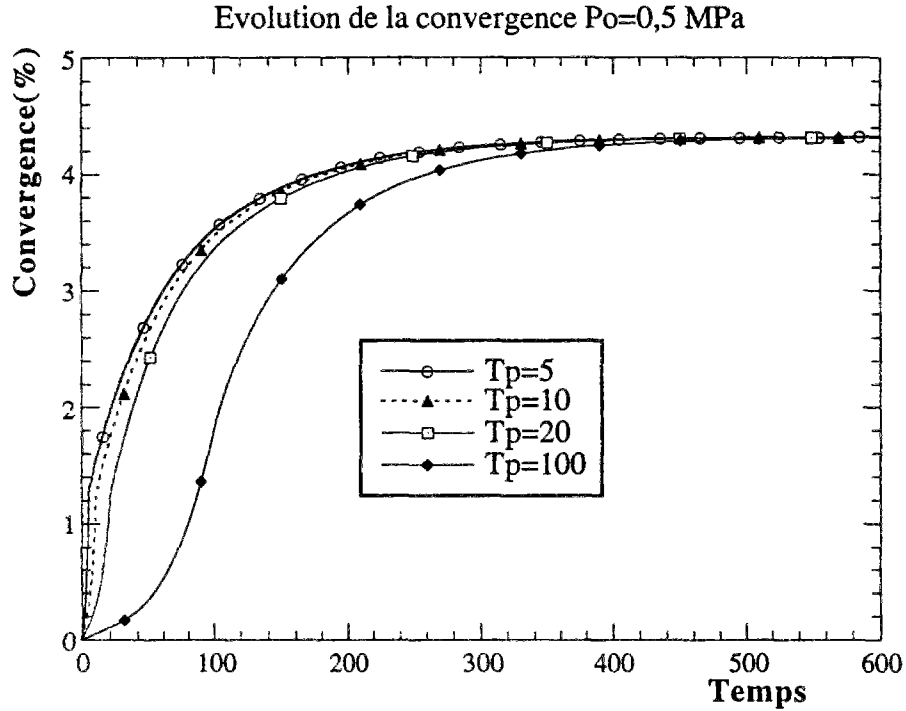


Figure 3.8a: Évolution de la convergence

La Figure 3.8a ci-dessus nous montre l'évolution en fonction du temps de la convergence en paroi pour les quatre valeurs du paramètre  $T_p$ . Nous remarquons premièrement que les courbes convergent toutes vers la même valeur égale à :

$$U = \frac{2}{E} C_1 e^{\left( \frac{P_\infty - P_0}{C_1} - 1 \right)} \quad (3.38)$$

En effet, l'équilibre final de l'ouvrage est celui qui correspond à la solution classique du tunnel en milieu plastique parfait avec critère de Tresca de cohésion  $C_1$ . Cet équilibre final ne dépend donc pas du fait qu'il y ait eu rupture ou pas pendant la phase transitoire. On verra dans la partie 3 qu'il n'en est pas de même pour des trajets de chargement plus complexes.

En revanche, les évolutions de la convergence pendant la phase transitoire sont très différentes suivant les valeurs du paramètre de chargement  $T_p$ . Plus ce paramètre est faible, ce qui correspond à des grandes vitesses de chargement (faible durée de construction dans la pratique), plus l'évolution de la convergence vers la solution viscoplastique parfaite est rapide.

En comparant par exemple les cas  $T_p=10$  et  $T_p=100$ , on observe que la solution après l'instant 200 (adimensionnel) dans le premier cas est supérieure de l'ordre de 20% à celle du deuxième cas.

Dès que la pression en paroi cesse de varier ( $T > T_p$ ), l'évolution de la convergence diminue sensiblement comme nous le montrent les différents instants sur la figure 3.8b. Ce phénomène peut s'expliquer par le fait que pendant cette phase, seules les déformations viscoplastiques évoluent et elles sont les seules à influencer l'évolution de la convergence.

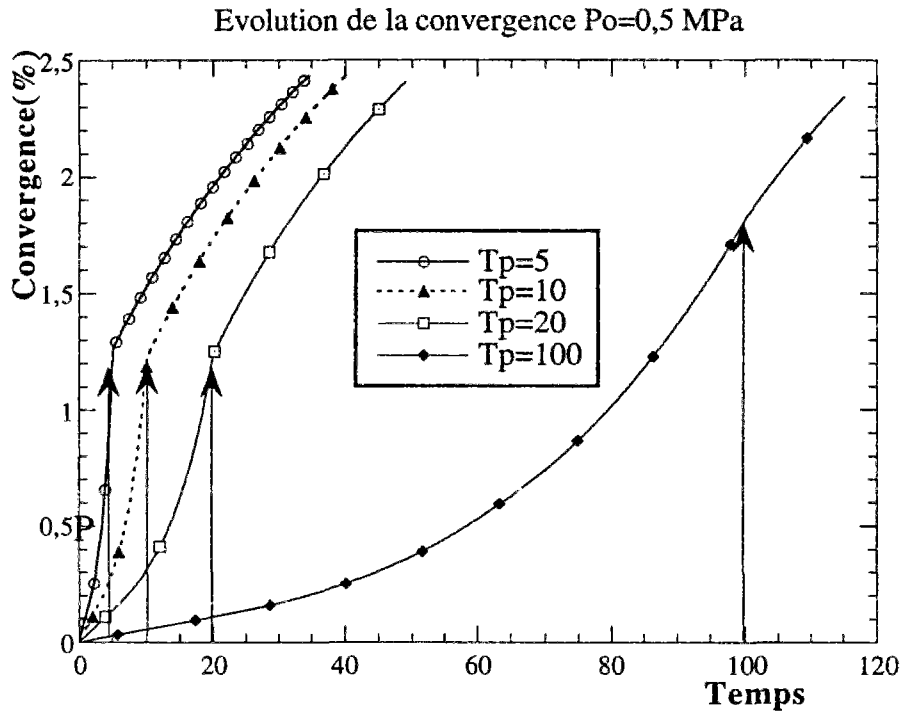


Figure 3.8b. Différents instants pendant l'évolution de la convergence

L'évolution de la convergence est de forme exponentielle jusqu'à l'instant  $T_p$ , ensuite devient logarithmique. Cette différence s'explique par la contribution des déformations plastique pendant la phase transitoire. De plus, la valeur de la convergence pour des valeurs de  $T_p$  égales à 5, 10 et 20 est sensiblement identique (1,2%), et s'explique par le fait que la phase transitoire pour ces valeurs est assez courte. En revanche, la phase transitoire correspondant à  $T_p=100$  est beaucoup plus longue, et explique pourquoi la valeur de la convergence est plus élevée pour cette valeur.

b) Extension maximale de la zone de rupture et de la zone viscoplastique.

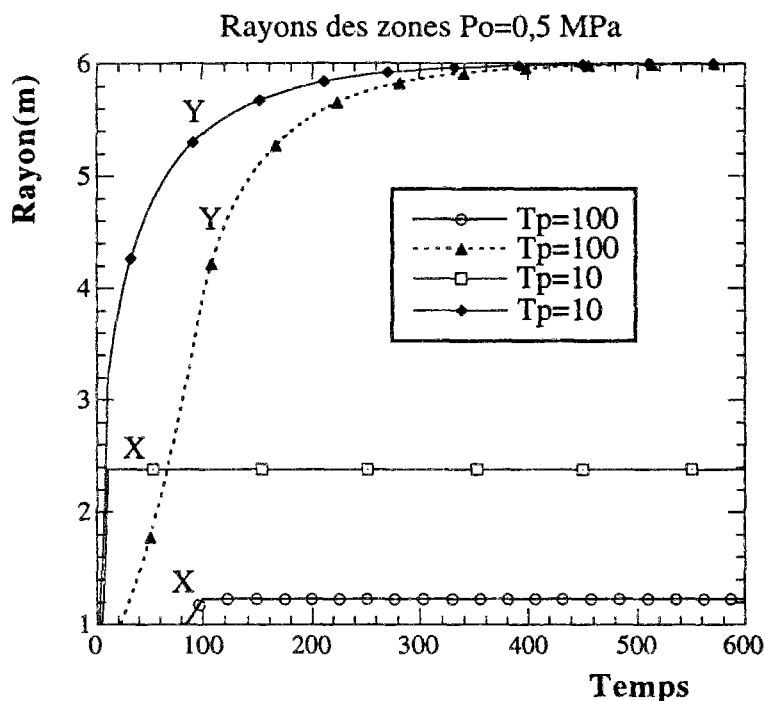


Figure 3.9a : Évolution des rayons

La Figure 3.9a ci-dessus, nous montre l'évolution du rayon de la zone de rupture et celle de la zone viscoplastique pour deux valeurs extrêmes du paramètre de chargement ( $T_p=10$  et  $T_p=100$ ). Dans les deux cas, le rayon de la zone viscoplastique converge vers la même valeur, proportionnelle à la racine carré de la convergence finale du tunnel.

Par contre, les valeurs correspondantes du rayon de l'extension maximale de la zone de rupture sont différentes suivant les valeurs du paramètre de chargement  $T_p$ . Dans le cas d'un chargement très lent,  $T_p=100$  par exemple, cette valeur est très proche de celle du rayon du tunnel, ce qui signifie que la rupture s'est très peu développée pendant le chargement. Alors que dans le cas d'un chargement rapide,  $T_p=10$  par exemple, cette valeur est nettement plus grande que celle du rayon intérieur du tunnel. La rupture s'est considérablement développée au cours du chargement.

c) Instant d'apparition des différentes zones

L'examen détaillé de la Figure 3.9a nous montre (Figure 3.9b) les instants d'apparition des différentes zones de rupture et de viscoplasticité.

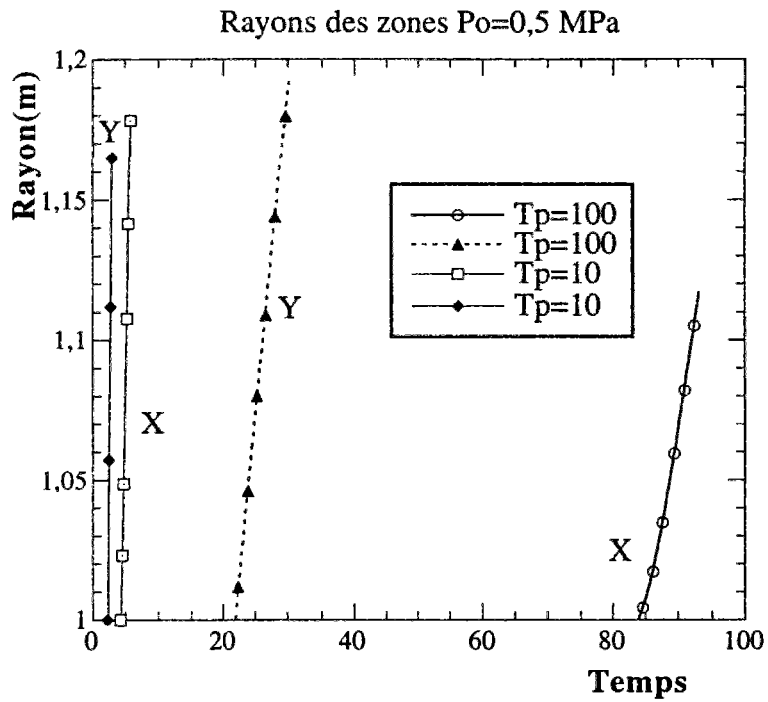


Figure 3.9b : Instants d'apparition des zones

Pour le cas de chargement où  $T_p=10$ , le rapport entre le temps d'apparition de la zone de rupture et celui de la zone viscoplastique est inférieur à 2, alors que dans le cas  $T_p=100$  ce rapport est de l'ordre de 4. Ceci traduit le fait que plus le chargement est rapide, plus la valeur du rayon de l'extension maximale des différentes zones est grande.

#### d) Autres analyses

Les Figures 3.10 et 3.11 ci-dessous nous montrent l'évolution de la convergence pour différentes valeurs de pression en paroi.

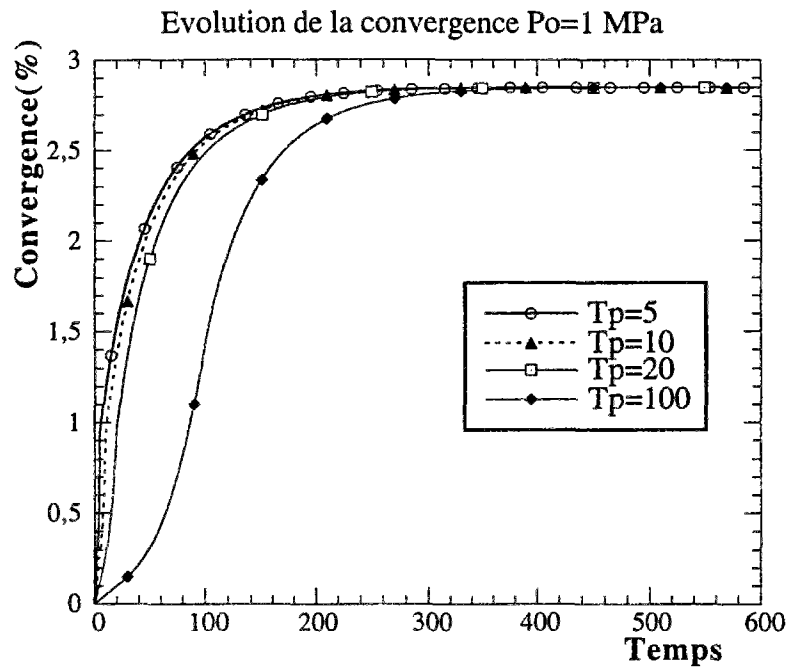


Figure 3.10a : Convergence en fonction du temps

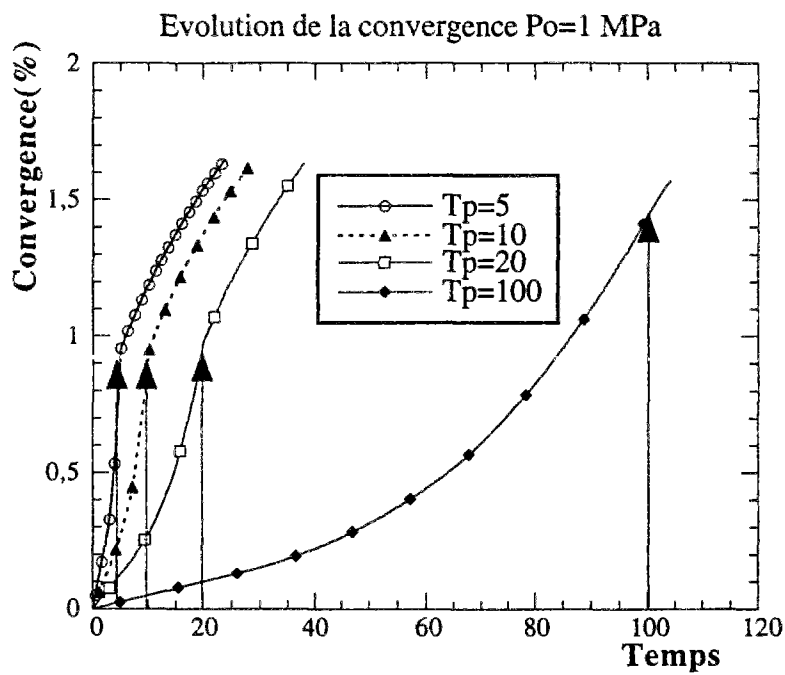


Figure 3.10b. Différents instants  $T_p$

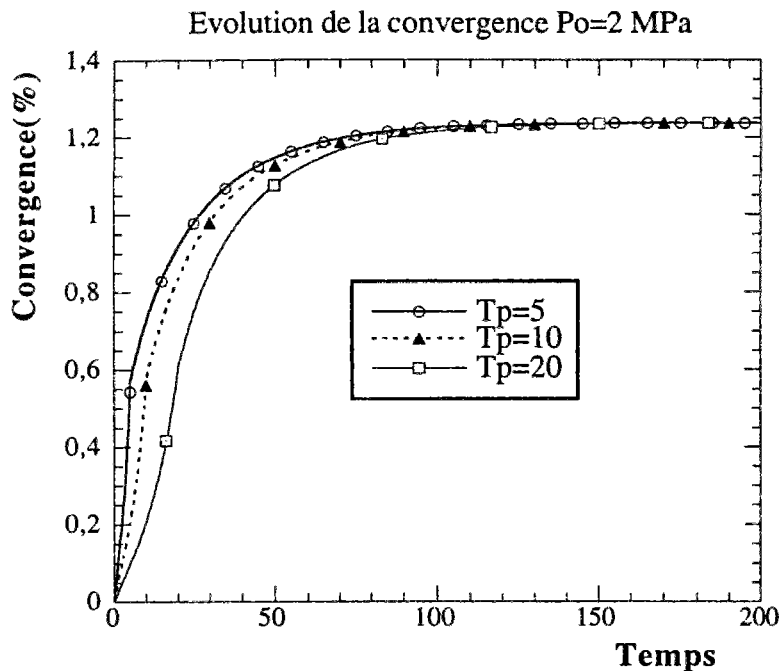


Figure 3.11 : Convergence en fonction du temps

-Pour  $P_0=1$  MPa, l'évolution de la convergence à la même forme celle correspondant à  $P_0=0,5$  MPa, avec notamment la convergence en paroi qui est une fonction croissante du temps de pose, et les phases transitoires pendant lesquelles l'évolution a une forme exponentielle. La différence essentielle se situe au niveau de la valeur de la convergence à l'équilibre, qui très logiquement décroît quand la pression  $P_0$  augmente. Dans ce cas, elle est de 2,87% et elle vaut 4,30% pour  $P_0=0,5$  MPa. Les instants  $T_p$  pour cette valeur de la pression sont illustrés sur la figure 3.10b. On observe les mêmes caractéristiques que dans le cas où  $P_0=0,5$  MPa, seule la valeur de la convergence à ces instants est différente.

-Pour  $P_0=2$  MPa, les mêmes observations peuvent être faites. Cependant, remarquons que sur la Figure 3.11, le calcul correspondant à  $T_p=100$  n'apparaît pas. En effet pour  $P_0=2$  MPa, les vitesses de chargements très faibles ne font pas apparaître la zone de rupture (déformation faible) et la courbe d'évolution de la convergence correspondant à cette valeur ne peut pas être obtenue par le système complet d'équations différentielles précédentes. Dans ce cas, seules les phases 1, 2 et 4 apparaissent pendant le chargement. Plus la déformation est faible, moins l'extension maximale de la zone de rupture est élevée. Ceci explique pourquoi dans le cas  $P_0=0,5$  MPa, il y a apparition de la rupture pour  $T_p=100$  (figure 3.9).

La figure 3.12 ci-dessous illustre ce phénomène dans le cas où  $P_0=1$  MPa. On constate bien que la valeur correspondante à l'extension maximale du rayon de la zone de rupture est très faible.



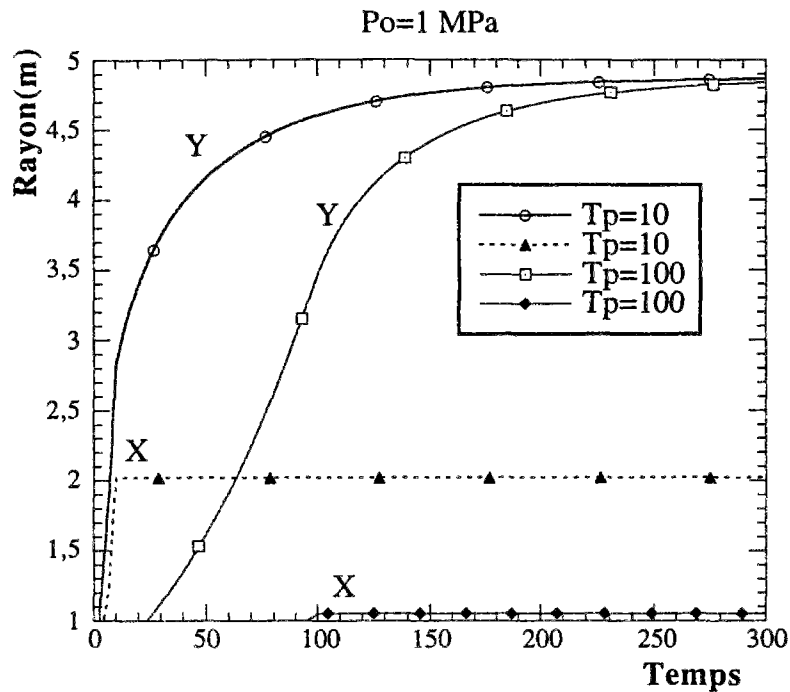


Figure 3.12 : Rayons d'extension maximale des zones

Dans ce cas, on constate que à  $T_p=100$ , la différence entre la valeur du rayon de la zone de rupture et le rayon du tunnel est pratiquement nulle. Pour une valeur de  $T_p$  supérieure ou égale à 150 et les paramètres de comportement utilisés, la zone de rupture n'apparaît jamais.

Dans la pratique (temps moyens de creusement plus rapides, par exemple  $T_p=10$  et 100 correspond à des durées de 16 et 333 jours pour la durée de construction du tunnel), pour l'argile considérée, la rupture apparaît donc toujours pendant le creusement.

## CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons développé grâce à des hypothèses simples une solution semi-analytique pour le modèle viscoplastique avec rupture, sur un cas de chargement assez simple. L'analyse numérique de cette solution nous a montré la cohérence des résultats par rapport à des solutions analytiques de la littérature. Cependant ces résultats ont été obtenus pour des chargements simples et en situation unidimensionnelle.

Si l'on envisage des chargements plus complexes, il s'avère nécessaire de développer des calculs par éléments finis.

La solution analytique que nous avons établie servira également à la validation de l'algorithme de résolution par éléments finis que nous allons développer dans les deux chapitres suivants.

## Chapitre 4

### **FORMULATION ET ALGORITHME DE RÉOLUTION NUMÉRIQUE PAR LA MÉTHODE DES ÉLÉMENTS FINIS**

---

Si l'on désire prendre en compte des particularités du modèle de comportement que l'on a négligés en première analyse (dilatance, écrouissage plus sophistiqué, etc...) ou si l'on souhaite tester des cas de chargements plus complexes (creusement des tunnels par exemple), il est nécessaire de développer des méthodes numériques par éléments finis.

En effet, la méthode des éléments finis est par excellence l'outil moderne de calcul, unanimement adoptée pour sa généralité et sa facilité de programmation. Elle ne peut cependant être appliquée facilement au modèle viscoplastique avec rupture dans sa forme classique standard comportant une intégration dans le temps pour des problèmes viscoplastiques et un schéma itératif pour les problèmes de plasticité. Le traitement numérique du modèle viscoplastique avec rupture devient complexe en raison de l'évolution simultanée des déformations plastiques et viscoplastiques pendant le chargement.

Quelques auteurs se sont intéressés à ces types de problèmes numériques [Runesson&al, 1981], [Borja&Kavazandjian, 1981]. Ces auteurs ont utilisé le principe de la décomposition du tenseur des déformations irréversibles en une partie plastique et une viscoplastique pour décrire le comportement de certaines argiles de surface. Pour les premiers par exemple, l'intégration dans le temps est effectuée à l'aide d'une méthode de Runge-Kutta d'ordre 2; dans les travaux des seconds la déformation viscoplastique dépend explicitement du temps. Pour tous ces auteurs, les critères de plasticité et de viscoplasticité sont de type Cam-Clay, faisant ainsi intervenir la pression interstitielle dans le milieu.

D'autres auteurs comme [Sharifi P&Yates, 1974] , [Pifko&Levy, 1981] ou [Snyder&Bathe, 1981] ont utilisé la même décomposition pour représenter cette fois le comportement de certains aciers à très haute température. De même [Lemaître&Chaboche, 1984] se sont intéressés à cette décomposition et plus précisément d'un point de thermodynamique. [Sharifi P&Yates, 1974] utilisent une loi viscoplastique sans seuil de Norton-Odqvist pour représenter la loi de fluage dans leur décomposition du tenseur des déformations irréversibles. [Pifko&Levy, 1981] proposent une approche plus générale basée sur un schéma d'Euler explicite pour l'intégration dans le temps.

Une des difficultés majeures d'un algorithme reste toujours son implémentation pratique. L'algorithme que nous proposons dans ce chapitre s'inspire en partie des travaux de tous ces auteurs, mais plus précisément des travaux de [Snyder&Bathe, 1981] et [Lemaître&Chaboche, 1984]. Pour les premiers, l'intégration dans le temps s'effectue suivant un schéma semi-implicite d'Euler, et utilisent plutôt des critères de Von-Mises pour représenter la plasticité et la viscoplasticité. Les seconds présentent un cadre thermodynamique qui nous assure l'existence de la solution numérique. C'est aussi en nous basant sur les outils numériques de GEOMEQ91 [Bernaud, 1991] que nous avons implanté notre méthode de résolution par éléments finis qui se démarque de celle de Bathe&Snyder par les critères que nous utilisons

Le premier paragraphe de ce chapitre est consacré à la formulation générale du modèle et la détermination du multiplicateur plastique. Dans le dernier paragraphe,

nous présentons de manière détaillée l'algorithme VPR (viscoplastique avec rupture) qui a été mis au point et implanté dans GEOMEQ91.

## 4.1 FORMULATION EN PLASTICITÉ AVEC VISCOPLASTICITÉ

### 4.1.1 Hypothèses générales et équations fondamentales

Rappelons que l'hypothèse fondamentale dans la formulation de notre modèle est la partition du tenseur des déformations. La déformation totale est somme de trois termes : la déformation élastique, la déformation plastique et la déformation viscoplastique.

$$\underline{\underline{\varepsilon}} = \underline{\underline{\varepsilon}}^e + \underline{\underline{\varepsilon}}^p + \underline{\underline{\varepsilon}}^{vp} \quad (4.1)$$

Cette hypothèse permet ainsi l'utilisation des théories de la plasticité et de la viscoplasticité dans la résolution du problème d'évolution des structures avec un comportement viscoplastique avec rupture. La loi de comportement élastique s'écrit :

$$\underline{\underline{\sigma}} = \underline{\underline{D}} : (\underline{\underline{\varepsilon}} - \underline{\underline{\varepsilon}}^p - \underline{\underline{\varepsilon}}^{vp}) \quad (4.2)$$

$\underline{\underline{D}}$  étant le tenseur d'élasticité.

Dans le cadre de cette formulation, nous allons supposer que le matériau est standard, le potentiel plastique sera donc confondu avec la surface de charge (plastique). La partie viscoplastique du tenseur des déformations totales obéit à une règle de normalité.

La vitesse de déformation viscoplastique dérive d'un potentiel dont l'expression générale est donnée par :

$$\Omega(\underline{\underline{\sigma}}) = \frac{1}{2\eta} \langle F^{vp}(\underline{\underline{\sigma}}) \rangle^2 \quad (4.3)$$

La fonction  $F^{vp}$  représente le critère de viscoplasticité,  $\eta$  étant la viscosité du matériau. Les critères de viscoplasticité considérés dans le cadre des argiles raides sont ceux de Tresca ou Mohr-Coulomb.

L'expression de la vitesse de déformation viscoplastique est donnée par :

$$\dot{\underline{\underline{\varepsilon}}}^{vp} = \frac{\partial \Omega}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} \quad (4.4)$$

La vitesse de déformation plastique dérive quant à elle d'un potentiel  $G$  et son expression est donnée par :

$$\dot{\underline{\underline{\varepsilon}}}^p = \lambda \frac{\partial G}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} \quad G \text{ étant le potentiel plastique.} \quad (4.5)$$

Avec  $G = F^p$  critère de plasticité.

Le calcul du multiplicateur plastique  $\lambda$  nécessite l'utilisation de la condition de consistance pendant l'écoulement plastique

### Détermination du multiplicateur plastique $\lambda$

Soient  $\delta \underline{\underline{\varepsilon}}^P$ ,  $\delta \underline{\underline{\varepsilon}}^{VP}$ ,  $\delta \underline{\underline{\varepsilon}}$ , les vitesses de déformation plastique, viscoplastique, et totale. La loi de comportement élastique nous permet d'écrire la vitesse des contraintes sous la forme :

$$\delta \underline{\underline{\sigma}} = \underline{\underline{D}} : (\delta \underline{\underline{\varepsilon}} - \delta \underline{\underline{\varepsilon}}^P - \delta \underline{\underline{\varepsilon}}^{VP}) \quad (4.6)$$

Le critère de plasticité dans le cas général peut s'écrire sous la forme suivante :

$$F^P = F^P(\underline{\underline{\sigma}}, \alpha) \quad \alpha \text{ étant le paramètre d'écrouissage}$$

En se limitant au cas des matériaux à écrouissage isotrope, la loi d'écoulement s'écrit alors :

$$\delta \underline{\underline{\varepsilon}}^P = \delta \lambda \frac{\partial F^P}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} \quad (4.7)$$

$$\delta \alpha = \delta \lambda \psi(\underline{\underline{\sigma}}, \alpha) \quad \text{avec} \quad \psi(\underline{\underline{\sigma}}, \alpha) = \frac{\partial F^P}{\partial \alpha} \quad (4.8)$$

La variation de  $F^P$  s'écrit ;

$$\delta F^P = \frac{\partial F^P}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} : \delta \underline{\underline{\sigma}} + \frac{\partial F^P}{\partial \alpha} \cdot \delta \alpha \quad (4.9)$$

$\delta F^P = 0$  s'écrit donc, grâce à l'équation (4.6) sous la forme :

$$\frac{\partial F^P}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} : \underline{\underline{D}} : (\delta \underline{\underline{\varepsilon}} - \delta \underline{\underline{\varepsilon}}^P - \delta \underline{\underline{\varepsilon}}^{VP}) + \frac{\partial F^P}{\partial \alpha} \cdot \delta \lambda \psi(\underline{\underline{\sigma}}, \alpha) = 0 \quad (4.10)$$

Ce qui nous permet d'obtenir le multiplicateur plastique  $\delta \lambda$

$$\delta \lambda = \frac{\frac{\partial F^P}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} : \underline{\underline{D}} : \delta \underline{\underline{\varepsilon}} - \frac{\partial F^P}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} : \underline{\underline{D}} : \frac{\partial \Omega}{\partial \underline{\underline{\sigma}}}}{\frac{\partial F^P}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} : \underline{\underline{D}} : \frac{\partial F^P}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} - \frac{\partial F^P}{\partial \alpha} \cdot \psi} \quad (4.11)$$

S'il n'y a pas d'écrouissage, l'expression devient:

$$\delta\lambda = \frac{\frac{\partial F^P}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} : D : \delta \underline{\underline{\varepsilon}} - \frac{\partial F^P}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} : D : \frac{\partial \Omega}{\partial \underline{\underline{\sigma}}}}{\frac{\partial F^P}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} : D : \frac{\partial F^P}{\partial \underline{\underline{\sigma}}}} \quad (4.12)$$

**Remarque:**

Dans le cas d'un matériau non standard en viscoplasticité et sans écrouissage, les vitesses de déformations viscoplastique et plastique s'écrivent respectivement :

$$\underline{\underline{\dot{\varepsilon}}}^{vp} = \frac{1}{\eta} \langle F^{vp} \rangle \frac{\partial G^{vp}}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} \quad \text{et} \quad \underline{\underline{\dot{\varepsilon}}}^p = \lambda \frac{\partial F^P}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} \quad (4.13)$$

$G^{vp}$  étant le potentiel viscoplastique.  
Le multiplicateur  $\delta\lambda$  devient;

$$\delta\lambda = \frac{\frac{\partial F^P}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} : D : \delta \underline{\underline{\varepsilon}} - \frac{\partial F^P}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} : D : \frac{1}{\eta} \langle F^{vp} \rangle \frac{\partial G^{vp}}{\partial \underline{\underline{\sigma}}}}{\frac{\partial F^P}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} : D : \frac{\partial F^P}{\partial \underline{\underline{\sigma}}}} \quad (4.14)$$

#### 4.1.2 Intégration en plasticité avec viscoplasticité

Nous exposons dans ce paragraphe le principe d'intégration numérique de la loi de comportement viscoplastique avec rupture. L'intégration utilise le principe itératif du schéma implicite de la résolution numérique classique en plasticité. En chaque point le problème est résolu incrémentalement de la manière suivante :

A partir de l'état  $n$  où toutes les grandeurs du problème sont supposées connues, l'incrément de charge se traduit par un incrément de déformation  $\delta \underline{\underline{\varepsilon}}$  (solution d'un problème élastique). On pose alors :

$$\underline{\underline{\sigma}}^* = \underline{\underline{\sigma}}_n + D : \delta \underline{\underline{\varepsilon}}$$

A l'état  $n+1$ , le trajet élastoplastique impose qu'on doit avoir  $F^P(\underline{\underline{\sigma}}_{n+1}) = 0$  avec :

$$\underline{\underline{\sigma}}_{n+1} = \underline{\underline{\sigma}}^* - D : (\delta \underline{\underline{\varepsilon}}^p + \delta \underline{\underline{\varepsilon}}^{vp})$$

Un développement limité de  $F(\underline{\underline{\sigma}}_{n+1})$  au premier ordre au voisinage de  $\underline{\underline{\sigma}}^*$  nous donne l'expression numérique du multiplicateur plastique pour un matériau non écrouissable soit :

$$\delta\lambda = \frac{\langle F^P(\underline{\underline{\sigma}}^*) - \frac{\partial F^P}{\partial \underline{\underline{\sigma}}}(\underline{\underline{\sigma}}^*) : D : \frac{\partial \Omega}{\partial \underline{\underline{\sigma}}}(\underline{\underline{\sigma}}^*) \rangle}{\frac{\partial F^P}{\partial \underline{\underline{\sigma}}}(\underline{\underline{\sigma}}^*) : D : \frac{\partial F^P}{\partial \underline{\underline{\sigma}}}(\underline{\underline{\sigma}}^*)} \quad (4.15)$$

Dans le cas d'un matériau non standard, nous avons :

$$\delta\lambda = \frac{\langle F^P(\underline{\underline{\sigma}}^*) - \frac{1}{\eta} \langle F^{VP}(\underline{\underline{\sigma}}^*) \rangle \frac{\partial F^P}{\partial \underline{\underline{\sigma}}}(\underline{\underline{\sigma}}^*) : D : \frac{\partial G^{VP}}{\partial \underline{\underline{\sigma}}}(\underline{\underline{\sigma}}^*) \rangle}{\frac{\partial F^P}{\partial \underline{\underline{\sigma}}}(\underline{\underline{\sigma}}^*) : D : \frac{\partial F^P}{\partial \underline{\underline{\sigma}}}(\underline{\underline{\sigma}}^*)} \quad (4.16)$$

**Remarque:**

En suivant la même démarche que celle effectuée dans le cas d'un matériau plastique par [Bernaud, 1991], les vitesses de déformation plastique peuvent être déterminées de façon explicite pour les matériaux de Von-Mises et Drucker-Prager, pour des problèmes d'évolution en déformation plane et en axisymétrie. Nous obtenons donc l'expression exacte du multiplicateur plastique.

Pour les matériaux obéissant au critère de Von Mises nous avons :

$$\delta\lambda = \frac{\langle F^P(\underline{\underline{\sigma}}^*) - \frac{2\mu b^2}{\eta} \langle F^{VP} \rangle \rangle}{2\mu b^2} \quad (4.17)$$

Pour des matériaux obéissant au critère de Drucker-Prager, nous avons;

$$\delta\lambda = \frac{\langle F^P(\underline{\underline{\sigma}}^*) - \left( \frac{2\mu b b_p + 9k a a_p}{\eta} \right) F^{VP} \rangle}{2\mu b b_p + 9k a a_p} \quad (4.18)$$

Les constantes sont définies de la façon suivante :

$\mu = \frac{E}{2(1+\nu)}$  coefficient de Lamé. E et  $\nu$  étant respectivement le module d'Young et le coefficient de Poisson du matériau.

Soit F le critère de Drucker-Prager, il peut s'écrire sous la forme suivante :

$$F(\underline{\underline{\sigma}}) = a \operatorname{tr}(\underline{\underline{\sigma}}) + b \|\underline{\underline{\sigma}}^D\| - \sigma_s, \text{ le potentiel s'écrit } G(\underline{\underline{\sigma}}) = a_p \operatorname{tr}(\underline{\underline{\sigma}}) + b_p \|\underline{\underline{\sigma}}^D\|$$

$$\text{Avec } a = \frac{k-1}{3}, b = \frac{k_1}{\sqrt{6}}, a_p = \frac{k'-1}{3}, b_p = \frac{k'_1}{\sqrt{6}}$$

$k_1=2k+1$  (cône inscrit dans la pyramide de Mohr-Coulomb) ou  $k_1=k+2$  (cône circonscrit).

$k$  est le coefficient de poussée.

$k'$  est donné par l'angle de dilatance

$k'_1$  a la même expression que  $k_1$  en remplaçant  $k$  par  $k'$

On pourra se rapporter à la thèse de Bernaud[1991] pour plus de détails.

## 4.2 ALGORITHME DE RÉOLUTION PAR ÉLÉMENTS FINIS

Dans le cadre de la formulation décrite au paragraphe précédent, l'algorithme de résolution par la méthode des éléments finis est basé sur le schéma semi-implicite d'Euler de la résolution numérique des équations différentielles ordinaires. A chaque pas de temps sont effectués les calculs des déplacements nodaux, et des contraintes aux points de Gauss, ainsi que les déformations plastiques et viscoplastiques aux mêmes points de Gauss [Snyder&Bathe 1981].

### 4.2.1 Principes et bases de résolution

#### La Méthode Semi-Implicite d'Euler

Considérons un système d'équations différentielles du premier ordre de la forme suivante :

$$\dot{\underline{X}} = F(\underline{X}, t) \text{ pour } t > t_0$$

$$\text{avec } \underline{X}(t_0) = \underline{X}_0$$

En supposant l'existence d'une solution approximative à l'instant  $t$ , la méthode semi-implicite d'Euler consiste à écrire le système précédent à l'instant  $t+\alpha\Delta t$  avec  $0 \leq \alpha \leq 1$ ; la formule d'Euler s'écrit [Dhatt&Touzot, 1984] alors :

$$\underline{X}(t + \Delta t) = \underline{X}(t) + \Delta t F(\underline{X}(t + \alpha\Delta t), t + \alpha\Delta t) \quad (4.19)$$

avec

$$\underline{X}(t + \alpha\Delta t) = \alpha \underline{X}(t + \Delta t) + (1 - \alpha) \underline{X}(t) \quad (4.20)$$

On retrouve la méthode classique d'Euler explicite lorsque  $\alpha=0$ , et la méthode d'Euler implicite lorsque  $\alpha=1$ ; le cas  $\alpha=0,5$  correspond à la méthode du trapèze lorsque le système correspondant est linéaire.

#### Stabilité de la Méthode Semi-Implicite

Dans l'analyse générale de la stabilité d'une méthode de résolution numérique des équations différentielles, on s'intéresse d'abord à la propagation des erreurs au cours du temps. La stabilité de la solution numérique est une des conditions nécessaires pour la précision des résultats numériques. Cependant une solution numérique bien que stable peut ne pas être précise ce qui est souvent le cas des méthodes simples.

Une condition de stabilité dans le cas d'un système linéaire d'équations différentielles peut s'écrire [Dhatt&Touzot, 1984] :

$$(1 - 2\alpha)\Delta t \lambda_{\max} \leq 2 \text{ où}$$

$\lambda_{\max}$  est la plus grande valeur propre de la matrice associée au système.

Cette inégalité donne une première valeur maximale imposée au pas de temps dans la résolution numérique. Cette condition est imposée par la stabilité de la méthode de résolution numérique. Nous verrons plus loin qu'il existe une autre condition sur le pas de temps, qui sera imposée par le comportement viscoplastique du matériau.

#### 4.2.2 Formulation par éléments finis

Dans cette partie, nous développons l'algorithme de résolution numérique du problème d'évolution de la structure dans le cadre de la méthode des éléments finis. L'algorithme ainsi décrit sera par la suite implanté dans le code de calcul par éléments finis GEOMEQ91. D'une façon générale, nous utilisons un pas de temps constant  $\Delta t$  et le problème revient donc de rechercher la solution numérique au temps  $t + \Delta t$  connaissant celle à l'instant  $t$ .

#### Équations d'Équilibre et Lois de Comportement

A l'instant  $t + \Delta t$ , le principe des travaux virtuels appliqué à l'assemblage de la structure discrétisée par élément finis ( $N$  éléments), les équations du comportement viscoplastique avec rupture, donnent les équations sous forme vectorielle [Bathe, 1982] suivante :

$$\sum_{m=1}^N \int_{V_m} \underline{\underline{B}}^T : \underline{\underline{\sigma}}(t + \Delta t) dv = \underline{\underline{F}}(t + \Delta t) \quad (4.21)$$

$$\underline{\underline{\sigma}}(t + \Delta t) = \underline{\underline{D}} : (\underline{\underline{\epsilon}}(t + \Delta t) - \underline{\underline{\epsilon}}^P(t + \Delta t) - \underline{\underline{\epsilon}}^{VP}(t + \Delta t)) \quad (4.22)$$

$$\dot{\underline{\underline{\epsilon}}}^P(t + \Delta t) = \lambda \frac{\partial F^P}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} \quad (4.23)$$

$$\dot{\underline{\underline{\epsilon}}}^{VP}(t + \Delta t) = \frac{1}{\eta} \langle F^{VP} \rangle \frac{\partial F^{VP}}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} \quad (4.24)$$

où on a

$$\underline{\underline{\epsilon}}(t + \Delta t) = \underline{\underline{B}} \cdot \underline{\underline{U}}(t + \Delta t) \quad (4.25)$$

Avec les notations suivantes;

$\underline{\underline{B}}$  = matrice de transformation déplacements-déformations.

$\underline{\underline{U}}(t + \Delta t)$  = vecteur des déplacements nodaux à l'instant  $t + \Delta t$

$\underline{\underline{F}}(t + \Delta t)$  = vecteur des forces nodales extérieures à l'instant  $t + \Delta t$



Toutes ces équations sont valables partout dans la structure du milieu continu discrétisé. Cependant, pour des raisons de simplicité et de clarté, nous ne considérerons par la suite ces équations que sur un seul élément de volume du milieu et non plus la sommation sur tout le volume discrétisé.

En remplaçant les équations (4.25) et (4.22) dans l'équation (4.21), nous avons alors les équations suivantes:

$$\underline{\underline{K}} \cdot \underline{\underline{U}}(t + \Delta t) = \underline{\underline{F}}(t + \Delta t) + \int_v \underline{\underline{B}}^T : \underline{\underline{D}} : (\underline{\underline{\epsilon}}^P(t + \Delta t) + \underline{\underline{\epsilon}}^{VP}(t + \Delta t)) dv \quad (4.26)$$

où

$$\underline{\underline{K}} = \int_v \underline{\underline{B}}^T : \underline{\underline{D}} : \underline{\underline{B}} dv \text{ est la matrice de rigidité élastique} \quad (4.27)$$

Par la suite, on expose l'algorithme de la méthode semi-implicite d'Euler pour obtenir les déformations plastiques et viscoplastiques  $\underline{\underline{\epsilon}}^P(t + \Delta t)$ ,  $\underline{\underline{\epsilon}}^{VP}(t + \Delta t)$ .

A l'instant  $t + \Delta t$  en supposant connues toutes les quantités à l'instant précédent  $t$ , nous avons alors la décomposition suivante basée sur la méthode semi-implicite d'Euler :

$$\underline{\underline{\epsilon}}^P(t + \Delta t) = \underline{\underline{\epsilon}}^P(t) + \Delta \underline{\underline{\epsilon}}^P \quad (4.28)$$

$$\underline{\underline{\epsilon}}^{VP}(t + \Delta t) = \underline{\underline{\epsilon}}^{VP}(t) + \Delta \underline{\underline{\epsilon}}^{VP} \text{ avec} \quad (4.29)$$

$$\Delta \underline{\underline{\epsilon}}^P = \Delta t \dot{\underline{\underline{\epsilon}}}^P(t + \alpha \Delta t) = \Delta t \lambda \frac{\partial F^P}{\partial \underline{\underline{\sigma}}}(t + \alpha \Delta t) \quad (4.30)$$

$$\Delta \underline{\underline{\epsilon}}^{VP} = \Delta t \dot{\underline{\underline{\epsilon}}}^{VP}(t + \alpha \Delta t) = \Delta t \frac{1}{\eta} \left\langle F^{VP} \right\rangle \frac{\partial F^{VP}}{\partial \underline{\underline{\sigma}}}(t + \alpha \Delta t) \quad (4.31)$$

Pour des raisons de simplicité et de présentation de l'algorithme de résolution, nous ne considérons dans la suite que le cas particulier  $\alpha=0$ , qui correspond au schéma explicite d'Euler, bien que la méthode reste valable pour toute autre valeur de  $\alpha$ .

Les équations précédentes constituent un ensemble couplé d'équations non linéaires appliquées aux points d'intégration numérique qui sont dans le cadre d'un calcul par éléments finis des points de Gauss pour le calcul des contraintes et des déformations, et des noeuds de l'élément pour le calcul des déplacements.

### 4.2.3 Algorithme itératif de résolution viscoplastique avec rupture (VPR)

La résolution des systèmes non linéaires nécessite généralement l'utilisation des méthodes itératives. Pour cela, nous avons utilisé l'algorithme itératif proposé dans [Snyder&Bathe, 1981] traitant le même type de problème.

### Itération i

A l'itération (i), les déformations plastiques, viscoplastiques, et totales sont supposées connues ainsi que le vecteur déplacement et les contraintes aux points d'intégration numérique, soient :

$$\underline{\underline{\epsilon}}^{p(i)}(t + \Delta t), \underline{\underline{\epsilon}}^{vp(i)}(t + \Delta t), \underline{\underline{\epsilon}}^{(i)}(t + \Delta t)$$

$$\underline{\underline{U}}^{(i)}(t + \Delta t), \underline{\underline{\sigma}}^{(i)}(t + \Delta t)$$

Les valeurs initiales correspondant à l'itération i=0 sont celles de la solution à l'instant précédent t supposées connues. Celles correspondant à l'instant initial t=0 sont les valeurs de l'état initiale de la structure.

### Itération i+1

Les équations suivantes nous permettent de déterminer les déformations et les contraintes aux points de Gauss de l'élément considéré, ainsi que le vecteur déplacement aux noeuds de l'élément soit :

$$\underline{\underline{\epsilon}}^{p(i+1)}(t + \Delta t) = \underline{\underline{\epsilon}}^p(t) + \Delta t \dot{\underline{\underline{\epsilon}}}^{p(i)}(t)$$

$$\underline{\underline{\epsilon}}^{vp(i+1)}(t + \Delta t) = \underline{\underline{\epsilon}}^{vp}(t) + \Delta t \dot{\underline{\underline{\epsilon}}}^{vp(i)}(t)$$

$$\underline{\underline{KU}}^{(i+1)}(t + \Delta t) = \underline{\underline{F}}(t + \Delta t) + \int_v \underline{\underline{B}}^T : \underline{\underline{D}} : (\underline{\underline{\epsilon}}^{p(i+1)}(t + \Delta t) + \underline{\underline{\epsilon}}^{vp(i+1)}(t + \Delta t)) dv$$

$$\underline{\underline{\epsilon}}^{(i+1)}(t + \Delta t) = \underline{\underline{BU}}^{(i+1)}(t + \Delta t)$$

$$\underline{\underline{\sigma}}^{(i+1)}(t + \Delta t) = \underline{\underline{D}} : (\underline{\underline{\epsilon}}^{(i+1)}(t + \Delta t) - \underline{\underline{\epsilon}}^{p(i+1)}(t + \Delta t) - \underline{\underline{\epsilon}}^{vp(i+1)}(t + \Delta t))$$

Posons :

$$\Delta \underline{\underline{U}}^{(i+1)} = \underline{\underline{U}}^{(i+1)}(t + \Delta t) - \underline{\underline{U}}^{(i)}(t + \Delta t)$$

Le schéma ci-dessus dont les inconnues étaient :

$(\underline{\underline{\epsilon}}^{p(i+1)}, \underline{\underline{\epsilon}}^{vp(i+1)}, \underline{\underline{U}}^{(i+1)}, \underline{\underline{\sigma}}^{(i+1)})$  peut être ramené à un système dont l'inconnue  $\underline{\underline{U}}^{(i+1)}$  est remplacée par  $\Delta \underline{\underline{U}}^{(i+1)}$

Il s'écrit alors :

$$\underline{\underline{\epsilon}}^{p(i+1)}(t + \Delta t) = \underline{\underline{\epsilon}}^p(t) + \Delta t \dot{\underline{\underline{\epsilon}}}^{p(i)}(t)$$

$$\underline{\underline{\epsilon}}^{vp(i+1)}(t + \Delta t) = \underline{\underline{\epsilon}}^{vp}(t) + \Delta t \dot{\underline{\underline{\epsilon}}}^{vp(i)}(t)$$

$$\underline{\underline{\sigma}}^{(i+1)}(t + \Delta t) = \underline{\underline{D}} : (\underline{\underline{\epsilon}}^{(i)}(t + \Delta t) - \underline{\underline{\epsilon}}^{P(i+1)}(t + \Delta t) - \underline{\underline{\epsilon}}^{VP(i+1)}(t + \Delta t))$$

$$\underline{\underline{K}} \Delta \underline{\underline{U}}^{(i+1)} = \underline{\underline{F}}(t + \Delta t) - \int_v \underline{\underline{B}}^T \underline{\underline{\sigma}}^{(i+1)}(t + \Delta t) dv$$

Lorsque  $\Delta \underline{\underline{U}} \rightarrow 0$ , l'itération converge et toutes les équations sont satisfaites.

Les schémas 4.1 et 4.2 ci-dessous résument l'algorithme (VPR) de résolution viscoplastique avec rupture implanté dans le code de calcul GEOMEQ91, dans le cas où le système est résolu pour les déplacements totaux.

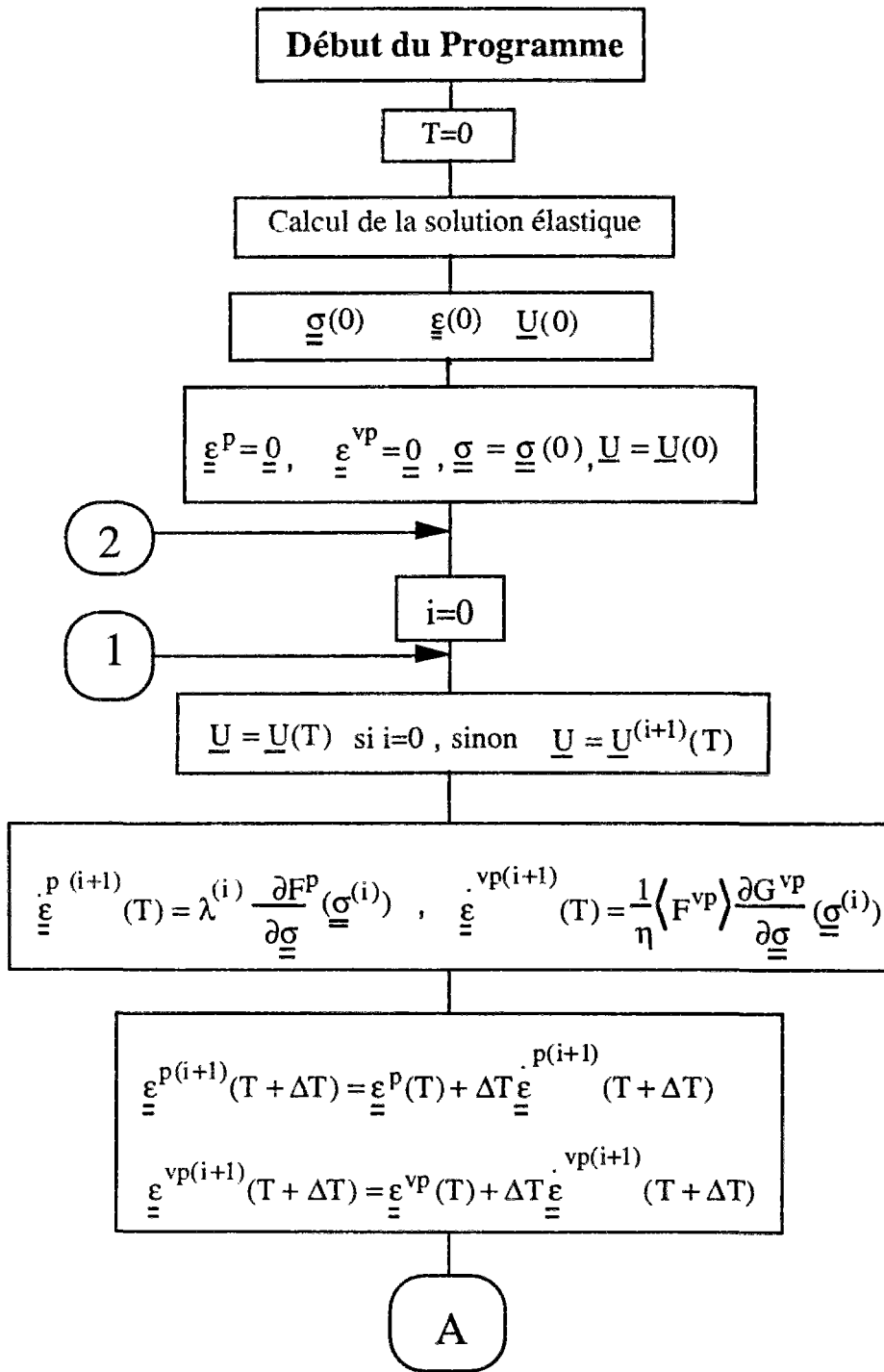


Schéma 4.1. Algorithme de résolution

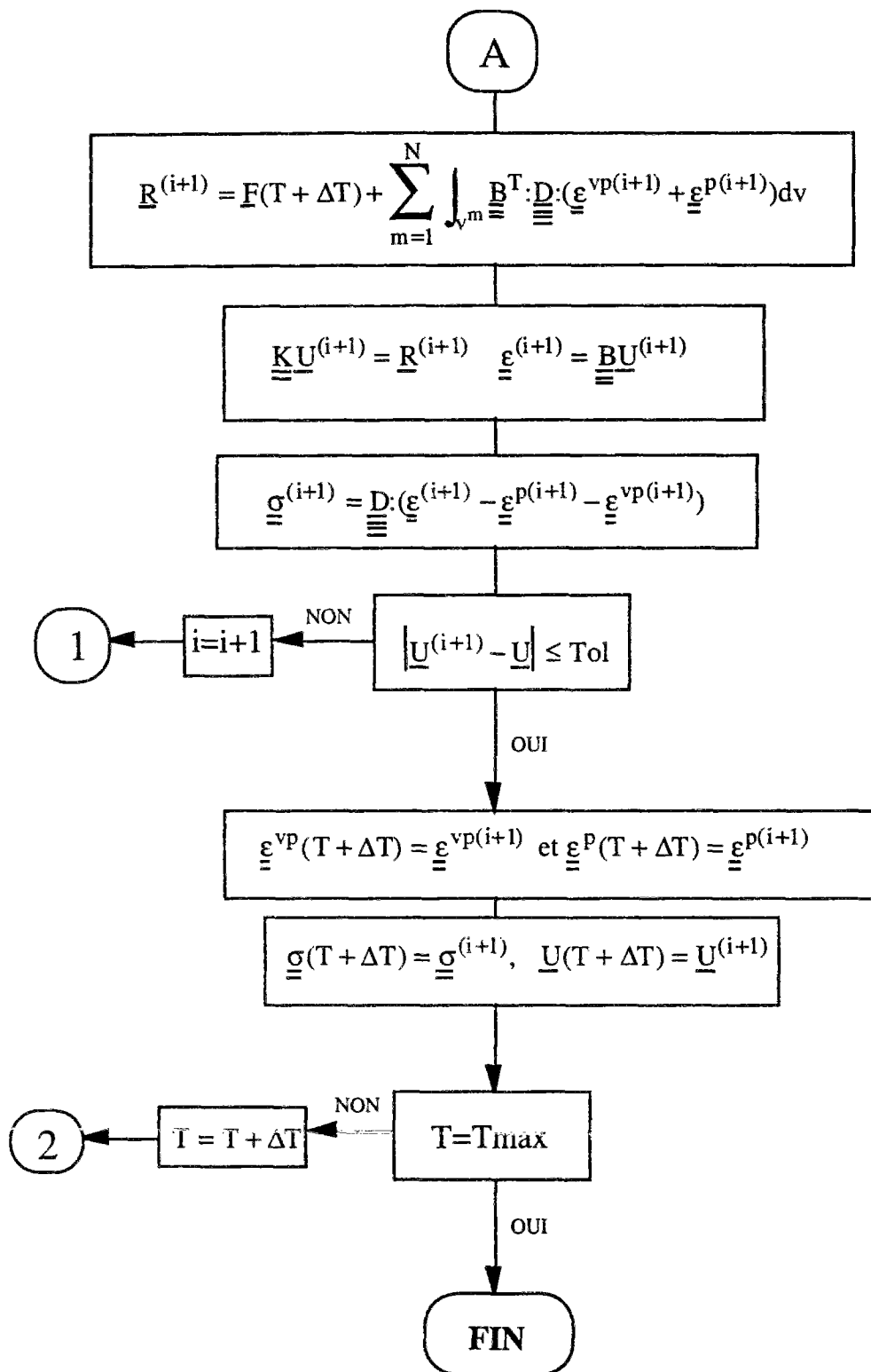


Schéma 4.2. Algorithme de résolution

La stabilité de cet algorithme (et donc du problème de viscoplasticité associé) dépend également du choix de la discrétisation temporelle. Les pas de temps  $\Delta t$  utilisés dans l'algorithme VPR respectent les valeurs limites établies par [Cormeau, 1975], qui sont nécessaires pour assurer la convergence et la stabilité des calculs effectués en viscoplasticité.

Cette restriction impose ainsi une deuxième valeur maximale pour le pas de temps. La génération automatique du pas de temps peut également être envisagée. On peut aussi remplacer les itérations sur  $U^i$  par celles sur  $\Delta U^i$ .

Dans le cas où  $\alpha$  est différent de zéro, il est nécessaire de faire des itérations supplémentaires aux points de Gauss pour assurer la convergence et la précision des résultats en ces points. Dans ce cas, on peut avantageusement accélérer la convergence de l'algorithme en utilisant une méthode itérative de type Newton-Raphson. Cependant, l'augmentation de la vitesse de convergence sera facilement compensée par le nombre de calculs à effectuer. Dans ce cas, le schéma viscoplastique devient implicite.

## CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons montré comment à partir de la formulation générale de notre modèle dans le cadre des matériaux standard ou non, l'algorithme de résolution par la méthode des éléments finis (VPR) a été implanté dans GEOMEQ91.

Cette formulation est valable pour n'importe quel type de critère de plasticité ou de viscoplasticité. C'est pourquoi bien que ce soit le critère de Tresca ou Mohr-Coulomb qui détermine notre modèle, nous avons implanté deux autres critères comme nous allons le voir dans le chapitre 5, entièrement consacré à la validation de l'algorithme VPR.

## Chapitre 5

### L'ALGORITHME NUMÉRIQUE VISCOPLASTIQUE AVEC RUPTURE (VPR) (Validation et Exemples Numériques)

Ce chapitre constitue la suite logique du précédent dans lequel, nous avons détaillé la formulation et l'implémentation numérique de l'algorithme VPR. L'objectif de ce chapitre est de valider notre algorithme afin de pouvoir l'utiliser ultérieurement dans des cas d'écroutissage ou de chargements plus complexes. Cependant, cette validation est plus difficile que celle des modèles classiques de plasticité ou de viscoplasticité pour lesquels il existe des solutions analytiques connues dans la littérature.

Ce chapitre est divisé en trois paragraphes.

Dans le premier paragraphe, nous présentons les différents critères de viscoplasticité et de plasticité pour lesquels l'algorithme a été validé.

Dans le deuxième paragraphe nous présentons les résultats de la validation dans le cas particulier du modèle viscoplastique avec rupture sans écroutissage avec des critères de Tresca. La comparaison des résultats numériques avec ceux de la solution analytique du chapitre 3 constitue une validation originale. L'étude des cas extrêmes (seuil de plasticité infini ou seuil de viscoplasticité infini) nous montre également une bonne concordance des résultats et démontre ainsi la fiabilité de l'algorithme pour son utilisation soit en plasticité soit en viscoplasticité.

Le dernier paragraphe est consacré à l'analyse des résultats numériques. Nous montrons par exemple que dans le cas du modèle avec radoucissement, l'équilibre final du tunnel dépend de l'apparition ou non de la rupture pendant la phase transitoire.

#### 5.1 CRITÈRES DE VISCOPLASTICITÉ

Nous présentons dans cette partie les critères pour lesquels l'algorithme de viscoplasticité avec rupture a été implanté dans le code de calcul GEOMEQ91. Ces critères permettent de traiter plusieurs types de modèles viscoplastiques avec rupture pour des lois associées ou non.

Nous allons maintenant expliciter les quatre critères de viscoplasticité pour lesquels l'algorithme a été implanté. Cette présentation reste conforme à la formulation donnée par [Zienkiewicz&Corneau, 1974] dans le cadre d'une approche unifiée dans la formulation des problèmes numériques en plasticité et en viscoplasticité. Ces quatre critères sont les suivants : Von Mises, Tresca, Mohr-Coulomb, et Drucker-Prager qui par ailleurs sont ceux déjà existant dans GEOMEQ91 pour la plasticité ou la viscoplasticité. Dans le cadre de cette formulation des critères, nous utilisons les notations suivantes [Bernaud, 1991].

NOTATIONS:

$$\sigma_m = \frac{1}{3} \text{tr}(\underline{\underline{\sigma}}) \quad : \text{Contrainte moyenne}$$

$$\underline{\underline{\sigma}}^D = \underline{\underline{\sigma}} - \sigma_m \underline{\underline{1}} \quad : \text{Le tenseur déviateur des contraintes}$$

$$\|\underline{\underline{\sigma}}^D\| = \sqrt{\sigma_{ij}^D \sigma_{ij}^D} \quad : \text{Norme du tenseur } \underline{\underline{\sigma}}^D$$

$$\theta = \frac{1}{3} \text{Arcsin} \left( -3\sqrt{6} (\det \underline{\underline{\sigma}}^D) \|\underline{\underline{\sigma}}^D\|^{-3} \right) : \text{Angle de Lode} \in \left[ -\frac{\pi}{6}, +\frac{\pi}{6} \right]$$

$\sigma_1 \geq \sigma_2 \geq \sigma_3$  : Contraintes principales

$C(\alpha)$  : Cohésion du matériau

$\phi_\beta, \beta$  : Angle et coefficient de dilatance du matériau

$\phi$  : Angle de frottement

$k = \frac{1 + \sin\phi}{1 - \sin\phi}$  : Coefficient de poussée

$\sigma_s = 2C(\alpha)$  : Limite d'élasticité en traction simple

$$S(\alpha) = 2C(\alpha)\sqrt{k}$$

### Critère de Von-Mises

Ce critère est beaucoup plus utilisé pour représenter le comportement des métaux. Cependant il est également appliqué aux géomatériaux pour sa forme simple et son utilisation numérique qui apparaît beaucoup plus aisée que certains critères. Selon la formulation adoptée, il s'exprime sous la forme :

$$F(\underline{\underline{\sigma}}, \alpha) = \sqrt{\frac{3}{2}} \|\underline{\underline{\sigma}}^D\| - \sigma_s(\alpha) \quad (5.1)$$

Ce critère ne dépend ni du premier invariant du tenseur des contraintes, ni du troisième invariant du déviateur des contraintes.

### Critère de Tresca

Ce critère est plus représentatif du comportement des roches et des sols que celui de Von Mises. Il signifie que le seuil de plasticité est atteint quand la contrainte de cisaillement atteint une valeur limite. Son expression générale ne dépend pas de la contrainte principale intermédiaire. Dans le cadre du formalisme adopté, il s'écrit sous la forme:

$$F(\underline{\underline{\sigma}}, \alpha) = \sigma_1 - \sigma_3 - \sigma_s(\alpha) \quad (5.2)$$

Exprimé à l'aide de l'angle de Lode, il s'écrit:

$$F(\underline{\underline{\sigma}}, \alpha) = \sqrt{2} \cos\theta \|\underline{\underline{\sigma}}^D\| - \sigma_s(\alpha) \quad (5.3)$$

Ce critère ne dépend pas du deuxième invariant du tenseur déviateur des contraintes, mais dépend via l'angle de Lode du troisième invariant.



## Critère de Mohr-Coulomb

Le critère de Mohr-Coulomb constitue une généralisation des critères de type Tresca pour lesquels la dépendance du critère par rapport à la contrainte moyenne n'est pas prise en compte. Dans le cadre de notre formalisme, son expression est donné par :

$$F(\underline{\underline{\sigma}}, \alpha) = k\sigma_1 - \sigma_3 - S(\alpha) \quad (5.4)$$

Expression qu'on peut également écrire sous la forme:

$$F(\underline{\underline{\sigma}}, \alpha) = \frac{k-1}{3} \text{tr}(\underline{\underline{\sigma}}) + \frac{\sqrt{3}(k+1)\cos\theta - (k-1)\sin\theta}{\sqrt{6}} \|\underline{\underline{\sigma}}^D\| - S(\alpha) \quad (5.5)$$

## Critère de Drucker-Prager

Ce critère constitue une approximation du critère de Mohr-Coulomb. L'influence de la contrainte moyenne sur le critère est introduite en ajoutant un terme supplémentaire dans l'expression du critère de Von Mises. Ce critère est souvent utilisé pour représenter le comportement de certaines roches. Son expression est donnée par :

$$F(\underline{\underline{\sigma}}, \alpha) = \frac{k-1}{3} \text{tr}(\underline{\underline{\sigma}}) + \frac{k_1}{\sqrt{6}} \|\underline{\underline{\sigma}}^D\| - S(\alpha) \quad (5.6)$$

où  $k_1 = 2k + 1$  correspond au cône inscrit dans la pyramide de Mohr-Coulomb

$k_1 = k + 2$  correspond au cône circonscrit à la pyramide de Mohr-Coulomb

## Gradient du potentiel Plastique

Dans l'expression de la vitesse de déformation viscoplastique, le gradient du potentiel plastique s'écrit sous la forme suivante :

$$\frac{\partial G}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} = a \underline{\underline{1}} + b \frac{\underline{\underline{\sigma}}^D}{\|\underline{\underline{\sigma}}^D\|} + c \frac{\partial(\det \underline{\underline{\sigma}}^D)}{\partial \underline{\underline{\sigma}}^D} \quad (5.7)$$

a, b, c sont des constantes dont la valeur varie selon le type de potentiel plastique choisi.

Les potentiels de Tresca et de Mohr-Coulomb présentent des points singuliers. Il s'ensuit que les gradients associés en ces points singuliers ne peuvent plus être définis à l'aide des constantes a, b, c. Pour résoudre ce problème, nous avons utilisé la technique proposée par [Owen&Hinton, 1980] qui consiste à calculer le gradient en ces points en substituant au potentiel de Tresca celui de Von Mises et au potentiel de Tresca celui de Drucker-Prager.

Les valeurs des constantes a, b, c sont données par exemple dans [Bernaud, 1991]. C'est sur la base de ces critères que seront effectuées les applications et la validation de l'algorithme de résolution viscoplastique avec rupture qui a été implanté dans GEOMECC91.

## 5.2 VALIDATION ET TEST DE L'ALGORITHME VISCOPLASTIQUE AVEC RUPTURE (VPR)

On distingue généralement deux types de validation d'un algorithme de résolution par éléments finis : premièrement, les validations effectuées à l'aide de solutions explicites ou semi-explicites existant dans la littérature ou mises au point dans le cadre du problème envisagé avec des hypothèses simplificatrices, et deuxièmement les validations effectuées par comparaison avec d'autres codes de calcul ou algorithmes traitant de problèmes analogues. Les résultats de ces deux types de validation sont présentés dans ce chapitre.

Nous distinguons également deux types de chargement dans cette partie : le cas de chargement où la pression à la paroi du tunnel est constante au cours du temps avec chargement instantané, et celui pour lequel la pression à la paroi est une fonction explicite du temps. Ce dernier cas, conformément à la méthode convergence confinement, simule le creusement du tunnel. Cette pression vaut initialement  $P_{\infty}$  et décroît ensuite jusqu'à une valeur constante éventuellement nulle (tunnel non soutenu).

Les étapes de la validation et du test sont les suivantes :

- premièrement, la comparaison des résultats éléments finis avec ceux du calcul semi-analytique du chapitre 3 est effectuée.
- deuxièmement, les deux cas extrêmes de plasticité et de viscoplasticité sont comparés aux solutions analytiques connues.

### Maillage du calcul par élément finis

La modélisation numérique du tunnel de section circulaire par éléments finis utilise un maillage qui comprend 50 éléments isoparamétriques à 9 noeuds. Le rayon extérieur du maillage est assez grand pour que l'on puisse modéliser un milieu infini. Pour satisfaire la condition de déformation plane, les déplacements suivant la direction  $z$  sont imposés à une valeur nulle. La Figure 5.1 ci-dessous présente schématiquement le maillage utilisé tout au long des calculs éléments finis de ce chapitre.

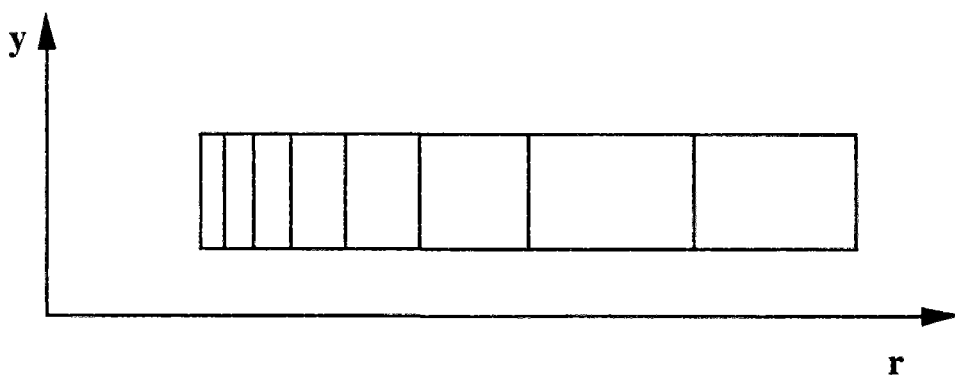


Figure 5.1 : Maillage du modèle

### 5.2.1 Comparaison avec la solution semi-analytique

Dans cette comparaison, l'évolution de la convergence en paroi du tunnel, est calculée à partir de l'algorithme VPR et de la solution semi-analytique du chapitre 3. Nous reprenons uniquement les données des calculs du chapitre 3 pour effectuer le calcul par élément finis, plus particulièrement on s'intéresse aux paramètres de chargement pour lesquels l'extension maximale du rayon de la zone de rupture a été significative.

Les figures (5.2 à 5.6) ci-dessous nous montrent l'évolution de la convergence en paroi pour les cas les plus significatifs (valeur différente du couple  $Po$ ,  $Tp$  pour chaque cas). Notons que pour la comparaison, le temps est adimensionnalisé après les résultats du calcul par éléments finis par l'expression suivante :

$$T = t \frac{E'}{\eta}$$

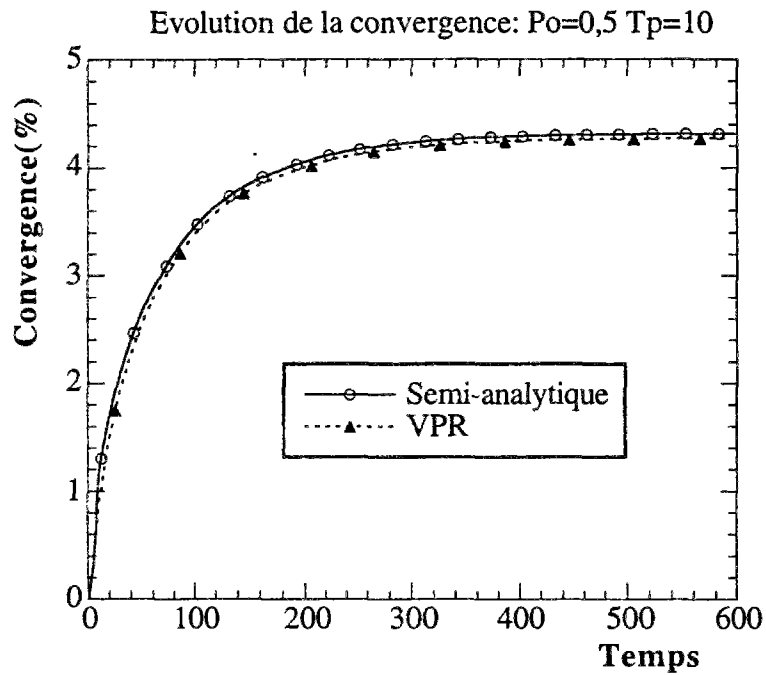


Figure 5.2 : Comparaison calcul analytique et éléments finis (VPR)

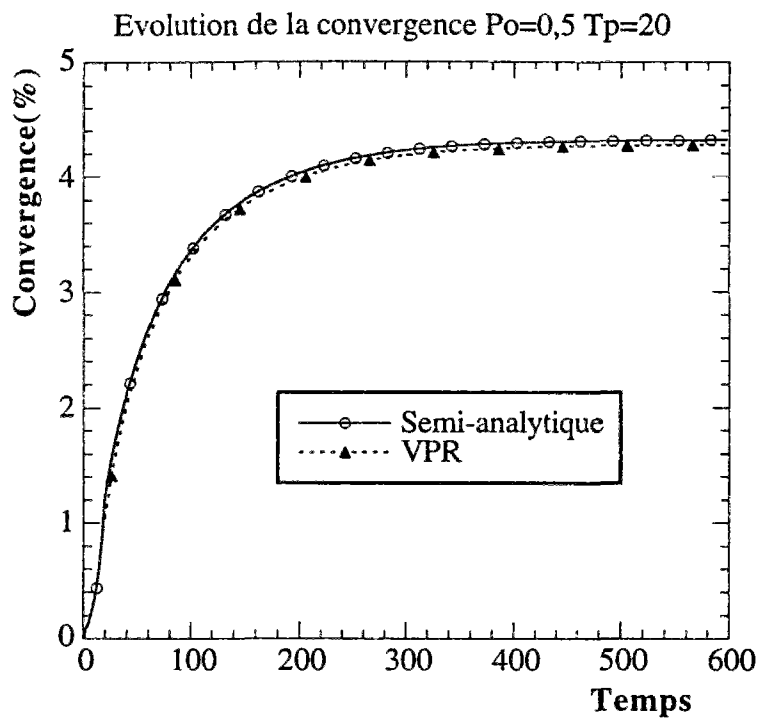


Figure 5.3 : Comparaison calcul analytique et éléments finis (VPR)

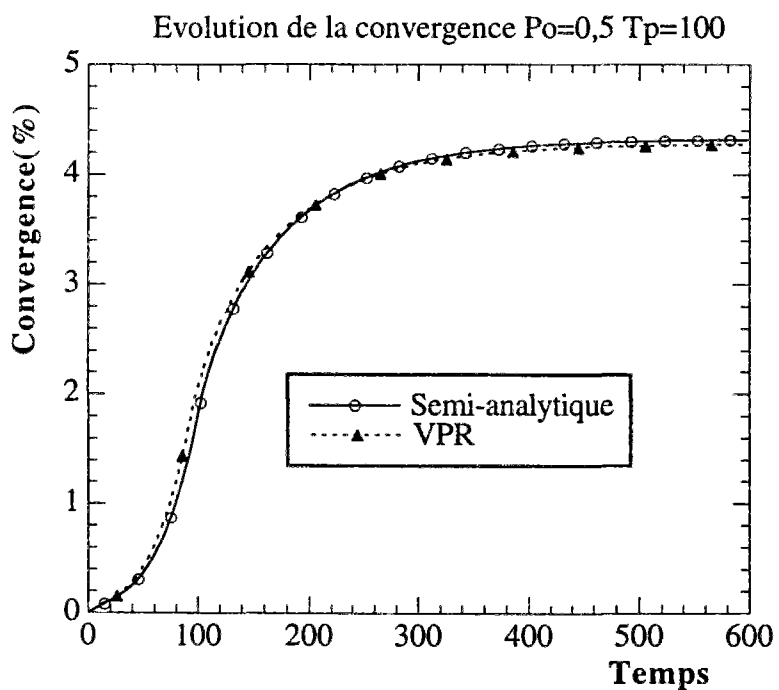


Figure 5.4 : Comparaison calcul analytique et éléments finis (VPR)

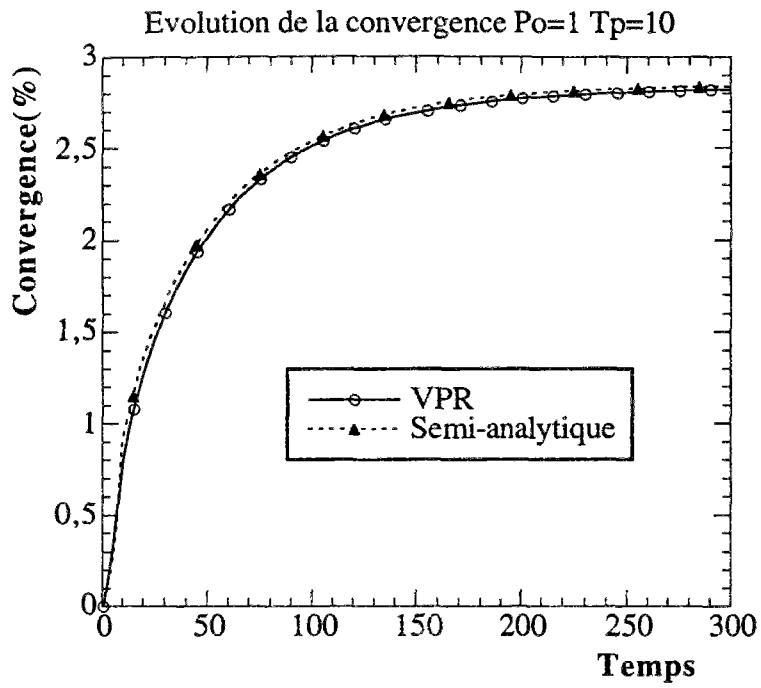


Figure 5.5 : Comparaison calcul analytique et éléments finis (VPR)

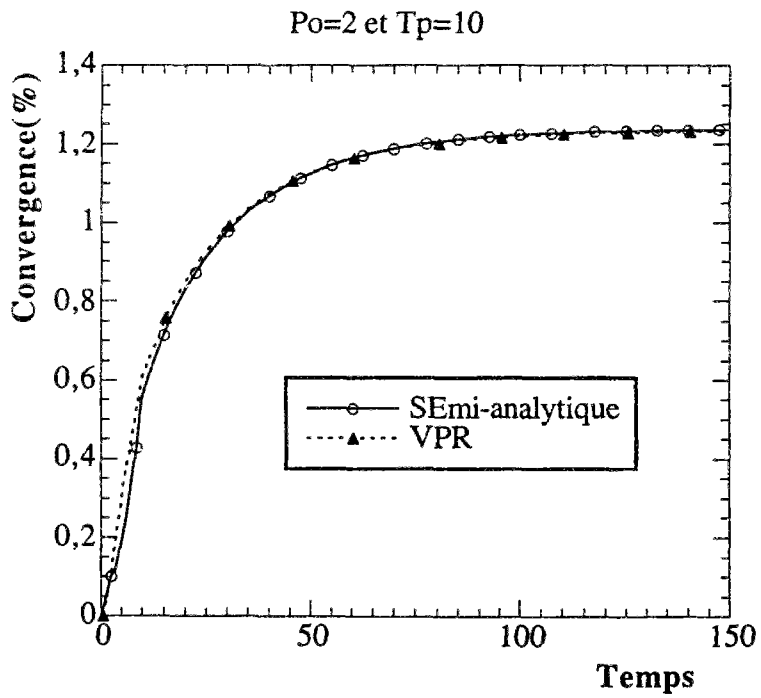


Figure 5.6 : Comparaison calcul analytique et éléments finis (VPR)

L'analyse des courbes semi-analytiques et éléments finis nous montre que l'écart relatif entre les deux solutions reste inférieur à 2%. Les deux solutions convergent toujours vers la solution plastique avec critère de Tresca de cohésion  $C_1$ .

Pour chaque couple  $(P_0, T_p)$  de paramètre de chargement,  $P_0$  caractérise essentiellement la valeur de la convergence à l'infini alors que  $T_p$  caractérise l'évolution de la convergence pendant la phase transitoire (chargement). Plus  $P_0$  est faible plus la valeur de la convergence au bout d'un temps infini est élevée.

Pour  $P_0=0,5$  MPa fixé, en comparant les courbes correspondant à  $T_p=10$  (figure 5.2) et à  $T_p=100$  (figure 5.4) on observe premièrement que la convergence à l'infini est la même dans les deux cas (3,9%). La valeur de la convergence au cours de la phase transitoire est plus élevée pour  $T_p=10$  (2%) que celle correspondant à  $T_p=100$ . Autrement dit,  $T_p=10$  représente un chargement plus rapide que dans le cas avec  $T_p=100$ .

D'une façon générale, on observe une bonne concordance (écarts inférieurs à 2%) entre la solution semi-analytique établie au chapitre 3 et la solution obtenue par la modélisation numérique par éléments finis.

## 5.2.2 Test dans les cas extrêmes

### Test en plasticité

#### Paramètres des calculs et caractéristiques mécaniques

Les calculs sont effectués dans le cas d'un chargement instantané, c'est-à-dire d'une durée infiniment courte devant la durée des effets de déformations différées ( $T_p=0$ ). La valeur du paramètre de chargement qui est la pression en paroi du tunnel est le seul paramètre de chargement pour cette validation en plasticité. Le seuil viscoplastique aura tout au long de ces calculs une valeur très élevée de façon à valider le modèle en plasticité. Nous rappelons que les caractéristiques mécaniques du matériau sont calées sur la base des essais de laboratoire que nous avons effectués et qui sont données dans la première partie de ce mémoire. Le tableau 5.1 ci-dessous présente les valeurs de toutes les caractéristiques des calculs effectués.

Calcul N°	E (MPa)	$\nu$	C (MPa)	$C_1$ (MPa)	$\eta$ MPa.j	$P_\infty$ MPa	$P_i$ MPa
1	1500	0,498	1	$\infty$	5000	6	0,5
2	1500	0,498	1	$\infty$	5000	6	1
3	1500	0,498	0,8	$\infty$	5000	6	2,5
4	1500	0,498	1	$\infty$	5000	6	3,5
5	2000	0,498	0,8	$\infty$	5000	6	2
6	1500	0,400	1,5	$\infty$	5000	6	1

Tableau 5.1. Paramètres des calculs en plasticité

### Comparaison avec les résultats d'une solution analytique

Nous nous intéressons à la valeur de la convergence en paroi du tunnel ainsi qu'à la répartition des contraintes autour du tunnel. La convergence est comparée à la solution analytique connue donc l'expression est la suivante :

$$U_i = \frac{2}{E} C \cdot \exp\left(\frac{P_\infty - P_i}{C} - 1\right) \quad (5.8)$$

Les contraintes sont comparées à celles obtenues avec l'algorithme de plasticité de GEOMEQ91. En ce qui concerne la convergence en paroi, on remarque d'une façon générale que l'écart relatif entre la solution analytique et la solution obtenue par l'algorithme VPR est inférieur à 2%. Ce qui constitue un résultat satisfaisant compte tenu de la valeur de la tolérance imposée dans les calculs numériques (on peut imposer une valeur de tolérance beaucoup plus grande pour améliorer la solution numérique). Le tableau 5.2 ci-dessous présente les valeurs des différentes solutions obtenues.

Numéro de calcul	Convergence $U_i$ (%)	
	Solution analytique	Solution numérique Algorithme VPR
1	9	8,82
2	5,45	5,34
3	2,33	2,30
4	0,448	0,446
5	3,27	3,20

Tableau 5.2. Comparaison en plasticité

La répartition des contraintes (radiale, orthoradiale, et axiale) dans le massif est présentée sur les deux figures ci-dessous. La figure 5.7 nous montre la comparaison entre la solution analytique et la solution obtenue avec l'algorithme VPR. Sur cette figure, on observe un léger écart entre les couples de courbes, cet écart s'explique du fait que la courbe VPR est obtenue en calculant la valeur moyenne des contraintes dans les éléments, alors que la courbe analytique correspond à la valeur exacte des contraintes en chaque point du massif.

Sur figure 5.8, nous avons la comparaison entre les courbes du calcul avec l'algorithme de plasticité de GEOMEQ91 et l'algorithme VPR. On observe cette fois que la concordance entre les deux courbes est parfaite.

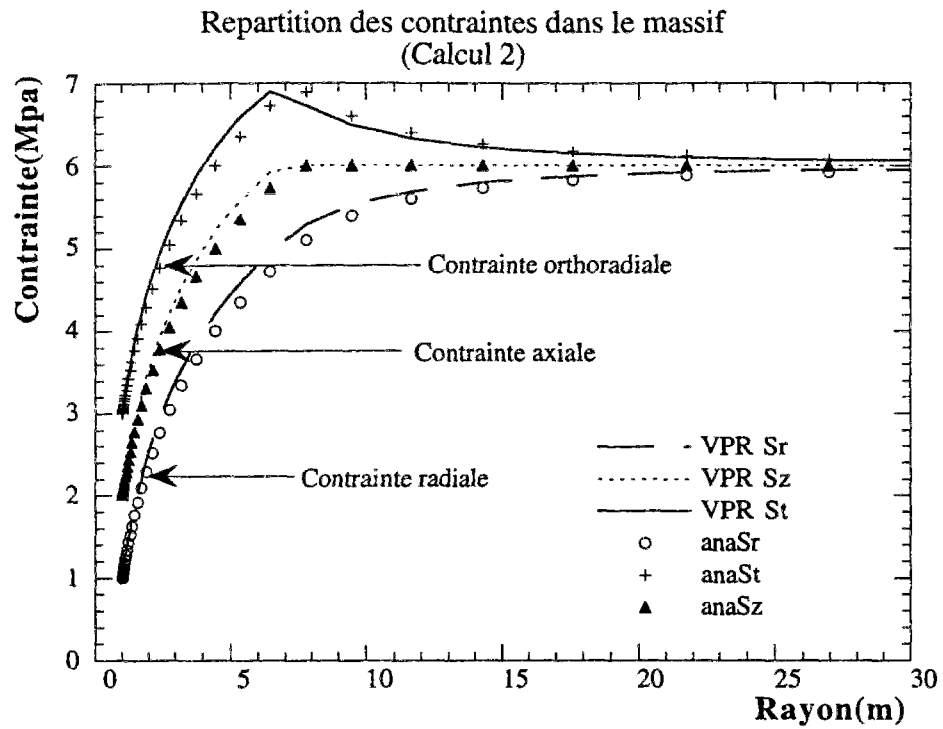


Figure 5.7 : Répartition des contraintes principales

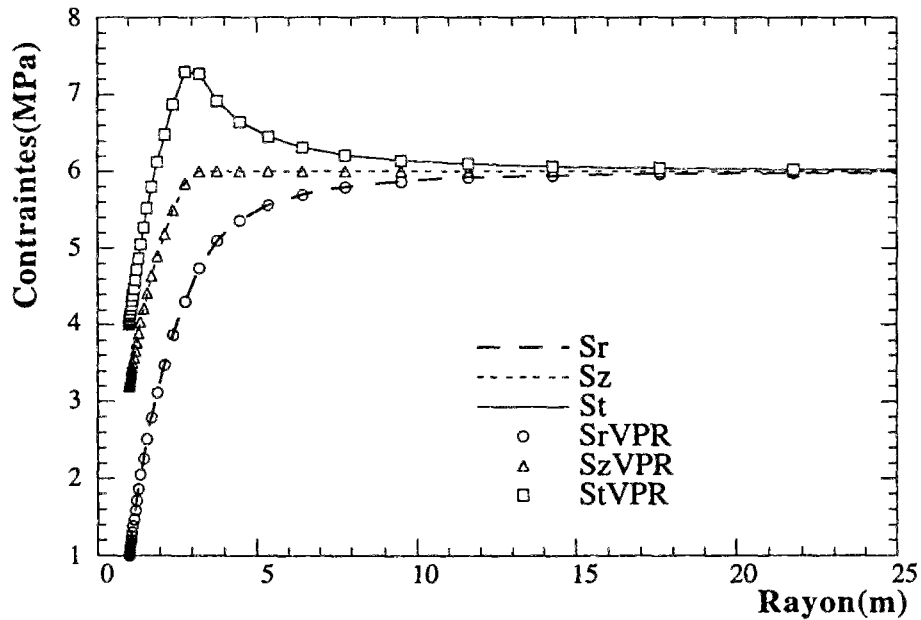


Figure 5.8 : Répartition des contraintes principales (Calcul 1)

Les tests en plasticité ont été effectués principalement sur l'évolution de la convergence en paroi du tunnel pour différents paramètres de chargement ou de



comportement mécanique du matériau. Les résultats présentés sont très satisfaisants, que ce soient les comparaisons avec les solutions explicites existantes ou avec l'algorithme de plasticité de GEOMEQ91. Notons par ailleurs que la comparaison pour les autres critères a également été effectuée et les résultats ont également été très satisfaisants.

### Test en viscoplasticité

Le principe de ce test est similaire à celui du test en plasticité dans le sens où, cette fois on prend le seuil de plasticité très grand ( $C = \infty$ ) dans l'algorithme VPR pour simuler la viscoplasticité. C'est dans le même esprit que nous allons analyser cette validation, dans lequel le chargement est toujours instantané.

#### Caractéristiques et paramètres de calcul

Le tableau 5.3 ci-dessus nous présente les paramètres de calcul pour cette validation.

Calcul N°	E (MPa)	$\nu$	C (MPa)	$C_1$ (MPa)	$\eta$ MPa.j	$P_\infty$ MPa	$P_i$ MPa
1	1500	0,498	$\infty$	1,5	5000	6	1
2	1500	0,498	$\infty$	0,8	5000	6	3
3	1500	0,498	$\infty$	0,8	5000	6	2
4	1500	0,498	$\infty$	1	5000	6	2

Tableau 5.3. Paramètres de calcul en viscoplasticité.

#### Analyse et comparaison des résultats du calcul

Pour ces quatre calculs nous constatons que l'écart relatif entre la solution analytique et le résultat numérique est inférieur à 1%. Ceci constitue encore un résultat très satisfaisant pour cette validation. La Figure 5.9 ci-dessous montre par exemple le résultat du calcul 3 obtenu avec l'algorithme VPR comparé avec celui obtenu avec une méthode explicite de Runge-Kutta d'ordre deux implantée dans GEOMEQ91. En effet la méthode explicite de Runge-Kutta implantée dans GEOMEQ91 [Bernaud, 1991] coïncide exactement avec la solution analytique dans le cas incompressible. La convergence en paroi est définie par l'équation différentielle de la page 73 (3.38a).

Une fois de plus notons l'excellente concordance entre les résultats de l'algorithme VPR et des résultats analytiques.

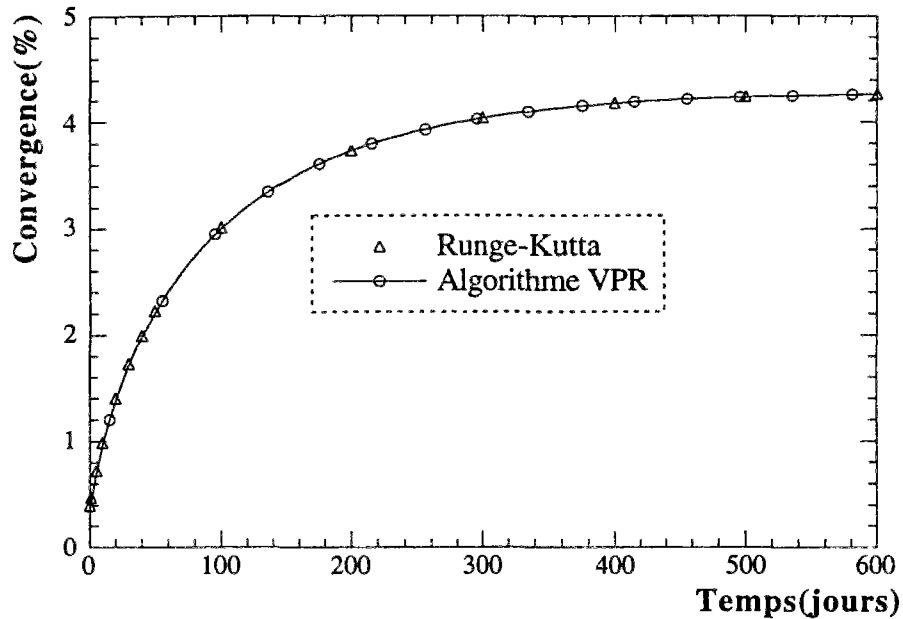


Figure 5.9 : Runge-Kutta et algorithme VPR

### Test en viscoplasticité avec plasticité instantanée

Ce paragraphe met en évidence l'une des originalités de l'algorithme viscoplastique avec rupture (VPR). En effet, pour le chargement instantané ( $T_p=0$ ) défini précédemment, l'algorithme nous donne la solution plastique instantanée (instant  $0^+$ ) qui précède la solution viscoplastique à long terme.

En considérant par exemple les caractéristiques suivantes:

$$E=1500 \text{ MPa}, \nu=0,498, C=1 \text{ MPa}, C_1=0,8 \text{ MPa } \eta=5000 \text{ MPa.jours}$$

$$P_\infty=6 \text{ MPa}, P_0=2,5 \text{ MPa}$$

La Figure 5.10 nous montre l'évolution de la convergence en paroi du tunnel pour ces valeurs.

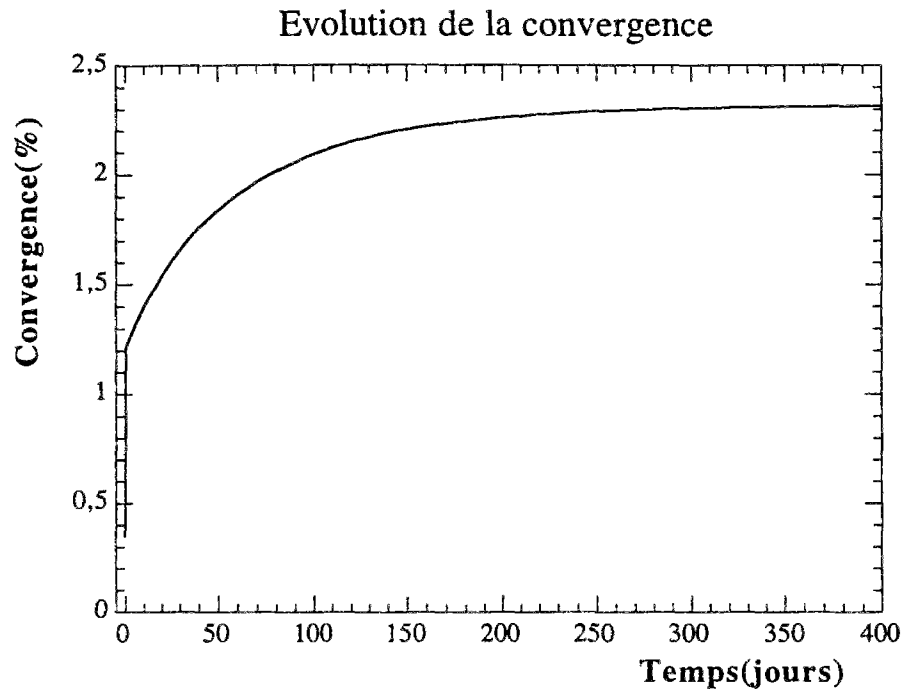


Figure 5.10 : Viscoplasticité avec plasticité instantanée

Instantanément, la solution plastique analytique(Tresca de seuil C) coïncide avec celle obtenue par l'algorithme VPR, avec un écart inférieur à 1%. Il en est de même pour la solution à l'infini.

### 5.3 EXPLOITATION DES RÉSULTATS NUMÉRIQUES

Les paragraphes précédents ont été exclusivement consacrés à la validation de l'algorithme de résolution VPR. Dans ce paragraphe, nous allons analyser les premiers résultats numériques obtenus avec l'algorithme VPR dans le cas du modèle unidimensionnel du tunnel profond.

#### 5.3.1 Influence de la viscosité du matériau

Considérons par exemple l'expression exacte du multiplicateur plastique obtenu dans le cas du critère de Von-Mises :

$$\delta\lambda = \frac{\langle F^P(\underline{\sigma}^*) - \frac{2\mu b^2}{\eta} \langle F^{VP} \rangle \rangle}{2\mu b^2} \quad (5.9)$$

On remarque d'après cette expression que la viscosité est un paramètre important. En effet, la valeur maximale de cette expression est obtenue en faisant tendre la viscosité vers l'infini, alors que le minimum est obtenu pour une viscosité nulle. La viscosité du matériau sera le paramètre qui permettra de différencier de façon significative l'évolution des grandeurs mécaniques d'un modèle viscoplastique de Bingham d'un modèle viscoplastique avec rupture.

Dans le cas du critère de Tresca, il n'y a pas d'expression exacte du multiplicateur plastique et seule une étude numérique nous permet de quantifier l'influence de ce paramètre sur l'évolution des grandeurs mécaniques.

Pour cela, nous utilisons les paramètres de calcul suivants :

$$E=1500 \text{ MPa}, C=1,5 \text{ MPa}, C1=1,05 \text{ MPa}, Po=0,5 \text{ MPa}, Tp=10$$

Ces paramètres correspondent bien à un cas de chargement où il y a apparition de la rupture et de la viscoplasticité pendant la phase transitoire.

Les quatre figures (5.11 à 5.14) ci-dessous nous montrent par exemple la différence entre un modèle de Bingham (VP) et un modèle viscoplastique avec rupture (VPR) sur l'évolution de la convergence en paroi pour plusieurs valeurs de la viscosité.

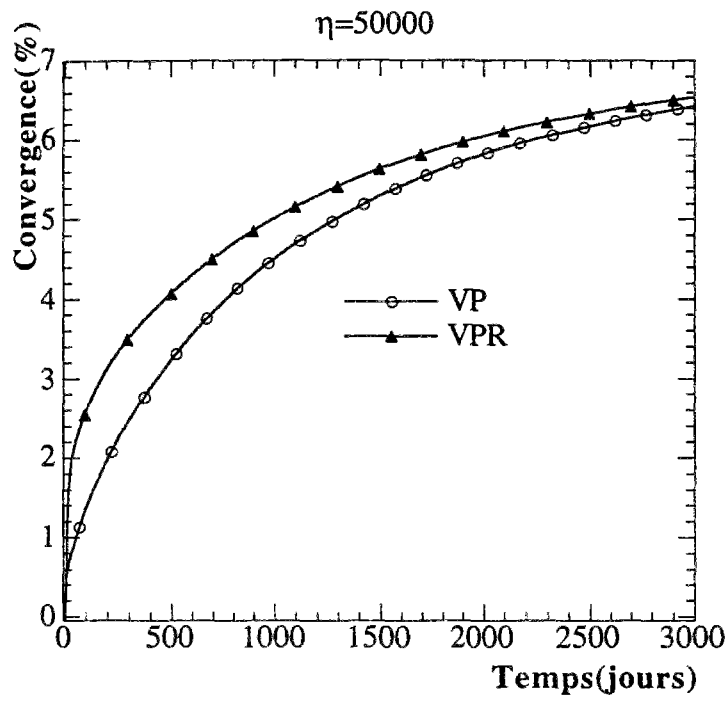


Figure 5.11 : Influence de la viscosité  $\eta=50000$  MPa.jours

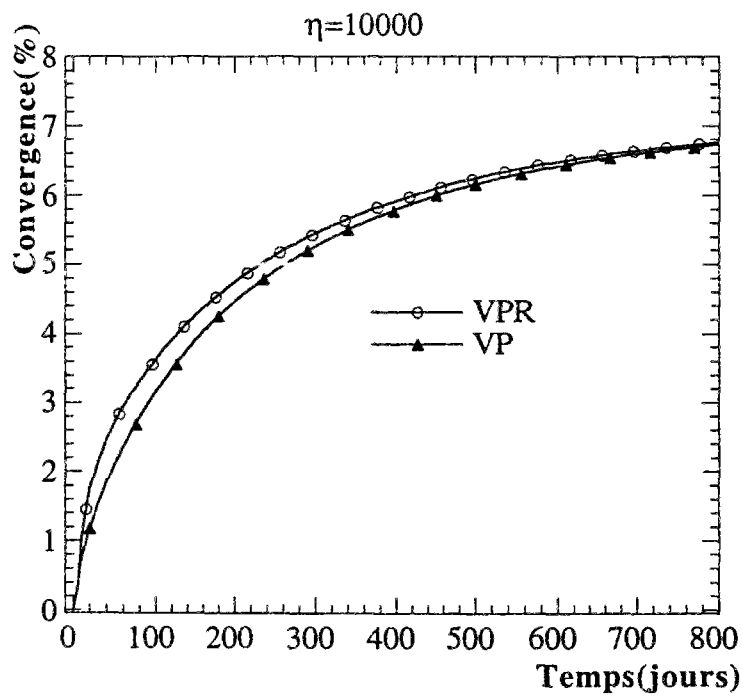


Figure 5.12 : Influence de la viscosité  $\eta=10000$  MPa.jours

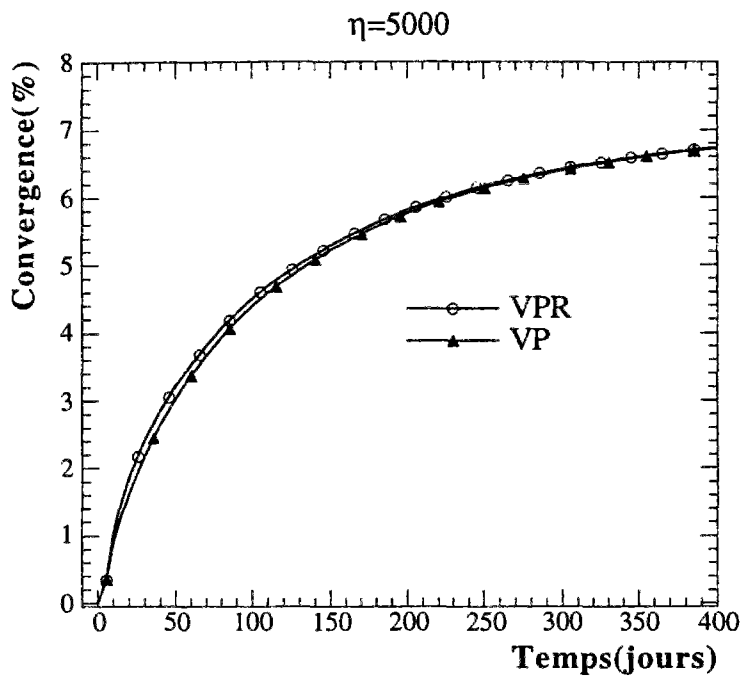


Figure 5.13 : Influence de la viscosité  $\eta=5000$  MPa.jours

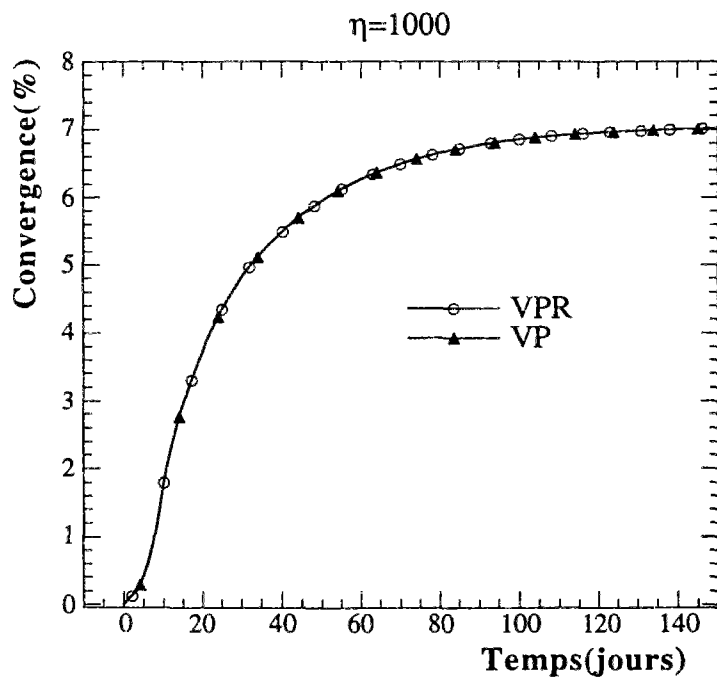


Figure 5.14 : Influence de la viscosité  $\eta=1000$  MPa.jours

Cette analyse met en évidence une limite d'utilisation du modèle viscoplastique avec rupture suivant une valeur minimale pour la viscosité du matériau. En effet, pour

de faibles valeurs de la viscosité (figure 5.14) l'écart pendant la phase transitoire entre la courbe d'évolution du modèle viscoplastique avec rupture et celle du modèle viscoplastique de type Bingham est très faible (inférieure à 1%). Par contre pour de grande valeur de la viscosité (figure 5.11), l'écart pendant la phase transitoire entre les deux courbes peut atteindre 30%.

**Le modèle viscoplastique avec rupture a toute sa pertinence dans le cas des matériaux ayant une viscosité très grande. C'est le cas des argiles de l'Aisne comme nous l'avons montré dans la première partie, et donc la viscosité est égale à 40000 MPa.jours.**

Pour les paramètres de comportement utilisés dans nos calculs, pour des valeurs de la viscosité inférieures à 1000 MPa.jours, il n'existe pas de différence significative entre le modèle de Bingham et le modèle viscoplastique avec rupture (la plasticité n'a pas une influence significative).

### 5.3.2 Influence du seuil à court terme

En considérant toujours l'expression du multiplicateur plastique (critère de Von-Mises), on note également qu'elle dépend de la valeur du critère de plasticité, et donc du seuil à court terme.

La Figure 5.15 ci-dessous nous montre l'évolution de la convergence pour trois valeurs du seuil à court terme.

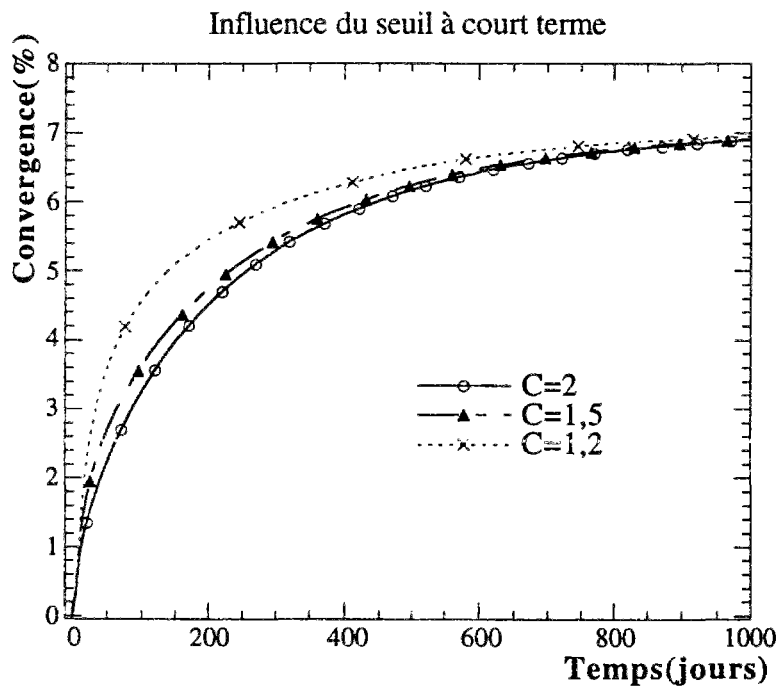


Figure 5.15 : Influence du seuil à court terme

Plus le seuil à court terme est faible, plus la rupture est grande pendant la phase transitoire et donc la convergence est élevée. Cependant il n'affecte pas la valeur de la convergence finale comme on l'a déjà noté.

### 5.3.3 Influence du Module d'Young

La figure 5.16 ci-dessous nous montre l'influence du module d'Young sur l'évolution de la convergence en paroi du tunnel.

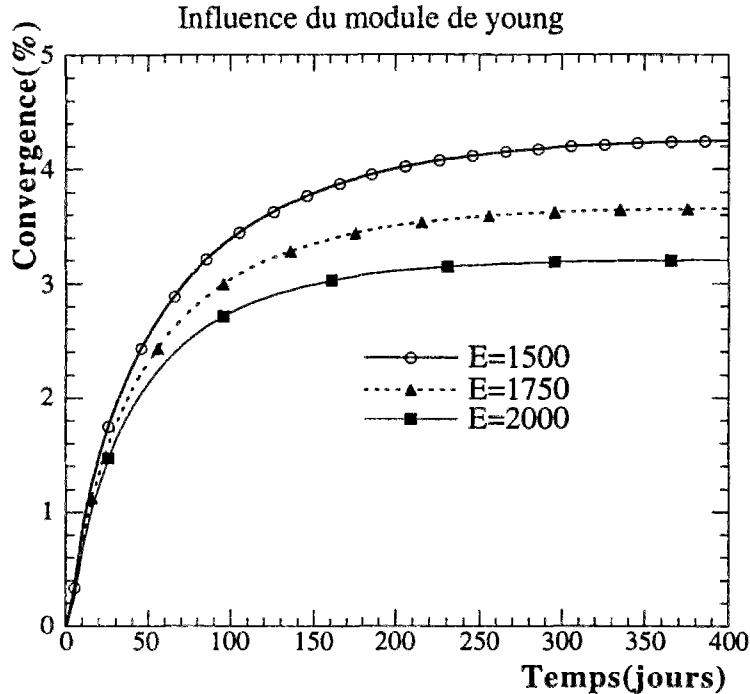


Figure 5.16 : Influence du module d'Young

Le module d'Young affecte essentiellement la valeur de la convergence finale. Plus il est élevé, plus la valeur de la convergence finale est faible. Ce résultat est conforme aux prévisions.

### 5.3.4 Modèle avec radoucissement ([Nguyen-Minh&Rouset, 1987])

Dans le modèle viscoplastique avec rupture considéré jusqu'à présent, la valeur de la convergence à long terme était la même que celle d'un modèle viscoplastique de Bingham simple.

Nous considérons dans cette partie, le modèle dans lequel il y a radoucissement. Dans ce cas, on va voir que l'équilibre final dépend du fait qu'il y ait eu rupture ou pas pendant la phase transitoire.

#### Rappel des équations.

Seule l'expression du critère de rupture est modifiée par rapport au cas sans écrouissage. Elle s'écrit sous la forme suivante:

$$F^P(\underline{\sigma}, \alpha) = \sigma_r - \sigma_\theta - 2C(\alpha)$$

avec  $\alpha = \varepsilon_p$



La variation de la cohésion en fonction du paramètre d'écroutissement est donnée par l'expression suivante:

$$C(\epsilon_{ir}) = \begin{cases} (C + (C_0 - C)) \frac{\epsilon_{ir}}{\epsilon_0} & \text{si } \epsilon_{ir} \leq \epsilon_0 \\ C_0 & \text{si } \epsilon_{ir} \geq \epsilon_0 \end{cases} \quad (5.10)$$

$C_0$ ,  $\epsilon_0$  représentent respectivement la cohésion et la déformation résiduelle. Le critère viscoplastique reste inchangé et s'écrit toujours sous la forme suivante:

$$F^{VP}(\underline{\sigma}) = \sigma_r - \sigma_\theta - 2C_1 \quad (C_1 \text{ constant})$$

On a choisi  $C_0 < C_1$  de sorte que la cohésion résiduelle à court terme soit inférieure à celle à long terme. Si l'on préfère la cohésion finale du matériau dépend du fait que la rupture soit intervenue antérieurement.

Nous présentons ici les résultats de l'analyse par éléments finis de ce cas d'écroutissement. Par rapport au modèle précédent il y a apparition de deux paramètres supplémentaires  $\epsilon_0$  et  $C_0$ . Les deux figures (5.17 et 5.18) ci-dessous nous montrent les résultats des calculs effectués et la comparaison avec un modèle viscoplastique simple. Les paramètres du calcul sont les suivants:

$E=1500$  MPa,  $C=2$  MPa,  $C_0=1$  MPa  $C_1=1,2$  MPa  
 $T_p=10$ ,  $P_0=0,5$  MPa  $\eta=5000$  MPa.jours

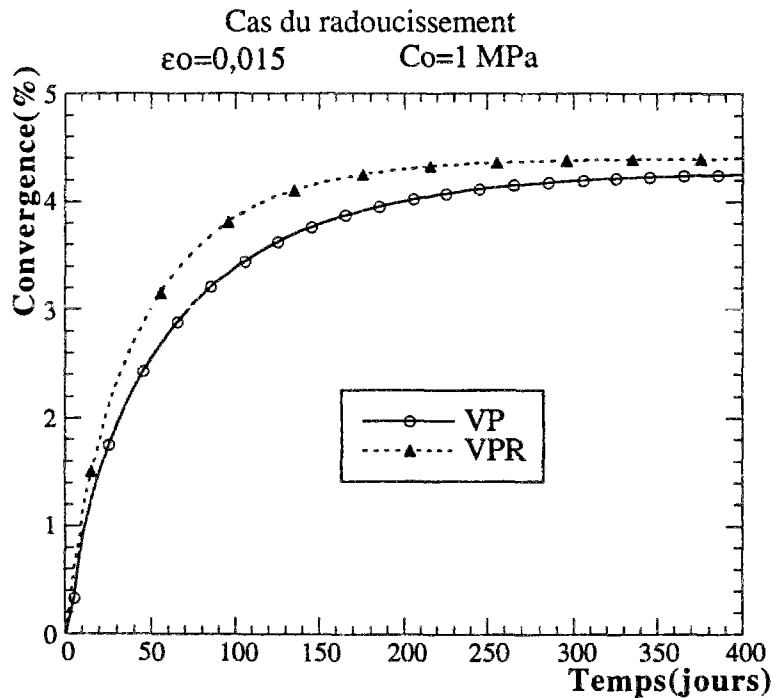


Figure 5.17. Modèle avec radoucissement  $\epsilon_0=0,015$

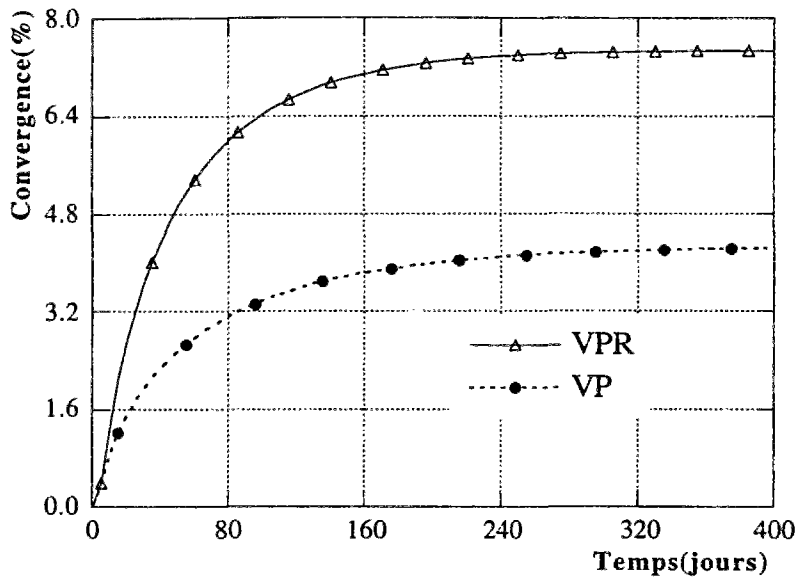


Figure 5.18: Modèle avec radoucissement  $\epsilon_0=0,005$

La prise en compte du radoucissement dans le modèle qui peut se justifier à l'échelle du tunnel par l'apparition de petites fissures autour de la paroi, et à l'échelle d'un échantillon par l'apparition d'un pic et d'une cohésion résiduelle au cours du chargement déviatorique.

Ces deux figures illustrent un résultat important, cette prise en compte du radoucissement nous montre que l'équilibre final du tunnel dépend de la phase transitoire. En effet si au cours de la phase transitoire (chargement) il y a eu rupture, alors la convergence finale est plus grande comparativement à un modèle viscoplastique de Bingham dans certains cas la convergence finale est d'au moins 70% supérieure à celle prédite par un modèle viscoplastique simple.

## CONCLUSION DE LA DEUXIÈME PARTIE

L'intérêt et la nouveauté du modèle viscoplastique avec rupture, abondamment illustrés dans cette partie ont été clairement mis en évidence. Ce modèle permet de prendre en compte l'histoire du chargement pour interpréter le comportement différé des tunnels profonds.

Nous avons développé une solution analytique originale qui nous a permis de valider d'une manière également originale un algorithme de résolution numérique par la méthode des éléments finis spécialement adapté au modèle. L'analyse des résultats numériques obtenus avec cet algorithme nous a également permis de mettre en évidence l'importance de certains paramètres du modèle, notamment la viscosité du matériau pour laquelle il existe, pour un ensemble de paramètres de comportement donné, une valeur limite en dessous de laquelle le modèle viscoplastique avec rupture se confond avec un modèle viscoplastique classique de Bingham. De même, cette analyse nous a montré que dans le cas du modèle radoucissant, la rupture pendant la phase transitoire augmente la valeur de la convergence finale du tunnel.

Cependant, tous les résultats de cette partie ont été obtenus dans le cas où une seule variable d'espace intervenait dans les calculs et pour un cas de chargement assez simple. La suite de ce mémoire sera consacrée à l'étude du modèle dans un cas

bidimensionnel et pour des chargements plus complexes qui seront les phases de creusement d'un tunnel soutenu.

## BIBLIOGRAPHIE PARTIE II

**AFTES.** [1983]. *Stabilité des tunnels par la Méthode Convergence-Confinement*. Tunnels&Ouvrages Souterrains, N°32, mars-avril.

**Bathe K. J.** [1982]. *Finite Element Procedures in Engineering Analysis*. Prentice Hall

**Bathe K. J., Khoshgoftaar M. R.** [1979]. *Finite element formulation and solution of nonlinear heat transfert*. Nuclear Engineering and Design. Vol. 51 pp. 389-401.

**Becker E. B., Carey G. F., Oden J. T.** [1980]. *Finite Elements : an introduction*. The Texas Finite Element Series.

**Bernaud D.** [1991]. *Tunnels profonds dans les milieux viscoplastiques : Approches expérimentale et numérique*. Thèse Ecole Nationale des Ponts et Chaussées.

**Bernaud D., Benamar I., Rousset G.** [1994]. *La nouvelle méthode implicite pour le calcul des tunnels dans les milieux élastoplastique et viscoplastique*. Revue Française de Géotechnique. N°68.

**Bernaud D., Rousset G.** [1994]. *New Implicit Methods for tunnel analysis : application to deep tunnels in clay*. ISRM Int. Symp. Integral Approach to Applied Rock Mechanics, Santiago. Vol. 1, pp. 361-371.

**Borja R. I., Kavazanjian E.** [1985]. *A constitutive model for the stress-strain-time behaviour of "wet" clays*. Géotechnique. Vol. 35 N°3, pp. 283-298.

**Capurso M.** [1969]. *A general method for the incremental solution of elastic-plastic problems*. Meccanica., pp. 267-280.

**Corbetta F.** [1990]. *Nouvelles méthodes d'étude des tunnels profonds. Calculs analytiques et numériques*. Thèse de l'Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris.

**Cormeau I.** [1975]. *Numerical Stability in Quasi-Static Elasto/Viscoplasticity*. Int. J. Numer. Meth. in Engineering. Vol. 9, pp. 109-127.

**Dafalias Y. F.** [1986]. *On elastoplastic-viscoplastic constitutive modelling of cohesive soils*. Geomechanical modelling in Engineering Practice, R. Dungar&J. A. Studers eds. Balkema, Rotterdam, the Netherlands., pp. 313-330.

**De Buhan P., Dormieux L.** [1994]. *Approche numérique des problèmes d'élastoplasticité*. Note de cours de l'Ecole Nationale des Ponts et Chaussées.

**Dhatt G., Touzot G.** [1984]. *Une présentation de la méthode des éléments finis*. Edition Maloine, Paris

**Duvaut G.** [1990]. *Mécanique des milieux continus*. Masson.

**Egger P.** [1973]. *Influence du comportement post-rupture des roches sur le soutènement des tunnels*. Thèse N°57, Veroff. Inst. Bodenmech. Felsmech. Univ. Karlsruhe. Traduction française B.R.G.M. N°5401.

**Fritz P.** [1984]. *An analytical solution for axisymmetric tunnel problems in elasto-viscoplastic media*. Int. J. Numerical and Analytical Meth. Geomechanics. Vol. 8, pp. 325-342.

**Giraud A.** [1993]. *Couplage thermo-hydro-mécanique dans les milieux poreux peu perméables: Application aux argiles profondes*. Thèse Ecole Nationale des Ponts et Chaussées.

**Halphen B.** [1989]. *Le comportement élastoviscoplastique*. Cours de l'Ecole Polytechnique, Majeure science des matériaux.

**Hill R.** [1950]. *The mathematical theory of plasticity*, Clarendon Press, Oxford.

**Hinton E., Owen D. R. J.** [1977]. *Finite Element Programming*. Academic Press, Inc.

**Lemaitre J.** [1971]. *Sur la détermination des lois de comportement des matériaux élasto-viscoplastiques*. Thèse d'Etat.

**Lemaitre J., Chaboche J. L.** [1984]. *Mécanique des matériaux solides*. Dunod.

**Levy A., Pifko A. B.** [1981]. *On computational strategies for problems involving plasticity and creep*. Int. J. Num. Meth in engineering. Vol. 17, pp. 747-771.

**Lubliner J.** [1990]. *Plasticity Theory*. Macmillan, New York.

**Maitournam M. H.** [1989]. *Formulation et Résolution numérique des problèmes thermoviscoplastiques en régime permanent*. Thèse Ecole Nationale des Ponts et Chaussées.

**Mendelson A.** [1968]. *Plasticity : theory and application*. Macmillan series in applied mechanics.

**Mestat P.** [1988]. *CESAR : Manuel théorique. Elastoplasticité (module d'exécution PLAS)*. Laboratoire Central des Ponts et Chaussées.

**Nguyen Minh D., Berest P.** [1979]. *Etude de la stabilité des cavités souterraines avec un modèle de comportement élastoplastique radoucissant*. Proc. 4th Int. Cong. Rock Mechanics, Montreux. Vol 1 pp. 249.

**Nguyen Minh D., Rousset G.** [1987]. *Rôle des effets à court terme sur le comportement différé des galeries profondes*. Proc. 6th Int. Cong. Rock Mechanics, Montreal Vol 2, pp. 1153

**Nguyen Quoc S., Bui H. D.** [1974]. *Sur les matériaux élastoplastiques à écrouissage positif ou négatif*. Journal de Mécanique. Vol. 13 N°2.

**Nguyen Quoc S., Zarka J.** [1972]. *Quelques méthodes de résolution numérique en plasticité classique et en viscoplasticité*. Plasticité et Viscoplasticité. Eds Science et Techniques de l'Armement.

**Owen J., Hinton E.** [1980]. *Finite Elements in Plasticity : Theory and Practice*. Pineridge Press.

**Peric D.** [1993]. *On a class of constitutive equations in viscoplasticity : formulation and computational issues*. Int. J. Numer. Meth in Eng. Vol. 36, pp. 1365-1393.

**Perzyna P.** [1966]. *Fundamental problems in viscoplasticity*. Advances in Applied Mechanics, Vol. 9.

- Picard J. M.** [1994]. *Ecrouissage thermique des argiles saturées : application au stockage de déchets radioactifs*. Thèse de l'Ecole Nationale des Ponts et Chaussées.
- Picard J. M., Tchiye P. G.** [1993]. *Coupled thermo-hydro-mechanical modelling of in-situ heating experiments in boom clay*. International workshop on thermo-mechanics of clays barriers. Bergamo.
- Prévost J. H., Höeg K.** [1975]. *Soil mechanics and plasticity analysis of strain softening*. Géotechnique. Vol. 25 N°2, pp. 279-297.
- Rousset G.** [1988]. *Comportement mécanique des argiles profondes : application au stockage de Déchets Radioactifs*. Thèse de l'Ecole Nationale des Ponts et Chaussées.
- Runesson K., Tagnfors H., Wiberg N. E.** [1980]. *Interaction problems in soil-structure mechanics with material nonlinearity*. Computers&Structure Vol. 12, pp. 581-592
- Runesson Kenneth&al.** [1988]. *Integration in computational plasticity*. Computers&Structure Vol 30 N°1/2, pp. 119-130.
- Sakurai S.** [1978]. *Approximate time-dependent analysis of tunnel support structure considering progress of tunnel face*. Int. J. Numerical&Analytical Methods in Geomechanics. Vol. 2 N°2.
- Salençon J., Halphen B.** [1987]. *Cours de calculs des structures anélastiques-élastoplasticité*. Presses de E.N.P.C.
- Sharifi P., Yates D. N.** [1974]. *Nonlinear Thermo-Elastic-Plastic and Creep Analysis by the Finite-Element Method*. AIAA Journal Vol. 12 N°9, pp. 1210-1215.
- Snyder M. D., Bathe K. J.** [1981]. *A solution procedure for thermo-elastic-plastic and creep problems*. Nuclear Engineering and Design. Vol 64, pp. 49-60.
- Tanimoto N., Fukuoka H., Fujita K.** [1993]. *One dimensional Numerical analysis of a Bar Subject to Longitudinal Impulsive Loading. (Using an Elastic-Plastic-Viscoplastic Constitutive Equation)*. JSME International Journal, series A, Voll. 36 N°2, pp. 137-145.
- Yamada Y., Yoshimura N., Sakurai T.** [1968]. *Plastic stress-strain matrix and its application for the solution of elastic-plastic problems by the finite element method*. Int. J. Mech. Sci. Vol. 10, pp. 343-354.
- Zienkiewicz O. C., Corneau I. C.** [1974]. *Viscoplasticity-Plasticity and Creep in Elastic Solids : a unified numerical solution approach*. Int. J. Num Meth Eng. Vol. 8, pp. 821-845.
- Zienkiewicz O. C., Humpheson C.** [1977]. *Viscoplasticity : a Generalised Model for Description of Soil Behavior*. Numerical Methods in Geomechanical Engineering, chap 3, pp. 116-147.
- Zienkiewicz O. C., Taylor R. L.** [1991]. *The Finite Element Method*. Fourth Edition. Volume 2. McGraw-Hill.



## **PARTIE III**

### **APPLICATION DU MODELE VISCOPLASTIQUE AVEC RUPTURE AU CALCUL 2D AXISYMETRIQUE DES TUNNELS SOUTENUS**





## INTRODUCTION PARTIE III

Dans la deuxième partie de ce mémoire, nous avons mis au point un algorithme général de résolution numérique par éléments finis (VPR) adapté au modèle viscoplastique avec rupture. La validation de cet algorithme a été effectuée de façon très détaillée, et plus particulièrement dans le cadre du calcul de la convergence d'un tunnel de section circulaire creusé dans un massif infini. Cependant, les hypothèses admises pour la validation réduisaient le cadre de l'étude à un problème unidimensionnel. Dans le cas où la section d'étude du tunnel est très loin du front de taille (nous le définirons plus loin), le cadre unidimensionnel est justifié. Par contre, quand on s'intéresse à une section du tunnel près du front de taille, même sans soutènement, le problème général (convergence...) est tridimensionnel. Plus particulièrement le problème de l'interaction entre les deux structures (massif et soutènement) est tridimensionnel.

Même dans le cas tridimensionnel, il est néanmoins utile de considérer un cas particulier rencontré fréquemment dans la pratique : c'est le problème à symétrie axiale (ou axisymétrique). Ce cas est vérifié par exemple sous les hypothèses suivantes : section du tunnel circulaire, front de taille plan et orthogonal à l'axe de l'ouvrage, massif et soutènement homogènes et isotropes, soutènement d'épaisseur constante et d'extrémités planes et orthogonales à l'axe de l'ouvrage.

Dans cette partie, nous étudierons uniquement le cas 2D axisymétrique du problème d'interaction entre le massif et le soutènement, avec un champ de contraintes initial isotrope.

Un calcul viscoplastique avec rupture, pour la simulation numérique du creusement d'un tunnel présente un intérêt certain dans le cas des argiles raides par exemple, et constitue également une nouveauté dans la mesure où généralement, dans la littérature, quand la viscoplasticité est considérée pour modéliser le comportement différé, le comportement instantané pris en compte est élastique [Corbetta, 1990], [Bernaud, 1991]. Quand c'est la plasticité qui est adoptée pour le comportement à court terme, le comportement différé considéré est alors de type viscoélastique [Sakurai, 1978].

A notre connaissance, les calculs numériques et notamment les simulations par éléments finis de l'interaction dans lesquelles le comportement instantané est élastoplastique et le comportement différé viscoplastique sont inexistantes. Dans cette partie, on se propose d'appliquer ce type de modèle illustré par le modèle de comportement de la partie I au calcul 2D axisymétrique des tunnels profonds.

Nous allons grâce au modèle viscoplastique avec rupture, analyser l'influence de la rupture instantanée (plasticité) et de la viscoplasticité sur la modélisation du creusement d'un tunnel. Pour cela, cette partie est divisée en deux chapitres.

-Dans le premier chapitre, nous présentons dans un premier paragraphe, le problème général de l'interaction entre le massif et le soutènement dans le processus de creusement d'un tunnel. Dans le deuxième paragraphe, nous validons l'algorithme VPR dans le cas 2D axisymétrique, en comparant les résultats avec ceux du calcul simplement viscoplastique, notamment dans le cas du tunnel non soutenu. Nous montrons la limite de validité et de pertinence d'un calcul viscoplastique avec rupture par rapport à un calcul viscoplastique simple.

-Le dernier chapitre est une étude paramétrique, dont l'objectif est l'analyse quantitative de l'influence des paramètres de chargement (rigidité du soutènement et vitesse de

creusement) et de comportement (cohésion à court terme) sur la convergence à l'équilibre des tunnels soutenus. Nous analysons également l'écart entre le calcul viscoplastique avec rupture et le calcul viscoplastique simple, en fonction des paramètres précédents.

## Chapitre 6

### POSITION DU PROBLÈME ET MÉTHODE DE RÉOLUTION

L'état des connaissances actuelles sur le comportement mécanique des tunnels dans les roches profondes montre qu'en général, ces ouvrages présentent des effets différés (augmentation de la convergence ou de la pression sur le soutènement au cours du temps). Plusieurs cas sont cités dans la littérature, comme par exemple [Egger, 1989] avec le tunnel du Mont Cenis, [Panet, 1974] sur le tunnel du Fréjus.

L'exemple le plus récent est celui de la galerie expérimentale du site de Mol [Bernaud&Rousset, 1993]. Dans cette galerie située à 230 mètres de profondeur, un essai de soutènement à convergence contrôlée a été réalisé au milieu d'une couche d'argile (argile de Boom) donc le comportement mécanique est assez proche de celui d'une argile raide. Cet essai est constitué d'une galerie de diamètre utile supérieur à 3,5 mètres et de longueur 12 mètres. Cette galerie est revêtue de cintres métalliques coulissants du type (TH44/58), avec trois cintres par mètre de galerie. Le coulisement des cintres permet de mesurer la convergence au cours du temps. La figure 6.1 nous montre les coulisements totaux en fonction du temps de deux cintres (4 et 15). On remarque que les effets différés sont très marqués. Par exemple, pour le cintre 4, la part du coulisement survenu après la fin de creusement représente quatre ans après la réalisation de l'ouvrage, 70% du coulisement total.

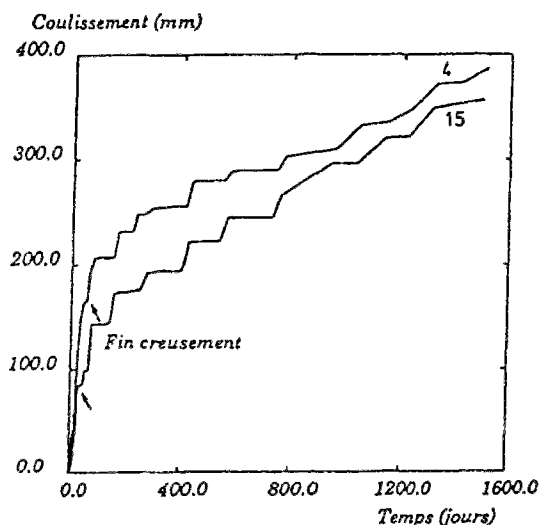


Figure 6.1. Coulissement en fonction du temps.

L'étude de ces phénomènes différés s'appuie généralement sur des méthodes numériques, notamment grâce à la méthode des éléments finis. La simulation numérique du creusement des tunnels soutenus dans les roches profondes avec un comportement rhéologique élastoplastique ou viscoplastique connaît un développement important. On peut citer les travaux de [Pan&Hudson, 1989], [Hanafy&Emery, 1982], [Corbetta, 1990], [Bernaud, 1991].

Dans notre cas (argiles raides), Il est important de prendre en compte simultanément ces deux aspects du comportement dans la simulation numérique des tunnels soutenus. Le but de ce chapitre s'inscrit dans cette problématique, et consiste à

étudier le comportement d'un tunnel soutenu creusé dans une roche présentant des effets différés et de la rupture (plasticité) instantanée.

## 6.1 POSITION DU PROBLÈME

Le problème du calcul du tunnel soutenu présente deux particularités essentielles. Premièrement, le problème est tridimensionnel puisque la proximité du front de taille le rend non-symétrique. Deuxièmement, c'est un problème d'interaction pour lequel, le couplage entre le massif et le soutènement est important (figure 6.2).

Les calculs par éléments finis véritablement tridimensionnels sont encore exceptionnels, non seulement à cause du volume de calcul qu'ils engendrent, mais aussi de la nécessité d'un traitement des résultats adapté à la représentation graphique. Aussi, on se limite dans cette partie au cas axisymétrique qui permet déjà une modélisation et une précision satisfaisante au vu des hypothèses et du cadre mécanique retenus pour représenter la réalité.

### 6.1.1 Définition du problème de base

On considère un tunnel profond de section circulaire (rayon  $R_i$ ) creusé dans un massif dont le comportement est homogène isotrope et viscoplastique avec rupture, soumis initialement au champ de contrainte géostatique isotrope :

$$\underline{\underline{\sigma}}_0 = -P_\infty \underline{\underline{1}} \text{ avec } P_\infty = \rho g z$$

La profondeur de l'axe du tunnel est grande devant son rayon, de sorte que l'on peut négliger le gradient de la pesanteur dans la zone du massif proche du tunnel et assimiler  $\rho g z$  à  $\rho g H$  ( $H$  est la profondeur moyenne de l'axe du tunnel) dans cette zone.

Le soutènement du tunnel assimilé à un anneau d'épaisseur constante, a lui aussi un comportement homogène et isotrope (**nous supposons pour la suite que le soutènement est élastique linéaire**). Il est posé à une distance  $d_0$  constante du front de taille (figure 6.2). Le front de taille et l'extrémité du soutènement sont plans et verticaux. Grâce à l'ensemble de ces hypothèses, le problème admet bien la symétrie cylindrique.

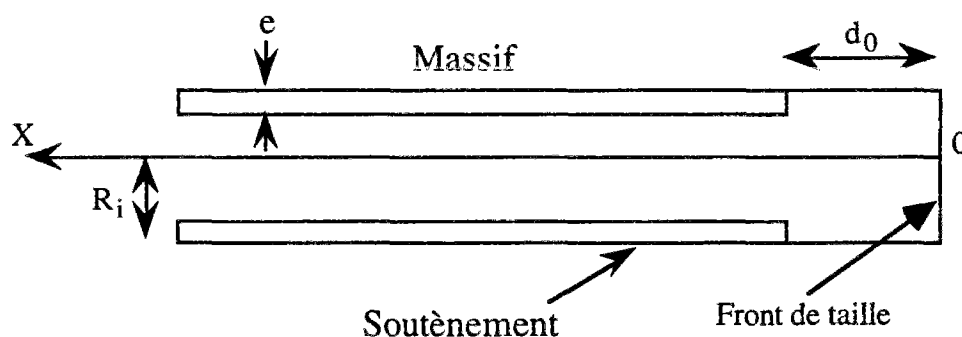


Figure 6.2. Modélisation axisymétrique du tunnel.

Une autre symétrie, très utile à la simplification de l'étude des tunnels profonds, est le problème à déformations planes (figure 6.3 que nous avons déjà étudié dans le chapitre 3). Cette symétrie est vérifiée si les deux conditions suivantes sont réalisées :

- le front de taille est loin de la section d'étude;
- la vitesse d'avancement  $V$  du front et du soutènement est constante.

Dans ce cas, comme on l'a déjà remarqué dans la deuxième partie consacrée aux solutions unidimensionnelles, l'interaction entre le massif et le soutènement est complètement caractérisée par un seul paramètre scalaire : la pression de confinement  $P_i$ . Dans la solution semi-analytique par exemple, cette pression est représentée par le chargement  $P_i(T)$ . Le paramètre dual est la convergence de la paroi  $U_i$ , c'est-à-dire la variation relative en valeur absolue du diamètre de l'excavation, ou encore le déplacement radial en paroi en valeur absolue ramené au rayon :

$$U_i = -\frac{u(R_i)}{R_i} \text{ avec } u(r) \text{ déplacement radial en tout point du massif.}$$

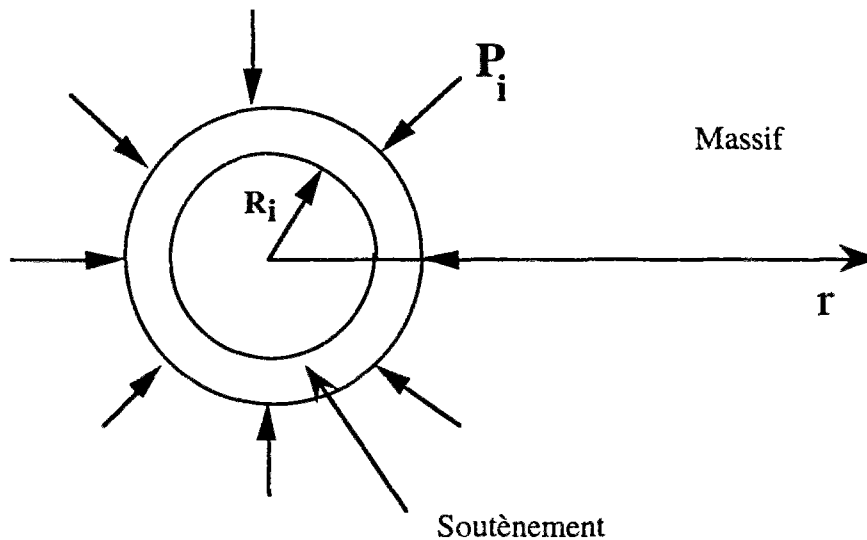


Figure 6.3. Modélisation en déformation plane

On définit alors deux courbes (figure 6.4) dans le diagramme  $(P_i, U_i)$ , qui sont un condensé des informations que l'on possède sur le comportement des deux structures :

- la courbe de convergence CV : elle ne fait intervenir que la loi de comportement du massif ; c'est la courbe qui donne la convergence  $U_i$  du tunnel en fonction de la pression  $P_i$  appliquée à la paroi, lorsque l'équilibre est atteint,
- la courbe de confinement CF : elle ne fait intervenir que la loi de comportement du soutènement ; c'est la courbe qui donne la convergence  $U_i^s$  de l'extrados de l'anneau en fonction de la pression  $P_i$  appliquée au soutènement (une droite en élasticité linéaire).

On note  $U_0$  la convergence du massif au moment de la pose du soutènement :

$$U_i = U_i^s + U_0$$

[Bernaud&Rousset, 1991] ont bien montré que tout le couplage du problème se retrouve au niveau de  $U_0$ .  $U_0$  ne peut être obtenu que grâce à la modélisation complète du creusement du tunnel.

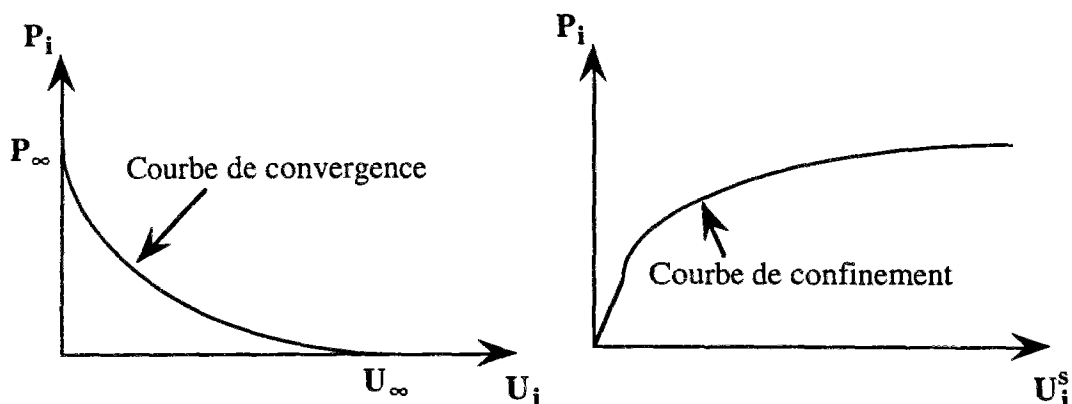


Figure 6.4. Courbes de convergence CV et de confinement CF

La méthode numérique avec un modèle axisymétrique à deux dimensions permet de mettre en oeuvre la technique d'activation et de désactivation des éléments. Cette technique modélise les séquences d'excavation et de pose du soutènement pour le creusement du tunnel.

## 6.2 MÉTHODES DE RÉOLUTION

Plusieurs méthodes existent dans la littérature pour le calcul des ouvrages souterrains. Les plus anciennes sont : la méthode des réactions hyperstatiques et la méthode du solide composite [Szechy, 1970]. Ces méthodes sont assez utilisées pour le dimensionnement des tunnels peu profonds (en pratique, ceux dont la profondeur n'excède pas quatre diamètres), mais la phase d'excavation n'est pas prise en compte dans ces méthodes.

La prise en compte de l'effet du front de taille dans le calcul des tunnels profonds date d'une vingtaine d'années, [Lombardi, 1973], [Panet&Guellec, 1974], [Descœudres, 1974], [Egger, 1974]. Étant donnée la complexité du problème (conditions de creusement, modalités de mise en oeuvre du soutènement, tridimensionalité), les chercheurs ont de plus en plus recours à des simulations numériques. Les méthodes numériques par éléments finis permettent des modélisations plus fines et plus proche du problème réel de creusement par phases. Les calculs véritablement tridimensionnels sont encore exceptionnels en raison du volume de calculs qu'ils engendrent, [Ranken&Ghaboussi, 1975], [Descœudres, 1974], [Sharour&Ghorbanbeigi, 1994]. Aussi on se limite généralement aux calculs bidimensionnels en déformations planes ou en axisymétrie.

Dans la méthode convergence-confinement [Panet, 1995] par exemple, on substitue au problème tridimensionnel un problème de déformations planes dans lequel on introduit un nouveau concept : la pression intérieure fictive, destinée à rendre compte de l'avancement du front de tunnel. Elle permet de montrer que seulement une partie de la pression géostatique est reprise par le soutènement.

Parmi les méthodes de calculs 2D axisymétrique qui prennent en compte directement l'effet du front, on peut citer principalement deux méthodes.

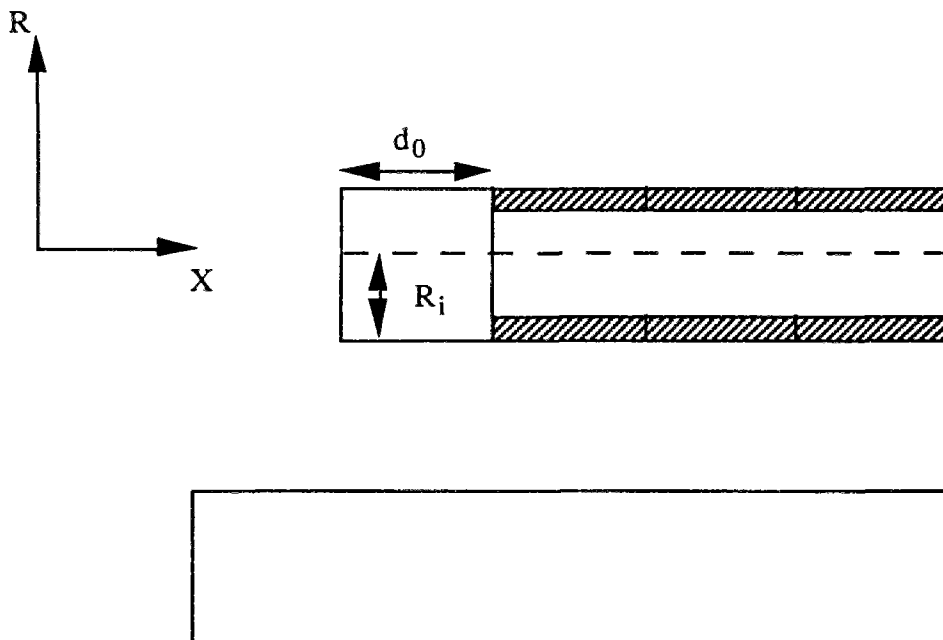
La méthode de régime stationnaire avec activation différée pour le soutènement [Corbetta, 1990]. Dans le cas où le creusement est effectué à vitesse constante, cette méthode permet de simuler l'excavation et la pose d'un soutènement dans un massif présentant des effets différés à l'aide d'un seul calcul.

La méthode d'activation et de désactivation des éléments en axisymétrie. Dans cette méthode, les séquences d'excavation et de pose du soutènement sont modélisées

ERROR: rangecheck  
OFFENDING COMMAND: setscreen  
STACK: afy&Emery, 1980], [Pan&Hudson, 1989], [Bernaud, 1991]. Elle nécessite un calcul pour chaque séquence de creusement et de soutènement, mais a l'avantage d'une simulation plus réaliste tenant compte d'arrêts éventuels des travaux ou de changements de cadence pendant l'exécution des travaux. C'est cette méthode de calcul qui sera utilisée dans la suite de cette troisième partie du mémoire.

### Méthode numérique d'activation et de désactivation des éléments en axisymétrie

La simulation du creusement est faite par enlèvement progressif des tranches de terrains à l'intérieur du profil du tunnel. Si un soutènement est prévu, il est posé juste après une étape de creusement, en rajoutant une tranche de matière à la paroi du tunnel et à une distance  $d_0$  du front de taille. L'enlèvement des tranches de terrains est numériquement modélisé par une réduction du module d'Young et du coefficient de Poisson de l'ordre de  $10^{-8}$  des éléments à creuser. De façon inverse, la pose d'un soutènement est modélisée par l'affectation des caractéristiques mécaniques du soutènement ( $E, \nu$ ) dans les éléments considérés. A l'instant de pose, ces éléments sont libres de contraintes et ont une déformation nulle. Les principaux paramètres de la méthode de construction d'un tunnel avec activation et désactivation des éléments en axisymétrie sont illustrés sur la figure 6.5. Le pas de creusement n'est pas égale à la distance de pose du soutènement.





Numériquement, le problème est traité avec le code de calcul GEOMEQ91 [Bernaud, 1991]. Le maillage du modèle étant construit en une seule fois, le pourtour de la zone à excaver ainsi que celui correspondant au soutènement doivent être prévus. La longueur du maillage doit être supérieure à la distance d'influence du front de taille, de façon à s'affranchir des effets de bords (typiquement, la longueur du maillage doit être de l'ordre de dix fois le rayon du tunnel). Une discrétisation assez fine autour du front de taille doit être envisagée, puisque c'est dans cette zone que les gradients de contrainte et de déplacement sont les plus élevés. La figure 6.6 nous montre un maillage type pour la méthode d'activation et désactivation.

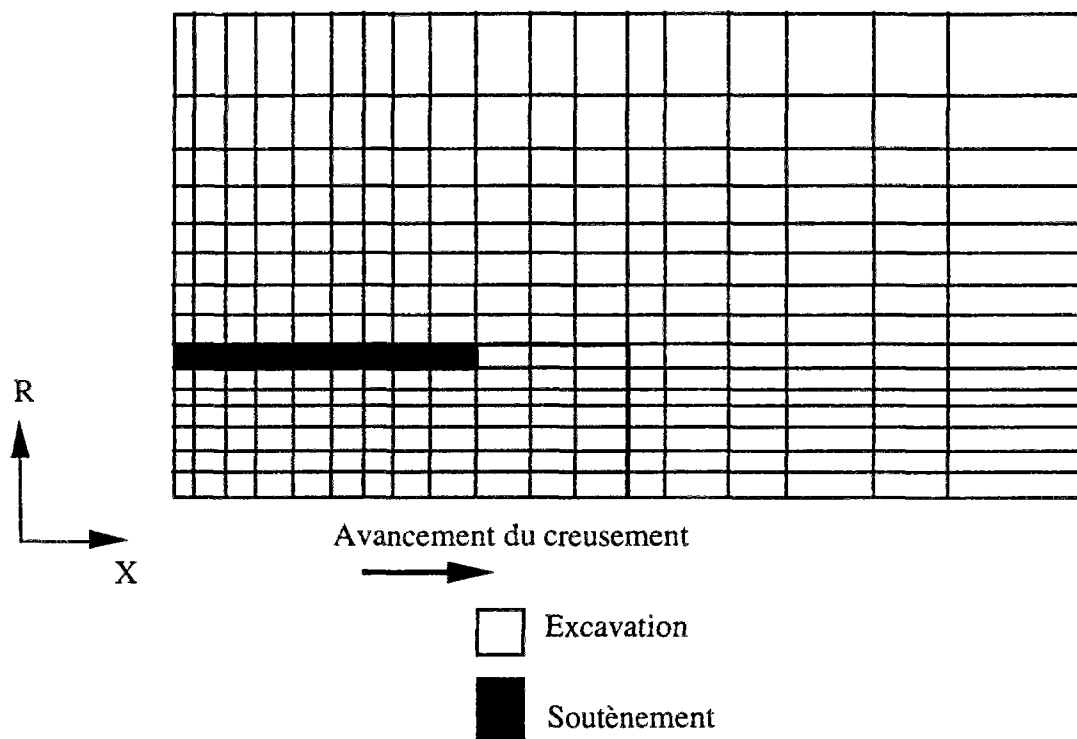


Figure 6.6. Exemple type de maillage de la méthode.

L'état initial du calcul est celui qui correspond à l'état du massif avant le creusement ; les déplacements sont nuls partout et les contraintes sont égales aux contraintes géostatiques. Le premier creusement correspond au premier changement de la matrice de rigidité, qui est ensuite actualisée à chaque phase de creusement ou de pose de soutènement, compte tenu du changement des caractéristiques mécaniques de certaines mailles.

### 6.3 PARAMÈTRES ADIMENSIONNELS

Dans cette partie, nous donnons les variables réduites sans dimension du problème du tunnel dans un massif viscoplastique avec rupture (critère de Tresca sans écrouissage).

Soit  $K_s$  la rigidité du soutènement (tube épais). Elle peut être définie par l'expression suivante.

$$K_s = \frac{E_s}{1 + \nu_s} \frac{r_1^2 - r_0^2}{((1 - 2\nu_s)r_1^2 + r_0^2)}$$

$e$  : épaisseur de l'anneau;

$E_s$  : module d'Young du soutènement;  
 $\nu_s$  : coefficient de Poisson du soutènement;  
 $r_0$  : rayon intérieur du tube épais;  
 $r_1 = e + r_0$  : rayon extérieur du tube.

Soient  $C_1$  et  $C$  respectivement les cohésions à long terme et à court terme du massif. On montre [Bernaud, 1991], que un choix de paramètres adimensionnels du problème de creusement d'un tunnel dans un milieu élasto-viscoplastique est le suivant :

Contraintes :

$$E^* = \frac{E}{C_1} \text{ module d'Young réduit}$$

$$N_s = \frac{P_\infty}{C_1} \text{ pression réduite régnant à l'infini } (P_\infty = \gamma H)$$

$$K_s^* = \frac{K_s}{E} \text{ rigidité réduite du soutènement}$$

Longueurs :

$$X^* = \frac{X}{R_i} \text{ distance au front réduite}$$

$$R^* = \frac{R}{R_i} \text{ coordonnée radiale réduite}$$

$$d_0^* = \frac{d_0}{R_i} \text{ distance réduite de pose du soutènement}$$

Temps :

$$t^* = \frac{tC_1}{\eta} \text{ temps réduit}$$

Vitesse :

$$V^* = \frac{\eta}{R_i C_1} V \text{ vitesse réduite de creusement}$$

Dans le cas d'un milieu viscoplastique avec rupture, il y a le seuil à court terme  $C$  qui est un paramètre supplémentaire. De façon naturelle, nous introduisons alors un paramètre adimensionnel supplémentaire :

$$S^* = \frac{C}{C_1} \text{ seuil à court terme réduit}$$

En résumé, on constate qu'il n'y a que six paramètres indépendants à se donner :

Trois caractérisant le massif ( $E^*, N_s, S^*$ )

Un caractérisant le soutènement ( $K_s^*$ )

Deux caractérisant le chargement ( $d_0^*, V^*$ ).

Pour une application pratique, il suffit alors de se donner en plus trois paramètres ( $R_i$ ,  $C_1$ , et  $\eta$ ) pour obtenir la solution d'un problème particulier.

Le test de l'algorithme VPR implanté dans GEOMEQ91 avec la méthode d'activation et désactivation des éléments en axisymétrie va être réalisé dans le cas des tunnels non soutenus en comparant les résultats avec ceux de l'algorithme de viscoplasticité existant dans le code de calcul. Le test en viscoplasticité est réalisé en prenant pour seuil plastique une valeur infinie (très grande par rapport aux constantes du problème).

## 6.4 CALCULS NUMERIQUES

### 6.4.1 Géométrie et conditions aux limites

Les conditions aux limites en déplacement sont (figure 6.7.) :

- déplacement  $u$  nul sur l'axe de symétrie
- déplacement  $v$  nul sur  $z=30 R_i$

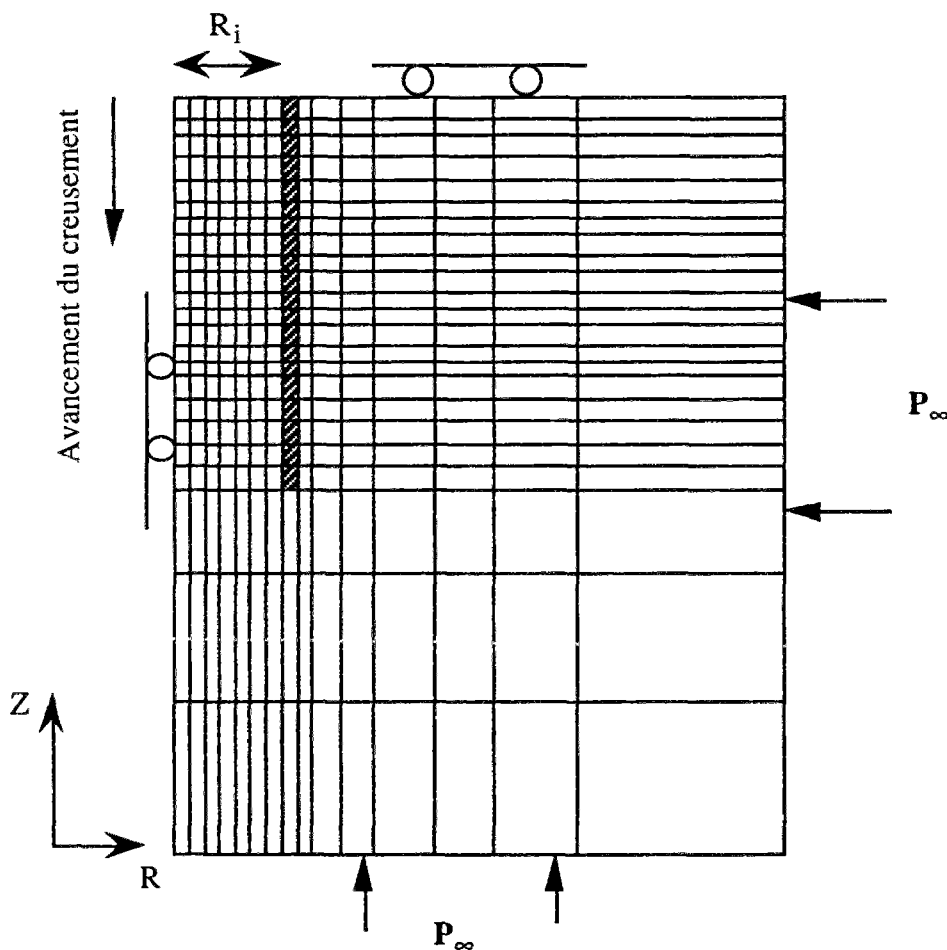


Figure 6.7. Maillage et conditions aux limites.

Le maillage du modèle est constitué de 1298 éléments isoparamétriques à 9 noeuds et comprend en tout 5355 noeuds. Le massif est précontraint avec une contrainte isotrope  $P_\infty$ , qui est aussi la valeur de contrainte normale imposée sur le contour extérieur du maillage. Cette pression est du même ordre de grandeur que celle de la

pression géostatique régnant par exemple à une profondeur de 450 mètres (l'horizon Callovo-Oxfordien des argiles de l'Aisne ( $P_{\infty}=9$  MPa)).

Dans toute la suite de ce chapitre, la distance de pose réduite du soutènement sera fixée égale à  $2/3$  (cas classique en pratique).

### Test de validation

Un exemple de validation de la méthode d'activation et de désactivation des éléments en axisymétrie avec l'algorithme viscoplastique avec rupture est illustré sur la figure 6.8, où nous avons examiné le cas des tunnels non soutenus dans un milieu viscoplastique avec rupture. La validation ne porte que sur la valeur de la convergence à long terme puisque, pour ce cas, la convergence finale (à la stabilisation totale) en paroi est donnée analytiquement par la solution du calcul 1D en déformations planes dans le cas d'une section très éloignée du front (partie 2) avec une pression en paroi nulle (calcul 1D). Pour ces deux calculs de validation, la cohésion à long terme est prise égale à 3MPa. Les paramètres adimensionnels sont les suivants :

$$N_s = 3; S^* = 1,33; V^* = 13333$$

La valeur de la viscosité correspond à celle des argiles de la première partie du mémoire soit  $4 \cdot 10^4$  MPa.jours.

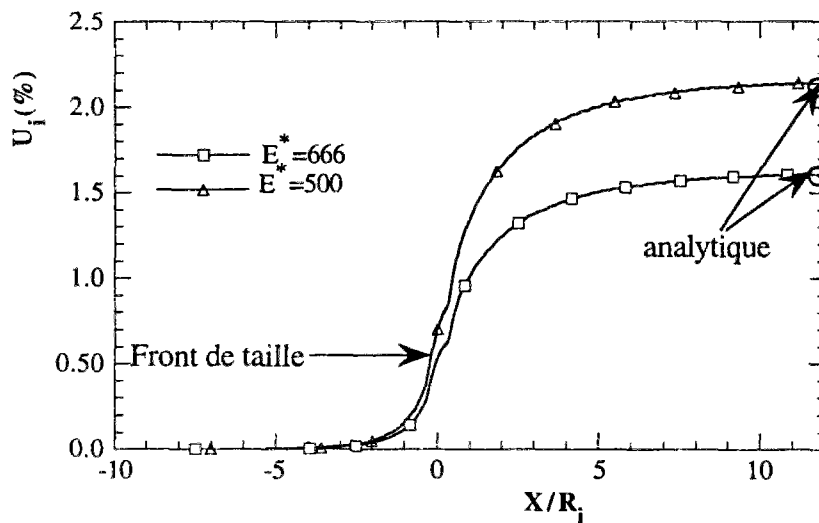


Figure 6.8. Calcul du tunnel non soutenu

Cette figure nous montre les profils de convergence en fonction de la distance au front (c'est à dire le déplacement radial de la paroi en fonction de la distance au front). Ces courbes (figure 6.8) sont obtenues numériquement avec l'algorithme VPR, pour deux valeurs du module d'Young réduit. La valeur de la convergence à l'équilibre (asymptote des courbes), correspond bien à la valeur analytique (chapitre 5) donné par le calcul 1D. Précisons qu'à la fin du dernier creusement (36ème) pour obtenir ces deux courbes, on impose une distance de pose nulle et on laisse les déformations différées se développer jusqu'à la stabilisation finale.

Pour les deux calculs, l'écart avec la solution analytique est inférieure à 1%. Loin du front de taille (asymptote), les valeurs analytiques sont marquées sur la figure 6.8 pour les deux valeurs du module d'Young réduit. D'autres calculs de validations ont

également été réalisés (toujours pour le tunnel non soutenu). D'une manière générale, la concordance avec la solution analytique est très satisfaisante.

#### 6.4.2 Calcul viscoplastique avec rupture et viscoplastique simple (exemple concret)

La nouveauté et l'intérêt du calcul viscoplastique avec rupture par rapport à un calcul viscoplastique simple, consiste en la prise en compte de la rupture au cours des phases de creusement pour l'analyse de la stabilité à l'équilibre final du tunnel soutenu.

Nous utiliserons très fréquemment par la suite le type le type de représentation graphique illustré sur les figures 9a et 9b. La figure 9a nous montre la convergence en fonction de la distance au front, à l'issue du 36ème et dernier creusement. Le 0 sur l'axe des abscisses correspond à la position du front de taille. En avant du front, dans le massif ( $X < 0$ ) les déplacements radiaux sont petits mais non nuls. L'ordonnée correspondant à  $X = 2/3$  représente la convergence au moment de la pose du soutènement, c'est-à-dire la grandeur  $U_0$ , dont on a vu l'importance pratique au paragraphe 6.1. On remarque par ailleurs sur cette figure que le profil de déplacement radial a un comportement asymptotique pour  $X$  grand positif; ainsi on vérifie que la longueur (finie) du maillage choisie est suffisante pour obtenir le régime stationnaire. En d'autre terme, la valeur de  $U$  obtenue pour  $X > 10$  correspond bien à la valeur de la convergence infiniment loin du front de taille pour un comportement plastique (sans effet du temps). Pour un comportement viscoplastique ou viscoplastique avec rupture, la valeur de  $U_0$  est bien comme en plasticité celle donnée en  $X = 2/3$  à l'issue du 36ème pas de chargement, mais pour obtenir la valeur de  $U_{eq}$  (convergence loin du front quand  $T \rightarrow \infty$ ), il faut laisser le calcul viscoplastique se poursuivre dans la configuration précédente jusqu'à la stabilisation complète. Alors seule la valeur de la convergence pour  $X$  grand positif est une grandeur utile ( $U_{eq}$ ). En effet, le profil complet qui correspond au comportement à long terme d'une galerie avec front de taille permanent présente peu d'intérêt pratique dans le cadre de cette recherche. Par ailleurs, au dernier creusement, pour obtenir la solution stabilisée, nous imposons une distance de pose nulle, ce qui permet d'éviter la convergence différée de la galerie sur une partie non soutenue, cas sans intérêt en pratique.

Les figures 6.9a et 6.9b, nous montrent un cas typique de comparaison entre les deux calculs. Les paramètres adimensionnels de calcul sont les suivants :

$$N_s = 4,5; \quad S^* = 2; \quad E^* = 750; \quad K_s^* = 0,12; \quad V^* = 2,5 \cdot 10^5$$

La rigidité correspond à un soutènement mou (boulonnage par exemple). Dans le cas des argiles de l'Aisne ( $C_1 = 2$  MPa,  $\eta = 40000$  MPa.jours), la vitesse d'avancement réelle est alors 12,5 m/jours.

A la fin du dernier creusement (figure 6.9a), la valeur de la convergence à la pose du soutènement ( $X = 2/3$ ) des deux modèles sont différents : elle est de 0,72% pour le calcul viscoplastique et 0,83% pour le calcul viscoplastique avec rupture. La prise en compte de la rupture est ainsi quantifié par la valeur de  $U_0$ . Pour les valeurs des paramètres utilisées, le calcul viscoplastique avec rupture donne un écart de 13% environ supérieur à la valeur du calcul viscoplastique simple. Cet écart peut paraître négligeable au niveau de  $U_0$ . Cependant, la grandeur utile reste la valeur de la convergence loin du front à la stabilisation.

La figure 6.9b nous montre les valeurs de  $U_{eq}$  à la stabilisation pour les calculs. On remarque que ces deux valeurs sont légèrement supérieures à celles de la figure 6.9a

pour ( $X > 10$ ), puisque les déformations différés ont continué à se développer jusqu'à la stabilisation. Quand on regarde les valeurs de  $U_{eq}$  pour les deux calculs, on constate cette fois que l'écart entre les deux calculs est de 30%. Ce résultat se traduit aussi sur les profils de pression à l'équilibre (figure 3.9c), où le calcul viscoplastique simple donne une valeur de pression à l'équilibre ( $P_{eq}$ ) qui est 15% supérieure à celle du calcul viscoplastique avec rupture.

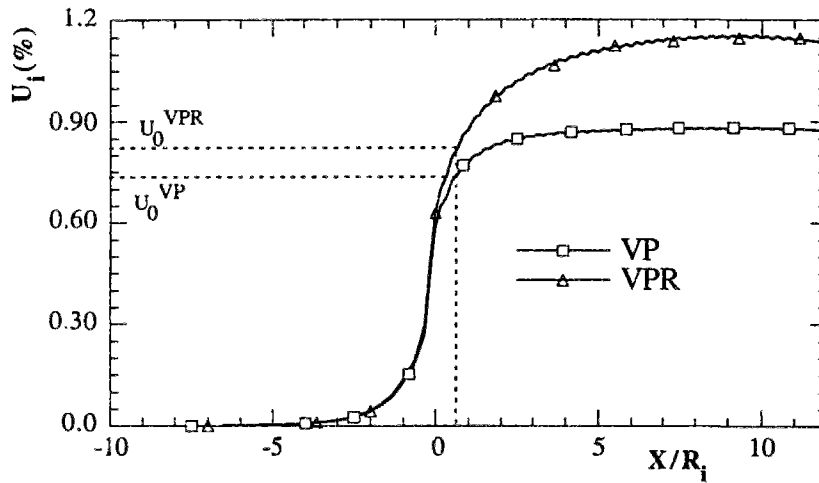


Figure 6.9a. Convergence en fonction de la distance au front (36ème creusement).

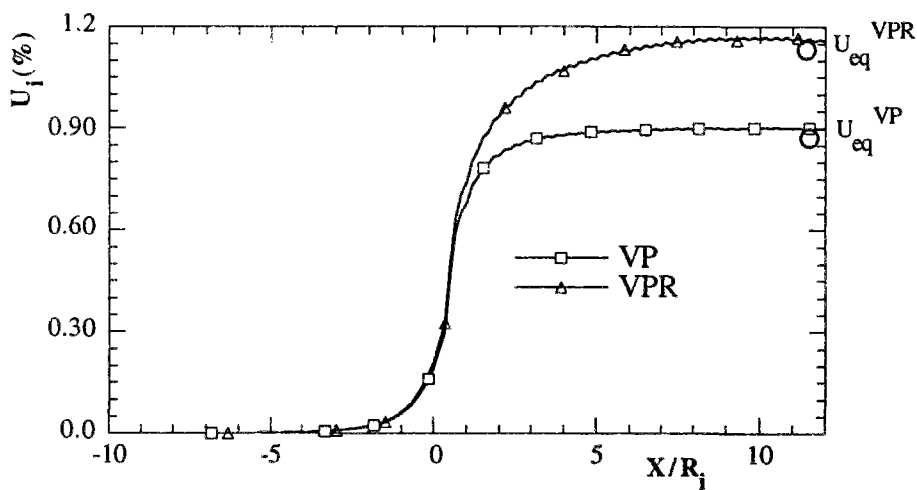


Figure 6.9b. Convergence en fonction de la distance au front (stabilisation)

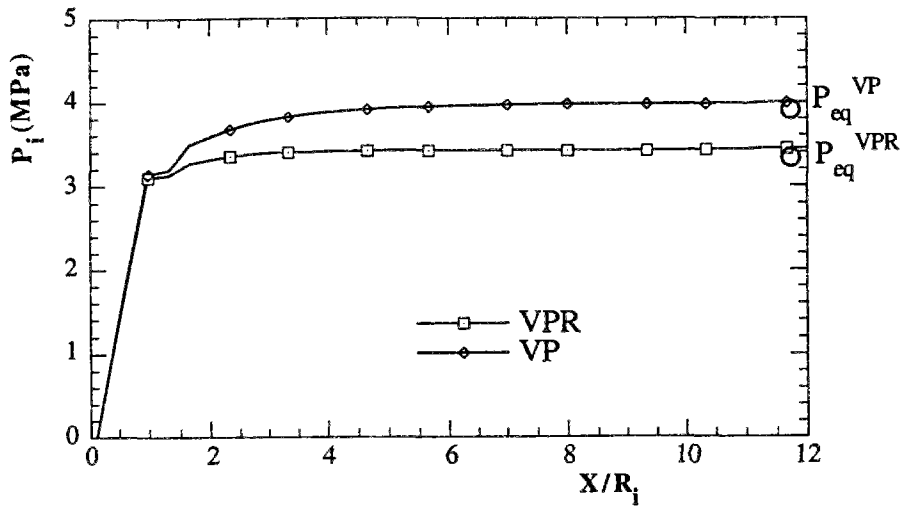


Figure 6.9c. Profil des pressions à l'équilibre (stabilisation).

La validation de ce résultat passe par l'analyse de la courbe de convergence à long terme (plasticité de cohésion  $C_1$ ). Cette analyse est illustrée par la figure 6.10 (courbe de convergence à long terme). Le point  $(P_{eq}^{VPR}, U_{eq}^{VPR})$  appartient bien à la courbe de convergence du massif. Ce qui constitue une validation des calculs VPR puisque cette courbe est obtenue analytiquement.

Les valeurs différentes de la convergence à la pose du soutènement des deux calculs, s'explique par la prise en compte des déformations plastiques au cours du creusement. Ces déformations contribuent à augmenter les déplacements en paroi et à diminuer la pression finale.

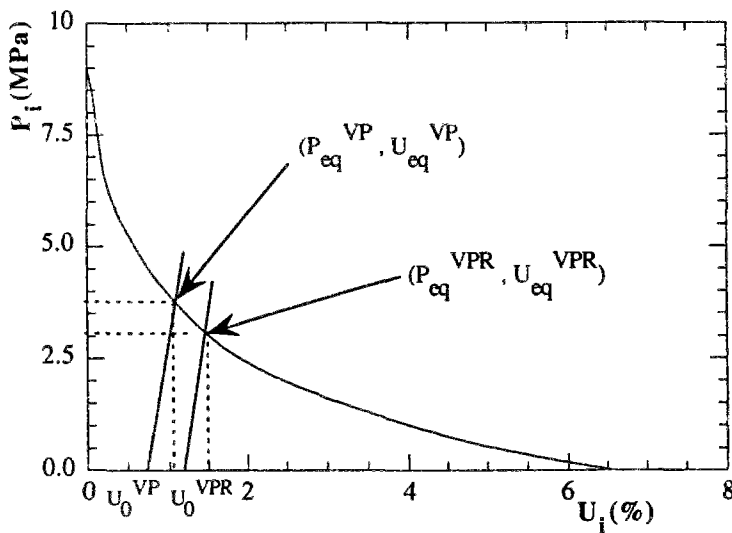


Figure 6.10. Equilibre du tunnel pour les calculs VPR et VP.

La prise en compte de la rupture au cours du creusement peut qualitativement être illustrée (figure 6.11) par quatre zones à la fin du 36ème creusement. Il y a la zone élastique (E) pour laquelle aucun des critères de plasticité et de viscoplasticité n'ont été atteints pendant le chargement. La zone viscoplastique (VP) où seulement le critère viscoplastique est atteint. La zone de rupture résiduelle (R-R) pour laquelle il y a eu rupture pendant les différentes phases de creusement. La zone de rupture (R) où il y a plastification pendant le dernier creusement.

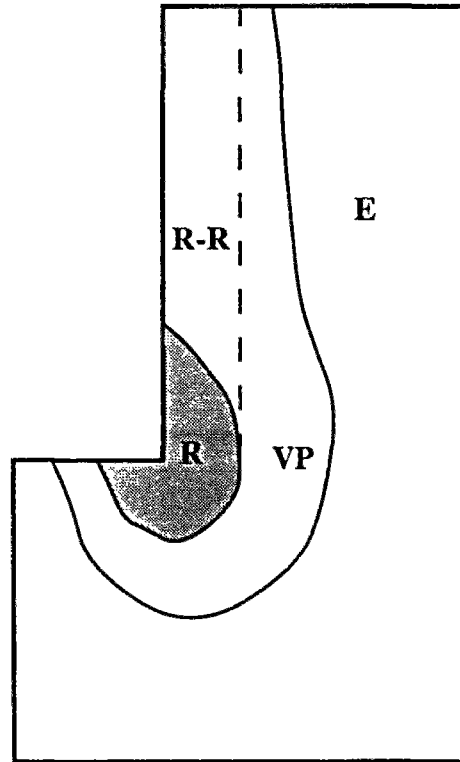
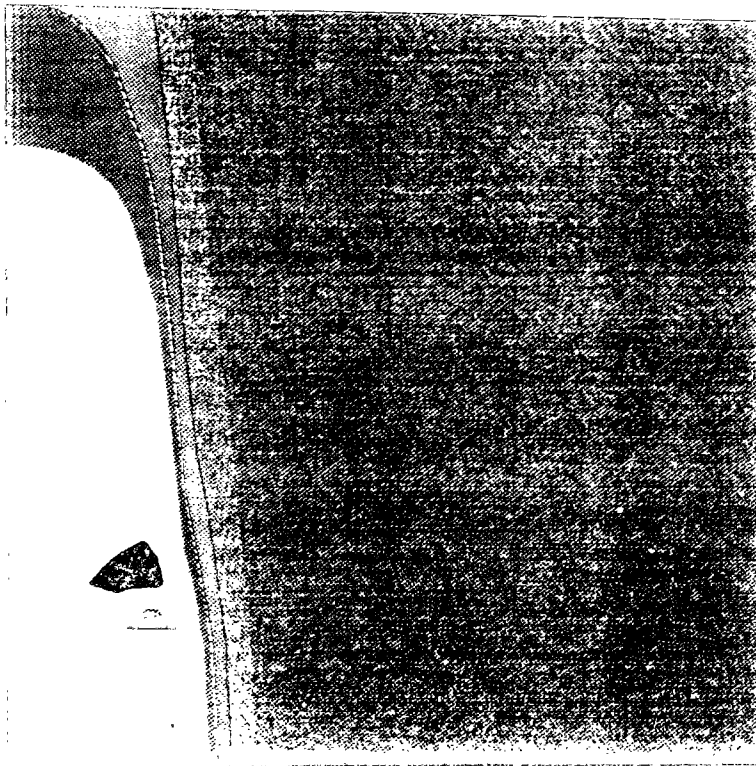


Figure 6.11 différentes zones (36eme creusement)

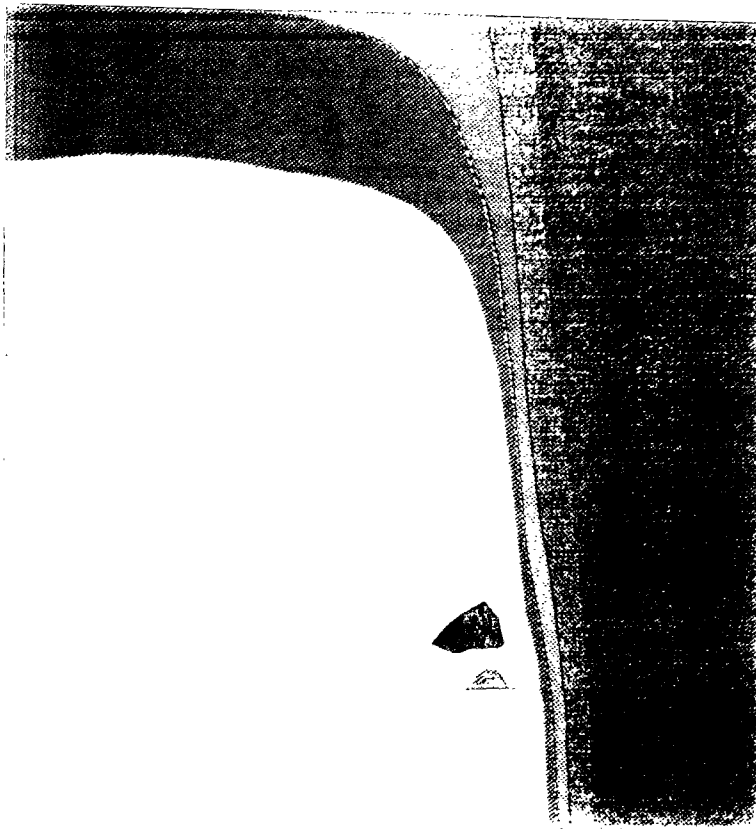
Les isovaleurs des critères à la fin du 10ème et 35ème creusement sont illustrés par les figures de la page 136. On observe qu'au cours du creusement, la zone de rupture se déplace. A la fin du creusement, il existe alors une zone de rupture résiduelle.







*creusement10*



*creusement36*

-800E+01 -686E+01 -572E+01 -457E+01 -343E+01 -229E+01 -115E+01 -483E-02 0.114E+01 0.228E+01 0.342E+01



## Conclusions sur la comparaison

Dans le calcul 2D axisymétrique des tunnels soutenus, la convergence à la pose du soutènement est le paramètre qui explique la différence entre le calcul VPR et VP.

### 6.4.3 Limite du modèle viscoplastique avec rupture dans le calcul 2D

Dans la deuxième partie, nous avons montré dans le cadre du calcul 1D (déformations planes), qu'il existe pour un ensemble de paramètres du modèle viscoplastique avec rupture, une valeur limite de la viscosité en dessous de laquelle, le modèle se confond avec le modèle viscoplastique de Bingham associé. Dans ce cas, le modèle de Bingham constitue une modélisation qui décrit alors plus simplement et de manière satisfaisante le comportement du tunnel.

Dans le cas du calcul 2D axisymétrique, le paramètre adimensionnel traduisant l'influence de la viscosité est la vitesse d'avancement réduite  $V^*$  du front de taille. Dans cette partie nous analysons l'influence de ce paramètre fondamental par rapport au modèle viscoplastique avec rupture et au modèle de Bingham. Sur les figures (6.12 et 6.13) nous avons tracé les profils de convergence en fonction de la distance au front pour plusieurs valeurs du paramètre  $V^*$ , obtenus par le modèle viscoplastique avec rupture et viscoplastique simple.

Les paramètres adimensionnels, qui correspondent aux paramètres de comportement viscoplastique avec rupture des argiles de l'Aisne sont les suivants :

$$N_s=4,5; \quad S^*=2; \quad E^*=750; \quad K_s^*=0,12.$$

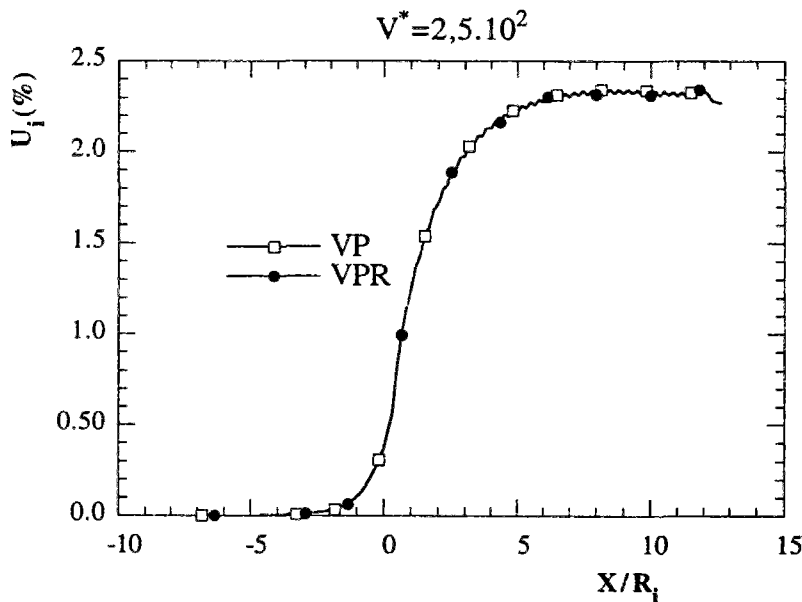


Figure 6.12. Convergence en fonction de la distance au front. ( $V^* = 2,5 \cdot 10^2$ )

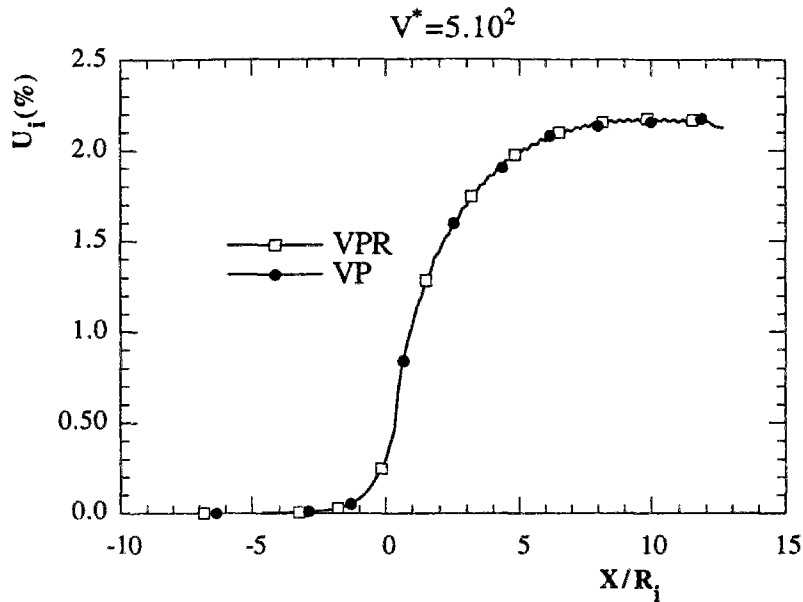


Figure 6.13. Convergence en fonction de la distance au front ( $V^* = 5.10^2$ ).

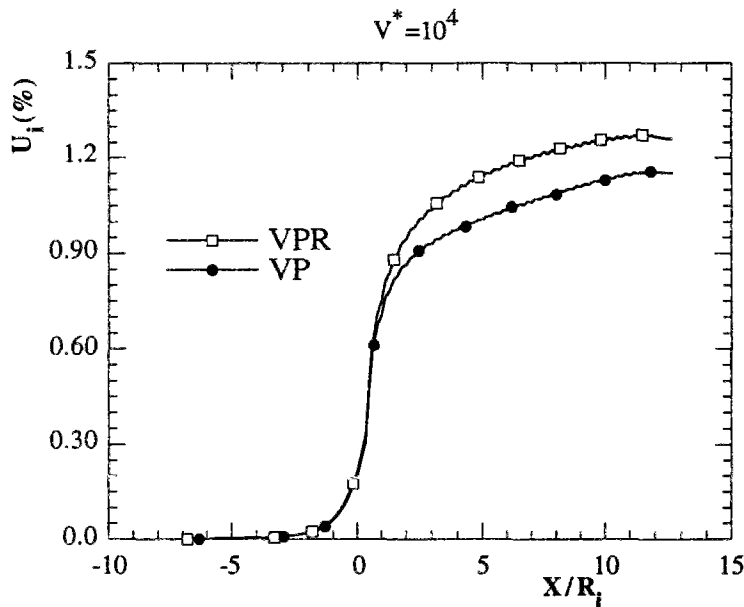


Figure 6.14. Convergence en fonction de la distance au front ( $V^* = 10^4$ ).

Rappelons qu'on laisse les déformations différées se développer après la construction entière du tunnel (36eme creusement) jusqu'à atteindre l'équilibre final recherché (critère viscoplastique nul en tout point du massif).

On constate sur les figures 6.12 et 6.13 correspondant à des vitesses faibles, qu'il n'existe pas d'écart significatif entre le calcul VPR et celui VP (écart inférieur à 1%). Dans ce cas, un calcul viscoplastique de Bingham décrit de manière satisfaisante le comportement de l'ouvrage, et a l'avantage d'être moins lourd (le rapport entre le temps d'un calcul VP et VPR est de 0,4 environ), le développement de la rupture dans le massif est donc très limité.

Sur la figure 6.14, nous avons le résultat d'un calcul correspondant à une vitesse élevée. Cette fois, on observe qu'il existe un écart assez net entre les deux calculs. Plus la vitesse est grande, plus l'écart est grand. Cet écart est par exemple de 25% pour les calculs effectués avec une vitesse plus grande (figure 6.9b).

Pour les faibles vitesses, nous savons que ces valeurs correspondent à des valeurs de viscosité faibles (définition du paramètre adimensionnel). L'explication de l'écart nul entre les deux calculs est la suivante : lorsque la vitesse de creusement est très faible, les déformations viscoplastiques sont considérablement activées au cours du creusement, de ce fait, contribuent à augmenter la convergence.

Pour de grandes valeurs de la vitesse réduite, l'explication de ce phénomène (écart très significatif entre les deux calculs) est assez simple. Dans un calcul viscoplastique de type Bingham une grande vitesse correspond à un calcul, où les phases de creusement et de pose de soutènement sont effectuées en élasticité. Par contre, dans le modèle viscoplastique avec rupture, les phases différentes phases de calcul sont réalisés en élastoplasticité quelle que soit la valeur de la vitesse. Les déformations plastiques contribuent ainsi à l'augmentation des déformations totales dans le modèle viscoplastique avec rupture.

C'est pourquoi, la convergence à l'équilibre est plus élevée dans un calcul viscoplastique avec rupture, comparativement à un calcul viscoplastique simple. De manière duale, les profils des pressions à l'équilibre sont plus faibles dans le calcul VPR par rapport à un calcul VP, ceci est illustré sur la figure 6.15 correspondant à  $V^* = 10^4$ . L'écart relatif entre les profils des pressions pour ces deux calculs est de 15%.

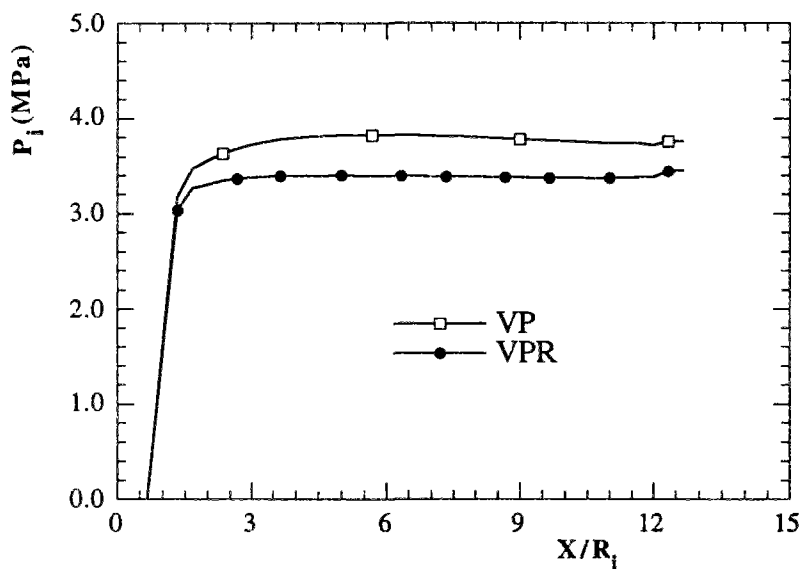


Figure 6.15. Profils des pressions à l'équilibre ( $V^* = 10^4$ ).

L'analyse précédente nous permet également d'illustrer l'influence de la vitesse de creusement sur la convergence à l'équilibre dans le cas du massif viscoplastique avec rupture. En effet comme dans le cas d'un calcul viscoplastique, les convergences obtenues avec des vitesses faibles sont supérieures à celles calculées avec des vitesses plus grandes. Ce phénomène est illustré par la figure 6.16 où nous avons tracé la convergence à l'équilibre à long terme en fonction de la distance au front du calcul VPR pour les différentes valeurs de la vitesse réduite utilisées pour nos calculs.

L'écart entre les deux calculs dépend fortement de la vitesse de creusement. Cependant on reste limité dans les calculs car plus la vitesse est grande, plus le temps de stabilisation au dernier creusement est grand, et donc le temps de calcul important.

La figure 6.16 nous montre les valeurs de la convergence à l'équilibre final en fonction de la vitesse de creusement. Comme dans le cas d'un massif viscoplastique simple [Bernaud, 1991], l'effet de la vitesse de creusement sur l'équilibre final du massif viscoplastique avec rupture n'est vraiment sensible que dans une plage de valeurs. Pour les cas traités ici, cette plage représente les vitesses comprise entre 0 et  $10^4$ .

Quantitativement, l'effet de la vitesse est assez considérable : la convergence à l'équilibre diminue de 45% lorsqu'on passe d'un creusement à vitesse très faible ( $V^* = 2,5 \cdot 10^2$ ) à un autre réalisé avec une vitesse élevée ( $V^* = 10^4$ ). Cette diminution reste cependant moins forte que celle du calcul viscoplastique simple correspondant (65%). Ce résultat s'explique par le calcul des déformations plastiques dans le calcul VPR quelle que soit la vitesse de creusement, réduisant ainsi les déformations différées pendant la phase de stabilisation.

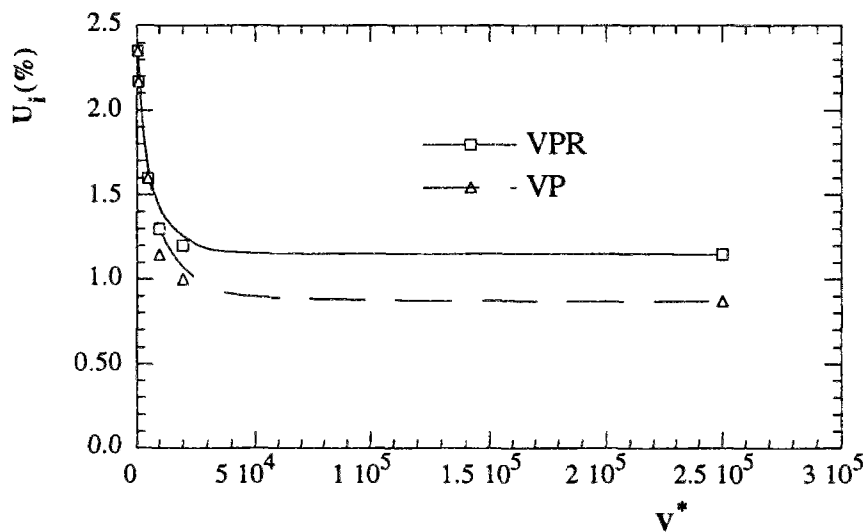


Figure 6.16. Convergence en fonction de la vitesse (VPR et VP).

## CONCLUSION

Par la méthode d'activation et désactivation des éléments, nous avons analysé l'influence de la vitesse de creusement sur la convergence à l'équilibre du tunnel soutenu dans un milieu viscoplastique avec rupture. Cette analyse nous montre comme dans le cas du calcul 1D, qu'il existe une valeur limite de la vitesse réduite en dessous de laquelle le résultat du calcul VPR est confondu avec celui du calcul VP. En revanche, pour de grandes vitesses, il devient important de réaliser des calculs VPR. En effet, dans ce cas un calcul viscoplastique simple sous-estime la valeur de la convergence à l'équilibre.

Dans le cas d'un tunnel creusé dans une argile de l'Aisne, le calcul viscoplastique avec rupture nous montre que pour le jeu de paramètres considéré, et une distance de pose de soutènement  $d_0=2/3$ , si la vitesse de creusement est supérieure à

12,5m/jours (souvent rencontré dans la pratique), la rupture devient considérable au cours du creusement et son influence sur la convergence à l'équilibre final de la structure devient significative. Pour l'étude des tunnels soutenus dans ces matériaux, il est donc important d'utiliser le modèle viscoplastique avec rupture.



## Chapitre 7

### **ETUDE NUMÉRIQUE: INFLUENCE DES PARAMÈTRES DE CHARGEMENT ET DE COMPORTEMENT**

---

Dans le chapitre précédent, nous avons uniquement analysé l'influence de la vitesse de creusement sur la convergence à l'équilibre final du tunnel soutenu. Plus précisément, nous avons montré qu'il existe une valeur de la vitesse réduite, au-dessus de laquelle, il est intéressant d'utiliser le modèle viscoplastique avec rupture, puisque l'écart sur les profils de convergence par rapport à un modèle viscoplastique de type Bingham peut être grand (supérieure à 25% dans certains cas).

De plus, cette gamme de vitesses est du même ordre que celle que l'on peut rencontrer dans la pratique lors de construction des tunnels dans des argiles raides.

En nous plaçant dans la gamme de vitesse réduite considérée ( $V^* = 2.10^4$ ), nous allons à travers ce chapitre effectuer une étude paramétrique afin de mieux préciser l'importance des autres paramètres (rigidité du soutènement, seuil à court terme) sur l'évolution de la convergence et de la pression.

#### **7.1 INFLUENCE DE LA RIGIDITÉ DU SOUTÈNEMENT**

Dans beaucoup de situations (soutènement par béton projeté, par cintres métalliques, ou par boulonnages), on est conduit à assimiler le soutènement à une coque mince cylindrique d'épaisseur  $e$ . Dans le domaine du comportement élastique linéaire du soutènement, la rigidité du soutènement, caractérisée par un module  $K_s$  relie la pression de soutènement s'exerçant à l'extrados de rayon  $R_i$  au déplacement radial.

Parmi les méthodes simplifiées de calcul des tunnels, "la nouvelle méthode implicite" [Bernaud&Rousset, 1991] fondée sur les principes de base de la méthode convergence-confinement, permet en particulier de tenir compte de la dépendance de la convergence à la pose du soutènement par rapport à rigidité du soutènement. Dans le calcul de l'équilibre du tunnel, nous avons montré que la différence fondamentale entre le calcul VPR et VP est caractérisée par cette convergence à la pose du soutènement. Ce qui justifie l'intérêt de l'analyse de l'influence de la rigidité du soutènement sur la convergence à l'équilibre final du tunnel soutenu.

Dans ce paragraphe, nous analysons l'influence de la rigidité d'un soutènement élastique linéaire sur les valeurs de la convergence et de la pression en fonction de la distance au front de taille. Pour effectuer cette analyse, les calculs sont réalisés pour différentes valeurs de la rigidité. Depuis une faible valeur de rigidité  $K_s^*$  (0,04), et correspondant par exemple au boulonnage, jusqu'au soutènement par anneau de béton ou par coque de béton projeté pour lequel  $K_s^*$  est supérieur à 4.

L'étude est effectuée à partir des caractéristiques du comportement viscoplastique avec rupture suivantes pour le massif à excaver :

$E=1500$  MPa;  $\nu=0,498$ ;  $C=4$  MPa;  $C_1=2$  MPa;  $\eta = 4.10^4$  MPa.jours

Ces caractéristiques mécaniques sont égales celles des argiles raides (horizons de l'Aisne), pour lesquelles, nous avons par exemple montré que la valeur de la

viscosité considérée est bien justifiée. Nous supposons que la pression géostatique au niveau de la galerie est celle régnant par exemple à une profondeur de 450 mètres dans un horizon argileux de l'Aisne et donc la valeur de  $P_{\infty}$  est de 9 MPa.

La vitesse d'avancement considérée est de  $V=1\text{m/jours}$ . Cette valeur bien que faible peut être rencontrée dans la pratique, de même que la distance de pose du soutènement considérée, qui est  $d_0 = \frac{2}{3}$ .

La simulation est réalisée en 36 creusements. Dans le calcul numérique, la longueur du maillage est limité par la taille des calculs. Rappelons que la fin de la construction ne correspond pas à la stabilisation finale, on laisse donc dans le calcul les déformations différées se développer jusqu'à la stabilisation finale après le 36eme creusement et en imposant alors une distance de pose nulle.

Les tableaux 7.1 et 7.2 ci-dessous nous donnent les paramètres adimensionnels correspondant aux caractéristiques précédentes, ainsi que les différentes valeurs de la rigidité réduite pour lesquelles les calculs sont effectués.

$E^*$	$N_s$	$S^*$	$V^*$	$d_0^*$
750	4,5	2	$2 \cdot 10^4$	$\frac{2}{3}$

Tableau 7.1. Paramètres adimensionnels de comportement.

$K_s^*$	0,04	0,12	0,4	0,8	1,6	4	8
---------	------	------	-----	-----	-----	---	---

Tableau 7.2. Paramètres de calcul (rigidité).

### 7.1.1 Convergence en paroi

La figure 7.1 nous donne la convergence à l'équilibre final en fonction de la rigidité du soutènement des deux calculs VP et VPR. Comme il est prévisible, la convergence diminue quand la rigidité augmente pour les deux calculs. Cependant, la courbe viscoplastique simple (VP) est en-dessous de celle du calcul viscoplastique avec rupture (VPR). Au-delà d'une certaine valeur (0,8), la valeur de la rigidité n'affecte pas l'écart absolu entre les deux courbes.

Les profils de convergence en paroi en fonction de la distance au front se répartissent entre les profils limites non soutenus (rigidité très faible) et élastique (rigidité infinie). Cependant, le résultat le plus intéressant concerne l'écart entre les profils des deux modèles. Cet écart est illustré sur les figure 7.2 à 7.4, où nous avons la comparaison pour différentes valeurs de la rigidité entre les profils de convergence en fonction de la distance au front (après stabilisation) pour les deux modèles.

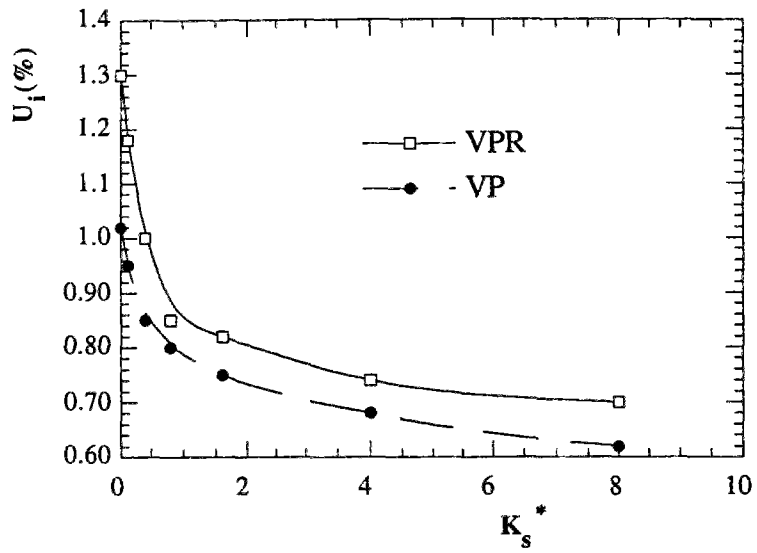


Figure 7.1. Convergence à l'équilibre en fonction de la rigidité (VPR et VP) .

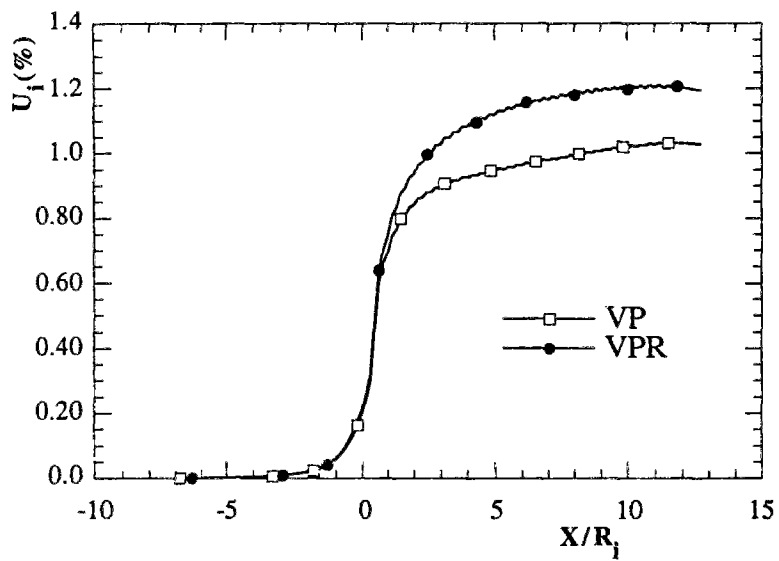


Figure 7.2. Profils des convergences ( $K_s^*=0,12$ ).

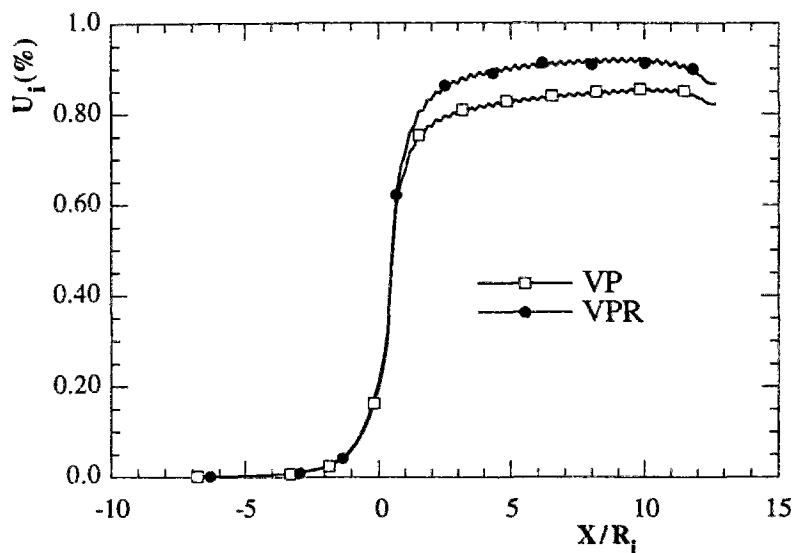


Figure 7.3. Profils des convergences ( $K_s^*=0,8$ ).

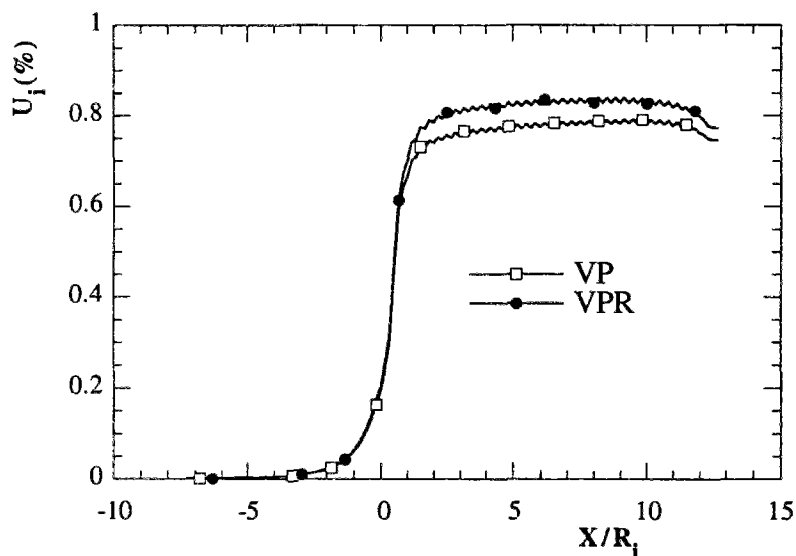


Figure 7.4. Profils des convergences ( $K_s^*=1,6$ ).

Deux points importants se dégagent de l'observation des profils de convergence en fonction de la distance au front, pour les différentes valeurs de la rigidité.

1) Pour des valeurs de rigidité très faibles (figures 7.2 et 7.3) (ce qui correspond pratiquement à des soutènements très mous de type boulonnage), l'écart sur les profils de convergences entre les résultats du modèle viscoplastique avec rupture et le modèle viscoplastique associé est assez élevée (25%) même pour des zones proches du front de taille. Pour cette gamme de rigidité, la pression exercée par le soutènement sur le massif est très faible, le massif peut donc développer des déformations plastiques importantes

pendant le chargement. Ce qui se traduit aussi par la valeur de la convergence à la pose du soutènement qui est assez élevée.

2) Les valeurs de rigidité fortes et même très fortes (figure 7.4) (en pratique ceci peut correspondre à un soutènement par anneau de béton) l'écart est faible. Plus précisément, il est inférieur à 10%. Ce qui s'explique par le fait que la pression de confinement exercée par le soutènement sur le massif est telle qu'elle limite au maximum les déformations plastiques pendant les phases d'excavation.

### 7.1.2 Pression dans le soutènement

L'influence de la rigidité sur les pressions de soutènement finales du modèle viscoplastique avec rupture comparé au modèle viscoplastique associé est illustrée sur les figures 7.5 et 7.6, pour les valeurs de rigidité précédentes. Dans ce cas, le modèle VPR montre que le modèle de Bingham surestime la pression dans le soutènement, avec un écart qui est entre 10% et 25% pour les valeurs des paramètres de nos calculs.

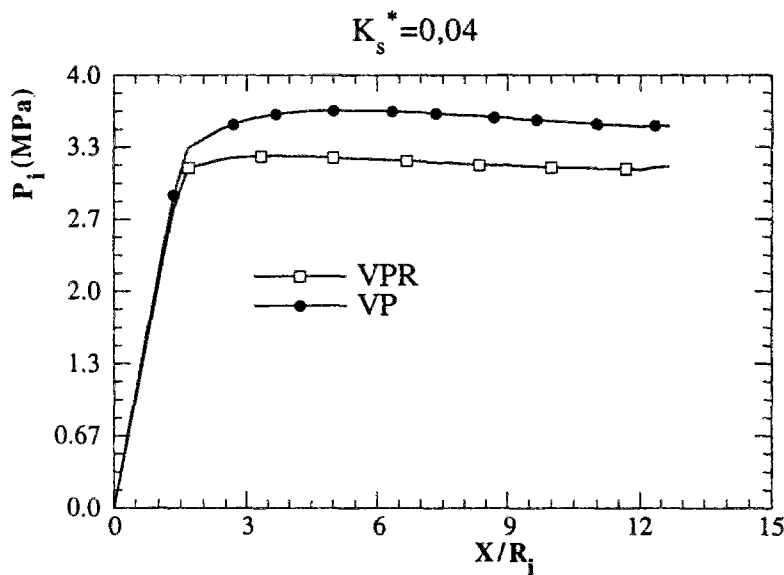


Figure 7.5. Pression de soutènement ( $K_s^*=0,04$ ).

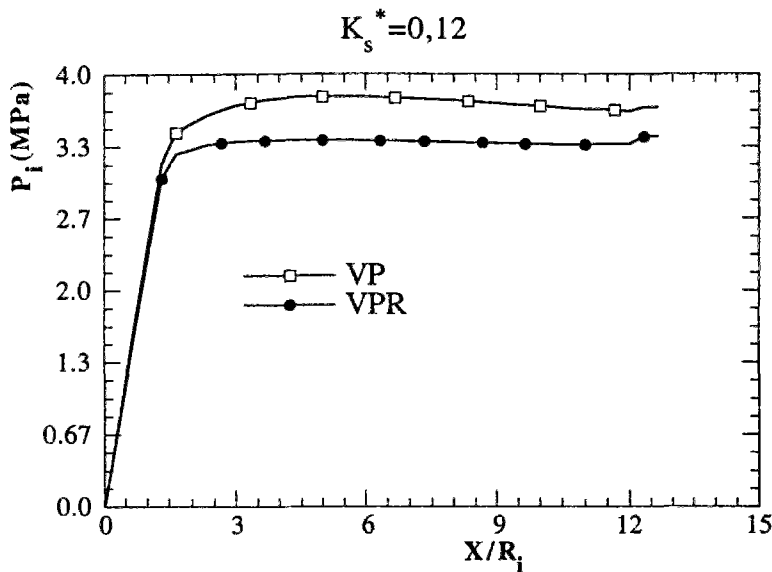


Figure 7.6. Pression de soutènement ( $K_s^* = 0,12$ ).

On retiendra essentiellement de cette analyse, qu'il existe une gamme de rigidité pour laquelle, l'écart relatif entre les profils de convergence à l'équilibre du modèle viscoplastique avec rupture et le modèle viscoplastique de Bingham est maximale. Cette gamme correspond à des revêtements mous. La valeur de cet écart est de 20% environ pour les paramètres des tableaux 7.1 et 7.2.

Ce résultat traduit une fois de plus la nécessité de considérer le modèle viscoplastique avec rupture pour l'étude du prédimensionnement des tunnels profonds dans des argiles raides par exemple. Bien que cette valeur maximale de l'écart soit relativement faible (dans la gamme des paramètres considérés), le paragraphe qui suit va nous permettre de montrer que le paramètre qui influence de manière plus significative l'écart entre les deux modèles est la cohésion à court terme  $C$ .

## 7.2 INFLUENCE DE LA COHÉSION A COURT TERME

La cohésion à court terme est un paramètre important du modèle viscoplastique avec rupture. L'étude paramétrique doit nécessairement tenir compte de ce paramètre. Cette étude va quantitativement nous montrer l'influence de la cohésion à court terme sur la convergence à l'équilibre final du tunnel, sur les profils de convergence et de la pression en fonction de la distance au front.

Les paramètres de calcul sont toujours ceux du paragraphe précédent. Nous rappelons que leurs valeurs sont les suivantes :

$$E^* = 750; N_s = 4,5; K_s^* = 0,12; d_0^* = \frac{2}{3}$$

Les calculs ont été réalisés pour les valeurs suivantes du paramètre  $S^*$  :

$S^*$	1	1,25	1,5	1,75	2	3	4
-------	---	------	-----	------	---	---	---

Les résultats des calculs sont illustrés par exemple sur les figures 7.7 et 7.8 où on a tracé les profils de convergence (à la stabilisation) en fonction de la distance au front pour différentes valeurs de la cohésion. On observe notamment que plus la cohésion est faible, plus la convergence finale est élevée. Ce résultat s'explique par les valeurs élevées des déformations plastiques pendant les phases de creusement. Plus la cohésion est faible, plus importantes sont les déformations plastiques. Rappelons que la variation de  $S^*$  s'effectue pour une valeur de la cohésion à long terme fixée.

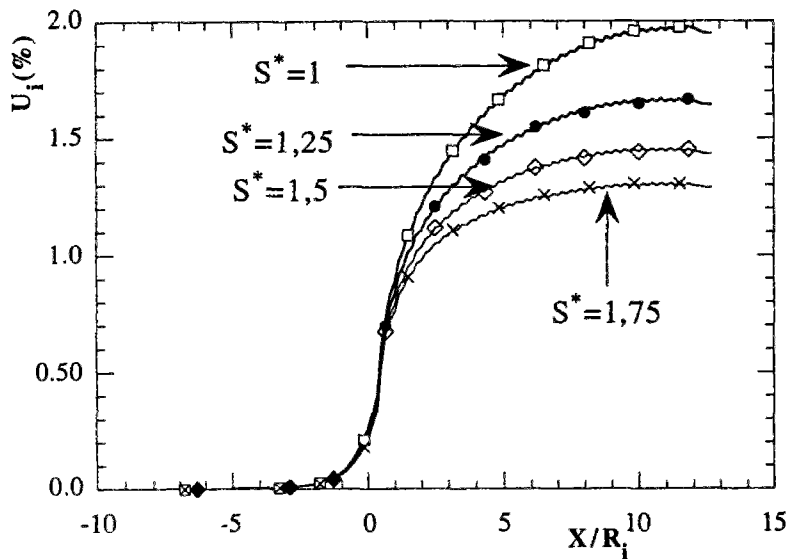


Figure 7.7. Profils des convergences

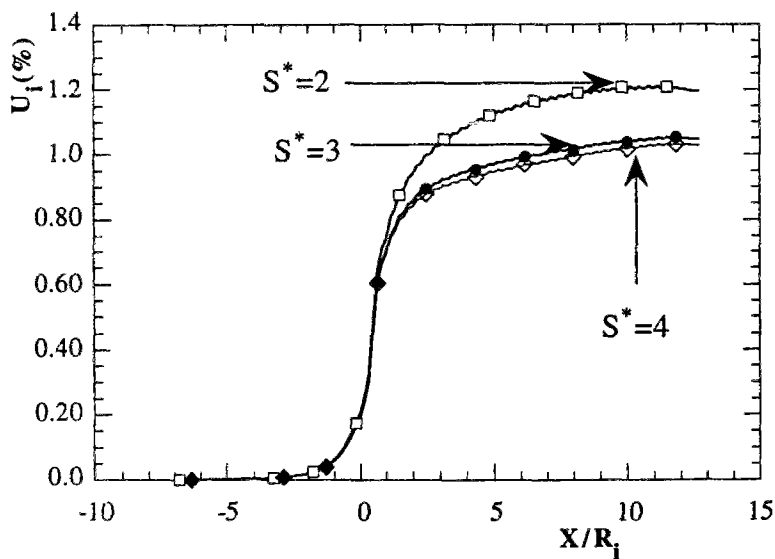


Figure 7.8. Profils des convergences.

Les résultats essentiels de ces calculs, concernent la valeur de la convergence à l'équilibre : plus  $S^*$  est petit (tend vers 1) plus la valeur de la convergence à l'équilibre augmente, la valeur maximale est obtenue pour  $S^* = 1$ . Ce phénomène s'interprète simplement grâce à la valeur du critère de plasticité : en effet, plus ce paramètre est petit, plus le critère est élevé pendant les phases de chargement (pose de soutènement), et par conséquent, les déformations plastiques sont importantes. Ce qui se traduit par une valeur élevée de la convergence à l'équilibre.

Sur la figure 7.9, nous avons tracé la courbe de convergence à l'équilibre des deux modèles en fonction de  $S^*$ . Ces courbes montrent que la cohésion à court terme a une influence significative sur la convergence à l'équilibre. Pour les cas traités ici, cet intervalle représente des cohésions entre 1 et 2 : ces valeurs sont susceptibles de correspondre à des paramètres de comportement des argiles raides (première partie). Dans cet intervalle, l'écart sur la convergence à l'équilibre des modèles varie de 25 à 80%, et peut se traduire par un écart pouvant atteindre 30% sur la pression dans le soutènement (figure 7.10 et 7.11), ce qui est important pour le paramètre fondamental de dimensionnement qu'est la pression à l'équilibre dans le soutènement.

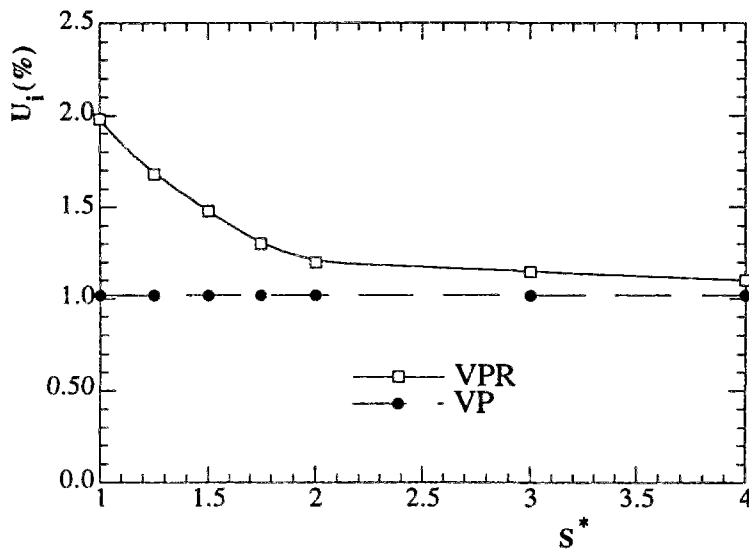


Figure 7.9. Ecart en fonction du seuil à court terme.



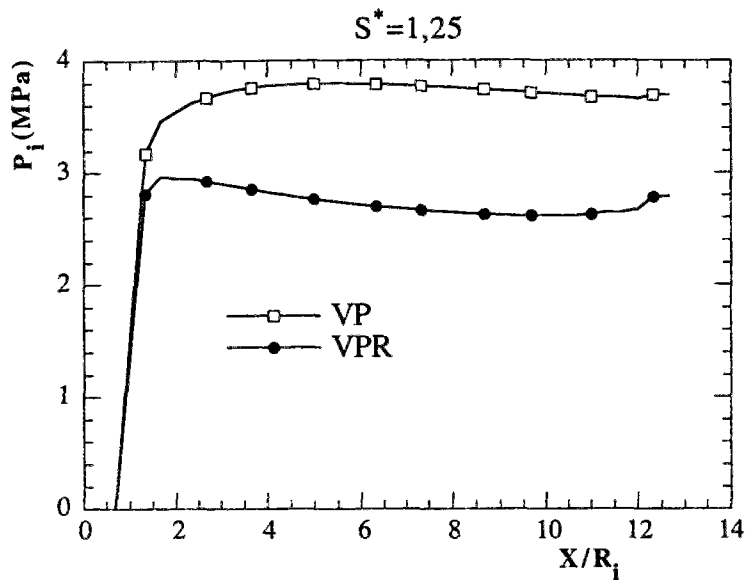


Figure 7.10 Pression à l'équilibre ( $S^* = 1,25$ )

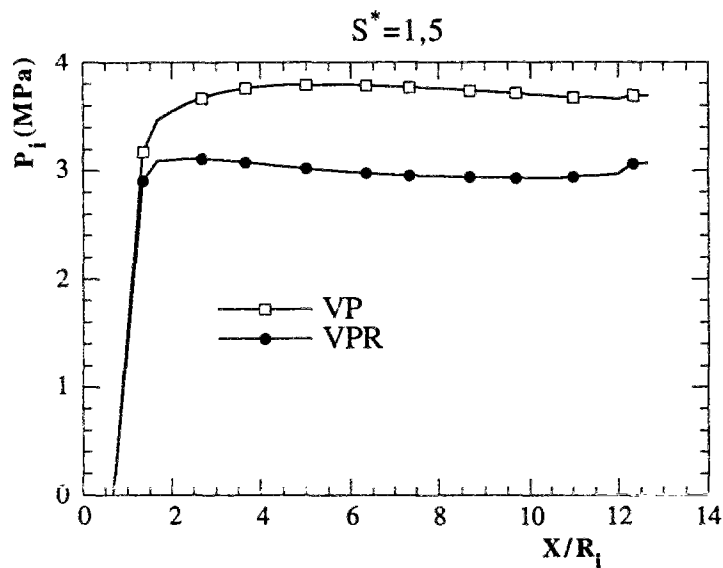


Figure 7.11. Pression à l'équilibre ( $S^* = 1,5$ )

### Conclusions

L'influence du seuil réduit est très significative sur le profil des convergences à l'équilibre du tunnel soutenu. L'écart entre les deux modèles peut atteindre 80% comme nous venons de le montrer. Cependant toutes les conclusions que nous pouvons dégager de cette analyse vont dans le sens de la sécurité des ouvrages. En effet dans les modèles viscoplastiques de type Bingham, la convergence à l'équilibre est généralement sous estimée. Le modèle viscoplastique avec rupture montre qu'en réalité, la pression dans le soutènement à l'équilibre est plus faible.

## CONCLUSION

En conclusion de ce chapitre, nous retiendrons l'importance de la cohésion à court terme sur la valeur de la convergence finale du tunnel soutenu. Dans une certaine mesure, la rigidité a également une influence sur les profils de convergence en fonction de la distance au front.

Le seuil à court terme a une influence très significative sur les valeurs de convergence en paroi ainsi que la pression dans le soutènement. Dans certains cas, on peut avoir des convergences dont l'écart relatif avec celles données par un calcul viscoplastique de Type Bingham est de l'ordre de 60%.

Pour un jeu de paramètres de comportement donné, le paramètre de chargement le plus important est la vitesse de creusement.

### BIBLIOGRAPHIE PARTIE III

**AFTES.** [1983]. *Recommandations pour l'emploi de la méthode convergence-confinement.* Tunnels&Ouvrages Souterrains 59, pp. 219-138.

**Bernaud D.** [1991]. *Tunnels profonds dans les milieux viscoplastiques : Approches expérimentale et numérique.* Thèse de l'Ecole Nationale des Ponts et Chaussées.

**Bernaud D., Rousset G.** [1992]. *La nouvelle méthode implicite pour l'étude du dimensionnement des tunnels.* Revue française de Géotechnique. N°60, pp. 5-26.

**Bernaud D., Rousset G.** [1993]. *L'essai de soutènement à convergence contrôlée : résultats et modélisation.* Proc. Int. Symp. ISRM. Athens, Greece. Vol 2 pp. 1381-1392.

**Brown P. T., Booker J. R.** [1985] *Finite element analysis of excavation.* Computers and Geotechnics Vol 1, pp. 207-220.

**Corbetta F.** [1990]. *Nouvelles méthodes d'étude des tunnels profonds. Calculs analytiques et numériques.* Thèse de l'Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris.

**Descoedres F.,** [1974]. *Analyse tridimensionnelle de la stabilité d'un tunnel au voisinage du front de taille dans une roche élastoplastique.* Proc. 3rd Int. Cong. Rock. Mechanics, Denver, Vol 2, pp. 1130.

**Egger P.** [1974]. *Rock pressure in tunnelling and stabilizing effect of the tunnel face in rock beyond failure.* Proc. 3rd Int. Cong. Rock. Mechanics, Denver, Vol 2, pp. 1007.

**Egger P.** [1989]. *Lecture : problème géotechniques des tunnels profonds et solutions constructives.* Symp. Int. Rock and Great Depth, Pau, Vol. 3, pp. 1191

**Giraud A., Picard J. M., Rousset G.** [1993]. *Time dependent behaviour of tunnel excavated in porous rockmass.* Int. J. Rock Mech. Min. Sci.&Geomech Abstr. Vol. 30 N°7.

**Hanafy E. A., Emery J. J.** [1982]. *Three dimensional simulation of tunnel excavation in squeezing ground.* Proc. 3th Int. Conf. Numerical Methods in Geomechanics, Edmonton, Vol. 3 pp. 1203.

**Pan X. D., Hudson J. A.** [1989]. *Plane strain analysis in modelling three dimensional tunnel excavation.* Int. J. Rock Mechanics&Mining Science Vol. 25 N°5.

**Pan Y. W., Dong J. J.** [1991]. *Time-dependent tunnel convergence : advance rate and tunnel-support interaction.* Int. J. Rock Mech. Min. Sci.&Geomech. Abst.

**Pan Y. W., Dong J. J.** [1991]. *Time-dependent tunnel convergence : formulation of the model.* Int. J. Rock Mech. Min. Sci.&Geomech. Abst.

**Panet M. Guellec P.** [1974]. *Contribution à l'étude du soutènement d'un tunnel à l'arrière du front de taille.* Proc. 3rd Int. Cong. Rock. Mechanics, Denver, Vol 2 part B, pp. 1130-1134.

**Panet M.** [1976]. *Stabilité et soutènement des tunnels*. La mécanique des roches appliquée aux ouvrages de génie civil, Paris, Presses de l'Ecole Nationale des Ponts et Chaussées. pp. 663-690.

**Panet M.** [1979]. *Les déformations différées dans les ouvrages souterrains*. Proc. 4th. Conf. Int. Soc. Rock Mechanics Vol. 3, Montreux.

**Panet M.** [1995]. *Le calcul des tunnels par la méthode convergence-confinement*. Presses de l'Ecole Nationale des Ponts et Chaussées.

**Ranken R. E., Ghaboussi J.** [1975]. *Tunnel design considerations : analysis of stress and deformation around advancing tunnels*. Report N°UILU-ENG 75-2016, National Technical Information Service, Springfields USA.

## CONCLUSIONS GENERALES

Dans ce travail, on a abordé le problème de la modélisation du comportement mécanique des argiles raides. Cependant comme l'a remarqué [Lemaitre&Chaboche, 1984], "Le comportement d'un matériau donné ne peut être représenté par un modèle schématique qu'en fonction de l'utilisation souhaitée et de la précision désirée". Tout au long de ce mémoire, nous nous sommes efforcés de rester dans l'esprit de cette réflexion.

Pour ces matériaux, de nombreux aspects du comportement de la roche ont été abordés pour notre étude. Depuis les essais de laboratoire et la modélisation jusqu'au calcul des ouvrages. Cependant, l'utilisation des modèles de comportement en géotechnique ne va pas sans poser de problème. Contrairement aux structures métalliques pour lesquelles il n'est pas rare d'obtenir des écarts très faibles entre les prévisions des calculs numériques et les mesures réelles, il n'en est pas absolument de même, à de rares exceptions près en géotechnique. Les propriétés des matériaux peuvent varier dans une large proportion (dispersion vue dans le chapitre 1). Ces constatations suggèrent que l'utilisation des modèles en géotechnique doit passer par des calculs analytiques ou semi-analytiques pour mieux apprécier le modèle et des études paramétriques pour mieux caler les paramètres de comportement. Ce travail de thèse reste également dans cet esprit.

Pour la caractérisation du comportement mécanique de ces matériaux, l'analyse et l'interprétation des essais, nous montrent une dualité dans le comportement mécanique : à court terme, le comportement est de type élastoplastique; à long terme, il est de type viscoplastique. Cette dualité est intégrée dans le modèle rhéologique proposé, qui malgré sa simplicité rend compte dans une première analyse des phénomènes expérimentaux majeurs observés au cours des essais.

Concernant les tunnels de section circulaire, le calcul numérique par éléments finis nous montre qu'il existe une valeur pour la viscosité du matériau, en-dessous de laquelle le modèle viscoplastique avec rupture se confond avec le modèle viscoplastique de Bingham. Cependant, dans le cas des argiles raides pour lesquelles la viscosité des matériaux est relativement élevée, le nouveau modèle garde toute sa pertinence.

L'application à un cas concret de calcul des structures, (simulation numérique 2D axisymétrique du creusement des tunnels soutenus), nous montre l'importance de la vitesse de creusement. En effet, la comparaison entre les résultats des calculs viscoplastique et viscoplastique avec rupture montre que plus la vitesse de creusement du tunnel est élevée, plus l'écart entre les deux modèles est grand. Ce résultat est obtenu pour la gamme de viscosité pour laquelle le modèle viscoplastique avec rupture a toute sa pertinence. Cet écart peut dans certains cas atteindre 60%.

Cependant, tous les phénomènes observés expérimentalement n'ont pas été intégrés dans le modèle rhéologique. L'érouissage positif par exemple observé lors de l'apparition des déformations irréversibles sous faible déviateur, ou le radoucissement observé lorsque le déviateur maximal est atteint constituent des phénomènes qui peuvent facilement être intégrés dans le modèle, et constituent de ce fait des perspectives intéressantes.

Dans le domaine du calcul des structures, l'algorithme implanté est d'une portée générale (plusieurs critères y sont considérés). Son application à d'autres types de problèmes peut également être considérée comme une perspective. De même,

l'application des méthodes simplifiées de calcul des tunnels au modèle viscoplastique avec rupture constitue également une perspective envisageable.