

**Titre:** Simulations numériques d'essais de poinçonnement réalisés sur des roches poreuses  
Title: rock poreous

**Auteur:** Hugo Fisette  
Author:

**Date:** 2003

**Type:** Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis

**Référence:** Fisette, H. (2003). Simulations numériques d'essais de poinçonnement réalisés sur des roches poreuses [Mémoire de maîtrise, École Polytechnique de Montréal].  
Citation: PolyPublie. <https://publications.polymtl.ca/7119/>

## Document en libre accès dans PolyPublie

Open Access document in PolyPublie

**URL de PolyPublie:** <https://publications.polymtl.ca/7119/>  
PolyPublie URL:

**Directeurs de recherche:** Maria-Helena Leite  
Advisors:

**Programme:** Non spécifié  
Program:

**In compliance with the  
Canadian Privacy Legislation  
some supporting forms  
may have been removed from  
this dissertation.**

**While these forms may be included  
in the document page count,  
their removal does not represent  
any loss of content from the dissertation.**



UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

SIMULATIONS NUMÉRIQUES D'ESSAIS DE POINÇONNEMENT  
RÉALISÉS SUR DES ROCHES POREUSES

HUGO FISETTE  
DÉPARTEMENTS DES GÉNIES CIVIL,  
GÉOLOGIQUE ET DES MINES  
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

MÉMOIRE PRÉSENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION  
DU DIPLÔME DE MAÎTRISE ÈS SCIENCES APPLIQUÉES

(GÉNIE CIVIL)

MAI 2003



National Library  
of Canada

Acquisitions and  
Bibliographic Services

395 Wellington Street  
Ottawa ON K1A 0N4  
Canada

Bibliothèque nationale  
du Canada

Acquisitions et  
services bibliographiques

395, rue Wellington  
Ottawa ON K1A 0N4  
Canada

*Your file* Votre référence

ISBN: 0-612-86396-4

*Our file* Notre référence

ISBN: 0-612-86396-4

The author has granted a non-exclusive licence allowing the National Library of Canada to reproduce, loan, distribute or sell copies of this thesis in microform, paper or electronic formats.

L'auteur a accordé une licence non exclusive permettant à la Bibliothèque nationale du Canada de reproduire, prêter, distribuer ou vendre des copies de cette thèse sous la forme de microfiche/film, de reproduction sur papier ou sur format électronique.

The author retains ownership of the copyright in this thesis. Neither the thesis nor substantial extracts from it may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

L'auteur conserve la propriété du droit d'auteur qui protège cette thèse. Ni la thèse ni des extraits substantiels de celle-ci ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.

# Canadä

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Ce mémoire intitulé :

SIMULATIONS NUMÉRIQUES D'ESSAIS DE POINÇONNEMENT  
RÉALISÉS SUR DES ROCHES POREUSES

présenté par : Fisette, Hugo

en vue de l'obtention du diplôme de : Maîtrise ès sciences appliquées  
a été dûment accepté par le jury d'examen constitué de :

M. SOULIÉ Michel, Ph.D., président

Mme LEITE Maria Helena, Ph.D., membre et directrice de recherche

M. GILL Denis E., Ph.D., membre

## REMERCIEMENTS

Mes premiers remerciements vont à Mme Maria Helena Leite, professeur au département des génies civil, géologique et des mines de l'École Polytechnique de Montréal. Sa générosité, son dévouement et sa patience ont été rudement mis à l'épreuve tout au long de ces travaux et ont permis la complétion de ce mémoire. De plus, je me dois d'être reconnaissant envers l'aide financière qui m'a été accordée pour ce projet, sans laquelle j'eusse dû demeurer plus longuement dans un recouin de l'Abitibi.

Aussi, un merci sincère à tous les employés du département CGM, qui ont contribué, chacun à leur façon, à la réalisation de ce projet et particulièrement M. Denis E. Gill pour ses conseils judicieux fort appréciés.

Enfin, je désire remercier ma famille et mes amis, tantôt pour leurs encouragements dévoués, tantôt pour leurs diversions appréciées ; vous m'avez supporté lors des quelques moments plus difficiles et pour cela, je vous lève mon chapeau.

## RÉSUMÉ

L'objectif de cette recherche est d'étudier la géométrie, l'ampleur et la progression de la zone de déformations volumétriques plastiques engendrée par l'enfoncement cyclique d'un poinçon sphérisconique. L'étude de cette zone permet de vérifier la justesse des hypothèses formulées par Ferland (1999), qui testait l'applicabilité, sur un matériau poreux, d'un modèle d'interprétation de l'essai de poinçonnement pour déterminer le module d'élasticité  $E$  et la résistance en compression uniaxiale  $C_0$ . L'emphase est donc mise sur le poinçonnement des roches ductiles et poreuses mais un survol des matériaux élasto-plastiques et fragiles est aussi réalisé.

Le programme de différences finies FLAC est utilisé pour construire un modèle numérique, permettant de simuler l'essai de poinçonnement. Ces simulations numériques permettent de localiser les frontières des zones plastiques sous le poinçon pour des matériaux aux comportements mécaniques différents. Les courbes force – pénétration sont produites et utilisées pour déterminer des valeurs de  $E$  et  $C_0$  et les comparer avec les valeurs réelles entrées dans le modèle.

Dans le cas du module de Young  $E$ , les travaux démontrent la validité de la méthodologie d'interprétation, proposée par Gill et al. (1980), à la fois pour des matériaux poreux et des matériaux élasto-plastiques. Généralement, des erreurs de moins de 10% sont observées. Dans le cas de la résistance en compression uniaxiale  $C_0$ , il est démontré que le modèle proposé par Ferland (1999) est valide pour un cas idéal de matériau poreux. Avec un comportement mécanique qui s'éloigne de ce cas, les résultats sont moins satisfaisants. Toutefois, les présents travaux indiquent que la connaissance de l'étendue de la zone plastifiée permet d'améliorer considérablement l'interprétation des courbes force – pénétration. Quelques analyses supplémentaires sont effectuées à titre exploratoire avec le logiciel PFC<sub>2D</sub>; elles soulignent l'influence significative que semble avoir la porosité initiale du matériau sur l'ampleur de la zone de compaction.

## ABSTRACT

The purpose of this research is to study the geometry, the extent and the progression of the zone where plastic volumetric strains occur, due to cyclic penetration of a sphericonical indenter. The study of this zone allows to verify the hypothesis formulated by Ferland (1999) who tested the applicability, on porous material, of an indentation test that can estimate the Young's modulus  $E$  and the uniaxial compressive strength  $C_0$ . Most of the research concerns the indentation of ductile and porous rocks but elasto-plastic and brittle materials are briefly investigated.

The explicit finite difference code FLAC is used to build a numeric model that can simulate an indentation test. These numerical simulations make possible the localization of the plastic zones limits, under the indenter, for materials with different mechanical behavior. The force – penetration curves are drawn and used to determine values for  $E$  and  $C_0$  and to compare them with the input values.

In the case of the Young's modulus  $E$ , the present work shows the validity of the interpretation method, first proposed by Gill et al. (1980), for porous materials and for elasto-plastic materials. Most of the time, errors of less than 10% are observed. In the case of uniaxial compressive strength  $C_0$ , it is shown that the model proposed by Ferland (1999) is valid for an ideal case of porous material. When the mechanical behavior gets far from this case, results are less satisfactory. However, the present research indicates that the knowledge of the extent of the plastic zone can be used to significantly improve the interpretation of the force – penetration curves. Some additional analyses are made as an exploration idea with PFC<sub>2D</sub> software ; they underline the significant influence that the initial porosity of the material seems to have on the extent of the compacted zone.

## TABLE DES MATIÈRES

<b>REMERCIEMENTS .....</b>	iv
<b>RÉSUMÉ.....</b>	v
<b>ABSTRACT.....</b>	vi
<b>TABLE DES MATIÈRES.....</b>	vii
<b>LISTE DES FIGURES .....</b>	x
<b>LISTE DES TABLEAUX.....</b>	xiii
<b>LISTE DES ABRÉVIATIONS ET SYMBOLES.....</b>	xv
<b>LISTE DES ANNEXES .....</b>	xviii
<b>CHAPITRE 1 : INTRODUCTION .....</b>	1
1.1 Mise en situation .....	1
1.2 Objectif de la recherche .....	2
1.3 Méthodologie .....	3
<b>CHAPITRE 2 : REVUE DE LA LITTÉRATURE .....</b>	5
2.1 Préambule .....	5
2.2 Comportement et modèle de comportement des roches poreuses .....	6
2.2.1 Particularités des roches poreuses en compression .....	8
2.2.2 Modèles constitutifs appropriés pour les roches poreuses.....	12
2.3 Comportement général de la roche en poinçonnement.....	18
2.3.1 Roches poreuses et ductiles .....	18
2.3.2 Roches dures et fragiles .....	21
2.3.3 Zone de déformations plastiques .....	23
2.3.4 Courbes force - pénétration .....	27
2.4 Potentiel des essais index pour déterminer les propriétés E et C <sub>0</sub> des roches..	29

<b>CHAPITRE 3 : MODÈLE D'INTERPRÉTATION UTILISÉ.....</b>	36
3.1 Détermination du module de Young (E).....	36
3.2 Détermination du module d'enfoncement permanent (MEP).....	39
3.3 Détermination de la résistance en compression uniaxiale ( $C_0$ ).....	41
 <b>CHAPITRE 4 : LOGICIELS ET MODÈLES UTILISÉS.....</b>	47
4.1 Fonctionnement et possibilités de FLAC.....	47
4.2 Modèle constitutif Double-yield .....	50
4.3 Caractéristiques du modèle numérique utilisé .....	52
4.3.1 Maillage .....	52
4.3.2 Discussion sur les modèles d'interface.....	53
4.3.3 Conditions aux frontières.....	62
4.3.4 Propriétés mécaniques des matériaux simulés.....	63
4.4 Bref aperçu du fonctionnement et des possibilités de PFC <sub>2D</sub> .....	67
 <b>CHAPITRE 5 : RÉSULTATS DES SIMULATIONS NUMÉRIQUES.....</b>	68
5.1 Matériaux « purement » poreux .....	68
5.1.1 Détermination du module de Young (E) .....	69
5.1.2 Détermination de la résistance en compression ( $C_0$ ) .....	72
5.1.3 Détermination du module d'enfoncement permanent (MEP) .....	74
5.2 Matériaux élastiques parfaitement plastiques (et fragiles).....	75
5.2.1 Détermination du module de Young (E) .....	76
5.2.2 Détermination de la résistance en compression ( $C_0$ ) .....	78
5.2.3 Détermination du module d'enfoncement permanent (MEP) .....	80
 <b>CHAPITRE 6 : DISCUSSION DES RÉSULTATS .....</b>	82
6.1 Roches « purement » poreuses.....	82
6.1.1 Détermination de la résistance en compression uniaxiale $C_0$ .....	82
6.1.1.1 Détermination de l'ampleur de la zone de compaction.....	88

6.1.1.2	Autres méthodes pour déterminer la résistance en compression uniaxiale $C_0$ à partir d'essais de poinçonnement.....	93
6.1.2	Détermination du module de Young E .....	95
6.2	Roches élastiques parfaitement plastiques (et fragiles) .....	96
6.2.1	Détermination de la résistance en compression uniaxiale $C_0$ .....	96
6.2.2	Détermination du module de Young E .....	99
6.3	Courbes force – pénétration .....	101
<b>CHAPITRE 7 : CONCLUSIONS ET RECOMMANDATIONS .....</b>		102
<b>BIBLIOGRAPHIE.....</b>		105
<b>ANNEXES.....</b>		116

## LISTE DES FIGURES

Figure 2.1	Courbes contrainte – déformation typique des roches poreuses en compression hydrostatique. ....	9
Figure 2.2	Points de rupture fragile par cisaillement localisé ou d'écoulement inélastique par compaction dans un espace de contraintes $p - q$ pour le sandstone Berea. ....	10
Figure 2.3	Courbes contrainte moyenne – déformation volumétrique d'essais de compression hydrostatique.....	11
Figure 2.4	Modèles élasto-plastiques à surface de charge fermée ; « cap » plan et elliptique.....	16
Figure 2.5	Représentation schématique du poinçonnement d'une roche poreuse.....	21
Figure 2.6	Représentation schématique du poinçonnement d'une roche fragile.....	22
Figure 2.7	Modèle de cavité sphérique d'après Johnson (1970). ....	24
Figure 2.8	Zone plastique ayant la forme d'une sphère tronquée qui entrecoupe le plan de surface sur le cercle de contact.....	24
Figure 2.9	Formes possibles de courbes charge – enfoncement lors d'un essai de poinçonnement en continu.....	29

Figure 2.10	Courbe charge – enfoncement d'un essai de poinçonnement cyclique .....	31
Figure 3.1	Détermination du rayon de l'aire chargée projetée sur la surface de poinçonnement par un poinçon sphériconique.....	38
Figure 3.2	Courbe contrainte – déformation d'un matériau poreux. ....	42
Figure 3.3	Distribution des contraintes sous le poinçon selon le modèle de Wilse et al. (1975).....	43
Figure 3.4	Zone de compaction observée par Ferland (1999). ....	45
Figure 4.1	Modèle numérique utilisé illustrant le maillage et les conditions aux frontières. ....	54
Figure 4.2	Agrandissement du maillage sous le poinçon. ....	55
Figure 4.3	Les 4 modes de déformations possibles à une interface.....	57
Figure 4.4	Influence du frottement à la paroi du poinçon sur le mode de déformation d'un matériau rigide parfaitement plastique .....	61
Figure 5.1	Courbe contrainte – déformation des essais numériques de compression uniaxiale avec différents coefficients R. ....	70
Figure 5.2	Courbe force - pénétration caractéristique d'un essai numérique de poinçonnement, matériau « purement » poreux. ....	71

Figure 5.3	Courbe force - pénétration caractéristique d'un essai numérique de poinçonnement, matériau élasto-plastique.....	77
Figure 5.4	Courbe force - pénétration caractéristique d'un essai numérique de poinçonnement, matériau fragile. ....	77
Figure 6.1	Zone de déformations volumétriques plastiques, matériau selon Ferland R=1000. ....	83
Figure 6.2	Iso contours de la contrainte principale majeure $\sigma_1$ , matériau selon Ferland R=1000. ....	85
Figure 6.3	Iso contours de la contrainte principale mineure $\sigma_3$ , matériau selon Ferland R=1000. ....	86
Figure 6.4	Forces aux contacts des billes développées par l'enfoncement d'un poinçon conique, matériau de porosité n=42%.....	90
Figure 6.5	Forces aux contacts des billes développées par l'enfoncement d'un poinçon conique, matériau de porosité n=57%.....	91
Figure 6.6	Graphique exprimant la relation entre $h_y/a$ et la porosité n. ....	92
Figure 6.7	Graphique montrant l'influence de $E/C_0$ et de $\phi$ sur $C_{0\text{moyen}} / C_{0\text{réel}}$ , matériaux élastiques parfaitement plastiques.....	98
Figure 6.8	Zone de déformations plastiques en cisaillement du silicium.....	99

**LISTE DES TABLEAUX**

Tableau 4.1 Propriétés du calcaire Cordoba Cream (n=25%).....	64
Tableau 4.2 Propriétés du calcaire de Salem (n=15%) .....	64
Tableau 4.3 Propriétés de la craie d'Ekofisk (n=39%) .....	65
Tableau 4.4 Propriétés d'un échantillon artificiel de Ferland (1999) (n=60%).....	65
Tableau 4.5 Propriétés de la roche dure selon Huang (1997) .....	66
Tableau 4.6 Propriétés du silicium selon Bhattacharya et Nix (1988).....	66
Tableau 5.1 Valeurs de module de Young obtenues de l'interprétation des essais numériques ( $E_{moyen}$ ), matériaux poreux. ....	72
Tableau 5.2 Valeurs de résistance en compression uniaxiale obtenues de l'interprétation des essais numériques ( $C_{0\ moyen}$ ), matériaux poreux et $h_y=a$ .....	73
Tableau 5.3 Valeurs de module d'enfoncement permanent obtenues de l'interprétation des essais numériques ( $MEP_{moyen}$ ), matériaux poreux.....	75
Tableau 5.4 Valeurs de module de Young obtenues de l'interprétation des essais numériques ( $E_{moyen}$ ), matériaux élasto-plastiques.....	78

Tableau 5.5 Valeurs de module de Young obtenues de l'interprétation des essais numériques ( $E_{\text{moyen}}$ ), matériaux fragiles .....	78
Tableau 5.6 Valeurs de résistance en compression uniaxiale obtenues de l'interprétation des essais numériques ( $C_0_{\text{moyen}}$ ), matériaux élasto-plastiques .....	79
Tableau 5.7 Valeurs de résistance en compression uniaxiale obtenues de l'interprétation des essais numériques ( $C_0_{\text{moyen}}$ ), matériaux fragiles .....	79
Tableau 5.8 Valeurs de module d'enfoncement permanent obtenues de l'interprétation des essais numériques ( $\text{MEP}_{\text{moyen}}$ ), matériaux élasto-plastiques .....	81
Tableau 5.9 Valeurs de module d'enfoncement permanent obtenues de l'interprétation des essais numériques ( $\text{MEP}_{\text{moyen}}$ ), matériaux fragiles .....	81
Tableau 6.1 Interprétation des essais pour $C_0$ avec les $h_y$ observées .....	87
Tableau 6.2 Interprétation des essais numériques pour l'obtention de $C_0$ à partir des indices de dureté, matériaux poreux .....	94
Tableau 6.3 Interprétation modifiée des essais pour l'obtention de $E$ , matériaux élasto-plastiques .....	100

## LISTE DES ABRÉVIATIONS ET SYMBOLES

- a : Rayon d'un poinçon cylindrique plat, rayon de l'aire chargée projetée d'un poinçon conique sur la paroi poinçonnée
- c : Cohésion
- $C_0$  : Résistance en compression uniaxiale
- $c_p$  : Cap de pression (ou pression critique du cap)
- d : Enfoncement permanent utilisé pour le calcul de  $C_0$
- $d_e$  : Enfoncement élastique utilisé pour le calcul de E
- $d_p$  : Enfoncement plastique utilisé pour le calcul du MEP
- $d_t$  : Enfoncement total
- $e_{vp}$  : Déformation volumétrique plastique
- D : Paramètre du matériau relié à la loi de durcissement
- E : Module d'élasticité (ou de Young)
- F : Force appliquée sur un poinçon
- $F_c$  : Critère de rupture sur le cap, plan ou elliptique
- $F_s$  : Critère de rupture par cisaillement de Drucker-Prager
- $F_t$  : Critère de rupture en tension
- G : Module de cisaillement
- $h_y$  : Profondeur de la zone de déformations plastiques
- H : Indice de dureté, fréquemment utilisé lors d'essais index
- $J_1$  : Premier invariant du tenseur de contraintes
- $J_{2D}$  : Second invariant du tenseur de contraintes déviatoriques
- k : Constante du critère de Drucker-Prager reliée à la cohésion
- K : Module de compressibilité ou rigidité élastique
- L : Longueur d'un poinçon cylindrique; valeur de  $J_1$  à l'intersection du cap elliptique avec la surface de rupture en cisaillement
- MEP : Module d'enfoncement permanent

- n : Porosité
- $P_c$  : Charge appliquée sur un poinçon conique ou sphérisconique
- r : Rayon de courbure de la pointe sphérique d'un poinçon sphérisconique, rayon d'un poinçon cylindrique
- $r_p$  : Rigidité plastique d'un matériau, c'est-à-dire la pente de la table de valeurs  $p_c - e_{vp}$  à une déformation volumétrique plastique donnée
- R : Rayon d'un poinçon cylindrique ; paramètre dans FLAC indiquant le rapport E /  $r_p$  et servant à calculer le module de Young selon la déformation volumétrique subie ; rapport entre l'axe majeur et l'axe mineur d'un « cap » elliptique
- T : Résistance en tension
- X : Valeur de  $J_1$  à l'intersection du cap, plan ou elliptique, avec l'axe  $J_1$
- $X_0$  : Valeur initiale de X, c'est-à-dire la pression initiale requise pour débuter une compaction inélastique
- W : Paramètre du matériau relié à la loi de durcissement et possiblement à la porosité
- $\alpha$  : Demi angle au sommet d'un poinçon dièdre, conique ou sphérisconique; angle sous-tendu par l'arc de cercle formé par la zone plastique; constante du critère de Drucker-Prager reliée à l'angle de friction interne.
- $\beta$  : Angle formé par le plan horizontal et la partie conique du poinçon ; demi-angle au sommet de la zone broyée (faux nez) de forme conique
- $\delta$  : Angle de frottement entre la roche broyée et la roche intacte
- $\delta_h$  : Indice de pénétration de Handewith
- $\overline{\delta}_h$  : Indice de pénétration de Handewith modifié
- $\varepsilon$  : Déformation sous le poinçon le long d'une trajectoire de contrainte principale
- $\varepsilon_m$  : Déformation maximale d'un matériau atteinte avant le début du durcissement
- $\phi$  : Angle de frottement interne
- $\varphi$  : Angle de dilatance
- v : Coefficient de Poisson

- $\rho$  : Longueur du contact entre le poinçon et le matériau poinçonné, donnée par  $(a^2 + d^2)^{1/2}$
- $\sigma_n$  : Contrainte normale
- $\sigma_1$  : Contrainte principale majeure
- $\sigma_2$  : Contrainte principale intermédiaire
- $\sigma_3$  : Contrainte principale mineure
- $\sigma_{ij} \ (i=1,2,3; j=1,2,3)$  : Composantes des vecteurs de contraintes associés aux facettes normales aux vecteurs d'une base orthonormée
- $\sigma_{ii}$  : Contraintes normales du tenseur de contraintes en un point
- $\sigma_{ij} \ (i \neq j)$  : Contraintes de cisaillement du tenseur de contraintes en un point
- $\sigma_y$  : Valeur de la contrainte principale majeure requise pour initier un effondrement structural dans le matériau
- $\tau$  : Contrainte de cisaillement

**LISTE DES ANNEXES**

ANNEXE 1 : Exemple d'un fichier de commandes de FLAC .....	116
ANNEXE 2 : Courbes de compression uniaxiale .....	121
ANNEXE 3 : Courbes de poinçonnement et tableaux des résultats .....	124
ANNEXE 4 : Zones de déformations volumétriques plastiques.....	124

## CHAPITRE 1

### INTRODUCTION

#### 1.1 *Mise en situation*

La réalisation de projets miniers ou de travaux de génie civil en rocher requiert, précédant la phase de construction, une phase d'investigation de site, dont un des objectifs est de connaître les propriétés mécaniques du massif rocheux. Cette caractérisation inclut des éléments tels que le prélèvement d'échantillons, la réalisation d'essais en laboratoire et/ou en place, la définition de modèles d'extrapolation des propriétés obtenues expérimentalement aux massifs rocheux, etc. Toutefois, des contraintes économiques et de temps et une difficulté à récupérer des échantillons de bonne qualité peuvent réduire les possibilités de l'ingénieur en mécanique des roches. Afin de contourner ces problèmes, de nouvelles méthodes d'investigation de site sont continuellement développées.

Ainsi, en 1974, le laboratoire de mécanique des roches de l'École Polytechnique de Montréal a mis au point un appareil qui permet de réaliser un essai de poinçonnement sur la paroi de trous de forage. Cet essai index consiste à charger un poinçon sphériconique contre la paroi rocheuse et à enregistrer le déplacement associé à la charge appliquée. Cette sonde était initialement conçue pour prédire les taux de pénétration de tunneliers dans les roches sédimentaires de l'Île de Montréal (Gill et Ballivy, 1976). Aujourd'hui commercialisé par Roctest Ltée sous le nom de BOLO-75, l'appareil peut être utilisé pour évaluer le module de Young et la résistance en compression uniaxiale de matériaux fragiles non poreux (Cruz, 1989; Rancourt, 1996). Cette estimation des propriétés mécaniques de la roche est basée sur des modèles mathématiques simples qui décrivent les mécanismes d'enfoncement du poinçon.

Récemment, l'appareil a été utilisé dans des ouvrages de béton, montrant des signes de détérioration (Rancourt, 1996; Leite et al., 1997). Puisque des nombreux ouvrages en béton construits au Québec ou ailleurs, certains peuvent présenter des signes de détérioration, normaux ou prématûrés, des travaux de réfection, d'instrumentation et de suivi s'avèrent nécessaires pour assurer leur stabilité. À cause de la mauvaise qualité locale de ces structures en béton, il peut devenir ardu de récupérer les carottes de forages, à partir desquelles des éprouvettes cylindriques sont préparées pour réaliser des essais en laboratoire. La caractérisation de tels ouvrages est alors compromise mais peut être facilitée par des essais de poinçonnement, effectués à la paroi des trous de forage.

En 1996, l'appareil BOLO-75 a été utilisé à la centrale Rapide-des-Quinze pour obtenir les propriétés mécaniques du béton (Leite et al., 1997). Ce programme d'essais, réalisé à des endroits où il était impossible de prélever des échantillons de qualité, a démontré que le béton détérioré se comportait plutôt comme un matériau ductile et poreux que comme un matériau résistant et fragile. Les travaux de Leite et al. (1997) et, par la suite, ceux de Ferland (1999) ont permis de vérifier la validité de quelques modèles d'interprétation existants pour des essais de poinçonnement, effectués au BOLO-75 ou non. Jusqu'alors, ces méthodologies n'avaient été appliquées qu'à des matériaux rigides et fragiles pour le module de Young et qu'à des mousses contractantes pour la résistance en compression uniaxiale. Ces études soulignent le grand potentiel de cette technique en tant qu'outil d'investigation de site, notamment pour les ouvrages en béton.

## **1.2    Objectif de la recherche**

La réalisation d'essais de poinçonnement dans des matériaux poreux pourrait donc s'avérer d'une grande utilité pour déterminer leurs propriétés mécaniques. D'abord, la difficulté à récupérer des éprouvettes en bon état pour réaliser des tests conventionnels est contournée; ensuite, pour un budget équivalent, un nombre

statistiquement plus élevé de mesures peut être réalisé puisqu'il s'agit d'une méthode d'essai simple, rapide et économique. Leite et Ferland (2001) et Ferland (1999) ont déjà évalué le potentiel des essais de poinçonnement comme moyens de déterminer le module de Young ( $E$ ) et la résistance en compression uniaxiale ( $C_0$ ) des matériaux poreux. Cette étude a démontré quelques très bonnes corrélations et introduit un nouvel indice de pénétration, MEP, basé sur la pénétration permanente du poinçon. Cependant, à partir d'observations visuelles limitées, des hypothèses ont été formulées concernant la forme et l'ampleur de la zone de compaction, située directement sous le poinçon. Les auteurs recommandent ainsi que l'étude de cette région, caractérisée par des déformations plastiques importantes, soit approfondie pour vérifier l'adéquation du modèle proposé. L'objectif principal de ce projet de recherche consiste donc en l'étude détaillée de la géométrie et de la progression de la zone de compaction qui se forme sous le poinçon dans des matériaux poreux et qui influence sa pénétration. Pour étudier ce phénomène, le logiciel d'analyse numérique FLAC est utilisé.

Suite à l'analyse de la formation de cette zone plastique et à la localisation de ses frontières, les courbes caractéristiques des essais de poinçonnement, obtenues à l'aide des simulations numériques, sont utilisées pour déterminer les propriétés mécaniques,  $C_0$  et  $E$ , et vérifier la validité, pour les roches poreuses, du modèle d'interprétation proposé par Ferland (1999). Des corrections sont apportées, si celles-ci s'avèrent nécessaires, et une discussion accompagne les travaux réalisés.

### 1.3 *Méthodologie*

Le programme de différences finies FLAC, commercialisé par le groupe Itasca, est utilisé pour simuler des essais de poinçonnement sur un matériau poreux. Le choix d'une telle méthode, par analyses numériques, repose particulièrement sur la facilité à examiner la forme et l'étendue de la zone de compaction plastique sous le poinçon. De plus, l'influence de certains paramètres peut être aisément étudiée; d'ailleurs, plusieurs

matériaux aux comportements mécaniques différents peuvent être soumis, sans grande difficulté, à des essais de poinçonnement numériques, contrairement à des essais expérimentaux. La construction du modèle est basée sur le programme d'essais de poinçonnement et de résistance en compression uniaxiale réalisé par Ferland (1999) sur un matériau poreux ductile fabriqué en laboratoire.

Le logiciel FLAC permet évidemment l'étude de la formation et de la progression de la zone de déformations volumétriques plastiques sous le poinçon ; d'ailleurs, la connaissance de l'étendue de cette zone plastifiée est utilisée pour proposer des modifications au modèle de Ferland (1999) lorsque ce dernier s'avère inadéquat. Aussi, les courbes force – pénétration peuvent être aisément visualisées et analysées. Une étude paramétrique permet d'observer le comportement de la zone plastique, surtout pour des matériaux ductiles et poreux, mais aussi fragiles. Les paramètres introduits dans les modèles numériques et régissant le comportement mécanique des différents matériaux testés proviennent en partie de la littérature, cités directement ou dérivés de courbes expérimentales. Parfois, des estimations ou des manipulations sont effectuées, soit en cas d'absence de ces propriétés dans la littérature, soit pour distinguer l'influence de chacun des modes de rupture sur la pénétration du poinçon et l'ampleur de la zone plastique. Enfin, quelques vérifications succinctes sont faites à l'aide d'un tout nouveau logiciel, PFC<sub>2D</sub>, construit aussi par le groupe Itasca, qui permet la modélisation d'un matériau granulaire poreux, cimenté ou non.

## CHAPITRE 2

### REVUE DE LA LITTÉRATURE

#### 2.1 *Préambule*

Depuis quelques décennies, le phénomène du poinçonnement de différents matériaux rocheux fait l'objet de nombreuses études scientifiques, qui suivent particulièrement deux tendances distinctes. D'abord, un des objectifs poursuivis est de prédire les taux de pénétration des tunneliers ou des foreuses à pleine section, principalement lors de grands travaux de génie civil. Le poinçonnement des roches est le processus de base du forage et de l'excavation par des méthodes mécaniques. Une profonde compréhension des mécanismes de fragmentation des roches contribuera au design d'équipements et d'outils miniers qui amélioreront l'efficacité du forage et du minage. En second lieu, les résultats d'essais de poinçonnement peuvent, en principe, permettre de caractériser le comportement mécanique des roches. En général, la caractérisation des massifs rocheux se heurte à un important problème d'échantillonnage, où les difficultés majeures sont le manque d'accessibilité des points d'échantillonnage et le coût associé aux essais. L'avantage des essais index réside donc dans leur simplicité et leurs coûts moindres que ceux des tests conventionnels. De plus, lors des essais de poinçonnement, la région sous sollicitation mécanique est infime et les défauts de l'éprouvette n'entrent pas en ligne de compte.

Une revue exhaustive de la littérature sur le sujet du poinçonnement des roches fait ressortir plusieurs excellents articles. Certains se concentrent sur la description qualitative du comportement des matériaux fragiles et ductiles soumis à l'enfoncement d'un poinçon. D'autres, pour prédire les relations force - pénétration, élaborent des modèles mathématiques qui sont ensuite comparés à des résultats expérimentaux. Ces modèles mathématiques sont basés sur des hypothèses concernant le comportement du

matériau, sur les mécanismes physiques induits sous le poinçon et sur la géométrie de l'outil utilisé. Enfin, quelques auteurs tentent d'établir une corrélation entre les résultats des essais index et les propriétés mécaniques, obtenues par des tests conventionnels.

Toutefois, ce dernier thème semble avoir été traité surtout pour des matériaux rigides-fragiles. Le cas du poinçonnement des roches poreuses et ductiles, dans le but d'en déduire certaines propriétés physiques, notamment la résistance en compression uniaxiale, est moins documenté. Or, puisqu'un des objectifs de ces travaux de recherche est de définir l'ampleur de la zone de déformations plastiques induite par l'enfoncement d'un poinçon sphériconique dans un matériau poreux, il est primordial de comprendre d'abord le comportement mécanique de tels matériaux et de délimiter adéquatement, dans un espace de contraintes quelconque, les surfaces d'écoulement plastique. Le choix du modèle constitutif, ainsi que la dérivation des paramètres s'y rattachant, nécessitent alors une attention particulière. C'est pourquoi quelques éclaircissements seront donnés sur le comportement général des roches poreuses en compression et que les modèles constitutifs élaborés pour les roches poreuses seront étudiés. Ensuite, le cas particulier du poinçonnement sera abordé, à la fois pour les roches poreuses et ductiles et pour les roches rigides et fragiles. Plusieurs études expérimentales et numériques feront ressortir, pour chacun des cas, les mécanismes physiques impliqués, les zones de déformations plastiques associées et les courbes force - pénétration obtenues. Enfin, le potentiel des essais de poinçonnement, en tant qu'outil de caractérisation de site, sera examiné au travers de diverses études, utilisant ou proposant des modèles d'interprétation de tels essais.

## **2.2 Comportement et modèle de comportement des roches poreuses**

Les études géotechniques ou géomécaniques requièrent l'utilisation de modèles mathématiques pour décrire le comportement contrainte - déformation du matériau géologique étudié et pour prédire les conditions qui provoqueront l'écoulement

inélastique et/ou la rupture. Parfois, la théorie classique d'élasticité linéaire, jumelé à un critère de rupture « parfaitement fragile », permet de modéliser avec succès le comportement de la roche impliquée dans un ouvrage d'ingénierie. Par exemple, cette approche simple était très populaire pour planifier des séquences ou des méthodes de minage dans des roches dures et fragiles, soumises à des contraintes in-situ élevées (Elliott et Brown, 1985).

Or, plusieurs études expérimentales ont montré que le comportement des roches poreuses présente plusieurs complexités : non-linéarité, irréversibilité, durcissement-ramollissement, dépendance au niveau de contraintes, destruction progressive de la structure poreuse, dilatation et effondrement, etc. (Elliott et Brown, 1985; Zhang et al., 1990; Wong et al., 1992; Mowar et al., 1994; Wong et al., 1997). Il devient alors évident que les théories d'élasticité classique, ou même de plasticité parfaite, ne peuvent fournir une description réaliste de tels comportements. Il y a donc un besoin inévitable pour un modèle constitutif complet, permettant de simuler correctement le comportement mécanique des roches poreuses. D'ailleurs, l'industrie du pétrole s'est beaucoup intéressée au phénomène d'effondrement des pores, lié au comportement mécanique des roches poreuses, soumises à des conditions de réservoirs (Zaman et al., 1994; Mowar et al., 1994; Azeemuddin et al., 1994; Awal et al., 2001). En effet, la compaction irréversible de réservoirs d'hydrocarbures, résultant de cet effondrement, alors que les contraintes effectives augmentent, à cause du rabattement des pressions interstitielles lors de la production, peut avoir des effets néfastes sur les installations de production, sur les réserves récupérables et sur le taux de production de sable.

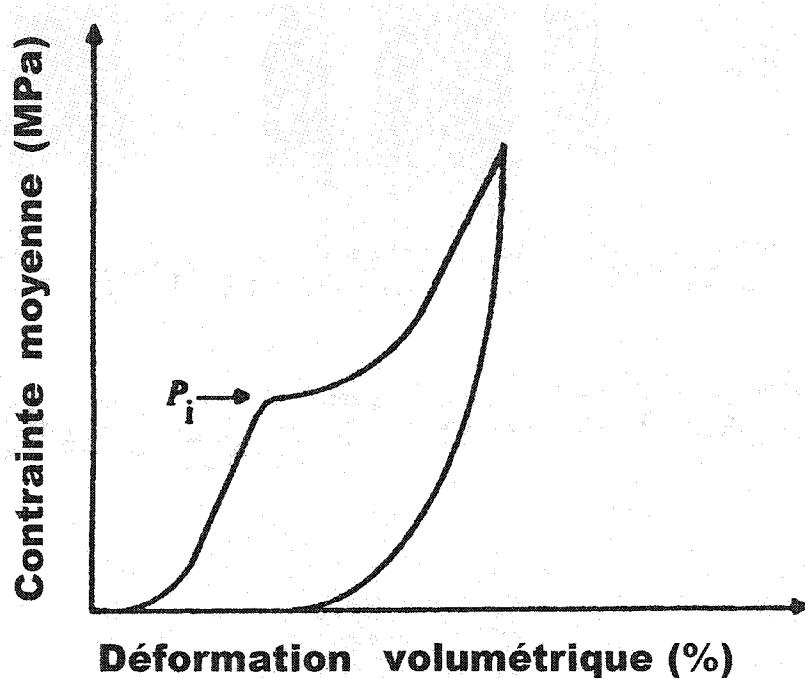
D'autres auteurs ont porté une attention particulière au comportement mécanique du remblai cimenté, utilisé dans des chantiers minés pour assurer la stabilité des épontes (Squelch, 1994; Clark, 1991). En effet, le remblai affiche souvent les mêmes particularités comportementales que les roches poreuses.

### 2.2.1 Particularités des roches poreuses en compression

Les courbes contrainte - déformation des roches poreuses, soumises à une compaction hydrostatique, ont généralement une allure typique (figure 2.1). À des niveaux de contraintes très faibles, la compaction volumétrique est non-linéaire, suivie d'une section linéaire, avec la pression qui augmente, jusqu'à un point d'inflexion  $P_i$ . Au-delà de ce point d'inflexion, il se produit une réduction accélérée de la porosité et il en résulte un écoulement cataclastique et une compaction irrécupérable importante (Zhang et al., 1990). Des observations micro-structurales permettent d'affirmer que la rupture est alors représentée par une distribution de mécanismes inélastiques, tels que l'effondrement des pores et le broyage des grains (Hirth et Tullis, 1989; Zhang et al., 1990). Le point d'inflexion correspond d'ailleurs à la pression critique nécessaire au broyage significatif des grains, associé à cette compaction inélastique (Zhang et al., 1990). Le phénomène d'écoulement cataclastique implique donc des processus microscopiques fragiles; toutefois le résultat macroscopique est une réponse générale plutôt ductile.

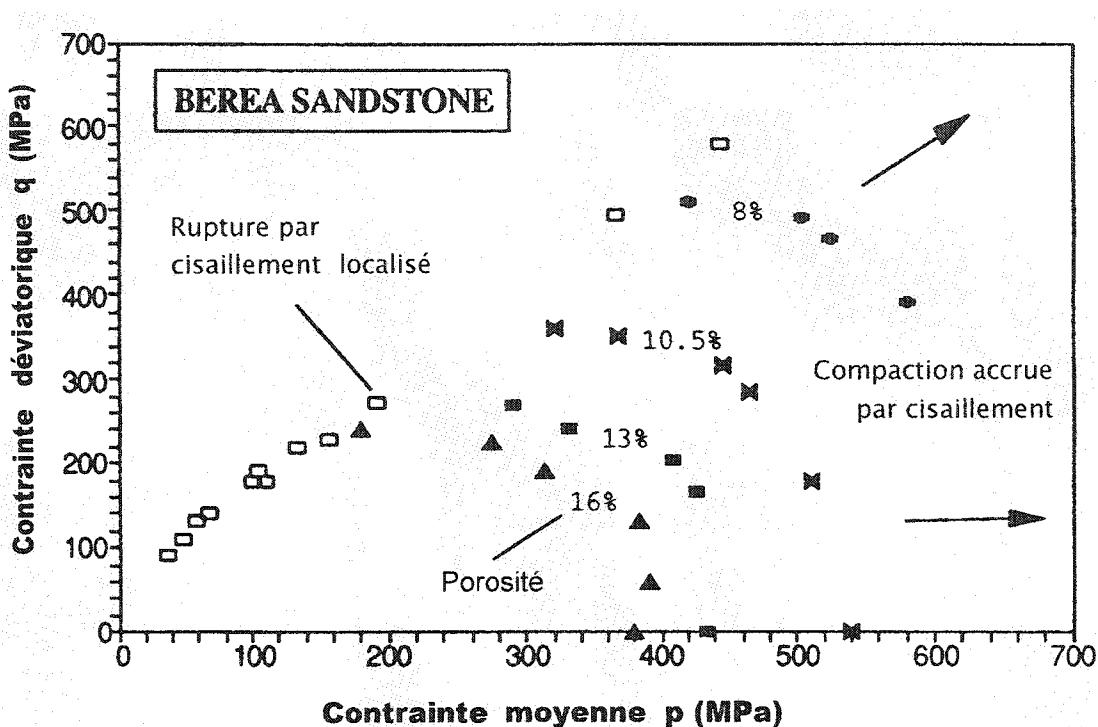
Cet écoulement cataclastique s'observe aussi lors d'une compaction non-hydrostatique. En effet, lorsque les roches poreuses sont soumises à l'application d'une contrainte déviatorique, suite à une compaction hydrostatique, une augmentation de la porosité initiale et de la pression de confinement promeut la transition dans le mode de rupture, des zones de cisaillement localisées à l'écoulement cataclastique homogène (Hirth et Tullis, 1989; Wong et al., 1992). Ce changement dans le comportement mécanique des roches, se produisant à un certain niveau de pression de confinement, est appelé, en mécanique des roches, la transition fragile-ductile. La contrainte déviatorique requise pour le déclenchement de l'écoulement plastique diminue avec l'augmentation de la contrainte moyenne et la surface d'écoulement est bien représentée par un cap elliptique dans un espace de contrainte  $p - q$  (figure 2.2) (Wong et al., 1992; Wong et al., 1997). L'évolution du durcissement se manifeste par une expansion et un

déplacement latéral de la surface d'écoulement, la porosité pouvant agir comme paramètre de durcissement (Wong et al., 1992).



**Figure 2.1** Courbe contrainte – déformation typique des roches poreuses en compression hydrostatique.  
D'après Zhang et al. (1990)

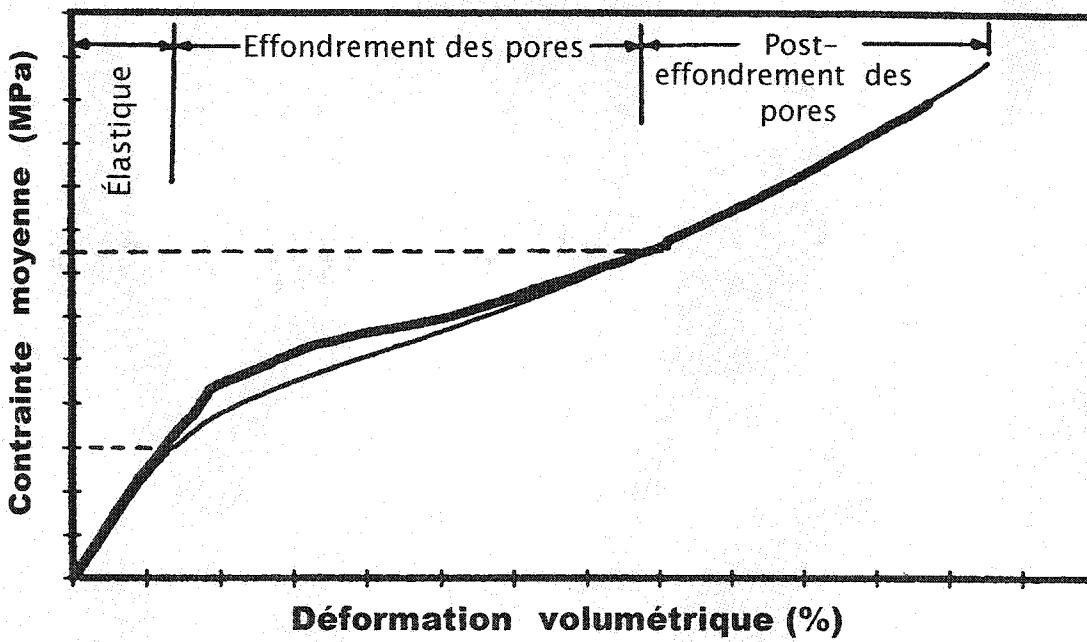
Il faut ajouter que l'écoulement cataclastique dans les roches poreuses n'est souvent qu'un comportement transitoire : à des déformations plus élevées, la densité de la fissuration intra-granulaire est accrue et il y a dilatation et développement de zones de cisaillement aux frontières des grains, pouvant causer une rupture fragile (Hirth et Tullis, 1989; Wong et al., 1992). D'autre part, la présence d'eau interstitielle accroît significativement à la fois les compactions hydrostatique et non-hydrostatique en terme de déformations. De plus, le phénomène de compaction accrue par le cisaillement dans le cas des échantillons secs débute à des niveaux de contraintes plus élevés que dans le cas des échantillons saturés (Zhu et Wong, 1997).



**Figure 2.2** Points de rupture fragile par cisaillement localisé ou d'écoulement inélastique par compaction dans un espace de contraintes  $p - q$  pour le sandstone Berea.  
D'après Wong et al. (1992)

Des analyses du phénomène d'effondrement des pores ont été faites, notamment dans l'industrie pétrolière; ces études sont motivées par l'espoir qu'une connaissance approfondie des mécanismes exacts de déformation qui causent l'effondrement des pores pourrait mener à la résolution d'une partie des problèmes reliés à ce phénomène. Par des tests en laboratoire (Zaman et al., 1994; Mowar et al., 1994) et en utilisant les propriétés acoustiques de la roche (Azeemuddin et al., 1994; Awal et al., 2001), certains auteurs définissent des enveloppes de rupture satisfaisantes pour prédire adéquatement le comportement de ces matériaux poreux. Les observations expérimentales indiquent qu'initialement, le matériau poreux répondra aux contraintes imposées par une phase élastique, régie par le module de Young et le coefficient de Poisson. Ensuite, une phase d'effondrement des pores se produit, à une contrainte déviatorique approximativement

constante; la déformation est alors vraisemblablement due à une rupture graduelle de la cimentation inter-granulaire. Enfin, la phase post-effondrement est caractérisée par une période de durcissement du matériau, attribuée à la déformation volumétrique plastique préalablement subie et entraînant une augmentation de sa résistance (Zaman et al., 1994). Les courbes contraintes - déformation peuvent être ainsi délimitées en trois régions distinctes, ayant des pentes différentes et indiquant ces trois phases particulières de déformation : élastique, effondrement des pores et post-effondrement des pores (figure 2.3). À la fin de la phase post-effondrement, la dimension des pores est tellement réduite qu'ils sont alors stables et que la matrice supporte la majeure partie de la charge imposée. Ainsi, un accroissement de la déformation volumétrique requerra un état de contrainte non-hydrostatique, entraînant par le fait même une modification de forme (Mowar et al., 1994).



**Figure 2.3** Courbes contrainte moyenne – déformation volumétrique d’essais de compression hydrostatique, indiquant les différentes phases de déformation des roches poreuses.  
D’après Mowar et al. (1994)

Ce comportement général des roches poreuses soumises à une compression résume l'influence importante qu'exercent la porosité et les cheminements de contraintes sur le mode de rupture.

### 2.2.2 Modèles constitutifs appropriés pour les roches poreuses

Un modèle constitutif représente un modèle mathématique capable de décrire le comportement physique d'un matériel. Il est basé sur trois hypothèses fondamentales : (1) la forme des surfaces initiales d'écoulement, (2) l'évolution des surfaces suite au chargement sur celles-ci, et (3) la formulation approximative d'une loi d'écoulement (Mizuno et Chen, 1981). Différentes fonctions peuvent représenter les surfaces de rupture et celles-ci peuvent être fixes ou mobiles, répondant à des lois de durcissement-ramollissement; ensuite, des lois d'écoulement associées ou non-associées sont utilisées pour décrire les relations incrémentales contraintes-déformations.

Les modèles élasto-plastiques à surface de charge fermée (modèles à « cap ») sont fréquemment utilisés pour décrire le comportement inélastique des roches, particulièrement celles de porosité élevée. D'ailleurs, plusieurs auteurs ont proposé des modèles à « cap », capables de décrire efficacement la transition fragile-ductile de certains matériaux poreux; ces modèles sont construits à l'aide de données expérimentales précises et sont donc valides à tout le moins pour le matériel testé (Faruque et Chang, 1986; Shao et al., 1988; Teufel et al., 1991; Roegiers et al., 1991; Zaman et al., 1994; Kukreti et al., 1996; Lubarda et al., 1996; Shah, 1997; Awal et al., 2001). D'autres auteurs, pour effectuer des simulations numériques, ont utilisé un modèle à « cap » pour modéliser le comportement caractéristique du remblai de résidus miniers, placé dans des excavations minières tabulaires (Clark, 1991) ou pour permettre la sélection d'un remblai approprié à la méthode de minage, afin de réduire efficacement les risques d'effondrement (Squelch, 1994). Malgré les quelques petites particularités inhérentes à chacun, une description générale de ces modèles constitutifs, proposés ou

utilisés, peut être donnée et les différents paramètres qui les composent peuvent aussi être expliqués en termes généraux.

Les modèles à « cap » requièrent habituellement deux fonctions différentes, représentant deux surfaces d'écoulement, ainsi que leurs lois distinctes d'évolution. Les déformations à faibles pressions sont fragiles et dilatantes, la rupture se rencontrant sous la forme de bandes de cisaillement localisées. Cette résistance au cisaillement, dépendante de la contrainte moyenne, et la dilatance des roches dans le régime fragile sont bien documentées et plusieurs efforts, par des critères de rupture comme Mohr-Coulomb ou Drucker-Prager, ont été effectués pour les modéliser correctement. Le critère de Mohr-Coulomb stipule que la rupture est atteinte lorsque la contrainte en cisaillement  $\tau$  et la contrainte normale  $\sigma_n$  agissant sur n'importe lequel des plans dans le matériel satisfont l'équation linéaire suivante :

$$\tau - \sigma_n \tan \phi - c = 0 \quad (2.1)$$

où  $c$  et  $\phi$  représentent respectivement la cohésion et l'angle de frottement interne du matériau. En termes de contraintes principales, le critère peut se formuler autrement:

$$\frac{\sigma_1 - \sigma_3}{2} = \frac{\sigma_1 + \sigma_3}{2} \sin \phi + c \cos \phi \quad (2.2)$$

Le critère de Mohr-Coulomb ignore donc l'effet de la contrainte principale intermédiaire. On fait remarquer que, lorsque l'angle de frottement est nul, ce critère est réduit à celui de Tresca, purement cohésif. Le modèle parfaitement plastique de Drucker-Prager tient compte de l'effet de toutes les contraintes principales et peut être considéré comme une tentative de représenter le critère de Mohr-Coulomb par une fonction plus régulière, dans un espace de contraintes tridimensionnel. Ce critère, linéaire aussi, s'exprime par une fonction simple des invariants de contraintes :

$$F_s = \sqrt{J_{2D}} - \alpha J_1 - k = 0 \quad (2.3)$$

où les constantes  $k$  et  $\alpha$  peuvent être reliées aux constantes  $c$  et  $\phi$  de Coulomb, de différentes façons, selon les cheminements de contraintes suivis par le matériel. Le premier invariant du tenseur de contraintes,  $J_1$ , est obtenu par l'expression:

$$J_1 = \sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33} \quad (2.4)$$

tandis que le second invariant du tenseur de contraintes déviatoriques,  $J_{2D}$ , est donné par :

$$J_{2D} = \frac{1}{6} [(\sigma_{11} - \sigma_{22})^2 + (\sigma_{22} - \sigma_{33})^2 + (\sigma_{33} - \sigma_{11})^2] + \sigma_{12}^2 + \sigma_{23}^2 + \sigma_{13}^2 \quad (2.5)$$

où  $\sigma_{ij}$  ( $i=1,2,3; j=1,2,3$ ) représentent les composantes des vecteurs de contraintes associés aux facettes normales aux vecteurs d'une base orthonormée. Plus particulièrement, les  $\sigma_{ii}$  sont les contraintes normales du tenseur de contraintes en un point et les  $\sigma_{ij}$  ( $i \neq j$ ) sont les contraintes de cisaillement du tenseur de contraintes en un point.

Ces deux invariants peuvent aussi être exprimés en termes de contraintes principales avec :

$$J_1 = \sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3 \quad (2.6)$$

$$J_{2D} = \frac{1}{6} [(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2 + (\sigma_3 - \sigma_1)^2] \quad (2.7)$$

Le critère de Drucker-Prager revient au critère de von Mises lorsque la valeur de la constante  $\alpha$  est nulle; l'écoulement se produit alors au moment où le second invariant du tenseur de contraintes déviatoriques atteint une certaine valeur fixe, peu importe la valeur du premier invariant du tenseur de contraintes.

Une différence évidente entre une roche dense et une roche passablement poreuse peut être constatée. Alors que, dans le premier cas, la rupture dépend principalement de la composante déviatorique du tenseur de contraintes, tel que formulé précédemment, le deuxième cas peut montrer une déformation irréversible uniquement sous l'effet de la pression hydrostatique, lorsqu'elle excède une certaine valeur (Ladanyi, 1967).

Ainsi, pour les roches poreuses, au-dessus d'un certain niveau de confinement, les modèles constitutifs de type Drucker-Prager ou Mohr-Coulomb surestiment la résistance à l'écoulement et ne prédisent pas correctement la réponse par déformation

volumétrique. Une approche conventionnelle a été d'ajouter, à la surface de rupture fragile, un « cap », dans un espace de contraintes  $p - q$  (comme l'illustre la figure 2.2) ou  $\sqrt{J_{2D}} - J_1$ , qui croise l'axe des contraintes hydrostatiques, permettant alors l'écoulement sous un tel état de contraintes (Lubarda et al., 1996). Ce « cap » se déplace vers l'extérieur au fur et à mesure que la roche se consolide et se durcit (Ladanyi, 1967). Plusieurs formes de « cap » ont été proposées : elliptique, sphérique, parabolique et plan. Ici, des « caps » plan et elliptique seront présentés d'une façon générale. Le modèle avec un « cap » plan, ou droit (voir la figure 2.4a), est construit simplement en ajoutant, à la surface d'écoulement de Mohr-Coulomb ou de Drucker-Prager, un « cap » indépendant des contraintes déviatoriques, dont l'équation est de la forme :

$$F_c = J_1 - X(e_{vp}) = 0 \quad (2.8)$$

La localisation du cap,  $X$ , est reliée à la déformation volumétrique plastique,  $e_{vp}$ ; plusieurs relations mathématiques, représentant les lois de durcissement, sont possibles pour régir le déplacement latéral du « cap ». Si le modèle constitutif inclut plutôt un « cap » elliptique (voir la figure 2.4b), la fonction de ce dernier a la forme du quart d'une ellipse et l'équation devient :

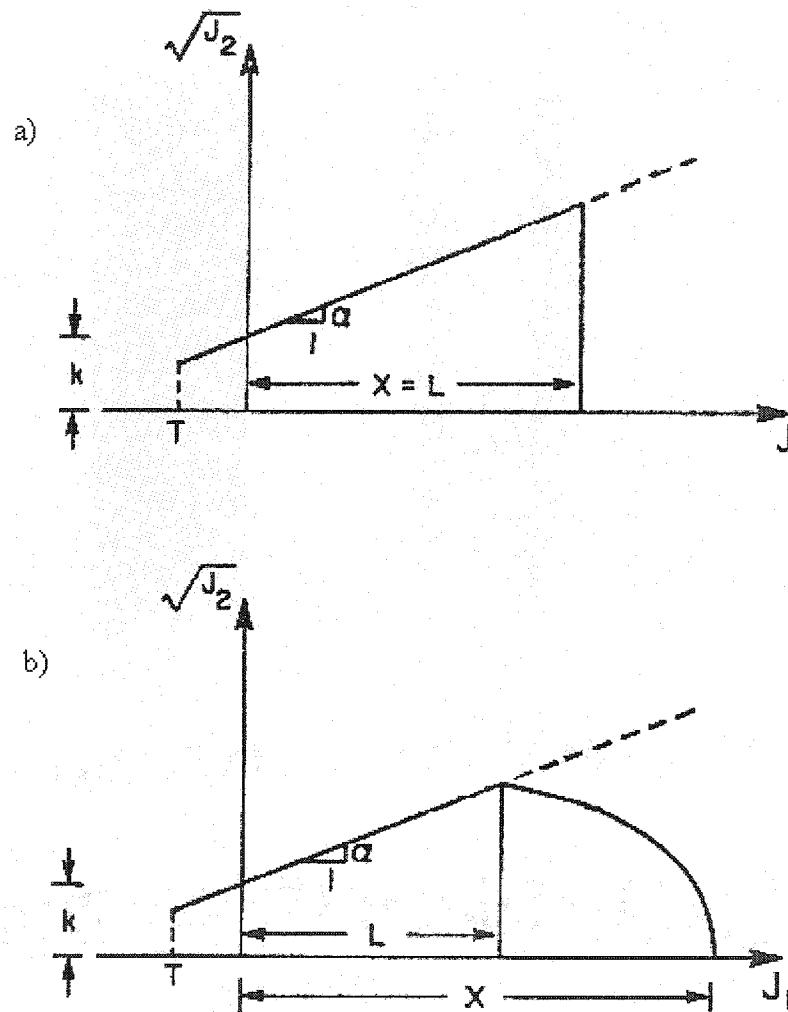
$$F_c = (J_1 - L)^2 + R^2 J_{2D} - (X - L)^2 = 0 \quad (2.9)$$

Le paramètre  $R$  est défini comme étant le rapport entre l'axe majeur et l'axe mineur du « cap » elliptique. Les paramètres  $L$  et  $X$  représentent les valeurs de  $J_1$  aux intersections du « cap » elliptique avec la surface de rupture en cisaillement et avec l'axe  $J_1$ , respectivement. La valeur de  $X$  dépend dans ce cas aussi de la déformation volumétrique plastique,  $e_{vp}$ , selon une loi de durcissement. Cette loi de durcissement, qui régit la position  $X$  du « cap » plan ou elliptique, peut être écrite de façon générale avec l'équation suivante :

$$X = X_0 - \frac{1}{D} \ln \left( 1 - \frac{e_{vp}}{W} \right) \quad (2.10)$$

où  $X_0$ ,  $D$  et  $W$  sont des paramètres du matériau à déterminer,  $X_0$  étant la pression initiale requise pour débuter la compaction inélastique et  $W$ , un paramètre pouvant être relié à la

porosité du matériel ou à la déformation volumétrique inélastique maximale possible. Évidemment, d'autres relations mathématiques peuvent être utilisées pour obtenir une loi de durcissement compatible avec les données expérimentales.



**Figure 2.4** Modèles élasto-plastiques à surface de charge fermée :  
a) Modèle avec « cap » plan b) Modèle avec « cap » elliptique. D'après Mizuno et Chen (1981)

À ces deux surfaces de rupture ou d'écoulement en cisaillement et en volume, il est souvent préférable d'ajouter une surface limitant les contraintes en tension, simplement avec une résistance en tension  $T$  :

$$F_t = J_1 - T = 0 \quad (2.11)$$

Enfin, il est peut-être bon de préciser qu'avant d'atteindre l'une des surfaces de rupture mentionnées précédemment, le matériau demeure dans le domaine élastique, dont le comportement est régi par le module de Young  $E$  et le coefficient de Poisson  $\nu$  ou par les modules de compressibilité  $K$  et de cisaillement  $G$ .

Plusieurs modifications peuvent être apportées à ces modèles généraux. Au lieu d'être fixes, les surfaces d'écoulement en cisaillement pourraient se déplacer en fonction des déformations plastiques; par exemple, les paramètres  $k$  ou  $\alpha$ , du critère de Drucker-Prager, pourraient être reliés par une fonction aux déformations plastiques en cisaillement, simulant alors du durcissement ou du ramollissement. Une surface limite de rupture peut alors être ajoutée qui, elle, reste fixe et détermine les états de contraintes à la rupture sous la transition fragile-ductile ou le déclenchement des déformations plastiques idéales, au-dessus de cette même transition (Lubarda et al., 1996). Une autre modification possible est l'ajout d'un exposant à la variable  $J_1$  pour obtenir un critère de rupture en cisaillement non-linéaire. D'autre part, les « caps » peuvent être de forme différente, sphérique, parabolique ou autre. Quelques auteurs ont aussi proposé ou utilisé des modèles à « cap » simplifiés, en les réduisant à une seule surface de rupture (Ladanyi, 1967; Nguyen, 1972; Shah, 1997; Aversa et Evangelista, 1998; Awal et al., 2001). Dans tous les cas, les modèles constitutifs, quels qu'ils soient, sont efficaces s'ils simulent adéquatement le comportement mécanique du matériel qu'il doit représenter; les mécanismes physiques régissant ce comportement doivent donc être bien assimilés et des essais expérimentaux complets sont nécessaires.

## 2.3 *Comportement général de la roche en poinçonnement*

Un essai de poinçonnement est relativement facile à réaliser, notamment avec l'appareil BOLO-75. Toutefois, l'interprétation des résultats de l'essai n'est pas aussi aisée car elle dépend largement des critères de rupture associés au matériel testé. De nombreux auteurs ont étudié les principes de fracturation lié à l'enfoncement d'un poinçon dans divers types de matériaux. Ainsi, différents critères de rupture, linéaires (Pariseau et Fairhurst, 1967; Cheatham et Gnirk, 1967) ou paraboliques (Cheatham, 1964; Cheatham et Gnirk, 1967), ont été proposés. Toutes ces études indiquent que le comportement d'une roche soumise à un poinçonnement, souvent donné par la relation force-pénétration, est influencé, entre autres, par la géométrie du poinçon, les conditions de chargement et la nature de la roche. Or, selon Ladanyi (1968), pour des conditions expérimentales données, les propriétés de la roche qui influenceront particulièrement son comportement en poinçonnement sont sa ductilité (ou fragilité) et sa porosité.

### 2.3.1 **Roches poreuses et ductiles**

Même si plusieurs des phénomènes observés lors du poinçonnement des matériaux rocheux sont bien représentés par quelques théories émergeant des modèles de Cheatham (1964) et Paul et Sikarskie (1965), celles-ci ne tiennent pas compte de la compaction observée pendant le processus de poinçonnement des roches poreuses. Ainsi, selon Suarez-Rivera et al. (1990), les modèles adéquats appliqués aux roches poreuses doivent incorporer des paramètres qui caractérisent la rupture par compaction, due à l'effondrement des pores. Car, dans le cas des roches poreuses, il semble que la formation de la zone de compaction sous le poinçon soit le facteur principal contrôlant le poinçonnement. Les mécanismes physiques engendrés par l'enfoncement du poinçon sont particuliers et donc différents de ceux décrits pour les matériaux fragiles.

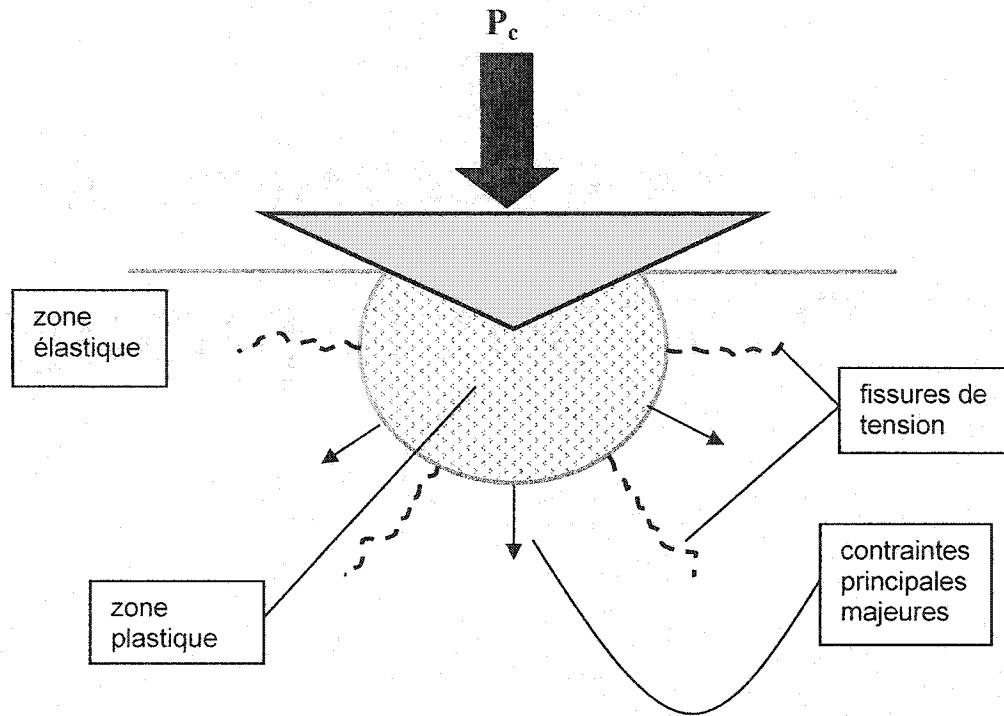
Les études expérimentales réalisées sur un calcaire Portland ( $n = 26\%$ ) par Thiercelin et Cook (1988) et sur le sandstone Berea ( $n = 21\%$ ) et sur le calcaire Indiana ( $n = 10.3\%$ ) par Suarez-Rivera et al. (1990) permettent de décrire les zones élastique et plastique associées à l'enfoncement d'un poinçon. La zone élastique renferme des fissures de tension macroscopiques qui se propagent entre les frontières des grains, où la résistance en tension est inférieure. La direction de propagation de ces fissures est parallèle à l'orientation de la contrainte principale majeure, donc où la pression de confinement est la moins élevée. Le champ de contrainte subi par la zone élastique serait communiqué par la zone plastique qui lui est incluse.

Les déformations à l'intérieur de la zone plastique seraient plus complexes. Selon Thiercelin et Cook (1988), loin du poinçon, des fissures de tension microscopiques, surtout intra-granulaires, sont observées. Leur direction est similaire à celle des fissures de tension présentes dans la zone élastique. Près du poinçon, l'intensité des microfissures augmente; leur orientation est de plus en plus aléatoire, entraînant la rupture partielle des grains et, par le fait même, un début de remplissage des pores par les portions de grains détruits. Encore plus près du poinçon, les grains sont complètement pulvérisés. Cette région ne présente donc plus aucune cohésion et la porosité n'est plus visible à ce stade. Les travaux de Suarez-Rivera et al. (1990) démontrent plutôt que, à l'intérieur de la zone de compaction, la structure poreuse est détruite, remplacée par une région homogène de matériel compacté. Aux frontières de cette zone compactée se trouve une région affectée par une très grande densité de fissures de tension, avec des grains sévèrement brisés dont les plus petits débris se déplacent pour remplir partiellement les pores.

Suarez-Rivera et al. (1990) ont aussi effectué des essais de poinçonnement sur des briques réfractaires ( $n = 65\%$ ). Le poinçonnement de ce type de matériau n'a présenté aucun écaillage ni aucune évidence de rupture macroscopique. En effet, le volume de matériel déplacé par le poinçon est entièrement compensé par le broyage de

la matrice et par le remplissage des pores. Des observations visuelles indiquent que cette zone de compaction plastique est très nette, de forme approximativement sphérique et où la structure poreuse est complètement détruite, faisant place à une région uniformément compactée. Toutefois, près de sa frontière externe, la porosité augmente graduellement jusqu'à atteindre sa porosité initiale.

Suite à leurs observations expérimentales, Suarez-Rivera et al. (1990) concluent que le facteur déterminant le mode de rupture d'un matériau poreux soumis à un essai de poinçonnement est le degré de compaction que la roche peut subir. En effet, le volume déplacé par le poinçon est compensé en partie par des déformations élastiques, alors que le reste est compensé par compaction. L'importance relative entre ces deux phénomènes dépend de la porosité du matériel et de sa résistance à la compaction. Dans un cas extrême, comme avec les briques réfractaires, il n'y a aucune déformation élastique à l'extérieur de la zone de compaction et la zone de rupture est confinée à l'intérieur de celle-ci. Ainsi, le mode de rupture le plus important des matériaux poreux soumis à un essai de poinçonnement en est un de compaction, due à l'effondrement des pores. À l'intérieur de cette zone plastique, les contraintes augmentent jusqu'à ce qu'une porosité minimale soit atteinte, après quoi le matériel ne peut se compacter davantage. Ensuite, cette région de déformations plastiques s'amplifie de façon radiale et communique les charges imposées par le poinçon à la région intacte. À cet instant, l'état de contraintes qui est généré ainsi que les nouveaux modes de rupture qui en découlent sont indépendants de la géométrie des poinçons utilisés. Des fissures macroscopiques, initiées à la périphérie de la zone de compaction, peuvent alors se développer et se propager dans la région élastique, en des endroits de faible confinement, où le comportement en dilatation domine sur la compaction. La figure 2.5 illustre de façon schématique le poinçonnement d'une roche poreuse.



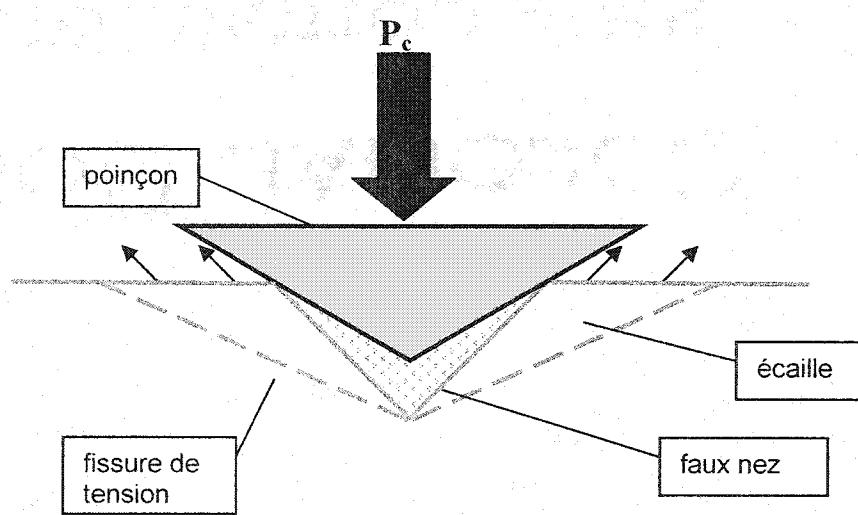
**Figure 2.5** Représentation schématique du poinçonnement d'une roche poreuse. Tiré de Ferland (1999).

### 2.3.2 Roches dures et fragiles

À partir de plusieurs résultats expérimentaux, une description générale du comportement des roches fragiles en poinçonnement peut être élaborée, sans égard précis à la géométrie du poinçon. D'ailleurs, une revue des mécanismes physiques engendrés lors de la rupture des roches dures sous l'application d'une charge concentrée a été faite par Mishnaevsky (1995).

Dès les premières applications de la charge, il y a pulvérisation des aspérités de surface et la roche même se déforme en régime élastique. Au fur et à mesure que les charges progressent, de même que les déformations élastiques, une zone broyée, souvent appelée faux nez, se forme directement sous le poinçon; cette zone apparaît très tôt dans le processus et s'amplifie avec l'intensité des charges appliquées, entraînant une

pénétration permanente du poinçon. À ce stade, le mouvement et la dilatation des fragments de la zone broyée sont empêchés par la roche encaissante intacte. Alors que le poinçonnement se poursuit, les contraintes autour de la zone broyée, qui devient de plus en plus compactée sous l'action du confinement latéral et des contraintes normales causées par le poinçon, augmentent continuellement et atteignent un niveau où des fissures sont induites. Quelques-unes des fissures de ce réseau complexe formé autour de la zone broyée se propagent éventuellement vers la surface et, libérant les contraintes de confinement, elles forment un cratère autour du poinçon. Ce phénomène, fréquemment appelé écaillage, entraîne souvent, sur une courte période de temps, une pénétration accrue du poinçon et une réduction de la charge appliquée. En poursuivant l'application de la charge, le processus décrit ci-dessus reprend jusqu'à l'obtention d'un deuxième écaillage (Gill et al., 1980; Kou et al., 1998; Mishnaevsky, 1995). La figure 2.6 illustre de façon schématique le poinçonnement d'une roche fragile.



**Figure 2.6** Représentation schématique du poinçonnement d'une roche fragile. Tiré de Ferland (1999).

Paul et Sikarskie (1965) ont proposé un modèle permettant de prédire la force à appliquer sur un poinçon dièdre pour obtenir l'écaillage d'un matériau fragile. Miller et Sikarskie (1968) ont repris ce modèle et l'ont adapté à des poinçons sphériques, coniques et pyramidaux. Plus tard, Lundberg (1974) a également repris ce modèle pour l'appliquer à une série de poinçons coniques dont l'angle au sommet variait de  $60^\circ$  à  $150^\circ$ . Tous ces modèles utilisent un critère de rupture Mohr-Coulomb et il est admis que la charge au premier écaillage est fonction de la géométrie du poinçon et de l'angle de frottement  $\phi$ .

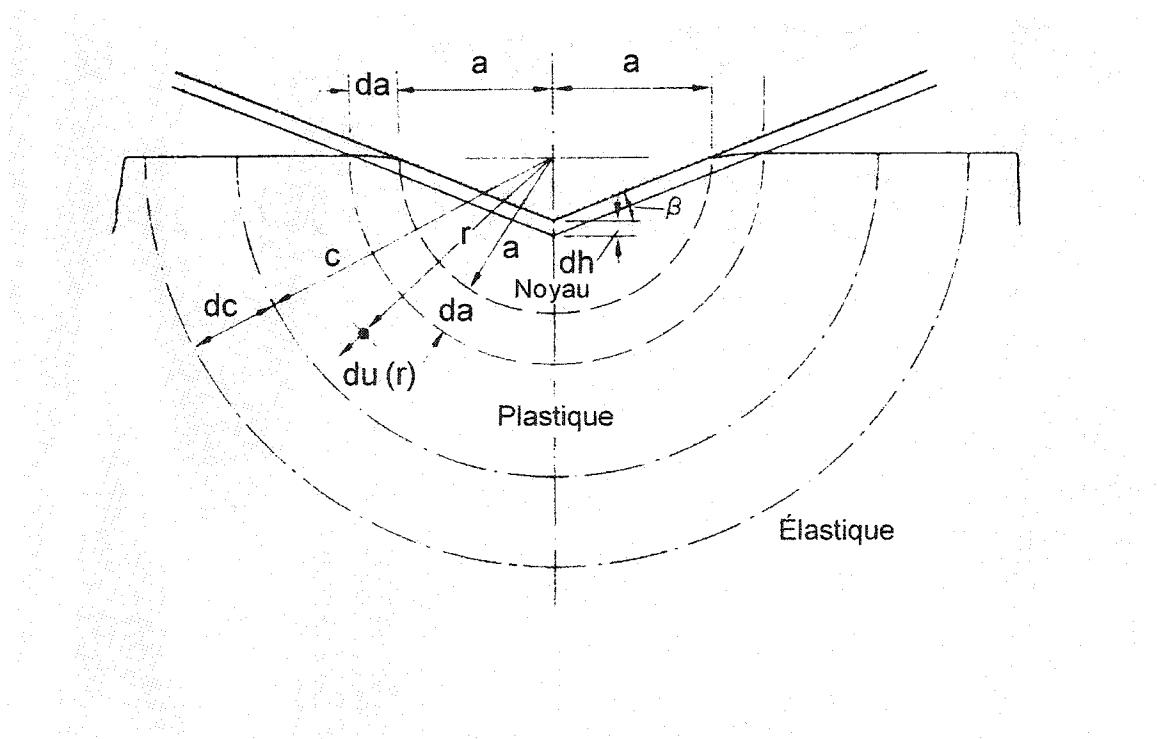
Dutta (1972) a aussi repris le modèle de Paul et Sikarskie (1965) pour développer une théorie permettant de prédire les charges associées aux différentes étapes d'écaillage lors d'un essai de poinçonnement en continu. Le calcul des charges nécessaires à l'écaillage est basé sur les valeurs de résistance en compression uniaxiale  $C_0$  de la roche. Gill et al. (1980) font remarquer que, malgré une surestimation importante des valeurs de chargement à l'écaillage par les différents modèles proposés précédemment, il serait en principe possible de définir des indices, obtenus à partir d'essais de poinçonnement, en fonction de la résistance en compression uniaxiale.

### 2.3.3 Zone de déformations plastiques

Mulhearn (1959), en étudiant la déformation des métaux induite par l'enfoncement de poinçons pyramidaux de type Vickers, observe des zones de déformations plastiques toujours de même forme générale. Il conclue que les différences dans le comportement mécanique des matériaux peut affecter l'étendue de cette zone sans avoir d'influence significative sur la forme des contours d'égale déformation. L'effet de l'angle du poinçon serait déterminant : plus cet angle augmente, plus il y a prédominance d'un mécanisme dit de compression, qui génère une frontière élasto-plastique approximativement semi-sphérique. Une étude des quantités et des directions des déformations sous le poinçon lui permet d'affirmer que le patron de déformations

induit par le poinçonnement peut être représenté par une compression radiale centrée à ou juste sous la pointe de la pyramide.

Les observations de Mulhearn (1959) sont confirmées par les travaux de Johnson (1970) qui font l'étude de la dureté de matériaux élasto-plastiques soumis à la pénétration de poinçons de géométries diverses. Ce dernier note que les déformations plastiques seraient amorcées dans une très petite région, directement sous la pointe du poinçon. Ensuite, l'expansion de cette zone plastique serait approximativement radiale, à partir du point de premier contact. Le modèle de cavité sphérique présenté par Johnson (1970) et illustré à la figure 2.7 montre donc une zone plastique, très semblable à celles observées par Mulhearn (1959), de forme hémisphérique centrée au point de premier contact entre le poinçon et le matériel. L'étendue de la zone, donnée par le rapport  $c/a$ , dépendrait du rapport  $E\alpha\beta/C_0$ , où  $E$  est le module de Young de la roche et  $C_0$  sa résistance en compression uniaxiale.



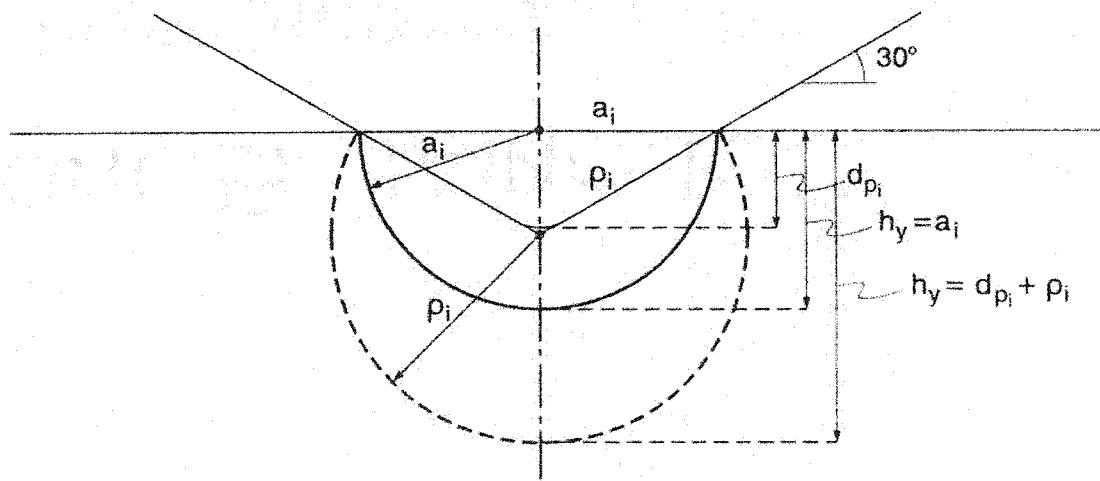
**Figure 2.7** Modèle de cavité sphérique d'après Johnson (1970).

Plus tard, Bhattacharya et Nix (1991) ont, à l'aide d'une méthode par éléments finis, approfondi l'étude de la formation des zones plastiques dans des métaux et des non-métaux, suite à l'enfoncement d'un poinçon conique. Ils démontrent que la forme de cette zone dépendrait aussi fortement du rapport  $E/C_0$  et de l'angle du poinçon ( $\tan\beta$ ); ceci diffère de la théorie avancée par Johnson (1970). En effet, selon eux, des valeurs élevées de  $E\tan\beta/C_0$  semblent promouvoir le mode de déformation par compression radiale, induisant alors une zone plastique comparable à celle reliée au modèle de cavité sphérique. Cependant, pour des valeurs faibles, le mode de déformation engendrerait plutôt une zone plastique prenant la forme approximative d'une sphère tronquée, qui entrecoupe le plan de surface sur le cercle de contact entre le poinçon et le matériel (voir la figure 2.8).

Cette dernière affirmation est appuyée par les travaux de plusieurs auteurs. Par exemple, Yoffe (1982), en étudiant les champs de contraintes associés au poinçonnage de matériaux fragiles, tels que du verre de silice, indique que la zone d'écoulement plastique sous le poinçon varie selon la géométrie du poinçon et le degré de compaction que peut subir le matériel. Étant confinée par le matériel élastique environnant, la zone de déformations plastiques doit loger presque entièrement le volume de la pointe du poinçon. Il montre alors que la forme de la zone d'écoulement sous le poinçon ressemble à la sphère tronquée mentionnée précédemment. Pour des matériaux présentant une structure ouverte, il suggère que la zone plastique est un segment de sphère mince, de profondeur moindre que le rayon de l'aire de chargement a, mais qui pourrait être plus profond pour des matériaux plus denses. D'ailleurs, Simon (1967) avait fait remarquer que, puisque le broyage et la compaction sont les modes dominants de rupture de la roche à la pointe d'un poinçon, la porosité de la roche serait un facteur important pour déterminer la forme et l'ampleur de la zone plastique.

De façon plus précise, quelques auteurs suggèrent que la zone de compaction est approximativement un cap sphérique dont le centre est situé à la pointe du poinçon et le

rayon est égal à la distance  $\rho$  ou, en d'autres termes,  $h_y = \rho + d_p$  (voir la figure 2.8). Suarez-Rivera et al. (1990) présentent des photographies montrant des zones de compaction sous des poinçons coniques dans des briques réfractaires qui répondent bien à cette hypothèse. Fleck et al. (1992) montrent, notamment par des calculs d'éléments finis, que la compaction se produit dans une zone plastique de forme grossièrement hémisphérique entourant le poinçon conique. Les contours de même porosité obtenus par des analyses numériques montrent que le contour correspondant à la porosité initiale du matériel concordent bien avec l'hypothèse  $h_y = \rho + d_p$ . En effet, leurs travaux révèlent qu'une compaction significative débute à une distance approximative de 1.5 fois le rayon à sous la pointe du poinçon.



**Figure 2.8** Zone plastique ayant la forme d'une sphère tronquée, qui entrecoince le plan de surface sur le cercle de contact entre le poinçon et le matériel. Différentes ampleurs sont alors possibles. Tiré de Leite et Ferland (2001)

Les essais expérimentaux de Mulhern (1959) indiquent, en ce qui concerne la profondeur  $h_y$  de la zone de déformations plastiques pour les métaux examinés, qu'elle oscille autour d'une valeur de 2.2 fois le rayon de chargement  $a$ , celui-ci étant donné par le demi-côté de la base carrée de la pyramide servant de poinçon. Lee et al. (1972) obtiennent, expérimentalement et numériquement, des frontières élastiques - plastiques similaires, excepté près de la surface de contact, dont les profondeurs  $h_y$  varient entre 2 et 2.6 fois le rayon de chargement  $a$ . Huang et al. (1997), en effectuant des simulations numériques du poinçonnement d'une roche au comportement idéalisé élastique parfaitement plastique, obtiennent une zone de déformations plastiques de la même forme générale que celle stipulée par Yoffe (1982). Toutefois, la profondeur  $h_y$  s'élève à plus de 5 fois le rayon de chargement  $a$ , ce que relatent aussi les travaux de Lankford et Davidson (1979), effectués sur du carbure de silicium, malgré une différence dans la forme vers la surface de poinçonnement.

En ce qui concerne les roches dures et fragiles, quelques auteurs supposent que la zone broyée qui naît sous le poinçon dès les premières applications de charge et qui grandit jusqu'au premier écaillage, prend la forme d'un faux nez dièdre, qui croise l'aire de chargement à la surface rocheuse (Pariseau et Fairhurst, 1967; Gill et al. 1980; Khair et al., 2000). D'autres auteurs supposent plutôt une zone broyée de forme arrondie (Ladanyi, 1968).

### 2.3.4 Courbes force - pénétration

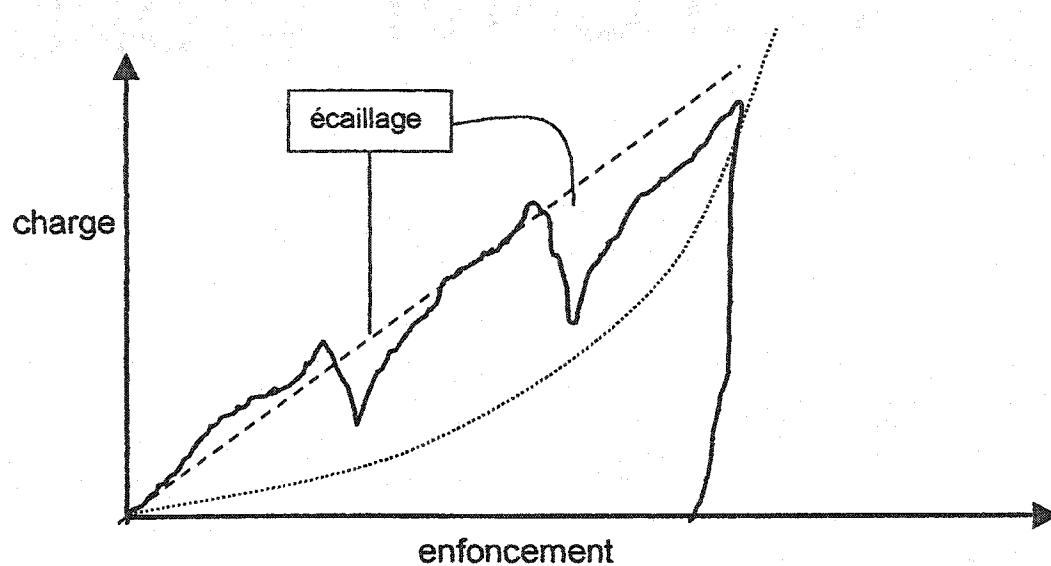
Suarez-Rivera et al. (1990) font remarquer que, malgré la grande complexité du processus de poinçonnement, les courbes force - pénétration obtenues expérimentalement par l'enfoncement d'un poinçon hémisphérique sur des grès et des calcaires sont étonnamment linéaires. Les petites discontinuités représentent l'initiation d'une fracture macroscopique. Ils indiquent aussi que, puisque le processus de compaction est continu, il n'est pas représenté par une section précise de la courbe, qui

réflète plutôt le processus entier, soit une combinaison de déformations élastiques, de compactions localisées et de dilatation et de fissuration aussi localisées. Avec un matériau très poreux (brique réfractaire), les courbes force - pénétration, malgré un comportement différent en début d'essai, pour différentes formes de poinçon, tendent ultérieurement vers un comportement similaire, puis identique; ceci semble indiquer que, lorsque la zone de compaction s'est complètement développée, la géométrie du poinçon n'influence plus le processus de poinçonnement qui, à ce stade, n'est contrôlé que par l'ampleur de la zone plastique. Pour un poinçon conique, les auteurs obtiennent, au début de l'essai surtout, une courbe montrant une concavité vers le haut.

Les courbes force – pénétration obtenues par l'enfoncement d'un poinçon sphéricoconique dans des roches dures et fragiles sont souvent plutôt linéaires (Rancourt, 1996; Szwedzicki et Donald, 1996; Szwedzicki, 1998). Pour ce même type de roches, d'autres auteurs (Reichmuth, 1963; Cheatham et Gnirk, 1967; Gill et al., 1980) observent aussi une linéarité certaine mais présentant plusieurs discontinuités, tel qu'illustré à la figure 2.9. Ces discontinuités représentent les phases d'écaillage. Cheatham et Gnirk (1967) signalent qu'une pression de confinement suffisamment élevée favoriserait un mode de rupture ductile et, la formation d'écailles étant alors empêchée, une courbe linéaire serait obtenue.

Les courbes force – pénétration présentées par Doerner et Nix (1986) et Bhattacharya et Nix (1988), qui proviennent de simulations numériques et d'essais expérimentaux, utilisant un poinçon conique, montrent un aspect exponentiel, illustré à la figure 2.9. Les courbes expérimentales de Ferland (1999) et certaines de Rancourt (1996) affichent aussi cette concavité vers le haut, quoique beaucoup moins prononcée. Avec des roches fragiles, Lundberg (1974) obtient aussi des courbes ayant cette forme générale, avec toutefois des discontinuités représentant les écaillages. Ces formes de courbes s'expliquent par l'aire de chargement, induite par la partie conique du poinçon. En effet, pour une pénétration doublée, cette aire de chargement se trouve quadruplée ;

pour conserver un niveau de contrainte équivalent, alors la force doit aussi être quadruplée.



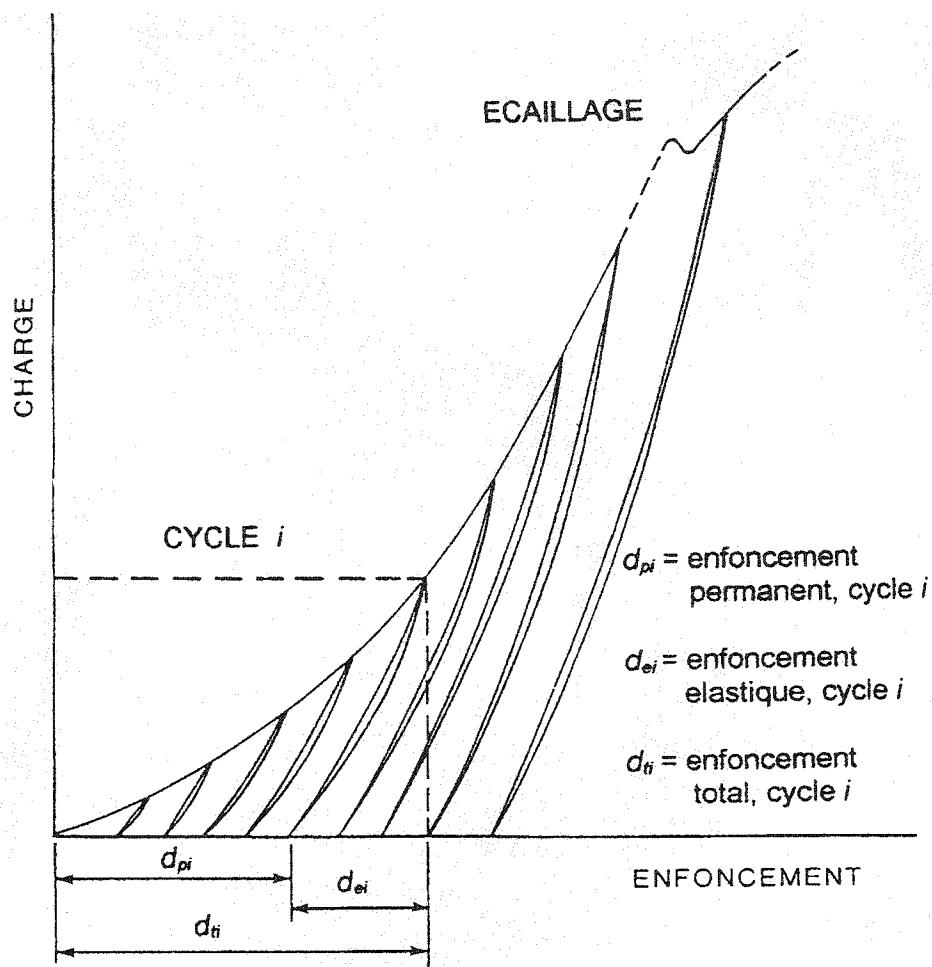
**Figure 2.9** Différentes formes possibles de courbes charge – enfoncement lors d'un essai de poinçonnement en continu.

#### 2.4 Potentiel des essais index pour déterminer les propriétés $E$ et $C_0$ des roches

Dans le but de prédire les taux de pénétration de foreuses pleine section lors de travaux d'excavation en roche dure, Handewitz (1970) propose un essai par chargement cyclique d'un poinçon sphériconique, où l'enfoncement total à atteindre, pour chaque cycle de chargement, est déterminé à l'avance. Il y a ensuite déchargement et récupération élastique; l'enfoncement permanent est finalement mesuré. Un indice de pénétration est alors défini comme étant la moyenne arithmétique des sécantes de la courbe force-pénétration permanente au pic de chaque cycle de chargement. Quelques années plus tard, Gill et al. (1980) proposent une modification à l'indice de pénétration

d'Handewith, obtenu sur des matériaux au comportement fragile, afin d'annuler les effets de contacts et dus à l'écaillage. L'indice devient alors la moyenne arithmétique des tangentes de la courbe force-pénétration permanente au pic de chaque cycle de chargement à l'intérieur d'un intervalle de charges déterminé. Avec des modèles mathématiques, ils démontrent la relation qui existe entre ce nouvel indice et la résistance en compression uniaxiale de la roche poinçonnée, pour différentes géométries de poinçon. L'expression de l'indice, confronté avec succès à des résultats expérimentaux, est fonction de la résistance en compression uniaxiale de la roche, pouvant être obtenue par essais conventionnels.

Par la suite, Cruz (1989) propose une méthodologie d'interprétation de l'essai de poinçonnement de parois de trous de sondage en tant que moyen palliatif de détermination du module de Young et de la résistance en compression uniaxiale des roches fragiles non poreuses. L'analyse des modèles déjà publiés suggère un mode opératoire impliquant la mise en charge cyclique d'un poinçon sphériconique, la charge maximale atteinte d'un cycle à l'autre croissant par incrément de façon à produire une dizaine de cycles avant l'écaillage. Ce mode d'exécution des essais permet de séparer l'enfoncement total du poinçon en enfoncement élastique et en enfoncement permanent (figure 2.10). L'enfoncement élastique est utilisé pour le calcul du module de Young alors que la résistance en compression uniaxiale est déduite du mécanisme considéré comme régissant l'enfoncement permanent. La méthodologie d'interprétation proposée est testée sommairement à l'aide d'essais expérimentaux de poinçonnement. Les valeurs des modules de Young prédites sont légèrement inférieures à celles données par les essais conventionnels normalisés. Les valeurs de résistances en compression uniaxiale prédites, si elles sont soumises à une correction d'échelle, sont pratiquement égales à celles obtenues par les essais conventionnels normalisés.



**Figure 2.10** Courbe charge – enfoncement d'un essai de poinçonnement cyclique. Tiré de Cruz (1989)

Rancourt (1996) poursuit ces travaux en tentant de valider l'utilisation de ce même essai de poinçonnement en forage comme outil de caractérisation de la distribution spatiale des propriétés mécaniques des roches, particulièrement le module de Young et la résistance en compression uniaxiale. Les étapes de validation incluent, entre autres, des essais en laboratoire sur des matériaux synthétiques et l'interprétation de données provenant d'essais in-situ. Certains de ces essais in-situ ont été réalisés sur le béton d'une structure de retenue d'eau, pouvant montrer un comportement mécanique différent des matériaux fragiles jusque-là testés.

Un peu plus tard, Leite et al. (1997) ont aussi utilisé la technique du BOLO-75 lors d'une campagne de mesures de propriétés mécaniques du béton à la centrale Rapide-des-Quinze. Ce béton ne se comportait pas comme un matériel résistant et fragile et les essais de poinçonnement ne montraient pas de phénomène d'écaillage. Les valeurs des modules d'élasticité sont obtenues avec la procédure proposée par Cruz (1989), tandis qu'un module d'enfoncement permanent (MEP) est introduit pour vérifier sa corrélation avec la résistance en compression uniaxiale, obtenue à l'aide d'essais conventionnels.

Alors, pour permettre le développement d'un modèle d'interprétation permettant d'obtenir la résistance en compression uniaxiale  $C_0$  des roches poreuses à partir des résultats d'essais de poinçonnement, Ferland (1999) met en œuvre un programme expérimental comprenant des essais de compression uniaxiale et des essais de poinçonnement. Ces essais sont effectués sur des matériaux poreux artificiels, afin de mieux contrôler l'homogénéité des échantillons et de couvrir un éventail assez large de porosités. Le modèle de Ferland (1999) est basé sur le modèle proposé par Wilsea et al. (1975) pour l'interprétation d'essais index sur des mousses compressibles et sur une estimation visuelle de l'ampleur et de la forme de la zone compactée sous le poinçon. Les résultats des tests de poinçonnement peuvent aussi être utilisés pour obtenir le module de Young, toujours à l'aide du modèle proposé par Cruz (1989). Les résistances en compression uniaxiale  $C_0$  obtenues à partir des deux types d'essais montrent une très bonne corrélation. Pour le module de Young  $E$ , les valeurs obtenues à partir des deux types d'essais sont différentes mais montrent la même variation en fonction de la porosité. Le module d'enfoncement permanent (MEP), défini par Leite et al. (1997), est aussi calculé pour établir sa corrélation avec la résistance en compression uniaxiale des matériaux poreux.

Plusieurs autres auteurs ont exploré le potentiel des essais de poinçonnement. Wagner et Schumann (1971) ont, à l'aide d'études expérimentales et théoriques, évalué

la possibilité de déterminer la résistance à la compression des roches au moyen d'un poinçon cylindrique plat. Ils expliquent d'abord que le comportement charge - déformation des roches pendant un essai de poinçonnement est très similaire à celui observé lors d'essais triaxiaux. Toutefois, le comportement post-pic varie selon la fragilité du matériau; en effet, seules les roches poreuses montrent un durcissement post-pic en poinçonnement. Aussi, la résistance au poinçonnement, définie comme la contrainte moyenne appliquée sur l'aire de contact du cylindre plat, au premier signe de rupture, leurs résultats démontrent que la résistance à la compression au moyen d'un poinçon est clairement influencée par la dimension du poinçon. En général, lorsque le diamètre du poinçon augmente, la résistance à la compression obtenue par poinçonnement tend vers une valeur constante, environ quadruple de celle de la résistance à la compression uniaxiale. Cette influence est plus nette pour des matériaux fragiles que pour des matériaux plastiques. Pour les roches poreuses, ce rapport se maintient autour de 4, peu importe la dimension du poinçon.

Ringstad et al (1998) ont effectué des tests similaires à ceux de Wagner et Schumann (1971), mais à une échelle beaucoup plus petite. En effet, en utilisant un poinçon plat de 1mm, des gros échantillons de roches et des rejets de forage artificiels, ils ont évalué la possibilité d'extraire les propriétés mécaniques d'un massif rocheux à partir de petits échantillons de roches. L'analyse de leurs résultats fait ressortir deux différents paramètres : le module d'indentation (IM), étant la pente de la courbe force - déplacement dans la région linéaire principale, corrigée pour la déformabilité du cadre de chargement, et la force critique de transition (CTF), définie par le niveau de force auquel le matériel se déforme sans changements significatifs de la force appliquée. Des corrélations combinant la résistance en compression uniaxiale  $C_0$ , le module de Young E et la porosité n avec les paramètres IM et CTF sont tentées. Toutefois, les corrélations avec le module de Young et la porosité se sont avérées beaucoup plus faibles.

Szwedzicki (1998) propose une procédure standardisée pour un essai de poinçonnement, qui permettrait de mesurer un index de dureté et de le relier à la résistance en compression uniaxiale de la roche. La dureté est définie comme une mesure de la résistance du matériel à une déformation élasto-plastique localisée. L'indice de dureté IHI (*Indentation Hardness Index*) est calculé en divisant la charge maximale appliquée sur l'échantillon par la pénétration maximale correspondante. Puisque l'index IHI et la résistance  $C_0$  sont tous les deux des indicateurs de la résistance de la roche à des déformations élasto-plastiques, ils sont relativement proportionnels. Une relation, basée sur des tests expérimentaux avec des roches dures, est établie par l'auteur.

Des simulations d'essais de poinçonnement à l'échelle du micron ont été effectuées à l'aide d'une méthode par éléments finis par Doerner et Nix (1986) Bhattacharya et Nix (1988) afin d'étudier les propriétés élastiques et plastiques de matériaux non-rocheux. Différentes procédures de détermination du module de Young, à l'aide des pentes des courbes de déchargement, ont été comparées. Parallèlement, des duretés (H) sont calculées en divisant la force appliquée par l'aire projetée sous le poinçon, en différents points sur la courbe de chargement. En normalisant ces valeurs calculées avec les résistances à l'écoulement, des rapports variant entre 2.5 et 3.0 sont observés. Pour des métaux frittés, les résultats des calculs par éléments finis de Fleck et al. (1992) valident des résultats expérimentaux antérieurs et montrent que la pression moyenne appliquée normalisée par la résistance en compression,  $F/\pi a^2 C_0$ , varie entre des valeurs de 2.5 et 3.5 pour un intervalle de porosités allant de 5% à 35%. Lee et al. (1972) obtiennent des valeurs similaires, très voisines de 3, en comparant des résultats d'essais expérimentaux à des analyses par éléments finis d'un test de dureté Brinell sur de l'acier.

À partir d'essais de poinçonnement réalisés à la fin des années 1970 sur huit échantillons de roches, Dollinger et Handewitz (2000) démontrent qu'il existe une corrélation significative entre la résistance en compression uniaxiale et différents

paramètres mesurés lors d'un essai de poinçonnement. Les paramètres les plus probants sont la pente de la courbe lors de la phase de broyage de la roche et un indice de pénétration basé sur l'enfoncement total. Les résultats indiquent aussi une certaine corrélation entre le module de Young et un paramètre déduit de la pente observée lors du déchargement. Finalement, les auteurs font remarquer que la forme du poinçon joue un rôle significatif sur le comportement de la roche pendant un essai de poinçonnement. Les paramètres mesurés sont alors sensiblement différents pour un même échantillon selon la géométrie du poinçon utilisé et les corrélations entre ces paramètres et les propriétés mécaniques de la roche obtenues à l'aide d'essais conventionnels varient aussi sensiblement.

À partir de nombreux essais réalisés en laboratoire, Szlavin (1974) tente d'établir des relations statistiques significatives entre les différentes propriétés testées. Il en ressort que, sans tenir compte de la nature de la roche et si le nombre d'essais est suffisant pour calculer une moyenne arithmétique, il existe une corrélation linéaire entre la résistance en compression uniaxiale d'une roche et son indice de pénétration. Il considère d'ailleurs que le poinçon conique NCB (*NCB Cone Indenter*) représente un outil efficace pour la caractérisation de site, permettant d'estimer rapidement quelques-unes des propriétés mécaniques de la roche. Dans la même veine, Brook (1993) présente différentes possibilités pour estimer la résistance en compression uniaxiale, à partir de quelques autres propriétés physiques et de relations empiriques. Ces autres propriétés physiques sont généralement liées à la dureté de l'échantillon, obtenue à l'aide de divers essais index ou de tests de dureté. Les procédures de chacun de ces tests sont décrites ainsi que les expressions mathématiques permettant de relier les résultats obtenus avec la résistance en compression uniaxiale de la roche testée.

## CHAPITRE 3

### MODÈLE D'INTERPRÉTATION UTILISÉ

#### *3.1 Détermination du module de Young (E)*

La théorie classique de l'élasticité fournit une expression de l'enfoncement élastique d'un poinçon cylindrique plat, supposé rigide, dans une masse homogène et continue. Avec le rayon de l'aire chargée  $a$  et la charge appliquée  $F$ , cet enfoncement élastique  $d_e$  est donné par (Timoshenko et Goodier, 1951):

$$d_e = \frac{F(1-\nu^2)}{2Ea} \quad (3.1)$$

où les propriétés de la masse élastique sont données par le module de Young  $E$  et le coefficient de Poisson  $\nu$ .

Quelques auteurs (Wagner et Schumann, 1971; Cook et al., 1984) ont utilisé cette équation pour interpréter des résultats d'essais de poinçonnement effectués avec des poinçons plats ou avec un important rayon de courbure. Gill et al. (1980) ont proposé l'utilisation de cette équation en relation avec des essais de poinçonnement réalisés avec des poinçons coniques et sphéroniques. Un ajustement doit alors être effectué en prenant comme valeur de  $a$  le rayon de l'aire chargée projetée à l'élévation du plan constituant la paroi poinçonnée. La formation d'une zone plastique sous le poinçon pratiquement dès le début de l'essai implique que l'enfoncement total mesuré n'est pas uniquement élastique. Le chargement cyclique permet ainsi de séparer les composantes élastiques et permanentes de l'enfoncement total, comme le montre la figure 2.7.

Le module de Young d'un échantillon rocheux peut donc être déterminé à l'aide d'un essai de poinçonnement cyclique avec l'équation suivante :

$$E = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \frac{F_i(1-\nu^2)}{2d_{ei}a_i} \quad (3.2)$$

où n est le nombre de cycles considéré,  $F_i$  et  $d_{ei}$  sont respectivement la charge maximale appliquée sur le poinçon et l'enfoncement élastique au cycle de chargement i. Pour le cas d'un poinçon sphéronique, les figures 3.1a et 3.1b illustrent les relations géométriques conduisant au calcul du rayon  $a_i$ . Ainsi, avec le rayon R de la pointe sphérique du poinçon et l'enfoncement permanent  $d_{pi}$  au cycle i, on obtient :

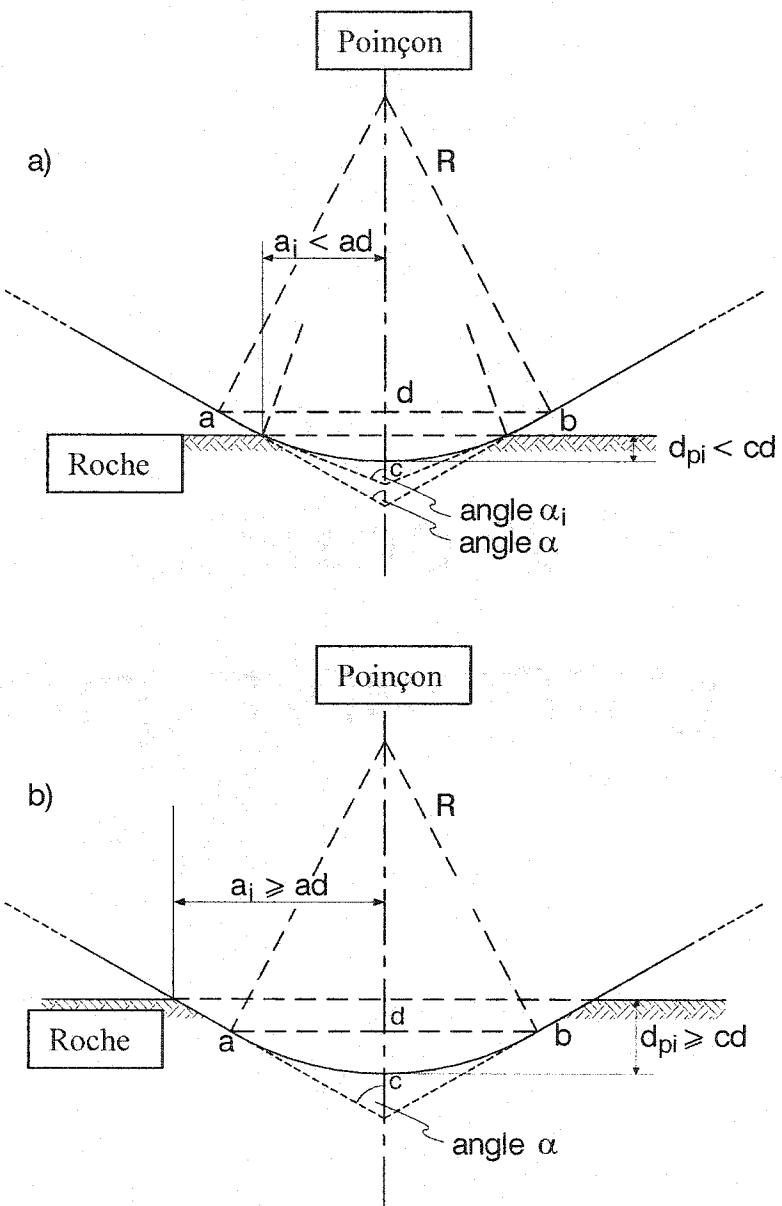
Si  $d_{pi} < R(1 - \sin \alpha)$

$$a_i = R \sqrt{1 - \left( \frac{R - d_{pi}}{R} \right)^2} \quad (3.3)$$

Si  $d_{pi} \geq R(1 - \sin \alpha)$

$$a_i = \left[ R \left( \frac{1 - \sin \alpha}{\sin \alpha} \right) + d_{pi} \right] \tan \alpha \quad (3.4)$$

Une valeur du coefficient de Poisson doit être choisie pour utiliser l'équation 3.2 et déterminer une valeur du module de Young à partir de résultats d'essais de poinçonnement. Cette valeur peut être déduite d'essais expérimentaux ou encore postulée. Cruz (1989), qui a travaillé avec des roches fragiles non-poreuses, prend une valeur estimée de 0.2 et démontre que l'erreur introduite dans les calculs est alors inférieure à 9% pour une plage de valeurs possibles de 0.10-0.35. Ferland (1999), qui lui a plutôt étudié des roches assez poreuses, utilise une valeur moins élevée de 0.15, provenant d'essais de compression uniaxiale. Une valeur de 0.25 a été choisie pour interpréter les résultats des présents travaux. Toutefois, la valeur du coefficient de Poisson ne nécessite pas une grande précision pour obtenir une valeur adéquate du module de Young (Doerner et Nix, 1986).



**Figure 3.1** a) Détermination du rayon de l'aire chargée projetée sur la surface poinçonnée dans le cas où la pointe sphérique n'est pas entièrement enfoncee. b) La pointe sphérique est complètement enfoncee. D'après Cruz (1989)

Pour le calcul du module d'élasticité, Rancourt (1996) suggère d'ignorer les trois premiers cycles de la courbe charge – enfouissement afin que l'effet de contact initial n'introduise pas de variations importantes dans les résultats. En effet, surtout dans le cas des roches dures, où la pénétration du poinçon est très faible pour les premiers cycles, mais aussi dans le cas des roches poreuses, les irrégularités à la surface de poinçonnage peuvent entraîner une grande variation dans les résultats de certains paramètres mesurés lors de ces premiers cycles.

Les simulations d'essais de poinçonnage effectuées par Bhattacharya et Nix (1988) ont permis d'étudier différentes procédures de détermination du module de Young, à l'aide des pentes des courbes de décharge, pour des matériaux non-rocheux. L'une de celles-ci, qui donne de bons résultats, ressemble fortement à celle élaborée précédemment; les différences sont que le rayon de chargement a été calculé à partir de l'enfoncement total (au lieu de l'enfoncement plastique) et que l'enfoncement élastique est déterminé à partir de l'extrapolation de la phase linéaire, au début du décharge, jusqu'à l'axe représentant l'enfoncement. Les deux méthodologies présentées seront comparées.

### **3.2 Détermination du module d'enfoncement permanent (MEP)**

La force nécessaire pour faire avancer le poinçon de façon permanente est représentée par un indice de pénétration. Plusieurs auteurs ont défini différemment des indices de pénétration pour tenter de le corrélérer avec la résistance en compression uniaxiale (Wagner et Schumann, 1971; Gill et al., 1980; Szwedzicki, 1998; Ringstad et al., 1998; Dollinger et Handewith, 2000).

L'indice de pénétration  $\delta_h$  proposé par Handewith (1970) s'applique aux essais de poinçonnage cycliques et s'obtient avec l'équation suivante :

$$\delta_h = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \frac{F_i}{d_{pi}} \quad (3.5)$$

où  $F_i$  et  $d_{pi}$  sont respectivement la charge maximale appliquée sur le poinçon et l'enfoncement permanent associé au cycle de chargement  $i$ . Les cycles associés à cet indice sont régis par des incrémentations de pénétration. Gill et al. (1980) ont modifié cet indice d'Handewith en procédant à des essais de poinçonnage utilisant plutôt des incrémentations de charge à chaque cycle. De plus, pour améliorer la répétitivité des résultats et permettre l'applicabilité de l'essai à des roches moins résistantes, il est proposé de ne considérer que les cycles qui sont compris entre le moment où l'effet de contact devient négligeable et l'écaillage. Ainsi, l'indice devient :

$$\overline{\delta_h} = \frac{1}{m-l} \sum_{k=l}^m \frac{F_k - F_{(k-1)}}{d_{pk} - d_{p(k-1)}} \quad (3.6)$$

où  $l$  et  $m$  sont respectivement les premier et dernier cycles considérés et  $F_k$  et  $d_{pk}$  sont respectivement la charge maximale appliquée et l'enfoncement permanent pour le cycle  $k$ .

Cet indice s'applique surtout à des roches dures et fragiles, pour lesquelles la formation d'un faux nez sous le poinçon est supposée et un écaillage est observé. Néanmoins, pour des roches très poreuses et donc ductiles, le phénomène d'écaillage est absent; on observe plutôt une zone plastique, caractérisée par un effondrement des pores et capable de compenser presque entièrement le volume déplacé par le poinçon (Suarez-Rivera et al. (1991). La progression de ce poinçon et, par le fait même, les déformations plastiques seraient donc liées à la résistance à la compaction du matériau.

Afin d'étudier la variabilité de la résistance in situ d'une structure en béton endommagée, à l'aide d'essais de poinçonnage effectués au BOLO-75 à l'intérieur de trous de forage, un module d'enfoncement permanent (MEP) a été introduit par Leite et al. (1997). Ce module s'exprime ainsi :

$$MEP = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \frac{F_i(1-\nu^2)}{2d_{pi}a_i} \quad (3.7)$$

On peut remarquer que l'équation proposée repose aussi sur le modèle d'enfoncement d'un poinçon cylindrique plat très rigide dans un milieu élastique homogène et continu, tel que défini précédemment à la section 3.1. Le module d'élasticité  $E$  et la pénétration élastique  $d_e$  sont ainsi remplacés respectivement par le nouveau module d'enfoncement permanent  $MEP$  et la pénétration plastique  $d_p$ .

Les travaux de Leite et al. (1997) ont indiqué qu'une bonne corrélation semblait exister entre ce module d'enfoncement permanent et la résistance en compression uniaxiale  $C_0$  pour le béton détérioré de la centrale Rapide-des-Quinze; le programme expérimental de Ferland (1999) a permis de confirmer cette relation pour des matériaux poreux artificiels.

### **3.3 Détermination de la résistance en compression uniaxiale ( $C_0$ )**

Afin de déterminer la résistance en compression uniaxiale  $C_0$  des matériaux poreux, Ferland (1999) a modifié le modèle présenté par Wilse et al. (1975), initialement développé pour l'interprétation d'essais de poinçonnage effectués sur des mousses compressibles de faible densité avec des poinçons cylindriques et sphériques. Les modifications introduites au modèle sont basées sur des observations expérimentales concernant la forme et l'ampleur de la zone de compaction induite sous le poinçon lors du poinçonnage de matériaux poreux.

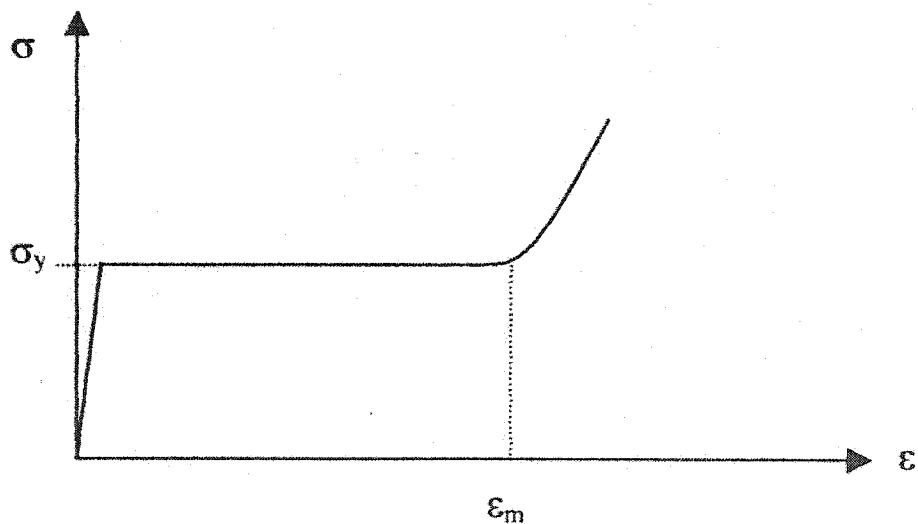
Wilse et al. (1975) a proposé un modèle basé sur le comportement idéalisé présenté à la figure 3.2. Pour ce type de matériau, un effondrement structural, avec peu de déformations latérales, se produit lorsque la contrainte principale majeure atteint une valeur  $\sigma_y$ . Pour un poinçon cylindrique de rayon  $R$  et de longueur  $L$ , Timoshenko et Goodier (1951) montrent, pour un matériau parfaitement élastique, homogène et continu,

que les contours de la contrainte principale majeure sont des cercles passant par A et B (voir la figure 3.3). La valeur de cette contrainte principale majeure est donnée par :

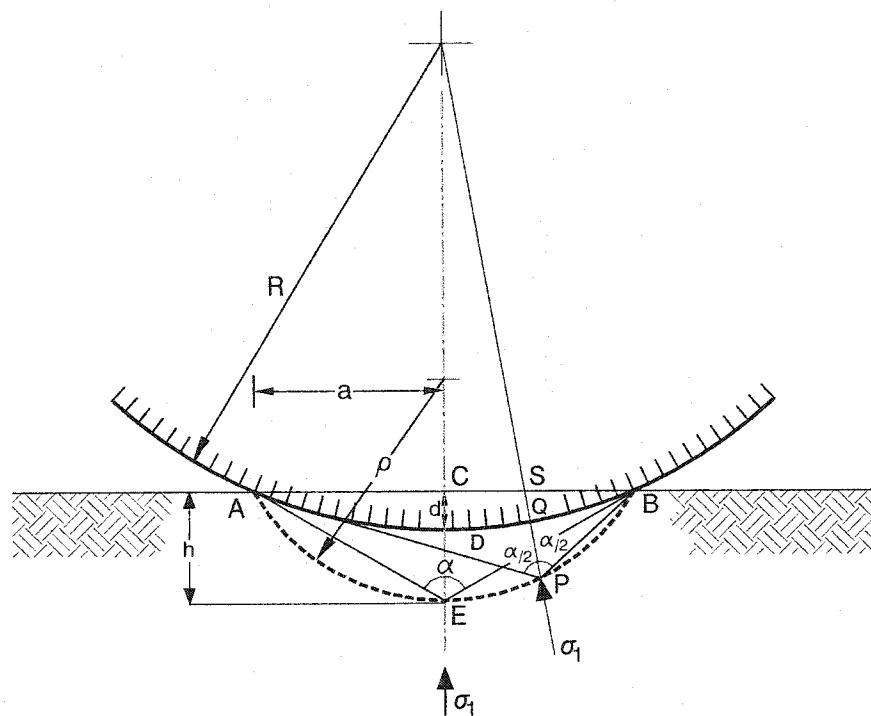
$$\sigma_1 = \frac{F}{2\pi aL}(\alpha + \sin \alpha) \quad (3.8)$$

où  $\alpha$  est l'angle AEB montré à la figure 3.3. En émettant l'hypothèse que l'enfoncement du poinçon est faible et que les composantes élastiques des déformations sont petites, la géométrie de la figure 3.3 permet d'exprimer la déformation des éléments le long d'une trajectoire de contrainte principale PQS avec :

$$\varepsilon = \frac{SQ}{SP} \cong \frac{CD}{CE} \equiv \frac{d}{h} \quad (3.9)$$



**Figure 3.2** Courbe contrainte – déformation idéalisée d'un matériau poreux montrant du durcissement. Tiré de Ferland (1999).



**Figure 3.3** Distribution des contraintes sous le poinçon selon le modèle de Wilse et al. (1975).

Pour des pénétrations faibles, on peut écrire :

$$d \cong \frac{a^2}{2R} \quad (3.10)$$

et

$$h = a \cot\left(\frac{\alpha}{2}\right) \quad (3.11)$$

Si  $\alpha_y$  est la valeur de  $\alpha$  pour laquelle  $\sigma_1 = \sigma_y$ , alors sous cet arc, le matériau demeure en régime élastique ( $\sigma_1 < \sigma_y$ ) et au-dessus de cet arc, le matériau est comprimé de façon maximale jusqu'à une déformation de  $\varepsilon_m$ . Si la déformation élastique est faible comparativement à  $\varepsilon_m$ , il est possible d'écrire :

$$\varepsilon = \frac{d}{h_y} \cong \frac{a}{2R \cot\left(\frac{\alpha}{2}\right)} \quad (3.12)$$

Wilsea et al. (1975) ont ajusté leurs équations pour un poinçon sphérique en considérant que les surfaces de contraintes équivalentes sont très près d'être des caps sphériques passant par la périphérie du cercle de chargement et que les déformations plastiques sont confinées à l'intérieur d'un cap sphérique sous le poinçon. Ainsi, il est possible d'écrire :

$$\varepsilon = \frac{d}{h_y} \cong \frac{a^2}{2Rh_y} \quad (3.13)$$

À la frontière élasto-plastique, la contrainte principale majeure  $\sigma_1$ , égale à  $\sigma_y$ , est donnée par :

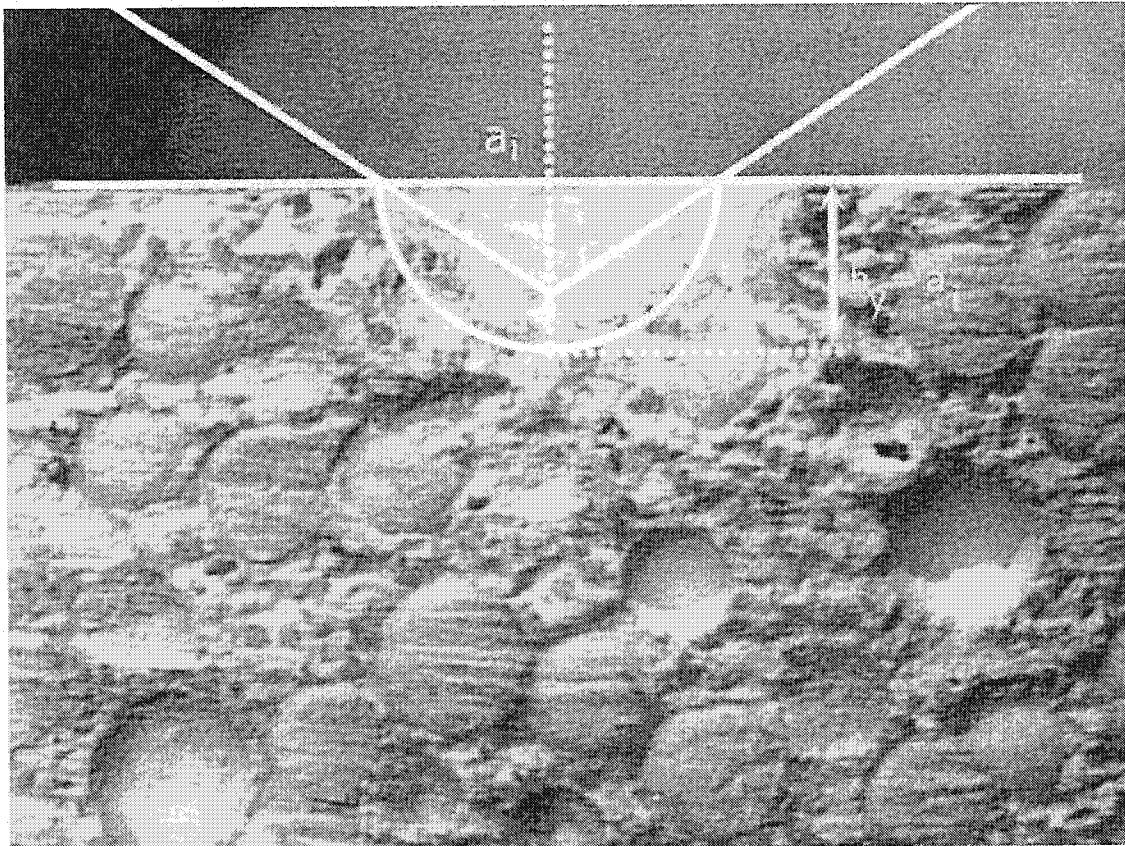
$$\sigma_y = \frac{F}{\pi a^2} \left( 1 - \frac{(h_y/a)^3}{[1 + (h_y/a)^2]^{1.5}} \right) \quad (3.14)$$

Les équations précédentes illustrent que, pour une force F appliquée au poinçon, la valeur de  $\sigma_y$  peut être obtenue en autant que la profondeur de la zone plastique ( $h_y$ ) soit connue.

Afin d'être en mesure d'appliquer le modèle de Wilsea et al. (1975) pour des matériaux poreux, il faut supposer que l'effondrement des pores débute lorsque  $\sigma_1 = \sigma_y = C_0$  (Ladanyi, 1968). Ceci s'avère vrai pour des matériaux très poreux affichant un comportement contrainte – déformation similaire à celui de la figure 3.2. Une deuxième supposition concerne l'ampleur de la zone de compaction sous le poinçon. C'est cette dernière hypothèse qui sera vérifiée par les essais numériques réalisés dans le cadre de ces travaux de recherche.

Ferland (1999) a estimé cette zone de compaction par un cap sphérique d'un rayon égal à celui de l'aire de chargement ou, en d'autres mots,  $h_y = a$ , comme l'illustre la figure 3.4. Cette hypothèse est soutenue, d'une part, par un nombre limité d'observations visuelles des échantillons soumis aux essais de poinçonnement et, d'autre part, par des observations expérimentales et des résultats numériques de différents auteurs ayant travaillé sur un sujet similaire. En remplaçant  $h_y$  par  $a$  dans l'équation 3.14, on obtient :

$$C_0 = \sigma_y = \frac{F}{\pi a^2} \left( 1 - \frac{1}{2^{1.5}} \right) \quad (3.15)$$



**Figure 3.4** Zone de compaction observée par Ferland (1999) et estimée par un cap sphérique dont la profondeur  $h_y$  est égale à  $a$ . Tiré de Ferland (1999).

Si  $n$  cycles de chargement – déchargement sont effectués, la valeur de  $C_0$  peut être obtenue en établissant une moyenne pour tous les cycles avec :

$$C_0 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \frac{F_i}{\pi a_i^2} \left( 1 - \frac{1}{2^{1.5}} \right) \quad (3.16)$$

où  $F_i$  et  $a_i$  sont respectivement la charge maximale appliquée sur le poinçon et le rayon de l'aire de chargement au cycle de chargement  $i$ . La moyenne peut aussi être calculée en négligeant les 3 premiers cycles, tel que suggéré par Rancourt (1996).

Puisque le sujet du poinçonnement des matériaux élasto-plastiques et fragiles sera abordé, on rappelle ici l'équation élaborée par Gill et al. (1980) pour l'enfoncement cyclique d'un poinçon sphériconique :

$$C_0 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \frac{2F_i}{\pi d_{pi}^2} (1 + \cos 2\delta) \left( \tan^2 \alpha \left( 1 + \frac{\tan \delta}{\tan \beta} \right) \left[ 1 + 0.2 \left( \frac{1 + \sin \phi}{1 - \sin \phi} \right) \right] \right) \quad (3.17)$$

où  $d_{pi}$  représente l'enfoncement permanent, corrigé pour un poinçon parfaitement conique,  $\phi$  est l'angle de frottement interne du matériau,  $\delta$  est l'angle de frottement entre le matériau intact et le matériau broyé,  $\alpha$  est le demi-angle au sommet du poinçon sphériconique et  $\beta$  est le demi-angle au sommet de la zone broyée (faux nez) de forme conique. Lors des vérifications expérimentales, les auteurs ont pris  $\delta$  égal à  $\phi$  et  $\beta$  égal à  $45^\circ - \phi/2$  ; quant à l'angle de frottement interne  $\phi$ , une valeur de  $35^\circ$  lui a été attribuée. Lors de l'interprétation de ses essais expérimentaux, Cruz (1989) a aussi fait l'hypothèse d'un angle de frottement de  $35^\circ$ .

## CHAPITRE 4

### LOGICIELS ET MODÈLES UTILISÉS

#### 4.1 *Fonctionnement et possibilités de FLAC*

Le logiciel FLAC (*Fast Lagrangian Analysis of Continua*) est développé par le groupe ITASCA pour résoudre des problèmes de milieux continus tels que l'on peut en rencontrer dans les domaines du génie minier ou du génie civil. FLAC est un programme de différences finies explicites, en 2 dimensions, qui permet de simuler le comportement de structures faites de sol, de roche ou à partir d'autres matériaux pouvant subir un écoulement plastique lorsque la limite d'écoulement est atteinte. Des problèmes avec des lois de comportement non linéaires ou des non linéarités géométriques (grands déplacements, grandes déformations) peuvent être résolus avec une bonne précision et un temps d'exécution relativement court, à l'opposé des programmes d'éléments finis conventionnels. Les matériaux sont représentés par des éléments, ou zones, qui forment un maillage, ajusté par l'utilisateur pour respecter la géométrie de l'objet à modéliser. Chaque élément se comporte selon une loi contrainte - déformation linéaire ou non-linéaire en réponse aux forces appliquées ou aux restrictions imposées aux frontières. Le matériel peut céder et subir de l'écoulement et le maillage peut se déformer (en mode *large strain*) et/ou se déplacer. La formulation explicite des calculs Lagrangiens (qui signifie que les coordonnées des nœuds du modèle sont remis à jour au fil des calculs) et la technique de maillage par discréttisation mixte utilisés dans FLAC assurent qu'un effondrement et un écoulement plastique soit modélisé très précisément.

Avec cette méthode des différences finies, chaque dérivée dans le système d'équations représentant le phénomène à modéliser est remplacée directement par une équation algébrique écrite en terme des variables définissant le phénomène (ex. contraintes, déplacements) en des points discrets de l'espace. Ces variables ne sont pas

définies ailleurs. FLAC utilise une méthode incrémentale explicite pour solutionner les équations algébriques.

Comparativement, pour la méthode des éléments finis, les variables varient à l'intérieur des éléments de façon contrôlée à l'aide de paramètres. La formulation consiste à ajuster ces paramètres de façon à minimiser les erreurs en terme d'énergie (localement ou globalement). Les éléments finis font appel à une méthode implicite pour résoudre les systèmes de matrices, parfois énormes, reliant les forces appliquées au modèle aux déplacements calculés aux nœuds (matrice de rigidité).

FLAC fait appel aux équations dynamiques du mouvement pour solutionner des problèmes dont on recherche la solution statique (équilibre); elles permettent de dériver les vitesses et les déplacements à partir des contraintes et forces appliquées. Puis, les taux de déformation sont déduits des vitesses et les nouvelles contraintes déduites des taux de déformation, selon le modèle constitutif spécifié, pour compléter un cycle « *time step* » dont la durée est variable. Dans le mode *large strain*, les coordonnées des nœuds sont mises à jour pour refléter la nouvelle géométrie.

Il est important de noter que dans la formulation de FLAC, la mise à jour des données est faite en tout point du modèle à partir de valeurs connues qui demeurent constantes. Par exemple, si les vitesses déjà calculées sont utilisées pour recalculer de nouvelles contraintes, alors ces vitesses sont gelées pour l'opération en cours, c'est-à-dire que les nouvelles contraintes calculées n'affectent pas les vitesses. Pour cela, un temps de cycle très petit doit être choisi afin que l'information ne puisse se propager physiquement d'une zone adjacente à l'autre, à l'intérieur d'un seul pas de calcul. Le concept à la base de cette procédure explicite est que l'onde de calcul devance toujours l'onde physique et ainsi, aucune itération n'est nécessaire pour calculer les contraintes à partir des déformations à l'intérieur d'un élément, même si la loi de comportement est fortement non linéaire. Avec une méthode implicite (fréquemment utilisée en éléments

finis), chaque élément communique avec son voisin durant un intervalle de calcul. Plusieurs cycles d'itération sont nécessaires avant d'atteindre l'équilibre du système. L'inconvénient de la formulation explicite est le besoin d'un grand nombre d'intervalles de temps. Toutefois, pour des systèmes non linéaires, elle est très supérieure aux formulations implicites, alors que pour des lois de comportement linéaires et des petits déplacements, la formulation implicite donne une solution en une seule étape, donc beaucoup plus rapidement.

FLAC étant avant tout conçu pour des applications en ingénierie minière et géotechnique, dix modèles constitutifs y sont déjà inclus, permettant de bien simuler la réponse mécanique de différents matériaux géologiques. Les présents travaux de recherche s'attarderont particulièrement à un modèle existant appelé *double-yield*. D'autre part, différents types d'interfaces sont disponibles pour représenter des frontières distinctes entre des portions du maillage. La présence de failles, de joints ou de frontières frictionnelles peut ainsi être simulée par des plans sur lesquels des glissements et/ou des séparations sont permis ou non. Aussi, une option permet de modéliser une géométrie axisymétrique; des coordonnées cylindriques sont alors utilisées. Les conditions aux frontières du modèle peuvent être caractérisées par l'imposition de vitesses ou de contraintes (ou forces). Un état initial de contraintes, incluant les forces gravitationnelles, peut être spécifié. Le logiciel FLAC contient un puissant langage de programmation, FISH, qui permet à l'utilisateur de définir de nouvelles variables et fonctions, y compris d'autres modèles constitutifs que les 10 déjà programmés. Enfin, FLAC permet de générer directement des graphiques impliquant pratiquement toutes les variables du modèle.

#### 4.2 Modèle constitutif Double-yield

Le modèle *double-yield* a été implémenté dans FLAC afin de permettre la simulation du comportement des matériaux pouvant subir une compaction irréversible significative en plus d'un écoulement en cisaillement. Le remblai hydraulique ou les matériaux granulaires faiblement cimentés en sont des exemples. Le modèle *double-yield* est une extension du modèle ramollissement-durcissement (*strain softening-hardening*), lui-même basé sur le modèle Mohr-Coulomb, mais permettant une dégradation ou une amélioration de la résistance en cisaillement, lorsque les charges dépassent la limite de rupture initiale.

Des changements de volume permanents, causés par l'application de pressions isotropes, sont pris en compte par ce modèle en incluant, en plus des enveloppes de rupture par cisaillement et en tension du modèle ramollissement-durcissement, une surface d'écoulement plastique volumétrique, appelée cap de pression. Ce cap, défini par une pression limite  $p_c$ , est indépendant des contraintes de cisaillement ; il consiste en une ligne verticale dans un espace de contraintes  $p - q$  ou  $\sqrt{J_{2D}} - J_1$ , tel qu'illustré par la figure 2.4. Le comportement en durcissement du cap de pression est activé par la déformation volumétrique plastique. De plus, les modules de cisaillement ( $G$ ) et de compressibilité ( $K$ ) sont continuellement ajustés selon la valeur de ces déformations volumétriques plastiques, en fonction d'une loi spéciale définie par un facteur  $R$ , qui demeure constant et qui représente le rapport du module de compressibilité élastique sur le module de compressibilité plastique. Seulement 2 paramètres additionnels et une table sont requis en plus de ceux associés au modèle ramollissement-durcissement :

- la valeur initiale de  $p_c$  (équivalent au  $X_0$  de la section 2.2.2), qui correspond à la pression moyenne maximale que le matériel a subi par le passé.
- la valeur du facteur  $R$ , qui contrôle la pente de la courbe contrainte - déformation lors du déchargement volumétrique.

- la table représentant la loi de durcissement, qui met en relation les pressions limites  $p_c$  avec les déformations volumétriques plastiques  $e_{pv}$  correspondantes (équivalente à l'équation 2.10).

Les paramètres qui sont associés au modèle ramollissement-durcissement sont la cohésion  $c$ , l'angle de frottement interne  $\phi$ , l'angle de dilatance  $\psi$  et la résistance en tension  $\sigma_t$ . Tous ces paramètres peuvent être constants ou exprimés, à l'aide de tables, en fonction de la portion plastique de la déformation totale. Pour  $c$ ,  $\phi$  et  $\psi$ , le comportement du matériau est décrit selon le paramètre de cisaillement  $e_{ps}$  tandis que la variation de  $\sigma_t$  dépend de  $e_{pt}$ .

Lors de l'exécution du modèle *double-yield* dans FLAC, de nouvelles contraintes, pour chacun des pas, sont calculées en utilisant les valeurs courantes des propriétés du modèle. Ce processus implique d'abord une tentative élastique, où sont ajoutés aux anciennes composantes du tenseur de contraintes des incrémentés calculés en appliquant la loi de Hooke à partir du taux de déformation totale. Les composantes et les orientations des contraintes principales sont alors calculées. Si ce nouvel état de contraintes viole les critères d'écoulement en cisaillement, en tension ou en volume, des corrections plastiques sont appliquées pour donner un nouvel état de contraintes.

Les taux de déformations plastiques sont ensuite évalués selon le mode de rupture atteint. Le durcissement pour une zone donnée est alors calculé, les paramètres de durcissement sont renouvelés et de nouvelles propriétés mécaniques ( $c$ ,  $\phi$ ,  $\psi$ ,  $\sigma_t$  et  $p_c$ ) sont déterminées par interpolation linéaire dans les tables prédéfinies. De nouvelles constantes élastiques sont aussi évaluées à partir de la table de la pression limite  $p_c$ . Toutes ces nouvelles propriétés sont conservées en mémoire pour être utilisées au prochain pas de calcul.

#### **4.3 Caractéristiques du modèle numérique utilisé**

Les présents travaux de recherche ont comme objectif principal la détermination, par des analyses numériques avec FLAC, de la forme et de l'ampleur de la zone de déformations plastiques, qui se forme dans un matériau poreux soumis à un essai de poinçonnement. Cette détermination permettrait de valider ou, le cas échéant, de modifier l'interprétation de tels essais, proposée par Ferland (1999), pour obtenir les modules de Young et la résistance en compression uniaxiale de ces matériaux. Aussi, des roches dures et fragiles pourraient être modélisées, pour acquérir des connaissances supplémentaires sur les mécanismes de déformations, provoqués par un essai de poinçonnement. Le modèle numérique doit donc reproduire le plus fidèlement possible la géométrie, les conditions aux frontières, les propriétés des matériaux impliqués et le mouvement du poinçon sphériconique, tels qu'on les rencontre lors d'un essai expérimental.

En transposant toutes ces variables ou conditions par des commandes contenues à l'intérieur du logiciel FLAC et des paramètres précis, diverses possibilités se présentent et plusieurs complications doivent être surmontées. Cette section traite des étapes franchies pour obtenir le modèle numérique final, tel qu'utilisé pour représenter l'essai de poinçonnement et étudier la zone de compaction sous le poinçon. À l'annexe 1, on retrouve l'un des fichiers de commandes utilisé lors des présents travaux de recherche, assorti de commentaires explicatifs.

##### **4.3.1 Maillage**

Un maillage trop grossier dans les régions fortement sollicitées, notamment sous le poinçon, peut engendrer quelques problèmes de stabilité numérique. Même avec des maillages fins dans les zones de grandes déformations, le roulement du modèle peut être interrompu avant la solution finale par des géométries inacceptables. Toutefois,

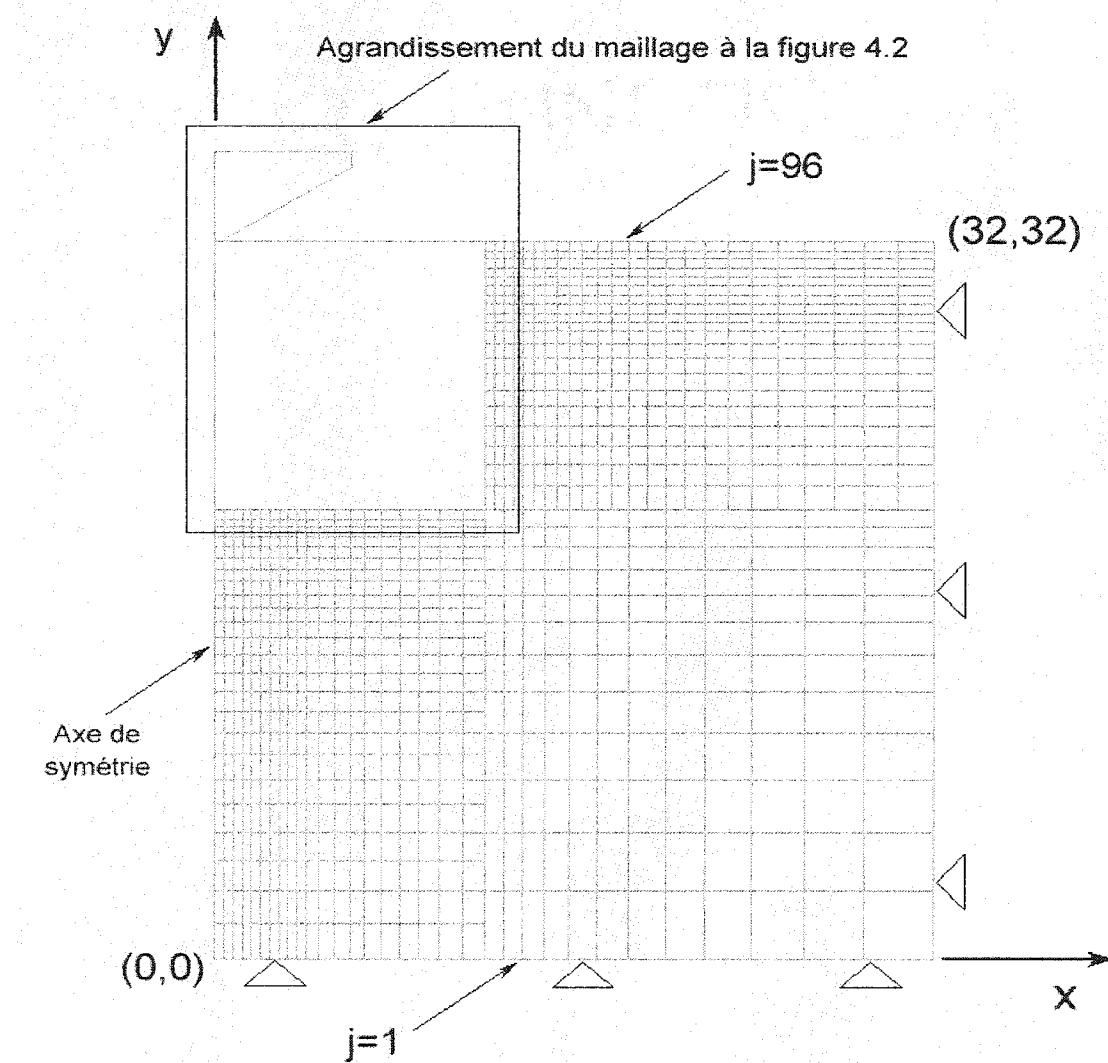
généralement, les modèles roulés avec des maillages serrés aux régions sous sollicitations importantes réagissent mieux à des déformations importantes. D'un autre côté, un phénomène de cisaillement localisé (*shear localization*) se produit fréquemment lorsque le maillage utilisé est très fin. Ces bandes de déformations élevées suivent alors une colonne de zones sur la largeur de ces zones. Ce phénomène ne devrait pas se produire dans un cas de poinçonnement d'un matériau poreux. Un autre inconvénient à un maillage très fin est le temps de calcul qui est accru, souvent considérablement. Alors, il faut faire un compromis en adoptant un maillage adéquat qui permet une précision suffisante, qui minimise le phénomène de cisaillement localisé et demande un temps raisonnable de calculs.

Plusieurs différents maillages ont été testés. Malgré qu'aucun de ces maillages n'ait réussi à éliminer complètement le phénomène de cisaillement localisé, ils donnent tous cependant des résultats similaires et acceptables, en ce qui a trait à la pénétration du poinçon par rapport aux forces appliquées. Le maillage utilisé dans les simulations est illustré aux figures 4.1 et 4.2; il permet une bonne précision sans présenter un nombre exagéré de zones. Les coordonnées indiquées sont en mm. Une configuration axisymétrique a été adoptée. L'angle formé par le plan horizontal et la partie conique du poinçon ( $\beta$ ) est de  $30^\circ$ ; le rayon de courbure de la pointe sphérique est de 1.2mm.

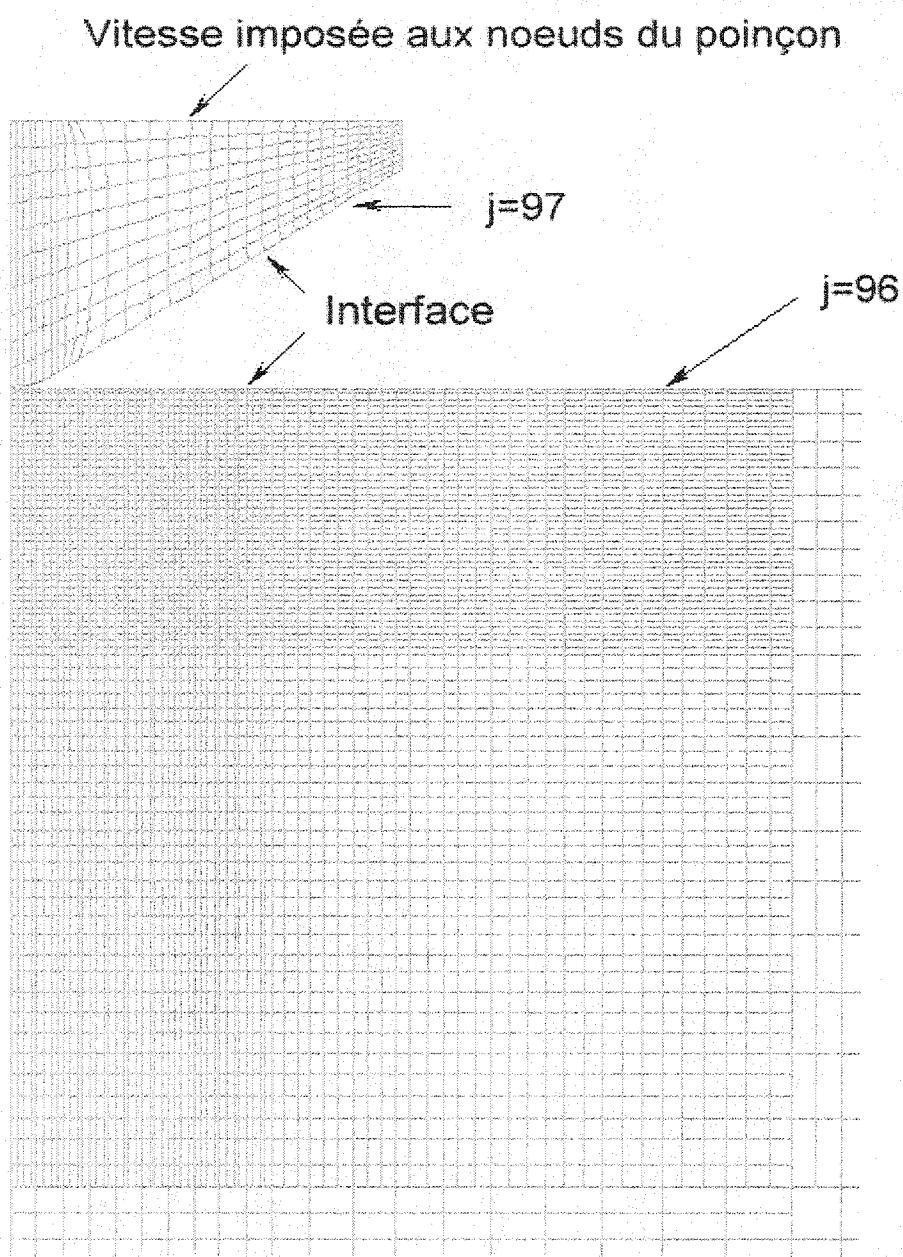
#### 4.3.2 Discussion sur les modèles d'interface

La réponse d'un système structure-fondation soumis à des chargements dynamiques ou statiques peut être fortement influencée par les caractéristiques des interfaces ou des jonctions entre la structure et le sol de fondation. La même problématique peut se rencontrer dans un massif rocheux montrant un réseau de fracturation (dioclases, failles, etc.) et soumis à des sollicitations mécaniques, telles que des excavations ou des dynamitages. Des mouvements relatifs, comme du glissement ou une séparation, peuvent se produire aux interfaces d'où l'importance, pour des analyses

réalistes de ce type de problèmes, de tenir compte de ces mouvements possibles. Essentiellement, il existe 4 modes de déformations qu'une interface peut subir (voir la figure 4.3) : sans glissement (*no-slip*), avec glissement (*slip*), séparation (*debonding*) et re-contact (*rebonding*) (Desai et al., 1984; Zaman et al., 1984; Häggblad et Nordgren, 1987; Desai et Nagaraj, 1988).



**Figure 4.1** Modèle numérique utilisé illustrant le maillage et les conditions aux frontières.

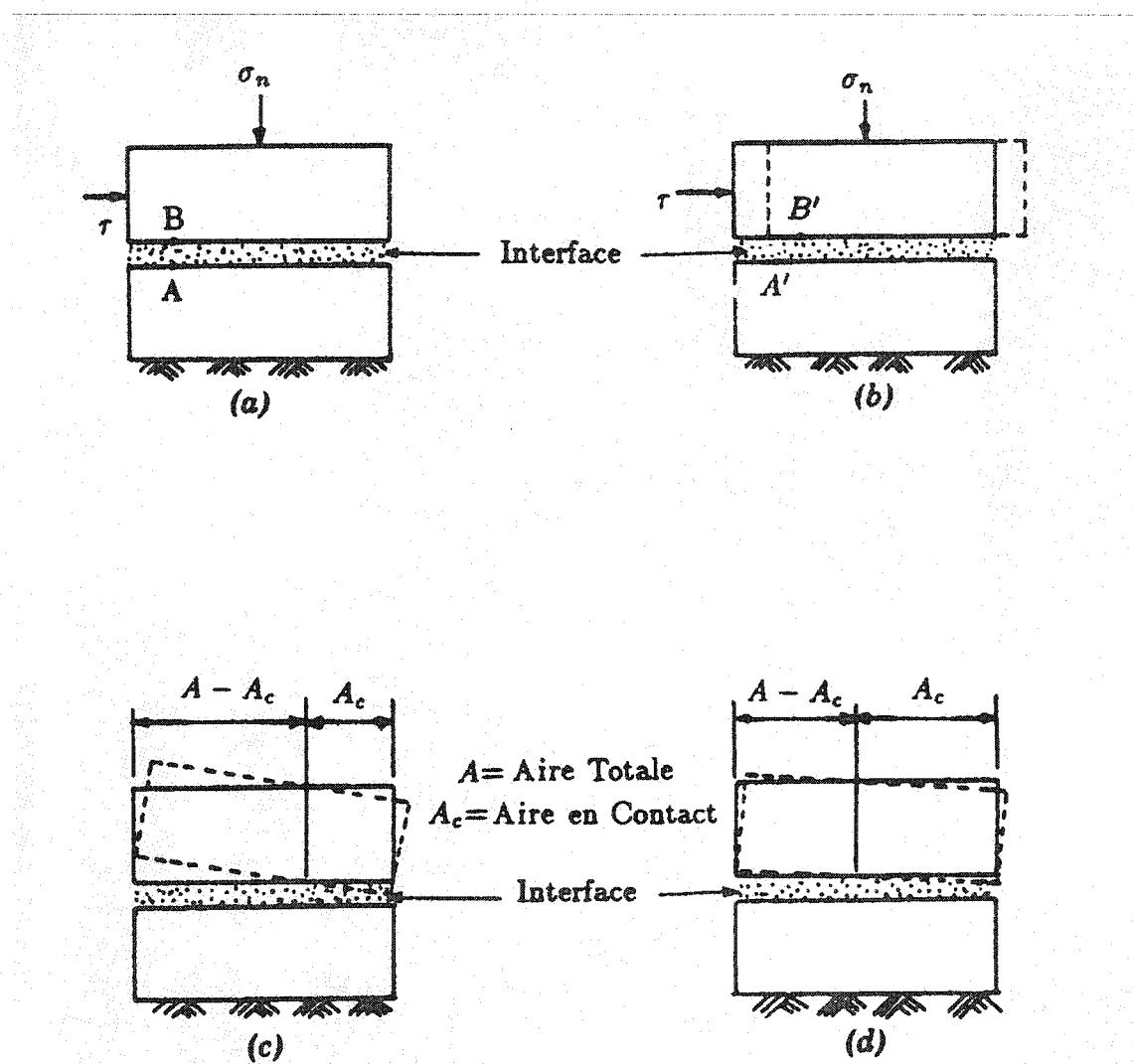


**Figure 4.2** Agrandissement du maillage sous le poinçon.

Pour simuler le comportement des interfaces, une approche abordée est la formulation d'un élément interface; de tels éléments peuvent être traités directement par un code numérique, en adoptant une loi constitutive appropriée. Le comportement de l'interface peut alors être significativement différent des comportements des matériaux géologiques et structuraux environnants. Dans la littérature, plusieurs auteurs ont traité ce type de problèmes et ont proposé des éléments interface. Les plus fréquents sont des éléments en couches minces (*thin-layer*) (Desai et al., 1984; Zaman et al., 1984; Desai et al., 1985; Desai et al., 1986; Hägglad et Nordgren, 1987; Desai et Nagaraj, 1988; Wakai et al., 1999) ou des zones d'épaisseur nulle (*zero-thickness*) (Chang et Sun, 1991; Van Langen et Vermeer, 1991; Chua et al., 1994); toutefois, presque tous les modèles proposés incluent des rigidités normales et tangentielles et un critère régissant le déclenchement du glissement.

Pour ce qui est de la rigidité normale, de nombreux modèles existants lui attribuent une valeur arbitraire très élevée afin d'éviter l'interpénétration d'éléments solides voisins, dans les cas où les contraintes normales à l'interface sont compressives; lorsque ces contraintes deviennent nulles ou agissent en tension, la rigidité est alors réduite considérablement, sans aucune variation graduelle (Desai et al., 1986; Chua et al., 1994). Un comportement normal défini ainsi empiriquement, selon l'état du contact à l'interface, n'est pas des plus réalistes, puisqu'il ne tient pas compte de facteurs tels que l'état des contraintes, l'amplitude des déplacements ou des contraintes cycliques, etc. C'est pour cette raison que certains modèles expriment la rigidité normale d'une interface, à l'aide de différentes constantes dérivées de données expérimentales et des valeurs des contraintes et des déformations, selon le type de chargement rencontré, chargement vierge, déchargement, rechargement, tension, etc. (Desai et Nagaraj, 1988). D'autres modèles expriment cette même rigidité normale par une combinaison des comportements normaux d'un élément en couche mince et des matériaux géologiques et structuraux. Pour ce dernier cas, des solutions numériques comparées à des observations expérimentales ont montré que des résultats satisfaisants étaient obtenus en attribuant les

mêmes propriétés ( $E$  et  $v$ ) que celles du matériel géologique pour caractériser le comportement normal de l'interface (Desai et al., 1984; Zaman et al., 1984; Desai et al., 1986, Hägglad et Nordgren, 1987; Wakai et al., 1999).



**Figure 4.3** Les 4 modes de déformations possibles à une interface.  
 a) sans glissement b) avec glissement  
 c) séparation d) re-contact  
 D'après Desai et Nagaraj (1988)

D'autre part, pour définir le comportement en cisaillement des interfaces, des modèles élastiques non-linéaires sont souvent utilisés; la rigidité en cisaillement peut être obtenue en utilisant les résultats d'essais de cisaillement direct effectués sur les interfaces. Dans un problème d'interaction sol-structure, la valeur de cette rigidité peut être influencée par plusieurs facteurs, notamment l'épaisseur et la rugosité de l'interface, l'ampleur de la contrainte normale ou des déplacements relatifs, etc. Une expression mathématique, linéaire ou non, peut alors être formulée (Zaman et al., 1984; Häggblad et Nordgren, 1987; Chua et al., 1994), si les différents coefficients peuvent être évalués, par des essais en laboratoire par exemple, pour estimer un module de cisaillement  $G$  à l'interface, en mode sans ou avec glissement. On note ici qu'en mode avec glissement et en mode séparation, ce module doit respectivement être défini par une valeur faible et tendre vers une valeur nulle. D'autres modèles d'interface émettent l'hypothèse, sans aucune base logique, d'une valeur arbitraire peu élevée pour la rigidité en cisaillement en mode avec glissement.

Enfin, pour déterminer si une interface entre en mode avec glissement, lorsque soumise à des contraintes compressives en mode sans glissement, une fonction peut être exprimée; celle-ci se retrouve le plus souvent sous la forme simple du critère de résistance au cisaillement de Mohr-Coulomb, nécessitant une cohésion et un angle de frottement et tenant compte des contraintes normales agissant à l'interface (Desai et al., 1984; Zaman et al., 1984; Desai et al., 1986; Häggblad et Nordgren, 1987; Van Langen et Vermeer, 1991; Wakai et al., 1999). Des cohésions nulles sont presque toujours utilisées par ces auteurs alors que les angles de frottement à l'interface se retrouvent dans un intervalle allant de  $25^\circ$  à  $38^\circ$ .

Une excellente revue des différents modèles d'interfaces ainsi que leurs lois constitutives respectives a été récemment publiée, de même que des applications numériques de problèmes d'ingénierie géomécanique (Drumm et al., 2000).

Afin de représenter des plans sur lesquels du glissement ou une séparation peut se produire, par exemple un réseau de discontinuités dans un massif rocheux ou un système structure-fondation, FLAC fournit un modèle d'interface, caractérisé par un critère de Coulomb pour régir le glissement et la séparation par tension. Des propriétés de frottement, cohésion, dilatance, rigidité normale et en cisaillement et résistance en tension sont donc attribuées aux interfaces. Trois options particulières sont disponibles pour spécifier les conditions à l'interface, pouvant alors requérir des ajustements des forces de contact. Les interfaces collées (*glued*) ne permettent aucun glissement ou ouverture à l'interface mais des déplacements élastiques peuvent se produire, selon les rigidités données. Les interfaces de type Coulomb fixent une limite, donnée par le critère simple de Coulomb, à l'aide d'un angle de frottement et d'une cohésion, aux forces de cisaillement pouvant se produire au contact. Lorsque cette limite est atteinte, il y a déclenchement du glissement inélastique. Une dernière option (*tension bond*) permet de fournir une résistance en tension ce qui, au moment de la rupture, réinitialise à des valeurs nulles les forces normales et en cisaillement à l'interface.

Les propriétés mécaniques devant être attribuées à l'interface, particulièrement les rigidités, dépendent de l'utilisation faite de l'interface. Dans le cas du poinçonnemement d'un matériau géologique par un poinçon sphériconique fait d'acier, il s'agit d'une interface réelle, pouvant montrer des comportements en glissement et en séparation. Ainsi, l'angle de frottement (et possiblement aussi la cohésion et la résistance en tension) est important, alors que la rigidité élastique l'est beaucoup moins. Une approche est proposée par FLAC pour déterminer les valeurs des rigidités normales  $k_n$  et en cisaillement  $k_s$ ; on leur attribue des valeurs égales à 10 fois la rigidité équivalente de la

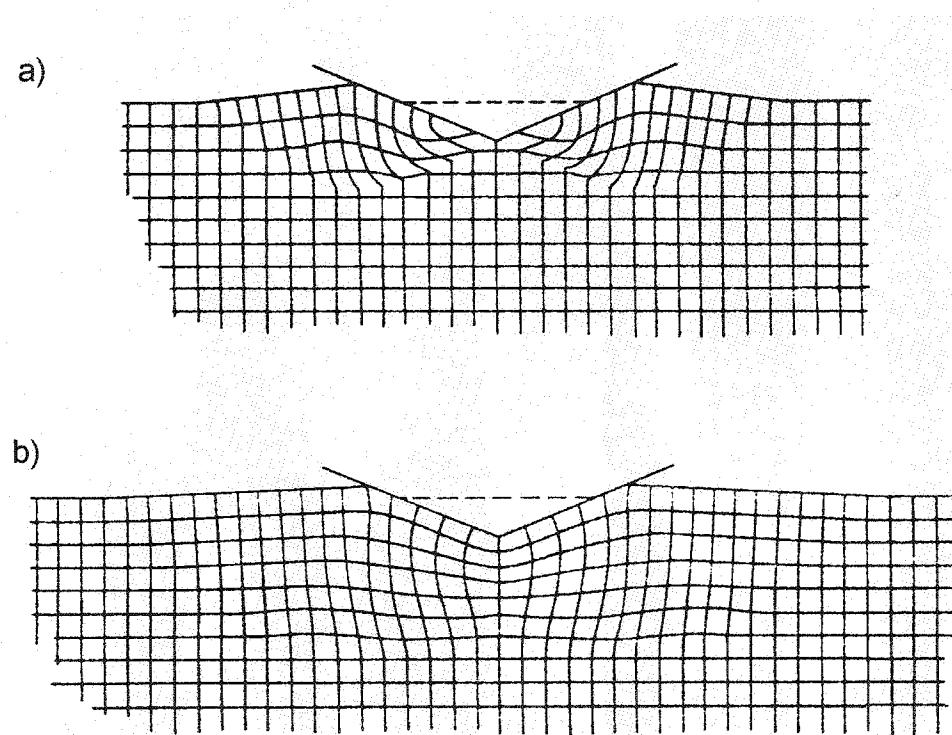
zone adjacente la plus rigide, exprimée par  $\max \left[ \frac{(K + 4G/3)}{\Delta z_{\min}} \right]$ , où  $z_{\min}$  est la largeur

minimale des zones situées de part et d'autre de l'interface, donc pour chacun des matériaux impliqués. Van Langen et Vermeer (1991) proposent d'autres relations simples pour choisir les rigidités à l'interface; la rigidité en cisaillement  $k_s$  est donnée

par  $50 \times (G/\Delta z_{moy})$  alors que la rigidité normale  $k_n$  s'obtient avec  $50 \times (G/(1-2\nu)\Delta z_{moy})$ . Toutefois, dans ces dernières équations, les propriétés  $G$  et  $\nu$  sont celles du matériel géologique. Quelques analyses numériques, simples et détaillées, ont été faites à l'aide du logiciel FLAC, dans le but de trouver des relations valides et faciles à utiliser, qui permettent une modélisation adéquate, efficace et numériquement stable de l'interface poinçon-roche telle qu'on la rencontre dans un essai de poinçonnement. Ces analyses visaient notamment à trouver des valeurs qui empêchaient l'interpénétration des zones de part et d'autre de l'interface. Il se trouve que les valeurs des rigidités normales et en cisaillement peuvent être choisies comme équivalentes et égales à  $50 \times (G/\Delta z_{moy})$  ou une valeur un peu moins élevée.

Pour ce qui est des autres propriétés de l'interface, des valeurs réelles doivent leur être assignées. Une revue de la littérature concernant le sujet du poinçonnement des roches permet de construire des intervalles de valeurs pour les différentes propriétés mécaniques, en particulier l'angle de frottement, utilisées pour définir le comportement au contact du poinçon et du matériau poinçonné. Ces articles traitent de modèles mathématiques ou de modèles numériques, qui incluent ou questionnent l'effet du contact entre le poinçon et la roche. Ainsi, plusieurs auteurs négligent l'influence du frottement et attribuent une valeur nulle au coefficient de frottement des éléments interface, utilisés pour modéliser le contact (Bhattacharya et Nix, 1988; Rossmanith et al., 1996; Korinets et al., 1996; Kou et al., 1998). D'autres, au contraire, supposent qu'il n'y a aucun mouvement relatif au contact entre la roche et le poinçon, comme le modèle d'interfaces collées de FLAC (Wang et al., 1976; Fleck et al., 1992). Enfin, de nombreux auteurs adoptent un modèle intermédiaire en assignant un angle de frottement à l'interface, dont les valeurs varient entre  $6^\circ$  et  $28^\circ$  (Reichmuth, 1963; Pariseau et Fairhurst, 1967; Johnson, 1970; Lundberg, 1974; Korinets et al., 1996; Chen et Alehossein, 1996; Huang et al., 1997). On se doit d'ajouter qu'une partie de la littérature traitant de ce sujet indique que, malgré que le mode de déformation soit profondément affecté par le frottement à la paroi du poinçon (Johnson, 1970) (voir la figure 4.4),

certaines réponses, par exemple les courbes force – pénétration, ne montrent que très peu de sensibilité à ce même coefficient de frottement (Follansbee et Sinclair, 1984; Bhattacharya et al., 1988; Chang et Sun, 1991; Chen et Alehossein, 1996). D'ailleurs, quelques analyses numériques préliminaires effectuées avec le logiciel FLAC confirment ces affirmations. Aucune mention n'est faite à propos des cohésions à l'interface; l'hypothèse réaliste d'une cohésion nulle est donc faite.



**Figure 4.4** Influence du frottement à la paroi du poinçon sur le mode de déformation d'un matériau rigide parfaitement plastique; distorsions calculées en tenant compte  
a) d'aucun frottement b) d'un coefficient de frottement de 0.15. D'après Johnson (1970)

Ainsi, dans notre modèle numérique représentant l'essai de poinçonnement, une interface de type Coulomb est utilisée. Les rigidités élastiques  $k_n$  et  $k_s$  sont données par la formule précédemment mentionnée, en fonction des propriétés mécaniques du matériau soumis à l'essai. Un angle de frottement à l'interface de  $20^\circ$  et une cohésion nulle sont utilisés pour régir la résistance au glissement. Cet angle de frottement se situe entre les bornes inférieures et supérieures, que l'on peut trouver dans la littérature.

#### 4.3.3 Conditions aux frontières

Lorsque le poinçon est considéré très rigide par rapport au matériel poinçonné (20 fois plus rigide), le guide d'utilisation du logiciel FLAC suggère d'utiliser l'imposition de vitesses aux nœuds du poinçon pour simuler l'enfoncement du poinçon. Il faut alors enregistrer à l'aide de routines FISH les forces de réaction verticales, à la base du modèle ( $j=1$ ) ou juste sous le poinçon ( $j=97$ ) (voir la figure 4.1) pour connaître la valeur du chargement. Le choix d'appliquer une vitesse au lieu d'une contrainte est justifié aussi par une plus grande rapidité de convergence numérique, une facilité d'utilisation accrue et l'absence d'un état de contraintes et de déformations à l'intérieur du poinçon. D'ailleurs, quelques analyses préliminaires ont indiqué que, lorsque les paramètres de l'interface sont justes et fixés, l'enfoncement du poinçon par vitesses imposées ou application de contraintes compressives donnent des résultats semblables.

Pour des applications de vitesses, de forces ou de contraintes, une sollicitation mécanique graduelle est préférable pour éviter certaines anomalies au début des étapes de chargement ou de déchargement, dues à l'effet d'inertie. Les routines FISH s'avèrent efficaces pour éviter des sollicitations mécaniques trop brusques et obtenir alors des réponses numériques plus justes. Dans nos simulations, ce sont donc des routines FISH qui gèrent les phases de chargement et de déchargement. Ainsi, au début respectif de ces deux phases, les vitesses imposées aux nœuds du poinçon sont graduellement amenées à la valeur désirée. L'échantillon cylindrique est fixé à sa base, pour des déplacements

verticaux, et à sa périphérie, pour des déplacements radiaux. Des déplacements horizontaux sont aussi empêchés automatiquement par la configuration axisymétrique, à la limite gauche du modèle, soit l'axe de symétrie du modèle. La figure 4.1 illustre les conditions aux frontières imposées.

#### 4.3.4 Propriétés mécaniques des matériaux simulés

Pour modéliser le poinçon sphériconique, les propriétés mécaniques attribuées correspondent à celles de l'acier, soit un module de Young de 200 GPa et un coefficient de Poisson de 0.3 (Korinets et al. 1996). Ces valeurs donnent un module de compressibilité K de 167 GPa et un module de cisaillement G de 77 GPa. Le poinçon est considéré comme isotrope, homogène et élastique.

Les propriétés mécaniques attribuées aux matériaux poreux soumis à l'essai de poinçonnement ont été déterminées à partir de modèles constitutifs s'appliquant à différentes roches poreuses et provenant de la littérature. Ces roches poreuses, dont les propriétés mécaniques ont pu être soutirées de sources différentes, sont les calcaires Cordoba Cream et Salem, la craie d'Ekofisk et les échantillons artificiels de Ferland (1999), à une porosité de 60%. De plus, pour les matériaux élasto-plastiques, la roche fictive simulée par Huang et al. (1997) a été reprise, ainsi que le silicium, tel que décrit par Bhattacharya et Nix (1988). Les échantillons testés sont considérés, dans les simulations numériques, comme isotropes et homogènes et leur comportement sera régi par le modèle *double-yield*, disponible dans FLAC. Il faut toutefois noter que les surfaces de rupture de ce modèle et celles des modèles constitutifs provenant de la littérature ne sont que rarement parfaitement compatibles. Souvent donc, le critère de cisaillement et le cap de pression du modèle *double-yield* ont été estimés en posant certaines hypothèses simplificatrices. Les tableaux 4.1 à 4.6 qui suivent affichent les valeurs des différentes propriétés mécaniques utilisées lors des simulations numériques, pour chacun des 6 matériaux testés.

**Tableau 4.1 Calcaire Cordoba Cream (n=25%)**

Masse volumique	2600 kg/m <sup>3</sup>
Angle de frottement interne $\phi$	27.5°
Angle de dilatance $\psi$	0°
Cohésion c	5.3 MPa
Tension T <sub>0</sub>	1.747 MPa
Pression au cap p <sub>c</sub>	52.9 MPa
Module de compressibilité K	2.03 GPa
Module de cisaillement G	1.22 GPa
(Module de Young E) *	3.04 GPa
(Coefficient de Poisson v) *	0.25
(Résistance en compression uniaxiale C <sub>0</sub> correspondante)	17.47 MPa

\* Valeurs utilisées pour déterminer K et G

**Tableau 4.2 Calcaire de Salem (n=15%)**

Masse volumique	2660 kg/m <sup>3</sup>
Angle de frottement interne $\phi$	21.3°
Angle de dilatance $\psi$	0°
Cohésion c	23.24 MPa
Tension T <sub>0</sub>	6.8 MPa
Pression au cap p <sub>c</sub>	120 MPa
Module de compressibilité K	22.32 GPa
Module de cisaillement G	15.37 GPa
(Module de Young E) *	37.5 GPa
(Coefficient de Poisson v) *	0.22
(Résistance en compression uniaxiale C <sub>0</sub> correspondante)	68 MPa

\* Valeurs utilisées pour déterminer K et G

**Tableau 4.3 Craie d'Ekofisk (n=39%)**

Masse volumique	2600 kg/m <sup>3</sup>
Angle de frottement interne $\phi$	12.5°
Angle de dilatance $\psi$	0°
Cohésion c	4.15 MPa
Tension $T_0$	1.0 MPa
Pression au cap $p_c$	22.5 MPa
Module de compressibilité K	1.203 GPa
Module de cisaillement G	0.555 GPa
(Module de Young E) *	1.443 GPa
(Coefficient de Poisson v) *	0.30
(Résistance en compression uniaxiale $C_0$ correspondante)	10.3 MPa

\* Valeurs utilisées pour déterminer K et G

**Tableau 4.4 Échantillons artificiels de Ferland (1999) (n=60%)**

Masse volumique	2000 kg/m <sup>3</sup>
Angle de frottement interne $\phi$	25°
Angle de dilatance $\psi$	0°
Cohésion c	0.764 MPa
Tension $T_0$	0.08 MPa
Pression au cap $p_c$	0.8 MPa
Module de compressibilité K	1.786 GPa
Module de cisaillement G	1.630 GPa
(Module de Young E) *	3.75 GPa
(Coefficient de Poisson v) *	0.15
(Résistance en compression uniaxiale $C_0$ correspondante)	2.4 MPa

\* Valeurs utilisées pour déterminer K et G

**Tableau 4.5 Roches dures selon Huang (1997)**

Masse volumique	2600 kg/m <sup>3</sup>
Angle de frottement interne $\phi$	20°
Angle de dilatance $\psi$	0°
Cohésion c	8.75, 17.5, 35 et 70 MPa
Tension $T_0$	10 MPa
Pression au cap $p_c$	N.A.
Module de compressibilité K	5.97 GPa
Module de cisaillement G	3.58 GPa
(Module de Young E) *	8.95 GPa
(Coefficient de Poisson v) *	0.25
(Résistance en compression uniaxiale $C_0$ correspondante)	25, 50, 100 et 200 MPa

\* Valeurs utilisées pour déterminer K et G

**Tableau 4.6 Silicium selon Bhattacharya et Nix (1988)**

Masse volumique	2600 kg/m <sup>3</sup>
Angle de frottement interne $\phi$	0°
Angle de dilatance $\psi$	0°
Cohésion c	1102 et 2205 MPa
Tension $T_0$	441 MPa
Pression au cap $p_c$	nil
Module de compressibilité K	95.3 GPa
Module de cisaillement G	49.7 GPa
(Module de Young E) *	127 GPa
(Coefficient de Poisson v) *	0.278
(Résistance en compression uniaxiale $C_0$ correspondante)	2205 et 4410 MPa

\* Valeurs utilisées pour déterminer K et G

#### 4.4 Bref aperçu du fonctionnement et des possibilités de PFC<sub>2D</sub>

Le logiciel PFC<sub>2D</sub> (*Particle Flow Code*) est l'un des plus récents développements du groupe ITASCA. Ce code numérique permet de simuler, en deux dimensions, un matériau granulaire, cimenté ou non, par une disposition aléatoire de billes incompressibles dont les résistances des contacts entre elles peuvent être spécifiées. Une roche ayant une structure ouverte peut donc être aisément représentée et différentes porosités peuvent être atteintes. Il est cependant plutôt ardu de spécifier directement des valeurs précises à la résistance en compression uniaxiale  $C_0$  ou au module de Young de la roche poreuse modélisée avec PFC<sub>2D</sub>. Par contre, l'observation des zones de compaction formées par l'enfoncement d'un poinçon conique dans un matériau d'une porosité donnée devient assez simple; les résistances spécifiées aux contacts peuvent alors être variées de très faibles à très fortes, pour représenter différents niveaux de résistance à la compression.

## CHAPITRE 5

### RÉSULTATS DES SIMULATIONS NUMÉRIQUES

Dans ce chapitre, la méthodologie d'interprétation présentée au chapitre 3 est appliquée aux résultats d'essais de poinçonnement simulés à l'aide du logiciel FLAC. Normalement, six cycles de chargement et de déchargement ont été imposés afin de séparer les enfoncements élastiques et permanents; les niveaux de charge sont choisis de façon à obtenir un enfoncement total d'environ 3mm. Certaines simulations présentent moins de six cycles, la raison étant alors une pénétration suffisante du poinçon; quelques autres affichent un enfoncement total inférieur à 3mm. Les différentes propriétés des matériaux utilisées visent à couvrir un intervalle de comportement mécanique, couvrant particulièrement celui des matériaux ductiles et très poreux mais aussi ceux des roches dures et fragiles et des matériaux élastiques parfaitement plastiques.

#### 5.1. *Matériaux « purement » poreux*

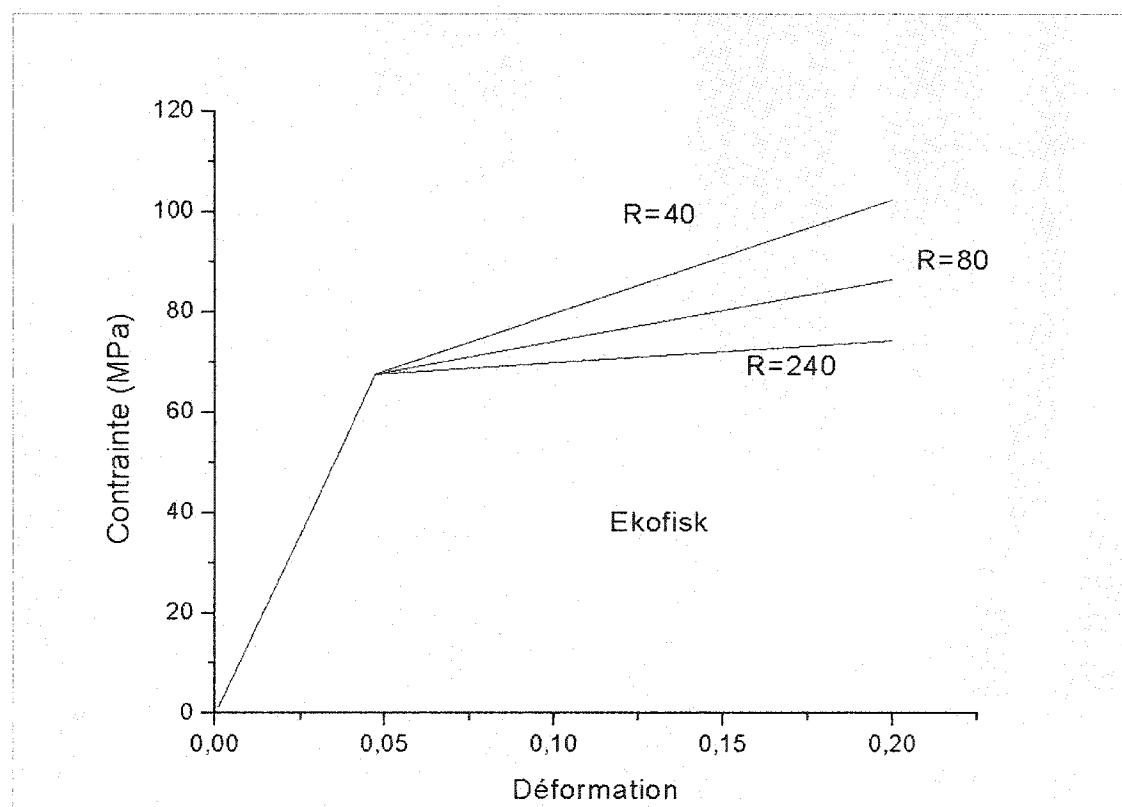
Comme on l'a spécifié précédemment, le modèle constitutif double-yield est choisi pour représenter le comportement mécanique des matériaux poreux, pouvant montrer une compaction irréversible suite à un chargement hydrostatique. Dans ces simulations numériques, le critère de rupture par cisaillement (Mohr-Coulomb) a été ignoré, en attribuant une valeur très élevée à la cohésion. Ainsi, la rupture du matériau dit « purement » poreux soumis à l'essai de poinçonnement en est une sur le cap plan du modèle double-yield, indépendant des contraintes déviatoriques. Ce cap, comme on l'a vu, peut se déplacer latéralement selon l'ampleur des déformations volumétriques, à cause du durcissement dû à l'effondrement des pores. Si on considère un matériau de porosité très élevée ayant donc un durcissement qui n'apparaît qu'après une compaction plastique très importante, soit plutôt tard lors du processus d'enfoncement d'un poinçon sphéronique, on peut estimer la table de valeurs  $p_c - e_{vp}$  par deux couples de

cordonnées seulement, dessinant un plateau de faible pente. On a ainsi un comportement similaire à celui évoqué par Wilsea et al. (1975), excluant la phase de durcissement. D'ailleurs, les essais de compression uniaxiale effectués sur les échantillons artificiels très poreux de Ferland (1999) ne montrent pas ce phénomène de durcissement. Différentes roches poreuses ont été simulées; leurs propriétés mécaniques proviennent généralement de la littérature mais certaines modifications ou estimations ont été faites pour assurer la compatibilité avec le modèle double-yield. Par exemple, les valeurs de résistance en tension sont souvent estimées et les caps sont ajustés. On fait remarquer que la porosité des matériaux n'est pas directement entrée dans FLAC; elle est plutôt incluse par le biais des autres propriétés mécaniques.

### 5.1.1 Détermination du module de Young (E)

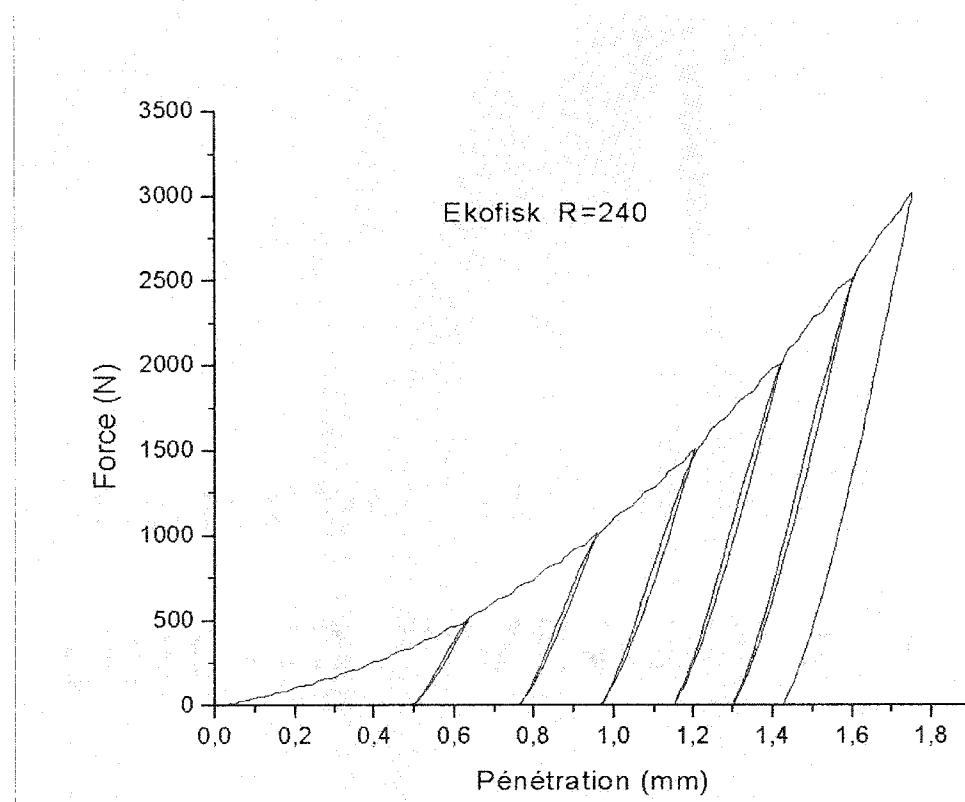
Le module de Young est calculé à partir des modules de compressibilité K et en cisaillement G. Or, dans le modèle *double-yield*, le module K est déterminé en multipliant la rigidité plastique  $r_p$  (la pente de la table de valeurs  $p_c - e_{vp}$ ) par le coefficient R, spécifié par l'utilisateur. Les rigidités plastiques utilisées pour chacun des matériaux simulés sont fictives et inspirées des pentes affichées par les courbes expérimentales, immédiatement après le point d'inflexion  $P_i$ , illustré à la figure 2.1. Cependant, les valeurs de  $r_p$  insérées dans les modèles numériques sont souvent plus faibles que les valeurs qui s'ajusterait aux courbes expérimentales, afin d'obtenir un plateau de très faible pente dans le domaine plastique, comme l'illustre la figure 3.2. Le coefficient R est ensuite déduit à partir de la valeur connue de K. La figure 5.1 démontre, par des essais numériques de compression uniaxiale effectués sur les craies d'Ekofisk, l'influence de la rigidité plastique  $r_p$  et, incidemment, du coefficient R sur la forme des courbes contrainte – déformation dans une sollicitation uniaxiale. L'annexe 2 regroupe les courbes correspondant à chacun des matériaux.

En ignorant le durcissement, c'est-à-dire en ayant une rigidité plastique faible et indépendante de l'ampleur des déformations volumétriques plastiques, le module de Young demeure constant pour toutes les zones du modèle durant tout le processus de poinçonnement. Si le phénomène de durcissement est simulé, les modules de compressibilité K et de cisaillement G sont fixés aux valeurs initiales ; le coefficient R est alors continuellement ajusté selon la valeur de la rigidité plastique  $r_p$  donnée, pour chacune des zones du modèle, par sa déformation volumétrique plastique. Ainsi, l'interprétation des essais numériques de poinçonnement pour le module élastique E doit toujours mener à une valeur unique, pouvant être comparée directement à la valeur réelle unique spécifiée pour le matériel.



**Figure 5.1** Courbe contrainte – déformation des essais numériques de compression uniaxiale avec différents coefficients R.

Les courbes force – pénétration, ainsi que les tableaux des données numériques, provenant des simulations de l'essai de poinçonnement, pour tous les différents matériaux « purement » poreux simulés, sont réunis à l'annexe 3. À titre d'exemple, la figure 5.2 qui suit illustre une courbe caractéristique, soit celle obtenue avec la craie d'Ekofisk R=240. L'interprétation des résultats de ces essais numériques peut être consultée au tableau 5.1. On fait remarquer que le module de Young calculé a une légère tendance à augmenter de cycle en cycle. Toutefois, une moyenne effectuée avec tous les cycles imposés donne des résultats très satisfaisants lorsqu'on les compare aux valeurs réelles et ce, peu importe l'ampleur de la pénétration totale atteinte lors de l'essai. Le tableau 5.1 indique aussi certaines caractéristiques des essais, comme le nombre de cycles et la valeur de la pénétration totale.



**Figure 5.2** Courbe force - pénétration caractéristique d'un essai numérique de poinçonnement réalisé sur un matériau « purement » poreux.

À l'une des craies d'Ekofisk, les valeurs de 5+ MPa et 240-, respectivement pour la rigidité plastique  $r_p$  et le coefficient R, signifient qu'un durcissement croissant a été simulé. La valeur initiale de  $r_p$ , 5 MPa, a été augmentée à différents niveaux de déformations volumétriques plastiques; le paramètre R s'ajustait alors pour conserver la même valeur du module de Young.

**Tableau 5.1** Valeurs de module de Young obtenues de l'interprétation des essais numériques ( $E_{moyen}$ ) avec des matériaux poreux.

Roches	Nombre de cycles	$d_{tot}$ (mm)	Rigidité $r_p$ (MPa)	R	$E_{moyen}$ (GPa)	Écart (%)
Ekofisk ( $E = 1.443$ GPa)	6	1.415	30	40	1.476	2.3
	6	1.560	15	80	1.454	0.8
	6	1.678	5+	240-	1.436	-0.5
	6	1.752	5	240	1.488	3.1
Salem ( $E = 37.5$ GPa)	6	2.579	120.6	185	35.4	-5.6
	6	3.074	40.2	555	38.6	2.9
	3	2.251	20.1	1110	38.4	2.4
Cordoba Cream ( $E = 3.04$ GPa)	6	2.036	40.6	50	3.25	6.9
	6	2.371	8.12	250	3.32	9.2
	6	2.461	4.06	500	3.38	11.2
Ferland ( $E = 3.75$ GPa)	6	2.105	3.57	500	3.08	-17.9
	6	2.607	1.79	1000	3.35	-10.7
	4	3.075	0.20	8930	3.93	4.8

### 5.1.2 Détermination de la résistance en compression ( $C_0$ )

La rupture du matériau dit « purement » poreux se produit sur le cap de pression, indépendant des contraintes déviatoriques pouvant se présenter sous le poinçon. Ce cap de pression  $p_c$  représente la valeur de la contrainte moyenne requise pour provoquer la

rupture et le début des déformations volumétriques plastiques. La résistance en compression uniaxiale  $C_0$  des matériaux « purement » poreux est donc égale à 3 fois la valeur du cap  $p_c$ . De plus, la rigidité plastique de ces matériaux demeure faible peu importe l'ampleur des déformations volumétriques plastiques; le durcissement est donc négligé autant que possible de façon à avoir un déplacement très limité du cap de rupture. Le tableau 5.2 qui suit illustre les résultats dérivés de l'interprétation proposée par Ferland (1999), soit l'utilisation d'une profondeur  $h_y$  de la zone de compaction égale au rayon de chargement  $a$ . Les résultats correspondant aux valeurs de  $R$  les plus élevées, pour chacun des matériaux, sont plutôt satisfaisants; quelques autres aussi donnent des valeurs acceptables, avec un écart inférieur à 20%. Ces résultats sont discutés au chapitre suivant.

**Tableau 5.2** Valeurs de résistance en compression uniaxiale obtenues de l'interprétation des essais numériques ( $C_0$  moyen) avec des matériaux poreux et  $h_y=a$ .

Roches	R	$C_0$ moyen (MPa)	Écart (%)
Ekofisk ( $C_0 = 67.5$ MPa)	40	150.4	122.8
	80	109.3	61.9
	240-	91.0	34.8
	240	78.2	15.9
Salem ( $C_0 = 360$ MPa)	185	606	68.3
	555	424	17.8
	1110	362	0.6
Cordoba Cream ( $C_0 = 158.7$ MPa)	50	286.8	80.7
	250	176.8	11.4
	500	158.7	0.0
Ferland ( $C_0 = 2.40$ MPa)	500	7.94	230.8
	1000	5.28	120.0
	8930	2.49	3.8

### 5.1.3 Détermination du module d'enfoncement permanent (MEP)

À l'inverse du module de Young, le module d'enfoncement permanent diminue très légèrement de cycle en cycle. Il exprime bien la résistance d'un matériau au même sens que la dureté « *hardness* » est parfois utilisée par différents auteurs, c'est-à-dire un indice de sa capacité à subir un enfoncement permanent ou total. Par exemple, pour un matériau au même module de Young et à une même résistance en compression, un module d'enfoncement permanent plus élevé signifiera que la zone de compaction sous le poinçon subit vraisemblablement un durcissement non négligeable, qui réduit l'enfoncement plastique du poinçon. Néanmoins, malgré l'existence probable d'une relation simple entre ce module et la résistance en compression du matériau, il est difficile d'en élaborer une fiable et directe. Il semble effectivement que le comportement du matériau suite à l'atteinte de la rupture, autrement dit la présence ou l'absence de durcissement significatif, ait une influence importante sur ce paramètre.

On pourrait émettre une certaine relation très simple, basée sur les résultats obtenus par les analyses numériques. Cette relation ne serait valide que pour un matériau s'approchant du comportement idéalisé, tel qu'illustré à la figure 3.2. En effet, le tableau 5.3 montre, pour les matériaux aux valeurs de R les plus élevées, des rapports MEP/ $C_0$ réel qui tendent vers une valeur de 4.5. Si la rigidité plastique est plus importante, le module d'enfoncement permanent a tendance à être plus élevé et le rapport MEP/ $C_0$ réel s'éloigne de cette valeur limite de 4.5. Le MEP pourrait à tout le moins être utilisé pour établir une borne supérieure au  $C_0$  en le divisant simplement par 4.5.

**Tableau 5.3** Valeurs de module d'enfoncement permanent obtenues de l'interprétation des essais numériques ( $MEP_{moyen}$ ) avec des matériaux poreux.

Roches	R	MEP moyen (MPa)	Rapport $MEP/C_0$ réel
Ekofisk ( $C_0 = 67.5$ MPa)	40	776	11.50
	80	540	8.00
	240-	441	6.53
	240	373	5.53
Salem ( $C_0 = 360$ MPa)	185	2680	7.44
	555	1840	5.11
	1110	1590	4.42
Cordoba Cream ( $C_0 = 158.7$ MPa)	50	1352	8.52
	250	801	5.05
	500	713	4.49
Ferland ( $C_0 = 2.40$ MPa)	500	35.7	14.88
	1000	23.1	9.63
	8930	10.7	4.46

## 5.2 Matériaux élastiques parfaitement plastiques (et fragiles)

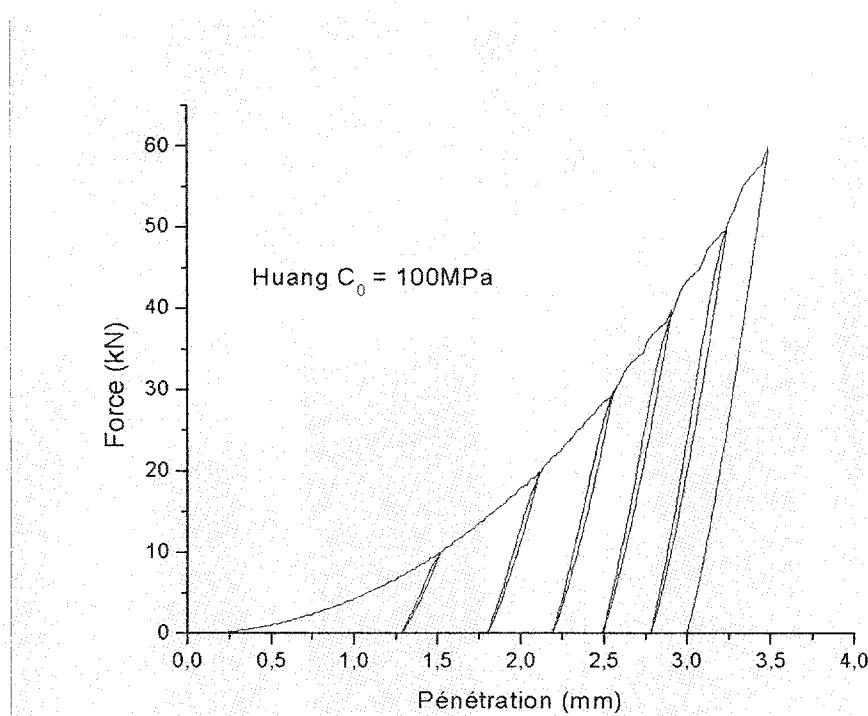
Le modèle *double-yield* est aussi utilisé pour simuler le comportement des matériaux élasto-plastiques, présentant des déformations plastiques uniquement reliées aux contraintes déviatoriques. Dans ces cas, la pression moyenne requise pour déclencher la rupture sur le cap est majorée de façon à forcer la rupture par cisaillement; ceci revient exactement au modèle constitutif Mohr-Coulomb. La table de valeurs  $p_c - e_{vp}$  ne sert ici qu'à spécifier la valeur de la rigidité élastique K, à l'aide du paramètre R. Différents matériaux élasto-plastiques ont été simulés; leurs propriétés mécaniques proviennent de la littérature ou sont carrément estimées. D'ailleurs, toutes les roches poreuses testées au chapitre précédent sont reprises ici en éliminant la rupture sur le cap et en n'utilisant que les propriétés mécaniques recueillies concernant la résistance en

cisaillement. Les résistances en tension et les angles de dilatance sont souvent estimés. Pour simuler les matériaux fragiles, quelques modèles élasto-plastiques ont été modifiés en spécifiant un ramollissement de la cohésion et de l'angle de frottement interne; ces modifications engendrent, sur une courbe contrainte – déformation provenant d'un essai de compression uniaxiale, un pic à la rupture et un état de contrainte résiduel.

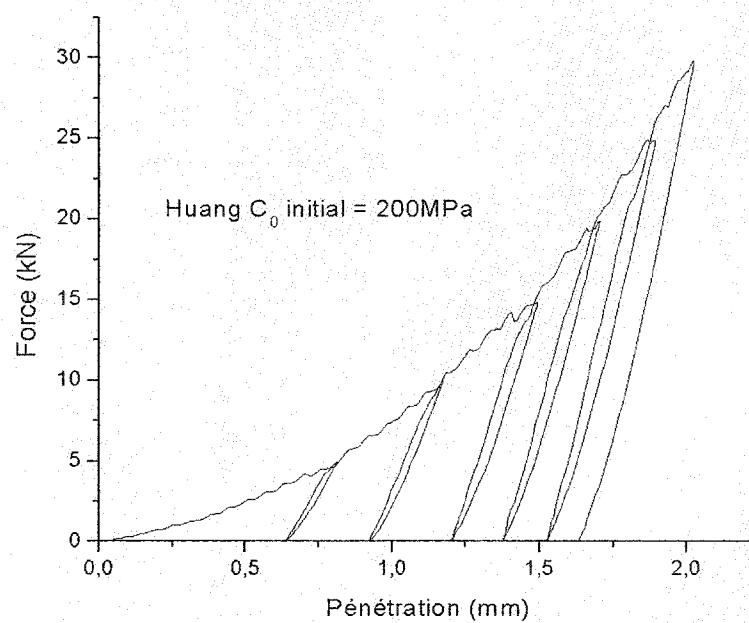
### 5.2.1 Détermination du module de Young (E)

Des essais numériques de poinçonnement ont été effectués pour plusieurs cas différents. Deux courbes force – pénétration caractéristiques sont illustrées aux figures 5.3 et 5.4, soit celles de Huang  $C_0 = 100$  MPa et de Huang  $C_0 = 200$  MPa, pour représenter respectivement les matériaux élasto-plastiques et fragiles. On peut observer que la courbe du matériau fragile affiche plusieurs irrégularités, quoique de faible ampleur. La méthodologie d'interprétation a été appliquée et les tableaux 5.4 et 5.5 indiquent les résultats obtenus pour ces 2 types de matériaux. Ces tableaux fournissent aussi les enfoncements totaux atteints au cours des essais et les rapports  $E/C_0$  des matériaux, calculés à partir des valeurs réelles entrées dans les modèles numériques. On rappelle que les modules de Young pour les roches dures selon Huang (1997) et pour le silicium selon Bhattacharya et Nix (1988) sont respectivement de 8.95 GPa et 127 GPa.

Les modules d'élasticité calculés sont satisfaisants et donnent des écarts raisonnables avec les valeurs réelles. Il est intéressant toutefois de noter, avec les cas fictifs inspirés de l'article de Huang et al. (1997), que l'erreur augmente avec l'augmentation des résistances en compression uniaxiale. Ainsi, le rapport  $E/C_0$  semble avoir une certaine influence, qui pourrait être utilisée pour obtenir des résultats plus concluants. La valeur de l'angle de frottement interne semble aussi influencer la validité de la méthode d'interprétation, particulièrement lorsque cet angle approche d'une valeur nulle. Il en sera discuté au chapitre suivant.



**Figure 5.3** Courbe force - pénétration caractéristique d'un essai numérique de poinçonnement réalisé sur un matériau élasto-plastique.



**Figure 5.4** Courbe force - pénétration caractéristique d'un essai numérique de poinçonnement réalisé sur un matériau fragile.

**Tableau 5.4** Valeurs de module de Young obtenues de l'interprétation des essais numériques ( $E_{moyen}$ ) avec des matériaux élasto-plastiques.

Roches	Nombre de cycles	$d_{tot}$ (mm)	Rapport $E/C_0$	$E_{moyen}$ (GPa)	Écart (%)
Ekofisk $C_0 = 10.3$ MPa	6	2.229	140	1.558	8.0
Salem $C_0 = 68$ MPa	6	2.936	551	35.3	-5.9
Cordoba Cream $C_0 = 17.5$ MPa	6	1.954	174	2.95	-3.0
Ferland $C_0 = 2.4$ MPa	6	1.242	1563	3.64	-2.9
Huang $C_0 = 25$ MPa	4	3.294	358	8.89	-0.7
Huang $C_0 = 50$ MPa	4	3.744	179	9.26	3.5
Huang $C_0 = 100$ MPa	6	3.481	90	10.09	12.7
Huang $C_0 = 200$ MPa	6	2.864	45	10.37	15.9
BhatNix $C_0 = 2205$ MPa	3	3.883	58	150	18.1
BhatNix $C_0 = 4410$ MPa	3	2.941	29	155	22.1
Huang $C_0 = 50$ MPa, $\phi=35^\circ$	6	2.783	179	8.70	-2.8
Huang $C_0 = 200$ MPa, $\phi=0^\circ$	6	3.193	45	11.78	31.6

**Tableau 5.5** Valeurs de module de Young obtenues de l'interprétation des essais numériques ( $E_{moyen}$ ) avec des matériaux fragiles.

Roches	Nombre de cycles	$d_{tot}$ (mm)	Rapport $E/C_0$	$E_{moyen}$ (GPa)	Écart (%)
Huang $C_0 = 50$ MPa	4	2.835	179	9.73	8.7
Huang $C_0 = 200$ MPa	6	2.023	45	11.94	33.4

### 5.2.2 Détermination de la résistance en compression ( $C_0$ )

La méthodologie d'interprétation de Ferland (1999) a été appliquée (avec  $h_y = a$ ) pour calculer les résistances en compression uniaxiale  $C_0$  des matériaux élasto-plastiques et fragiles; en outre, pour fin de comparaison et de vérification, la méthodologie

présentée par Gill et al. (1980) a aussi été appliquée. Les tableaux 5.6 et 5.7 indiquent les résultats obtenus.

**Tableau 5.6** Valeurs de résistance en compression uniaxiale obtenues de l'interprétation des essais numériques ( $C_0$  moyen) avec des matériaux élasto-plastiques.

Roches	Ferland (1999)		Gill et al. (1980)	
	$C_0$ moyen (MPa)	Rapport $C_0$ moyen / $C_0$ réel	$C_0$ moyen (MPa)	Rapport $C_0$ moyen / $C_0$ réel
Ekofisk $C_0 = 10.3$ MPa	41.5	4.03	40.3	3.91
Salem $C_0 = 68$ MPa	447.5	6.58	355.6	5.23
Cordoba Cream $C_0 = 17.5$ MPa	113.7	6.51	78.0	4.46
Ferland $C_0 = 2.4$ MPa	31.8	13.25	14.7	6.13
Huang $C_0 = 25$ MPa	136	5.44	111	4.44
Huang $C_0 = 50$ MPa	237	4.74	194	3.88
Huang $C_0 = 100$ MPa	436	4.36	357	3.57
Huang $C_0 = 200$ MPa	786	3.93	643	3.22
BhatNix $C_0 = 2205$ MPa	4904	2.22	5248	2.38
BhatNix $C_0 = 4410$ MPa	9580	2.17	10251	2.32
Huang $C_0 = 50$ MPa, $\phi=35^\circ$	348	6.96	197	3.94
Huang $C_0 = 200$ MPa, $\phi=0^\circ$	513	2.57	549	2.75

**Tableau 5.7** Valeurs de résistance en compression uniaxiale obtenues de l'interprétation des essais numériques ( $C_0$  moyen) avec des matériaux fragiles.

Roches	Ferland (1999)		Gill et al. (1980)	
	$C_0$ moyen (MPa)	Rapport $C_0$ moyen / $C_0$ réel	$C_0$ moyen (MPa)	Rapport $C_0$ moyen / $C_0$ réel
Huang $C_0 = 50$ MPa	203	4.06	166	3.32
Huang $C_0 = 200$ MPa	768	3.84	629	3.15

Les rapports  $C_0\text{moyen} / C_0\text{réel}$  selon Ferland (1999) oscillent entre 2.17 et 13.25 alors que la méthodologie de Gill et al. (1980) donne des valeurs allant de 2.32 à 6.13. Ces intervalles indiquent que la méthodologie de Ferland (1999) donne des valeurs montrant une plus grande variation par rapport aux valeurs vraies que la méthodologie de Gill et al. (1980). Il faut toutefois rappeler que cette dernière fait appel aux valeurs réelles de l'angle de frottement interne. Afin de pouvoir postuler sur la résistance en compression uniaxiale des roches dures, la méthodologie de Cruz (1989) inclut l'hypothèse d'un angle de frottement interne de  $35^\circ$ . On obtient alors dans ce cas un intervalle allant de 1.23 à 4.75.

Les tableaux précédents indiquent encore une fois que le rapport  $E / C_0$  et l'angle de frottement interne  $\phi$  semblent avoir une influence sur les rapports  $C_0\text{moyen} / C_0\text{réel}$  obtenus des 2 méthodes. Cet aspect sera discuté au chapitre suivant.

### 5.2.3 Détermination du module d'enfoncement permanent (MEP)

Les tableaux 5.8 et 5.9 illustrent les modules d'enfoncement permanent pour tous les cas étudiés précédemment montrant une rupture par cisaillement. Toutefois, malgré l'existence probable d'une relation entre ce module et la résistance en compression uniaxiale du matériau, aucune ne peut être formulée de façon formelle. La seule observation consiste en l'augmentation du rapport  $MEP / C_0\text{réel}$  lorsque le rapport  $E / C_0$ , calculé avec les valeurs réelles, augmente. Aussi, tout comme précédemment avec le module de Young et la résistance en compression uniaxiale, la valeur de l'angle de frottement interne du matériau semble influencer la valeur du MEP.

**Tableau 5.8** Valeurs de module d'enfoncement permanent obtenues de l'interprétation des essais numériques ( $MEP_{moyen}$ ) avec des matériaux élasto-plastiques.

Roches	Rapport $E/C_0$	$MEP_{moyen}$ (GPa)	Rapport $MEP/C_0$
Ekofisk $C_0 = 10.3$ MPa	140	0.187	18.2
Salem $C_0 = 68$ MPa	551	1.94	28.5
Cordoba Cream $C_0 = 17.5$ MPa	174	0.52	29.7
Ferland $C_0 = 2.4$ MPa	1563	0.121	50.4
Huang $C_0 = 25$ MPa	358	0.50	20.0
Huang $C_0 = 50$ MPa	179	0.85	17.0
Huang $C_0 = 100$ MPa	90	1.47	14.7
Huang $C_0 = 200$ MPa	45	2.39	12.0
BhatNix $C_0 = 2205$ MPa	57.6	19.4	8.8
BhatNix $C_0 = 4410$ MPa	28.8	37.8	8.6
Huang $C_0 = 50$ MPa, $\phi=35^\circ$	179	1.18	23.6
Huang $C_0 = 200$ MPa, $\phi=0^\circ$	45	1.73	8.7

**Tableau 5.9** Valeurs de module d'enfoncement permanent obtenues de l'interprétation des essais numériques ( $MEP_{moyen}$ ) avec des matériaux fragiles.

Roches	Rapport $E/C_0$	$MEP_{moyen}$ (GPa)	Rapport $MEP/C_0$
Huang $C_0 = 50$ MPa	179	0.74	14.8
Huang $C_0 = 200$ MPa	45	2.41	12.1

## CHAPITRE 6

### DISCUSSION DES RÉSULTATS

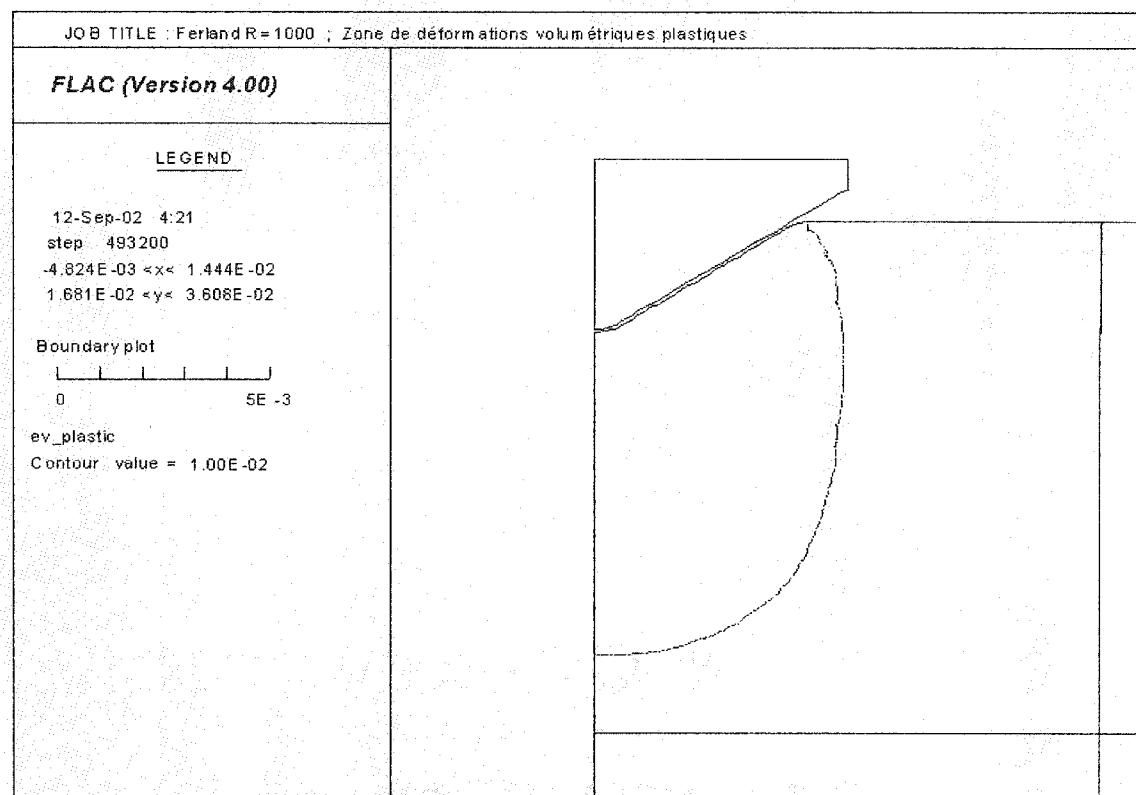
Ce chapitre du mémoire traite de la discussion des résultats numériques présentés au chapitre précédent. L'adéquation du modèle d'interprétation proposé par Ferland (1999) est vérifiée et commentée. Des modifications sont introduites à la lumière des observations faites avec le logiciel FLAC concernant l'étendue des zones plastifiées sous le poinçon. Aussi, une analyse de l'ampleur de ces zones de compaction est faite, notamment à l'aide de simulations numériques supplémentaires, réalisées avec le logiciel PFC<sub>2D</sub>. Quelques autres méthodologies servant à déterminer la résistance en compression uniaxiale  $C_0$  et le module de Young E, à partir d'essais de poinçonnement, sont testées. Enfin, quelques remarques sur les courbes force – pénétration obtenues par les simulations numériques sont relevées.

#### 6.1 *Roches « purement » poreuses*

##### 6.1.1 Détermination de la résistance en compression uniaxiale $C_0$

L'interprétation des courbes force – pénétration des essais de poinçonnement cycliques, telle que décrite au chapitre 3, permet la détermination de la résistance en compression uniaxiale, en autant que l'hypothèse sur la forme de la zone de compaction soit acceptée et qu'une ampleur, caractérisée par la profondeur  $h_y$ , soit admise. Or, les simulations numériques effectuées dans le cadre de ces travaux de recherche valident les hypothèses posées par Yoffe (1982), en ce qui concerne la forme de la zone plastique sous le poinçon, tel qu'expliqué à la section 2.3.3. En effet, dans tous les cas réalisés avec des matériaux « purement » poreux, les zones de déformations plastiques sous le poinçon, où une compaction volumétrique importante s'est produite, ont pris une forme générale de sphère tronquée, entrecouplant le cercle de chargement. Les figures de

l'annexe 4 le démontrent et la figure 6.1 qui suit illustre le cas du matériau selon Ferland (1999) avec un R de 1000. Dans les cas présents, donc, l'hypothèse de la géométrie de la zone plastique s'avère adéquate.



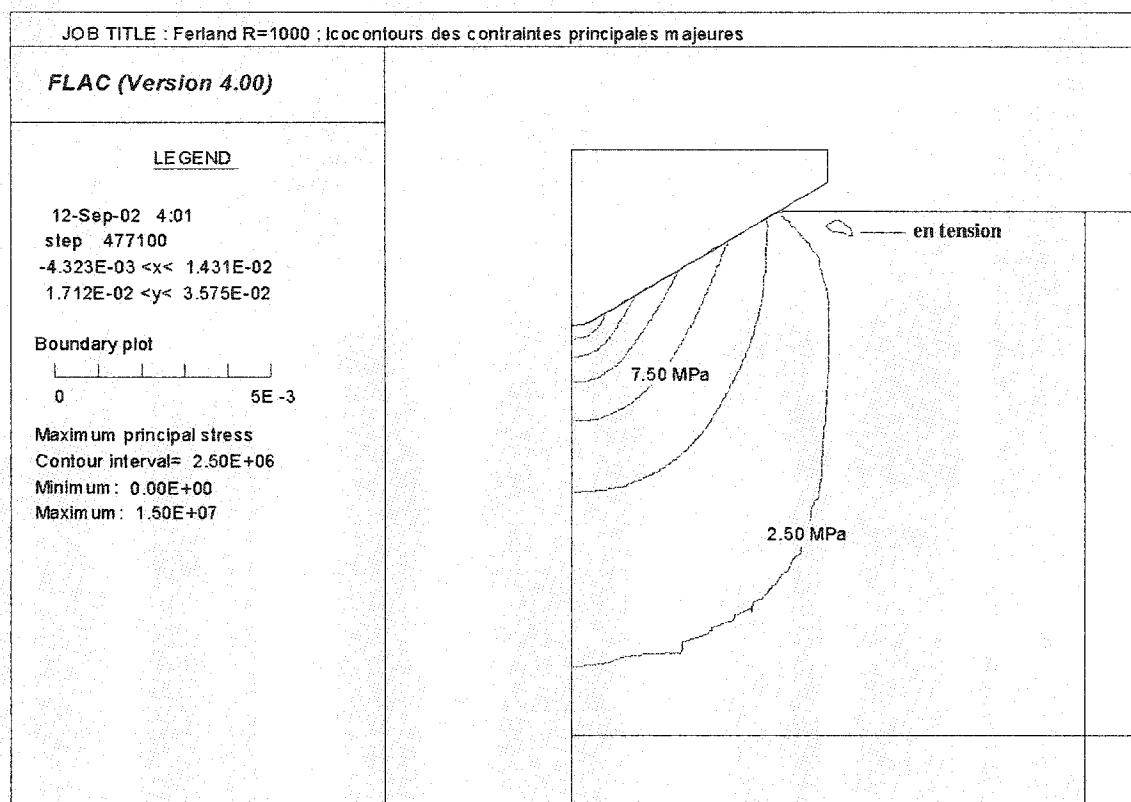
**Figure 6.1** Zone de déformations volumétriques plastiques pour le matériau selon Ferland R=1000.

Toutefois, les profondeurs  $h_y$  de ces zones varient considérablement en fonction des comportements spécifiés aux matériaux, suite à l'atteinte de la rupture sur le cap plan, rupture caractérisée par l'effondrement des pores. L'observation de ces zones de déformations volumétriques plastiques à l'aide du logiciel FLAC fait ressortir des profondeurs  $h_y$  variant entre 1 et 2.7 fois le rayon de chargement  $a$ , pour les cas étudiés lors de cette recherche. L'hypothèse de Ferland (1999) semble donc constituer une borne

inférieure. D'ailleurs, on fait remarquer que plus le rapport  $h_y/a$  s'approche de l'unité, plus l'adéquation du modèle de Ferland (1999), pour  $C_0$ , est valide. Les valeurs de  $C_0$  deviennent surestimées dans les cas où l'ampleur de la zone de compaction s'éloigne de la demi-sphère illustrée aux figures 2.8 et 3.4.

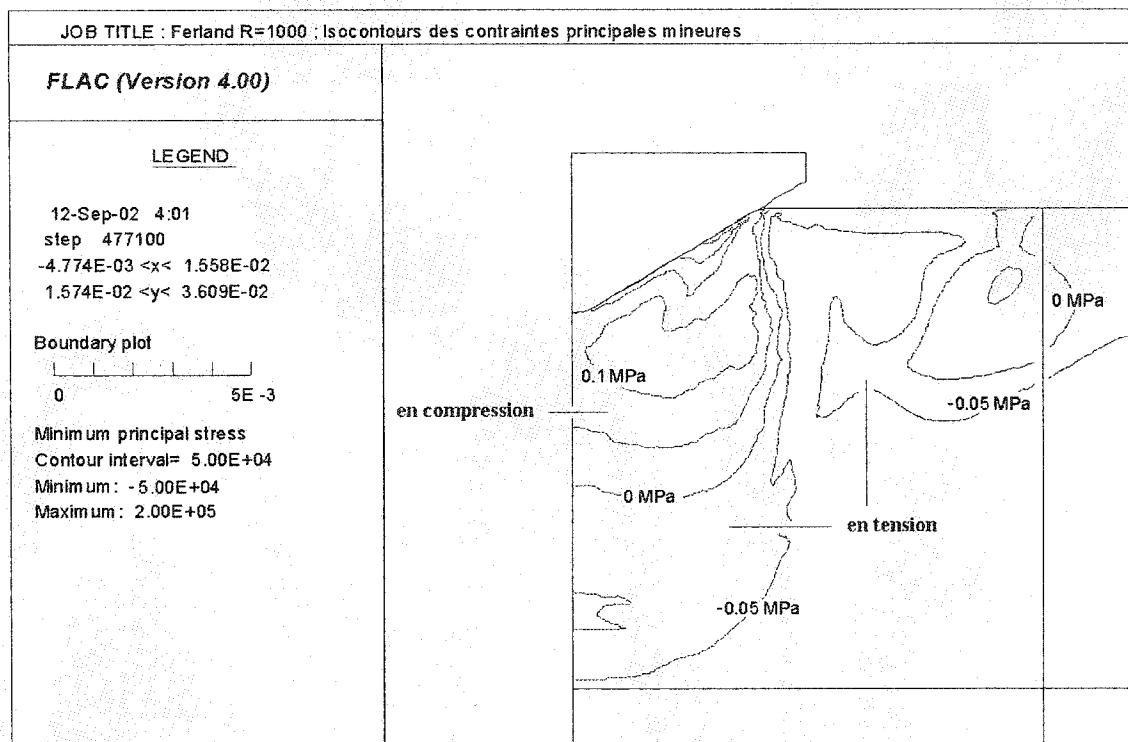
La figure 6.1 illustre un de ces cas où la profondeur de la zone plastifiée est plus importante, soit environ 2 fois le rayon de chargement  $a$ , alors que les figures 6.2 et 6.3 illustrent l'état de contraintes associé à cette simulation. Il est intéressant de noter avec ces figures que, malgré la différence significative par rapport à l'hypothèse posée par Ferland (1999) quant à l'ampleur de la zone plastique, la supposition du début de l'effondrement des pores lorsque  $\sigma_1 = \sigma_y = C_0$ , mentionnée à la section 3.3, semble s'avérer fondée. En effet, à la périphérie de la zone de compaction, on peut se rendre compte que les contraintes principales intermédiaires et mineures  $\sigma_2$  et  $\sigma_3$  sont presque nulles (les éléments sont même souvent en tension dans ces orientations) et que la contrainte principale majeure  $\sigma_1$  est très proche de la valeur  $C_0$  (2.4 MPa). Alors, pour atteindre la rupture sur le cap et initier les déformations volumétriques plastiques, la valeur de la contrainte principale majeure  $\sigma_1$  doit être pratiquement égale à la valeur de  $C_0$ .

Les figures 6.2 et 6.3 sont représentatives de l'état de contrainte associé à l'enfoncement d'un poinçon sphériconique dans un matériau poreux.



**Figure 6.2** Iso contours de la contrainte principale majeure  $\sigma_1$  pour le matériau selon Ferland R=1000.

Puisque toutes les hypothèses sont vérifiées, à l'exception parfois de l'ampleur de la zone plastique, il est permis de croire qu'en adaptant l'interprétation de Ferland (1999) en fonction des profondeurs  $h_y$  observées avec FLAC, les calculs de résistance en compression uniaxiale seraient considérablement améliorés. Le tableau 6.1 montre les résultats obtenus en effectuant ces légères modifications, pour chacun des cas étudiés dans ces travaux, ainsi que les rapports  $h_y / a$  correspondants. L'amélioration des résultats est visible ; en effet, après ces ajustements, toutes les valeurs calculées de  $C_0$  montrent des écarts très satisfaisants par rapport aux valeurs réelles.



**Figure 6.3** Iso contours de la contrainte principale mineure  $\sigma_3$  pour le matériau selon Ferland R=1000.

Le tableau 6.1 démontre donc que la connaissance de l'ampleur  $h_y$  de la zone plastique sous le poinçon permet, en adaptant l'interprétation existante, de diminuer considérablement l'écart entre les valeurs calculées et les valeurs réelles de la résistance en compression uniaxiale  $C_0$ . Aussi, lorsque des rigidités plastiques  $r_p$  suffisamment faibles sont attribuées (Salem R=1110, Cordoba Cream R=500 et Ferland R=8930), l'interprétation de Ferland (1999), supposant une profondeur  $h_y$  égale au rayon de chargement  $a$ , est efficace, avec des écarts très acceptables.

**Tableau 6.1** Interprétation des essais pour  $C_0$  avec les  $h_y$  observées.

Roches	R	$C_0$ ( $h_y = a$ ) (MPa)	Écart (%)	$h_y / a$	$C_0$ corrigé (MPa)	Écart (%)
Ekofisk ( $C_0 = 67.5$ MPa)	40	150.4	122.8	1.9	71.4	5.8
	80	109.3	61.9	1.55	68.8	1.9
	240	91.0	34.8	1.35	67.7	0.3
	240	78.2	15.9	1.2	66.2	-1.9
Salem ( $C_0 = 360$ MPa)	185	606	68.3	1.65	351	-2.5
	555	424	17.8	1.2	358	-0.6
	1110	362	0.6	1.05	348	-3.3
Cordoba Cream ( $C_0 = 158.7$ MPa)	50	286.8	80.7	1.6	173.1	9.1
	250	176.8	11.4	1.15	155.9	-1.8
	500	158.7	0.0	1	158.7	0.0
Ferland ( $C_0 = 2.40$ MPa)	500	7.94	230.8	2.75	2.09	-12.9
	1000	5.28	120.0	2.05	2.24	-6.6
	8930	2.49	3.8	1	2.49	3.8

Ce dernier point mérite d'être expliqué plus en détail. Les rigidités plastiques attribuées aux différents matériaux sont normalement faibles, de façon à obtenir le comportement idéalisé illustré à la figure 3.2. Cependant, dans plusieurs cas, les rigidités plastiques, quoique très faibles par rapport aux rigidités élastiques, sont suffisamment élevées pour provoquer un déplacement des caps difficile à négliger ; il y a alors durcissement. Ainsi, à mesure que le matériel se compacte sous le poinçon, sa résistance à une compaction additionnelle augmente aussi. Les états de contraintes sont alors plus rapidement transmis aux zones élastiques au pourtour de la zone plastique, celle-ci devenant de plus en plus rigide. Ainsi, si un durcissement se produit à l'intérieur de la zone compactée, plus l'ampleur de celui-ci est importante, plus la profondeur  $h_y$  de la zone augmente. Lorsque le durcissement est réduit au point d'être vraiment négligeable,

le comportement mécanique du matériel s'apparente à celui de la figure 3.2 (sans la phase subséquente de durcissement rapide) et la zone de déformations volumétriques plastiques sous le poinçon tend vers une forme hémisphérique, avec une profondeur  $h_y$  pratiquement égale au rayon de chargement  $a$ . Ceci revient à l'hypothèse posée par Ferland (1999) pour l'interprétation de ses essais expérimentaux.

L'étude attentive des résultats des différentes simulations numériques effectuées permet de tirer une conclusion générale et qualitative concernant l'interprétation proposée par Ferland (1999). En effet, en ce qui a trait à la résistance en compression uniaxiale, elle est valide lorsque le matériau soumis à l'enfoncement d'un poinçon entre en rupture sur un cap plan et ne montre que peu ou pas de durcissement suite à une compaction relativement importante. Une rigidité plastique significative implique un éloignement trop important du comportement idéalisé de la figure 3.2 et les résultats dérivés de l'interprétation, avec  $h_y = a$ , commencent à montrer des écarts significatifs par rapport aux valeurs réelles connues.

#### **6.1.1.1 Détermination de l'ampleur de la zone de compaction**

Il a été démontré précédemment que lorsque la profondeur  $h_y$  de la zone de déformations plastiques par effondrement des pores est connue, l'erreur sur la résistance en compression uniaxiale calculée peut être réduite considérablement. Or, lorsqu'une roche poreuse est soumise à un essai réel de poinçonnement, il est difficile de savoir si la rigidité plastique du matériau est assez faible pour valider l'hypothèse de la zone de compaction hémisphérique. Et, il est évidemment plus aisé de déterminer l'ampleur de la zone plastique lors d'un essai de poinçonnement numérique que lors d'un essai expérimental, surtout si celui-ci est réalisé à la paroi de trous de forage, comme c'est le cas avec l'appareil BOLO-75. Une technique ou une procédure simple pour déduire cette ampleur aiderait donc énormément l'interprétation des essais réels de poinçonnement.

Partant des idées lancées par Simon (1967) et Yoffe (1982), indiquant que la porosité de la roche serait un facteur important pour déterminer l'ampleur de la zone plastique, et des hypothèses formulées par Wilsea et al. (1975), notamment en ce qui concerne la courbe idéalisée d'un matériau poreux, une proposition particulièrement simple peut être construite. Ainsi, à partir de l'équation 3.9, on peut écrire pour un poinçon conique ayant un angle  $\beta$  de  $30^\circ$  :

$$\varepsilon = \frac{d_p}{h_y} = \frac{a \tan 30^\circ}{h_y} \quad (6.1)$$

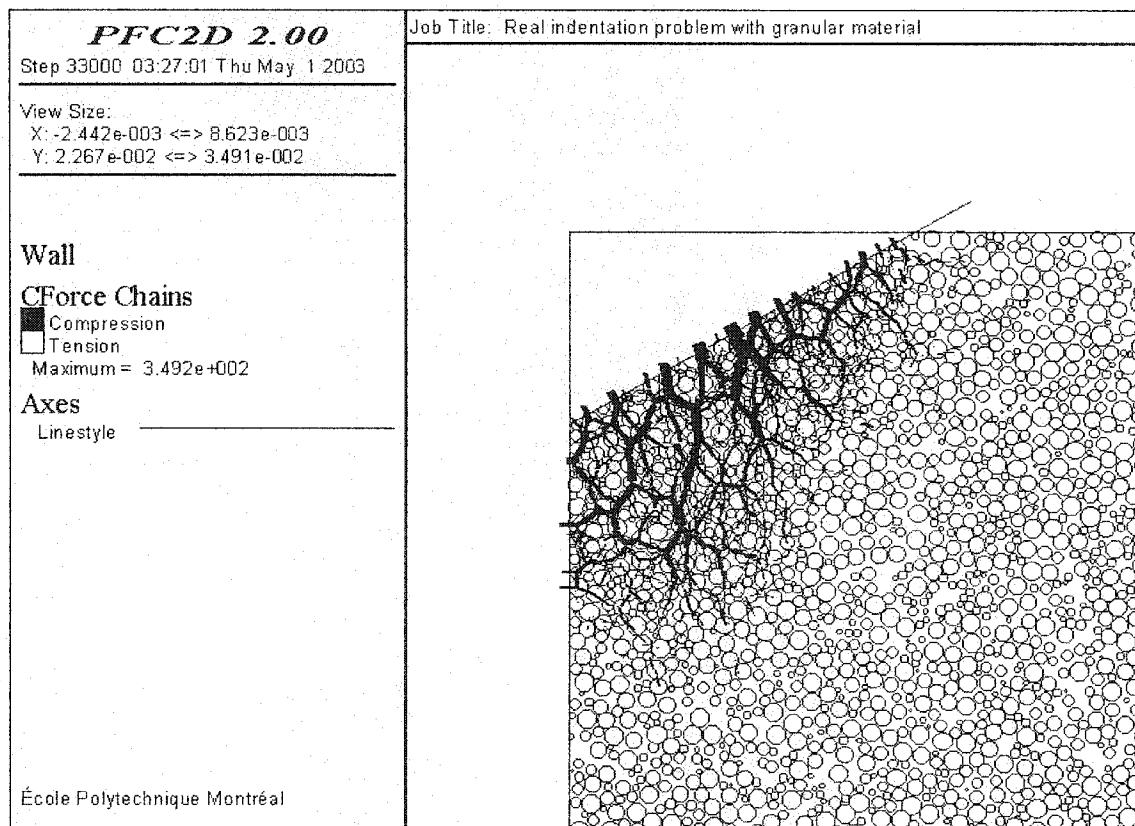
En supposant, comme le fait Wilsea et al. (1975), que, dans la zone de compaction, le matériau est comprimé de façon maximale, c'est-à-dire jusqu'à une déformation de  $\varepsilon_m$ , et en utilisant, comme valeur de  $\varepsilon_m$ , la porosité  $n$  de la roche poreuse, on obtient après manipulations :

$$\frac{h_y}{a} = \frac{\tan 30^\circ}{n} \quad (6.2)$$

Cette dernière équation permettrait de déterminer, pour cette géométrie de poinçon, l'ampleur de la zone de déformations volumétriques plastiques simplement par la connaissance de la porosité de la roche poinçonnée et ce, indépendamment de la valeur de la résistance en compaction de la roche.

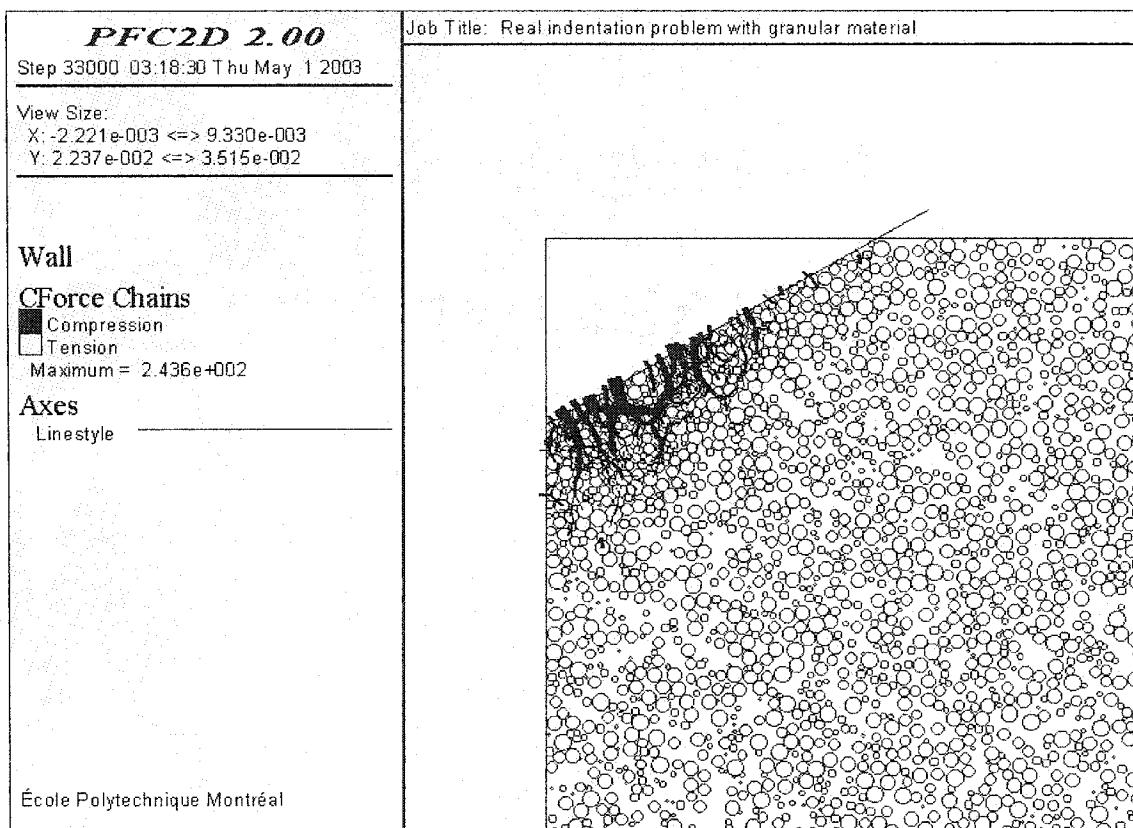
Afin de vérifier cette proposition, quelques analyses numériques supplémentaires ont été effectuées, à titre exploratoire, avec le logiciel PFC<sub>2D</sub>. Quelques roches de différentes porosités ont été modélisées, sans toutefois spécifier des valeurs précises à la résistance en compression uniaxiale  $C_0$  ou au module de Young, puisque le programme ne le permet pas. Pour représenter diverses valeurs de résistance en compaction, des résistances aux contacts entre les billes, variant de faibles à fortes, ont alors été spécifiées, pour chacune des porosités simulées. Le logiciel permet ensuite l'observation des zones de compaction formées par l'enfoncement d'un poinçon conique.

Or, ces simulations supplémentaires apportent un élément de réponse plutôt intéressant. En effet, elles indiquent que la porosité de la roche semble être le seul paramètre influençant l'ampleur de la zone plastique, traduite par un effondrement des pores. Les figures 6.4 et 6.5 illustrent la grandeur des forces de compression aux contacts des billes pour 2 matériaux de porosité différente ; par elles, il est possible de localiser approximativement les frontières des zones où une compaction est amorcée. On constate que la forme diffère quelque peu de celle avancée par Yoffe (1982), étant plus conique, un peu comme l'ont supposé Gill et al. (1980) pour des matériaux fragiles. La solidité des contacts entre les grains, représentées par les billes, ne fait alors que régir la force devant être appliquée sur le poinçon pour obtenir un enfoncement permanent donné.

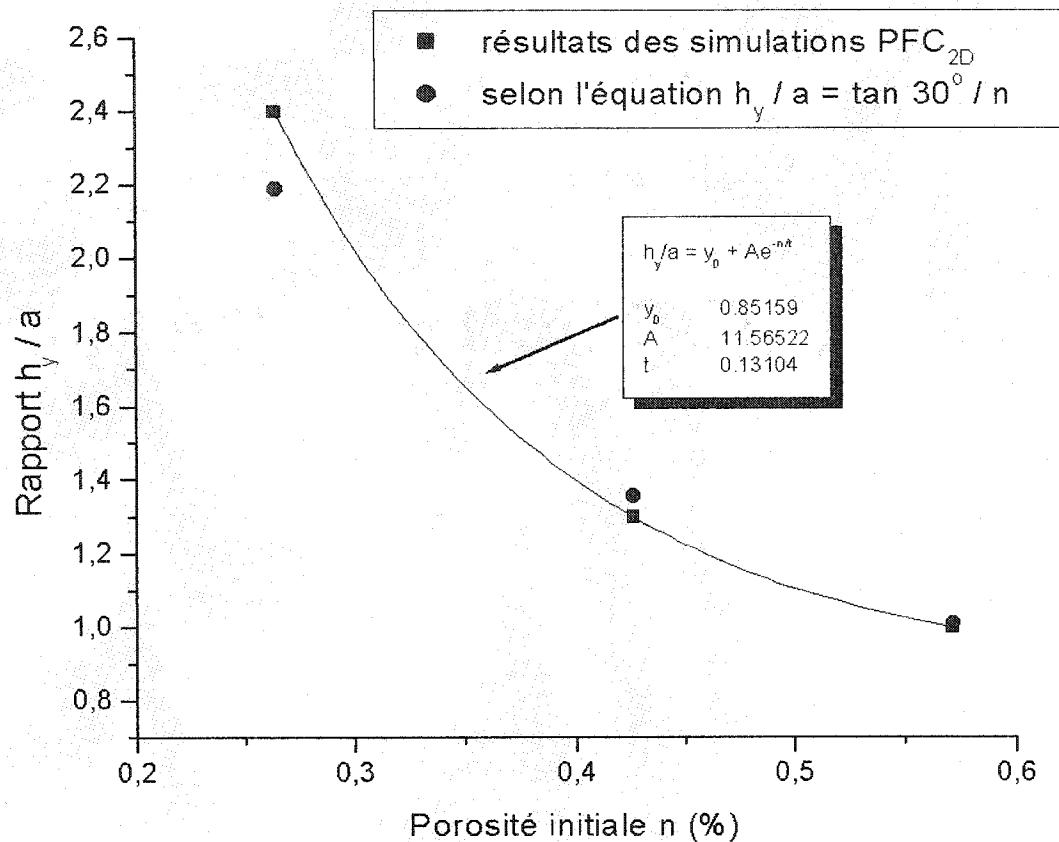


**Figure 6.4** Figure tirée de PFC<sub>2D</sub> illustrant les forces aux contacts des billes développées par l'enfoncement d'un poinçon conique dans un matériau de porosité n=42%.

Les résultats des quelques simulations numériques effectuées avec PFC<sub>2D</sub> peuvent être représentées graphiquement. À la figure 6.6, l'ampleur de la zone plastique, définie par le rapport  $h_y / a$  et déduite visuellement des figures tracées par le logiciel, est indiquée en fonction de la porosité initiale  $n$  du matériau soumis à l'essai de poinçonnement. Il devient clair que la valeur de la porosité d'un matériau poreux a une influence prépondérante sur l'ampleur de la zone de déformations plastiques et ce, indépendamment de la résistance à la compaction du matériau. De plus, la figure 6.6 montre que l'équation 6.2 s'accorde relativement bien avec les résultats observés.



**Figure 6.5** Figure tirée de PFC<sub>2D</sub> illustrant les forces aux contacts des billes développées par l'enfoncement d'un poinçon conique dans un matériau de porosité  $n=57\%$ .



**Figure 6.6** Graphique exprimant la relation entre  $h_y/a$  et la porosité  $n$ .

Pour déduire ce rapport  $h_y / a$ , une seconde approche a été abordée : en effet, une utilisation judicieuse des excursions de chargement et de déchargement des courbes force – pénétration, donc des valeurs des enfoncements élastiques et permanents, a longuement été scrutée. Les présents travaux n'ont toutefois pu aboutir à une relation claire mais, sans réfuter cette possibilité, il y a de fortes chances au contraire qu'une indication puisse être obtenue de ces courbes.

### 6.1.1.2 Autres méthodes pour déterminer la résistance en compression uniaxiale $C_0$ à partir d'essais de poinçonnement

Différents auteurs ont voulu utiliser des résultats d'essais de poinçonnement pour déduire la résistance en compression uniaxiale des matériaux testés. Par exemple, en travaillant avec différents types de roches, Wagner et Schumann (1971) définissent une résistance au poinçonnement par la contrainte moyenne appliquée sur l'aire de contact, au premier signe de rupture. Cette résistance, obtenue par l'enfoncement de poinçons cylindriques plats, augmente, avec l'augmentation du diamètre, et tend vers une valeur fixe de 4 fois la résistance en compression uniaxiale. Cet effet d'échelle est intimement relié à la fragilité du matériau; en effet, pour les roches poreuses, le rapport se maintient autour de 4, indépendamment du diamètre du poinçon. Zhao et al. (1994) confirment l'existence d'un tel effet d'échelle; néanmoins, les contraintes moyennes appliquées par des fraises à disques et normalisées par la résistance en compression uniaxiale des matériaux testés tendent plutôt vers une valeur légèrement inférieure à 3.

Les simulations numériques effectuées ici permettent de calculer ce qu'il convient d'appeler un indice de dureté (*hardness*), surtout utilisés avec des matériaux non rocheux. L'indice  $H$ , égal à  $F/\pi a^2$ , est alors constant et ne fait pas référence au premier signe de rupture. Comme le montre le tableau 6.2 pour les cas idéalisés par la figure 3.2, le rapport  $H/C_0$  oscille entre 1.10 et 1.59, résultats très similaires à ceux obtenus par Wilsea et al. (1975) pour des mousses compressibles. Pour les matériaux montrant un durcissement relativement important, ce rapport s'élève jusqu'à une valeur de 5.02, dans le cas du premier Ferland. D'ailleurs, Bhattacharya et Nix (1988) indiquent pour des métaux que le durcissement du matériel suite à l'atteinte du seuil d'écoulement ferait légèrement augmenter le rapport  $H/C_0$  obtenu par un essai de poinçonnement. Cet indice ne présente donc plus d'utilité que le module d'enfoncement permanent introduit par Leite et al. (1997).

**Tableau 6.2** Interprétation des essais numériques pour l'obtention de  $C_0$  sur des matériaux poreux à partir des indices de dureté.

Roches	$r_p$ (MPa)	R	$h_y / a$	H (MPa)	$H / C_0$
Ekofisk $(C_0 = 67.5 \text{ MPa})$	30	40	1.6	118.3	1.75
	15	80	1.4	100.6	1.49
	5+	240-	1.25	90.1	1.33
	5	240	1.2	83.0	1.23
Salem $(C_0 = 360 \text{ MPa})$	120.6	185	1.7	823	2.29
	40.2	555	1.15	602	1.67
	20.1	1110	1	521	1.45
Cordoba Cream $(C_0 = 158.7 \text{ MPa})$	40.6	50	1.45	244.1	1.54
	8.12	250	1.15	186.8	1.18
	4.06	500	1	174.7	1.10
Ferland $(C_0 = 2.40 \text{ MPa})$	3.57	500	2.7	12.04	5.02
	1.79	1000	2	8.07	3.36
	0.20	8930	1	3.83	1.59

Szwedzicki (1998) introduit un indice de dureté, appelé IHI, qui est calculé en divisant la charge maximale appliquée par un poinçon sphériconique par l'enfoncement maximal correspondant. En se basant sur des essais expérimentaux réalisés sur des roches dures, une relation entre cet indice et la résistance en compression uniaxiale  $C_0$  est établie par l'auteur. On fait remarquer que les courbes force – pénétration obtenues par ce dernier auteur sont assez linéaires, du moins jusqu'au premier écaillage. Ainsi, l'indice de dureté défini par l'auteur représente la pente de ladite courbe lors du chargement. Les présentes simulations numériques ont plutôt engendré des courbes exponentielles, comme il en sera discuté un peu plus loin. Ceci entraîne un indice de dureté croissant avec l'augmentation de la pénétration. Pourtant, la géométrie du poinçon utilisée par Szwedzicki (1998) est aussi sphériconique, quoique d'angle

différent. Les résultats des analyses numériques effectuées ne permettent donc pas le calcul d'un indice de dureté unique, tel que proposé par Szwedzicki (1998).

Ringstad et al. (1998) et Dollinger et Handewitz (2000) ont réussi à établir des corrélations entre la résistance en compression uniaxiale et divers paramètres dérivés des courbes force – pénétration provenant d'essais de poinçonnement réalisés sur différents types de roches. Dans ces cas, lesdites courbes présentent de nombreuses irrégularités, à cause des écaillages fréquents, mais la tendance générale peut être divisée en deux étapes distinctes. Au début, les courbes montrent une certaine linéarité, suivie d'un accroissement de la pénétration, à un niveau critique et plus stable de chargement. Ces courbes présentent donc des différences évidentes par rapport aux courbes obtenues lors des présents travaux, entre autres à cause de géométries de poinçon différentes. Il devient alors très ardu d'utiliser les corrélations publiées par ces auteurs pour interpréter les résultats des présents travaux.

### 6.1.2 Détermination du module de Young E

Dans le cas des roches poreuses, la méthodologie conduisant à la détermination du module de Young, telle que décrite à la section 3.1, donne d'excellents résultats, peu importe l'ampleur du durcissement, la valeur du ratio  $E/C_0$  ou la pénétration totale atteinte par le poinçon. L'efficacité de l'essai de poinçonnement à déterminer le module d'élasticité des matériaux poreux, tel que testé expérimentalement par Ferland (1999), est donc démontrée. L'application des modifications mentionnées à la fin de la section 3.1 ne fait pratiquement aucune différence et n'améliore pas nécessairement les valeurs calculées des modules de Young.

On se doit de rappeler ici que l'interprétation des résultats des analyses numériques donnent des valeurs de modules de Young du même ordre que les valeurs réelles. On retrouve dans la littérature des travaux, aussi basés sur des méthodes

numériques, qui montrent des résultats similaires à ceux obtenus dans le cadre de cette recherche (Doerner et Nix, 1986; Bhattacharya et Nix, 1988). Toutefois, Wagner et Schumann (1971), en comparant le comportement force – pénétration des roches pendant un essai de poinçonnage à celui observé lors d'essais triaxiaux, obtiennent un rapport  $E_{poinc} / E_{conv}$  constant, légèrement au-dessus de 0.5, atteignant dans un cas une valeur approchant 0.85. Des rapports similaires à ces derniers sont aussi observés expérimentalement par d'autres auteurs (Cook et al., 1984; Cruz, 1989; Ferland, 1999). Le lien entre l'essai expérimental et l'essai numérique demeure donc à explorer, probablement sous la forme d'un effet d'échelle, absent lors d'une simulation numérique.

Tout comme Cruz (1989) et Ferland (1999), Dollinger et Handewitz (2000) ont exploré l'avenue du déchargement et ont observé des corrélations significatives, avec un ensemble de différents types de roches, entre le module de Young et la pente de la courbe force – pénétration lors du déchargement. Toutefois, aucune relation claire n'est établie, pouvant être récupérée, comparée ou commentée ici.

Enfin, Ringstad et al. (1998) avaient tenté en vain de faire ressortir des corrélations satisfaisantes entre le module de Young et certains paramètres dérivés d'essais de micro poinçonnage réalisés sur des roches aux comportements différents. Ces paramètres étaient cependant basés sur le comportement des matériaux lors du chargement des échantillons.

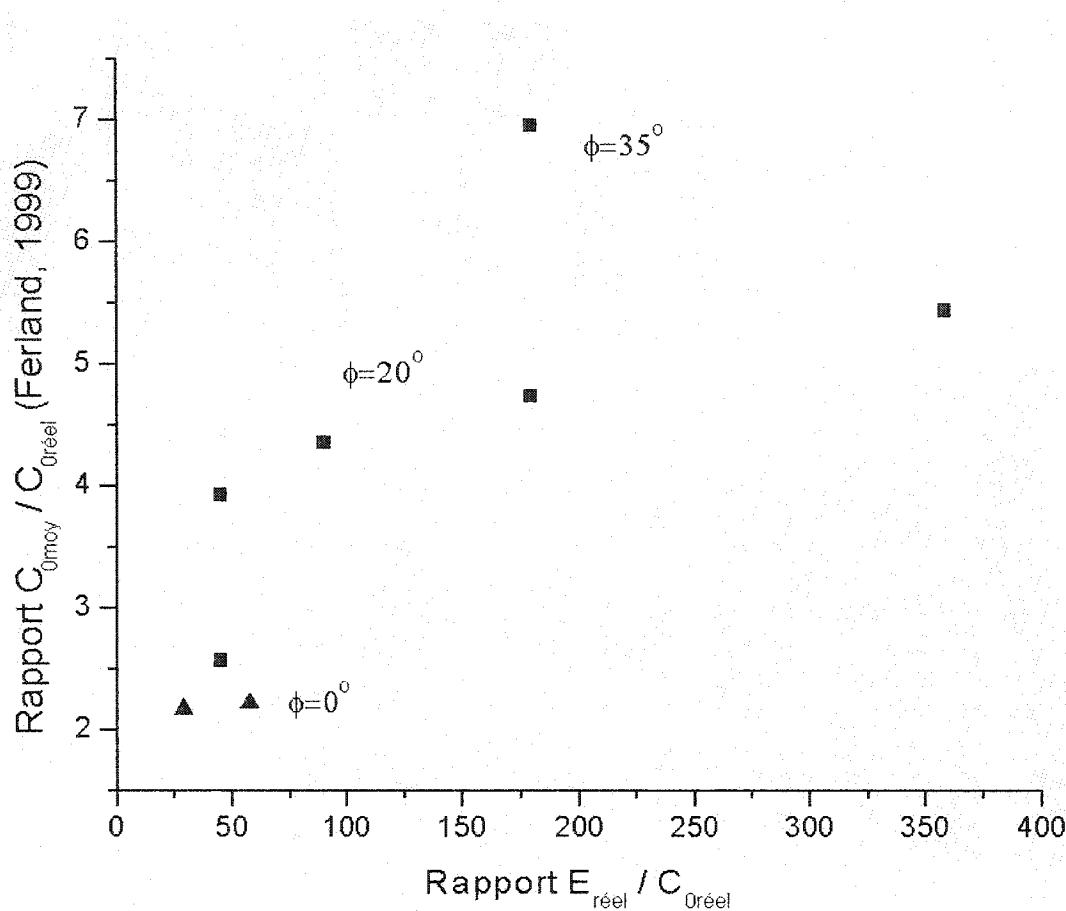
## *6.2 Roches élastiques parfaitement plastiques (et fragiles)*

### **6.2.1 Détermination de la résistance en compression uniaxiale $C_0$**

Les tableaux 5.6 et 5.7 montrent les résultats obtenus à partir de 2 méthodes. La première, celle de Ferland (1999), est adaptée pour des matériaux « purement » poreux,

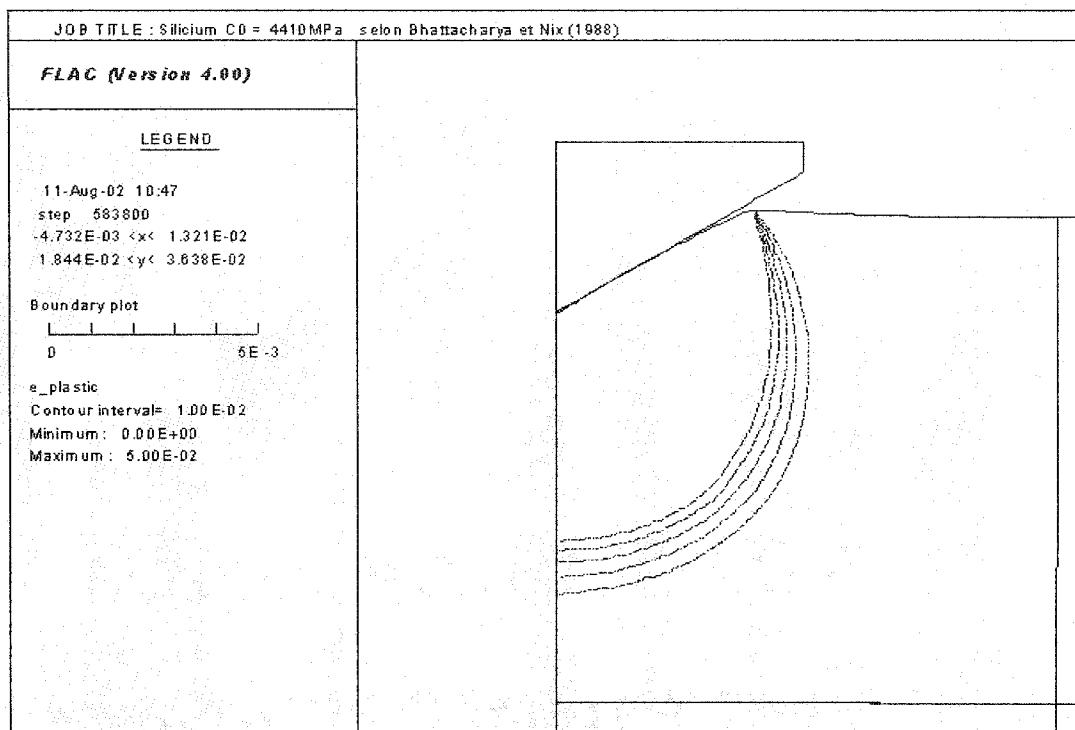
affichant le comportement mécanique de la figure 3.2. Elle fait l'hypothèse d'une zone plastique ayant la forme d'une sphère tronquée, comme il a été expliqué précédemment. La seconde provient de Gill et al. (1980), concerne les roches dures et fragiles et implique une zone plastique de forme conique appelée faux nez. Au premier coup d'œil, aucune des 2 méthodologies présentées ne permet l'estimation correcte des valeurs de résistance en compression uniaxiale : en effet, les rapports  $C_0\text{moyen} / C_0\text{réel}$  sont très variables d'un matériau à l'autre. On fait remarquer que même si la théorie de Gill et al. (1980) tient compte de la valeur de  $\phi$ , sa validité n'en est pas moins douteuse pour des roches élasto-plastiques. Quelques tendances peuvent toutefois être mises en évidence.

Par exemple, le graphique de la figure 6.7 illustre l'influence que semble avoir le rapport  $E/C_0$  et l'angle de frottement interne  $\phi$  sur le rapport  $C_0\text{moyen} / C_0\text{réel}$ , obtenu selon le modèle de Ferland (1999). Les triangles réfèrent aux cas du silicium de Bhattacharya et Nix (1988) alors que les carrés représentent les cas fictifs de Huang et al. (1997), avec 3 différents angles de frottement interne. On peut s'apercevoir que plus le rapport  $E/C_0$  augmente, plus le rapport  $C_0\text{moyen} / C_0\text{réel}$  est élevé, signifiant une augmentation de l'ampleur de la zone en rupture sous le poinçon. De même, une variation de l'angle de frottement interne du matériau déplace verticalement la courbe d'influence que l'on peut deviner avec les cas où  $\phi = 20^\circ$ .



**Figure 6.7** Graphique montrant l'influence de  $E/C_0$  et de  $\phi$  sur  $C_0^{\text{moy}} / C_0^{\text{réel}}$  obtenu selon Ferland (1999) pour quelques matériaux élastiques parfaitement plastiques.

La figure 6.8 montre la zone de déformation plastiques en cisaillement située sous le poinçon pour le silicium  $C_0 = 4410 \text{ MPa}$  selon Bhattacharya et Nix (1988). Bien que la géométrie soit dans ce cas très bien définie, il est important d'indiquer que des zones aux frontières beaucoup moins claires, présentant du cisaillement localisé, sont le plus souvent observées. En fait, les zones plastiques ont cette allure de cap sphérique seulement que dans les cas où  $\phi=0^\circ$ .



**Figure 6.8** Zone de déformations plastiques en cisaillement du silicium  $C_0 = 4410 \text{ MPa}$  selon Bhattacharya et Nix (1988).

### 6.2.2 Détermination du module de Young E

Il a été noté à la section 5.2.1, avec les cas fictifs inspirés de l'article de Huang et al. (1997), que le rapport  $E/C_0$  et l'angle de frottement interne semblaient avoir une certaine influence sur la justesse de la méthodologie d'interprétation, en ce qui a trait au module de Young. La comparaison des courbes force – pénétration de ces 4 essais numériques permet de confirmer que plus ce rapport est faible, plus la composante élastique est importante et moins les courbes de déchargement sont linéaires, surtout vers la fin du déchargement, alors que la charge appliquée approche de zéro. Ce phénomène est relaté par d'autres auteurs (Doerner et Nix, 1986; Bhattacharya et Nix, 1988).

En introduisant les légères modifications mentionnées à la fin de la section 3.1 au modèle d'interprétation, on obtient, en moyenne, à partir des simulations numériques pour des roches élastiques parfaitement plastiques, de meilleurs résultats, indépendamment du rapport  $E/C_0$  (voir tableau 6.3). On peut noter que, pour des rapports  $E/C_0$  élevé, la différence entre les 2 méthodes est minime, d'abord à cause de la composante élastique plutôt faible et ensuite parce que la pente de la courbe de déchargement est plus régulière et linéaire. Aussi, lorsque l'angle de frottement interne est plus élevé, comme dans les cas du calcaire Cordoba Cream et l'un des Huang  $C_0 = 50$ , cette nouvelle méthodologie n'est guère profitable et donne même des résultats plus éloignés.

**Tableau 6.3** Interprétation modifiée des essais pour  $E$  avec des matériaux élastoplastiques.

Roches	Rapport $E/C_0$	$E$ Ferland (1999) (GPa)	Écart (%)	$E$ corrigé (GPa)	Écart (%)
Ekofisk $C_0 = 10.3$ MPa	140	1.558	7.97	1.503	4.16
Salem $C_0 = 68$ MPa	551	35.3	-5.87	39.3	4.80
Cordoba Cream $C_0 = 17.5$ MPa	174	2.95	-2.96	3.45	13.49
Ferland $C_0 = 2.4$ MPa	1563	3.64	-2.93	3.64	-2.93
Huang $C_0 = 25$ MPa	358	8.89	-0.67	9.11	1.79
Huang $C_0 = 50$ MPa	179	9.26	3.46	9.23	3.13
Huang $C_0 = 100$ MPa	90	10.09	12.74	9.56	6.82
Huang $C_0 = 200$ MPa	45	10.37	15.87	9.16	2.35
BhatNix $C_0 = 4410$ MPa	28.8	155	22.05	122	-3.94
BhatNix $C_0 = 2205$ MPa	57.6	150	18.11	131	3.15
Huang $C_0 = 50$ MPa, $\phi=35^\circ$	179	8.70	-2.79	10.72	19.78
Huang $C_0 = 200$ MPa, $\phi=0^\circ$	45	11.78	31.62	10.06	12.40

En fait, cette méthode semble s'avérer surtout efficace avec des matériaux montrant un rebond élastique relativement important. Ainsi, ces modifications au modèle d'interprétation pourraient être effectuées dans les cas où le rapport  $E/C_0$  est inférieur à 100 ou lorsque la valeur de l'angle de frottement interne se situe près de 0. Dans les autres cas, la différence dans les résultats n'est pas significative. Une estimation convenable du  $C_0$  ou de  $\phi$  doit donc être effectuée avant l'interprétation de l'essai de poinçonnement. Il est possible aussi de juger d'après les courbes l'ampleur et la linéarité du rebond élastique au déchargement.

### **6.3    *Courbes force – pénétration***

Les courbes force – pénétration qui proviennent des simulations numériques, effectuées avec FLAC ou PFC<sub>2D</sub>, montrent toutes un aspect concave vers le haut évident, similaire à celles présentées par Doerner et Nix (1986) et Bhattacharya et Nix (1988). Les essais expérimentaux de Ferland (1999) ont aussi donné des courbes de cette nature, quoique de moins grande ampleur. La géométrie du poinçon, sphériconique, explique cette concavité. Dans le cas des matériaux poreux, la présence d'un durcissement significatif suite à l'initiation des déformations plastiques augmente le niveau de charge à appliquer pour atteindre une pénétration donnée ; ceci donne des courbes avec des pentes qui croissent encore plus rapidement que dans le cas idéal de la figure 3.2.

Avec les matériaux fragiles, l'absence de discontinuités importantes dans les courbes obtenues numériquement est normale. En effet, malgré la capacité du logiciel FLAC à indiquer si une rupture en tension ou en cisaillement se produit, le matériau sous le poinçon demeure en tout temps un milieu continu ; le phénomène d'écaillage peut donc difficilement être représenté. Pour contrer cette lacune, le logiciel PFC<sub>2D</sub> pourrait s'avérer utile puisqu'il permet de simuler un matériau granulaire, où les contacts entre les grains peuvent se briser, laissant alors les grains libres de se déplacer.

## CHAPITRE 7

### CONCLUSIONS ET RECOMMANDATIONS

Pour évaluer le potentiel des essais de poinçonnement comme moyens de déterminer le module de Young  $E$  et la résistance en compression uniaxiale  $C_0$  des matériaux poreux, Ferland (1999) et Leite et Ferland (2001) avaient formulé quelques hypothèses concernant la forme et l'ampleur de la zone de compaction, qui se forme sous le poinçon et qui influence sa pénétration. Ces hypothèses étant basées sur des observations visuelles limitées, les auteurs recommandaient que l'étude de cette région, caractérisée par des déformations plastiques importantes, soit approfondie pour vérifier l'adéquation du modèle proposé. L'objectif de ce projet de recherche consistait donc en la vérification des hypothèses posées lors de l'expérimentation, sur des matériaux ductiles et poreux fabriqués en laboratoire, d'une méthodologie d'essais de poinçonnement. Pour ce faire, des simulations numériques, principalement à l'aide du logiciel de différences finies FLAC, ont été réalisées. Quelques simulations supplémentaires ont aussi été effectuées avec un programme récent, PFC<sub>2D</sub>.

S'inspirant du programme d'essais de poinçonnement et de résistance en compression uniaxiale réalisé par Ferland (1999), un modèle numérique a été construit avec FLAC. Les nombreuses simulations numériques effectuées ont permis d'étudier les modes de rupture et les zones de déformations plastiques engendrés par l'enfoncement cyclique d'un poinçon sphéronique pour des matériaux aux comportements mécaniques différents, surtout ductiles et poreux mais aussi élasto-plastiques et fragiles. Ainsi, les frontières des zones plastiques sous le poinçon ont été localisées pour différents matériaux et les courbes caractéristiques des essais de poinçonnement ont été utilisées pour déterminer les propriétés mécaniques  $C_0$  et  $E$ . La validité, pour les roches poreuses, des théories d'interprétation existantes a été testée.

Pour ce qui est du module de Young E, les présents travaux montrent que la méthodologie d'interprétation utilisée par Ferland (1999), soit celle proposée par Gill et al. (1980), est valide. Pour les matériaux « purement » poreux, l'erreur obtenue est généralement inférieure à  $\pm 10\%$ . L'écart le plus élevé est  $-17.9\%$ , ce qui est encore acceptable. Pour les matériaux élastiques parfaitement plastiques et fragiles, les erreurs obtenues sont souvent plus importantes ; l'intervalle des écarts va de  $-5.9\%$  à  $33.4\%$ . Toutefois, il a été démontré que l'interprétation des étapes de déchargement peut être améliorée avec une technique simple, présentée par Bhattacharya et Nix (1988). Il reste que, pour permettre une détermination adéquate du module de Young à l'aide du BOLO-75, l'effet d'échelle, pour des essais expérimentaux, doit être étudié et mieux cerné.

Pour ce qui est de la résistance en compression uniaxiale  $C_0$ , les résultats dérivés des simulations numériques indiquent que le modèle d'interprétation proposé par Ferland (1999) est valide uniquement pour le cas idéal d'un matériau de porosité élevée, avec un mode de rupture sur un « cap » plan lorsque soumis à l'enfoncement d'un poinçon sphériconique et montrant peu de durcissement suite à l'initiation des déformations volumétriques plastiques. Lorsque le comportement mécanique du matériau s'éloigne de ce cas idéal, illustré à la figure 3.2, la zone plastifiée prend une ampleur plus importante sous le poinçon et l'interprétation selon Ferland (1999) donne des résultats moins satisfaisants. Néanmoins, les présents travaux de recherche ont clairement indiqué que la connaissance de l'étendue de la zone plastifiée permet d'ajuster le modèle existant pour améliorer considérablement la précision des valeurs calculées de la résistance en compression uniaxiale  $C_0$ . Enfin, les quelques analyses supplémentaires effectuées à titre exploratoire avec le logiciel PFC<sub>2D</sub> soulignent l'influence significative que semble avoir la porosité initiale sur l'ampleur de la zone d'effondrement des pores.

La présente étude répond à plusieurs questions concernant le poinçonnement cyclique des roches poreuses comme moyen d'obtenir les propriétés mécaniques  $E$  et  $C_0$ . Toutefois, quelques interrogations demeurent ou sont soulevées. Advenant la poursuite des efforts de recherche sur ce sujet, voici un certain nombre de recommandations.

Concernant les roches poreuses, les possibilités du logiciel PFC<sub>2D</sub> semblent très prometteuses. Avec ce logiciel, la porosité devient un paramètre du matériau pouvant être exprimé directement et non par le biais des autres propriétés mécaniques, comme c'est le cas avec FLAC. Une meilleure simulation du phénomène d'effondrement des pores et du durcissement subséquent peut donc être envisagée. Ainsi, la forme géométrique de la zone de compaction pourrait être étudiée via une autre approche et l'analyse de son ampleur  $h_y/a$  en fonction de la valeur de la porosité  $n$  pourrait être complétée. Si la zone de compaction s'avérait de forme plutôt conique, le modèle de Wilsea et al. (1975) pourrait être reformulé pour une distribution différente de l'état de contraintes sous le poinçon qui tiendrait compte de cette géométrie. D'un autre côté, des simulations de l'essai de poinçonnement pourraient être envisagées, avec FLAC et/ou PFC<sub>2D</sub>, mais en modélisant un poinçon de géométrie sphérique. La zone plastique s'apparenterait peut-être plus au cap sphérique proposé par Wilsea et al. (1975). Enfin, il semble primordial d'améliorer les connaissances concernant l'effet d'échelle relié à des essais de poinçonnement expérimentaux sur ce type de matériaux.

Pour les roches dures et fragiles, il serait aussi intéressant de tenter de représenter leur comportement en poinçonnement avec PFC<sub>2D</sub>. Une porosité très faible peut alors être donnée. Cela permettrait d'étudier l'hypothèse de la zone broyée conique (faux nez) sous le poinçon, proposée par Gill et al. (1980), et de possiblement mieux simuler le phénomène d'écaillage.

## BIBLIOGRAPHIE

AVERSA, S. et EVANGELISTA, A., (1998). The mechanical behavior of a pyroclastic rock : yield strength and destructuration effects. Rock Mechanics and Rock Engineering, 31-1, 25-42.

AWAL, M.R., AZEEMUDDIN, M., KHAN, M.S., ABDULRAHEEM, A. et MOHIUDDIN, M.A., (2001). A more realistic sand production prediction using pore collapse theory. Rock Mechanics in the National Interest, Elsworth, Tinucci & Heasley (eds), 35-42.

AZEEMUDDIN, M., SCOTT, T.E., ROEGIERS, J.-C. et ZAMAN, M.M., (1994). Acoustic velocity anisotropies in Cordoba Cream limestone during different deformational stress paths. Rock Mechanics, Nelson & Lauback (eds.), Balkema, Rotterdam, 775-782.

BHATTACHARYA, A.K. et NIX, W.D., (1988). Finite element simulation of indentation experiments. Int. J. Solids Structures, 24-9, 881-891.

BHATTACHARYA, A.K. et NIX, W.D., (1991). Finite element analysis of cone indentation. Int. J. Solids Structures, 27-8, 1047-1058.

BROOK, N., (1993). The measurement and estimation of basic rock strength. Comprehensive rock engineering, vol. 3, Hudson (ed), Pergamon Press, 41-66.

CHANG, W.V. et SUN, S.C., (1991). Non-linear elastic analysis of the hardness test on rubber-like materials. Rubber Chemistry and Technology, 64-2, 202-210.

CHEATHAM, J.B., (1964). Indentation analysis for rock having a parabolic yield envelope. Int. J. Rock Mech. Min. Sci., 1, 431-440.

CHEATHAM, J.B. et GNIRK, P.F., (1967). The mechanics of rock failure associated with drilling at depth. Proc. 8<sup>th</sup> U.S. Symp. on Rock Mech., 410-439.

CHEN, L. et ALEHOSSEIN, H., (1996). Kerf effects in spherical indentation. Rock Mechanics Tools and Techniques, Aubertin, Hassani & Mitri (eds), Balkema, Rotterdam, 717-724.

CHUA, K.M., XU, L. et JOHNSON, S.W., (1994). Numerical simulations of regolith-structure interaction. Computer meth. and advances in Geomech., Siriwardane & Zaman (eds), Balkema, Rotterdam, 1453-1458.

CLARK, I.H., (1991). The cap model for stress path analysis of mine backfill compaction processes. Computer meth. and advances in Geomech., Beer, Booker & Carter (eds), Balkema, Rotterdam, 1293-1298.

COOK, N.G.W., HOOD, M. et TSAI, F., (1984). Observations of crack growth in hard rock loaded by an indenter. Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr., 21-2, 97-107.

CORTHÉSY, R., (2001). Notes du cours 6-291-CAO et informatique pour les mines, École Polytechnique, Montréal.

CRUZ, B., (1989). Le poinçonnement des roches fragiles non poreuses en tant qu'essai in situ palliatif. Mémoire de maîtrise, École Polytechnique de Montréal, Canada.

- DESAI, C.S., DRUMM, E.D. et ZAMAN, M.M., (1985). Cyclic testing and modeling of interfaces. J. Geotech. Engrg., ASCE, 111-6, 793-815.
- DESAI, C.S. et NAGARAJ, B.K., (1988). Modeling for cyclic normal and shear behavior of interfaces. J. Eng. Mech., ASCE, 114-7, 1198-1217.
- DESAI, C.S., MUQTADIR, A. et SCHEELE, F., (1986). Interaction analysis of anchor-soil systems. J. Geotech. Engrg., ASCE, 112-5, 537-553.
- DESAI, C.S., ZAMAN, M.M., LIGHTNER, J.G. et SIRIWARDANE, H.J., (1984). Thin-layer elements for interfaces and joints. Int. J. Numer. Anal. Meth. Geomech., 8, 19-43.
- DOERNER, M.F. et NIX, W.D., (1986). A method for interpreting the data from depth-sensing indentation instruments. J. Mater. Res., 1-4, 601-609.
- DOLLINGER, G.L., HANDEWITH, H.J., (2000). Correlations between punch test results and rock physical properties. Pacific Rocks, Girard, Liebman, Breeds & Doe (eds), Balkema, Rotterdam, 3-9.
- DRUMM, E., FISHMAN, K. et ZAMAN, M., (2000). Modeling of interfaces and joints. Modeling in geomechanics, Zaman, Gioda & Booker (eds), John Wiley & Sons Ltd, 389-426.
- DUTTA, P.K., (1972). A theory of percussive drill bit penetration. Int. J. Rock Mech. Min. Sci., 9, 543-567.
- ELLIOTT, G.M. et BROWN, E.T., (1985). Yield of a soft, high porosity rock. Géotechnique, 35-4, 413-423.

FARUQUE, M.O. et CHANG, C.J., (1986). New cap model for failure and yielding of pressure – sensitive materials. J. Eng. Mech., ASCE, 112-10, 1041-1053.

FERLAND, F., (1999). Détermination de la résistance en compression uniaxiale et du module d'élasticité d'un matériau poreux à l'aide d'un essai de poinçonnement. Mémoire de maîtrise, École Polytechnique de Montréal, Canada.

FLECK, N.A., OTOYO, H. et NEEDLEMAN, A., (1992). Indentation of porous solids. Int. J. Solids Structures, 29, 1613-1636.

GILL, D.E. et BALLIVY, G., (1976). Investigations géomécaniques des emplacements de tunnels en rocher sur l'île de Montréal. Revue canadienne de géotechnique, 13, 481-496.

GILL, D.E., PICHELINE, C., ROCHON, P., et DUBÉ, P.B., (1980). Relation between some of the methods for predicting the penetration rate of full face boring machine. Proc. 13<sup>th</sup> Can. Symp. on Rock Mech., CIM sp., 22, 103-110.

HÄGGBLAD, B. et NORDGREN, G., (1987). Modelling non-linear soil-structure interaction using interface elements, elastic-plastic soil elements and absorbing infinite elements. Computers and Structures, 26-1/2, 307-324.

HANDEWITH, H.J., (1970). Predicting the economic success of continuous tunnelling in hard rock. CIM Bulletin, 63, 595-599.

HIRTH, G. et TULLIS, J., (1989). The effects of pressure and porosity on the micromechanics of the brittle-ductile transition in quartzite. J. Geophys. Res., 94, 17825-17838.

HUANG, H., DAMJANAC, B. et DETOURNAY, E., (1997). Numerical modeling of normal wedge indentation in rocks with lateral confinement. Int. J. Rock Mech. Min. Sci., 34:3-4, paper No. 064.

ITASCA Consulting Group, (1992). FLAC user manual. Minneapolis, Minnesota.

ITASCA Consulting Group, (1999). PFC<sub>2D</sub> user manual. Minneapolis, Minnesota.

JOHNSON, K.L., (1970). The correlation of indentation experiments. J. Mech. Phys. Solids, 18, 115-126.

KATZ, O., RECHES, Z. et ROEGIERS, J.-C., (2000). Evaluation of mechanical rock properties using a Schmidt Hammer. Int. J. Rock Mech. Min. Sci., 37-4, 723-728.

KHAIR, A.W., ADDALA, S., PESOWICZ, C. et BERNAKIEWICZ, M., (2000). Fracture process in rock by wedge indentors utilizing holographic interferometry. Pacific Rocks, Girard, Liebman, Breeds & Doe (eds), Balkema, Rotterdam, 41-47.

KORINETS, A.R., CHEN, L., ALEHOSSEIN, H., LIM, W. et BAKER, G., (1996). DIANA modelling of a rolling disc cutter and rock indentation. Rock Mechanics Tools and Techniques, Aubertin, Hassani & Mitri (eds), Balkema, Rotterdam, 647-654.

KOU, S.Q., HUANG, Y., TAN, X.C. et LINDQVIST, P.A., (1998). Identification of the governing parameters related to rock indentation depth by using similarity analysis. Engineering Geology, 49, 261-269.

KUKRETI, A.R., ZAMAN, M.M. et SURI, P., (1996). Development of a coupled constitutive – flow rock model for Indiana limestone. Rock Mechanics Tools and Techniques, Aubertin, Hassani & Mitri (eds), Balkema, Rotterdam, 1305-1313.

LADANYI, B., (1968). Rock failure under concentrated loading. Proc. 10<sup>th</sup> U.S. Symp. on Rock Mech., Austin, Texas, 363-387.

LANKFORD, J. et DAVIDSON, D.L., (1979). Indentation analysis and microfracture in silicon carbide. J. Mater. Sci., 14, 1669-1675.

LEE, C.H., MASAKI, S. et KOBAYASHI, S., (1972). Analysis of ball indentation. Int. J. Mech. Sci., 14, 417-426.

LEITE, M.H., CORTHÉSY, R. et GILL, D.E., (1997). Essais de poinçonnement de trous de forage et essais de compression uniaxiale dans le béton des structures de la retenue d'eau de la centrale du barrage Rapide-des-Quinze. Projet C.D.T. P 2115, École Polytechnique de Montréal, Canada.

LEITE, M.H. et FERLAND, F., (2001). Determination of unconfined compressive strength and Young's modulus of porous materials by indentation tests. Engineering Geology, 59, 267-280.

LUBARDA, V.A., MASTILOVIC, S. et KNAP, J., (1996). Brittle-ductile transition in porous rocks by cap model. J. Eng. Mech., 633-642.

LUNDBERG, B., (1974). Penetration of rock by conical indenters. Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr., 11, 209-214.

MILLER, M.H. et SIKARSKIE, D.L., (1968). On the penetration of rock by three-dimensional indentors. Int. J. Rock Mech. Min. Sci., 5, 375-398.

MISHNAEVSKY, L.L. Jr, (1995). Physical mechanism of hard rock fragmentation under mechanical loading: a review. Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr., 32-8, 763-766.

MIZUNO, E. et CHEN, W.F., (1981). Plasticity models and finite element implementation. Implementation of computer procedures and stress-strain laws in geotechnical engineering, vol. 2, Desai & Saxena (eds.), 519-533.

MOWAR, S., ZAMAN, M., STEARNS, D.W. et ROEGIERS, J.-C., (1994). Pore collapse mechanisms in Cordoba Cream limestone. Rock Mechanics, Nelson & Lauback (eds.), Balkema, Rotterdam, 767-773.

MULHEARN, T.O., (1959). The deformation of metals by Vickers-type pyramidal indenters. J. Mech. Phys. Solids, 7, p. 85-96.

NGUYEN, D., (1972). Un concept de rupture unifié pour les matériaux rocheux denses et poreux. Thèse de doctorat, École Polytechnique de Montréal, Canada.

PARISEAU, W.G. et FAIRHURST, C., (1967). The force – penetration characteristic for wedge penetration into rock. Int. J. Rock Mech. Min. Sci., 4, 165-180.

PAUL, B. et SIKARSKIE, D.L., (1965). A preliminary theory of static penetration by a rigid wedge into a brittle material. Trans. Soc. Min. Engrs., 232, 372-383.

RANCOURT, A., (1996). Caractérisation de la variabilité des propriétés mécaniques des roches au moyen d'un essai index in-situ. Mémoire de maîtrise, École Polytechnique de Montréal, Canada.

REICHMUTH, D.R., (1963). Correlation of force – displacement data with physical properties of rock for percussive drilling systems. Proc. 5<sup>th</sup> U.S. Symp. on Rock Mech., 33-59.

RINGSTAD, C., LOFTHUS, E.B., SONSTEBO, E.F., FJAER, E., ZAUSA, F. et FUH, G.-F., (1998). Prediction of rock parameters from micro-indentation measurements : the effect of sample size. Proc. of the SPE/ISRM Rock Mech. in Petroleum Eng. Conference, p. 487-492.

ROEGIERS, J.-C., AZEEMUDDIN, M., ZAMAN, M.M. et ABDULRAHEEM, A., (1991). A constitutive model for characterizing dilatancy in rocks. Rock Mechanics as a Multidisciplinary Science, Roegiers (ed.), Balkema, Rotterdam, 531-538.

ROSSMANITH, H.P., KNASMILLNER, R.E. et UENISHI, K., (1996). Dynamic fracture and damage of rock during impact. Rock Mechanics Tools and Techniques, Aubertin, Hassani & Mitri (eds), Balkema, Rotterdam, 569-573.

SHAH, K.R., (1997). An elasto-plastic constitutive model for brittle-ductile transition in porous rocks. Int. J. Rock Mech. Min. Sci., 34:3-4, paper No. 283.

SHAO, J.F., HENRY, J.P. et GUENOT, A., (1988). An adapted constitutive model for soft porous rocks (chalk). Key Questions in Rock Mechanics, Cundall et al. (ed.), Balkema, Rotterdam, 51-58.

SIMON, R., (1967). Rock fragmentation by concentrated loading. Proc. 8<sup>th</sup> U.S. Symp. on Rock Mech., 440-454.

SQUELCH, A.P., (1994). The determination of the influence of backfill on rockfalls in south african gold mines. MSc Dissertation, University of the Witwatersrand, Johannesburg.

SUAREZ-RIVERA, F.R., COOK, N-G.W. et COOPER, G.A., (1990). Indentation by pore collapse in porous rocks. Rock Mechanics Contributions and Challenges, Hustrulid & Johnson (eds), Balkema, Rotterdam, 671-678.

SZLAVIN, J., (1974). Relationships between some physical properties of rock determined by laboratory tests. Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr., 11, 57-66.

SZWEDZICKI, T. et DONALD, D., (1996). Assessment of mechanical parameters of rock using an indentation test. The Aus IMM Annual Conference, Perth., 33-36.

SZWEDZICKI, T., (1998). Technical Note: Indentation hardness testing of rock. Int. J. Rock Mech. Min. Sci., 35-6, 825-829.

TEUFEL, L.W., RHETT, D.W. et FARRELL, H.E., (1991). Effect of reservoir depletion and pore pressure drawdown on in situ stress and deformation in the Ekofisk Field, North Sea. Rock Mechanics as a Multidisciplinary Science, Roegiers (ed.), Balkema, Rotterdam, 63-72.

THIERCELIN, M., et COOK, J., (1988). Failure mechanisms induced by indentation of porous rocks. Key Questions in Rock Mechanics, Cundall et al. (ed.), Balkema, Rotterdam, 135-142.

TIMOSHENKO, S.P. et GOODIER, J.N., (1951). Theory of elasticity, 3<sup>rd</sup> ed., McGraw-Hill, New York.

- VAN LANGEN, H. et VERMEER, P.A., (1991). Interface elements for singular plasticity points. Int. J. Numer. Anal. Meth. Geomech., 15, 301-315.
- WAGNER, H. et SCHUMANN, E.H.R., (1971). The stamp-load bearing strength of rock. An experimental and theoretical investigation. Rock Mech., 3, 185-207.
- WAKAI, A., GOSE, S. et UGAI, K., (1999). 3-D elasto-plastic finite element analyses of pile foundations subjected to lateral loading. Soils and Foundations, 39-1, 97-111.
- WANG, J.K. et LEHNHOFF, T.F., (1976). Bit penetration into rock – A finite element study. Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr., 13, 11-16.
- WILSEA, M., JOHNSON, K.L. et ASHBY, M.F., (1975). Indentation of foamed plastics. Int. J. Mech. Sci., 17, 457-460.
- WONG, T.F., SZETO, H. et ZHANG, J., (1992). Effect of loading path and porosity on the failure mode of porous rocks. Appl. Mech. Rev., 45-8, 281-293.
- WONG, T.F., DAVID, C. et ZHU, W., (1997). The transition from brittle faulting to cataclastic flow in porous sandstones : Mechanical deformation. J. Geophys. Res., 102, 3009-3025.
- YOFFE, E.H., (1982). Elastic stress fields caused by indenting brittle materials. Philosophical Magazine A, 46-4, 617-628.
- ZAMAN, M.M., DESAI, C.S. et DRUMM, E.C., (1984). Interface model for dynamic soil-structure interaction. J. Geotech. Engrg., ASCE, 110-9, 1257-1273.

ZAMAN, M., ROEGIERS, J.-C., ABDULRAHEEM, A. et AZEEMUDDIN, M., (1994). Pore collapse in weakly cemented and porous rocks. J. Energy Res. Tech., 116, 97-103.

ZHANG, J., WONG, T.F. et DAVIS, D.M., (1990). Micromechanics of pressure-induced grain crushing in porous rocks. J. Geophys. Res., 95, 341-352.

ZHAO, X.L., ROEGIERS, J.-C. et PASSARIS, E.K.S., (1994). Indentation fracture mechanics and rock disc cutting. Rock Mechanics, Nelson & Lauback (eds.), Balkema, Rotterdam, 327-334.

ZHU, W. et WONG, T.F., (1997). Shear-enhanced compaction in sandstone under nominally dry and water-saturated conditions. Int. J. Rock Mech. Min. Sci., 34:3-4, paper No. 364.

## ANNEXE 1

### Exemple d'un fichier de commandes de FLAC

```

title
  Essai cyclique de poinçonnement

; configuration et maillage initial
config axi
grid 111,106
mod null j=96
mod null i=31,111 j=97,106

; propriétés, géométrie et coordonnées du poinçon sphériconique
mod elas i=1,30 j=97,106
prop dens=3500 bulk=166.67e9 shear=76.923e9 i=1,30 j=97,106
gen 0,0.032814359 0,0.037 0.001,0.037 0.001,0.033391709 i=1,11 j=97,107
gen same same 0.006,0.037 0.006,0.036278461 i=11,31 j=97,107 rat=0.95,1
ini x=0      y=0.033      i=1    j=97
ini x=0.0001 y=0.033004174 i=2    j=97
ini x=0.0002 y=0.033016784 i=3    j=97
ini x=0.0003 y=0.033038105 i=4    j=97
ini x=0.0004 y=0.033068629 i=5    j=97
ini x=0.0005 y=0.033109129 i=6    j=97
ini x=0.0006 y=0.033160770 i=7    j=97
gen adjust

; propriétés et coordonnées du matériau
mod dy i=1,20 j=1,24
prop dens=2600 bulk=1.203e9 shear=0.555e9 fric=12.5 coh=4.15e9 i=1,20 j=1,24
prop ten=1e6 mul=240 cptable 1 i=1,20 j=1,24
mod dy i=100,111 j=1,12
prop dens=2600 bulk=1.203e9 shear=0.555e9 fric=12.5 coh=4.15e9 i=100,111 j=1,12
prop ten=1e6 mul=240 cptable 1 i=100,111 j=1,12
mod dy i=88,111 j=76,95
prop dens=2600 bulk=1.203e9 shear=0.555e9 fric=12.5 coh=4.15e9 i=88,111 j=76,95
prop ten=1e6 mul=240 cptable 1 i=88,111 j=76,95
mod dy i=1,70 j=26,95
prop dens=2600 bulk=1.203e9 shear=0.555e9 fric=12.5 coh=4.15e9 i=1,70 j=26,95
prop ten=1e6 mul=240 cptable 1 i=1,70 j=26,95
table 1 0,22.5e6 0.5,25e6 1,30e6 5,90e6

; subdivisions du maillage
gen 0,0 0,0.02 0.004,0.02 0.004,0          i=1,11  j=1,25 rat 1 0.94
gen 0.004,0 0.004,0.02 0.012,0.02 0.012,0  i=11,21 j=1,25 rat 1.06248 0.94
gen 0.012,0 0.012,0.02 0.032,0.02 0.032,0  i=100,112 j=1,13 rat 1.1317 0.8836
gen 0.012,0.02 0.012,0.028 0.032,0.028 0.032,0.02 &
i=88,112 j=76,86 rat 1.063829 0.941192
gen 0.012,0.028 0.012,0.032 0.032,0.032,0.028 &
i=88,112 j=86,96 rat 1.063829 1
gen 0,0.02 0,0.028 0.004,0.028 0.004,0.02     i=1,41 j=26,56 rat 1 0.98
gen 0,0.028 0,0.032 0.004,0.032 0.004,0.028  i=1,41 j=56,96 rat 1 1
gen 0.004,0.02 0.004,0.028 0.012,0.028 0.012,0.02 &
i=41,71 j=26,56 rat 1.020 0.98
gen 0.004,0.028 0.004,0.032 0.012,0.032 0.012,0.028 i=41,71 j=56,96 rat 1.020 1

; liaison des différentes subdivisions du maillage
attach aside from 1,25 to 11,25 bside from 1,26 to 41,26
attach aside from 11,25 to 21,25 bside from 41,26 to 71,26
attach aside from 71,26 to 71,56 bside from 88,76 to 88,86
attach aside from 71,56 to 71,96 bside from 88,86 to 88,96
attach aside from 21,1 to 21,25 bside from 100,1 to 100,13
attach aside from 100,13 to 112,13 bside from 88,76 to 112,76

```

```

; propriétés de l'interface poinçon-roche
; kn = ks = 50 x [0.555e9 / 4e-4] = 2.78e14
interface 1 aside from 1,96 to 71,96 bside from 1,97 to 31,97
inter 1 kn=2.78e14 ks=2.78e14 fric=20 tbond=0

; conditions aux frontières et ajustements
fix x i=112
fix y j=1
ini y add -0.001 i=1,31 j=97,107
set large

; mesure de la force appliquée
; 1) à la base du modèle
def load
sum = - yforce(1,1)*x(2,1)*0.25
loop i (2,112)
    sum = sum - yforce(i,1)*x(i,1)
end_loop
load = sum*2*pi
end

; 2) directement sous le poinçon
def loadb
sum = - yforce(1,97)*x(2,97)*0.25
loop i (2,31)
    sum = sum - yforce(i,97)*x(i,97)
end_loop
loadb = sum*2*pi
end

; chargement graduel
def rampch
while_stepping
    if step <= refstepch + 10000
        vitesse = 1e-10 + (step - refstepch) * 0.99e-8/10000
    loop i (1,31)
        loop j (97,107)
            yvel(i,j) = vitesse
        end_loop
    end_loop
    end_if
end

; déchargement graduel
def rampdech
while_stepping
    if step <= refstepdech + 10000
        vitesse = 1e-10 + (step - refstepdech) * 0.99e-8/10000
    loop i (1,31)
        loop j (97,107)
            yvel(i,j) = vitesse
        end_loop
    end_loop
    end_if
end

```

```
; un cycle de chargement - déchargement
; 1) chargement
def chargement
refstepch = step
command
fix x y i=1,31 j=97,107
end_command
loop while load < charge
command
step 100
end_command
end_loop
charge = charge + inc
end

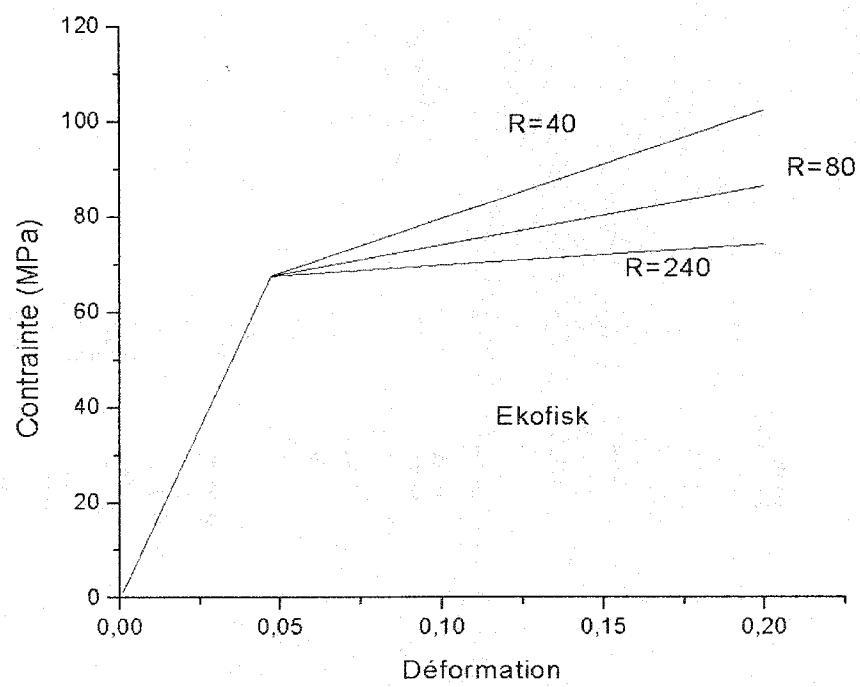
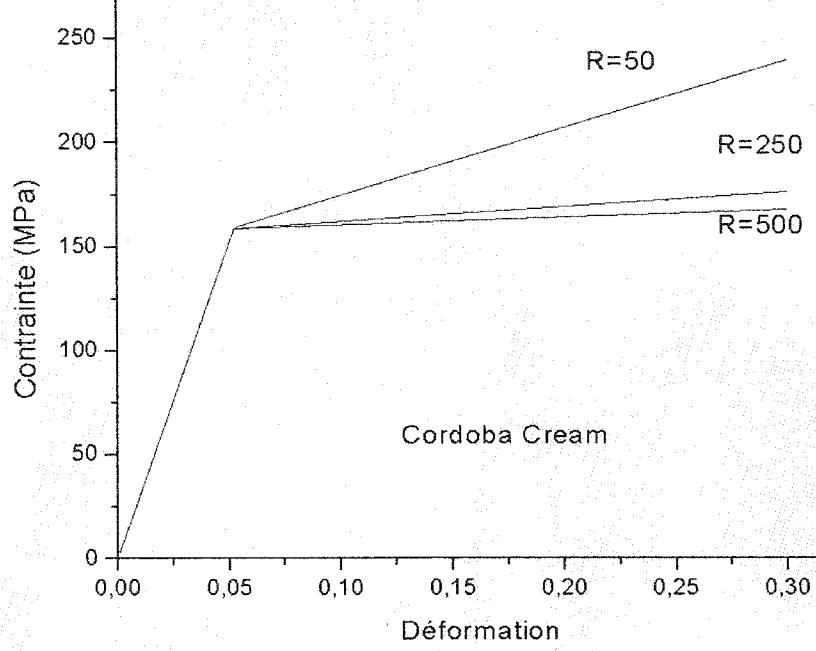
; 2) maintien pour assurer l'atteinte de l'équilibre
def maintien
refstepch = 0
refstepdech = 0
command
fix x y i=1,31 j=97,107
ini yv=0 i=1,31 j=97,107
step 10000
end_command
penetration = 0.032 - y(1,96)
end

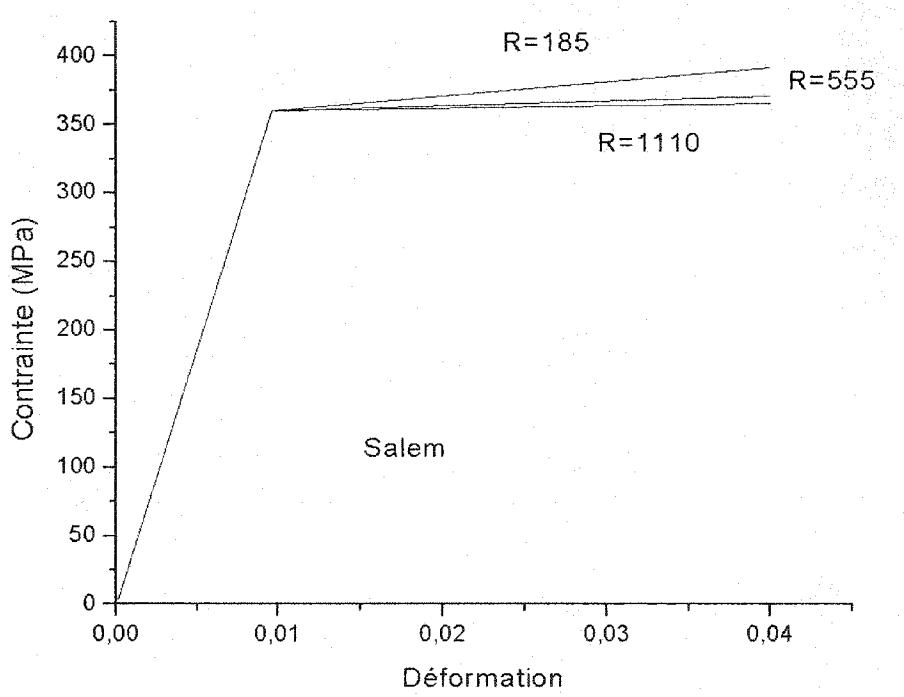
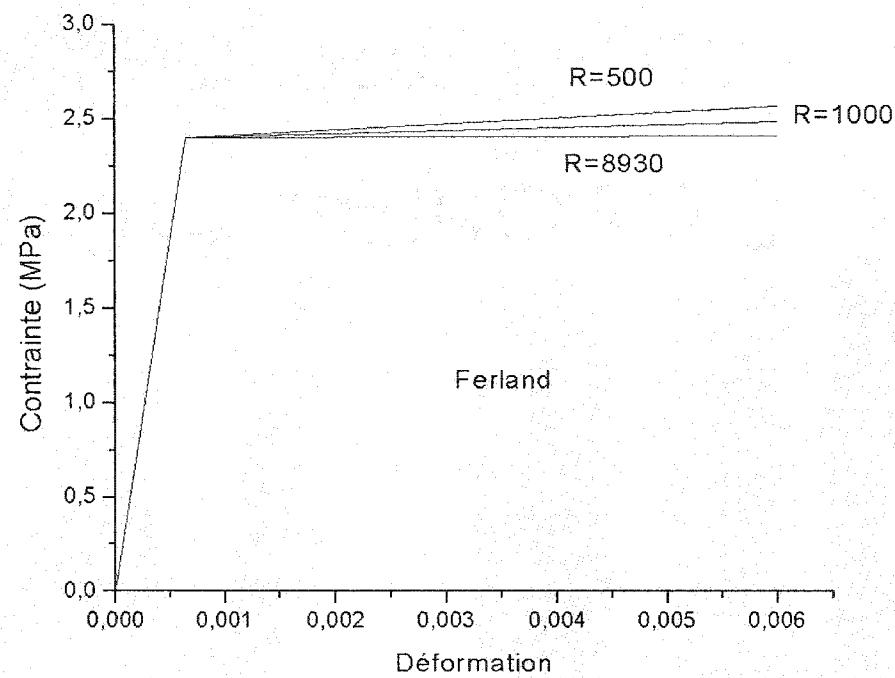
; 3) déchargement
def dechargement
refstepdech = step
command
fix x y i=1,31 j=97,107
end_command
loop while load > 1
command
step 100
end_command
end_loop
command
fix x y i=1,31 j=97,107
ini yv=0 i=1,31 j=97,107
step 10000
end_command
end

; histories
hist ydis i=1 j=107
hist ydis i=1 j=97
hist ydis i=1 j=96
hist sig1 i=1 j=95
hist sig2 i=1 j=95
hist load
hist loadb
hist unbal
hist ev_plastic i=1 j=95
hist ev_plastic i=1 j=90
```

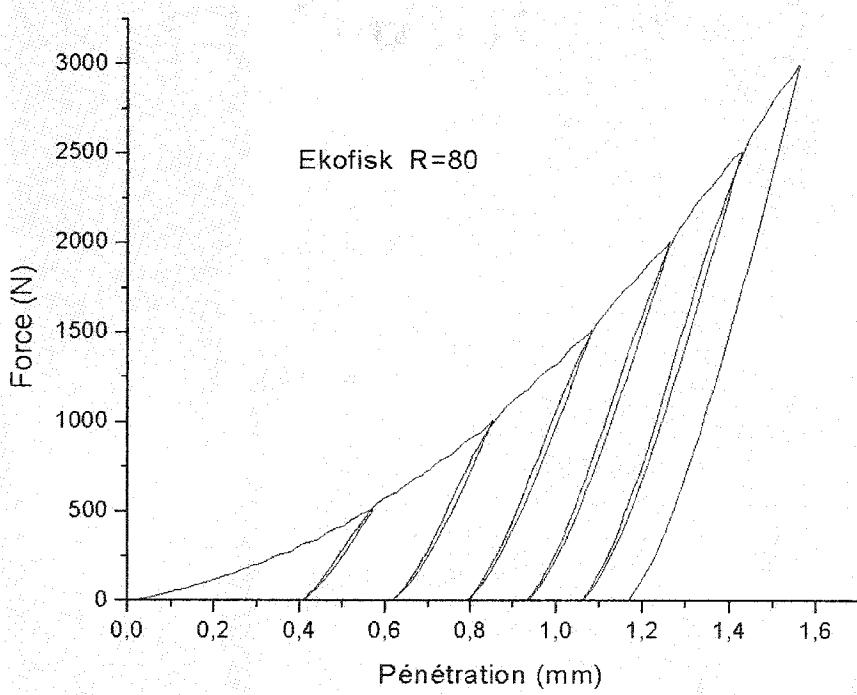
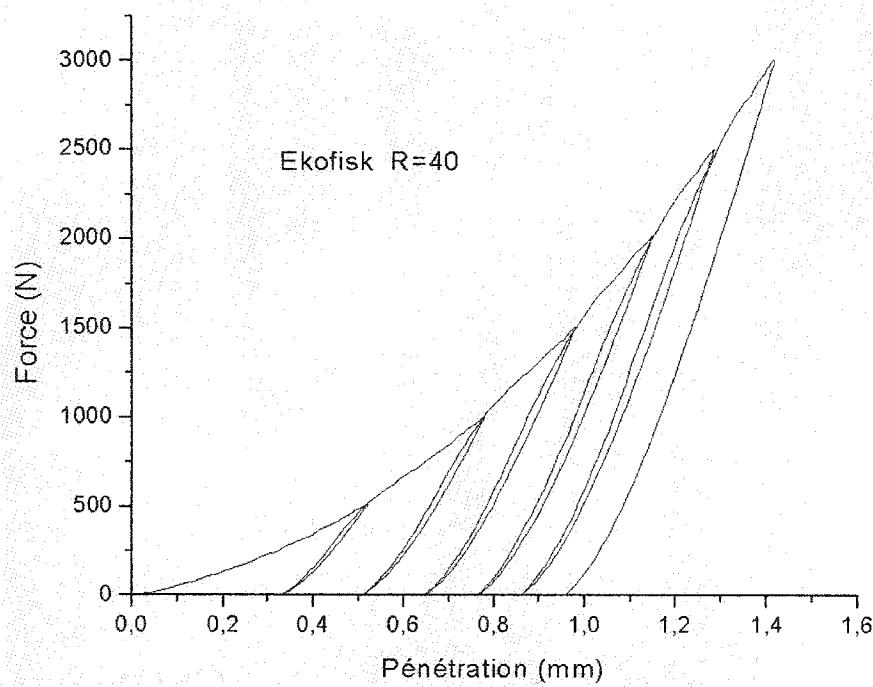
```
; exécution de l'essai cyclique de poinçonnement
set charge=500 inc=500 refstepdech=-10001
chargement
maintien
print load
print loadb
print yd i=1 j=96
save ekofisk13m.sav
dechargement
print yd i=1 j=96
save ekofisk13u.sav
chargement
maintien
print load
print loadb
print yd i=1 j=96
save ekofisk13m2.sav
dechargement
print yd i=1 j=96
save ekofisk13u2.sav
chargement
maintien
print load
print loadb
print yd i=1 j=96
save ekofisk13m3.sav
dechargement
print yd i=1 j=96
save ekofisk13u3.sav
chargement
maintien
print load
print loadb
print yd i=1 j=96
save ekofisk13m4.sav
dechargement
print yd i=1 j=96
save ekofisk13u4.sav
chargement
maintien
print load
print loadb
print yd i=1 j=96
save ekofisk13m5.sav
dechargement
print yd i=1 j=96
save ekofisk13u5.sav
chargement
maintien
print load
print loadb
print yd i=1 j=96
save ekofisk13m6.sav
dechargement
print yd i=1 j=96
save ekofisk13u6.sav
```

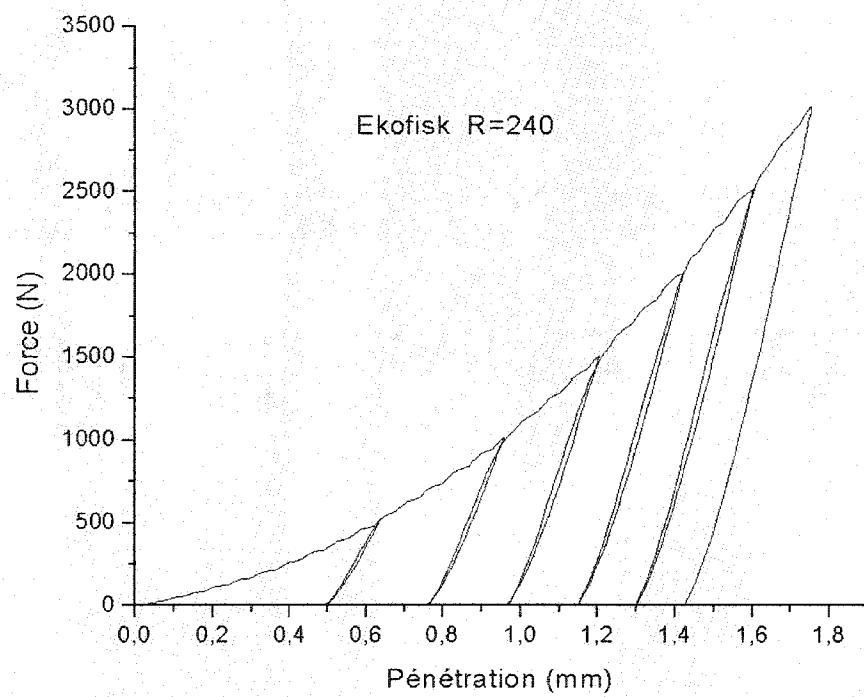
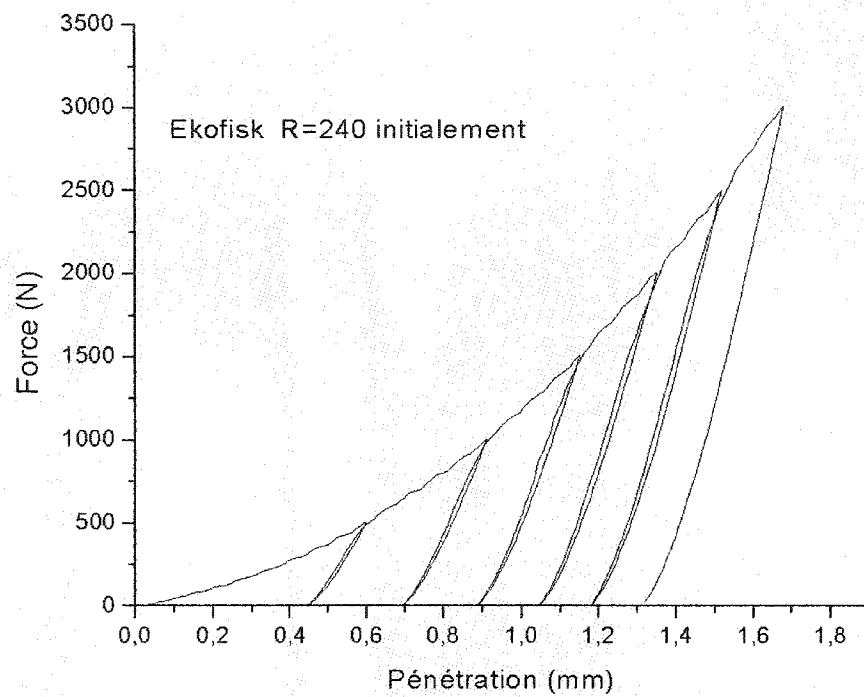
**ANNEXE 2****Courbes de compression uniaxiale**



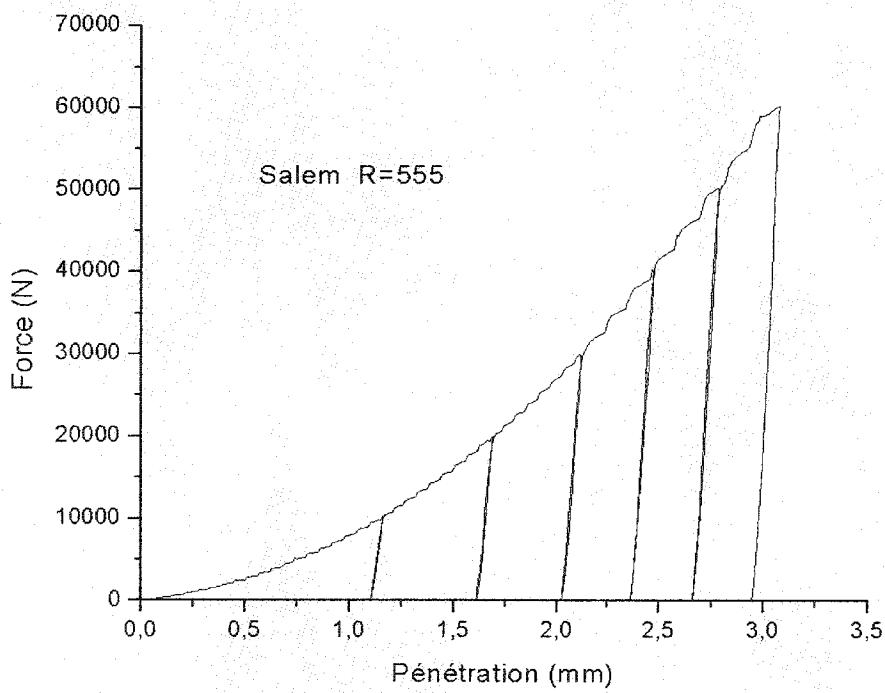
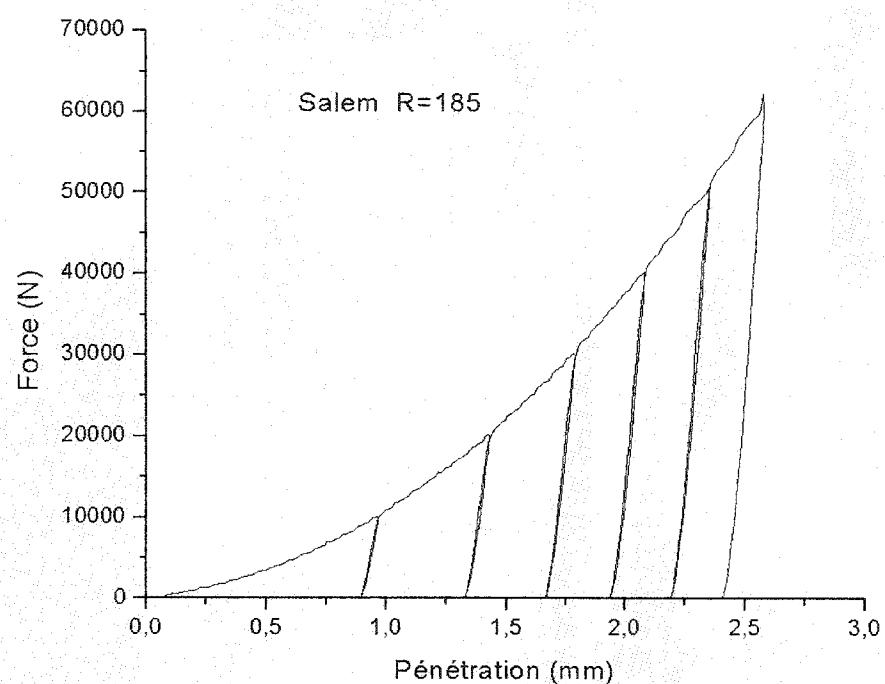


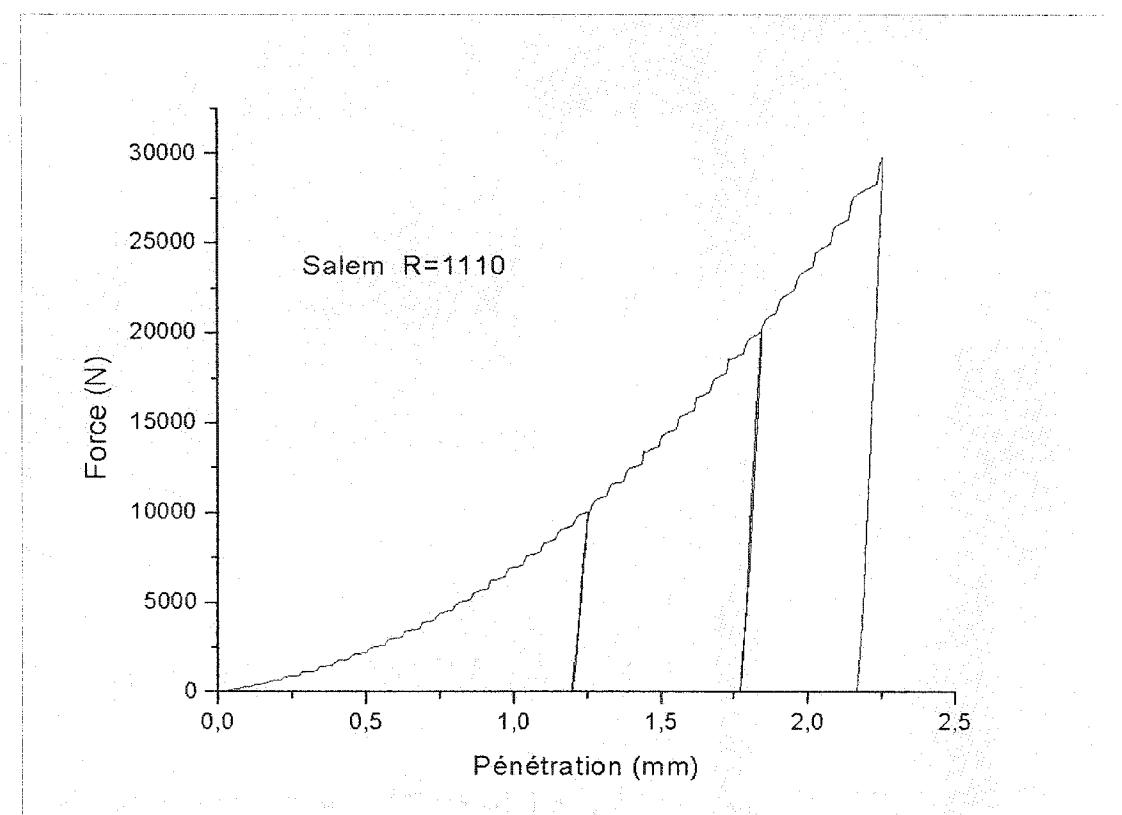
**ANNEXE 3****Courbes de poinçonnement et tableaux des résultats**



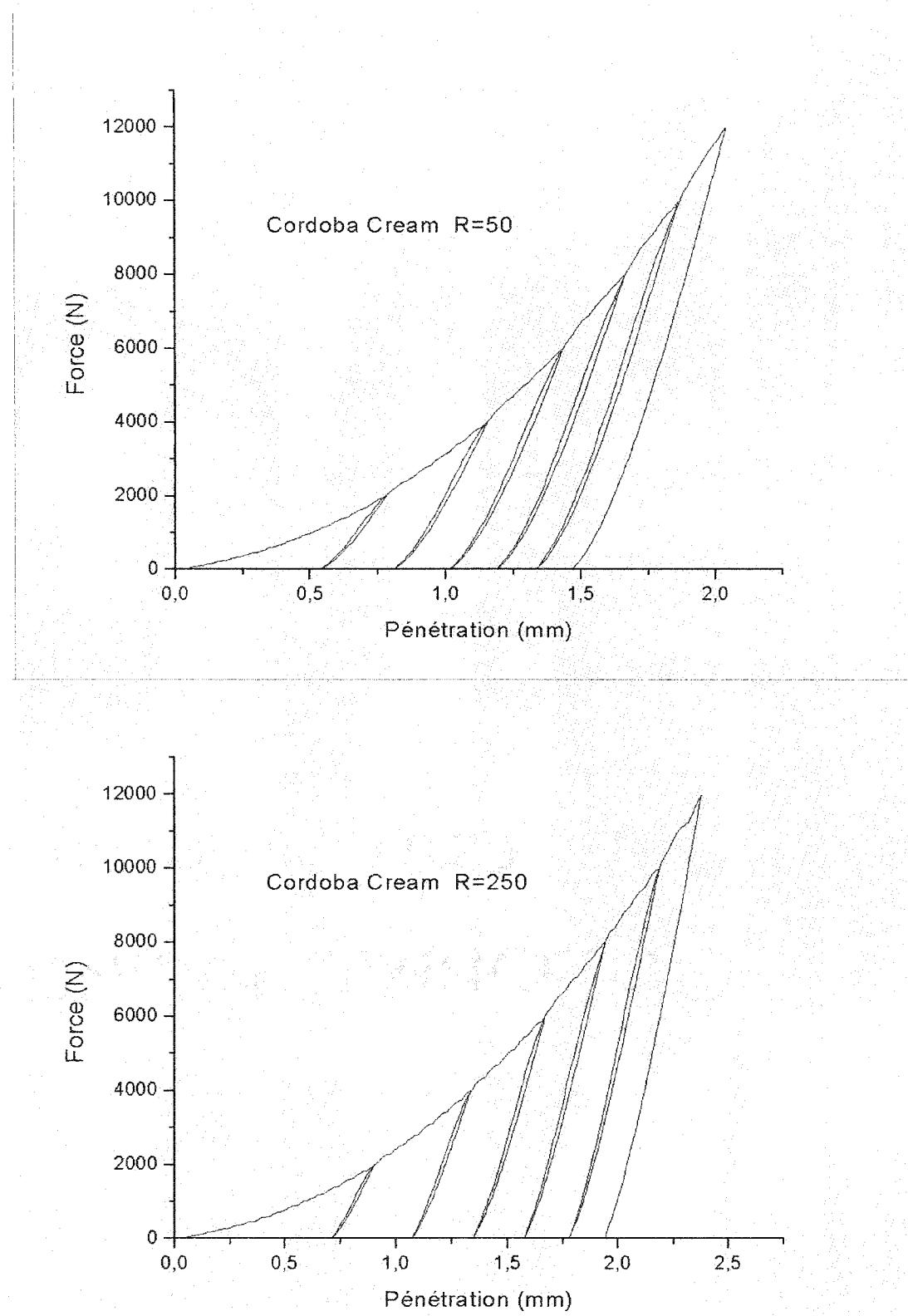


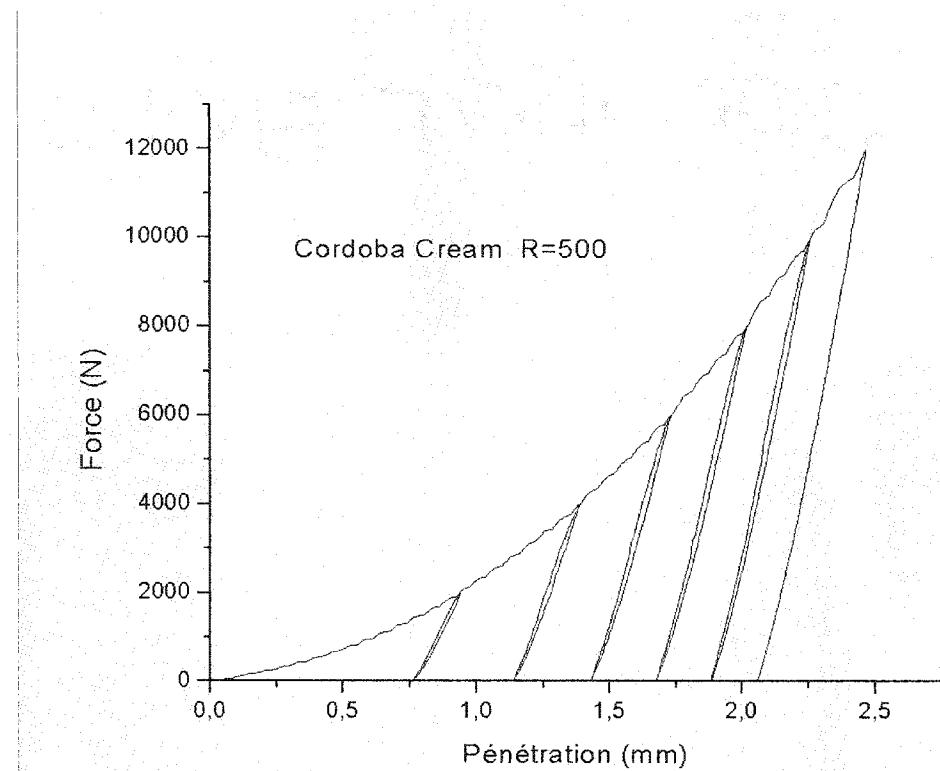
	Charge	dt	dp	de	a	E	MEP	C0 (hy=a)
	(N)	(mm)	(mm)	(mm)	(mm)	(GPa)	(GPa)	(MPa)
ekofisk R=40	510,3	0,5205	0,3237	0,1968	0,8822	1,378	0,838	134,9
	1009	0,7793	0,5022	0,2771	1,1914	1,433	0,791	146,3
C0=67,5 MPa	1511	0,9783	0,6432	0,3351	1,4356	1,472	0,767	150,9
E=1,443 GPa	2016	1,147	0,7614	0,3856	1,6403	1,494	0,757	154,2
	2505	1,284	0,8596	0,4244	1,8104	1,528	0,755	157,3
	3007	1,415	0,9547	0,4603	1,9751	1,550	0,748	158,6
						1,476	0,776	150,4
ekofisk R=80	505,9	0,5697	0,3989	0,1708	1,0125	1,371	0,587	101,6
	1008	0,8506	0,6121	0,2385	1,3817	1,434	0,559	108,6
C0=67,5 MPa	1518	1,080	0,7890	0,2910	1,6881	1,448	0,534	109,6
E=1,443 GPa	2013	1,261	0,9290	0,3320	1,9306	1,472	0,526	111,1
	2512	1,425	1,057	0,3680	2,1523	1,487	0,518	111,6
	2999	1,560	1,162	0,3980	2,3342	1,513	0,518	113,3
						1,454	0,540	109,3
ekofisk R=240-	504,1	0,5978	0,4406	0,1572	1,0847	1,386	0,494	88,2
	1006	0,9097	0,6889	0,2208	1,5147	1,410	0,452	90,2
C0=67,5 MPa	1512	1,150	0,8814	0,2686	1,8482	1,428	0,435	91,1
E=1,443 GPa	2012	1,349	1,042	0,3070	2,1263	1,445	0,426	91,6
	2505	1,516	1,177	0,3390	2,3602	1,468	0,423	92,5
	3012	1,678	1,309	0,3690	2,5888	1,478	0,417	92,5
						1,436	0,441	91,0
ekofisk R=240	512	0,6350	0,4910	0,1440	1,1720	1,422	0,417	76,7
	1014	0,9569	0,7580	0,1989	1,6344	1,462	0,384	78,1
C0=67,5 MPa	1514	1,203	0,9631	0,2399	1,9897	1,487	0,370	78,7
E=1,443 GPa	2010	1,420	1,146	0,2740	2,3065	1,491	0,356	77,7
	2519	1,600	1,297	0,3030	2,5680	1,518	0,355	78,6
	3008	1,752	1,425	0,3270	2,7897	1,546	0,355	79,5
						1,488	0,373	78,2



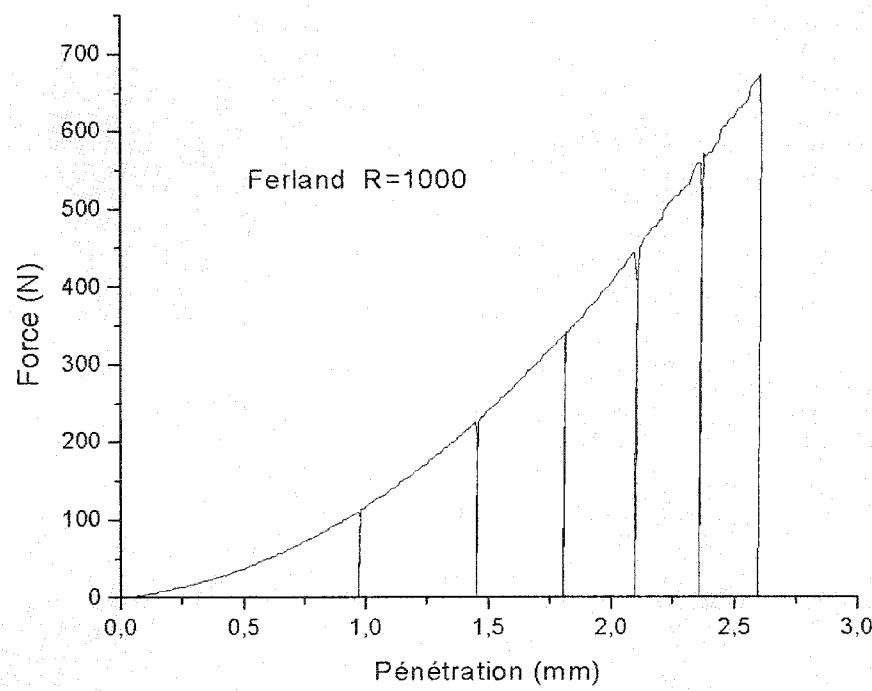
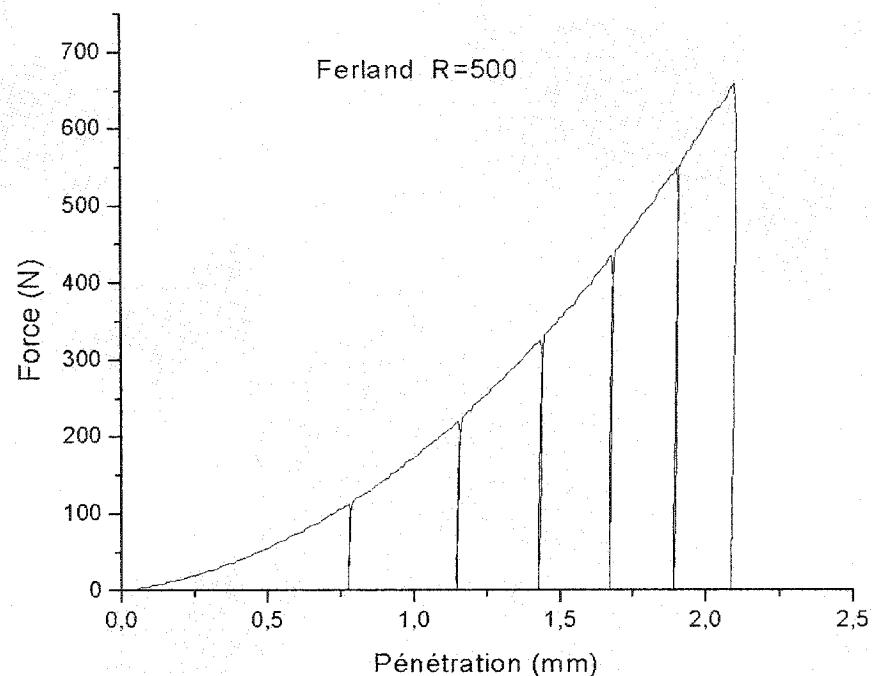


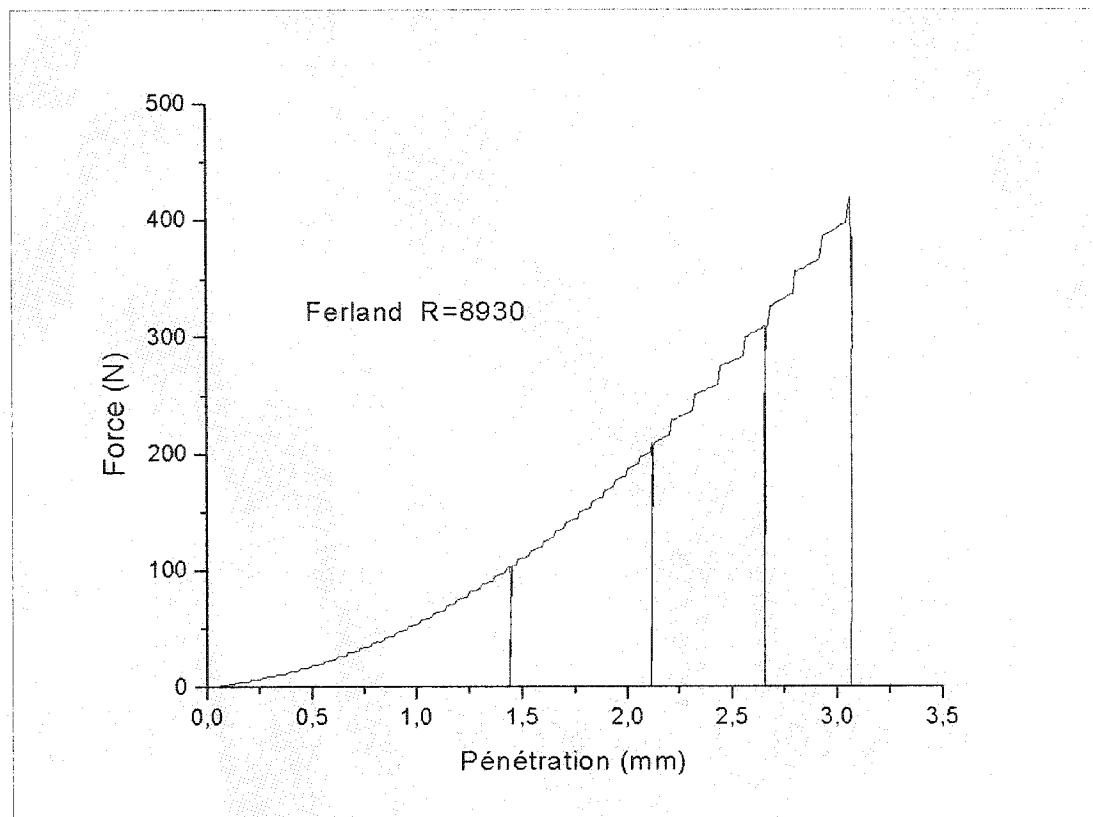
	Charge (N)	dt (mm)	dp (mm)	de (mm)	a (mm)	E (GPa)	MEP (GPa)	C0 (hy=a) (MPa)
salem R=185	10070	0,9663	0,8910	0,0753	1,8648	33,6	2,84	596
	20070	1,430	1,326	0,1040	2,6182	34,5	2,71	602
C0=360 MPa	30070	1,787	1,662	0,1250	3,2002	35,2	2,65	604
E=37,5 GPa	40040	2,083	1,940	0,1430	3,6817	35,6	2,63	608
	50370	2,350	2,193	0,1570	4,1199	36,5	2,61	611
	60370	2,579	2,409	0,1700	4,4941	37,0	2,61	615
						<b>35,4</b>	<b>2,68</b>	<b>606,0</b>
salem R=555	10260	1,161	1,102	0,0590	2,2303	36,5	1,96	424,4
	19940	1,691	1,611	0,0800	3,1119	37,5	1,86	423,7
C0=360 MPa	29950	2,119	2,023	0,0960	3,8255	38,2	1,81	421,1
E=37,5 GPa	40310	2,471	2,362	0,1090	4,4126	39,3	1,81	426,0
	50010	2,779	2,659	0,1200	4,9271	39,6	1,79	423,9
	60390	3,074	2,944	0,1300	5,4207	40,2	1,77	422,9
						<b>38,6</b>	<b>1,84</b>	<b>423,7</b>
salem R=1110	10000	1,251	1,198	0,0530	2,3965	36,9	1,63	358,3
	19960	1,842	1,770	0,0720	3,3873	38,4	1,56	358,0
C0=360 MPa	29860	2,251	2,165	0,0860	4,0714	40,0	1,59	370,7
E=37,5 GPa						<b>38,4</b>	<b>1,59</b>	<b>362,3</b>





	Charge (N)	dt (mm)	dp (mm)	de (mm)	a (mm)	E (GPa)	MEP (GPa)	C0 (hy=a) (MPa)
Cordoba R=50	2000	0,7806	0,5322	0,2484	1,2433	3,036	1,417	266,2
	4000	1,152	0,8033	0,3487	1,7129	3,139	1,363	280,5
	5990	1,432	1,012	0,4200	2,0744	3,223	1,338	286,4
	E=3,04 GPa	7896	1,661	1,184	0,4770	2,3723	3,271	1,318
		9980	1,858	1,332	0,5260	2,6286	3,383	1,336
		11990	2,036	1,466	0,5700	2,8607	3,447	1,340
						3,250	1,352	286,8
Cordoba R=250	1996	0,9000	0,7064	0,1936	1,5451	3,128	0,857	172,0
	3996	1,334	1,066	0,2680	2,1679	3,224	0,811	175,0
	C0=158,7 MPa	5988	1,665	1,343	0,3220	2,6477	3,292	0,789
	E=3,04 GPa	7990	1,937	1,571	0,3660	3,0426	3,363	0,784
		9983	2,180	1,777	0,4030	3,3994	3,416	0,775
		11980	2,371	1,937	0,4340	3,6765	3,519	0,789
						3,324	0,801	176,8
Cordoba R=500	1999	0,9400	0,7582	0,1818	1,6348	3,153	0,756	153,9
	3995	1,384	1,134	0,2500	2,2857	3,277	0,722	157,3
	C0=158,7 MPa	5994	1,726	1,426	0,3000	2,7914	3,355	0,706
	E=3,04 GPa	7993	2,013	1,673	0,3400	3,2193	3,423	0,696
		9981	2,254	1,880	0,3740	3,5778	3,496	0,696
		11990	2,461	2,057	0,4040	3,8844	3,581	0,703
						3,381	0,713	158,7





	Charge (N)	dt (mm)	dp (mm)	de (mm)	a (mm)	E (GPa)	MEP (GPa)	C0 (hy=a) (MPa)
Ferland R=500	102,7	0,7832	0,7735	0,0097	1,6613	2,99	0,037	7,66
	202,9	1,157	1,143	0,0140	2,3013	2,95	0,036	7,88
C0=2,4 MPa	301,2	1,441	1,425	0,0160	2,7897	3,16	0,036	7,96
	401,9	1,684	1,665	0,0190	3,2054	3,09	0,035	8,05
E=3,75 GPa	503,5	1,909	1,888	0,0210	3,5917	3,13	0,035	8,03
	604,9	2,105	2,082	0,0230	3,9277	3,14	0,035	8,07
						<b>3,08</b>	<b>0,0357</b>	<b>7,94</b>
Ferland R=1000	102	0,9757	0,9681	0,0076	1,9983	3,15	0,025	5,26
	202	1,457	1,447	0,0100	2,8278	3,35	0,023	5,20
C0=2,4 MPa	302	1,813	1,801	0,0120	3,4410	3,43	0,023	5,25
	401,3	2,105	2,091	0,0140	3,9433	3,41	0,023	5,31
E=3,75 GPa	501,1	2,371	2,355	0,0160	4,4005	3,34	0,023	5,32
	600,9	2,607	2,590	0,0170	4,8076	3,45	0,023	5,35
						<b>3,35</b>	<b>0,0231</b>	<b>5,28</b>
Ferland R=8930	96,13	1,445	1,441	0,0040	2,8174	4,00	0,011	2,49
	193,6	2,122	2,116	0,0060	3,9866	3,79	0,011	2,51
C0=2,4 MPa	287,1	2,662	2,655	0,0070	4,9201	3,91	0,010	2,44
	385,8	3,075	3,067	0,0080	5,6337	4,01	0,010	2,50
						<b>3,93</b>	<b>0,0107</b>	<b>2,49</b>

#### ANNEXE 4

##### Zones de déformations volumétriques plastiques

