

Jan 20106312

50376
1995
305

50376
1995
305

UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE
LABORATOIRE DE MECANIQUE DE LILLE URA 1441 CNRS

=====

THESE DE DOCTORAT

présentée à l'USTL
en vue de l'obtention du titre de

DOCTEUR DE L'USTL EN GENIE CIVIL

Par:

Rahman KHAZRAEI

Titre:

**ETUDE EXPERIMENTALE ET MODELISATION DE
L'ENDOMMAGEMENT ANISOTROPE DES ROCHES FRAGILES**

=====

Soutenue le 18 Décembre 1995

Jury :

MM. HENRY J.P.	Professeur - U.S.T. de Lille	Président
DRAGON A	Dir. Rech. CNRS - E.N.S.M.A. de Poitiers	Rapporteur
Mme. HONCHEN	Professeur - E.N.S.G. de Nancy	Rapporteur
MM. BERTEAUX Y	Dir. Rech. CNRS - Labo. M.M.S. Gén. Civ. de Paris	Examineur
HOUET N.	Doct. Ing. de Recherche - ANDRA de Paris	Examineur
SHRO	Professeur - U.S.T. de Lille	Examineur



.... à ma mère

et à ma femme et mes deux enfants

AVANT - PROPOS

Monsieur le professeur J.P. HENRY, responsable du Département Mécanique des Matériaux Fragiles et des Structures du Laboratoire de Mécanique de Lille (URA - 1441 CNRS), m'a fait l'honneur de m'accueillir dans son équipe et de présider ce jury. Je lui exprime ma plus grande reconnaissance.

C'est à Monsieur le professeur J.F. SHAO, que je dois mon orientation vers la recherche. Il a guidé mes premiers pas de chercheur avec un engagement et une rigueur exemplaires. Sa compétence exceptionnelle et sa disponibilité sans limite m'ont aidée, tout au long de la réalisation de ce travail, à surmonter non seulement les obstacles scientifiques, mais aussi les moments de découragement. Bien qu'il soit difficile de traduire en mots tout ce que je lui dois, qu'il me permette de lui adresser l'expression de ma respectueuse gratitude.

J'exprime ma vive reconnaissance à Monsieur A. DRAGON, Directeur de recherche au CNRS - ENSMA et Madame F. HOMAND, professeur à ENSG, Pour l'intérêt qu'ils ont bien voulu manifester à ce travail en acceptant la lourde charge de la rédaction des rapports.

Monsieur Y. BERTEAUX, Directeur de recherche au CNRS - Labo. Meca. Mat. Struc. Gén. Civ. Champs/Marne et Monsieur N. HOTEIT, Docteur Ingénieur de recherche à ANDRA, m'ont fait l'honneur de faire partie du jury. Qu'ils soient assurés de mes remerciements les plus sincères.

Les discussions scientifiques avec monsieur D.KONDO, Maître de conférence à l'EUDIL, m'a beaucoup apporté, qu'il en soient cordialement remerciés.

Je veux remercier très chaleureusement Monsieur M. SIBAI, Docteur Ingénieur de recherche au LML, Monsieur Bruno HAUBREUX Technicien au sein de notre équipe de recherche et mes collègues et amis Messieurs M. KARAMI, A. HAIED, A. NIANDOU et M. HAJI SOTOUDEH, pour leurs aides dans la mise au point de mes essais. Un très grand merci à mes collègues et amis, Messieurs S. QUEBAUD et M. QUIERTANT pour l'aide qu'ils m'ont apporté dans la phase de rédaction de cette Thèse.

Je remercie la Ministère de l'Education et la Ministère de l'Enseignement Supérieur d'Iran d'avoir financé cette recherche.

Ce travail a été effectués au sein de Département des Matériaux Fragiles et des Structures du LML. Donc c'est le moment que j'exprime à cette titre mon amitié et mes remerciement les plus sincères à l'ensemble des personelles administratifs du LML et de l'EUDIL, plus particulière Monsieur G. CAIGNAERT Directeur du LML.

Enfin, j'adresse une pensée particulièrement affectueuse à ma mère, ma femme et mes deux enfants, pour leur amour et leur confiance tout au long de ces années. Sans eux, rien n'eut été possible.

SOMMAIRE

Résumé	4
Abstract	5
Introduction générale	6
Chapitre 1- Généralités sur le comportement mécanique des roches fragiles et des modèles utilisés	8
1.1 Mécanisme physique et moyens de caractérisation de l'endommagement	9
1.1.1 Mesure par des observations microscopiques	10
1.1.2 Mesures de l'endommagement par ultrasons	11
1.1.3 Comportement macroscopique des roches fragiles	12
1.2 Différentes méthodes de modélisation du comportement des roches fragiles	16
1.2.1 Approche phénoménologique	16
1.2.2 Approche micromécanique de la fissuration	22
1.2.3 Approche mésomécanique de l'endommagement	24
Chapitre 2- Etude expérimentale du comportement mécanique d'un grès des Vosges	27
2.1 Introduction	28
2.2 Présentation du grès utilisé	29
2.3 Essais de caractérisation du comportement indépendant du temps	30
2.3.1 Conditions d'essais	30
2.3.2 Dispositif expérimental	32
2.3.3 Essais de compression hydrostatique	35
2.3.4 Essais de compression triaxiale monotone	36
2.3.5 Essais de compression triaxiale avec cycles de déchargement- rechargement	40
2.3.6 Essais de validation	45
2.4 Essais en vue de caractériser le comportement dépendant du temps	48
2.4.1 Essais de fluage sous compression triaxiale de révolution	48
2.4.2 Résultats expérimentaux	50
2.4.3 Essais triaxiaux à différentes vitesses de déformation	52
2.5 Conclusion	53

Chapitre 3- Développement et validation d'un modèle d'endommagement anisotrope continu----- 55

3.1 Introduction -----	56
3.2 Rappels sur le formalisme de la thermodynamique des processus irréversibles -----	56
3.2.1 Variable d'état -----	57
3.2.2 Potentiel thermodynamique, lois d'état -----	57
3.2.3 Lois complémentaires -----	58
3.3 Rappels sur la mécanique linéaire de la rupture (MLR) -----	58
3.3.1 Critères de propagation -----	59
3.3.2 Stabilité et instabilité de la propagation (cas du critère de Griffith) -----	62
3.3.3 Propagation lente des fissures -----	63
3.4 Description du modèle -----	64
3.4.1 Définition de la variable d'endommagement-----	64
3.4.2 Expression du potentiel thermodynamique du modèle -----	66
3.4.3 Lois d'état du modèle -----	68
3.4.4 Lois d'évolution de l'endommagement -----	69
3.5 Identification des paramètres du modèle -----	74
3.5.1 Présentation -----	74
3.5.2 Détermination des paramètres $E_0, \nu_0, \alpha, \beta, g$ -----	74
3.5.3 Détermination du paramètre K_{Ic} -----	77
3.5.4 Détermination des paramètres A, n -----	77
3.6 Vérification du modèle pour le comportement indépendant du temps -----	78
3.6.1 Récapitulation des paramètres -----	78
3.6.2 Simulation des essais triaxiaux -----	79
3.6.3 Validation du modèle sur des chemins de sollicitation proportionnelle et d'extension latérale -----	86
3.7 Validation du modèle pour le comportement différé -----	88
3.7.1 Simulation des essais triaxiaux de fluage -----	88
3.7.2 Simulation des essais triaxiaux à différentes vitesses de sollicitation -----	94
3.8 Conclusion -----	96

Chapitre 4- Exemples d'application----- 97

4.1 Présentation des essais de forage -----	98
4.2 Introduction du modèle dans un code de calcul par éléments finis -----	101
4.3 Présentation des calculs -----	102
4.4 Résultats obtenus -----	103

Conclusion générale	108
Références	111
Annexe 1- Identification du grès des Vosges	118
Annexe 2- Principes des essais en flexion trois points et en double torsion	121
Annexe 3- Photos du dispositif expérimental et des échantillons	129

RESUME

L'objet de ce travail est l'étude expérimentale et la modélisation du comportement mécanique d'un grès des Vosges. Ce grès est une roche ayant une grande susceptibilité à la microfissuration. L'étude est composée de trois parties.

Dans la première partie, une étude expérimentale est menée sur ce grès. Différents essais sous sollicitations de compression à court terme (essai hydrostatique et différents chemins de chargement triaxial) et à long terme (essais de fluage triaxial et essais à différentes vitesses de déformation) ont été réalisés. Les résultats de ces essais montrent un comportement élastique endommageable ainsi que le comportement différé de ce matériau.

La deuxième partie de l'étude est consacrée au développement d'un modèle d'endommagement anisotrope en tenant compte du comportement différé du matériau. Ce modèle, utilisant une variable d'endommagement tensorielle d'ordre 2 permet de décrire l'anisotropie induite par la microfissuration. La loi d'évolution de l'endommagement est obtenue en utilisant les principes de la mécanique de la rupture et est liée directement à la propagation des microfissures. Tous les paramètres du modèle (11 au total) peuvent être déterminés à partir des essais couramment réalisés en laboratoire. La validation du modèle a été effectuée sur différents chemins de sollicitations. A travers les comparaisons entre la simulation et l'expérience, la bonne performance du modèle a pu être appréciée.

Dans la dernière partie, nous avons étudié quelques exemples d'application sur la stabilité des ouvrages souterrains. Les résultats obtenus confirment la pertinence du modèle.

Mots clés : Grès des Vosges, endommagement, anisotropie induite, roche fragile, modélisation, microfissuration, comportement différé, essais triaxiaux.

ABSTRACT

The objective of the present work is the experimental investigation and numerical modelling of the mechanical behaviour of Vosges sandstone. This sandstone is very sensitive to micro cracking. The study is composed of three parts.

In the first part, an experimental study is conducted on this sandstone. Different tests under short term (hydrostatic test and triaxial tests) and long term loading (triaxial creep tests and tests to vitess of deformation difference) was performed. The result of these tests show an elastic-damage behaviour and time dependent caracter of this material.

The second part of the study is devoted to the development of an anisotropic damage model. This model using a second order damage tensor, allows to describe the anisotropy induced by the micro cracks. The evolution law of the damage is obtained by using the principles of the fracture mechanics and directly relateds to the propagation of the micro cracks. All the model's parameters (11 in total) can be determined from classic laboratory tests. The validation of the model is tested for different loading paths. By comparing the simulation with experiment, the good performance of the model is shown.

In the last part, some examples of application on the stability of the underground works are presented.

Key words: Vosges sandstone, damage, induced anisotropy, brittle rocks, modelling, micro cracking (crack growth), time dependent behaviour, triaxial tests.

INTRODUCTION GENERALE

La rupture autour des cavités souterraines (puits de forage, galeries de stockage des déchets) dépend directement du comportement mécanique des roches. Deux types de comportement, fragile et ductile, sont souvent distingués selon le mécanisme microscopique des déformations irréversibles. Un grand nombre de travaux ont été effectués sur des roches plastiques ductiles. Les modèles élastoplastiques sont utilisés pour décrire le comportement des roches plastiques dont la déformation permanente est due essentiellement au cisaillement de la matrice et à la compaction des pores [Chang et Yang ; 1982, Cristescu ; 1987, Desai et Salami, 1987, Faruque et Chang ; 1990, Shao et Henry ; 1991, Khan et al ; 1991, 1992]. Par contre, la modélisation de l'endommagement des roches fragiles est un domaine de recherche plus récent et en plein développement tant expérimental que théorique. En effet, les déformations irréversibles et la rupture des roches fragiles soumises à des contraintes compressives sont dues à l'initiation, l'accroissement et la coalescence des microfissures. Des études expérimentales sur des roches diverses ont permis de montrer les différents mécanismes d'initiation et de propagation des (micro, méso, macro) fissures [Wawersik et Brace ; 1971, Paterson ; 1978, Wong ; 1982, Steif ; 1984, Sammis et Ashby ; 1986, Fredrich et Wong ; 1986, Fredrich et al ; 1989, Charlez ; 1991, Martin et Chandler ; 1994]. Ces mécanismes sont principalement le glissement le long des microdéfauts préexistants et des surfaces des grains, l'écrasement des pores, l'incompatibilité des déformations élastiques des grains minéraux et la dislocation. La conséquence de ces processus est la dégradation progressive du matériau. De plus, l'accroissement des microfissures présente un caractère directionnel qui induit une anisotropie dans le comportement du matériau. Un grand nombre de modèles d'endommagement basés sur différentes approches, comme par exemple l'approche phénoménologique [Krajcinovic et Fonseka ; 1981, Lemaître ; 1984, Costin ; 1985, Krajcinovic ; 1989, Dragon et al ; 1993, 1994, Ju ; 1989], l'approche mésomécanique [Horri et Nemat-Nasser ; 1983, Fanella et Krajcinovic ; 1988, Ju ; 1991, Lee et Ju ; 1991] et l'approche micromécanique [voir par exemple Kemeny et Cook ; 1987, 1991, Kemeny ; 1991, 1993] ont été proposés pour décrire l'endommagement dans les roches fragiles. Une récente étude comparative de différents modèles par Chaboche [Chaboche ; 1992] résume la difficulté qu'il y a à respecter à la fois les conditions de continuité, de symétrie et aussi à prendre en compte l'aspect unilatéral de l'endommagement. Dans la littérature, on trouve aussi un couplage de l'endommagement et la plasticité pour décrire le comportement de certains matériaux (voir par exemple Dragon et Mroz ; 1979). Un autre facteur qui joue un rôle important dans la déformation et la rupture des roches fragiles est la propagation subcritique des microfissures. Ce phénomène induit un comportement différé du matériau. Les différents mécanismes physiques de cette propagation ont été largement étudiés par plusieurs auteurs, [Henry ; 1978, Atkinson ; 1984, Atkinson et Meredith ; 1987].

Parmi ces mécanismes, celui qui joue le rôle principal dans le cas des roches fragiles est la corrosion sous contraintes.

L'objectif de ce travail est d'étudier le comportement instantané et différé d'un grès des Vosges en matière de microfissuration sous différents chemins de sollicitations en compression ainsi que sa modélisation par un modèle élastique-endommageable en considérant les effets différés. L'intérêt de la modélisation se situe essentiellement dans l'étude du comportement de la fissuration (à court et long termes) dans le domaine des ouvrages souterrains. Le travail est composé de trois parties principales, à savoir l'étude expérimentale, le développement d'un modèle d'endommagement anisotrope et sa validation, et quelques exemples d'application du modèle. Les différentes parties de ce travail sont présentées en quatre chapitres.

Dans le premier chapitre, après un bref résumé sur le comportement mécanique des roches fragiles et sur les différents moyens de caractérisation de l'endommagement dans ces matériaux, nous présenterons les notions de base de diverses méthodes de modélisation du comportement de tels matériaux.

Le deuxième chapitre sera consacré à l'étude expérimentale du comportement du grès des Vosges. Nous présenterons les résultats expérimentaux obtenus avec différents essais sous sollicitations de compression à court terme (essai hydrostatique et différents chemins de chargement triaxial) et à long terme (essais de fluage triaxial et essais à différentes vitesses de déformation). Ensuite, nous tirerons les conclusions essentielles sur les aspects fondamentaux du comportement du matériau qui seront utilisées pour le développement d'un modèle d'endommagement anisotrope.

Dans le troisième chapitre, nous présenterons la formulation d'un modèle d'endommagement anisotrope induit en considérant le comportement différé du matériau ainsi que la détermination des paramètres du modèle. Les comparaisons entre l'expérience et la simulation seront enfin effectuées. Le dernier chapitre permet de montrer quelques exemples d'application concernant la stabilité des ouvrages souterrains.

CHAPITRE 1
GENERALITES SUR LE
COMPORTEMENT MECANIQUE DES
ROCHES FRAGILES ET DES
MODELES UTILISES

Le calcul des structures de génie civil est actuellement réalisé à l'aide des modèles tels que l'élasticité et parfois la plasticité. Si ces modèles sont pratiques et suffisants dans bien des cas, ils s'avèrent parfois inadéquats pour la description du mécanisme microstructural du comportement non-linéaire et la rupture de certains matériaux (roches, béton, etc.). Par ailleurs, les conditions d'exploitation de plus en plus sévères des ouvrages exigent une modélisation fine de la réponse des matériaux. Le récent développement des codes de calcul a favorisé la mise en œuvre de modèles de comportement sophistiqués. Dans le cas des roches fragiles, le comportement est guidé par le développement de la microfissuration ou de l'endommagement. Afin de décrire le comportement de ces matériaux, divers modèles d'endommagement ont été proposés. De façon générale, ces modèles ont été développés dans le cadre de trois approches différentes : approche micromécanique des fissures, approche mésomécanique de l'endommagement et approche phénoménologique de l'endommagement. Dans ce chapitre, nous présentons d'abord un bref résumé des différentes méthodes de caractérisation de l'endommagement des roches fragiles. Ensuite, une présentation succincte des différentes approches de modélisation sera donnée en soulignant leurs avantages et leurs inconvénients.

1.1 Mécanisme physique et moyens de caractérisation de l'endommagement

D'un point de vue physique, l'endommagement est la création de microfissures ou de microvides au sein de la matière. La détermination d'une variable mécanique, capable de représenter l'état de détérioration de la matière, sera rendre possible par plusieurs méthodes :

- les mesures à l'échelle de la microstructure : ce sont des observations microscopiques directes sur la tailles, la densité des microfissures, etc. ;

- les mesures physiques globales (densité, résistivité, ...) : la création de microvides et de microfissures s'accompagne d'une augmentation de volume, donc d'une diminution de densité ou une diminution de la résistance du matériau ;

- les mesures mécaniques globales (modifications des caractéristiques d'élasticité) : elles consistent à estimer l'endommagement par l'étude de la déformation du matériau.

Les principales méthodes de caractérisation de l'endommagement en laboratoire sont les suivantes : observations microscopiques, propagation d'ondes ultrasoniques, porosimètre à mercure, perméabilité, émission acoustique, essais de compression isotrope et triaxiale, etc.

Nous avons choisi de présenter dans les paragraphes suivants les principes de quelques méthodes souvent utilisées.

1.1.1 Mesures par des observations microscopiques

Les mesures par microscope optique furent les premières mesures effectuées sur la microstructure des roches [Friedman et al ; 1970, Hallbauer et al ; 1973]. Les aspects abordés concernent la forme des grains, les mécanismes d'évolution des microfissures ou la densité de microfissuration. Hallbauer et al [Hallbauer et al ; 1973] ont réalisé des mesures de ce type sur une argile quartzitique sollicitée en compression triaxiale. Les échantillons utilisés sont cylindriques (25 mm de diamètre, 75 mm de hauteur). Le chargement est arrêté à des niveaux de déviateurs préalablement choisis. Des tranches longitudinales, obtenues par sciage soigné, ont été ensuite réalisées. L'observation de ces tranches est faite au microscope optique. Les auteurs ont constaté que les microfissures sont principalement intergranulaires (au cours de leur développement) et quasiment perpendiculaires à la contrainte principale mineure.

Les mesures précises des orientations des microfissures donnent des valeurs comprises entre (-10°) et $(+10^\circ)$ par rapport à l'axe de chargement. Par ailleurs, quelques microfissures semblent suivre les joints de grains. Dans leurs études, Hallbauer et al ont également effectué des mesures de densité de microfissures sur des surfaces de $2\text{ mm} \times 2\text{ mm}$. Ils ont remarqué que cette densité augmente considérablement au cours du chargement. Elle passe de $300/4\text{ mm}^2$ aux faibles déviateurs à environ $3000/4\text{ mm}^2$ aux déviateurs élevés. Si la distribution de microfissures est homogène dans les premières étapes du chargement, elle semble se concentrer plus au centre lorsque celui-ci augmente. De manière schématique, les auteurs ont proposé un mécanisme de rupture résumé sur la figure 1. 1.

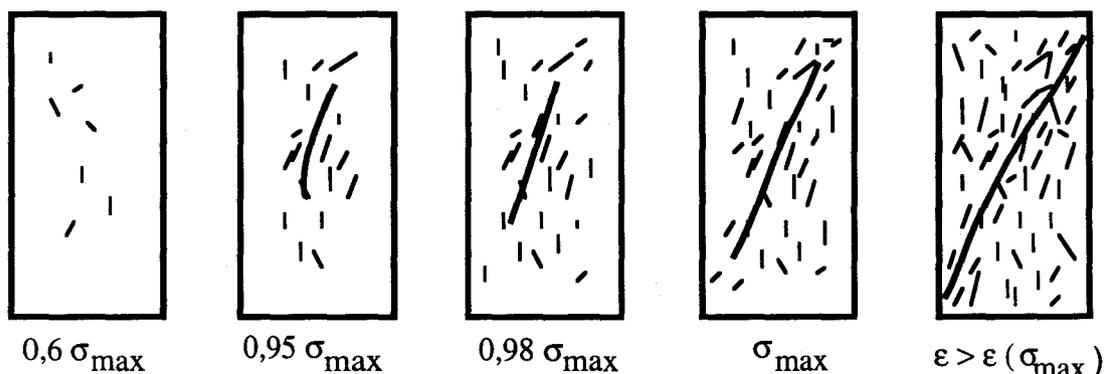


Figure 1.1 : Mécanisme de rupture par microfissuration selon Hallbauer et al (1973)

L'inconvénient essentiel des microscopes optiques est leur faible résolution. Des observations plus fines et plus précises peuvent être réalisées à l'aide du microscope électronique à balayage (M.E.B.) [Tapponier et Brace ; 1976, Wong ; 1982]. Un aspect intéressant dans les études par microscopie est celui qui concerne la localisation des déformations au cours des essais triaxiaux. Les différents auteurs [Tapponier et Brace ; 1976, Wong ; 1982] semblent conclure à une localisation ayant lieu juste après le pic de la courbe contrainte-déformations. Nous ne rentrerons pas ici dans le détail de ces analyses, mais des travaux plus récents montrent au contraire une localisation en régime d'écrouissage positif [Benaija et al ; 1990].

1.1.2 Mesures de l'endommagement par ultrasons

Une autre technique qui peut être envisagée pour la quantification de l'endommagement est celle des ultrasons. Cette méthode présente un certain nombre d'avantages qui sont sa simplicité de mise en œuvre, un suivi continu de l'évolution de la microfissuration et son aspect non destructif. Le problème principal dans cette méthode est que les signaux sont très vite perturbés dès que l'on atteint des déformations moyennes ou élevées (Paterson ; 78, Cuxac ; 1991).

La méthode consiste à mesurer deux types de vitesse* :

- la vitesse d'onde de compression ou longitudinale (onde primaire)

$$V_p = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}} \quad (1.1)$$

- la vitesse d'onde de cisaillement ou transversale (onde secondaire)

$$V_s = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} \quad (1.2)$$

où λ et μ sont les coefficients de Lamé et ρ est la densité volumique du matériau. Les variations de vitesse de propagation donnent des indications sur la variation des caractéristiques mécaniques ; celles-ci doivent diminuer lorsque la microfissuration augmente. Les variations de V_p et V_s donnent celles de λ et μ . Bien que cette méthode soit simple à utiliser pour l'étude de

* Ces relations peuvent être obtenues à partir de la résolution de l'équation de Lamé-Navier dans un milieu élastique linéaire. Cette résolution donne deux types d'ondes (longitudinales et transversales), selon que le champ de déplacement \bar{u} considéré est irrotationnel ou rotationnel [Klimis et al ; 1989].

l'endommagement anisotrope il est nécessaire de prendre certaines précautions. Il faut en effet tenir compte de la notion d'atténuation, des surfaces planes, etc. [Klimis et al ; 1989].

1.1.3 Comportement macroscopique des roches fragiles

La forte influence de la microstructure sur les propriétés des roches est maintenant bien connue. C'est cette microstructure qui détermine les caractéristiques initiales de la roche : module d'élasticité, résistance à la rupture, seuil de fissuration. Ce paragraphe est consacré à l'interprétation des courbes de comportement à partir de la microfissuration. Les roches sont généralement classées en deux catégories à partir des résultats d'essais de compression triaxiale [Waswersik et al ; 1971] (figure 1.2) :

- les roches de classe I sont celles pour lesquelles l'obtention de la rupture est assez progressive,

- la classe II regroupe les roches dont la rupture est difficile à contrôler. La poursuite de l'essai après le pic de contrainte nécessite une libération de l'énergie emmagasinée dans l'échantillon.

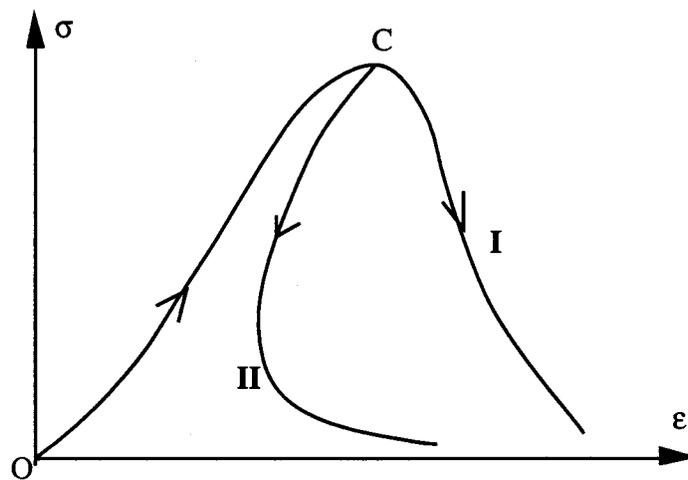


Figure 1.2 : Classes des roches déterminées à partir d'essais de compression

Du fait des problèmes d'asservissement et de la représentativité des courbes $\sigma - \epsilon$ après le pic, cette classification, basée sur le comportement post-pic, ne paraît pas très convaincante en soi. En revanche, les deux types de comportement sont en relation avec le réseau de fissures naturelles et leur évolution [Henry ; 1978, Houpert et Homand ; 1980]. Plus le réseau est important, plus la distribution des surfaces spécifiques de rupture est serrée et la roche évoluera

vers la classe II. L'énergie dépensée sert essentiellement à propager une discontinuité, l'altération du matériau passe rapidement du mode diffus au mode localisé.

Par contre, une forte microfissuration initiale dissipera l'énergie dans tout le volume d'échantillon testé. Dans ce cas, le comportement tend vers la classe I, les lignes de rupture se présentent sous la forme d'une zone de cisaillement important. Précisons, dès à présent, que nous ne nous intéresserons qu'à la partie pré-pic de la courbe de compression triaxiale. Nous détaillerons le comportement en compression en liaison avec la microfissuration. Il faut noter que les procédures de l'essai pour déterminer le comportement en compression des échantillons des roches sont données par ISRM [Brown ; 1981]. D'après ces procédures, le comportement mécanique d'un échantillon est caractérisé par la mesure des déformations axiales et latérales dans un échantillon. Richart et al [Richart et al ; 1928] ont constaté pour la première fois que la déformation volumique, en plus des déformations axiale et latérale, est aussi une mesure importante pendant l'essai. Cook [Cook ; 1970] a prouvé que la déformation volumique d'un échantillon est un paramètre fondamental de la roche et n'est pas un phénomène superficiel. Pour un échantillon cylindrique soumis au chargement axial, avec ou sans pression de confinement (sous l'hypothèse de petites déformations), la déformation volumique est donnée par :

$$\varepsilon_v = \Delta V / V \approx \varepsilon_{\text{axiale}} + 2\varepsilon_{\text{latérale}}. \quad (1.3)$$

A l'aide des déformations axiale, latérale (mesurées) et volumique (calculée) en fonction de la contrainte axiale appliquée, la rupture d'un échantillon de roche peut être étudiée. La rupture des roches fragiles a été examinée par un grand nombre de chercheurs. Ces chercheurs [Hoek et al ; 1965, Bieniawski ; 1967, Tapponnier et al ; 1976, Wawersik et al ; 1970] ont montré que les courbes contrainte-déformations pour une roche fragile peuvent être divisées en cinq phases (figure 1.3). Un exemple représentatif des déformations axiale, latérale et volumique en fonction de la contrainte axiale pour le granite du Lac du Bonnet dans un essai de compression simple est présenté dans la figure 1.3 [Martin et al ; 1994].

La première phase sur cette figure est appelée phase de serrage des microfissures naturelles. C'est la représentation immédiate de l'état de microfissuration initiale du matériau. Lorsque la compression est appliquée, les microfissures existantes se ferment. On a en quelque sorte une restauration du matériau. Cette phase est d'autant plus visible que la pression de confinement est faible. Une fois que les microfissures existantes sont fermées, la deuxième phase apparaît. Dans cette phase, les déformations sont quasi-linéaires. Cette phase correspond à la réponse élastique du matériau. Les propriétés élastiques du matériau peuvent être déterminées à partir de cette phase. Le début de dilatance montre le début de la phase III.

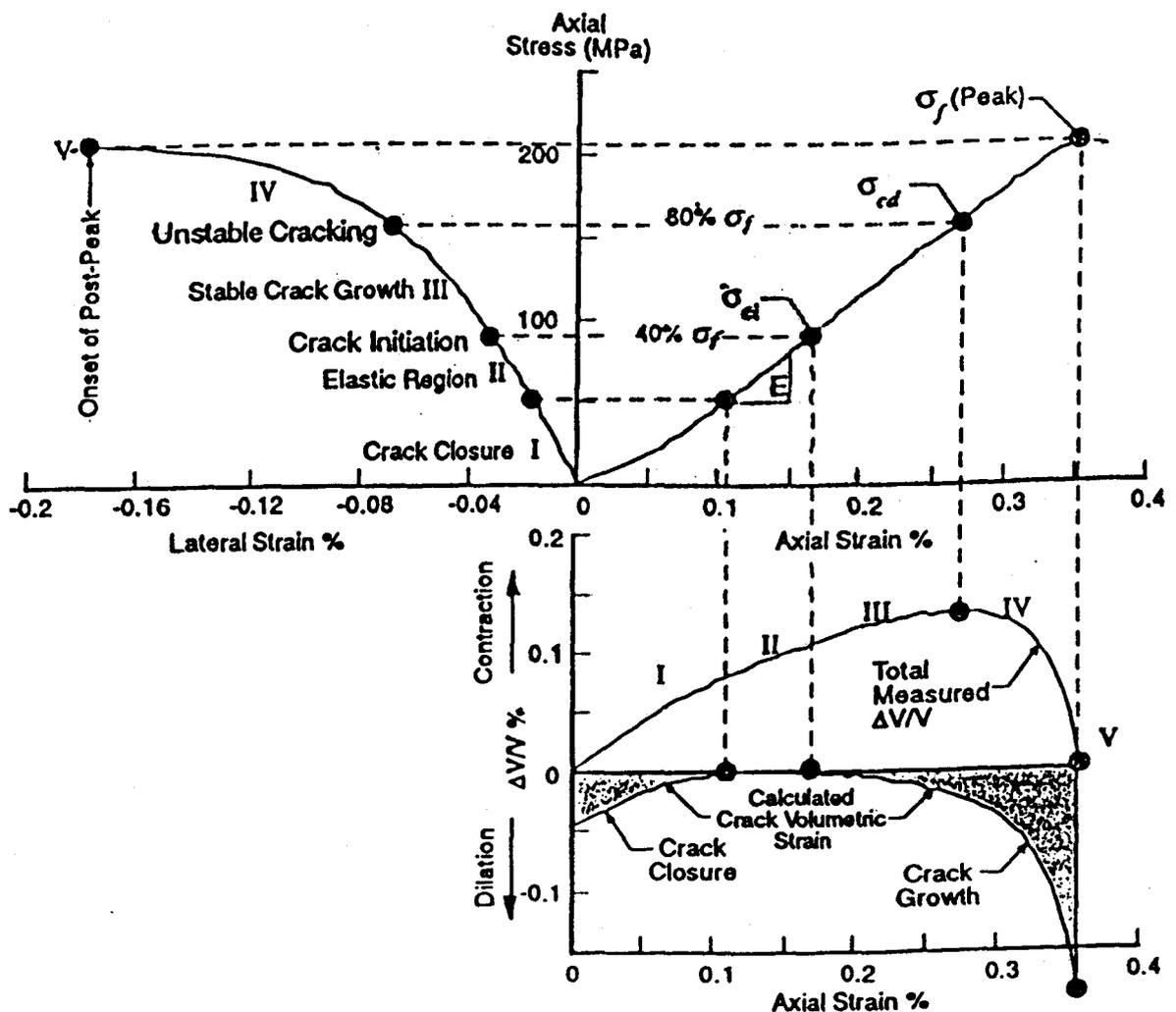


Figure 1.3 : Les courbes contrainte-déformations dans un essai de compression simple sur un granite (d'après Martin et al ; 1994)

Brace et al ont constaté que cette dilatance commence à un niveau de la contrainte d'environ 30 à 50% du pic. Il faut noter que cette dilatation est due à la perte de linéarité : l'augmentation rapide de la déformation latérale indique par conséquent la croissance des microfissures axiales (des microfissures parallèles à la direction de la charge appliquée). Le niveau de la contrainte correspondant sera considéré comme la contrainte d'initiation de la microfissuration (σ_{ci}). La propagation des microfissures dans cette phase est stable car la propagation n'est possible que par une nouvelle augmentation de contrainte. Le seuil d'initiation de la microfissuration est difficile à identifier avec certitude sur les courbes des déformations axiale et latérale, notamment si l'échantillon contient déjà une densité importante de microfissures. Il est souvent plus convenable d'utiliser la courbe de la déformation volumique.

Le niveau de la contrainte axiale où la valeur de la déformation volumique totale est maximum (sur la courbe déformation volumique totale - déformation axiale), σ_{cd} , représente le début d'évolution instable des microfissures (phase IV) [Bieniawski ; 1967]. Cela se produit généralement à un niveau de la contrainte axiale entre 70 et 85% du pic obtenu dans un essai à court terme. C'est à ce niveau de contrainte que la déformation axiale perd sa linéarité (Figure 1.3). Le mécanisme dominant pour une telle augmentation de la déformation axiale semble le glissement tout au long des surfaces inclinées. Hallbauer et al [Hallbauer et al ; 1973] ont indiqué que cette phase est caractérisée par les changements plus considérables dans la structure de l'échantillon, tel que le taux élevé d'augmentation de la densité des microfissures. Ce niveau de contrainte, σ_{cd} a une signification particulière dans des ouvrages en béton. Il est utilisé comme la résistance du béton à long terme [Rusch ; 1960, Munday et al ; 1981]. Lajtai et al [Lajtai et al ; 1991] ont trouvé que dans un essai de compression simple sur un granite (le granite du Lac du Bonnet), la propagation instable des microfissures (phase IV) se produit à 70% du pic de contrainte à court terme. Schmidtke et Lajtai [Schmidtke et Lajtai ; 1985] ont étendu ces essais à long terme sur le même matériau. Leurs résultats sont présentés sur la figure 1.4 qui montre que pour des charges au-dessus de 70% du pic de la contrainte, la rupture se produit presque immédiatement. L'augmentation en charge au-dessus de σ_{cd} est donc un effet temporaire, ce qui ne peut pas être le cas pour des conditions de chargement permanent.

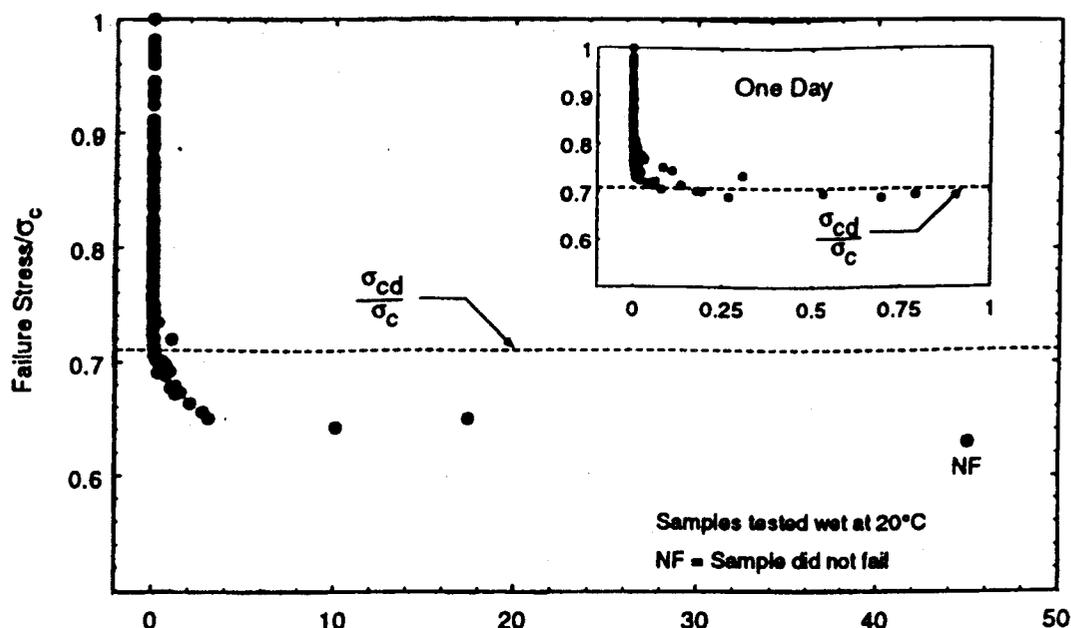


Figure 1.4 : Résistance au pic dans les essais de compression simple à long terme sur un granite (d'après Martin et al ; 1994)

La contrainte au pic, σ_f , montre sur la figure 1.3 un début de comportement post-pic (phase V), qui ne sera pas abordé dans cette étude. Trois niveaux caractéristiques de la contrainte ont donc été identifiés sur les courbes contrainte-déformations expérimentales (σ_{ci} , σ_{cd} , σ_f). Dans le but de mieux comprendre le comportement du matériau, il est important de savoir parmi ces niveaux de contrainte, lesquels sont des paramètres caractéristiques du matériau et ceux qui sont fonction des conditions de chargement. Hudson et al [Hudson et al ; 1972] ont conclu que la contrainte au pic d'un échantillon est une fonction des conditions aux limites de l'essai, et par conséquent n'est pas une propriété intrinsèque du matériau. Glucklich et Cohen [Glucklich et Cohen ; 1967, 1968] ont utilisé l'aspect de l'énergie emmagasinée pour expliquer la transition stable- instable de la propagation de microfissures. Ils indiquent que, pendant la phase de propagation stable de microfissures, il y a un équilibre entre la charge externe et la longueur de la fissure. Celui-ci a été également confirmé par Hoek et Bieniawski. Quand les charges et les longueurs des microfissures augmentent jusqu'à un moment critique où l'énergie de déformation libérée est égale ou supérieure à l'absorption d'énergie, la propagation de la microfissure devient instable, et le matériau atteint sa résistance maximale. D'après ces études, on peut conclure que σ_{ci} et σ_{cd} peuvent être considérés comme les paramètres intrinsèques du matériau et ne dépendent pas des conditions de chargement.

1.2 Différentes méthodes de modélisation du comportement des roches fragiles

1.2.1 Approche phénoménologique

La description phénoménologique consiste à traduire de manière macroscopique l'influence de la dégradation au sein de la matière. La loi de comportement est directement écrite à partir d'un formalisme adéquat (i.e. la thermodynamique) et des observations expérimentales. L'approche phénoménologique par la thermodynamique consiste à postuler que l'état du matériau en un point peut être représenté par un nombre fini de variables appelées variables d'état. Le choix des variables d'état est une question importante qui est liée au type de problème auquel on s'intéresse. Dans cette approche de l'endommagement, on travaille en général avec le potentiel thermodynamique, $W(\bar{\epsilon}, D)$, dépendant des variables d'état (déformation, variable d'endommagement, D , etc.). La connaissance du potentiel thermodynamique permet de déterminer (sous certaines hypothèses), le comportement élastique et les forces thermodynamiques, Y , associées à la (ou aux) variable(s) d'endommagement, D par les relations suivantes :

$$\bar{\sigma} = \frac{\partial W(\bar{\epsilon}, D)}{\partial \bar{\epsilon}} \quad , \quad Y = -\frac{\partial W(\bar{\epsilon}, D)}{\partial D} \quad (1.4)$$

Pour prendre en compte les processus dissipatifs comme (l'endommagement), on définit ensuite un critère d'endommagement $f(Y, D) = 0$ et la loi d'évolution de l'endommagement.

$$\begin{aligned} \text{si } f < 0 \quad \text{ou} \quad f = 0 \text{ et } \dot{f} < 0 &\Rightarrow \dot{D} = 0 \\ \text{si } f = 0 \quad \text{et} \quad \dot{f} = 0 &\Rightarrow \dot{D} \neq 0 \end{aligned} \quad (1.5)$$

Dans la littérature on trouve plusieurs modèles phénoménologiques ; citons par exemple :

- le modèle de Lemaître qui utilise une variable scalaire de l'endommagement [Lemaître ; 1984]

- le modèle de Dragon qui utilise un tenseur d'ordre 2 comme variable d'endommagement [Dragon et al ; 1994],

- le modèle de Krajcinovic et Fonseka qui donne une description vectorielle de la variable d'endommagement [Krajcinovic et Fonseka ; 1981],

- le modèle de Ju utilisant un tenseur d'endommagement d'ordre 4 [Ju ; 1989].

Dans cette catégorie de modélisation on peut citer aussi les modèles de Costin [Costin ; 1985], [Krajcinovic ; 1989]. Nous allons reprendre par la suite les grandes lignes de certains modèles qui seront utilisées pour la formulation d'un modèle d'endommagement anisotrope pour le matériau étudié.

- *Modèle d'endommagement isotrope de Lemaître (Lemaître ; 1984)*

Ce modèle est basé sur les principes de la thermodynamique. Il existe plusieurs versions de ce modèle. Dans la version présentée ici, on suppose que l'endommagement n'affecte que la partie déviatorique (μ) et pas la partie sphérique (λ). Le potentiel thermodynamique est donné par :

$$W(\bar{\epsilon}, D) = \frac{1}{2} \left[\lambda \epsilon_{kk}^2 + 2\mu(1-D)e_{ij}e_{ij} \right] \quad (1.6)$$

où :

λ et μ sont les coefficients de Lamé,

e_{ij} est le déviateur du tenseur de déformation avec $e_{ij} = \varepsilon_{ij} - \frac{\varepsilon_{kk}}{3} \delta_{ij}$,

ε_{kk} est la déformation volumique et D la variable scalaire d'endommagement.

On obtient les équations constitutives du matériau endommagé suivantes :

$$\sigma_{ij} = \frac{\partial W}{\partial \varepsilon_{ij}} = \lambda \varepsilon_{kk} \delta_{ij} + 2\mu(1-D)e_{ij} \quad (1.7)$$

$$Y = -\frac{\partial W}{\partial D} = 2\mu e_{ij}e_{ij} \quad (1.8)$$

où Y est la force thermodynamique associée à l'endommagement. Le critère d'endommagement, une fonction linéaire de D , est exprimé par :

$$f(Y, D) = 2\mu e_{ij}e_{ij} - \frac{1}{2}k_0(1+2mD) \quad (1.9)$$

k_0 et m sont des paramètres à déterminer à l'aide des essais expérimentaux. Ces deux paramètres définissent respectivement le seuil d'initiation de l'endommagement et le taux d'évolution de celui-ci. Une procédure de détermination de k_0 et m est proposée par Charlez (Charlez ; 1991).

- Modèle d'endommagement anisotrope de Dragon (Dragon et al ; 1994)

Ce modèle est également basé sur les principes de la thermodynamique [Dragon et al ; 1994]. Les variables d'état utilisées sont le tenseur de déformation $\bar{\varepsilon}$ et le tenseur d'endommagement \bar{D} (tenseur d'ordre 2). Ce dernier est défini par :

$$\bar{D} = D(S) \bar{n} \otimes \bar{n} \quad (1.10)$$

où $D(S)$ est une fonction scalaire adimensionnelle dépendant de l'étendue de la surface micro fissurée (S) et \bar{n} la normale unitaire à la surface de microfissure. On postule ensuite l'existence d'un potentiel thermodynamique (énergie de déformation par unité de volume) sous la forme suivante :

$$W(\bar{\varepsilon}, \bar{D}) = g \operatorname{tr}(\bar{\varepsilon} \cdot \bar{D}) + \frac{1}{2} \lambda (\operatorname{tr} \bar{\varepsilon})^2 + \mu \operatorname{tr}(\bar{\varepsilon} \cdot \bar{\varepsilon}) + \alpha (\operatorname{tr} \bar{\varepsilon}) \operatorname{tr}(\bar{\varepsilon} \cdot \bar{D}) + 2\beta \operatorname{tr}(\bar{\varepsilon} \cdot \bar{\varepsilon} \cdot \bar{D}) \quad (1.11)$$

Ce potentiel est caractérisé par les points suivants :

- sa dépendance linéaire par rapport à \bar{D} (hypothèse de densité modérée des microfissures et leur non interaction),

- la présence d'un terme linéaire par rapport à $\bar{\varepsilon}$ en plus des termes quadratiques classiques permet d'introduire des contraintes résiduelles macroscopiques en fonction de l'endommagement. Dans la relation précédente, λ et μ sont les coefficients de Lamé liés à l'énergie élastique sans endommagement, α et β des paramètres liés à la modification de l'énergie élastique due à l'endommagement et g un paramètre lié à l'énergie due aux contraintes résiduelles. Les forces thermodynamiques associées sont définies par :

$$\bar{\sigma} = \frac{\partial W}{\partial \bar{\varepsilon}} = g \bar{D} + \lambda (\operatorname{tr} \bar{\varepsilon}) \bar{I} + 2\mu \bar{\varepsilon} + \alpha \left[\operatorname{tr}(\bar{\varepsilon} \cdot \bar{D}) \bar{I} + (\operatorname{tr} \bar{\varepsilon}) \bar{D} \right] + 2\beta \left[\bar{\varepsilon} \cdot \bar{D} + \bar{D} \cdot \bar{\varepsilon} \right] \quad (1.12)$$

$$\bar{F}^{\bar{D}} = - \frac{\partial W}{\partial \bar{D}} = \bar{F}^{\bar{D}1} + \bar{F}^{\bar{D}2} \quad (1.13)$$

avec :

$$\begin{aligned} \bar{F}^{\bar{D}1} &= \bar{F}^{\bar{D}1+} + \bar{F}^{\bar{D}1-} = -g \bar{\varepsilon} - g \left(\bar{\varepsilon} - \bar{\varepsilon}^+ \right) \quad ; \quad \bar{\varepsilon}^+ = \bar{P}^{\bar{D}+} : \bar{\varepsilon} \\ \bar{F}^{\bar{D}2} &= -\alpha (\operatorname{tr} \bar{\varepsilon}) \bar{\varepsilon} - 2\beta \bar{\varepsilon} \cdot \bar{\varepsilon} \end{aligned} \quad (1.14)$$

L'opérateur $\bar{P}^{\bar{D}+}$ est un tenseur d'ordre 4 agissant sur $\bar{\varepsilon}$ et permet de construire un nouveau tenseur $\bar{\varepsilon}^+$ à partir des valeurs propres positives (en traction) de $\bar{\varepsilon}$; c'est un opérateur non linéaire et variable en fonction de la déformation actuelle. Dans l'expression de $\bar{F}^{\bar{D}}$, le terme $\bar{F}^{\bar{D}1}$ correspond au taux de restitution de l'énergie lié aux contraintes résiduelles (énergie bloquée) et le terme $\bar{F}^{\bar{D}2}$ représente le taux de restitution de l'énergie d'endommagement relatif à la partie réversible restante. On suppose que c'est $\bar{F}^{\bar{D}1+}$ qui est la force motrice déterminante de l'endommagement. On postule le critère d'endommagement sous la forme suivante :

$$f(\bar{F}^{\bar{D}1+}, \bar{D}) = \sqrt{\frac{1}{2} \operatorname{tr}(\bar{F}^{\bar{D}1+} \cdot \bar{F}^{\bar{D}1+})} - (C_0 + C_1 \operatorname{tr} \bar{D}) = 0 \quad (1.15)$$

Dans cette relation, C_0 représente le seuil d'endommagement initial et C_1 la ductilité du matériau relative à la progressivité de l'endommagement. En ce qui concerne la loi d'évolution de l'endommagement, on se propose de décrire le mécanisme de type fragile à l'aide du modèle standard associé au critère ci-dessus :

$$\dot{\bar{D}} = \begin{cases} 0 & \text{si } f < 0 \text{ ou } f = 0 \text{ et } \dot{f} < 0 \\ \lambda \frac{\partial f(\bar{F}^{\bar{D}1+}, \bar{D})}{\partial \bar{F}} = \lambda \frac{\varepsilon^{++}}{\sqrt{2 \text{tr}(\varepsilon^{++} \cdot \varepsilon^{++})}} & \text{si } f = 0 \text{ et } \dot{f} = 0 \end{cases} \quad (1.16)$$

Ce modèle contient au total 7 paramètres. Tous ces paramètres sont identifiés à partir d'un essai triaxial avec des pentes de déchargement. Une procédure itérative est nécessaire. Le modèle de Dragon prévoit un comportement orthotrope et peut décrire convenablement l'endommagement sous sollicitations rotationnelles. La simulation de ce modèle sur différents chemins de sollicitations a montré une bonne concordance entre les prédictions du modèle et les données expérimentales [Dragon et al ; 1994]. En plus, ce modèle considère l'existence des déformations permanentes après une décharge complète en plus de l'anisotropie induite par l'endommagement. Ce modèle ne prend par contre pas en compte le comportement différé du matériau. Les grandes lignes de ce modèle seront retenue dans la formulation d'un modèle d'endommagement pour le matériau étudié en prenant en compte le comportement différé.

- Modèle d'endommagement anisotrope de Costin (Costin ; 1983)

Le modèle d'endommagement anisotrope de Costin est basé sur la mécanique de la rupture des microfissures. L'endommagement est lié à la propagation des microfissures. Si on considère une microfissure isolée dans un volume élémentaire du matériau, la condition de propagation est donnée par le critère de Griffith ($K_I = K_{IC}$) [Griffith ; 1921]. K_I est le facteur d'intensité de contraintes qui intègre la géométrie du problème, la taille de la microfissure et des sollicitations extérieures. K_{IC} est le facteur d'intensité de contraintes critique considéré comme caractéristique du matériau. Notons que ce critère est développé initialement pour des macrofissures, mais des études récentes montrent qu'il peut être appliqué aux microfissures [Costin ; 1983]. Toutefois la valeur de K_{IC} peut dépendre de la taille des microfissures.

Après avoir donné une expression de K_I pour une microfissure isolée, Costin suppose qu'il existe trois familles de microfissures parallèles chacune à une des trois directions

principales du tenseur des contraintes déviatoriques S_{ij} . De plus, l'expression de K_I obtenue pour une microfissure isolée est généralisée pour les trois familles de microfissures, en utilisant pour chaque famille la taille moyenne des microfissures (passage micro-macro). On obtient ainsi le critère d'endommagement suivant (Costin 1983) :

$$Y_i = S_i + \frac{\sigma_{kk}}{3F(\gamma)} - \left(\frac{\pi K_{IC}}{2F(\gamma)\sqrt{\pi a_i}} + \frac{s_0}{d_0} a_i \right) = 0 \quad (1.17)$$

Cette fonction joue le même rôle que la fonction de charge en plasticité ; le terme entre les parenthèses apparaît comme la fonction d'érouissage qui mémorise l'état maximum d'endommagement atteint auparavant par le matériau. S_i est la contrainte principale déviatorique. Pour une valeur de a_i donnée, on obtient une surface dans l'espace des contraintes. $F(\gamma)$ et s_0/d_0 sont des paramètres du modèle. La rupture du matériau a lieu lorsque la taille moyenne maximale des microfissures atteint une valeur critique qui dépend de la contrainte hydrostatique :

$$a_c = a_{c0} + b \frac{\sigma_{kk}}{3} \quad (1.18)$$

où a_{c0} et b sont aussi des paramètres du modèle. Pour établir les relations constitutives du matériau, Costin suppose que l'endommagement entraîne deux conséquences distinctes : la dégradation de la matrice et la création des vides (ouverture des microfissures). Pour un matériau initialement isotrope, nous obtenons ainsi dans le repère principal les relations suivantes :

$$\varepsilon_i = \frac{\sigma_i}{E_0 \left(1 - \frac{D^3}{C_i} \right)} - \frac{\nu_0}{E_0} (\sigma_{kk} - \sigma_i) + \frac{T_i}{k_i} D^3 \quad (1.19)$$

$$k_i = k_{i0} (1 - D^3 / C_n) \quad (1.20)$$

$$T_i = \frac{\sigma_{kk}}{3} + \left[S_i - \frac{s_0}{d_0} (a_i - a_0) \right] F(\gamma) \quad , \quad T_i \geq 0 \quad (1.21)$$

où C_i ($i = 1, 3$), k_{i0} , C_n , a_0 sont les paramètres du modèle. D est le paramètre d'endommagement (valeur d'endommagement maximale atteinte par le matériau) défini par :

$$D = \text{Max} (a_i - a_0) / (a_c - a_0) \quad , \quad i = 1, 3 \quad (1.22)$$

Sur le plan théorique, un des inconvénients de ce modèle est le fait que les équations constitutives ne sont pas dérivées d'un potentiel thermodynamique et que l'utilisation d'un vecteur d'endommagement pour décrire l'état de microfissuration est discutable.

1.2.2 Approche micromécanique de la fissuration

Les modèles phénoménologiques ont été développés à travers une description macroscopique directe de l'endommagement. Dans les modèles micromécaniques, les conditions de propagation des fractures sont formulées directement à partir des principes de la mécanique linéaire de la rupture et les équations constitutives sont obtenues en utilisant le théorème de Castigliano. L'avantage essentiel de cette approche est de pouvoir prendre en compte de façon plus directe, les différentes distributions des fissures. Cependant, les modèles basés sur cette approche présentent quelques inconvénients, comme par exemple le tenseur élastique effectif du matériau endommagé, qui n'est pas systématiquement évalué et dont l'implémentation dans un code de calcul, notamment dans le cas 3D, est difficile. A titre d'exemple de cette approche nous présentons le modèle micromécanique de Kemeny et Cook [Kemeny, Cook ; 1987].

- Le modèle de Kemeny et Cook (1987)

Dans ce modèle, le comportement en question est étroitement lié à la structure microfissurée du matériau. Le mécanisme de déformation est principalement le glissement des microfissures ou (sliding crack). La figure 1.5 montre le mécanisme en jeu. Une colonne de microfissures parallèles de longueur moyenne $2l_0$, d'angle θ avec la direction de σ_2 et de coefficient de frottement interne μ sont séparées l'une de l'autre par une distance $2b$. L'interaction colinéaire des microfissures est prise en compte par le paramètre l/b (l est la longueur actuelle de microfissure) qui varie d'une valeur initiale l_0/b jusqu'à 1 quand la coalescence des microfissures se produit.

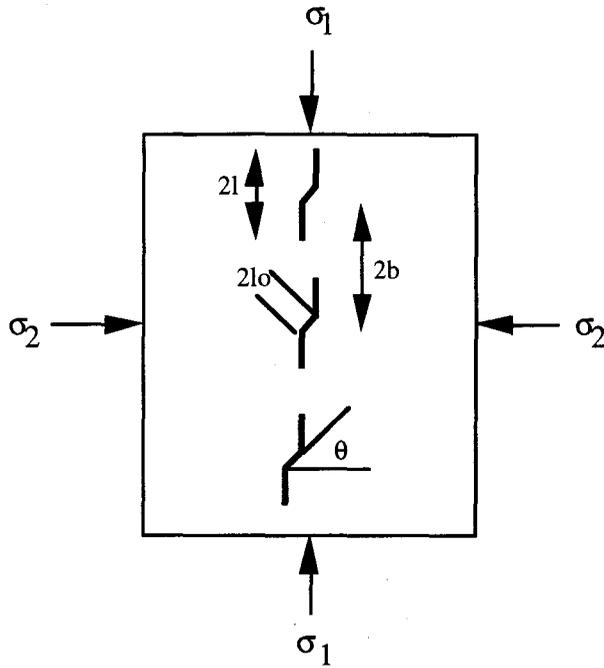


Figure 1.5 : Mécanisme en jeu des microfissures dans un essai de compression triaxiale dans le modèle de Kemeny et Cook (1987)

Le critère de propagation des microfissures est basé directement sur les principes de la mécanique linéaire de la rupture et donné par $K_1 = K_{1c}$, avec K_1 défini par (Kemeny et Cook ; 1987) :

$$K_1 = \frac{2l_0 \tau \cos \theta}{\sqrt{b \sin(\pi l / b)}} - \sigma_2 \sqrt{2b \tan(\pi l / 2b)} \quad (1.23)$$

$$\text{avec } \tau = \frac{1}{2} \left((\sigma_1 - \sigma_2) \sin 2\theta - \mu (\sigma_1 + \sigma_2 + (\sigma_1 - \sigma_2) \cos 2\theta) \right) \quad (1.24)$$

où σ_1 et σ_2 sont respectivement les contraintes axiale et latérale et τ est le cisaillement effectif sur les lèvres des fissures dû à σ_1 et σ_2 . Les équations constitutives sont obtenues en utilisant le théorème de Castigliano et définies par :

$$\varepsilon_1^{\text{anelastique}} = \frac{16l_0^2 \sin \theta \cos 2\theta}{\pi E} \left[\tau \cos \theta \ln \frac{\tan(\pi l / 2b)}{\tan(\pi l_0 / 2b)} - \sigma_2 \frac{b}{l_0} \ln \frac{\tan(\pi / 4(1 + l / b))}{\tan(\pi / 4(1 + l_0 / b))} \right] \quad (1.25)$$

$$\varepsilon_v^{\text{anelastique}} = \frac{16l_0^2}{\pi E} \left[(b / l_0)^2 \sigma_2 \ln \frac{\sec(\pi l / 2b)}{\sec(\pi l_0 / 2b)} - \tau \frac{b}{l_0} \cos \theta \ln \frac{\tan(\pi / 4(1 + l / b))}{\tan(\pi / 4(1 + l_0 / b))} \right] \quad (1.26)$$

où E est le module d'Young initial du matériau. Il faut noter que ces équations sont obtenues pour une série de microfissures parallèles d'angle θ et de longueur initiale $2l_0$. Pour les matériaux contenant N séries de microfissures parallèles, on propose :

$$\varepsilon_1^{\text{totale}} = \varepsilon_1^{\text{élastique}} + \sum_{i=1}^N \varepsilon_1(\theta_i, l_{0i}) \quad (1.27)$$

$$\varepsilon_v^{\text{totale}} = \varepsilon_v^{\text{élastique}} + \sum_{i=1}^N \varepsilon_v(\theta_i, l_{0i}) \quad (1.28)$$

où $\varepsilon_1^{\text{totale}}$ et $\varepsilon_v^{\text{totale}}$ sont respectivement les déformations axiale et volumique du matériau. Le comportement différé est aussi pris en compte dans ce modèle en utilisant la loi empirique suivante :

$$\frac{\partial l / b}{\partial t} = \frac{A}{b} K_1^n \quad (1.29)$$

où A et n sont deux constantes caractéristiques du matériau.

1.2.3 Approche mésomécanique de l'endommagement

L'approche phénoménologique pour la modélisation de l'endommagement des matériaux fragiles a rencontré un certain succès, grâce à la simplicité d'utilisation qu'elle offre, en particulier dans le cas de l'endommagement isotrope malgré cela, il semble que les difficultés telles que le choix de la (des) variable(s) d'endommagement et l'identification objective de la loi d'évolution de celle-ci aient poussé certains chercheurs [Lee et Ju ; 1991, Ju ; 1991, Horii et Nemat-Nasser ; 1983, Fannella et Krajcinovic ; 1988] à contourner ces problèmes par une autre approche (approche mésomécanique). Cette approche consiste à rechercher les informations essentielles dans la mésostructure des matériaux et à quantifier l'impact de celle-ci et son évolution sur les grandeurs macroscopiques. La loi de comportement obtenue relie ces grandeurs macroscopiques.

Soit un volume élémentaire représentatif (VER) contenant des hétérogénéités [Hill ; 1966]. Le champ moyen de déformation est défini par : $\bar{\varepsilon} = \bar{\varepsilon}^e + \bar{\varepsilon}^*$, où $\bar{\varepsilon}^e$ et $\bar{\varepsilon}^*$ sont respectivement la déformation élastique et la déformation anélastique induite par l'endommagement. De manière similaire, la compliance effective est définie par : $\bar{S} = \bar{S}_0 + \bar{S}^*$ où \bar{S}_0 et \bar{S}^* sont respectivement la compliance élastique et la compliance induite par

l'endommagement. La compliance effective relie la déformation moyenne à la contrainte moyenne $\bar{\sigma}$ par :

$$\bar{\varepsilon} = \bar{S}\bar{\sigma} = (\bar{S}_0 + \bar{S}^*)\bar{\sigma} \quad (1.30)$$

Contrairement à la démarche classique, le dommage apparaît ici comme un terme additionnel (dans les déformations ou dans les compliances) et non comme une réduction de section résistante. Lorsque les conditions aux limites sont imposées en contraintes sur le VER, $\bar{\sigma}$ est égale à la contrainte appliquée. Dans le cas bidimensionnel, la partie inélastique des déformations est donnée par (Horii et Nemat-Nasser ; 1983, Mura ; 1987, Kachanov ; 1992) :

$$\bar{\varepsilon}_{ij}^* = \frac{1}{2A} \sum_k \left[\int_{l^{(k)}} (D_i n_j + n_i D_j) dl \right]^{(k)} \quad (1.31)$$

Le vecteur $D^{(k)}$ représente les discontinuités de déplacements sur la $k^{\text{ème}}$ microfissure ; $n^{(k)}$ est la normale extérieure à cette microfissure dont la longueur est $l^{(k)}$. A représente l'aire du VER. Il apparaît ainsi que le calcul de la compliance effective revient à la détermination des discontinuités de déplacements. La difficulté de ce calcul réside dans la recherche d'un tenseur de Green correspondant au problème élastique d'un solide contenant des défauts en prenant en compte l'interaction. Différentes approximations théoriques sont proposées pour la résolution de ce problème, à savoir : 1) Modèle de Taylor (NIC) supposant la non-interaction entre microfissures. 2) La méthode autocohérente (SCM) due à Hill et étendue aux milieux fissurés par Budiansky et O'Connell [Budiansky et O'Connell ; 1976]. On suppose dans cette méthode que les microfissures baignent dans le milieu effectif recherché. 3) La méthode différentielle (DIF) : elle est similaire à la méthode autocohérente, mais la densité de microfissures est augmentée de façon progressive. Dans toutes ces approximations, le paramètre-clé est la densité de fissures ρ définie dans le cas bidimensionnel par :

$$\rho = \frac{1}{A} \sum_{k=1}^N l^{(k)2} \quad (1.32)$$

où A est l'aire du solide étudié et $l^{(k)}$ la longueur de la microfissure k . Les critères de propagation de mésosfissures peuvent être obtenues par exemple par les approches de la mécanique de la rupture. Deux éléments de base de cette approche sont donc les équations cinétiques des microfissures et les méthodes d'évaluation du tenseur élastique effectif. Dans les modèles proposés par Ju et al, la méthode autocohérente est utilisée pour déterminer le tenseur

de compliance effectif dans le cas des microfissures elliptiques, avec interaction dans un milieu anisotrope ; les équations cinétiques sont quant à elles caractérisées par les critères de la mécanique linéaire de la rupture. Par rapport à l'approche micromécanique, l'évaluation explicite du tenseur de compliance effectif permet de généraliser facilement ces modèles au cas 3D. Cependant, l'inconvénient commun de ces approches reste la mise en œuvre pratique pour les applications d'ingénieur.

De cette étude, nous concluons que la plupart des théories existantes sont capables de décrire l'anisotropie induite par dommage ou les conditions unilatérales de l'endommagement. Cependant, il n'y a pas de théorie acceptable pour décrire simultanément les deux effets. Très récemment, Dragon [Dragon et al ; 1995] a proposé une nouvelle version de son modèle qui utilise un tenseur d'ordre 4 pour décrire simultanément ces deux effets.

CHAPITRE 2

ETUDE EXPERIMENTALE DU COMPORTEMENT MECANIQUE D'UN GRES DES VOSGES

2.1 Introduction

La modélisation du comportement des roches à forte susceptibilité à la fissuration nécessite des moyens d'investigation de plus en plus précis pour permettre une meilleure connaissance du comportement des roches étudiées. Chacun sait que la qualité d'une modélisation dépend avant tout des informations disponibles sur le comportement réel. Dans le but de développer un modèle rhéologique capable de décrire correctement le comportement du matériau étudié, une campagne d'essais est menée au laboratoire pour mettre en évidence ce comportement.

L'objet du présent chapitre est d'analyser la réponse instantanée et différée d'un grès des Vosges. Dans ce but nous avons effectué différents types d'essais. Ces essais peuvent être classés en deux groupes.

- * Essais de caractérisation du comportement indépendant du temps.
- * Essais en vue de caractériser le comportement dépendant du temps.

Le premier groupe contient deux séries d'essais :

1) Des essais de base qui servent à comprendre les aspects fondamentaux du comportement rhéologique de la roche, et à calibrer les paramètres introduits dans le modèle. Ces essais se composent essentiellement :

- des essais de compression hydrostatique,
- des essais triaxiaux monotones,
- des essais triaxiaux avec cycles de déchargement-rechargement.

2) La deuxième série d'essais est composée des essais qui seront utilisés pour la validation du modèle. Dans cette série, nous avons réalisé des essais triaxiaux avec déchargement latéral ou essais d'extension latérale et des essais de chargement proportionnel.

Le deuxième groupe est composé :

- des essais de fluage sous compression triaxiale,
- des essais triaxiaux à différentes vitesses de déformation.

Ce deuxième groupe d'essais sera utilisé pour valider la réponse du modèle à long terme. La figure 2.1 donne une schématisation des différents essais effectués.

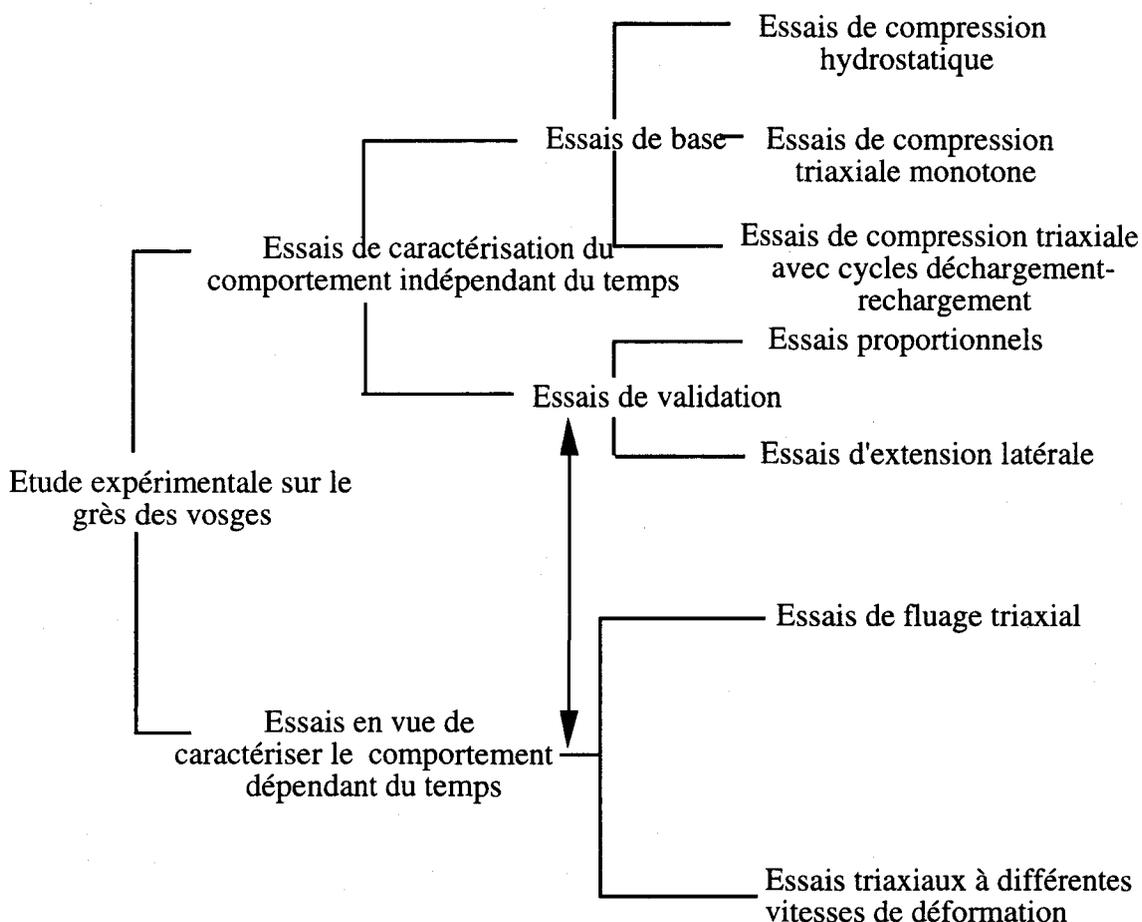


Figure 2.1 : Schématisation des essais effectués

2.2 Présentation du grès utilisé

Le grès des Vosges est formé de grains ayant subi une cimentation plus ou moins poussée par la silice qui a cristallisé autour de grains sous forme de quartz en continuité cristalline avec ceux-ci. Le grès des Vosges utilisé pour les essais en laboratoire a une porosité d'environ 20%. Cette porosité montre que le grès des Vosges est un bon exemple de matériau poreux intergranulaire qui sert de support à de nombreuses expériences de mécanique des roches. De plus, ce grès est une roche très susceptible à la microfissuration, ce qui en fait un matériau très adapté à l'étude de la microfissuration. Des données chimiques et physiques sur un matériau très similaire à celui utilisé dans notre étude, sont données dans l'annexe 1.

2.3 Essais de caractérisation du comportement indépendant du temps

2.3.1 Conditions d'essais

Comme la plupart des roches, le comportement mécanique du grès des Vosges dépend étroitement des conditions dans lesquelles se sont déroulés les essais : la préparation des éprouvettes, la vitesse de chargement, la température, etc. [Paterson ; 1978].

- Préparation des éprouvettes

Afin d'éviter une grande dispersion des résultats, les éprouvettes utilisées pour la réalisation des essais sont découpées à partir de carottes cylindriques, prélevées dans des blocs de grès sain, non fissurés. Les éprouvettes ont pour côtes moyennes environ 37,5 mm de diamètre et 75 mm de hauteur. Une attention particulière est portée à la réalisation du parallélisme des faces supérieure et inférieure de l'éprouvette. Cette opération induit des différences sur les dimensions des éprouvettes, ce qui nous oblige à fixer une marge de tolérance de 2 mm sur la hauteur. En ce qui concerne l'élançement de l'échantillon, la résistance en compression et le module d'élasticité des roches diminuent quand l'élançement augmente. Un élançement supérieur à 3 peut provoquer un phénomène éventuel de flambement. Par contre un élançement inférieur à 1 peut introduire un cône de frottement important [Lade et Duncan ; 1975, Jaeger et Cook ; 1969, Paterson ; 1978, Lama et Vutukuri ; 1978]. L'élançement des échantillons utilisés est de l'ordre de 2.

Tous les essais ont été effectués sur des éprouvettes presque sèches. Afin d'éviter une influence éventuelle de la pression interstitielle sur les résultats, nous avons réalisé tous les essais en condition drainée.

- Vitesse de chargement

De façon générale, la vitesse de chargement augmente la résistance apparente en compression des roches [Lama et Vutukuri ; 1978, Paterson ; 1978]. Afin de respecter les conditions de sollicitation quasi-statique, nous avons utilisé, dans le cas des essais triaxiaux monotones, des essais triaxiaux avec cycles de déchargement-rechargement et des essais proportionnels, des vitesses de sollicitations lentes de l'ordre de $2,5 \cdot 10^{-6}$ /sec. en déformation contrôlée et de $2 \cdot 10^{-2}$ MPa/sec. en contrainte contrôlée.

- *Température*

L'effet de la température sur le comportement mécanique dépend essentiellement de la nature du matériau. L'influence de la température sur les propriétés mécaniques des roches se manifestent par une diminution du seuil d'élasticité et une augmentation de la ductilité de ces roches. Le comportement mécanique des matériaux tel que ce grès est très peu sensible au traitement thermique jusqu'à une température de l'ordre de 300° [Homand ; 1986]. Pour cette raison, dans notre étude, l'influence de la température a été négligée et par conséquent tous les essais ont été effectués à la température ambiante de $20^{\circ} \pm 8^{\circ}$ C. La variation de température de la chambre d'essai est trop faible pour modifier les caractéristiques mécaniques du grès indépendamment du temps (mais dans le cas des essais de fluage, en raison de quelques problèmes techniques, cette variation de température était gênante, nous en parlerons par la suite).

- *Procédure de mesure de déformations*

Il existe plusieurs méthodes de mesure des déformations dans les roches, lors des essais triaxiaux dépendant ou non du temps. On peut citer entre autres, l'utilisation des jauges extensométriques, ou de colliers équipés de jauges extensométriques, la mesure des déformations radiales à l'aide de l'L.V.D.T. , la méthode des capillaires pour la mesure des déformations volumique et la méthode optique. Dans notre étude la technique traditionnelle de mesure de déformation par des jauges extensométriques a été utilisée. En raison de la forte porosité du matériau étudié (20%), un traitement spécifique de la surface de l'échantillon par une colle (strain gage cement PC-12 KYOWA) a été utilisé avant le collage [Sibai ; 1990]. Les éprouvettes sont munies de 6 jauges de 5 mm diamétralement opposées. Parmi ces jauges, deux sont placées dans la direction 1 (fig. 2.2), l'axe de chargement de l'échantillon. Ces jauges permettent de mesurer la déformation longitudinale de l'échantillon. La moyenne des valeurs mesurées sera notée ϵ_1 . Les quatre autres jauges sont placées transversalement à la mi-hauteur de l'échantillon. Ces jauges mesurent la déformation transversale (ϵ_t). L'ensemble des jauges et de l'échantillon est introduit dans une jaquette en silastène qui l'isole de l'huile "haute pression" (huile ENERPACK HF95Y) utilisée pour la montée en pression de confinement.

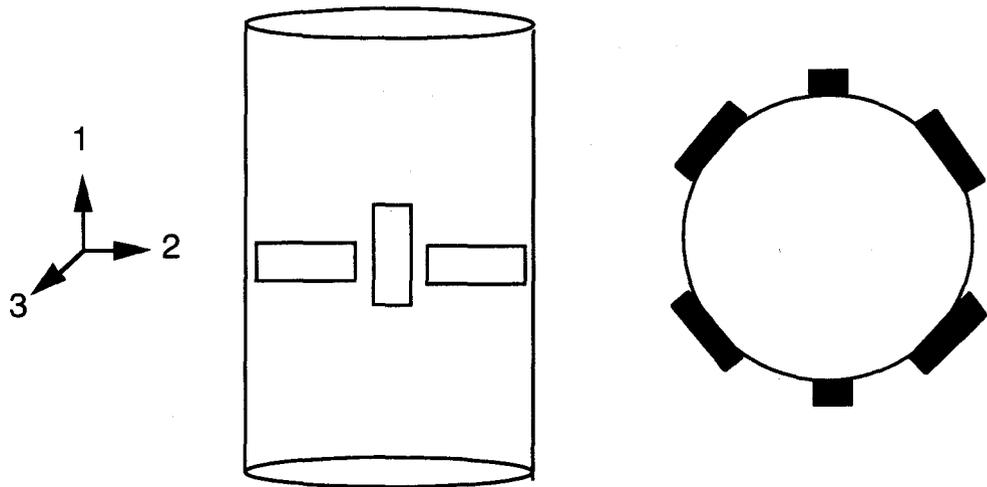


Figure 2.2 : Schéma de disposition des jauges sur des éprouvettes

2.3.2 Dispositif expérimental

La dispositif expérimental utilisé pour la réalisation des essais indépendants du temps est constitué des éléments suivants :

* La presse ; c'est une presse hydraulique du type "INSTRON" dont la charge maximale est de 50 tonnes. Elle est pilotée par un micro-ordinateur.

* La cellule triaxiale ; la cellule d'essai de 150 MPa de capacité maximale se compose principalement d'un plateau inférieur muni d'une embase sur laquelle se place l'échantillon, d'un corps de cellule cylindrique d'un diamètre intérieur de 100mm et d'une hauteur de 130 mm, du plateau solidarissant les plateaux inférieur et supérieur. Les différents passages (fluides, liaisons électriques) s'effectuent par le plateau inférieur.

* Les pompes "haute pression" du type GILSON de 60 MPa de capacité maximale et avec une précision de 0,1 MPa.

* Appareils auxiliaires ; les appareils auxiliaires utilisés comprennent :

- un capteur de pression de haute précision,
- un micro-ordinateur "IBM PS 30" et un système VISHAY pour l'acquisition automatique des données,
- une table traçante pour contrôler le déroulement d'essais,
- une pompe et une cloche à vide pour la fabrication des jaquettes,
- un porosimètre à mercure pour mesurer la porosité des échantillons.

La figure 2.3 donne le schéma de principe du dispositif expérimental. L'éprouvette, munie des jauges transversales et longitudinales, est placée entre deux embases métalliques dont l'embase inférieure est solidaire de la cellule. Afin d'éviter que l'huile ne rentre pas dans l'échantillon, celui-ci est protégé par une gaine en silastène. Les fils de jonction des jauges traversent les gaines, l'étanchéité est assurée localement par un mastic à base de silicones. La mise en pression s'effectue au moyen d'une pompe Gilson. Le confinement est contrôlé par un capteur de pression. Cette pompe ne peut pas réguler d'éventuels dépassement de la pression imposée, une micro-vanne de régulation permet d'ajuster le confinement de la pression. Les mesures par jauges d'extensométrie sont effectuées sur une centrale d'acquisition de données Vishay-Micromesures. Celle-ci possède 40 voies d'extensométrie (voies N°0-39). Elle est pilotée par un micro-ordinateur IBM PS 30. Les mesures sont converties automatiquement en micro déformation et stockées sur disquette. La chaîne d'acquisition possède en outre dix entrées analogiques (voies N°40-49). A l'aide de ces voies on peut enregistrer l'effort axial lu sur le capteur de force de presse hydraulique et le déplacement du vérin (LVDT). On voit schématiquement la variation de la force axiale en fonction du déplacement du vérin sur la table traçante. Nous avons présenté quelques photos du dispositif expérimental et des échantillons, utilisés dans notre étude, dans l'annexe 3.

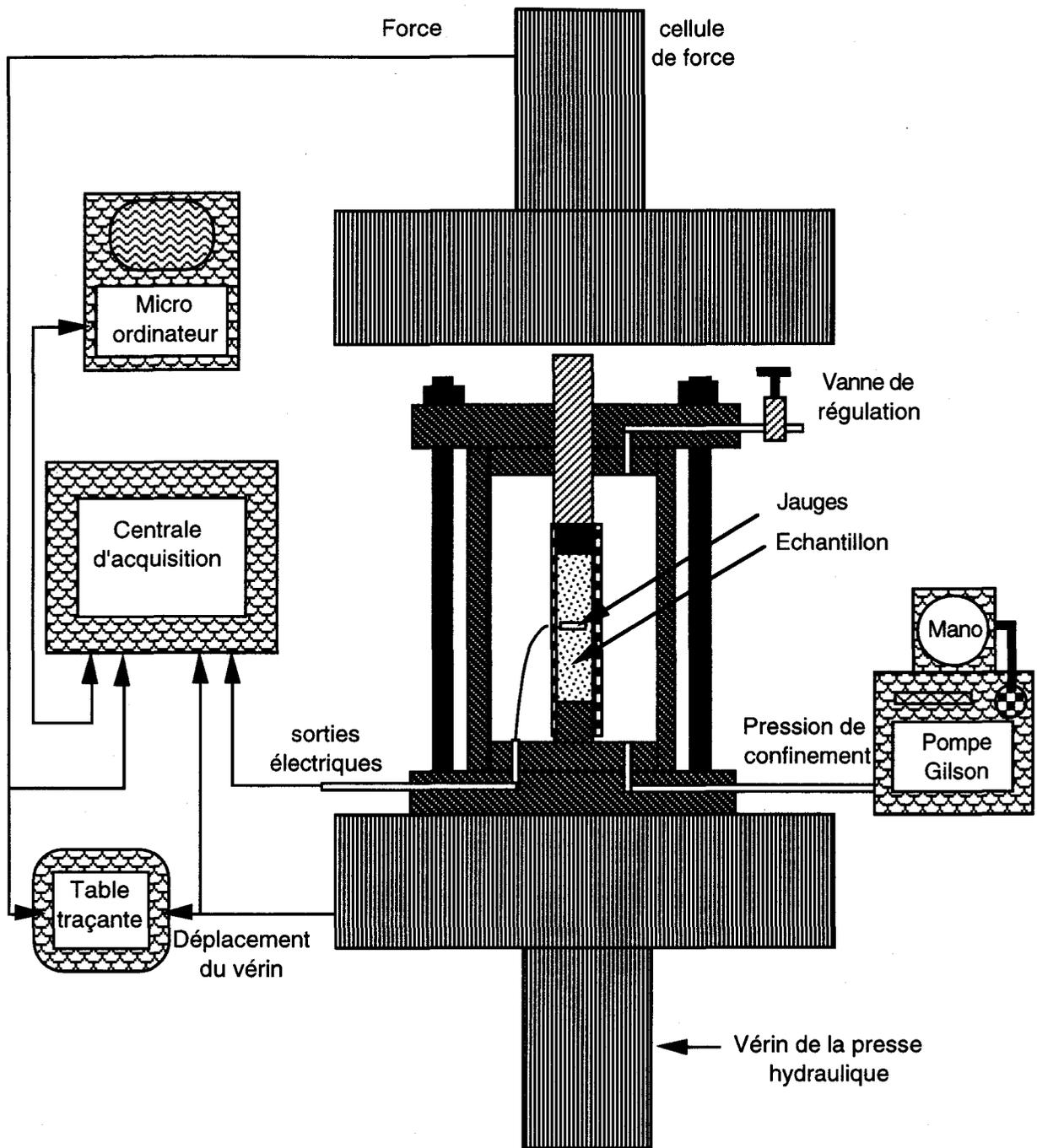


Figure 2.3 : Schéma de principe du dispositif expérimental

2.3.3 Essais de compression hydrostatique

L'essai hydrostatique permet d'étudier l'état de fissuration naturelle du matériau. L'essai consiste à soumettre l'éprouvette à un champ de contraintes hydrostatiques ($\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_3 = p_c$) en condition drainée. La pression hydrostatique ou de confinement est appliquée par une pompe Gilson. Afin d'éviter une perturbation éventuelle de l'état de contrainte isotrope, le piston de la presse n'est pas en contact avec l'embase supérieure de l'échantillon. Les courbes contrainte-déformations sont présentées sur la figure 2.4. Les déformations longitudinales et transversales sont quasiment confondues. Ceci signifie que le matériau présente un comportement initialement isotrope. On constate également que la réponse du matériau est pratiquement linéaire après une petite phase de serrage des microfissures initiales, et aucune trace visible de rupture de l'échantillon n'est relevée jusqu'à la fin de l'essai (environ 60 MPa, la limite de la pompe utilisée). Sur cette courbe, on remarque que la déformation volumique des pores (ou/et des microfissures) est de l'ordre de $0,05 \cdot 10^{-2}$.

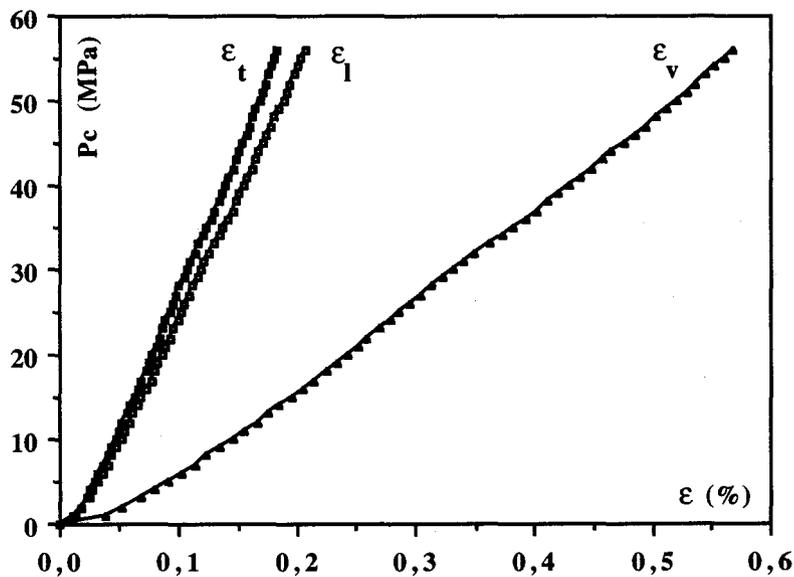


Figure 2.4 : Essai de compression hydrostatique

2.3.4 Essais de compression triaxiale monotone

Ces essais triaxiaux permettent d'étudier l'impact de la microfissuration induite sur le comportement global du matériau, comme la dilatance, la non-linéarité et l'anisotropie induite. Dans ces essais on applique sur l'échantillon un champ hydrostatique jusqu'à une certaine valeur définie σ_3 . On maintient cette valeur constante et on charge l'éprouvette en faisant varier σ_1 jusqu'à la rupture. Nous avons effectué ces essais pour différentes pressions de confinement qui sont 0, 5, 10, 20 et 40 MPa. La figure 2.5 montre les courbes contrainte-déformations obtenues de ces essais, sur le grès de Vosges.

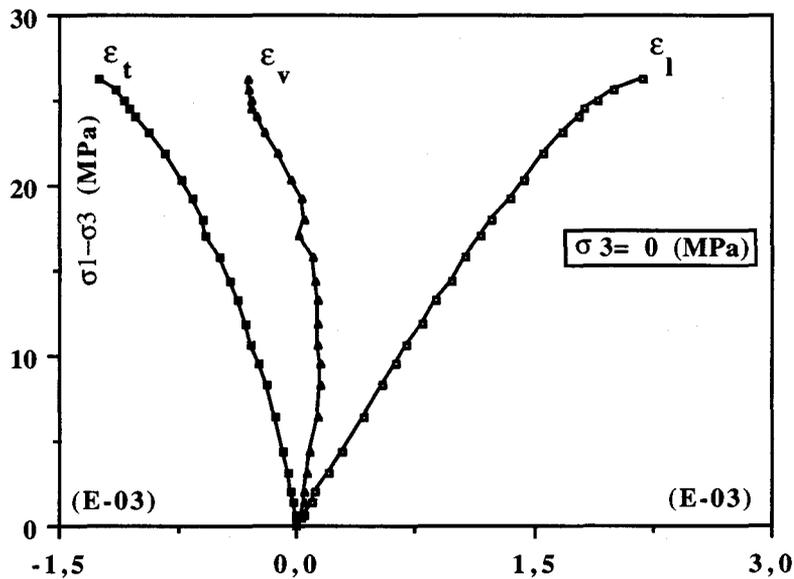


Figure 2.5 : Courbes d'essais de compression triaxiale monotone

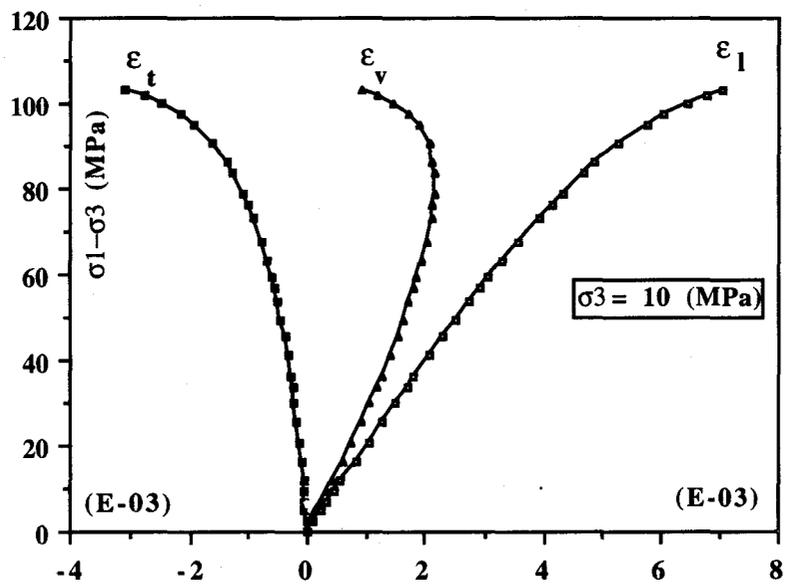
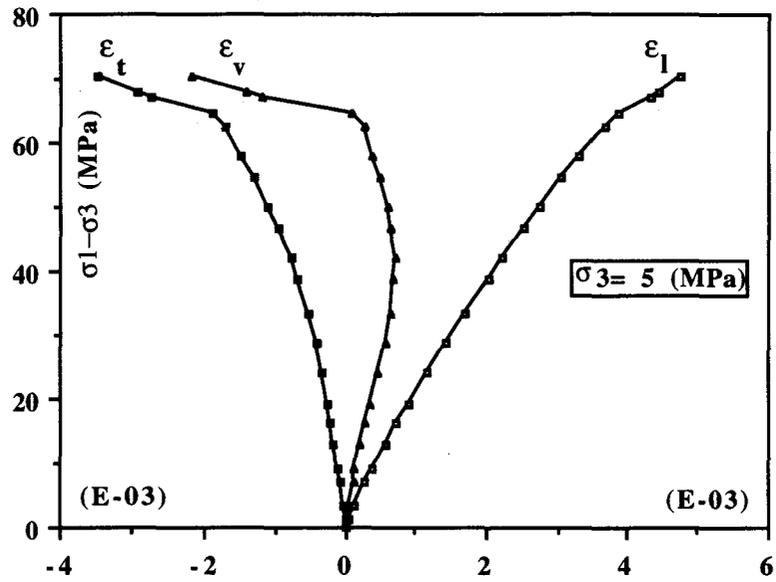


Figure 2.5 : (suite)

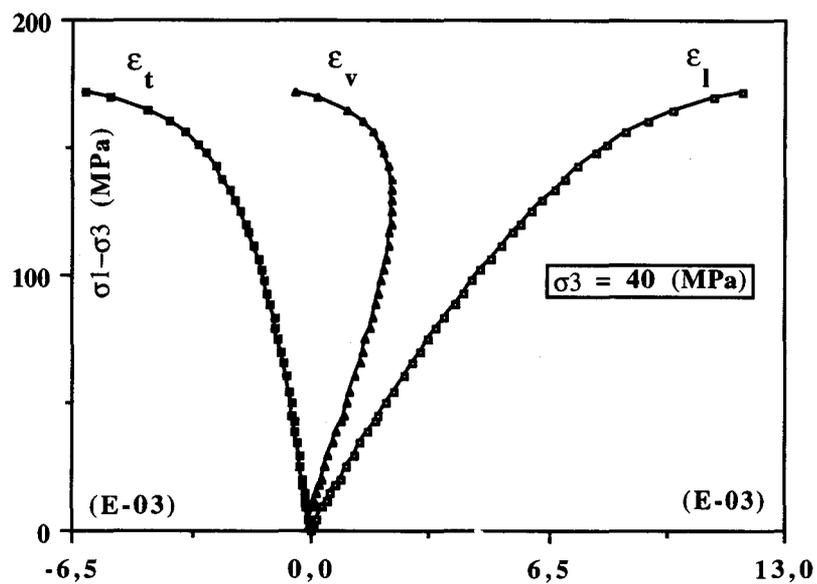
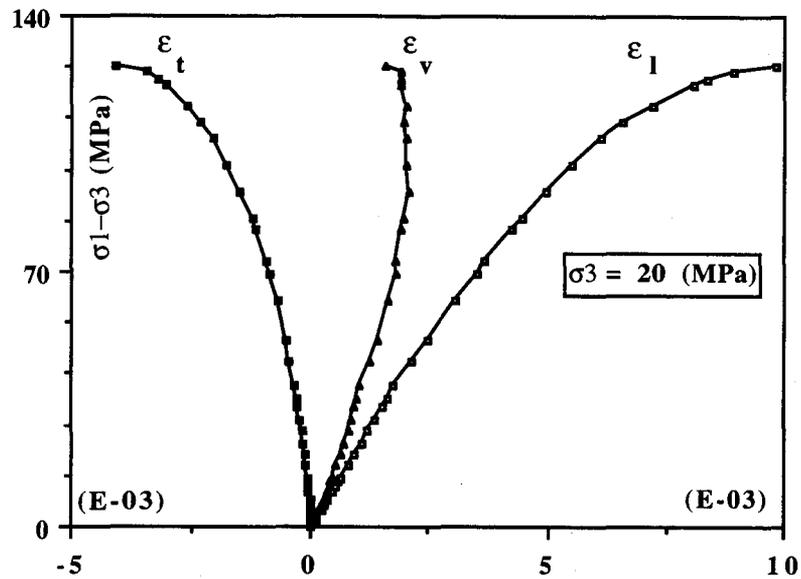


Figure 2.5 : (suite)

A partir de ces résultats, nous pouvons faire les remarques suivantes:

1) La non linéarité des déformations transversales est plus prononcée que celle des déformations axiales. Ceci est d'autant plus marquant que la pression de confinement est faible. Cette différence peut être due au caractère directionnel des fissurations développées au cours de la sollicitation.

2) La rupture de matériau se traduit par un pic de la contrainte axiale qui augmente sensiblement avec la pression de confinement (figure 2.6).

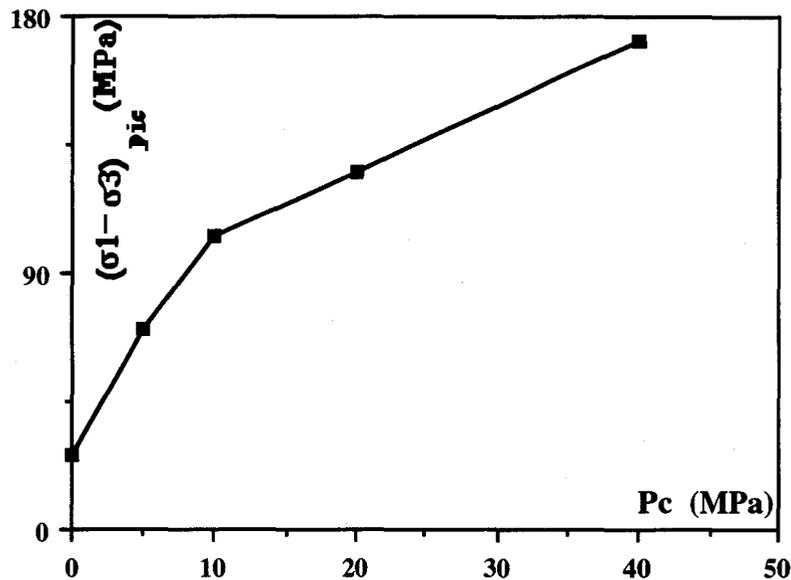


Figure 2.6 : Résistance en compression en fonction de la pression de confinement

3) La réponse globale du matériau dépend de la pression de confinement. On peut constater une certaine transition fragile-ductile quand la pression de confinement augmente, notamment on voit une diminution de la dilataance et une atténuation du pic de contrainte.

4) Les paramètres élastiques initiaux varient également avec la pression de confinement. Sur le tableau 2.1, nous avons présenté les valeurs initiales du module d'Young, E_0 , du coefficient de Poisson, ν_0 , obtenues à partir de ces essais dans la phase linéaire des déformations. Néanmoins, ces variations nous paraissent relativement faibles.

	$\sigma_3=0$	$\sigma_3=5$	$\sigma_3=10$	$\sigma_3=20$	$\sigma_3=40$
E_0 (MPa)	15500	20500	21000	22400	24000
ν_0	0.35	0.30	0.15	0.20	0.21

Tableau 2.1 : Evolution des paramètres élastiques initiaux en fonction de la pression de confinement

5) Le seuil de perte de linéarité des déformations latérales (ou la limite d'élasticité initiale) augmente avec la pression de confinement. Ceci montre que le développement des microfissures dépend de l'état initial du matériau.

6) De façon générale, on observe une forte dilatance du matériau dans tous ces essais. Cette dilatance est directement contribué par l'ouverture des microfissures induites.

2.3.5 Essais de compression triaxiale avec cycles de déchargement-rechargement

Nous avons étudié, avec les essais monotones, la réponse globale du matériau en liaison avec la microfissuration induite. Dans le cadre des matériaux élasto-endommageables, la conséquence mécanique de l'endommagement est la dégradation des propriétés élastiques du matériau. Afin de mettre en évidence la modification de ces propriétés due à la microfissuration, les essais de compression triaxiale avec cycles de déchargement-rechargement ont été effectués. Pour cela l'éprouvette est soumise à une sollicitation du type décrit au paragraphe précédent mais à certains niveaux de contrainte axiale préalablement choisis on procède à des cycles de déchargement - rechargement. On répète ce processus plusieurs fois au cours de l'essai jusqu'à la rupture. Des essais préliminaires ont montré que si les cycles de déchargement sont effectués immédiatement au cours du chargement, on obtient des boucles d'hystérésis très prononcées. Ceci rend quasiment impossible la détermination des modules élastiques. Ces boucles d'hystérésis peuvent être liées aux différents facteurs. Deux mécanismes semblent essentiels, le frottement entre lèvres de microfissures pendant la refermeture de celles-ci et la viscosité du matériau. Afin de réduire les boucles d'hystérésis et de faciliter la détermination des modules effectifs, les cycles de déchargement-rechargement sont précédés d'une phase de relaxation à courte durée (30-60 minutes) comme ce qui est illustré sur la figure 2.7. Dans la figure 2.7, nous avons présenté "la courbe de stabilisation". Cette courbe se définit comme le lieu des points où le champs de contraintes et de déformations est indépendant du temps. Lorsque la "courbe de stabilisation relative" est atteinte nous procédons ensuite à une décharge qui nous donne le module élastique recherché (Cristescu 1993). Nous avons réalisé ces essais pour différentes pressions de confinement 5, 10, 20 et 40 MPa. Les résultats obtenus sont présentés sur les figures 2.8.

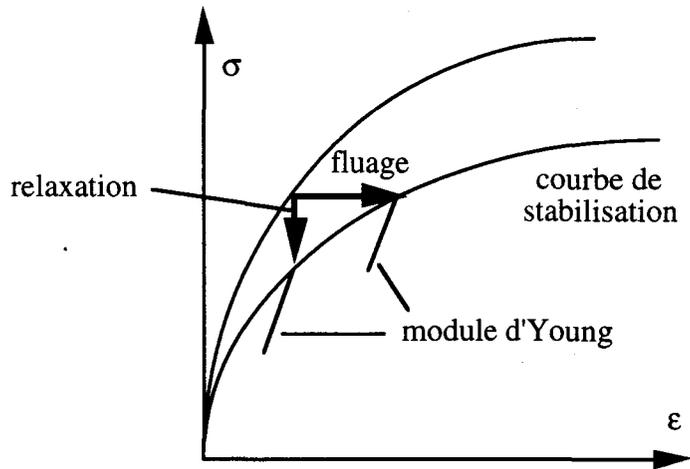


Figure 2.7 : Schématisation de la relaxation et du fluage

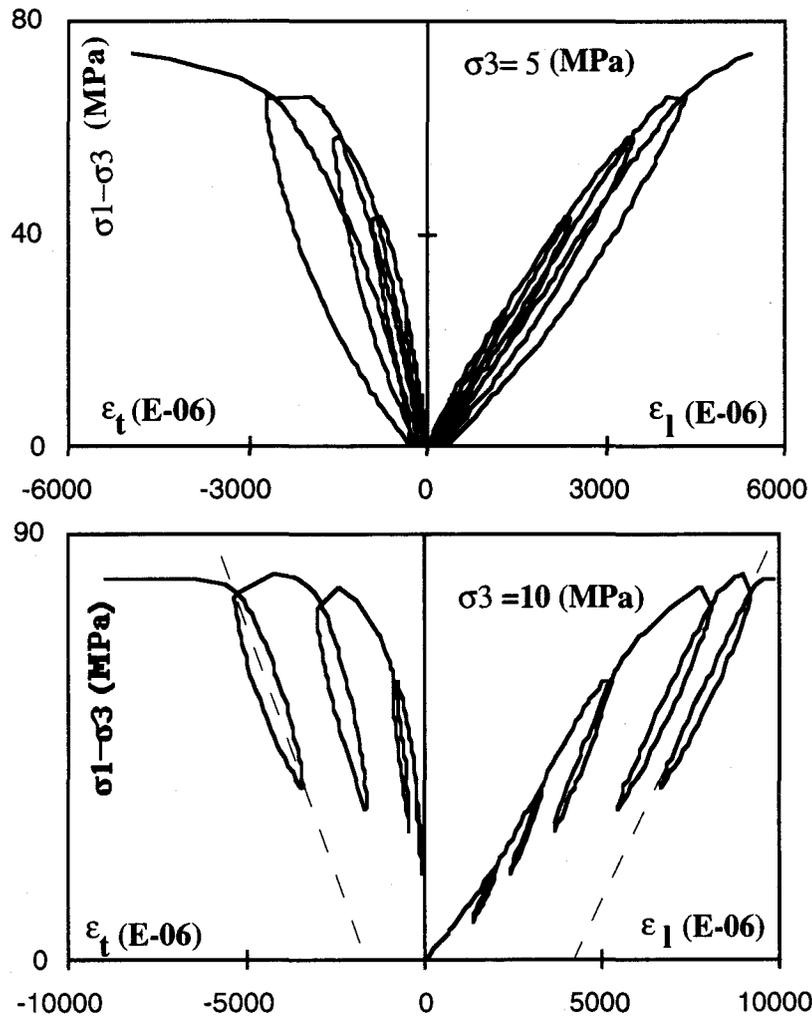


Figure 2.8 : Courbes d'essais triaxiaux avec cycles de déchargement- rechargement

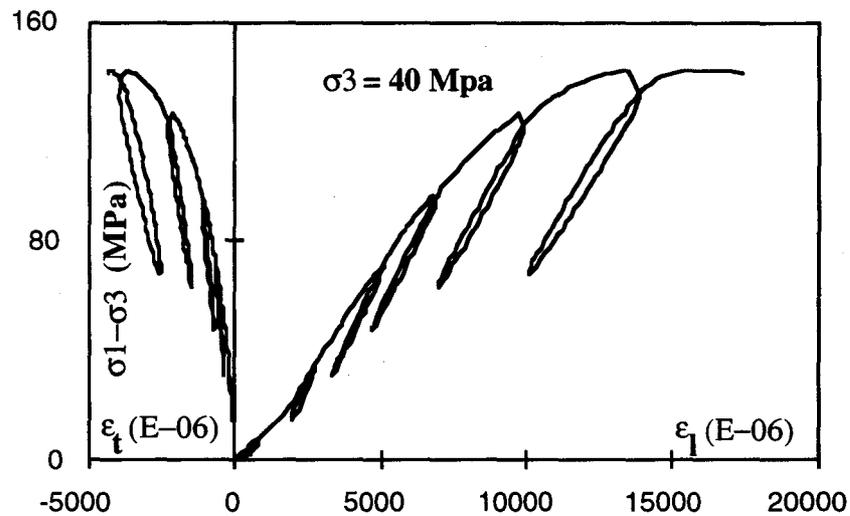
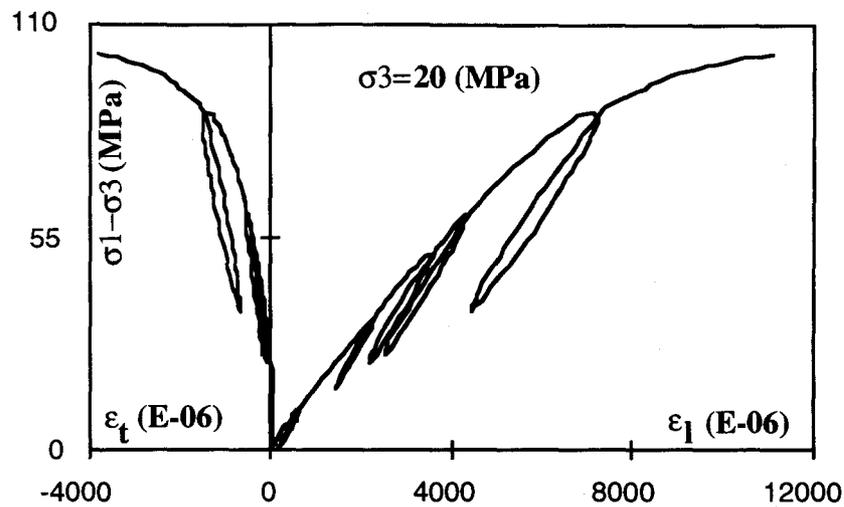


Figure 2.8 : (suite)

A partir de ces courbes on remarque les points suivants :

1) La phase de relaxation a largement réduit les boucles d'hystérésis sans pour autant les éliminer complètement. Ceci s'explique d'une part par la courte durée de la phase de relaxation utilisée (0,5- 1 heure dans nos essais) et d'autre part, par le fait que le déchargement se fait à une certaine vitesse. Par ailleurs, les effets liés au frottement en tête des lèvres des microfissures et également à la propagation subcritique de celles-ci ne peuvent pas être éliminés par la phase de relaxation. Dans cette partie d'étude, les cycles de déchargement sont essentiellement utilisés pour évaluer la dégradation des propriétés effectives du matériau. Les boucles d'hystérésis ne

sont pas prises en considération. Chaque cycle sera représenté par une droite qui donne le module sécant (voir figure 2.8, $p_c = 10$ MPa).

2) A partir des courbes des déformations longitudinales et transversales pendant les cycles de déchargement-rechargement, nous avons déterminé les modules longitudinaux et transversaux pour les différents niveaux de la contrainte déviatorique. Les valeurs obtenues sont présentées dans les tableaux 2.2 et 2.3 pour les différentes pressions de confinement. On peut constater très clairement que la réduction du module transversal est plus importante que celle du module longitudinal (figure 2.9). Ceci est une conséquence directe de la microfissure orientée qui induit une anisotropie dans le comportement mécanique du matériau.

cycle	PC=5 (MPa)	PC=10	PC=20	PC=40
1	20500	17100	22400	14500
2	20000	21000	22000	24000
3	17500	20000	21500	22800
4	16400	21900	20900	22900
5	14900	16800	19100	19600
6	-	-	-	20200

Tableau 2.2 : Valeur du module longitudinal(E_l) pour chaque cycle

cycle	PC=5 (MPa)	PC=10	PC=20	PC=40
1	68300	243000	112000	123400
2	66700	140000	110000	119100
3	54100	78300	85300	124700
4	44600	59200	74600	110000
5	33800	40500	53500	71100
6	-	-	-	54100

Tableau 2.3 : Valeur du module transversal (E_t) pour chaque cycle

3) Il existe des déformations résiduelles après le déchargement (complet) de la contrainte déviatorique. Ces déformations permanentes peuvent être liées à l'ouverture résiduelle des microfissures.

4) Pendant les essais, nous avons observé qu'un déchargement effectué dans la zone de forte dilatance (> 85% du pic) provoque la rupture (précocée) de l'échantillon. Ceci montre la relation entre la forte dilatance et la coalescence (ou la localisation) des microfissures.

5) Il y a une légère diminution de la contrainte au pic par rapport aux essais monotones. Il s'agit d'un résultat connue pour la plupart du matériau qui est lié aux différents phénomènes dépendant du temps.

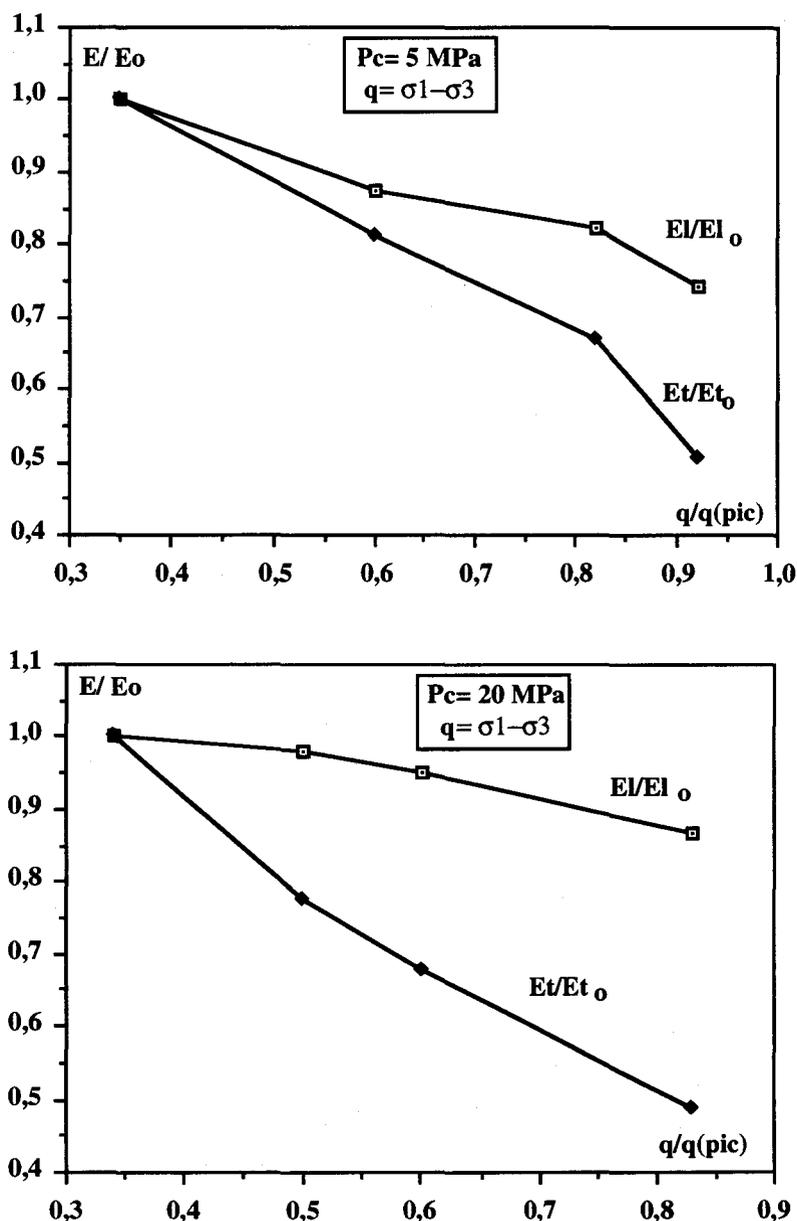


Figure 2.9 : Variation du module longitudinal et du module transversal au cours de sollicitations

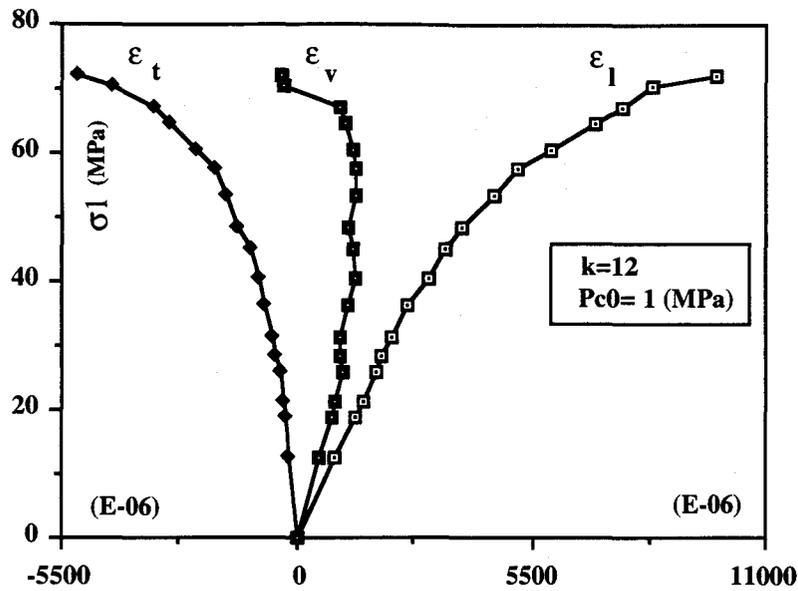


Figure 2.10 : (suite)

- Essais d'extension latérale

L'essai consiste à soumettre une éprouvette à un champ de contrainte hydrostatique jusqu'à une pression de confinement, appelée pression de confinement initiale $p_{c_{ini}}$. On maintient ensuite la contrainte axiale ($\sigma_1 = p_{c_{ini}}$) constante et on diminue la pression de confinement jusqu'à zéro ou la rupture de l'éprouvette. Cet essai doit être réalisé en contrainte contrôlée. Nous avons effectué ces essais pour les valeurs de $p_{c_{ini}}=40$ et 60 MPa. La figure 2.11 donne les résultats obtenus dans les essais d'extension latérale. Comme pour les essais triaxiaux et proportionnels, on observe la forte non linéarité de la déformation transversale. De plus, on a remarqué que le module élastique longitudinal (E_1), calculé plutôt dans la phase linéaire de ces essais, est proche de celle obtenue dans les essais triaxiaux monotones à faibles pression de confinement.

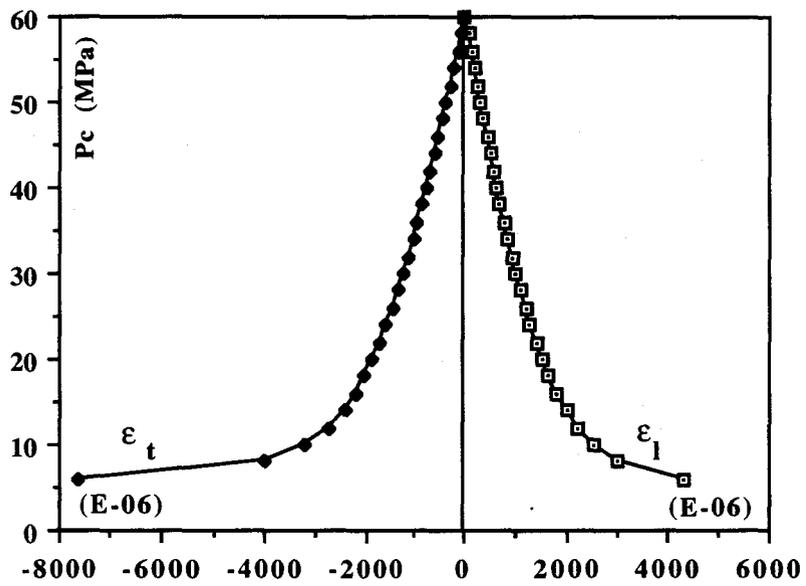
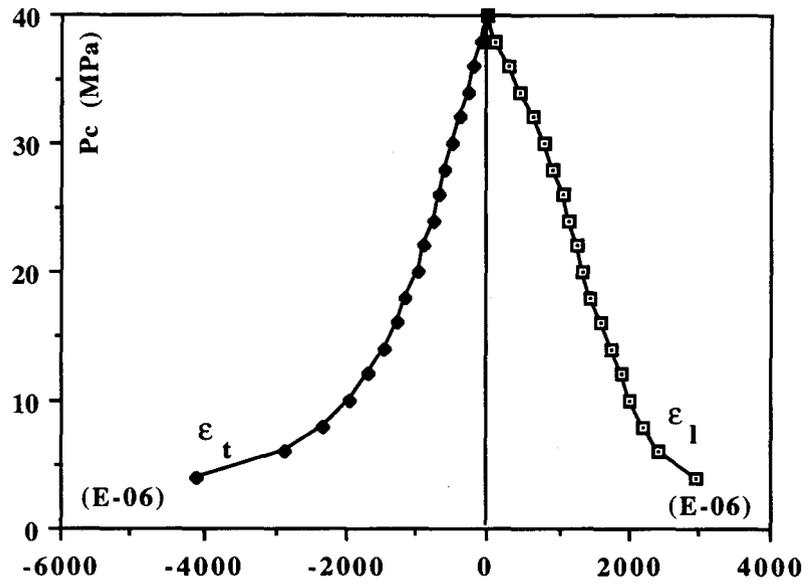


Figure 2.11 : Essais d'extension latérale

2.4 Essais en vue de caractériser le comportement dépendant du temps

2.4.1 Essais de fluage sous compression triaxiale de révolution

Dans le cadre de l'étude de la stabilité à long terme des ouvrages, il est nécessaire d'avoir une bonne connaissance du comportement dépendant du temps du matériau. C'est dans ce but que nous avons réalisé des essais de fluage sur le grès des Vosges. On appelle fluage, la progression des déformations d'un matériau sous des contraintes constantes. Afin d'obtenir la courbe de fluage, une force constante est alors appliquée sur l'échantillon à une température constante, ainsi la déformation de l'échantillon est déterminée comme étant une fonction du temps. A partir du principe de l'essai de fluage il s'avère qu'il est simple de réaliser les essais et de mesurer les déformations dues au fluage, mais dans la pratique, cela est plus compliqué. Pour réussir les essais, il faut avoir des équipements d'essais appropriés. La durée de chaque essai de fluage est de quelques jours à quelques mois, voire quelques années.

- Conditions d'essais et dispositif expérimental

En ce qui concerne les conditions d'essais (préparation des éprouvettes, température, procédure de mesure des déformations), ils sont les mêmes que nous avons décrits aux paragraphes 2.3.1 et 2.3.2. Par contre, étant donnée la longue durée des essais de fluage, le dispositif expérimental traditionnel (presse hydraulique), devient inadapté pour ce type d'essais. C'est ainsi qu'une cellule autonome et autocompensée a été conçue, à cette fin au Laboratoire de Mécanique de Lille. Dans cette cellule (figure 2.12), on dispose d'une chambre d'autocompensation qui empêche la pression de confinement de provoquer des réactions sur le piston de la cellule. La force axiale appliquée est donc purement déviatorique. Cette cellule est autonome avec une chambre située à sa partie supérieure qui permet d'obtenir une contrainte axiale (déviatorique) sans utiliser une presse extérieure. La mise en contrainte axiale et en pression de confinement s'effectuent par des pompes Gilson de 60 MPa de capacité maximale. Comme nous avons expliqué au paragraphe 2.3.2, ces pompes ne peuvent pas réguler l'éventuels dépassements de la pression imposée due à différents phénomènes. Deux-micro vannes de régulation sont installés pour permettre d'ajuster le confinement et la contrainte axiale à l'aide de la technique de "fuite permanente".

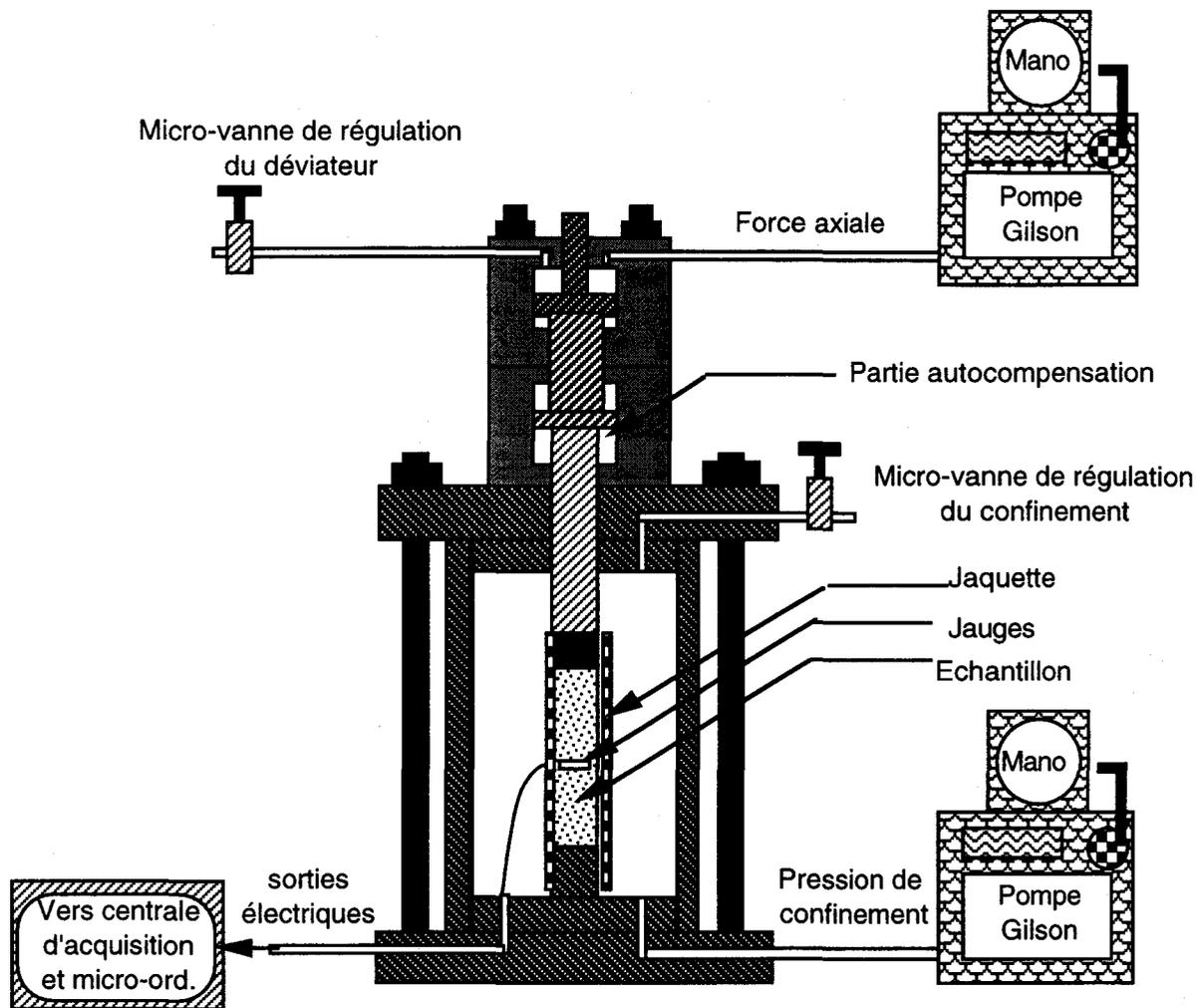


Figure 2.12 : Schématisation de la cellule autonome et auto compensée

- Méthode de manipulation

Un essai de fluage est réalisé en deux phases ; dans la première phase l'échantillon est soumis à un champ de contrainte hydrostatique ($\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_3$) maintenue constante jusqu'à la stabilisation des déformations. Le temps d'attente dans notre cas est d'environ deux jours. La deuxième phase consiste à imposer un déviateur de contrainte, préalablement choisi, en augmentant uniquement la contrainte axiale par l'application d'une force axiale avec les mêmes vitesses que les essais triaxiaux monotones (pour éviter les effets dynamiques). On maintient ensuite ce déviateur constant et on mesure les déformations, longitudinale et transversale, de l'échantillon en fonction du temps par la même procédure décrite au paragraphe 2.3.1. Chaque essai de fluage dure environ dix jours.

2.4.2 Résultats expérimentaux

Les pressions de confinement utilisées sont de 2 et 5 MPa et pour chaque pression de confinement trois niveaux différents des contraintes déviatoriques sont choisis. Dans la figure 2.13 nous présentons les courbes expérimentales obtenues au cours des essais de fluage. A partir de ces courbes, différentes remarques peuvent être formulées:

- La réponse du matériau durant le fluage dépend fortement du niveau de la contrainte déviatorique. Les essais de fluage, effectués à des contraintes déviatoriques faibles (en dessous du seuil d'endommagement), ne donnent pratiquement aucune variation de déformation et par conséquent nous n'avons pas tracé les courbes correspondantes sur la figure 2.13. Par contre, pour les essais effectués à des déviateurs de contrainte élevés (dans la zone de forte dilatance) les déformations du fluage conduisent à la rupture de l'éprouvette. Cette rupture différée est une conséquence de la coalescence des microfissures qui se propagent en fonction du temps. Pour les niveaux de contraintes déviatoriques intermédiaires, les déformations de fluage tendent vers une pseudo stabilisation.

- Dans tous les essais, une augmentation rapide des déformations pendant les premières heures a été observée. Le taux des déformations décroît ensuite.

- La déformation volumique ($\varepsilon_v \approx \varepsilon_l + 2\varepsilon_t$) pendant les essais de fluage est fortement dilatante notamment pour l'essai à $p_c = 2$ MPa et avec le déviateur de contrainte élevé, la déformation latérale est supérieure à la déformation axiale. Ceux-ci indiquent que l'évolution des déformations est fortement liée à la propagation différée des microfissures orientées suivant l'axe de l'échantillon.

- Dans les essais avec les déviateurs intermédiaires la stabilisation des déformations est atteinte après une durée de temps variable (environ une semaine). Dans les cas des essais avec forts déviateurs, l'essai finit par la rupture de l'échantillon.

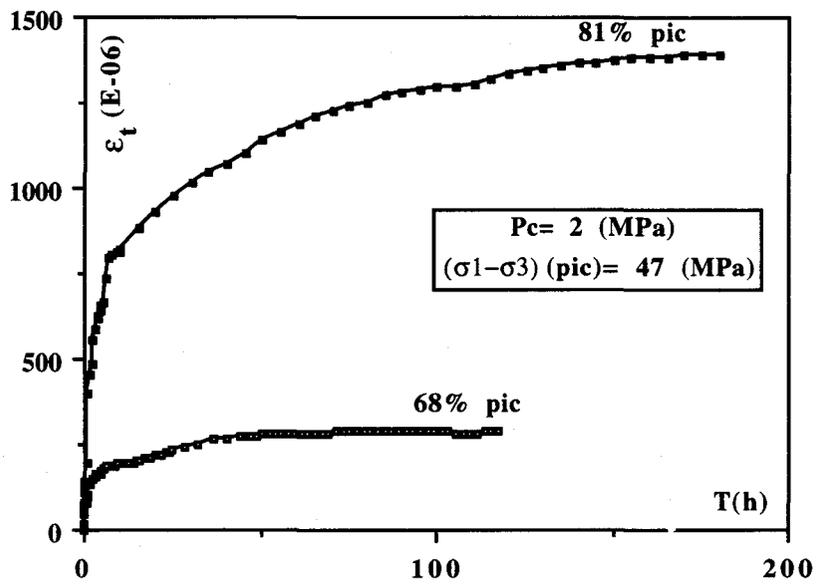
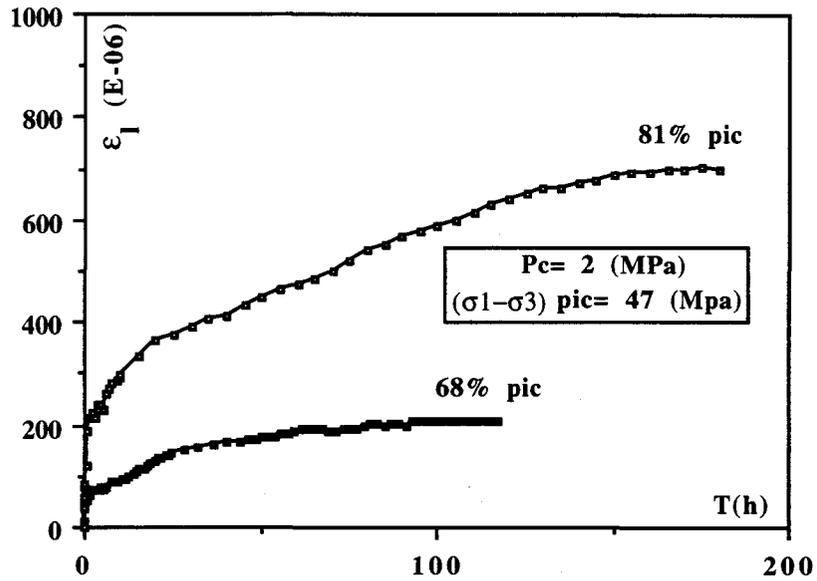


Figure 2.13 : Essais de fluage triaxial

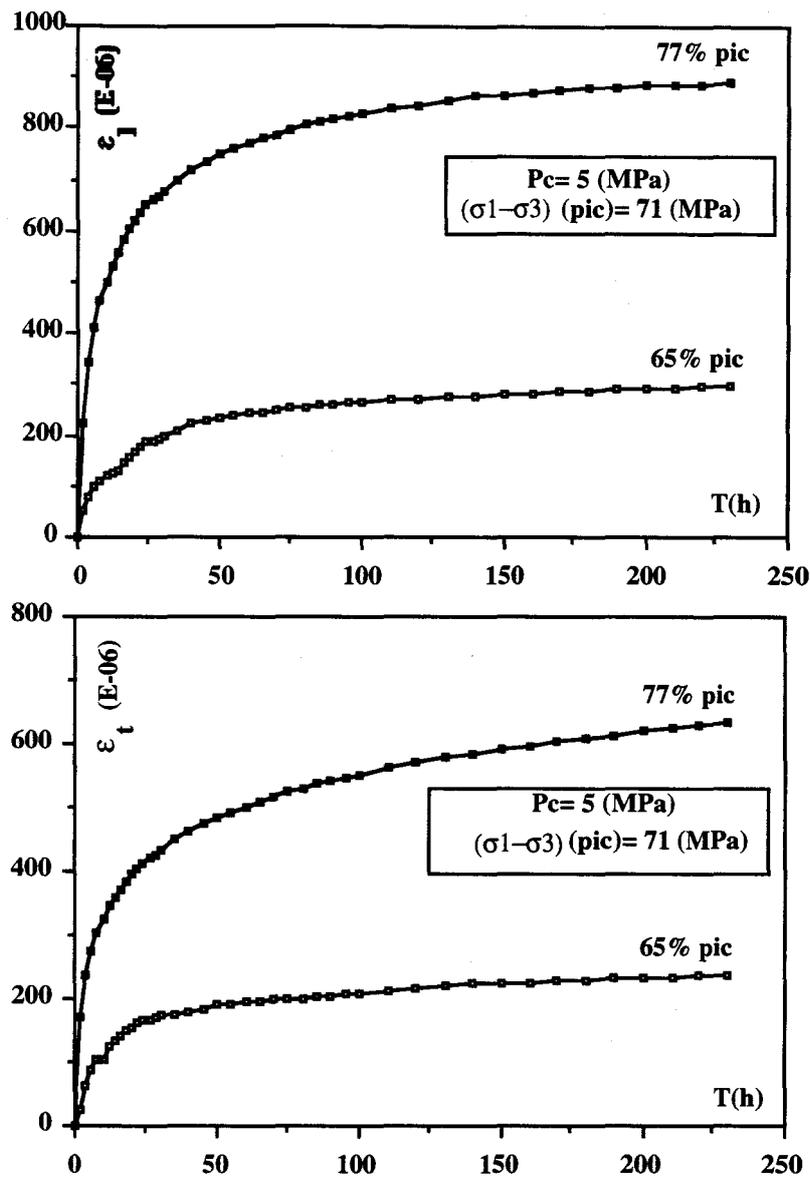


Figure 2.13 : (suite)

2.4.3 Essais triaxiaux à différentes vitesses de déformation

De nombreux travaux ont mis en évidence le rôle de la vitesse de déformation sur la relation contrainte-déformation en particulier dans les métaux [Cristescu et Suliciu ; 1982, ; Lemaître et Chaboche ; 1985]. Les résultats présentés dans la littérature concernent surtout les valeurs de résistances maximales. Les essais de fluage ont montré le phénomène de propagation différée des microfissures dans le grès des Vosges. Afin d'étudier l'influence de la vitesses de chargement sur le comportement de ce matériau, trois essais triaxiaux avec trois vitesses de déformations différentes ont été effectuées. Nous avons d'abord choisi un essai ($p_c = 20$ MPa) parmi les essais triaxiaux monotones, effectué avec une vitesse choisie comme de référence

($\dot{\epsilon} = 2.5 \times 10^{-6}$ / sec.). Ensuite dans les mêmes conditions de l'essai précédent, autre que la vitesse de chargement, nous avons réalisé deux autres essais en variant la vitesse de chargement seulement, l'un à une vitesse dix fois plus rapide ($\dot{\epsilon} = 2.5 \times 10^{-5}$ / sec.) que la vitesse de référence et le second à une vitesse dix fois plus lente ($\dot{\epsilon} = 2.5 \times 10^{-7}$ / sec.). Les résultats obtenus de ces trois essais sont présentés à la figure 2.14. A partir des courbes contrainte-déformation de la figure 2.14 on constate que la vitesse de déformation augmente, la contrainte ultime à la rupture augmente tandis que la déformation diminue. Autrement dit, le matériau montre un comportement plus fragile quand la vitesse de chargement augmente. Lors d'un essai réalisé à une vitesse importante, la contrainte augmente rapidement sans que les défauts évoluent en taille sous le phénomène de la corrosion (l'endommagement subcritique, nous en parlerons au chapitre 3). Par contre, pour un essai effectué à une vitesse faible, les fissures évoluent par deux mécanismes l'un est l'endommagement mécanique dû à la variation des contraintes et l'autre est l'endommagement subcritique.

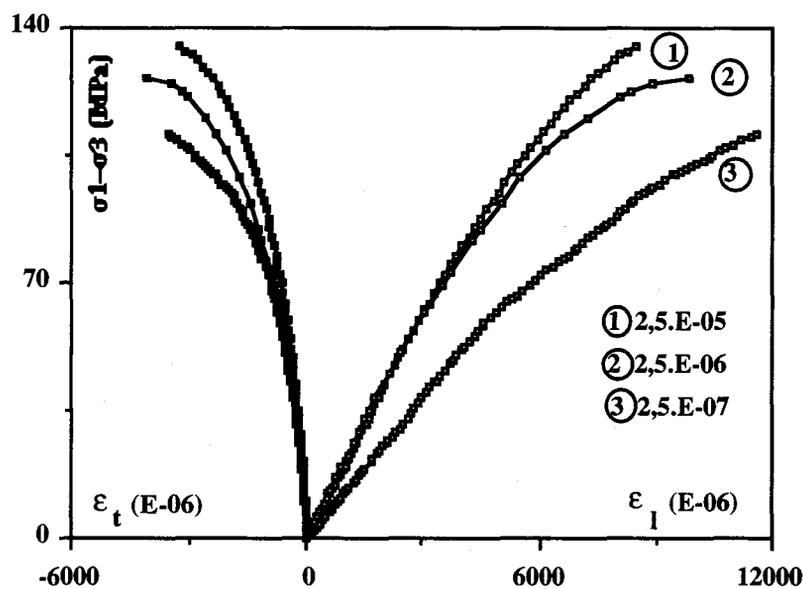


Figure 2.14 : Essais triaxiaux à différentes vitesses de déformation

2.5 Conclusion

Une vaste campagne d'essais a été réalisée sur le grès des Vosges. Différents chemins de sollicitations ont été considérés, à savoir la compression triaxiale, le chargement proportionnel, l'extension latérale et le fluage triaxial. Les résultats obtenus ont permis d'étudier le comportement mécanique à court terme et différé du matériau. Le grès de Vosges est une roche ayant une grande susceptibilité à la microfissuration qui présente un caractère directionnel. Les

microfissures induites ont de multiples impacts sur le comportement macroscopique du matériau, tels que la non linéarité, la dilatance, l'anisotropie induite, la dégradation des propriétés élastiques et la rupture différée. Ces constatations ont conduit à choisir d'utiliser un modèle d'endommagement pour décrire le comportement du grès des Vosges, ce qui fera l'objet du chapitre suivant.

CHAPITRE 3

DEVELOPPEMENT ET VALIDATION D'UN MODELE D'ENDOMMAGEMENT ANISOTROPE CONTINU

3.1 Introduction

La microfissuration induite dans les roches fragiles a une grande influence sur le comportement de ces roches et par conséquent joue un rôle primordial dans la stabilité des ouvrages, tels que les forages pétroliers, les tunnels et les cavités de stockage des déchets. Pour décrire les déformations anélastiques et la rupture des roches fragiles, les modèles élastoplastiques sont inadéquats car ceux-ci ne prennent pas en compte le mécanisme microstructural du comportement non linéaire de ces matériaux. Divers modèles d'endommagement, discutés au chapitre 1, ont été proposés. Un modèle représentatif de la mécanique d'endommagement des milieux continus (CDM) a été récemment proposé par Dragon et al [Dragon et al ; 1994]. Un tenseur d'ordre 2 est utilisé pour décrire l'endommagement anisotrope et une loi d'évolution est obtenue en utilisant le principe de la normalité. De plus un terme spécifique a été introduit pour permettre de décrire les contraintes (déformations) résiduelles sans faire une référence explicite à la plasticité. En revanche, ce modèle ne permet pas de prendre en compte le processus de microfissuration différée.

Les résultats des essais sur le grès des Vosges, discutés au chapitre 2, ont mis en évidence un comportement élastique-endommageable dépendant du temps et de l'anisotropie. Ce qui nous conduit à choisir un modèle d'endommagement capable de décrire ces caractéristiques. Dans la première partie de ce chapitre, nous présentons un bref résumé du formalisme de la thermodynamique des processus irréversibles et de la mécanique linéaire de la rupture. Ensuite nous proposons un modèle d'endommagement se basant sur le potentiel thermodynamique proposé par Dragon. L'évolution de l'endommagement sera liée à la propagation des microfissures. Deux critères seront utilisés pour décrire respectivement la propagation mécanique et subcritique des microfissures. Ensuite la procédure d'identification des paramètres sera présentée. Ce chapitre se termine par la vérification de la performance du modèle en comparant des simulations numériques et les données expérimentales.

3.2 Rappels sur le formalisme de la thermodynamique des processus irréversibles

Le but de la thermodynamique est l'étude des échanges énergétiques entre une certaine quantité de matière (solide, liquide ou gaz) appelée "système", et le reste de l'univers appelé "milieu extérieur". La description énergétique d'un système constitue son état. Autrement dit connaître l'état d'un système, c'est posséder les informations suffisantes à sa description énergétique. L'état d'un système peut être défini par un certain nombre de fonctions appelées

“fonctions d’état ou lois d’état” dépendant d’un certain nombre de variables appelées “variables d’état”.

3.2.1 Variable d’état

L’état thermodynamique d’un milieu matériel en un point et à un instant donné est complètement défini par la connaissance des valeurs des variables d’états à cet instant. Ces variables indépendantes sont de deux groupes ;

a) les variables externes ou observables, par exemple la déformation totale du système, et la température, T . Pour les phénomènes réversibles (ou élastiques) à chaque instant, l’état dépend uniquement de ces variables.

b) les variables internes, A_k , qui décrivent la structure interne du matériau, par exemple les déformations résiduelles, les variables d’endommagement. Ces variables internes interviennent dans la description des phénomènes dissipatifs. Il n’existe pas de méthode objective pour choisir ces variables, c’est l’expérience, le sens physique et bien souvent le type d’application envisagé qui guident ce choix.

3.2.2 Potentiel thermodynamique, lois d’état

La première étape de la modélisation dans les phénomènes irréversibles est la donnée d’un potentiel thermodynamique (une fonction scalaire de l’ensemble des variables d’état). On peut travailler d’une manière équivalente avec différents potentiels. En général, on choisit de travailler avec un potentiel dépendant de la déformation (l’énergie libre spécifique $\psi(\bar{\varepsilon}, T, A_k)$) ou de la contrainte (l’énergie complémentaire $\psi^*(\bar{\sigma}, T, A_k)$). Il faut noter que ces deux potentiels sont formellement équivalents d’un point de vu thermodynamique et se déduisent l’un de l’autre par une transformation de Legendre-Fenchel. Normalement, ce sont des critères expérimentaux et des calculs numériques qui conditionnent le choix d’un potentiel par rapport à l’autre. La connaissance du potentiel thermodynamique permet de déterminer la contrainte ou la déformation, les forces thermodynamiques G_k associées aux variables internes A_k par l’intermédiaire des lois d’état, obtenues de l’inégalité de Clausius-Duehem avec certaines hypothèses (par exemple, en négligent les effets de température), ce qui nous conduit aux formules:

$$\bar{\sigma} = \rho \frac{\partial \psi(\bar{\varepsilon}, A_k)}{\partial \bar{\varepsilon}} \quad \text{ou} \quad \bar{\varepsilon} = \rho \frac{\partial \psi^*(\bar{\sigma}, A_k)}{\partial \bar{\sigma}} \quad (3.1)$$

$$G_k = -\rho \frac{\partial \psi(\bar{\varepsilon}, A_k)}{\partial A_k} \quad \text{ou} \quad G_k = -\rho \frac{\partial \psi^*(\bar{\sigma}, A_k)}{\partial A_k} \quad (3.2)$$

3.2.3 Lois complémentaires

Le potentiel thermodynamique, on l'a vu, permet d'écrire les relations d'état entre les variables observables et leurs variables associées, mais pour les variables internes, il ne permet que la définition de leurs variables associées. Pour décrire les processus dissipatifs, en particulier des variables internes, il faut un formalisme complémentaire. C'est l'objet du potentiel de dissipation. Donc dans un processus dissipatif pour définir la loi de comportement, il faut connaître les lois d'état (relations 3.1 et 3.2) et les lois complémentaires (lois d'évolution). Pour définir les lois complémentaires, on postule l'existence d'un potentiel de dissipation, ϕ (ou pseudo-potentiel, ϕ^*) s'exprimant comme une fonction à valeur scalaire continue et convexe par rapport aux variables flux ($\dot{A}_k, \dot{\bar{\varepsilon}}_{\text{anélas}}$, etc.). C'est-à-dire $\phi = \phi(\dot{A}_k, \dot{\bar{\varepsilon}}_{\text{anélas}}, \dots)$ ou $\phi^* = \phi^*(G_k, \dot{\bar{\varepsilon}}_{\text{anélas}}, \dots)$. Dans ce potentiel les variables d'état peuvent éventuellement intervenir comme paramètres. Ce potentiel est une fonction convexe, positive et nulle à l'origine dans l'espace des variables flux, $\dot{A}_k, \dot{\bar{\varepsilon}}_{\text{anélas}}$, etc.. Les lois complémentaires s'expriment alors par la propriété de normalité (ou dissipativité normale).

$$\dot{\bar{\varepsilon}}_{\text{anélas}} = \frac{\partial \phi}{\partial \bar{\sigma}} \quad \dot{A}_k = -\frac{\partial \phi}{\partial G_k} \quad (3.3)$$

3.3 Rappels sur la mécanique linéaire de la rupture (MLR)

Le phénomène de rupture dans les roches est lié principalement à la fissuration. La détermination des paramètres caractérisant la propagation des fissures est établie selon des critères tenant compte des défauts pré-existants dans la roche et leur évolution. En général, toute rupture peut se décomposer en trois modes principaux de sollicitation définis par rapport au plan et au front de la fissure [Irwin ; 1957]:

a) mode 1 ou mode de traction créé par une sollicitation de traction perpendiculaire au plan de la fissure,

b) mode 2 ou mode de cisaillement créé par une sollicitation de cisaillement dans le plan de la fissure et dont l'action est perpendiculaire au front de la fissure,

c) mode 3 ou mode de torsion créé par une sollicitation de cisaillement parallèle au plan de fissure et dont l'action est parallèle au front de la fissure.

3.3.1 Critères de propagation

La formulation des critères de propagation des discontinuités est élaborée généralement selon deux principales méthodes:

* la première, liée aux facteurs d'intensité de contrainte, est basée sur l'analyse du champ de contrainte en tête de fissure (le critère de Griffith). C'est l'approche que nous allons suivre.

* la deuxième repose sur un bilan énergétique tel que le critère énergétique de Griffith [Griffith ; 1924], ou le critère de Sih [Sih ; 1973].

- Facteur d'intensité de contrainte

Prenons en un point M de la tête de fissure, le repère orthonormé $M / \bar{x}, \bar{y}, \bar{z}$ (figure 3.1) tel que l'axe x soit dans le prolongement de la fissure et l'axe y perpendiculaire au plan de la fissure.

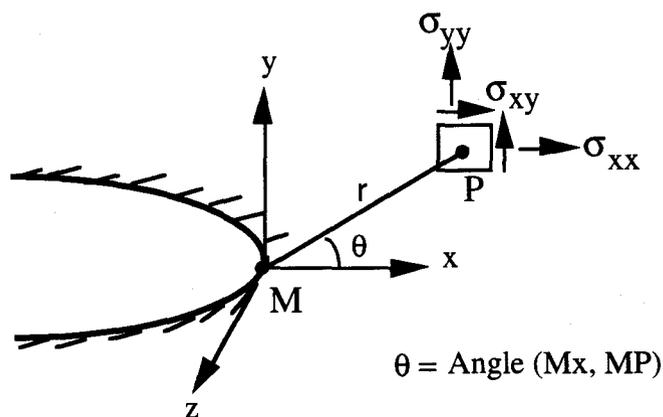


Figure 3.1 : Repérage du point P

Pour tout point du plan xy repéré par ses coordonnées polaires (r, θ) , les composantes du champ de contrainte sont déterminées dans le cadre de l'élasticité linéaire sous la forme suivante [Westergaard ; 1939, Paris et Sih ; 1965]:

$$\sigma_{xx} = \frac{K_1}{\sqrt{2\pi r}} \cos \frac{\theta}{2} \left[1 - \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{3\theta}{2} \right] - \frac{K_2}{\sqrt{2\pi r}} \sin \frac{\theta}{2} \left[2 + \cos \frac{\theta}{2} \cos \frac{3\theta}{2} \right] + f(r)$$

$$\sigma_{yy} = \frac{K_1}{\sqrt{2\pi r}} \cos \frac{\theta}{2} \left[1 + \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{3\theta}{2} \right] + \frac{K_2}{\sqrt{2\pi r}} \sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{\theta}{2} \cos \frac{3\theta}{2} + f(r) \quad , \quad \sigma_{xz} = \frac{K_3}{\sqrt{2\pi r}} \sin \frac{\theta}{2}$$
(3.4)

$$\sigma_{xy} = \frac{K_1}{\sqrt{2\pi r}} \sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{\theta}{2} \cos \frac{3\theta}{2} + \frac{K_2}{\sqrt{2\pi r}} \cos \frac{\theta}{2} \left[1 - \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{3\theta}{2} \right] + f(r) \quad , \quad \sigma_{yz} = \frac{K_3}{\sqrt{2\pi r}} \cos \frac{\theta}{2}$$

Les coefficients K_1, K_2 et K_3 sont appelés facteurs d'intensité de contrainte respectivement en mode 1, 2 et 3 et $f(r)$ est une fonction qui tend vers une constante lorsque r tend vers 0. Les facteurs d'intensité de contrainte K_i rendent compte de la singularité en fond de fissure et dépendent de la géométrie de l'éprouvette, de la longueur de la fissure et des sollicitations extérieures. Différentes études ont montré que dans un grand nombre de cas la propagation des microfissures est due essentiellement à une sollicitation de traction perpendiculaire au plan de la fissure [Tapponnier, Brace ; 1976, Wawersik et Brace ; 1971]. Ce qui nous amène à choisir le mode 1 comme le mode principal intervenant dans le critère de propagation. Le facteur d'intensité de contraintes K_1 , mis en jeu est relié à la contrainte de traction σ appliquée au matériau perpendiculairement à la fissure et à la demi-longueur de la fissure, a , par une relation qui peut toujours se mettre sous la forme [Paris et Sih ; 1965] :

$$K_1 = Y\sigma\sqrt{a} \quad (3.5)$$

Y étant un facteur de forme qui dépend de la géométrie de l'éprouvette et de la configuration éprouvette-fissure. La relation 3.5 permet de montrer que la contrainte de rupture par traction du matériau étudié est liée à une valeur particulière du facteur d'intensité de contrainte appelé K_{1c} qui est considérée comme une caractéristique intrinsèque du matériau.

- Critère énergétique de Griffith

Griffith a étudié le problème de la propagation des fissures d'un point de vue énergétique et émis l'hypothèse que le processus de séparation, à partir du milieu continue, absorbe une énergie proportionnelle à l'aire créée $dw_s = 2\gamma dA$ où γ est l'énergie superficielle considérée comme une caractéristique du matériau. Considérons un solide élastique avec une fissure d'aire A .

Lors d'un accroissement de fissure dA , l'équation de la conservation de l'énergie totale s'écrit sous la forme suivante:

$$dw_{\text{tot}} = dw_{\text{élas}} + dw_{\text{ext}} + dw_s + dw_{\text{ciné}} = 0 \quad (3.6)$$

où:

$dw_{\text{élas}}$: variation de l'énergie élastique

dw_{ext} : variation du travail des forces extérieures

dw_s : énergie dissipée dans la séparation $2\gamma dA$

$dw_{\text{ciné}}$: variation de l'énergie cinétique

Le système étant en état d'équilibre avec les sollicitations extérieures constantes. Au moment de l'amorçage de la fissure, l'énergie cinétique est nulle. L'énergie nécessaire pour propager la fissure est égale à:

$$G = -\frac{\partial}{\partial A}(w_{\text{élas}} + w_{\text{ext}}) = -\frac{\partial \psi}{\partial A} \geq G_c = 2\gamma \quad (3.7)$$

d'où la définition du critère de propagation de Griffith.

La paramètre G est appelé le taux de restitution d'énergie et G_c le taux de restitution d'énergie critique, caractéristique du matériau, ψ représentant l'énergie potentielle du système. Lors d'une propagation de fissure, l'excès d'énergie ($G - 2\gamma$) se transforme en énergie cinétique s'il n'existe pas d'autres facteurs de dissipation. Il y a un autre critère énergétique, basé sur la densité d'énergie de déformation [Sih ; 1973]. Dans ce critère on suppose que la fissure se propage dans la direction de la densité minimale d'énergie de déformation (S) ou la direction de la densité potentielle maximale. Cornet [Cornet ; 1977] a comparé, par des méthodes numériques, les critères liés à G et à S . Le critère lié à l'énergie de surface conduit à des résultats en bon accord avec l'expérience dans le cas des roches, alors que le critère de la densité d'énergie de déformation donne des résultats erronés sauf en certains cas.

Il est à noter qu'il est possible de relier les critères énergétiques aux facteurs d'intensité de contrainte K_i [Irwin ; 1957, Sih ; 1973]. Par exemple on peut citer la relation suivante:

$$G = \frac{\alpha}{2E} (K_1^2 + K_2^2) + \frac{1+\gamma}{E} K_3^2 \quad (3.8)$$

avec:

$$\begin{cases} \alpha = 1 & \text{en contrainte plane} \\ \alpha = 1 - \nu^2 & \text{en déformation plane} \end{cases}$$

3.3.2 Stabilité et instabilité de la propagation (cas du critère Griffith)

La condition nécessaire de l'amorçage de propagation d'une fissure selon le critère de Griffith s'écrit $G = -\frac{\partial \psi}{\partial A} \geq 2\gamma$. L'évolution ou l'arrêt de propagation de fissure dépend de la variation de G , c'est à dire $\frac{\partial G}{\partial A}$. Soit P_c (figure 3.2) la valeur de la sollicitation pour laquelle $G = 2\gamma$. Si l'on maintient le chargement P constant, à partir de ce moment deux cas peuvent se présenter :

a) ou bien $\frac{\partial G}{\partial A} = -\frac{\partial^2 \psi}{\partial A^2} < 0$ et le critère de Griffith n'est plus satisfait dès que la fissure aura progressé d'une quantité infinitésimale ($G(P_c, A + dA) < 2\gamma$). Dans ce cas, la propagation n'est possible que par une nouvelle augmentation de charge (figure 3.2a). Ceci est appelé propagation stable ou contrôlée.

b) ou bien $\frac{\partial G}{\partial A} = -\frac{\partial^2 \psi}{\partial A^2} > 0$ et le critère est encore satisfait pour une propagation virtuelle dA . Dans ce cas, la propagation aura lieu sans augmentation de la charge $G(P_c, A + dA) > 2\gamma$. Ceci correspond à la propagation instable (figure 3.2b). L'excès d'énergie, à P constant, sera transformée en énergie cinétique. La fissure se propagera à des vitesses de plus en plus élevées.

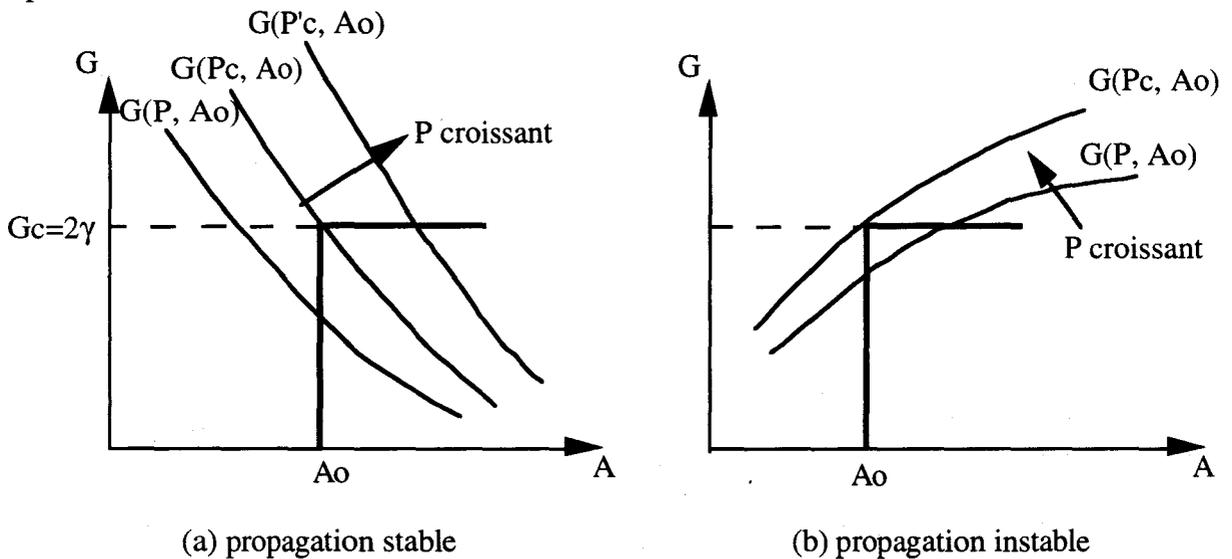


Figure 3.2 : Discussion de la stabilité de la fissure selon la forme de l'énergie G disponible

3.3.3 Propagation lente de fissures

De très nombreuses études ont permis de montrer que les microfissures évoluaient bien avant d'atteindre la condition de propagation décrite au paragraphe 3.3.1 ($K_1 = K_{1c}$ ou $G = G_c$) [Charles ; 1958, Atkinson ; 1984, Henry ; 1978]. Ceci revient à dire que le terme K_{1c} (ou G_c) ne décrit pas complètement les conditions de propagation lorsqu'il y a interaction entre le milieu environnant et le matériau. Par conséquent, il peut y avoir une propagation de fissure lorsque $K_1 < K_{1c}$ (ou $G < G_c$). Cette propagation est appelée "subcritique". L'évolution de la fissure se fait alors à des vitesses relativement lentes. La propagation subcritique est due à plusieurs mécanismes qui ont été classés par la suite, mais il faut ajouter qu'il n'est pas toujours aisé de distinguer ces mécanismes l'un de l'autre. Chaque mécanisme est défini de la manière suivante :

1) Corrosion sous contraintes : La cinétique de fissuration dépend essentiellement de la nature du milieu environnant. Différentes études montrent que la vitesse de propagation subcritique des microfissures, définies dans l'air et dans les différents liquides, est différente pour le même matériau [Charles ; 1958, Henry ; 1978, Atkinson ; 1984]. Les contraintes assez élevées en tête de fissure activent l'interaction entre le milieu environnant et la matériau en accélérant les réactions physico-chimiques. La fissure s'étendrait donc, par exemple par corrosion chimique alors que la contrainte macroscopique est constante.

2) Diffusion : On considère la propagation subcritique de fissure comme la conséquence de la diffusion de lacunes vers la tête du défaut sous l'effet du gradient important de contraintes. La concentration des lacunes au sommet de la fissure permettrait donc son extension.

3) Micro plasticité : La propagation subcritique est ici due à la répétition des contraintes. que l'on peut même analyser comme un endommagement de fatigue et qui est repéré en fonction du nombre de cycle.

En dehors de ces mécanismes, il existe d'autres effets complexes comme l'échange d'ions, la dissolution, etc. Ces effets peuvent intervenir sur l'un et (ou) l'autre des processus cités précédemment.

Les différentes études montrent [Das et Scholz ; 1981, Wilkins ; 1980, Atkinson ; 1984] qu'il y a une valeur de K_1 , en dessous de laquelle les fissures n'évolueront plus. Ce seuil sera appelé K_{1csc} (K_1 critique sous corrosion). La connaissance de K_{1csc} est l'un des paramètres importants pour le praticien constructeur d'ouvrages. Le rapport K_1 / K_{1csc} est, en quelque sorte, le facteur de sécurité de construction des ouvrages. Malheureusement il est très difficile de

déterminer avec certitude la valeur de $K_{I_{csc}}$. Dans le cas des roches on peut seulement affirmer l'inégalité $K_{I_{csc}} < 0,5 K_{I_c}$ [Atkinson ; 1984, Henry ; 1978].

3.4 Description du modèle

3.4.1 Définition de la variable d'endommagement

On se propose ici de décrire l'endommagement des matériaux fragiles à l'aide d'un tenseur de second ordre $\overline{\overline{D}}$, qui constituera l'unique variable interne du modèle envisagé. Considérons la surface S supposée quasi-plane d'une microfissure ; son orientation peut être décrite par le produit tensoriel $\overline{\overline{n}} \otimes \overline{\overline{n}}$, où $\overline{\overline{n}}$ est la normale unitaire à S . Il est à noter que le produit $\overline{\overline{n}} \otimes \overline{\overline{n}}$ peut également représenter l'orientation d'un système de microfissures parallèles. Pour rendre compte d'un ensemble de microfissures parallèles, nous introduisons une fonction scalaire $D(S)$, correspondant à l'étendue de surface créée par microfissuration définie par Kachanov [Kachanov ; 1980]:

$$D(S) = \frac{\eta}{\overline{\overline{V}}} \sum_i (S_i)^2 \quad (3.9)$$

où, S_i est la $i^{\text{ème}}$ surface d'un système de microfissures parallèles, $\overline{\overline{V}}$ le volume élémentaire représentatif (V.E.R.) et η un multiplicateur positif représentant un facteur de proportionnalité. Si l'on considère un ensemble de microfissures "penny-shaped", avec a_i représentant le rayon de la $i^{\text{ème}}$ microfissure, et en prenant $\eta = (\pi\sqrt{\pi})^{-1}$, $D(S)$ coïncide avec la définition conventionnelle de la densité de microfissures ρ^c .

$$D(S) = \rho^c = \frac{\sum_i a_i^3}{\overline{\overline{V}}} \quad (3.10)$$

Lorsqu'il n'existe qu'un seul système de microfissures parallèles ($N=1$) (figure 3.3), l'endommagement est représenté par un tenseur symétrique de second ordre correspondant à un "tenseur de densité de microfissures". Ce tenseur s'écrit de la manière suivante:

$$\overline{\overline{D}} \equiv D(S) \overline{\overline{n}} \otimes \overline{\overline{n}} \quad (3.11)$$

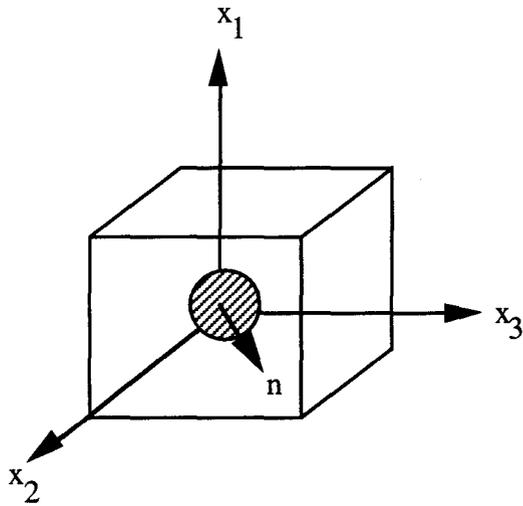


Figure 3.3 : Illustration d'un système de microfissures parallèles

Dans le cas général, s'il y a plusieurs systèmes de microfissures, le tenseur $\overline{\overline{D}}$ sera écrit:

$$\overline{\overline{D}} \equiv \sum_k D^k(S) \bar{n}^k \otimes \bar{n}^k \quad (3.12)$$

où $k = (1, 2, \dots, N)$ pour N ensembles de microfissure parallèles.

Dans le cas d'un essai de compression triaxiale sur une éprouvette cylindrique supposée initialement saine ($\overline{\overline{D}} \equiv \overline{\overline{0}}$), les microfissures se développent essentiellement dans la direction parallèle à la contrainte principale majeure σ_1 . Ainsi nous avons $n_1 \approx n_2 \approx 0$, $n_3 = 1$ et le tenseur d'endommagement $\overline{\overline{D}}$ est exprimé par:

$$\overline{\overline{D}} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & D_2 & 0 \\ 0 & 0 & D_3 = D_2 \end{bmatrix} \quad (3.13)$$

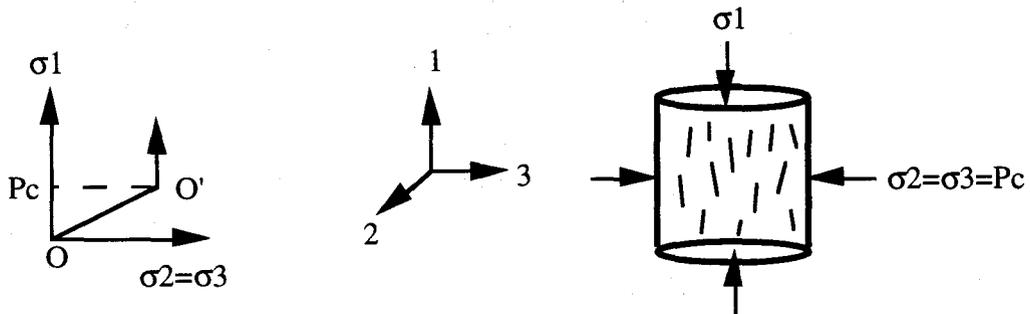


Figure 3.4 : Orientation des microfissures dans un essai de compression triaxiale

Dans cette définition physique de l'endommagement, la notion de volume élémentaire représentatif est utilisé. Pour la description phénoménologique que nous avons choisi d'utiliser, il est préférable de définir une variable d'endommagement macroscopique à la même échelle que le tenseur de déformation. Par conséquent, la notion de volume élémentaire représentatif est éliminée en introduisant la densité relative de microfissures, $\hat{D}(s)$ définie dans le cas tridimensionnel par :

$$\hat{D}_k(S) = \left[\frac{\hat{a}^3 - \hat{a}_0^3}{\hat{a}_0^3} \right]_k \quad (3.14)$$

Par conséquent, le tenseur d'endommagement devient :

$$\overline{\overline{D}} = \sum_k \hat{D}_k(S) (\bar{n} \otimes \bar{n})_k \quad (3.15)$$

où \hat{a} est le rayon moyen de la $k^{\text{ième}}$ famille de microfissures de normale \bar{n} , \hat{a}_0 est la longueur initiale des microfissures supposées homogènes. Dans le cas des problèmes plans, la densité relative des microfissures s'écrit:

$$\hat{D}_k(S) = \left[\frac{\hat{a}^2 - \hat{a}_0^2}{\hat{a}_0^2} \right]_k \quad (3.16)$$

Il est à noter que les études analytiques menées par Kachanov [Kachanov ; 1980] ont montré que la définition ainsi formulée donne une description cinématique exacte des microfissures ouvertes bidimensionnelles. Dans le cas des microfissures fermées ou tridimensionnelles, une bonne approximation est obtenue.

3.4.2 Expression du potentiel thermodynamique du modèle

En supposant que le matériau est initialement isotrope (en l'absence d'endommagement) et que les seules propriétés anisotropes proviennent par conséquent de la présence de microfissures orientées, en choisissant $\overline{\overline{\varepsilon}}$ et $\overline{\overline{D}}$ comme variables d'état, on postule l'existence d'un potentiel thermodynamique (énergie libre), $\psi(\overline{\overline{\varepsilon}}, \overline{\overline{D}})$, caractérisé par :

a) sa dépendance linéaire par rapport à $\overline{\overline{D}}$. Cette hypothèse peut être considérée comme l'hypothèse de densité modérée des microfissures et de leur non- interaction [Kachanov ; 1980, Dragon et al ; 1994].

b) la présence d'un terme linéaire par rapport à $\overline{\overline{\varepsilon}}$ en plus des termes quadratiques classiques. Ce terme permet de rendre compte de l'existence de contraintes résiduelles macroscopiques $\overline{\overline{\sigma}} \neq 0$ pour le cas de ($\overline{\overline{\varepsilon}} = 0$ et $\overline{\overline{D}} \neq 0$) ou inversement de déformations résiduelles pour le cas de ($\overline{\overline{\sigma}} = 0$ et $\overline{\overline{D}} \neq 0$). Ceci est en accord avec des observations expérimentales sur le grès des Voges. Par exemple dans un essai triaxial avec des cycles déchargement-rechargement, on constate l'existence de déformations résiduelles après le seuil d'endommagement.

D'après ces caractéristiques, pour le potentiel thermodynamique Dragon [Dragon et al ; 1994] propose la forme suivante:

$$\overline{\overline{\psi}}(\overline{\overline{\varepsilon}}, \overline{\overline{D}}) = g \text{tr}(\overline{\overline{\varepsilon}} \cdot \overline{\overline{D}}) + \frac{1}{2} \lambda (\text{tr} \overline{\overline{\varepsilon}})^2 + \mu \text{tr}(\overline{\overline{\varepsilon}} \cdot \overline{\overline{\varepsilon}}) + \alpha (\text{tr} \overline{\overline{\varepsilon}}) \text{tr}(\overline{\overline{\varepsilon}} \cdot \overline{\overline{D}}) + 2\beta \text{tr}(\overline{\overline{\varepsilon}} \cdot \overline{\overline{\varepsilon}} \cdot \overline{\overline{D}}) \quad (3.17)$$

avec:

λ et μ : constantes de Lamé initiales du matériau liées à l'énergie de déformation élastique en absence d'endommagement.

α et β : constantes caractérisants la modification induite par l'endommagement de la fonction de l'énergie de déformation.

g : constante liée à l'énergie due aux contraintes résiduelles

L'écriture (3.17) du potentiel $\overline{\overline{\psi}}(\overline{\overline{\varepsilon}}, \overline{\overline{D}})$ permet la description d'un comportement élastique orthotrope induit par l'endommagement ; les axes d'orthotropie coïncident avec les axes principaux du tenseur d'endommagement $\overline{\overline{D}}$. Ce résultat est une conséquence directe de la symétrie du tenseur $\overline{\overline{D}}$ défini par la relation 3.15. Kachanov [Kachanov ; 1992] a montré que, sous l'hypothèse de non-interaction des microfissures, ce résultat est exact dans le cas 2D et que dans le cas 3D la déviation des propriétés élastiques du matériau de la structure (d'orthotrope vers un autre type d'anisotropie) semble négligeable.

3.4.3 Lois d'état du modèle

En dérivant $\bar{\psi}(\bar{\varepsilon}, \bar{D})$ par rapport à $\bar{\varepsilon}$ et à \bar{D} , nous obtenons les équations d'état définissant le comportement élastique et la force thermodynamique associée à \bar{D} , qui n'est autre que le taux de restitution d'énergie.

$$\bar{\sigma} = \frac{\partial \bar{\psi}(\bar{\varepsilon}, \bar{D})}{\partial \bar{\varepsilon}} = g\bar{D} + \lambda(\text{tr}\bar{\varepsilon})\mathbf{I} + 2\mu\bar{\varepsilon} + \alpha \left[\text{tr}(\bar{\varepsilon} \cdot \bar{D})\mathbf{I} + (\text{tr}\bar{\varepsilon})\bar{D} \right] + 2\beta(\bar{\varepsilon} \cdot \bar{D} + \bar{D} \cdot \bar{\varepsilon}) \quad (3.18)$$

$$\bar{G}^D = -\frac{\partial \bar{\psi}(\bar{\varepsilon}, \bar{D})}{\partial \bar{D}} = -g\bar{\varepsilon} - \alpha(\text{tr}\bar{\varepsilon})\bar{\varepsilon} - 2\beta\bar{\varepsilon} \cdot \bar{\varepsilon} \quad (3.19)$$

Nous pouvons exprimer de manière simplifiée la relation contrainte-déformation (3.18) sous la forme:

$$\bar{\sigma} = g\bar{D} + \bar{C}(\bar{D}) : \bar{\varepsilon} \quad (3.20)$$

où : les composantes de $\bar{C}(\bar{D})$ sont données par :

$$C_{ijkl} = \lambda \delta_{ij} \delta_{kl} + \mu \left[\delta_{ik} \delta_{jl} + \delta_{il} \delta_{jk} \right] + \alpha \left[\delta_{ij} D_{kl} + D_{ij} \delta_{kl} \right] + \beta \left[\delta_{ik} D_{jl} + \delta_{il} D_{jk} + \delta_{jl} D_{ik} + \delta_{jk} D_{il} \right] \quad (3.21)$$

Les relations explicites pour calculer les modules élastiques, ainsi que les conditions pour lesquelles ces modules restent admissibles, ont été données par Pham et Cormery [Pham ; 1994, Cormery ; 1994].

Nous pouvons aussi distinguer deux termes dans l'expression du taux de restitution de l'énergie élastique, \bar{G}^D (relation 3.19), l'un est lié aux contraintes résiduelles d'endommagement $-g\bar{\varepsilon}$ et l'autre est relatif à la partie réversible restante ; c'est à dire le terme: $(-\alpha(\text{tr}\bar{\varepsilon})\bar{\varepsilon} - 2\beta\bar{\varepsilon} \cdot \bar{\varepsilon})$.

Dans le cas d'un essai de compression triaxiale (figure 3.4), le tenseur d'endommagement et les tenseurs de déformation et de contrainte s'expriment par :

$$\bar{\mathbf{D}} = \begin{bmatrix} D_1 & 0 & 0 \\ 0 & D_2 & 0 \\ 0 & 0 & D_3 \end{bmatrix}, \quad \bar{\boldsymbol{\varepsilon}} = \begin{bmatrix} \varepsilon_1 & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_2 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_3 \end{bmatrix}, \quad \bar{\boldsymbol{\sigma}} = \begin{bmatrix} \sigma_1 & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_2 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_3 \end{bmatrix} \quad (3.22)$$

$$\text{avec } D_1 = 0, D_2 = D_3, \quad \varepsilon_2 = \varepsilon_3, \quad \sigma_2 = \sigma_3$$

La relation contrainte- déformation (3.18) devient:

$$\begin{cases} \sigma_1 = (\lambda + 2\mu)\varepsilon_1 + (2\lambda + 2\alpha D_3)\varepsilon_3 \\ \sigma_3 = gD_3 + (\lambda + \alpha D_3)\varepsilon_1 + (2\lambda + 2\mu + 4\alpha D_3 + 4\beta D_3)\varepsilon_3 \end{cases} \quad (3.23)$$

A partir de la relation 3.23, nous pouvons exprimer ε_1 et ε_3 par rapport aux σ_1 et σ_2 :

$$\varepsilon_1 = \frac{(\lambda + \mu + 2\alpha D_3 + 2\beta D_3)\sigma_1 - (\lambda + \alpha D_3)(\sigma_3 - gD_3)}{[(\lambda + 2\mu)(\lambda + \mu + 2\alpha D_3 + 2\beta D_3) - (\lambda + \alpha D_3)^2]} \quad (3.24)$$

$$\varepsilon_3 = \frac{(\lambda + 2\mu)(\sigma_3 - gD_3) - (\lambda + \alpha D_3)\sigma_1}{2[(\lambda + 2\mu)(\lambda + \mu + 2\alpha D_3 + 2\beta D_3) - (\lambda + \alpha D_3)^2]}$$

3.4.4 Lois d'évolution de l'endommagement

En supposant que la croissance des microfissures est progressive et non brutale, on cherche à décrire l'évolution de ce processus dissipatif. Comme le potentiel thermodynamique ne permet pas de décrire l'évolution de ce processus il faut donc formuler des lois complémentaires. Pour ce fait, deux approches sont possibles : soit on reste toujours dans le formalisme thermodynamique en définissant un potentiel de dissipation, soit on utilise les principes de la mécanique linéaire de la rupture (MLR). En raison de la simplicité et des motivations physiques de cette dernière approche, nous allons utiliser les principes du MLR pour construire les lois d'évolution de l'endommagement, reliées directement à la propagation des microfissures. Pour cela deux types de propagation sont considérés, la propagation mécanique due à la variation des contraintes et la propagation subcritique due essentiellement à la corrosion sous contraintes.

- Critère d'évolution mécanique de l'endommagement (évolution instantanée)

Différents modèles de propagation sont considérés dans les approches micro mécaniques [Nemat- Nasser et al ; 1993, Kemeny et al ; 1991]. Parmi ceux- ci, le plus souvent retenu est le modèle de glissement "sliding crack". D'après ce modèle, le facteur d'intensité de contrainte dominant est K_I dont la force motrice est le cisaillement appliqué sur les lèvres des fissures. En se basant sur les travaux de Costin [Costin ; 1983, 1985], on suppose que la propagation des fissures est motivée par une concentration locale d'une contrainte de traction dans le voisinage de la tête de fissure. Cette concentration locale dépend du champs des contraintes extérieures appliqué. Par conséquent, la condition de propagation mécanique est donnée par :

$$K_I = K_{Ic} \quad (3.25)$$

où K_{Ic} est le facteur d'intensité de contrainte critique du matériau. Pour exprimer le facteur d'intensité de contrainte K_I , on divise la sollicitation extérieure en deux parties $\bar{\sigma} = \sigma_m \bar{I} + \bar{S}$ (figure 3.5): une partie sphérique (σ_m) et une autre partie déviatorique (S).

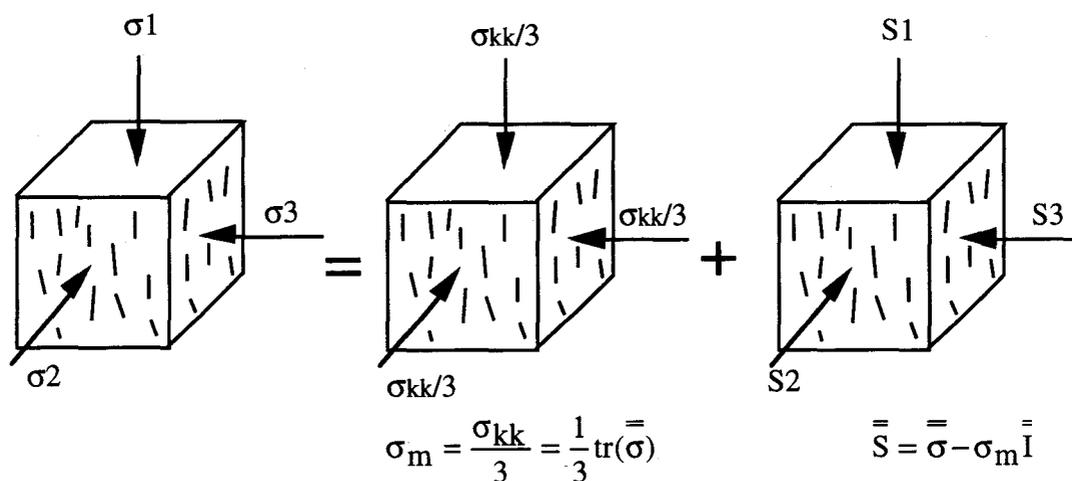


Figure 3.5 Schéma de sollicitation hydrostatique et déviatorique

Analogiquement on peut considérer:

$$K_I = K_{Im} + K_{Is} \quad (3.26)$$

où:

K_{Im} est le facteur d'intensité de contrainte correspondant à la partie sphérique des contraintes.

K_{Is} est le facteur d'intensité de contrainte relatif à la partie déviatorique des contraintes.

En appliquant la relation 3.5 dans le cas des fissures ellipsoïdales pour ces deux facteurs on obtient:

$$K_{Im} = \frac{2}{\pi} \sqrt{\pi \hat{a}} \cdot \frac{\sigma_{kk}}{3} \quad (3.27)$$

$$K_{Is} = \frac{2}{\pi} \sqrt{\pi \hat{a}} \cdot f(\hat{a}) \cdot \bar{n} \cdot \bar{S} \cdot \bar{n} \quad (3.28)$$

En combinant les relations 3.27 et 3.28 l'expression de K_I devient:

$$K_I = \frac{2}{\pi} \sqrt{\pi \hat{a}} \cdot \left[\frac{\sigma_{kk}}{3} + f(\hat{a}) \cdot \bar{n} \cdot \bar{S} \cdot \bar{n} \right] \quad (3.29)$$

où \hat{a} est le rayon moyen d'une famille de microfissures et \bar{n} est le vecteur normal unitaire à la fissure. Dans cette relation $f(\hat{a})$ est une fonction primordiale et assume deux rôles. Premièrement $f(\hat{a})$ définit la proportionnalité entre les contraintes appliquées et la concentration locale de la traction. En plus, le choix de la fonction $f(\hat{a})$ permet de décrire les propagations stable et instable des microfissures. En effet, quand la propagation des microfissures est stable, la fonction $f(\hat{a})$ est décroissante (donc K_I). Un accroissement de la longueur entraîne un relâchement de la concentration locale de la contrainte en traction. Par conséquent, la propagation reste stable. Par contre, quand la coalescence des microfissure se développe, la propagation devient instable (K_I augmente avec la propagation des microfissures) et conduit à la formation des discontinuités macroscopiques. Les formes suivantes sont proposées pour la fonction $f(\hat{a})$:

$$1) \quad f_1(\hat{a}) = t \left(\frac{b}{\hat{a}} \right) \quad (3.30)$$

$$2) \quad f_2(\hat{a}) = t \left[1 - \frac{(\hat{a} - b)^2}{a_0(a_0 - b)} \right] \quad (3.31)$$

où

t est une constante du matériau à déterminer,

\hat{a} est la longueur moyenne des microfissures avec la valeur initiale a_0 ,

b est la longueur moyenne critique des microfissures.

Les variations de ces fonctions avec la longueur moyenne sont présentées sur la figure 3.6. Il est important de noter que la forme $f_1(\hat{a})$ est continuellement décroissante et par conséquent ne permet de décrire que la propagation stable des microfissures. En revanche, la fonction $f_2(\hat{a})$ est décroissante dans un premier temps, puis augmente quand la longueur moyenne des microfissures atteint la valeur limite b . Par conséquent cette dernière fonction permet de décrire la transition stable-instable des microfissures. Dans ces relations, b joue un rôle déterminant. En effet, ce paramètre définit la longueur critique des microfissures à partir de laquelle, la coalescence des microfissures peut se développer.

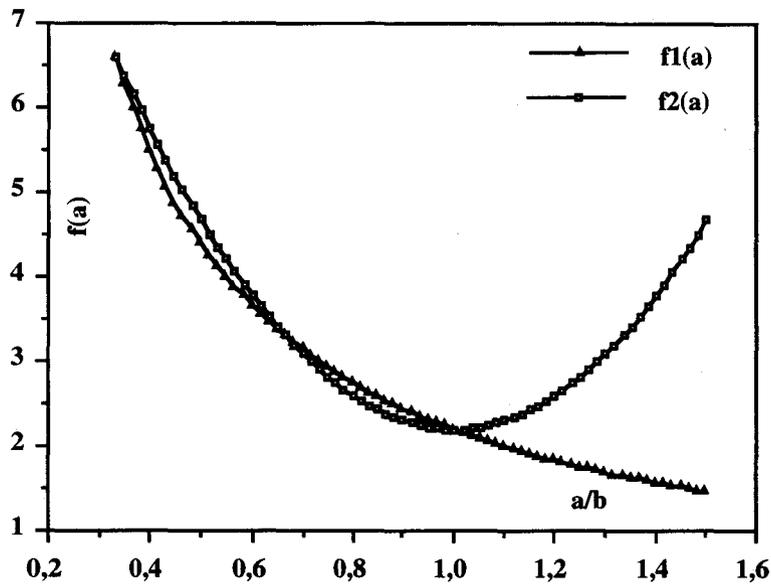


Figure 3.6 : L'évolution des fonctions $f(a)$ avec la longueur moyenne des microfissures

Il est utile de noter que l'expression 3.29 a été proposée initialement pour une fissure isolée dans une direction donnée. Afin d'obtenir une description continue de l'endommagement, il est supposé qu'un ensemble de microfissures contenues dans une région du matériau se comporte de la même manière qu'une fissure individuelle. Par conséquent, l'expression 3.29 est généralisée pour décrire la réponse d'un ensemble de fissures en considérant \hat{a} comme étant la longueur moyenne de la famille de normale \bar{n} . La forme du critère d'endommagement, dans l'espace des contraintes peut être réécrite par (figure 3.7):

$$q = \frac{1}{f(\hat{a})} \cdot p + \frac{\pi \cdot K_{Ic}}{2 \cdot f(\hat{a}) \cdot \sqrt{\pi \hat{a}}} \quad \text{avec:} \quad q = \frac{\bar{\sigma} \cdot \bar{n}}{\bar{n} \cdot S \cdot \bar{n}} \quad \text{et} \quad p = -\frac{\sigma_{kk}}{3} \quad (3.32)$$

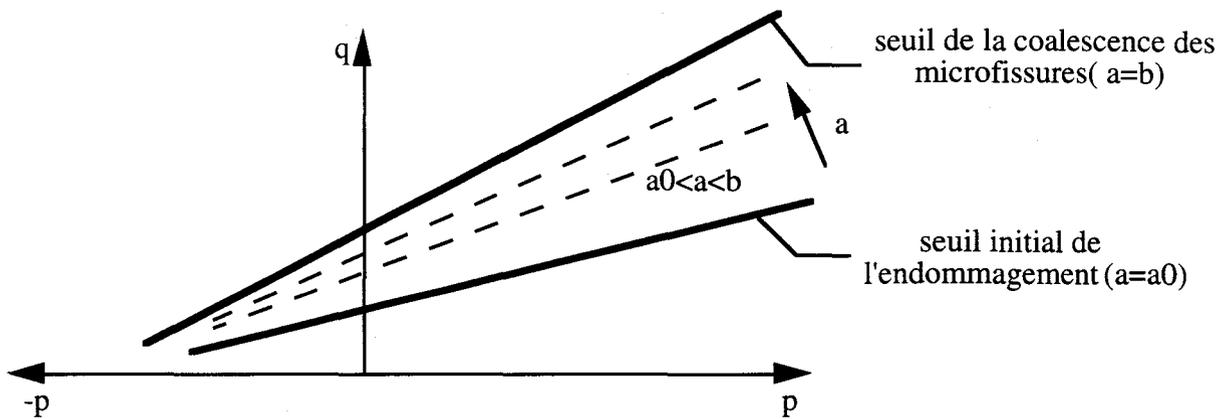


Figure 3.7 : Evolution du seuil d'endommagement dans l'espace des contraintes

- Critère d'évolution subcritique de l'endommagement (évolution différée)

Nous avons expliqué au paragraphe 3.3.3 que la propagation lente des microfissures existe même en dessous du seuil K_{Ic} . Ce-ci est en accord avec les résultats des essais de fluage (voir 2.4.1). Les différentes études ont montré que le taux d'accroissement de la microfissure est proportionnel au facteur d'intensité de contrainte. [Charles ; 1958, Wiederhorn et al ; 1970, Lawn et al ; 1975, Henry ; 1978, Atkinson et al ; 1984, 1987]. En retenant les résultats de ces études, la relation* suivante est utilisée:

$$\dot{a} = A \cdot K_I^n \quad (3.33)$$

où:

\dot{a} est le taux d'accroissement de la microfissure

A et n sont deux constantes du matériau et en général dépendent de l'environnement (eau, air, etc.).

* Il existe d'autres relations telles que:

$$\dot{a} = A_1 \left(\frac{K_I}{K_{Ic}} \right)^{n_1} \quad (\text{d'après Charles 1958})$$

$$\dot{a} = A_2 \exp \left[n_2 \left(\frac{K_I}{K_{Ic}} \right) \right] \quad (\text{d'après Wiederhorn et Bolz 1970})$$

$$\dot{a} = A_3 \exp \left[n_3 \left(\frac{K_I}{K_{Ic}} \right)^2 \right] \quad (\text{d'après Lawn et Wilshaw 1975})$$

Dans toutes ces relations A_i et n_i ($i=1,2,3$) sont des constantes du matériau

3.5 Identification des paramètres du modèle

3.5.1 Présentation

Le modèle précédemment présenté est destiné à des applications industrielles (quelques exemples d'application sont présentées au chapitre 4), ce qui nécessite que les paramètres constitutifs soient facilement accessibles. Le modèle comporte 11 paramètres au totale (tableau 3.1), 5 paramètres ($E_0, \nu_0, \alpha, \beta, g$) correspondants aux lois d'état, 4 paramètres (a_0, b, t, K_{1c}) relatifs au critère d'évolution mécanique de l'endommagement et 2 paramètres (A, n) pour le critère d'évolution différée de l'endommagement. L'ensemble de ces paramètres peut être déterminé à partir des essais couramment réalisés dans les laboratoires. Nous identifions le premier groupe de paramètres ($E_0, \nu_0, \alpha, \beta, g$) ainsi que la valeur de t par un essai de compression triaxiale avec cycles de déchargement-rechargement. Les valeurs de a_0 et b seront identifiées à l'aide des données obtenues par des études microscopiques. Le paramètre K_{1c} sera obtenu par un essai en flexion trois points (F3P) et le dernier groupe de paramètres (A, n) sera déterminé par des essais en double torsion (DT). Dans ce qui suit, nous allons présenter le détail de la procédure d'identification des paramètres du modèle.

Paramètres élastiques initiaux	Paramètres correspondant au potentiel thermodynamique	Paramètres liés au critère d'endommagement
E_0, ν_0	α, β, g	K_{1c}, a_0, t, b, A, n

Tableau 3.1 : Présentation des paramètres du modèle

3.5.2 Détermination des paramètres $E_0, \nu_0, \alpha, \beta, g$

Nous considérons une courbe contrainte-déformation (figure 3.8) obtenue dans un essai de compression triaxiale avec déchargement. Sur cette courbe, l'origine O' correspond aux valeurs de contrainte et de déformation suivantes:

$$\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_3 = Pc \quad \text{et} \quad \varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \frac{Pc(1-2\nu_0)}{E_0} = \frac{Pc}{3\lambda + 2\mu} \quad (3.34)$$

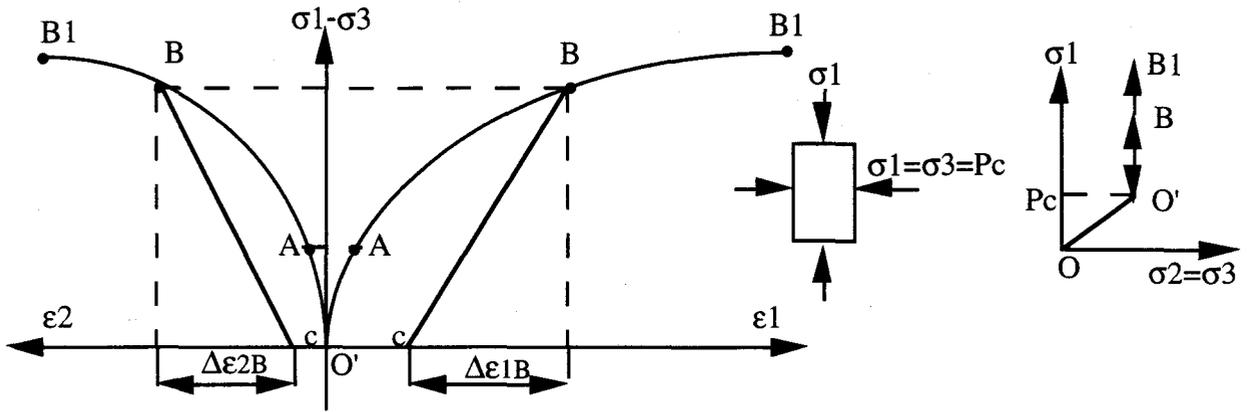


Figure 3.8 : Principe de mesure des modules initiaux et dégradés de l'essai de compression triaxiale avec déchargement

Deux zones peuvent être distinguées:

1) $O'A$: la zone élastique linéaire isotrope (zone non endommagée) dans laquelle $\bar{D} \equiv \bar{0}$ et $K_1 \leq K_{1c}$. Le point A est choisi approximativement à la fin de la partie linéaire des courbes de déformation latérale.

2) ABB_1 : la zone non linéaire (zone endommagée) où $\bar{D} \neq \bar{0}$ et $K_1 = K_{1c}$. Le point de déchargement (B) doit être choisi pour un endommagement assez avancé. D'autre part il ne doit pas être choisi trop proche du pic (le point B_1) afin d'éviter toute interférence éventuelle avec le phénomène de localisation. Etant donné que ces essais s'effectuent en quelques temps et dans l'objectif d'identifier les paramètres liés au mécanisme indépendant du temps, les effets liés à la propagation différée sont ici négligés. La procédure d'identification des paramètres E_0 , ν_0 , α , β , g et t , à partir de la figure 3.8, nécessite les étapes suivantes:

a) Les pentes initiales des courbes donnent respectivement les valeurs de E_0 et $\frac{E_0}{\nu_0}$ et par conséquent :

$$\lambda = \frac{\nu_0 E_0}{(1 + \nu_0)(1 - 2\nu_0)} \quad \text{et} \quad \mu = \frac{E_0}{2(1 + \nu_0)} \quad (3.35)$$

b) Au point A, nous avons $(K_1)_A = K_{1c}$ et $(a)_A = a_0$ ou $(D_2)_A = 0$. En injectant les valeurs de $(\sigma_1 - \sigma_3)_A$ et $(\sigma_3)_A = P_c$ dans la relation 3.29, on obtient la valeur de t à l'aide de la relation suivante:

$$t = \frac{\frac{K_{Ic} \sqrt{\pi}}{2\sqrt{a_0}} - \sigma_m}{f(a_0) \cdot \bar{n} S \bar{n}} \quad (3.36)$$

$$\text{avec: } \sigma_m = \frac{1}{3}(\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3)_A \quad \text{et} \quad \bar{n} S \bar{n} = \frac{1}{3}(\sigma_1 - \sigma_3)_A \quad \text{et} \quad \bar{n} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

c) Au point B, nous avons $(K_I)_B = K_{Ic}$ et $(a)_B > a_0$. En utilisant la valeur t , calculée dans l'étape précédente et à partir de la relation 3.29, on calcule la longueur moyenne des microfissures présentes au point B, $(a)_B$, ce qui nous permet d'obtenir la valeur de la variable d'endommagement relative au point B :

$$(D_2)_B = \frac{(a)_B^3 - (a_0)^3}{(a_0)^3} \quad (3.37)$$

En appliquant la première relation de 3.23 pour le point B, on trouve:

$$\alpha = \frac{(\sigma_1)_B - (\lambda + 2\mu) \cdot (\varepsilon_1)_B - 2 \cdot \lambda \cdot (\varepsilon_2)_B}{2 \cdot (D_2)_B \cdot (\varepsilon_2)_B} \quad (3.38)$$

En appliquant la deuxième relation de 3.23 une fois pour le point B et une autre fois pour le point C et en supposant que $(D_2)_B = (D_2)_C$ (hypothèse de déchargement élastique) on arrive aux relations suivantes:

$$\beta = \frac{(\lambda + \alpha \cdot (D_2)_B) \cdot (\Delta \varepsilon_1)_B + (2\lambda + 2\mu + 4\alpha \cdot (D_2)_B) \cdot (\Delta \varepsilon_2)_B}{-4 \cdot (D_2)_B \cdot (\Delta \varepsilon_2)_B} \quad (3.39)$$

$$g = \frac{(\sigma_3)_B - (\lambda + \alpha \cdot (D_2)_B) \cdot (\varepsilon_1)_B - (2\lambda + 2\mu + 4\alpha \cdot (D_2)_B + 4\beta \cdot (D_2)_B) \cdot (\varepsilon_2)_B}{(D_2)_B} \quad (3.40)$$

Un seul essai de compression triaxiale avec cycles déchargement-rechargement ($P_c = 5$ MPa) a été exploité pour identifier α , β , g , t . Les valeurs obtenues sont : $\alpha = 220$ MPa, $\beta = -240$ MPa, $g = -0,2$ MPa, $t = 2,2$. Pour le module d'Young, E_0 , et le coefficient de Poisson ν_0 , voir le tableau 2.1 (chapitre 2).

3.5.3 Détermination du paramètre K_{1c}

Le paramètre K_{1c} peut être déterminé par un essai de flexion à trois points (voir annexe 2). Etant donné que de nombreux résultats expérimentaux sont disponibles dans la littérature concernant les différents types de roches, nous n'avons pas procédé à de nouveaux essais sur le grès des Vosges. La valeur moyenne de $K_{1c} = 1,23 \text{ MPa} \cdot \text{m}^{1/2}$ est choisie et paraît raisonnable pour le matériau étudié. Le paramètre K_{1c} est considéré comme une caractéristique intrinsèque du matériau. Cependant de nombreuses études ont permis de montrer que le milieu environnant peut avoir une influence notable sur ce paramètre. En plus ce paramètre peut augmenter considérablement en fonction de la pression de confinement [Gordo ;1988, Terrien et al ; 1984]. Sur la figure 3.9, on présente un des résultats expérimentaux. Sur cette figure K_{1c10} correspond à la valeur de K_{1c} pour un essai avec $P_c = 10 \text{ MPa}$.

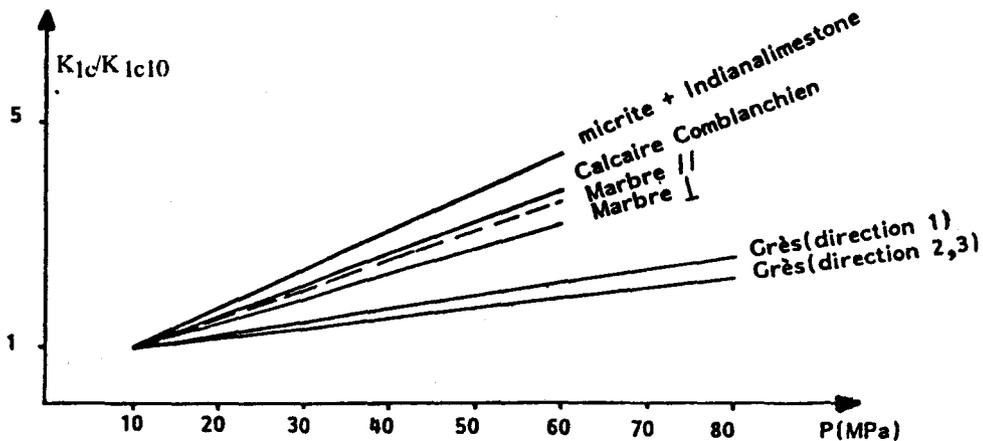
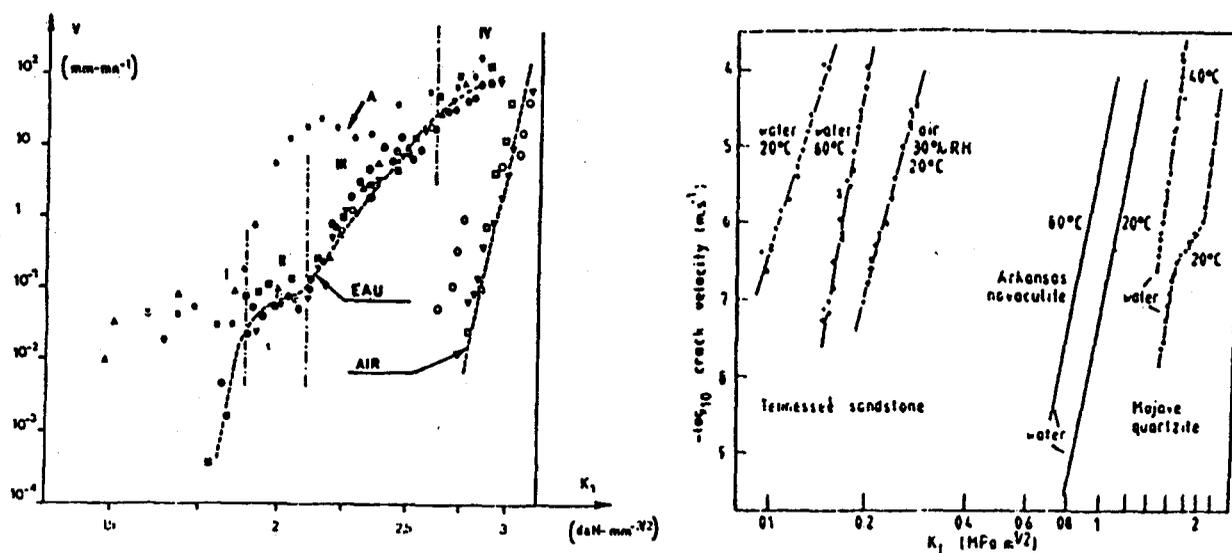


Figure 3.9 : Comparaison des courbes K_{1c} / K_{1c10} en fonction de la pression de confinement (d'après Terrien et al 1984, Gordo ; 1988)

Pour simplifier le modèle, nous avons négligé l'effet de la pression de confinement sur K_{1c} . Une valeur constante est utilisée.

3.5.4 Détermination des paramètres A et n

Les paramètres A et n peuvent être déterminés par un essai double torsion (voir annexe 2). D'après de nombreux résultats expérimentaux, disponibles dans la littérature, (nous en avons montré quelques uns sur la figure 3.10) nous avons choisi les valeurs moyennes suivantes: $A = 5 \cdot 10^{-10} \text{ m/sec}$. et $n = 40$ pour le grès étudié.



a) Pour la micrite, pour deux environnements eau et air (d'après Henry ; 1978)

b) Pour les grès et quartz dans différents températures et différents environnements (d'après Atkinson ; 1984)

Figure 3.10 : Diagrammes $V = V(K_1)$

3.6 Vérification du modèle pour le comportement indépendant du temps

Dans les paragraphes précédents, nous avons présenté la formulation du modèle d'endommagement anisotrope retenu pour l'étude du comportement du grès des Vosges et la détermination des paramètres du modèle. Dans ce paragraphe, nous vérifions la performance de ce modèle sur les différents chemins de sollicitation. Nous commençons par la simulation des essais de base (essais de compression triaxiale monotone et les essais avec cycles de déchargement-rechargement). Ces sont les essais que nous avons utilisé pour déterminer la valeur des paramètres du modèle. Ces simulations permettent de vérifier la cohérence des paramètres. Ensuite les comparaisons entre les prédictions numériques et les données expérimentales sont présentées pour les essais proportionnels et d'extension latérale.

3.6.1 Récapitulation des paramètres

Dans le tableau suivant, nous avons reporté les valeurs des paramètres du modèle, déterminées pour la roche étudiée.

E_0^* (MPa)	ν_0^*	α (MPa)	β (MPa)	g (MPa)	t	a_0 (mm)	b (mm)	K_{1c} (MPa. \sqrt{m})	A (m/s)	N
20000	0, 25	220	-240	-0, 20	2, 20	0, 5	1, 5	1, 23	$5 \cdot 10^{-10}$	40

Tableau 3.2 Récapitulatif des paramètres du modèle

3.6.2 Simulation des essais triaxiaux

Sur les figures 3.11 sont montrées les comparaisons entre la simulation et l'expérience pour des essais de compression triaxiale monotones avec des pressions de confinement de 5, 10, 20 et 40 MPa. Et sur les figures 3.12 (a et b), nous présentons les mêmes comparaisons pour un essai triaxial avec cycles de déchargement-rechargement correspondant à la pressions de confinement de 5 MPa. Une bonne concordance générale est obtenue. Il est à noter que le jeu de paramètre, utilisé pour la simulation des essais à différentes pressions de confinement, est unique (pour E_0 et ν_0 les valeurs expérimentales correspondant à chaque essai ont été utilisées comme pour la détermination des paramètres.) Par conséquent, le modèle décrit correctement la sensibilité des réponses du matériau à la pression de confinement. Par ailleurs, les effets liés au comportement différé ne sont pas pris en compte dans ces simulations. De plus l'évolution de la longueur moyenne des microfissures, \hat{a} , avec la charge appliquée a été étudiée. Sur la figure 3.14 le rapport entre la valeur numérique du déviateur de contrainte et la valeur maximale (au pic) expérimentale est présentée en fonction de l'évolution de la taille des microfissures. Il est intéressant de noter que pour toutes les pressions de confinement, la résistance au pic est atteinte quand le rapport approche la valeur de 3 ($\hat{a} / \hat{a}_0 = 3$). Ceci montre la pertinence de l'hypothèse d'existence d'une longueur critique de microfissures qui marque le seuil de la localisation (ou de coalescence) des microfissures, pour former une bande de discontinuité macroscopique. Il est intéressant de vérifier la sensibilité de la réponse du modèle par rapport à la variation du paramètre b . Celle-ci a été montrée sur la figure 3.13. On constate que l'augmentation de la valeur b donne une réponse plus ductile au modèle.

* Les valeurs E_0 et ν_0 varient en fonction de la pression de confinement. Pour garder une écriture simple du modèle, nous avons noté les valeurs moyennes de ces modules, notées dans le tableau 3.2.

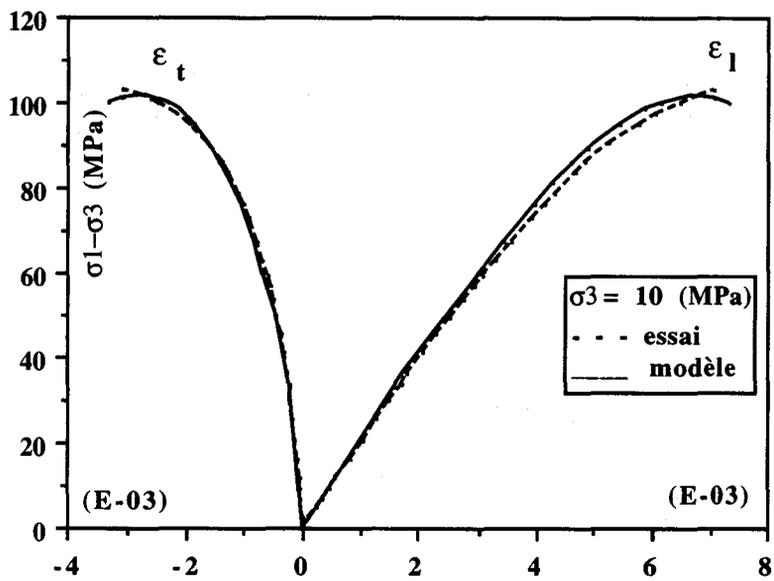
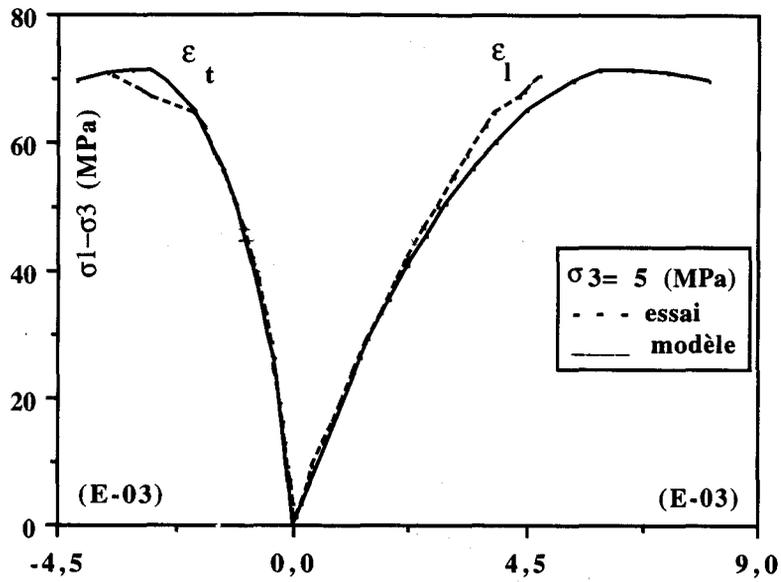


Figure 3.11 : Comparaison des valeurs expérimentales et numériques pour des essais de triaxiaux monotones

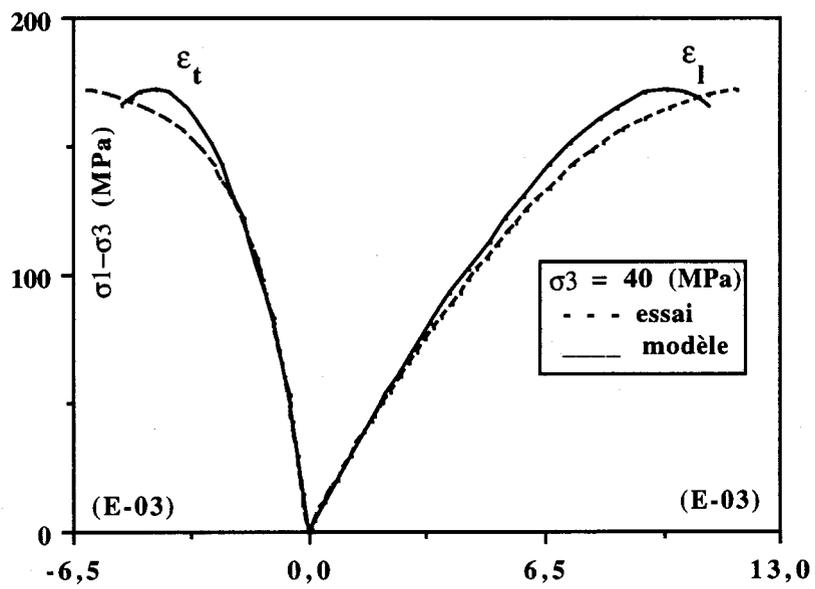
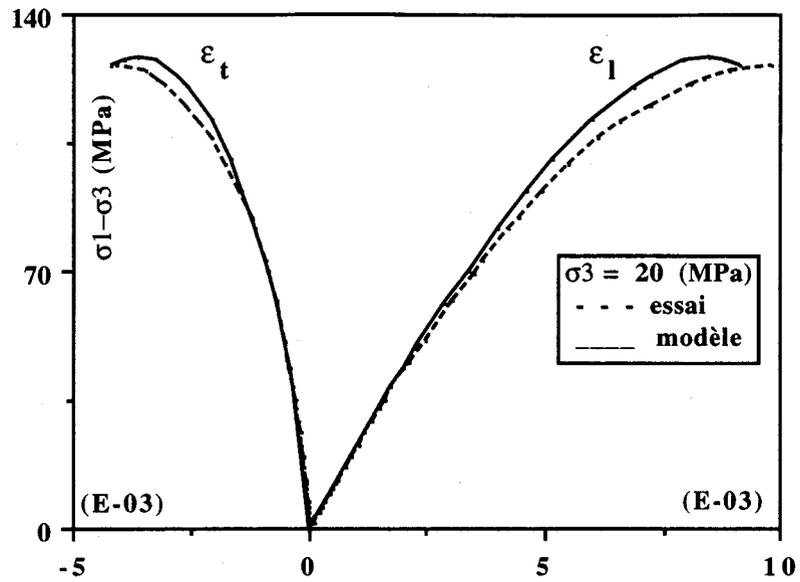


Figure 3.11 : (suite)

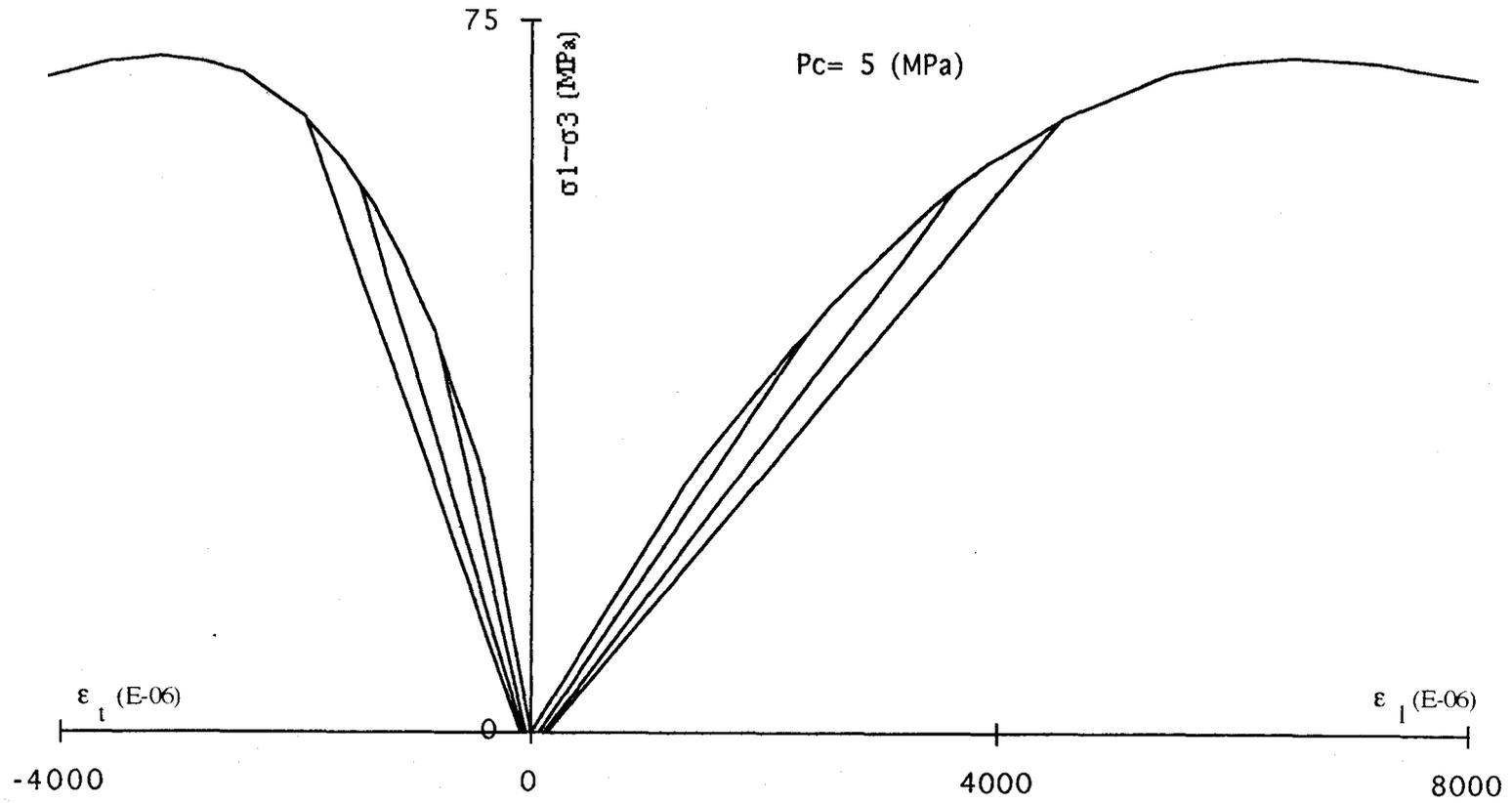


Figure 3.12 (a) : Courbes de la simulation d'un essai de compression triaxiale avec des cycles de déchargement-rechargement

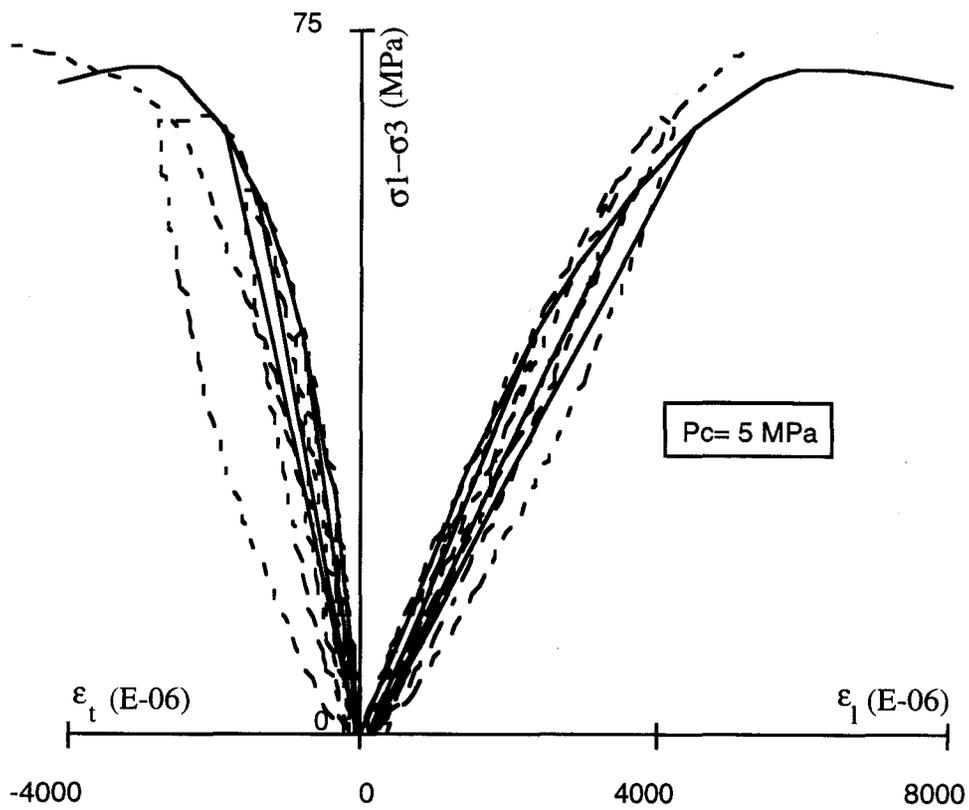


figure 3.12 : (b) Courbes de comparaison contraintes-déformations (essais de compression triaxiale avec cycles déchargement-rechargement)

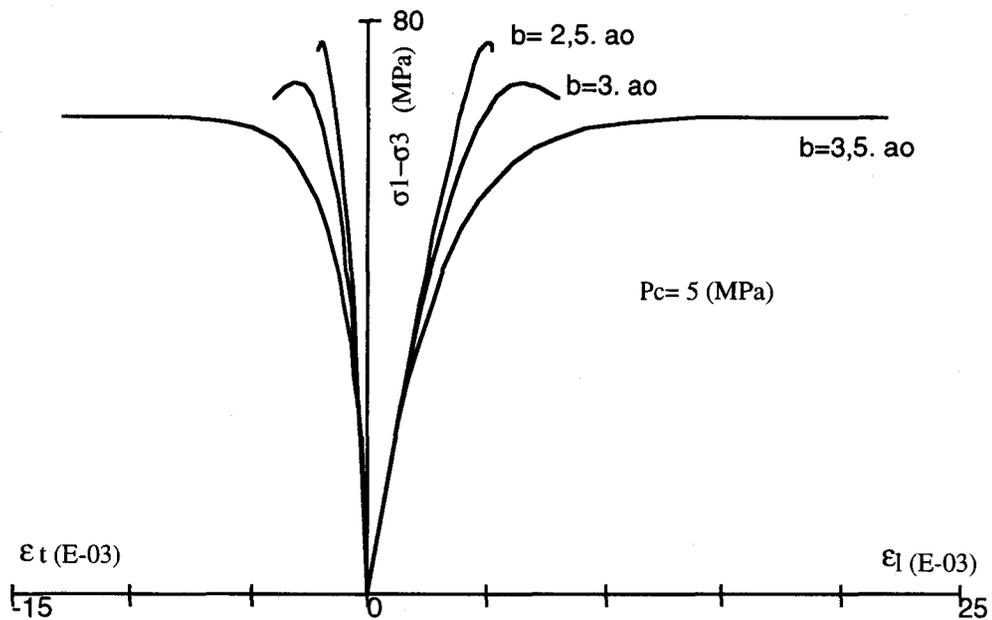


Figure 3.13 : Sensibilité de la réponse du modèle par rapport à la variation de b (essai triaxial monotone)

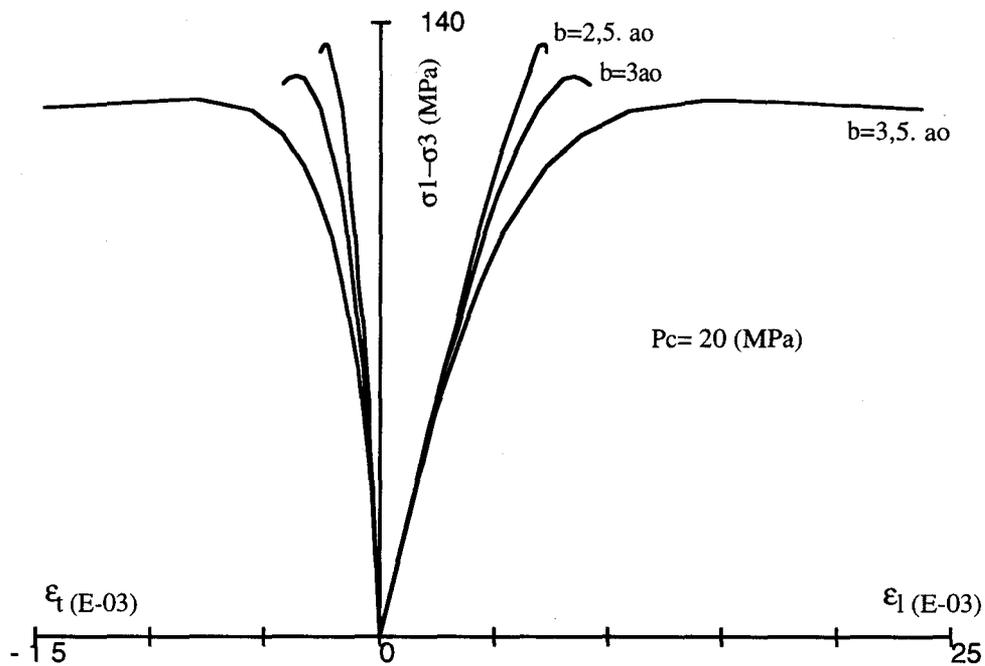


Figure 3.13 : (suite)

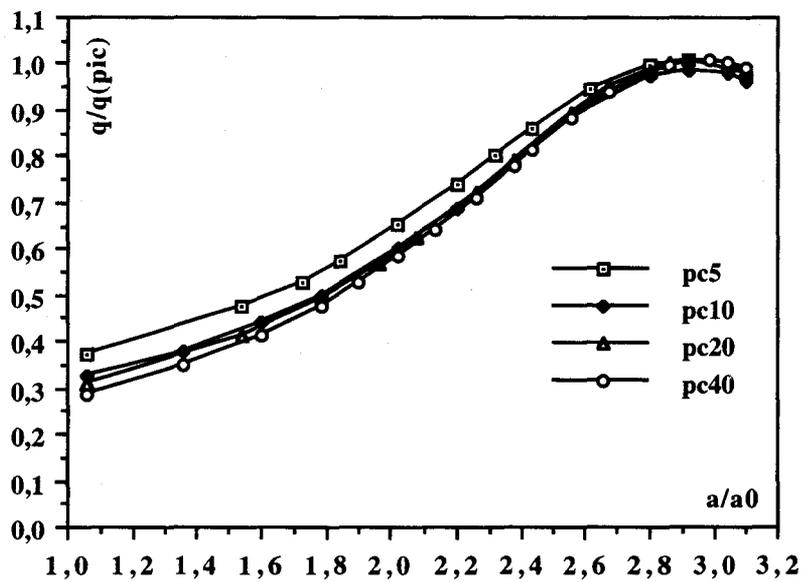


Figure 3.14 : Rapport entre le déviateur de contrainte numérique et sa valeur expérimentale au pic en fonction de la taille des microfissures

Une des conséquences de l'endommagement est la dégradation des constantes élastiques. A partir des cycles de déchargement dans les essais triaxiaux, les modules axial E_1 et transversal

$E_t = E_l / \nu_{21}$ (élasticité isotrope transverse) ont été déterminés. La variation de ces modules en fonction du déviateur de contraintes est présentée sur la figure 3.15 en comparaison avec les prédictions numériques. On peut constater que le modèle reproduit bien les constantes élastique effective du matériau endommagé.

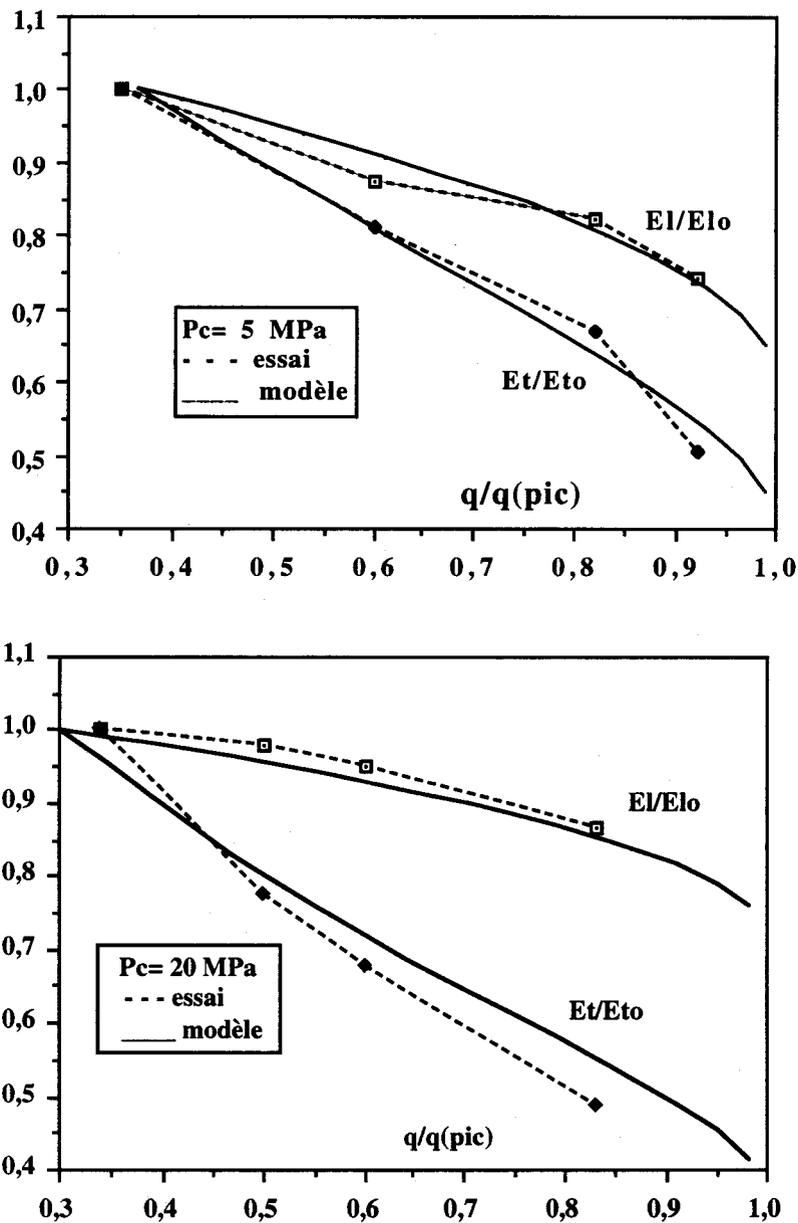


Figure 3.15 : Variation des modules longitudinal et transversal en fonction du déviateur de contrainte pour des essais avec $P_c = 5$ et 20 MPa

3.6.3 Validation du modèle sur des chemins de sollicitation proportionnelles et d'extension latérale

Après la vérification du modèle sur les chemins triaxiaux conventionnels utilisés pour la conception du modèle et la calibration des paramètres, une validation du modèle est effectuée sur deux chemins particuliers d'extension latérale et proportionnels. Le même jeu de paramètre est utilisé pour la simulation des ces essais, sauf pour les paramètres élastiques initiaux, les mêmes valeurs sont retenues ($E_0=15000$ MPa, $\nu = 0,25$).

Sur les figure 3.16 et 3.17, nous avons présenté les résultats de la simulation comparés à l'expérience. Nous constatons une bonne corrélation entre les résultats expérimentaux et la simulation. Néanmoins, dans le cas des essais d'extension latérale, on peut constater que la simulation prédit la perte de linéarité des courbes contrainte-déformations un peu tardivement par rapport à l'expérience. Ceci peut être du à une surestimation du seuil de l'endommagement lors de la déterminations des paramètres à partir des essais triaxiaux.

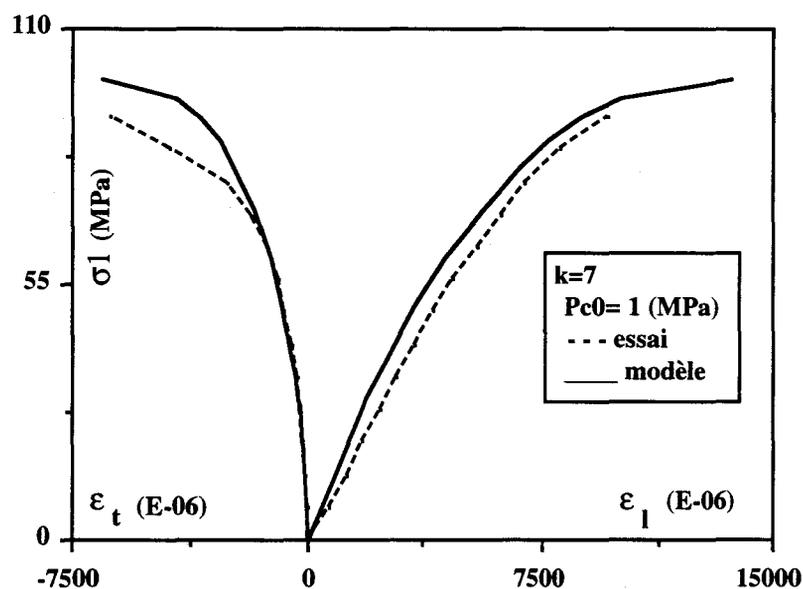


Figure 3.16 : Courbes de comparaison contrainte-déformations en sollicitation proportionnelle

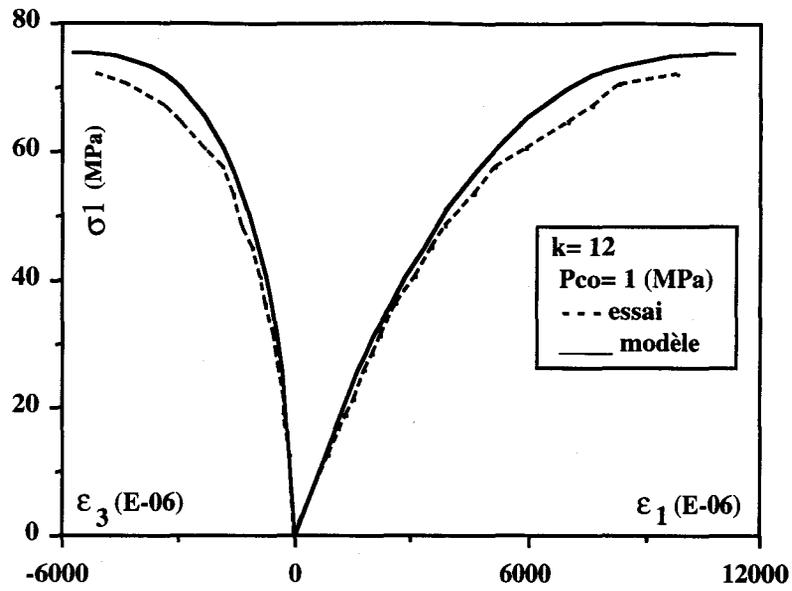


Figure 3.16 : (suite)

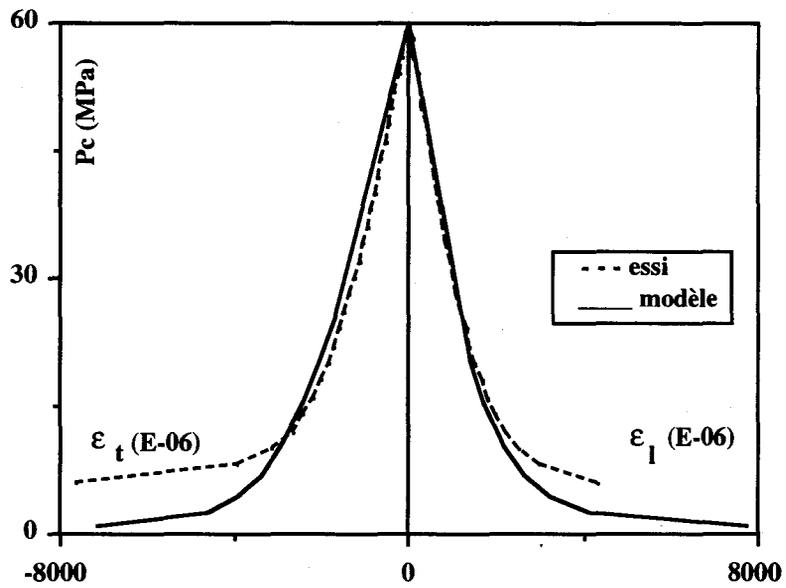


Figure 3.17 : Courbes de comparaison contrainte-déformations en sollicitation d'extension latérale

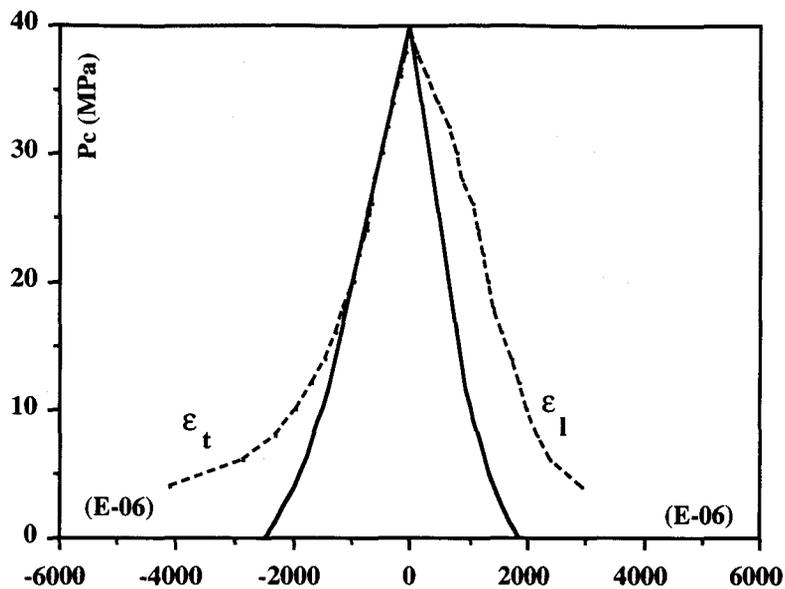


Figure 3.17 : (suite)

3.7 Validation du modèle pour le comportement différé

3.7.1 Simulation des essais triaxiaux de fluage

Afin de montrer la capacité du modèle à décrire le comportement différé du matériau, des essais triaxiaux de fluage sont simulés. Sur la figure 3.18, les comparaisons entre les valeurs expérimentales et numériques sont présentées pour deux essais de fluage réalisés avec des pressions de confinement de 2 et 5 MPa et chaque essai avec deux niveaux différents du déviateur de contraintes. De bonnes concordances générales sont obtenues. Cependant pour les deux essais, il semble que le modèle surestime le taux de déformation dans la première période de fluage, notamment pour le cas à faible déviateur de contraintes. De plus, pour l'essai avec la pression de confinement de 2 MPa, on constate que le modèle surestime considérablement la valeur de la déformation longitudinale. Il sera utile de faire une validation plus approfondie de la loi de propagation subcritique utilisée et aussi de trouver des valeurs plus précises des constantes A et n à l'aide d'essais plus appropriés. Enfin, la sensibilité de la réponse du modèle à la variation des valeurs de A et n est étudiée et présentée sur la figure 3.19. On voit que les résultats numériques sont assez sensibles à la perturbation de ces paramètres.

Sur les figures 3.20, nous avons présenté la variation du facteur d'intensité de contrainte K_I en fonction de la longueur des microfissures \hat{a} pour les deux essais utilisés. Il apparaît clairement que l'évolution de K_I dépend étroitement du niveau du déviateur de contraintes. En supposant l'existence d'un seuil de K_I provoquant la propagation subcritique, $K_{I_{csc}}$, il sera

possible d'expliquer le fait que la propagation subcritique reste stable pour de faibles déviateurs de contraintes et devient instable en conduisant à la rupture quand ce déviateur de contrainte est élevé. En effet, sur la figure 3.20, on voit que la longueur critique $\hat{a} = b$ est atteinte pour $K_I > K_{I\text{csc}}$ si le déviateur est suffisamment élevé et en conséquence, on aura une propagation instable. Néanmoins, des études complémentaires sont encore nécessaires afin de déterminer quantitativement la valeur de $K_{I\text{csc}}$.

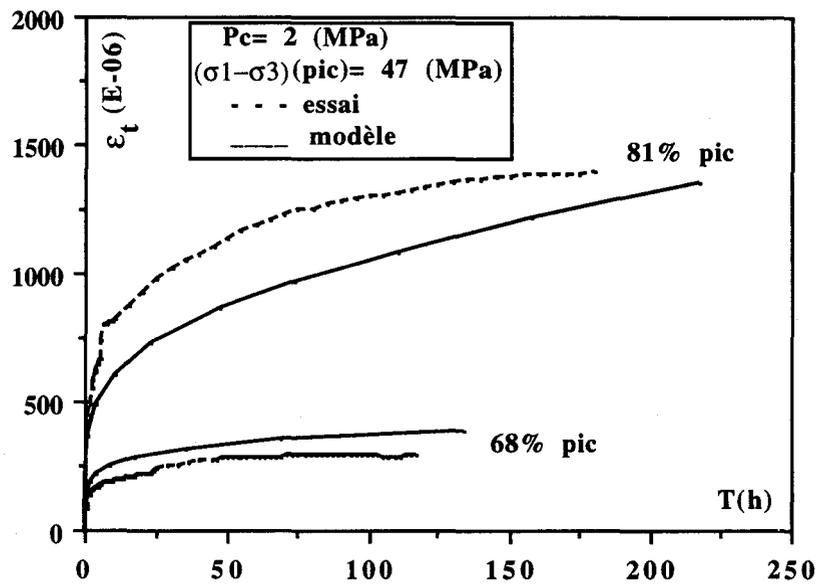
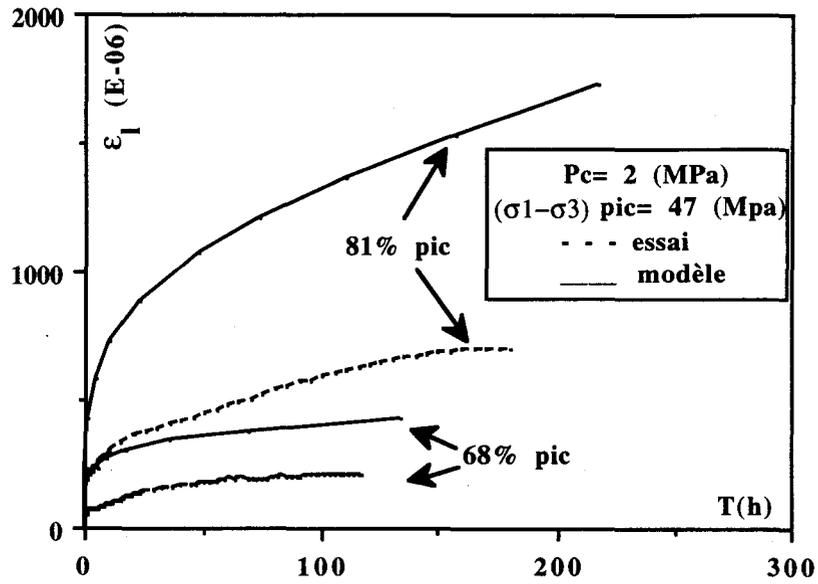


Figure 3.18 : Comparaison simulation-expérience pour des essais de fluage

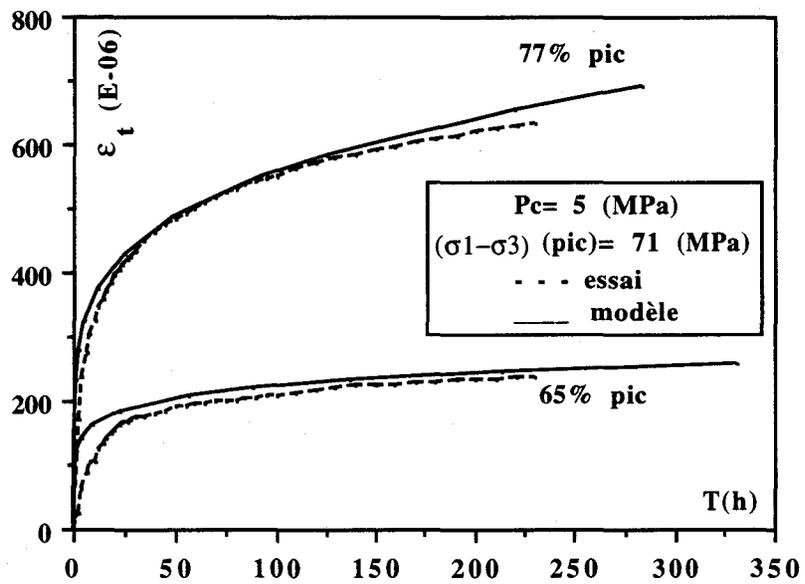
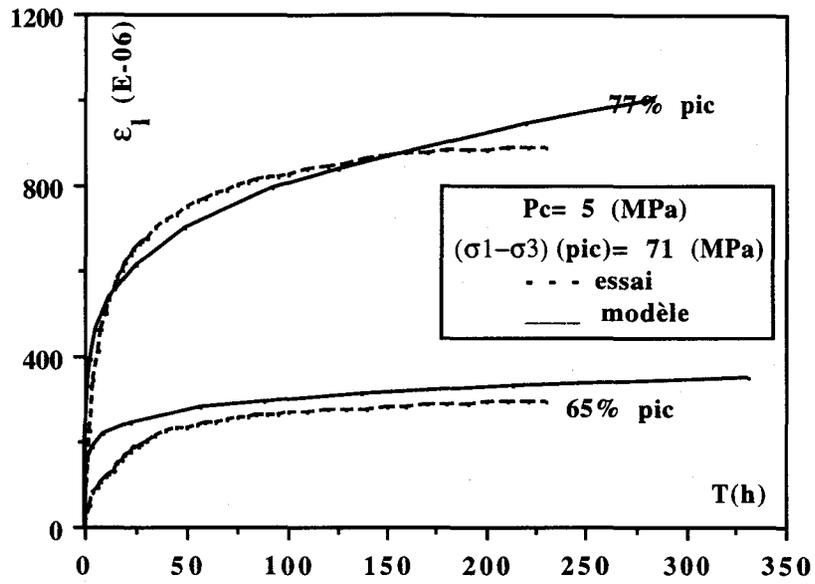


Figure 3.18 : (suite)

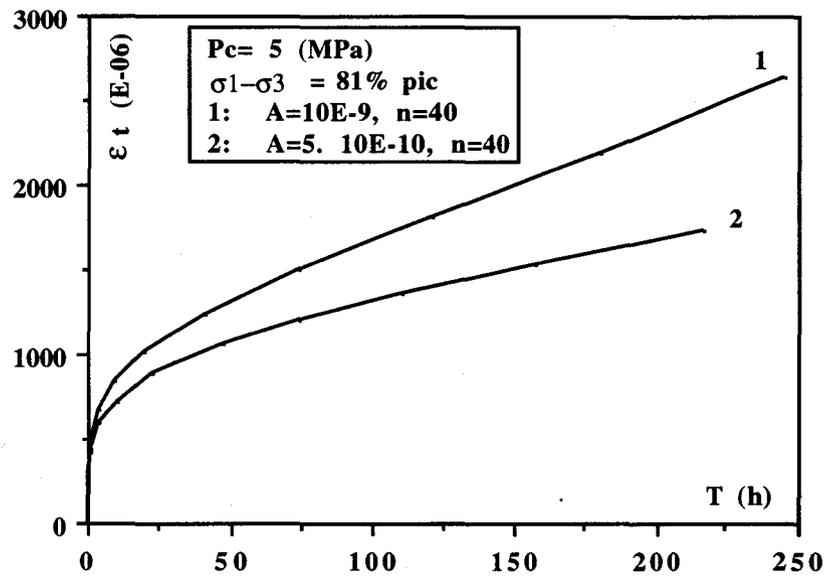
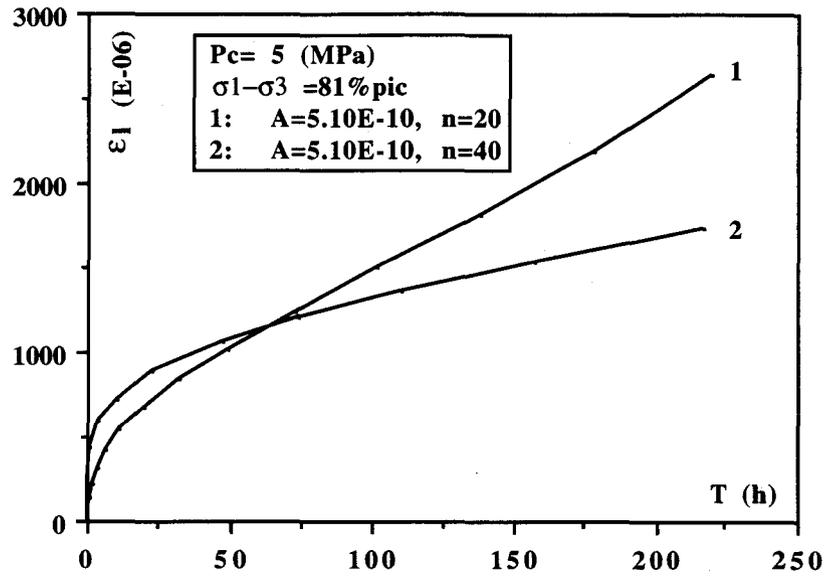


Figure 3.19 : Simulation d'un essai de fluage triaxial avec différentes valeurs des A et n

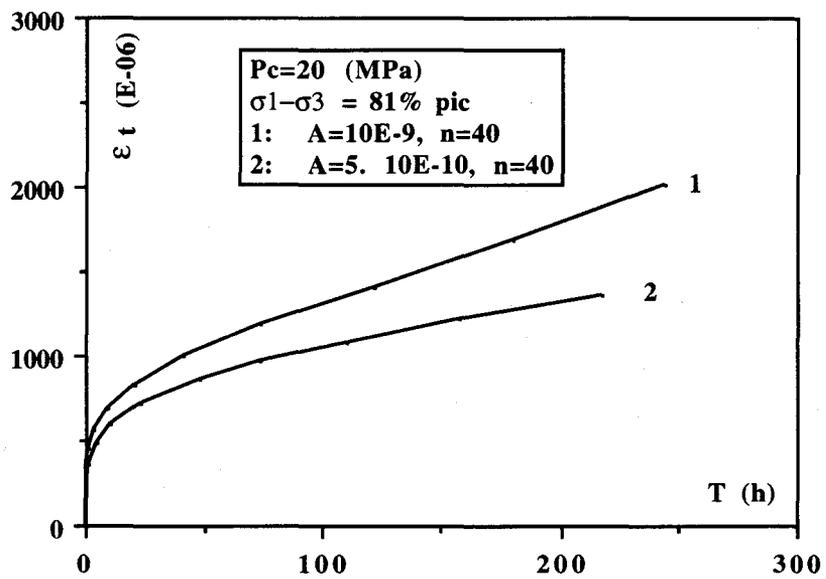
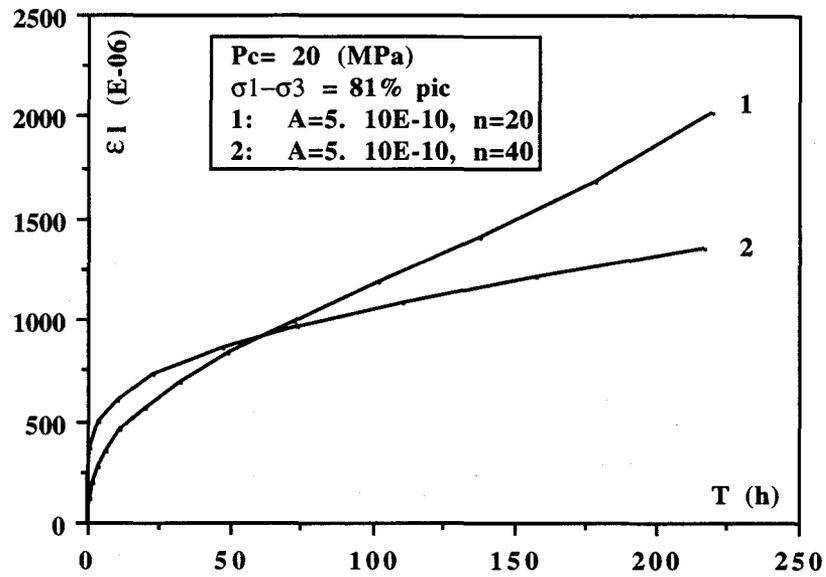


Figure 3.19 : (suite)

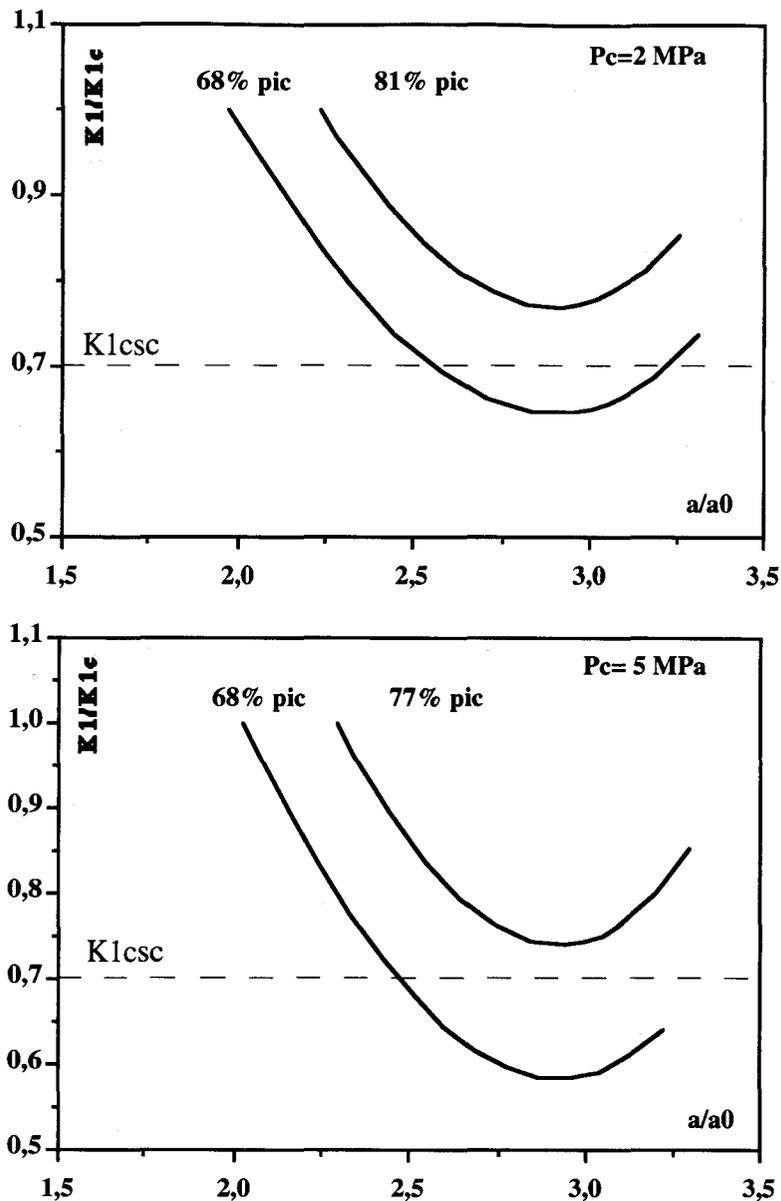


Figure 3.20 : Variation de la valeur K_1 en fonction de la longueur des microfissures

3.7.2 Simulation des essais triaxiaux à différentes vitesses de sollicitation

La figure 3.21 montre les résultats de la simulation des essais triaxiaux à différentes vitesses de sollicitation. On constate que plus la vitesse de chargement est grande plus la contrainte maximale au pic de ces courbes est élevée, ce qui est conforme aux observations expérimentales (voir paragraphe 2.4.3).

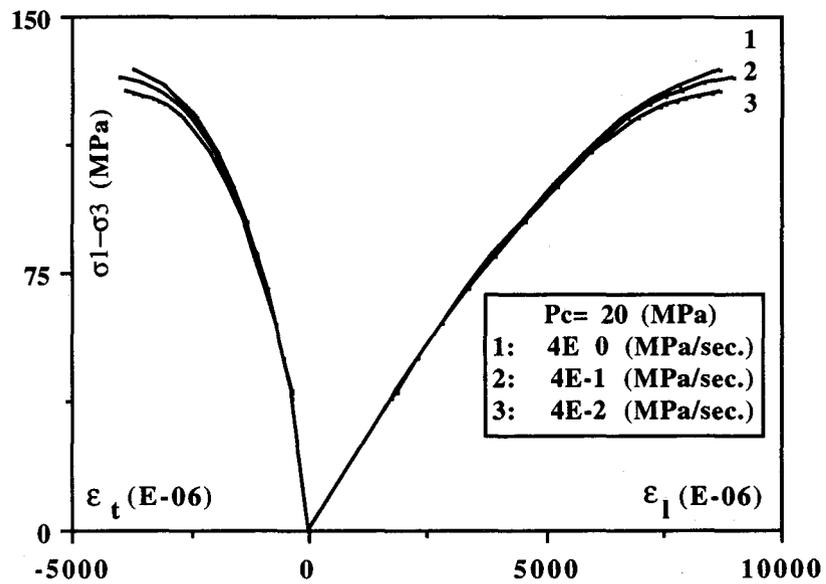
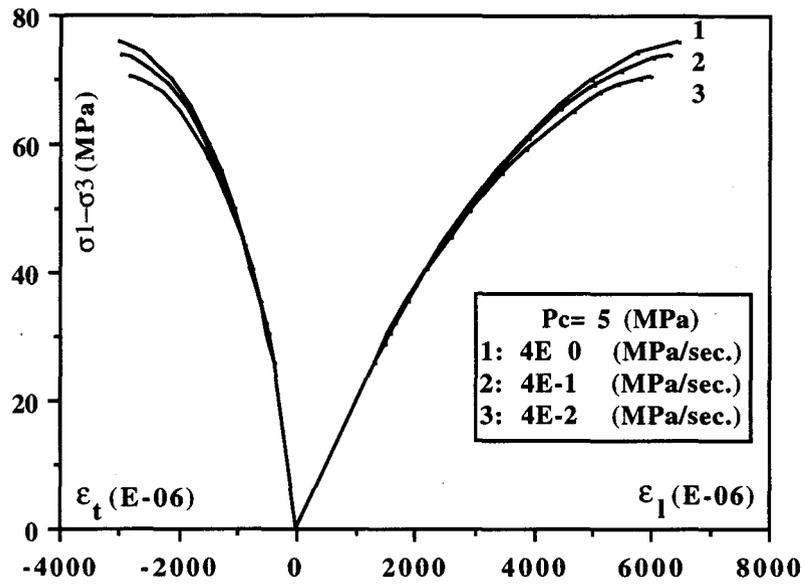


Figure 3.21 : Simulation des essais triaxiaux à différentes vitesses de sollicitation

3.8 Conclusion

Dans ce chapitre, un modèle d'endommagement par microfissuration, induisant un comportement anisotrope a été proposé. Ce modèle, basé sur le travail de Dragon et al, décrit un comportement élastique couplé à l'endommagement anisotrope et prenant compte des déformations résiduelles. Nous rappelons brièvement ici les éléments essentiels de ce modèle.

* Une unique variable interne tensorielle d'ordre 2 a été utilisée pour décrire la distribution des microfissures.

* Le potentiel thermodynamique est caractérisé par sa dépendance linéaire par rapport à $\overline{\overline{D}}$ et par la présence d'un terme linéaire par rapport à $\overline{\overline{\epsilon}}$, en plus des termes quadratiques classiques, ce dernier permet de décrire des contraintes résiduelles macroscopiques en fonction de l'endommagement.

* L'évolution de l'endommagement $\overline{\overline{D}}$ est reliée directement à la propagation des microfissures en utilisant les principes de la mécanique linéaire de la rupture. Deux types de propagation sont considérés, la propagation mécanique due à la variation des contraintes et la propagation différée due essentiellement à la corrosion sous contraintes.

Le modèle comporte 11 paramètres au total. L'ensemble de ces paramètres peut être déterminé à partir des essais couramment utilisés dans les laboratoires. La vérification du modèle sur différents chemins de sollicitation a montré la bonne performance du modèle pour décrire le comportement à court et long terme du matériau étudié. Cependant, il semble qu'une étude plus approfondie de la loi d'évolution subcritique d'endommagement est nécessaire. Afin d'illustrer les domaines d'applications de ce modèle, nous allons présenter au chapitre suivant quelques exemples d'application sur la stabilité des ouvrages souterrains.

CHAPITRE 4

Exemples d'application

Dans ce chapitre, nous allons présenter quelques exemples d'application du modèle d'endommagement anisotrope dans le domaine de la stabilité des cavités souterraines. Rappelons que des essais de forage sur des blocs de $40 \times 40 \times 40$ cm ont été effectués sur un grès de Vosges en utilisant la presse triaxiale vraie de notre laboratoire par Boumahdi et Henry [Boumahdi, Henry; 1989]. Le matériau testé a été prélevé dans un autre site que celui du grès étudié dans le présent travail. Néanmoins les comportements mécaniques des deux roches sont assez similaires. Pour cette raison, les exemples d'application portent sur la simulation numérique de ces essais en utilisant le modèle d'endommagement anisotrope. L'accent sera mis sur l'initiation et la progression de l'endommagement autour de la cavité. Des comparaisons qualitatives entre les résultats numériques et les observations expérimentales seront présentées.

4.1 Présentation des essais de forage

Le matériau testé est un grès des Vosges jaune dont la porosité moyenne est de 16% [Boumahdi, Henry; 1989]. La résistance en compression simple est un peu plus faible que celle du grès étudié dans le présent travail. Cependant, les réponses mécaniques des deux roches dans des essais triaxiaux conventionnels sont très similaires. Il a été reconnu que le mécanisme principal du comportement non linéaire et de la rupture des deux roches, est le développement des microfissures orientées.

Les essais ont été effectués sur des blocs cubiques, percés d'une cavité circulaire au centre, illustrés sur la figure 4.1.

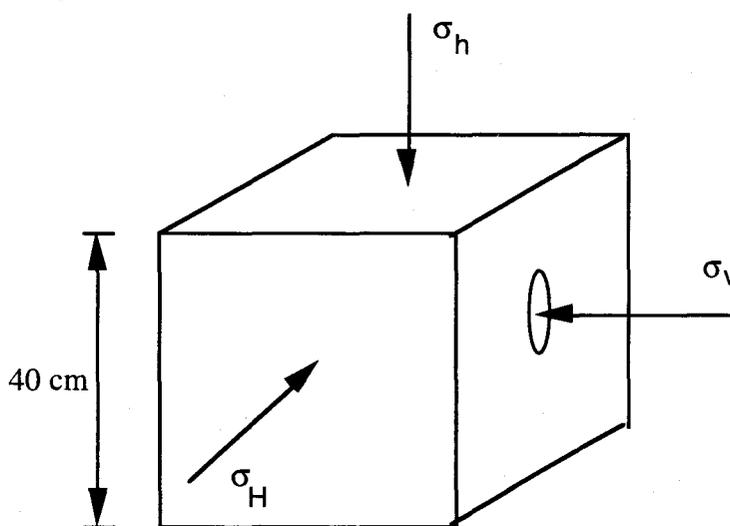


Figure 4.1 : Forme géométrique du bloc, position du forage et schématisation du chargement

La presse triaxiale vraie du Laboratoire de Mécanique de Lille a été utilisée pour réaliser ces essais. Cette presse de très grande capacité permet des essais sur des blocs de grande

dimension ($50 \times 50 \times 50$ cm maximum), et spécialement adaptée à l'étude de la stabilité des cavités souterraines en grande profondeur. Il est possible d'appliquer indépendamment trois charges différentes suivant les trois axes du bloc, notées respectivement σ_v , σ_h et σ_H .

Dans les essais effectués sur le grès des Vosges jaune, des blocs de 40 cm ont été utilisés. Le diamètre du forage est de 4,5 cm et sa profondeur est de 30 cm. Les principales instrumentations durant les essais sont la mesure des convergences de la cavité suivant les différentes orientations à l'aide des capteurs montés sur une sonde placée dans le forage, et la mesure de l'émission acoustique à l'aide d'un capteur placé au fond du forage (figure 4.2).

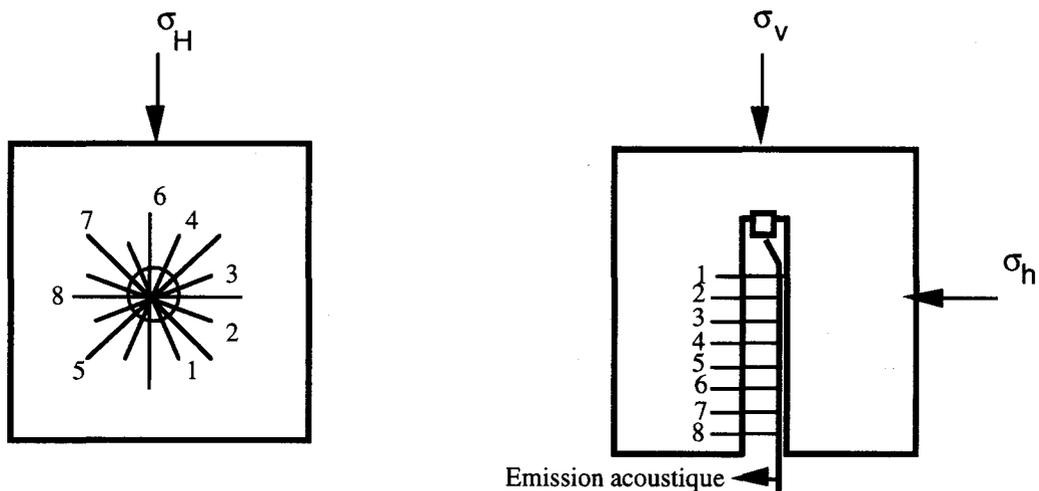


Figure 4.2 : Position et orientation des capteurs de déplacement et de l'émission acoustique

Quatre essais ont été effectués selon les différents rapports de contraintes appliquées [Boumahdi, Henry; 1989]. Par la suite, nous allons étudier plus particulièrement un des essais effectués avec le rapport de contraintes suivant: $\sigma_H = 0,8 \times \sigma_v$, $\sigma_h = 0,4 \times \sigma_v$, donc $\sigma_H = 2\sigma_h$.

La contrainte verticale σ_v a été appliquée jusqu'à la valeur de 100 MPa. Les principaux résultats obtenus sont présentés sur la figure 4.3. Les principales conclusions que l'on peut tirer de ces résultats sont les suivantes:

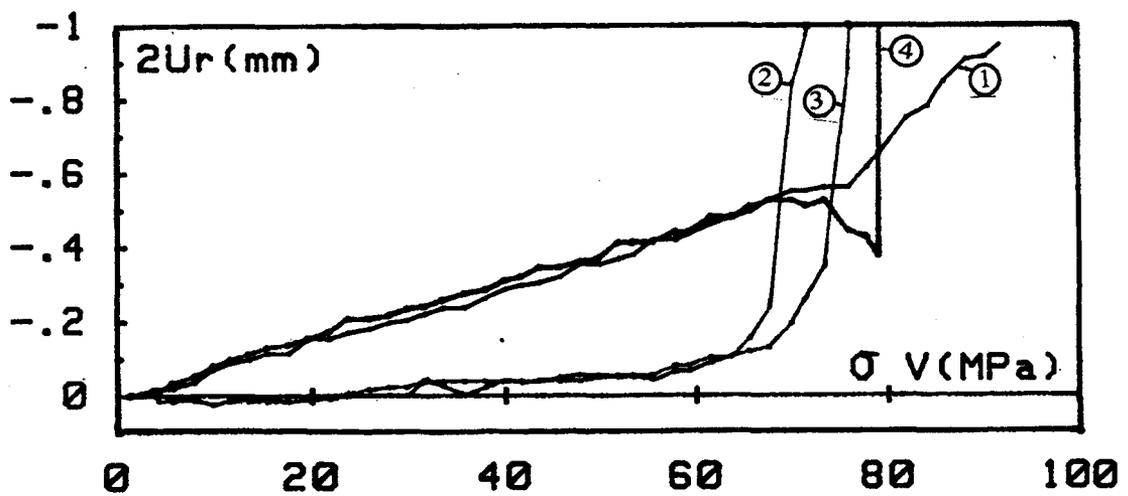
1) Les convergences de la cavité sont quasi linéaires et proches des solutions élastiques (vérifiées par des calculs comparatifs) quand la charge est inférieure à une certaine limite.

2) Dépassant cette limite, il y a l'augmentation brutale des convergences, notamment suivant les orientations 2, 3, 4 et 8.

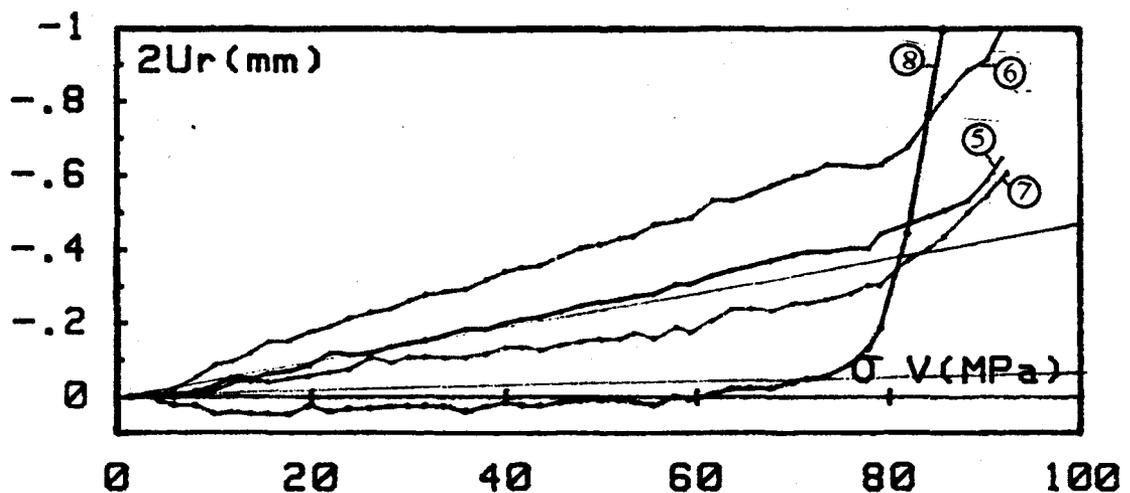
3) Sur l'émission acoustique, on observe également une nette augmentation du nombre de coups à partir d'un certain seuil.

4) Les deux types de mesure sont cohérents mais il semble que l'émission acoustique est plus sensible que la mesure des convergences.

5) Sur le bloc testé, on observe très clairement la formation des écailles sous forme de "dog ears" délimités par des fissures ouvertes (voir les photos dans l'annexe 3).

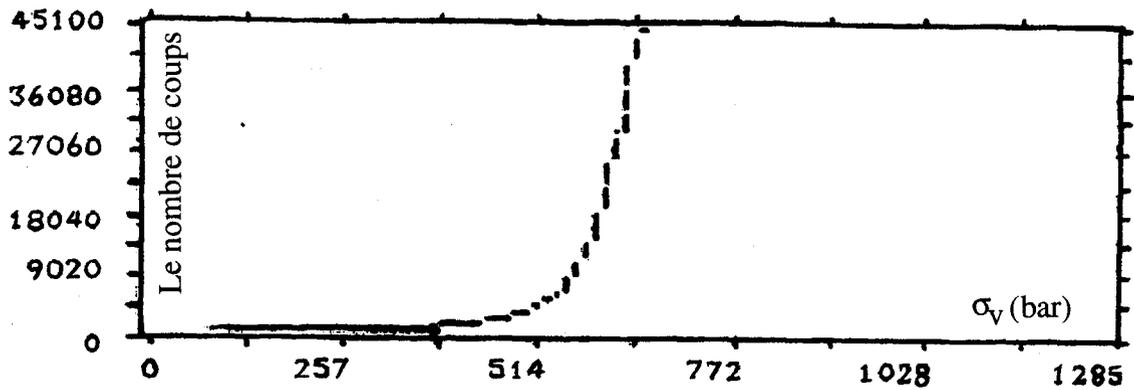


(a)



(b)

Figure 4.3 : Résultats expérimentaux obtenu pour le teste retenu
 (a) et (b): convergence suivant différentes orientations
 (c): nombre de coups de l'émission acoustique (page suivante)



(c)

Si l'on suppose que le début de l'augmentation de l'émission acoustique peut être considéré comme le seuil de la coalescence des microfissures, pour le teste étudié, ce seuil est de l'ordre de $\sigma_H = 30$ MPa. A partir de ce seuil, la coalescence progressive des microfissures conduit à la formation des macrofissures et des écailles. Le milieu autour de la cavité devient discontinu et par conséquent des approches par la mécanique des milieux continus cessent d'être valables.

4.2 Introduction du modèle dans un code de calcul par éléments finis

Le modèle d'endommagement anisotrope présenté dans le chapitre précédent est introduit dans un code de calcul par éléments finis "PLASROCK". C'est un code qui traite les problèmes bidimensionnels (déformations planes, contraintes planes et problèmes axisymétriques) de la mécanique non linéaire des milieux continus et poreux. Afin de faciliter le maillage, l'introduction des données et le traitement de résultats, des programmes d'interface ont été développés entre "PLASROCK" et les pré-processeur et post-processeur du progiciel CESAR-LCPC ; MAX 2D et PEG 2D. Les équations constitutives définies par le modèle d'endommagement utilisé, dans le cas 2D, sont données par la relation suivante:

$$\begin{bmatrix} \sigma_{11} \\ \sigma_{22} \\ \sigma_{33} \\ \sigma_{12} \end{bmatrix} = [C] \begin{bmatrix} \varepsilon_{11} \\ \varepsilon_{22} \\ \varepsilon_{33} \\ 2\varepsilon_{12} \end{bmatrix} + g \begin{bmatrix} D_{11} \\ D_{22} \\ D_{33} \\ D_{12} \end{bmatrix} \quad (4.1)$$

avec:

$$[C] = \begin{bmatrix} \lambda + 2\mu + 2\alpha D_{11} + 4\beta D_{11} & \lambda + \alpha D_{22} + \alpha D_{11} & \lambda + \alpha D_{33} + \alpha D_{11} & \alpha D_{12} + 2\beta D_{12} \\ \lambda + \alpha D_{11} + \alpha D_{22} & \lambda + 2\mu + 2\alpha D_{22} + 4\beta D_{22} & \lambda + \alpha D_{33} + \alpha D_{22} & \alpha D_{12} + 2\beta D_{12} \\ \lambda + \alpha D_{11} + \alpha D_{33} & \lambda + \alpha D_{22} + \alpha D_{33} & \lambda + 2\mu + 2\alpha D_{33} + 4\beta D_{33} & \alpha D_{12} \\ \alpha D_{12} + 2\beta D_{12} & \alpha D_{12} + 2\beta D_{12} & \alpha D_{12} & \mu + \beta(D_{11} + D_{22}) \end{bmatrix}$$

L'introduction de ces équations dans la formulation variationnelle du problème conduit à un système d'équations non linéaire. Il est à noter que dans le présent modèle, la matrice de rigidité tangente n'est pas explicitement déterminée. Un algorithme itératif de type "point fixe" est donc adopté. La matrice de rigidité globale du système est réactualisée à chaque itération à l'aide de la matrice de rigidité sécante. Comme l'évolution du tenseur d'endommagement est précisée par les critères de propagation mécanique (3.29) et subcritique (3.33), la détermination du tenseur d'endommagement et donc du tenseur de contraintes est effectuée par un algorithme implicite itératif.

4.3 Présentation des calculs

Le problème à résoudre est tridimensionnel. Comme le code "PLASROCK", dans son état actuel, n'est opérationnel que pour des problèmes 2D, quelques simplifications sont donc proposées. Nous nous limitons à étudier une section représentative du forage et le problème sera traité en déformation plane. Dans ce cas, les effet du front de taille sont négligés et la contrainte verticale n'est plus contrôlée (mais calculée par l'hypothèse de la déformation plane). Ainsi, le domaine à étudier ainsi que les conditions aux limites sont présentés sur la figure 4.4. Tenant compte de la symétrie du problème, seul un quatre du bloc est discrétisé avec des éléments quadrilatères à 8 noeuds (150 éléments et 248 noeuds).

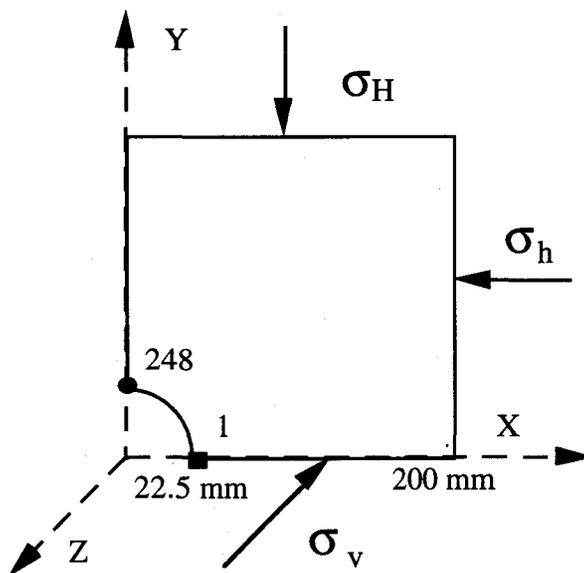


Figure 4.4 : Présentation du problème étudié

Comme une approche continue n'est pas capable de simuler le processus complet de la formation des écailles autour de la cavité, l'objectif principal de nos calculs est d'étudier le seuil de la coalescence des microfissures. En raison de la simplicité numérique, seul la loi de propagation stable des microfissures sera utilisée dans les calculs présentés dans ce chapitre. Deux calculs sont présentés pour deux objectifs différents. Dans le premier calcul, on s'intéresse principalement à l'endommagement dû à la charge mécanique en négligeant les effets différés. Par contre, le deuxième calcul a pour l'objectif d'étudier l'évolution de l'endommagement différé due à la propagation subcritique des microfissures. Les paramètres du modèle utilisé dans ces calculs sont ceux déterminés pour le grès étudié aux chapitres précédents.

4.4 Résultats obtenus

Sur la figure 4.5, nous avons présenté les iso-lignes de la trace du tenseur d'endommagement à la fin du chargement, et sur la figure 4.6 la variation de celle-ci suivant l'axe X. Nous observons de ces résultats que l'épaisseur de la zone fortement endommagée est de l'ordre de 15 mm. Ceci est cohérent par rapport à la zone de rupture observée dans les essais. Cependant, la forme de la zone endommagée obtenue par le calcul apparaît plus allongée que celle observée le long de la paroi. Par ailleurs, l'évolution de la taille des microfissures est également étudiée. Rappelons que dans le modèle utilisé, un seuil de coalescence est défini par la longueur critique (la constante b). Sur la figure 4.7, les points matériels où la taille des fissures dépasse ce seuil sont reportés. Nous avons constaté que les points de coalescences apparaissent pour la charge de $\sigma_H = 28$ MPa. Or pendant l'essai, les premiers événements acoustiques sont enregistrés pour $\sigma_H = 30.4$ MPa. Par conséquent, ces deux résultats sont cohérents.

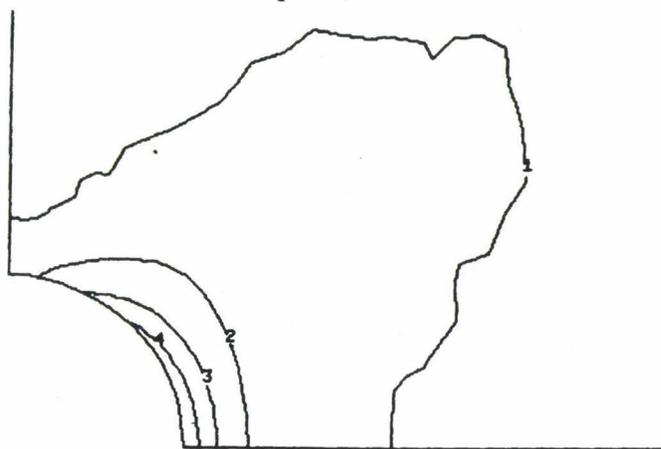


Figure 4.5 : Iso-lignes de la trace du tenseur d'endommagement
(1= 0,02 ; 2= 4,48 ; 3= 8,94 ; 4= 13,4 ; 5= 17,9)

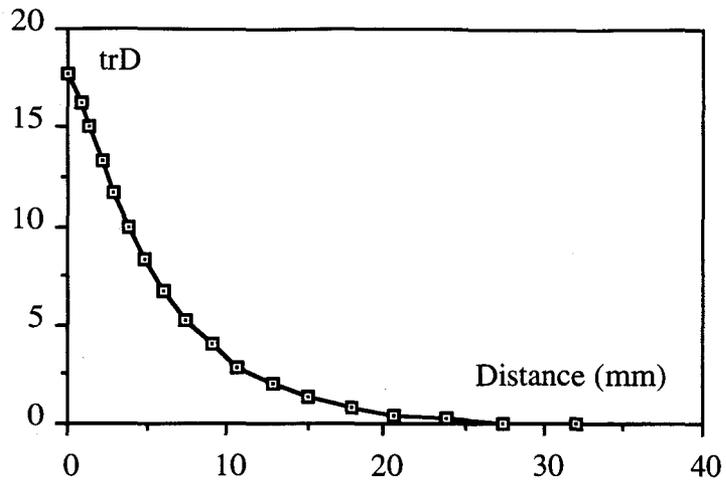


Figure 4.6 : Variation de la trace du tenseur d'endommagement suivant X pour $\sigma_H = 80 \text{ MPa}$

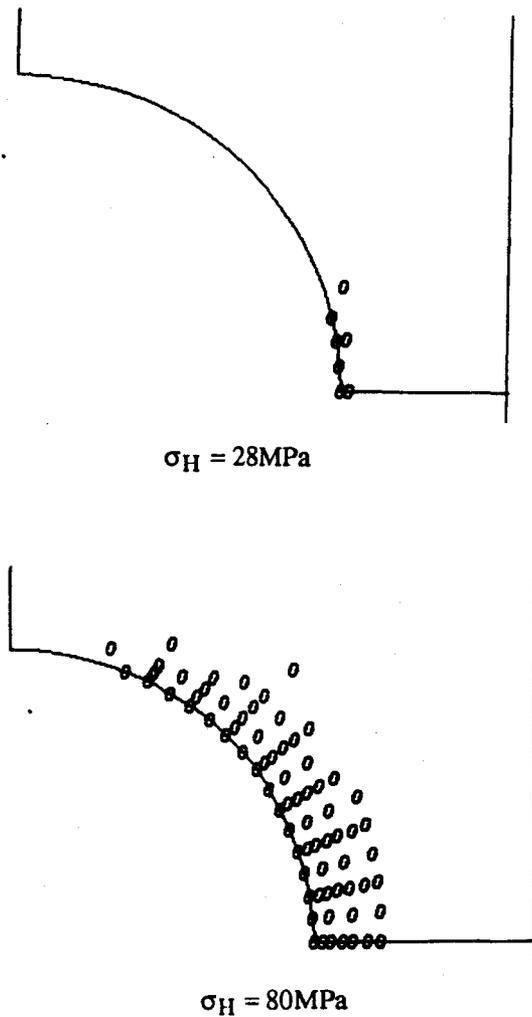


Figure 4.7 : Illustration des points matériels où la taille des fissures est supérieure à la valeur critique b

En ce qui concerne les convergences de la cavité, il a été constaté que les valeurs expérimentales et numériques restent proches de la solution élastique linéaire jusqu'à l'apparition des défauts macroscopiques (des écailles observés dans les essais). Ensuite, il y a des augmentations brutales dues à l'écartement de la paroi, notamment suivant l'axe X. Comme nous avons remarqué, un modèle continue n'est pas capable de décrire le processus complet de la rupture de la cavité. Les déplacements obtenus par une approche continue ne sont valables qu'avant l'apparition des discontinuités macroscopiques.

Le comportement différé de la structure dû à la propagation subcritique des microfissures est ensuite étudié. Afin de montrer clairement l'impact de l'endommagement différé, des sollicitations plus faibles que le calcul précédent sont retenues de sorte que l'endommagement mécanique reste relativement faible. Les charges $\sigma_H = 20$ MPa, $\sigma_h = 10$ MPa sont appliquées rapidement et ensuite maintenues constantes. Sur la figure 4.8, les iso-lignes de la trace du tenseur d'endommagement après 1000 jours de chargement sont présentées, et sur la figure 4.9, l'évolution de la distribution de celle-ci suivant l'axe X. En comparant la zone endommagée du cas précédent, on peut constater que la zone endommagée due à la propagation différée des microfissures reste plus confinée à la paroi de la cavité. En fonction du temps, l'ampleur de l'endommagement augmente mais l'étendue de la zone varie peu.

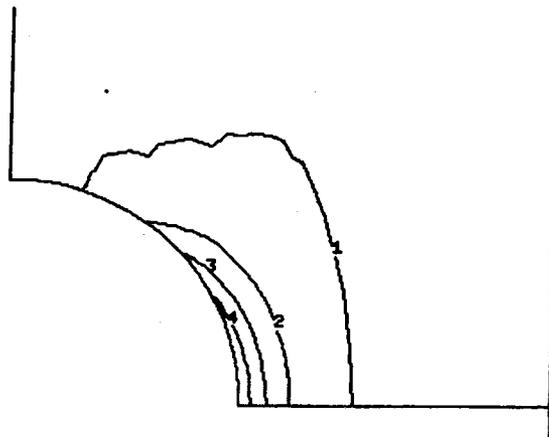


Figure 4.8 : Iso-lignes de la trace du tenseur d'endommagement après 1000 jours de chargement
(1= 0,015 ; 2= 2,35 ; 3= 4,68 ; 4= 7,02 ; 5= 9,35)

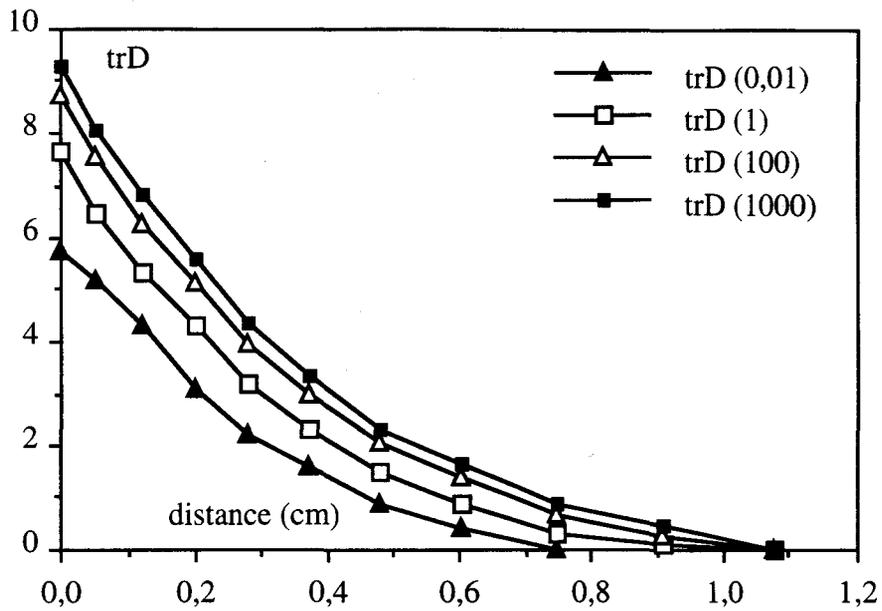


Figure 4.9 : Evolution de la distribution de l'endommagement suivant l'axe X
(les chiffres sur la figure indiquent le nombre de jours)

Enfin, sur la figure 4.10, nous présentons l'évolution de l'endommagement maximal et la taille maximale des fissures (au point 1 sur la figure 4.4) en fonction du temps. Ces résultats montrent que l'endommagement augmente rapidement pendant les premières heures après le chargement et puis le taux d'évolution diminue. Néanmoins, la microfissuration continue à se développer même après 1000 jours. Par ailleurs, les tailles des microfissures, initialement en dessous du seuil de coalescence, évoluent progressivement pour dépasser le seuil à environ 113 jours après le chargement. Ceci montre que l'instabilité de la cavité peut se produire de façon différée même sous des sollicitation modérées.

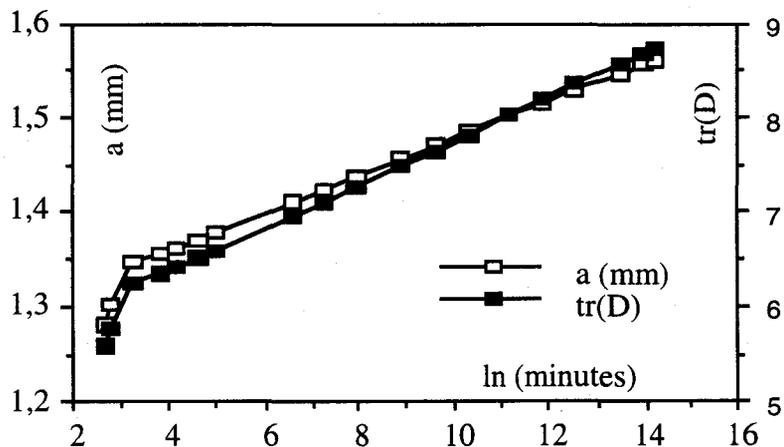


Figure 4.10 : Evolution de la trace du tenseur d'endommagement et de la longueur maximale en fonction du temps

Sur la figure 4.4, nous avons présenté la convergence de la cavité dans les deux directions (aux noeuds 1 et 248 de la figure 4.4). Nous constatons que les valeurs numériques sont cohérentes par rapport à celles expérimentales jusqu'au seuil de la coalescence des microfissures. Par ailleurs, ces résultats ne sont pas très éloignés de ceux obtenus par des calculs élastiques. Ceci semble indiquer que le développement diffus de l'endommagement n'affecte pas considérablement la convergence du forage. Par exemple, pour des roches fragiles très raides, le déplacement semble ne pas être un bon critère d'instabilité.

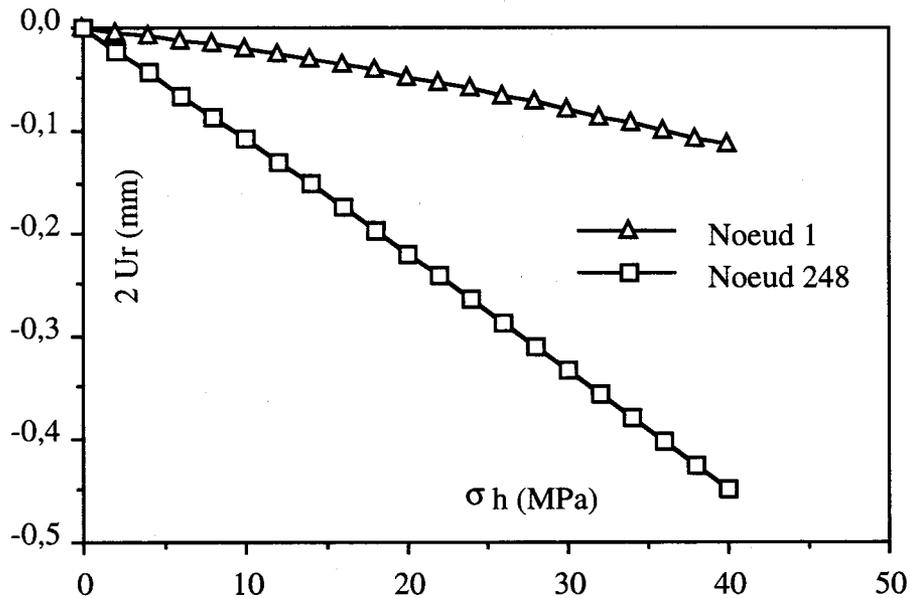


Figure 4.11 : Convergence de la cavité dans les deux directions

CONCLUSION GENERALE

Le comportement mécanique d'un grès des Vosges a été étudié dans le présent travail. Ce grès est une roche ayant une grande susceptibilité à la microfissuration. Nous avons commencé par une étude expérimentale sur ce matériau. Une campagne complète d'essais en compression a été effectuée. Nous avons réalisé différents essais, à savoir l'essai hydrostatique, des essais triaxiaux monotones à différentes pressions de confinement, des essais triaxiaux avec des cycles de déchargement-rechargement (essais cycliques), des essais proportionnels et d'extension latérale, des essais de fluage triaxial et des essais triaxiaux à différentes vitesses de déformation. Les résultats obtenus ont permis d'étudier le comportement mécanique à court terme et différé du matériau. L'essai de compression hydrostatique montre un comportement initialement isotrope du matériau étudié. Les essais triaxiaux monotones et cycliques ont illustré les conséquences de la microfissuration orientée sur les réponses macroscopiques du matériau : la non linéarité, la dilatance, l'anisotropie induite et la dégradation des constantes élastiques. Les essais de fluage ont permis de montrer la propagation différée des microfissures et la rupture différée du matériau.

En ce qui concerne la modélisation du comportement mécanique du grès des Vosges, nous avons développé un modèle d'endommagement par microfissuration, induisant un comportement anisotrope. Ce modèle, basé sur le travail de Dragon et al, décrit un comportement élastique-endommageable en tenant compte du comportement différé. Dans ce modèle, une seule variable interne tensorielle d'ordre 2, $\overline{\mathbf{D}}$, a été utilisée pour décrire la distribution des microfissures. Le potentiel thermodynamique est caractérisé par sa dépendance linéaire par rapport à $\overline{\mathbf{D}}$ (hypothèse de densité modérée des microfissures et de leur non-interaction) et par la présence d'un terme linéaire par rapport à $\overline{\boldsymbol{\varepsilon}}$, en plus de termes quadratiques classiques; ce dernier permet de décrire des contraintes résiduelles macroscopiques en fonction de l'endommagement. L'évolution de l'endommagement, $\overline{\mathbf{D}}$, est liée directement à la propagation des microfissures en utilisant les principes de la mécanique linéaire de la rupture (MLR). Deux types de propagation sont considérés, la propagation mécanique due à la variation des contraintes et la propagation différée due essentiellement à la corrosion sous contraintes.

Le modèle comporte 11 paramètres au total qui peuvent être déterminés à partir d'essais simples en laboratoire. La vérification du modèle sur divers chemins de sollicitations a montré la bonne performance du modèle pour décrire le comportement à court et long terme du matériau. Nous avons trouvé un très bon calage entre la réponse du modèle et les essais (essais triaxiaux monotones et cycliques) à partir desquels les paramètres du modèle ont été déterminés et un calage correct pour les autres essais (essais proportionnels, extension latérale et essais de fluage triaxial). Cependant, les résultats de simulation moins satisfaisants dans le cas de l'essai de

fluage triaxial avec la pression de confinement très faible demandent une étude plus approfondie de la loi d'évolution subcritique d'endommagement.

Enfin, le modèle est appliqué au problème de stabilité d'une cavité circulaire en déformations planes. Les comparaisons qualitatives sont effectuées entre les prédictions numériques et les observations expérimentales. De bonnes concordances globales ont été constatées.

Afin de montrer la performance globale du modèle, il serait intéressant de le valider pour d'autres types de roches fragiles comme le granite, et si possible de comparer des prédictions numériques aux mesures expérimentales in situ. Des essais plus appropriés seront également nécessaires afin de déterminer de façon plus précise l'évolution subcritique des microfissures et d'étudier les influences de l'environnement. Enfin, il est indispensable d'étudier l'impact de l'endommagement sur l'évolution des propriétés hydraulique et thermique afin d'aboutir à un modèle capable de décrire les phénomènes de couplage.

REFERENCES*

- Atkinson B.K. (1984)**- "Subcritical crack growth in geologic material"- J. Geophys. Res., Vol. 89, pp. 4077-4114.
- Atkinson B.K. & Meredith P. G. (1987)**- "The theory of subcritical crack growth with applications to minerals and rocks"-, in Fracture Mechanics of Rock, Academic press Inc. (London), pp. 113-166.
- Benaija & Boulay & Delahousse & Bubuet & Torrenti & Berthaud & Fond (1990)**- "Etude de la localisation dans un grès des Vosges"- Rapport Scien, Gréco, géomatériaux, pp. 181-184.
- Bergues J. (1987)**- "Etude de la fissuration du grès de Fontainebleau"- GRECO, Rhéologie des Géomatériaux, rapport scientifique, pp. 33-45.
- Bergues J. (1988)**- "Etude de la fissuration du grès de Fontainebleau"- GRECO, Rhéologie des Géomatériaux, rapport scientifique, pp. 31-41.
- Bieniawski Z. T. (1967)**- "Mechanism of brittle fracture of rock"- part I, II et III, Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr. Vol. 4, pp. 395- 430.
- Brown E.T. (1981)**- "Rock Characterization Testing and Monitoring"- ISRM Suggested Methods, pp. 107- 127, (ed.) Pergamon Press, Oxford.
- Boumahdi M. & Henry J.P. (1989)**- "Borehole stability : Experimental results N° 4"- Final report, Contract NGI (confidential), RT89/17.
- Bourble T. & Coussy O. & Zinszner B. (1986)**- "Acoustique des milieux poreux"- publication I.F.P., collection sciences et techniques du pétrole, n° 2.
- Budiansky B. & O' Connell R. (1976)**- "Elastic moduli of a cracked solid"- Int. J. Solids Structures, Vol. 68, pp. 3709- 3713.
- Chaboche J.L. (1992)**- "Damage induced anisotropy; on difficulties associated with the active/passive unilateral condition"- Int. J. of Damage Mech., Vol. 1, pp. 148- 171.
- Chang K.J. & Yang T.W. (1982)**- "A constitutive model for the mechanical properties of rock"- Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstre., Vol. 19, pp. 123- 133.
- Charles R.J. (1958)**- "static fatigue of glass"- J. Appl. Phys. Vol. 29: pp. 1549-1560.
- Charlez P. (1991)**- "Rock Mechanics", Vol. 1: Theoretical Fundamentals, ed. Technip, Paris.
- Cormery F. (1994)**- "Contribution à la modélisation de l'endommagement par mésosfissuration et du phénomène de localisation associé"- Thèse de Doctorat, Université de Poitiers.
- Cornet F.H. (1977)**- "Comparative analysis by the displacement- Discontinuity method of two energy criteria of fracture"- Int.J. fract. Mech.

* L'auteur ne possède pas toutes ces références. Certaines de ces références ont été citées par l'intermédiaire des autres. Toutes les références, utilisées dans ce travail, sont notées ci-dessus. Cependant, seules les principales bibliographies ont été marquées dans le texte.

- Costin L.S. (1983)**- "A microcrack model for the déformation and failure of brittle rock"- J. of Geophys. Res., Vol. 88, N° B11, pp. 9485-9492.
- Costin L.S. (1985)**- "Damages mechanics in the post- failure regime"- Mechanics of Materials, Vol. 4, pp. 149-160.
- Cook N.G.W. (1970)**- "An experiment proving that dilatancy is a pervasive volumetric property of brittle rocks loaded to failure"- Rock Mech. Rock Eng., Vol. 2, pp.181-188.
- Cristescu N. & Suliciu I. (1982)**- "Viscoplasticity"-, Martinus, Nuhoff publishers.
- Cristescu N. (1987)**- "Elastic/viscoplastic constitutive equations for rock"- Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr., Vol. 24, pp. 271- 282.
- Cristescu N. (1993)**- "Rock rheology". In comprehensive Rock Engineering. Vol 1 : Fundamentals pergamn press. Oxford., pp. 523-544.
- Cuxac P. (1991)**- "Propagation et atténuation des ondes ultrasoniques dans des roches fissurées et anisotropes"- Thèse de doctorat, INPL (ENSG de Nancy).
- Das S. & Scholz C.H. (1981)**- "Theory of time-dependent rupture in the earth"- J. Geophys. Res., Vol. 86, pp. 6039-6051.
- Desai C.S. & Salami M.R. (1987)**- "A constitutive model and associated testing for soft rock"- Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr., Vol. 24, pp. 299- 307.
- Dragon A. & Mroz (1979)**- "A model for plastic creep of rock-like materials accounting for the kinetics of fracture"- Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr. Vol. 16, pp. 253-259.
- Dragon A. & Charlez P. & Pham D. & Shao J.F. (1993)**- "Anisotropic damage model for brittle rock"- in Assessment and prevention of failure phenomena in rock engineering, Pasamehmetoglu et al (ed.), Balkema, pp.71-78.
- Dragon A. & Cormery F. & Désoyer T. & Halm D. (1994)**- "Localised failure analysis using damage models "- in Localisation and Bifurcation Theory for Soils and Rocks, Chambon, Desrues, vardoulakis (ed.), 1994, Balkema, Rotterdam, pp. 127-140.
- Dragon A. & Halm D. (1995)**- "Endommagement par mesofissuration: Effet unilatéral dans un contexte anisotrope"- 12e Congrès Français de Mécanique, Strasbourg, Sep. 95, Vol. 1, pp. 321- 324.
- Evans A.G. (1972)**- "A method for evaluating the time dependant fracture characteristics of brittle material and its application to polycrystalline aluminas"- J. Mater. Sci., Vol. 7, pp.1137-1146.
- Fannella D. & Krajcinovic D. (1988)**- "A micromechanical model for concrete in compression"- Eng. Fract. Mech., Vol. 29, pp. 59-66.
- Faruque M.O. & Chang C.J. (1990)**- "A constitutive model for pressure sensitive materials with particular reference to plain concrete"- Int. J. of plasticity, Vol. 6, pp. 29- 43.
- Fredrich J.T. & Wong T.F. (1986)**- "Micromechanics of thermally induced cracking in three crustal rock"- J. Geophys. Res. Vol. 91, pp. 12743- 12764.

- Fredrich J.T. & Evans B. & Wong T.F. (1989)**- "Micromechanics of the brittle to plastic transition in Carrara marble"- J. Geophys. Res., Vol. 94, pp.4129- 4145.
- Friedman M. & Perkins R.D. & Green S.J. (1970)**- "Observation of brittle deformation features at the maximum stress of Westerly granite and Solenhofen limestone"- Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr., Vol. 7, pp. 297- 306.
- Glucklich J. & Cohen L.J. (1967)**- "Size as a factor in the brittle-ductile transition and the strength of some materials"- Int. J. Fracture Mech., Vol. 3, pp. 278- 289.
- Glucklich J. & Cohen L.J. (1968)**- "Strain energy and size effects in a brittle material"- Mater. Res. Standards 8, pp. 17- 22.
- Gordo B. (1988)**- "Caractérisation de la résistance à la propagation des fissures pour deux roches calcaires; influence de la pression de confinement"- Thèse de Doctorat à USTL.
- Griffith A.A. (1924)**- "The phenomena of rupture and flow in solids"- Phil. Trans. Roy. Soc. A221, p. 163.
- Hallbauer D.K. & Wagner H. & Cook N.G.W. (1973)**- "Some observations concerning the microscopic and mechanical behaviour of quartzite specimens in stiff, triaxial compression tests"- Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr., Vol. 10, pp. 713- 726.
- Henry J.P. (1978)**- "Mécanique linéaire de la rupture appliquée à l'étude de la fissuration et de la fracture de roches calcaires"- Thèse de Docteur es sciences physique à USTL.
- Henry J.P. & Paquet J. (1975)**- "Le problème de la rupture des roches : rupture brutale et cinétique de fissuration"- Bull. Soc. Geol. Nord. XCV, pp. 119-137.
- Hill R. (1966)**- "The essential structure of constitutive laws for metal composite and polycrystals"- J. Mech. Phys. Solids, Vol. 15, pp. 79-95.
- Hoek E. & Bieniawski Z.T. (1965)**- "Brittle fracture propagation in rock under compression"- J. Fracture Mech., Vol. 1, pp. 137- 155.
- Homand F. (1986)**- "comportement mécanique des roches en fonction de la température"- Mémoire Sciences de la Terre, Septembre, Edition de F.S. de la Géol. et de Sciences appliquées.
- Homand F. & Houpert R. & Troalen J.P. (1986)**- "Comportement mécanique du grès de Fontainebleau"- GRECO, Rhéologie des Géomatériaux, Rapport Scientifique, pp. 43-48.
- Homand F. & Houpert R. & Troalen J.P. (1987)**- "La fissuration thermique dans le grès de Fontainebleau"- GRECO, Rhéologie des Géomatériaux, Rapport Scientifique, pp. 46-62.
- Horii H. & Nemat-Nasser S. (1983)**- "Overall moduli of solids with microcracks load-induced anisotropy" J. Mech. Phys. Solids, Vol. 31, N° 2, pp. 155-171.
- Houpert R. & Homand F. (1980)**- "Comportement mécanique et structure des roches"- C.R. 15e Colloque du Groupe Française de Rhéologie, Paris.
- Hudson J.A. & Brown E.T. & Fairhurst C. (1972)**- "Shape of the complete stress-strain curve for rock"- In Proc. 13th U.S. Symp. on Rock Mechanics, Urbana (Edited by Cording E. J.), pp. 773- 795, American Society of Civil Engineers, New York.

- Ikogou S. & Henry J.P. (1986)**- "Comportement du grès de Fontainebleau en essai triaxial- Interaction fluide structure"- GRECO, Rhéologie des Géomatériaux, Rapport scientifique, pp. 48-65.
- Ikogou S. (1990)**- "Etude expérimentale et modélisation du comportement d'un grès"- Thèse de Doctorat à USTL.
- Irwin G.R. (1957)**- "Analysis of stresses and strains near the end of a crack traversing a plane"- J. Appl. Mech., Vol. 24, pp. 361-364.
- Itô H. & Sasajima S. (1987)**- "A ten year creep experiment on small rock specimens"- Int. J. Rock. Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr., Vol. 24, N° 2, pp. 113-121
- Jaeger J.C., Cook N.G.W. (1969)**- "Fundamentals of rock mechanics"- New York, Chapman and hall.
- Ju J.W. (1989)**- "On the energy based coupled elastoplastic damage theories : constitutive modelling and computational aspects"- Int. J. Solids Struc., Vol. 25, N° 7, pp. 803- 833.
- Ju J.W. (1991)**- "On two-dimensionnal self-consistent micromechanical damage models for brittle solids"- Int. J. Solids Struc., Vol. 27, N°2, pp. 227-258.
- Kachanov M. (1980)**- "Continuum model of medium with cracks"- J. Eng. Mech. Div. ASCE, Vol. 106, pp. 1039-1051.
- Kachanov M. (1992)**- "Effective elastic properties of cracked solids : critical review of some basic concepts"- Appl. Mech. Rev., Vol. 45, N°8, pp. 261-335.
- Kemeny J.M. & Cook N.G.W. (1987)**- "Crack models for the failure of rock under compression"- Proc. 2nd Int. Conf. Constitutive Laws for Eng. Mat., Vol. 2, pp. 879-887.
- Kemeny J.M. & Cook N.G.W. (1991)**- "Micromechanics of deformation in rock"- in Toughening Mechanics in Quasi-Brittle Materials, Shah (ed.), kluwer Academic publisher, pp.155-188.
- Kemeny J.M. (1991)**- "A model for nonlinear rock deformation under compression due to subcritical crack growth"- Int. J. Rock Mech. Min. Sci., Vol. 28, pp. 459-467.
- Kemeny J.M. (1993)**- "The micromechanics of deformation and failure in rock"- Assessment and prevention of failure pheno. in Rock Eng. Pasamehmetoglu et al (ed.), 1993, Balkema, Rotterdam, pp. 23-33.
- Khan A.S. & Ying X. & Huang S. (1991)**- "Behavior of Berea sandstone under confining pressure, Part I : Yield and failure surface and nonlinear elasticity response"- Int. J. of Plasticity, Vol. 7, pp. 607- 624.
- Khan A.S. & Ying X. & Huang S. (1992)**- "Behavior of Berea sandstone under confining pressure, Part II: Elastoplastic response"- Int. J. of Plasticity, Vol. 8, pp. 209- 220.
- Khazraei R. & Shao J.F. (1995)**- "Endommagement anisotrope des roches fragiles et comportement différé"- dans Des géomatériaux aux ouvrages - Expérimentation et modélisation,, Petit & Pijaudier-Cabot & Reynouard, Hermès (pub.)1995, pp. 259-281.

- Khazraei R. & Shao J.F. (1995)**- "Etude expérimentale et modélisation de l'endommagement anisotrope d'une roche fragile"- 12e Congrès Français de Mécanique, Strasbourg, Vol 4, pp. 213-216.
- Klimis N. & Durville J.L. & Ehrlich J. (1989)**- "Influence de la taille des grains et de l'atténuation des ondes ultrasonores en laboratoire"- Revue Française Geotech. N° 47, pp. 29-38.
- Kondo D. (1992)**- "La mécanique de l'endommagement appliquée au comportement des géomatériaux"- cours de DEA 91-92 à EUDIL- USTL.
- Kondo D. & Renaud V. (1995)**- "Effet des interactions entre défauts sur les propriétés effectives des matériaux microfissurés"- 12è Congrès Français de Mécanique, Sep. 1995, Vol. 1, pp.317-320.
- Krajcinovic D. & Fonseka G.U. (1981)**- "The continuous damage theory of brittle materials"- J. of Applied Mech., Vol. 48, pp. 809-815.
- Krajcinovic D. (1989)**- "Damage Mechanics, Mechanics of Materials"- Vol. 8, pp. 117-197.
- Krajcinovic D. & Sumarac D. (1989)**- "A mesomechanical model for brittle deformation processes"- Part I., J. Appl. Mech., Vol. 56, pp. 51-62.
- Lade P.V. & Duncan J.M. (1975)**- "Elastoplastic stress-strain theory for cohesionless soils". J. G. et Eng. D., Oct. 1975, Vol. 101, pp. 1037-1053.
- Lama R.D. & Vutukuri V.S. (1978)**- "Handbook on mechanical properties of rocks"- Vol II : Testing Techniques and Results, Trans Tech Publ, pp. 57- 148, 254- 282.
- Lajtai E. Z. & Carter B.J. & Duncan E.J.S. (1991)**- "Mapping the state of fracture around cavities"- Eng. Geol., 31, pp. 277-289.
- Lawn B.R. & Wilshaw T.R. (1975)**- "Fracture of brittle solids"- Cambridge university press, new York.
- Lee X. & Ju J.W. (1991)**- "Micromechanical damage models for brittle solids, part II : Compression loading"- J. Eng. Mech. Vol. 117, pp. 1515-1536.
- Lemaître J. (1984)**- "How to use damage mechanics"- Nuclear Eng. and design 80, pp. 233-245.
- Lemaitre J. & Chaboche J.L. (1985)**- "Mécanique des matériaux solides"- Edition Dunod.
- Malkin J. (1972)**- "Mécanique linéaire de la rupture"- Dans rupture des métaux, Masson ed., pp.13-32.
- Martin C.D. & Chandler N.A. (1994)**- "The progressive failure of Lac du Bonnet granite"- Int. J. Rock Mech. Min. Sci., Vol. 31, pp. 643-659.
- Mazars J. (1984)**- "Application de la mécanique de l'endommagement au comportement non linéaire et à la rupture du béton de structure"- Thèse d'Etat, Paris VI.
- Mura T. (1987)**- "Micromechanics of defects in solids"- 2nd ed., Martinus Nijhoff Publishers, Dordrecht.

- Munday J. G. L. & Dhir R. K. (1981)**- "Long-term strength of concrete under sustained load"- In Proc. 2nd Australian Conference on Eng. Materials, Sydney, Australia, pp. 109- 120, university of NSW, Australia.
- Nemat-Nasser S. & Hori M. (1993)**- "Micromechanics: overall properties of heterogeneous materials", North- Holland.
- Niandou A. (1994)**- "Etude du comportement rhéologique et modélisation de l'argilite de Tournemire; Application à la stabilité d'ouvrages souterrains" Thèse de Doctorat à USTL.
- Ortega-Bucio de Garnica L. (1994)**- "Développement d'une cellule triaxiale haute pression pour essais sur roches poreuse saturées; Application aux grès"- Thèse de Doctorat à l'université Joseph Fourier, Grenoble 1.
- Ouchterlony F. (1980)**- "Compliance measurements on notched rock cores in bending"- Sve DE Fo report DS 1980.2 Stockholm.
- Paris P.C. & Sih G.C. (1965)**- "Stress analysis of cracks"- ASTM spec. Tech. publ., STP 391, 30-81.
- Paterson M. S. (1978)**- "Experimental Rock Deformation-The Brittle Field"- Springer- Verlag Berlin., pp. 48- 50.
- Pham D.V. (1994)**- "Suivi numérique des bandes de localisation dans les structures endommageable (endommagement par mésosfissuration, anisotropie induite). Application en géomécanique" Thèse de Doctorat, Université de Poitiers.
- Renaud V. & Kondo D. (1994)**- "Numerical evaluation of effective moduli in brittle rocks with multiple interacting cracks"- In numerical methods in geotechnical engineering, Smith (ed.), Balkema, Rotterdam, pp. 401- 407.
- Richart F. E. & Brandtzaeg A. & Brown R.L. (1928)**- "A study of the failure of concrete under combined compressive stresses"- Bulletin 128, University of Illinois Engineering Experiment Station.
- Rusch H. (1960)**- "Research towards a general flexural theory for structural concrete"- Proc. Am. Concrete Inst., 57, pp.1-28.
- Sammis C.G. & Ashby M.F. (1986)**- "The failure of brittle porous solids under compressive stress states"- Acta metall., Vol. 34, N°3, pp. 511- 526.
- Sayehi M. (1992)**- "Etude expérimentale de l'endommagement du grès de Fontainebleau"- Thèse de Doctorat à USTL.
- Schmidtke R.H. & Lajtai E. (1985)**- "The long-term strength of Lac du Bonnet granite"- Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr. Vol. 22, pp. 461- 465.
- Shao J.F. (1987)**- "Etude du comportement d'une craie blanche très poreuse et modélisation"- Thèse de Doctorat à USTL.
- Shao J.F. & Henry J.P. (1991)**- "Development of an elastoplastic model for porous rocks"- Int. J. of plasticity, Vol. 7, N° 1, pp. 1- 13.

- Shao J.F. & Khazraei R. (1994)**- "Wellbore stability analysis in brittle rocks with continuous damage model"- SPE/ ISRM Eurock 94 Conference in Delft, 29-31 Aug. 94, Balkema, Rotterdam, Netherlands, pp. 215- 222.
- Shao J.F. & Khazraei R. & Kondo D. (1995)**- "Impact of microcracking in brittle rocks on wellbore stability analysis"- 8th Int. Congress of SIMR., Tokyo.
- Sibai M. (1990)**- "Interaction fluide-structure dans les milieux poreux saturés"- Thèse de Doctorat à USTL.
- Sih G.C. (1973)**- "Mechanics of fracture"- Vol. 1, Noord hold, Int. publ. Leyden.
- Steif P.S. (1984)**- "Crack extension under compressive loading"- Eng. Fract. Mech., Vol. 20, N°3, pp. 463- 473.
- Taponnier P. & Brace W.F. (1976)**- "Development of stress induced microcracks in Westerly granite"- Int. J. Rock. Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr. Vol. 13, pp. 103-112.
- Terrien M. & Bergues J. & Sarda J.P. & Chaye d'Albissin M. (1984)**- "Experimental study of the anisotropy of a sandstone and a marble"- Coll. CNRS. Villars de Lans.
- Wawersik W.R. & Fairhurst C. (1970)**- "A study of brittle rock fracture in laboratory compression experiments"- Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr., Vol. 7, pp. 561-575.
- Wawersik W.R. & Brace W.F. (1971)**- "Post failure behaviour of a granite and diabase"- Rock. Mech., Vol. 3, pp. 61-85.
- Westergaard H.M. (1939)**- "Bearing pressures and cracks"- J. Appl. Mech., Vol. 61, A49-53.
- Wiederhorn S. M. & Bolz L.H. (1970)**- "stress corrosion and static fatigue of glass"-J. Am. Ceram. Soc., 53, pp. 543-548
- Wilkins B. J. S. (1980)**- "Slow crack growth and delayed failure of granite"- Int. J. Rock mech. Min. Sci. Geomech. Abstr., Vol. 17, pp. 365-369.
- Williams D.P. & Evans A.G. (1973)**- "Simple method for studying slow crack growth"- J. Test. Eval., Vol. 1, pp. 264-270.
- Wong T.F. (1982)**- "Micromechanics of faulting in Westerly granite"- Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr., Vol. 19, pp. 49-62.
- Wong T.F. (1985)**- "Geometrie probability approach to the characterisation and analysis of microcracking in rocks"- Mech. of Material, Vol. 4, pp. 261- 275
- Zienkiewicz O.C. & Taylor R.L. (1989)**- "The Finite Element Methode"- Vol. 1 : Basic Formulation and Linear problems, ed. Mc Graw- Hill.

ANNEXE 1
IDENTIFICATION DU GRES DES VOSGES

Les différentes analyses, effectuées à l'Institut Dolomieu de Grenoble [voir Ortega-Buciol 1994] montrent les résultats suivants pour le grès de Vosges jaune-rose*, qui est un matériau très similaire à celui utilisé dans notre étude :

Il s'agit d'un grès fin (de 200 à 300 μm voire 500 μm) homogène, de couleur jaune-rose de matrice quartzeuse. On observe quelques nodules d'argiles blanches et plusieurs traces d'oxydation. Le bloc présente une stratification pseudo-horizontale, les échantillons ont été taillés perpendiculairement à cette direction. Au MEB (figure A1.1), nous observons des grains anguleux de taille homogène et quelque cristaux de quartz très bien formés. En lames minces, nous observons clairement le ciment quartzeux, le grains de feldspath potassique et de quartz ainsi que l'organisation des pores et des impuretés.

On peut résumer les différentes analyses effectuées:

a) Analyses minéralogiques: le diffractogramme présente surtout les pics de réfraction du quartz, mais aussi ceux correspondant au feldspath potassique.

b) Analyses chimiques: les résultats obtenus dans ces analyses en pourcentages d'oxyde sont présentés dans le tableau suivant:

Oxydes	Pourcentage
SiO_2	95,39
Al_2O_3	2,99
K_2O	1,63
TiO_2	0,06

Tableau A1.1 Analyse chimique du grès de Vosges

c) Mesures physiques: les mesures sont effectuées sur les échantillon carottés. Dans le tableau A1.2 nous allons présenter quelques résultats:

* Il existe plusieurs genres du grès des Vosges à savoir le grès des Vosges gris-jaune (matériau étudié), grès des Vosges rouge, grès des Vosges jaune-rose et etc.

masse volumique à sec (g/cm^3)	2,15
porosité totale (%)	$20,22 \pm 0,03$
porosité ouverte par immersion dans l'eau (%)	$17,25 \pm 1,4$
porosité ouverte au mercure (%)	18
perméabilité (10^{-4} cm/s) (avec le perméamètre radial de Bernaix)	1,2 - 2,18
vitesse de propagation des ondes longitudinales (m/s)	2000 - 5000

Tableau A1.2 Quelques caractéristiques physiques du grès des Vosges

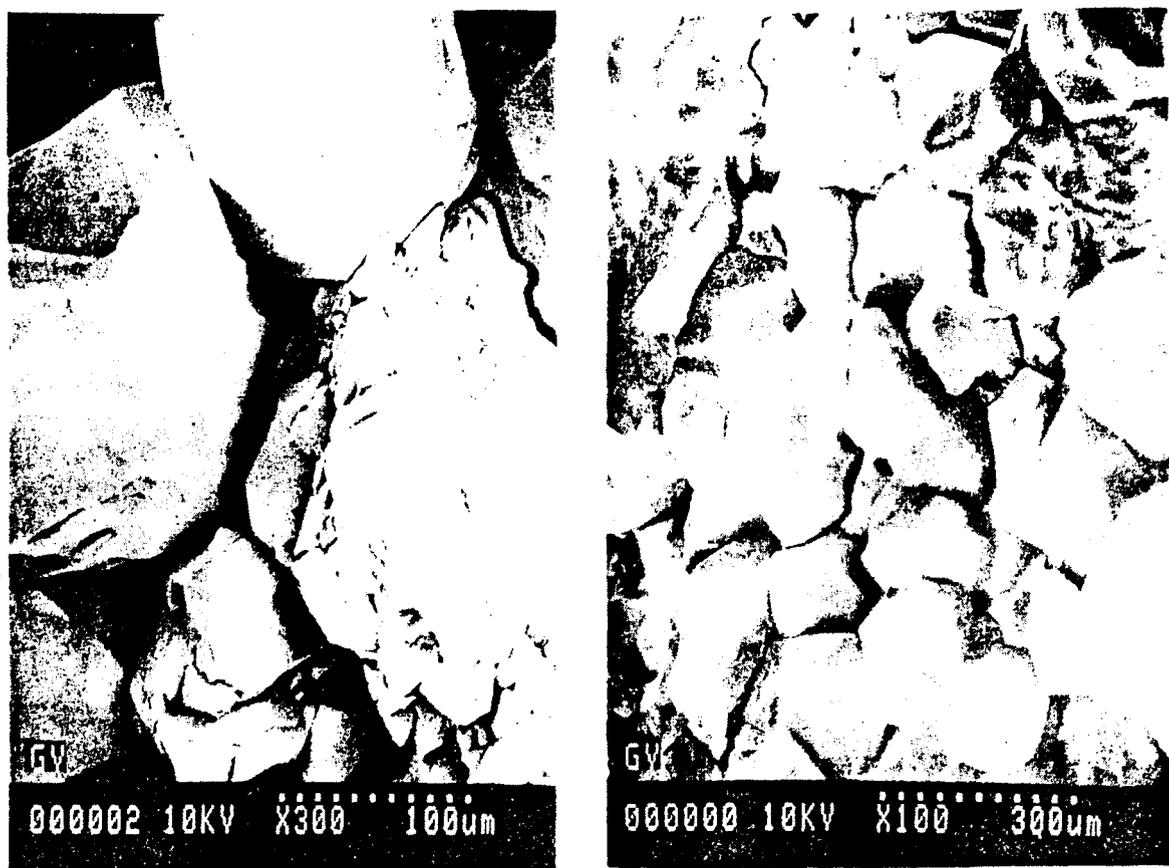


Figure A1.1 Photo du Microscope Electronique à Balayage (MEB) du grès des Vosges

ANNEX 2

Principes des essais en flexion trois points et en double torsion

PARTIE I: Essai en flexion trois points (F3P)

Nous présentons le principe d'essais en flexion trois points, effectués par Henry [Henry; 1978] puis Gordo [Gordo; 1988] dans notre laboratoire, afin de déterminer la valeur de K_{Ic} (l'un des paramètres de résistance à la propagation).

Les éprouvettes (figure A2.1) ont pour côte de référence $W=15$ mm. Elles sont réalisées par sciage puis polies au papier abrasif. Les entailles sont obtenues par sciage manuel sur guide: une première entaille est faite à l'aide d'une scie de 0,4 mm d'épaisseur, le fond d'entaille est alors affiné par une scie de 0,1 mm d'épaisseur. Afin d'obtenir des résultats homogènes, toutes les éprouvettes ont été réalisées de façon semblable. La mesure de la longueur, a , d'entaille est réalisée par visée optique sur microscope avant l'essai, et ceci sur les deux faces de l'éprouvette; la valeur moyenne est seule prise en compte dans les calculs.

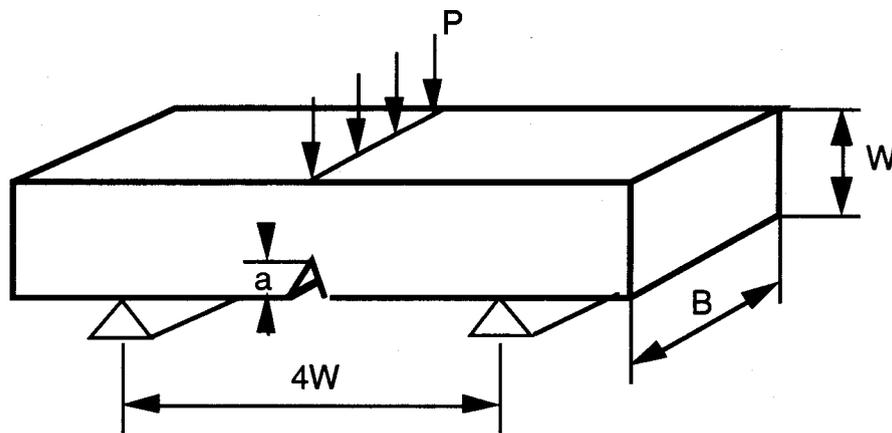


Figure A2.1 Essai de flexion 3P sur éprouvettes à entaille simple

La largeur B a été choisie telle que (d'après les recommandations ASTM 399) :

$$B > 2,5 \left(\frac{K_{Ic}}{\sigma_y} \right)^2 \quad (A2.0)$$

avec σ_y , limite élastique du matériau en traction. La charge est appliquée par une presse instron, type 1115. La vitesse de traverse est choisie constante et telle que la fissure se propage de façon instable: la courbe charge-flèche ($P-y$) sous la charge doit donc posséder (figure A2.2) un point anguleux, A, suivi d'une chute quasi instantanée de la charge P jusqu'à la valeur 0. Pour obtenir une telle configuration, la vitesse de traverse doit être suffisante 0,2-1 cm/mn en fonction du matériel utilisé: plus la compliance C ($C=y/P$) de l'éprouvette est forte plus la vitesse d'essai

doit être élevée. Dans la pratique la vitesse de traverse est limitée par la lenteur du système d'enregistrement de la force.

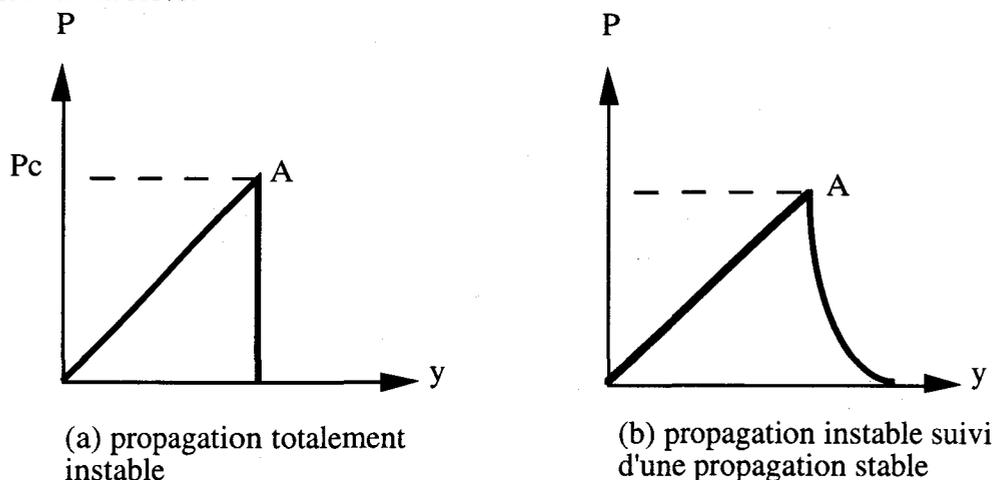


Figure A2.2 courbe charge- flèche des essais de flexion 3P

Cet essai sera utilisé pour la détermination des paramètres de résistance à la propagation (K_{1c} ou G_{1c}). Il est à noter que la forme initiale de l'entaille a des influences sur le résultat d'essai que nous n'avons pas discuté.

- Détermination du paramètre K_{1c}

Nous pouvons déterminer le facteur d'intensité de contrainte, K_{1c} , par différentes techniques:

1) Méthode analytique

Le facteur d'intensité de contrainte, K_{1c} , est déterminé numériquement à partir de la théorie de l'élasticité linéaire en fonction du chargement et de la géométrie de l'éprouvette (figure A2.1), $K_{1c} = K(P,a)$. En ce qui concerne les essais en flexion trois points, le facteur d'intensité de contrainte s'écrit sous la forme [Malkin J. 1972]:

$$K_{1c} = \frac{P_c}{B\sqrt{W}} \left\{ 11,58 \left(\frac{a}{W} \right)^{\frac{1}{2}} - 18,42 \left(\frac{a}{W} \right)^{\frac{3}{2}} + 87,18 \left(\frac{a}{W} \right)^{\frac{5}{2}} - 150,66 \left(\frac{a}{W} \right)^{\frac{7}{2}} + 154,30 \left(\frac{a}{W} \right)^{\frac{9}{2}} \right\} \quad (A2.1)$$

avec :

W : hauteur de l'éprouvette

B : largeur de l'éprouvette

P_c : la charge à l'instabilité de propagation

a : la longueur d'entaille

2) Méthode expérimentale par le calcul de l'aire courbe charge- flèche

L'énergie de fracturation, γ_f , est définie par l'énergie nécessaire pour propager la fissure sur des grandes longueurs. Elle est déterminée lors d'une propagation contrôlée, en remplaçant l'observation ponctuelle de la position de la fissure par une mesure globale, après rupture totale, de l'aire fissurée A . Elle est donnée par la relation suivante:

$$G_c = 2\gamma_f = \frac{W_e}{A} \quad (\text{J.m}^{-2}) \quad (\text{A2.2})$$

Dans le cas d'essais en flexion trois points, l'énergie W_e dissipée lors de la fracturation est égale à l'aire sous la courbe charge- flèche. A est l'aire apparente de la section fracturée car elle correspond à la section de l'éprouvette diminuée de la section entaillée, (figure A2.3) et non à la surface réelle créée au cours du processus de fracture, qui est beaucoup plus important. Le calcul de l'énergie γ_f ne tient compte que de cette aire apparente.

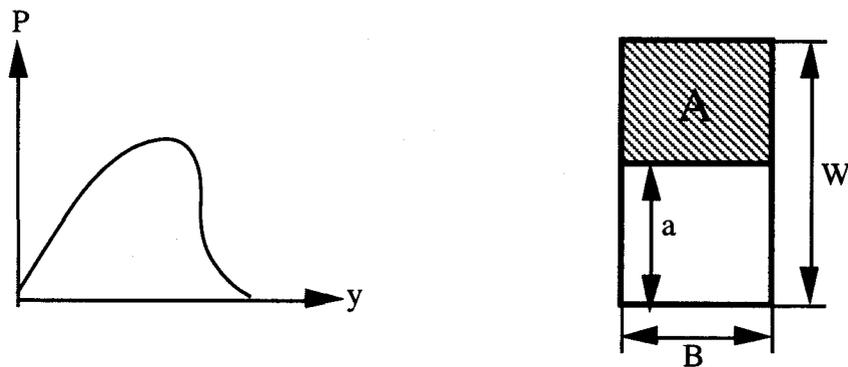


Figure A2.3 Courbe charge- flèche dans un essai F3P

D'autre part, en mode I, la relation entre le critère énergétique (G_c) et le facteur d'intensité de contrainte critique K_{Ic} est donnée par [Irwin; 1957, Sih; 1973]:

$$G_c = \frac{\alpha}{2E} K_{Ic}^2 \quad (\text{A2.3})$$

Alors, à l'aide des équations (A2.2) et (A2.3), on peut déterminer la valeur de K_{Ic} .

3) Méthode de compliance : La compliance, C , est définie par le rapport de la flèche sur la charge $C = y/P$. Ceci correspond à la pente de la partie linéaire de la courbe charge-flèche (figure A2.4 a). La compliance varie en fonction de la longueur d'entaille (a) $C = C(a)$ (figure A2.4 b).

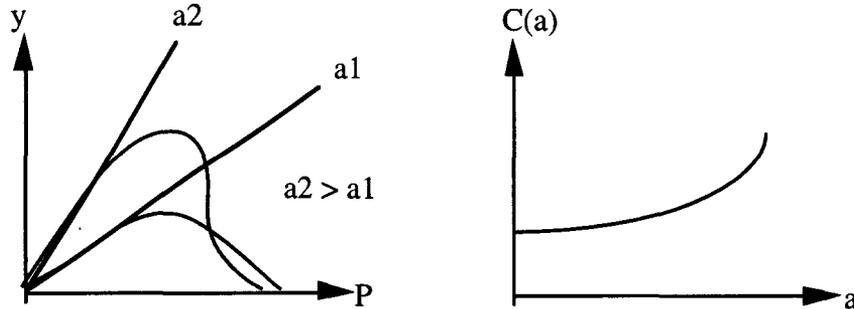


Figure A2.4 a) Détermination de compliance

b) Variation de $C(a)$ en fonction de la longueur de fissure

Nous notons que l'énergie G est liée à la compliance par la relation A2.4 [Malkin J. ; 1972]:

$$G = \frac{P^2}{2B} \frac{dC(a)}{da} \quad \text{ou} \quad G_c = \frac{P_c^2}{2B} \frac{dC(a)}{da} \quad (\text{A2.4})$$

Le terme $\frac{dC(a)}{da}$ est obtenu en mesurant la pente à la courbe $C(a)$ correspondant à une longueur d'entaille donnée. A l'aide de la valeur de G_c , on peut déterminer la valeur de K_{Ic} (relation A2.3). La méthode présentée est une méthode purement expérimentale. En même temps, pour calculer la valeur de K_{Ic} , il existe d'autres méthodes, par exemple, méthode semi-analytique [Ouchterlony F.; 1980].

PARTIE II: Essai en double torsion (DT ou DTT)

C'est un essai de caractérisation de la fissuration lente des matériaux. Cet essai est simple à mettre en oeuvre et conduit aisément aux courbes de vitesse de fissuration à partir d'une courbe de relaxation [Evans; 1972]. L'essai consiste en une flexion de plaque pré-entailée reposant sur deux appuis parallèles à l'entaille (figure A 2.5). La charge est appliquée symétriquement de part et d'autre de l'entaille. On opère par relaxation de charge après l'application rapide de la charge et l'arrêt de la traverse (figure A 2.6).

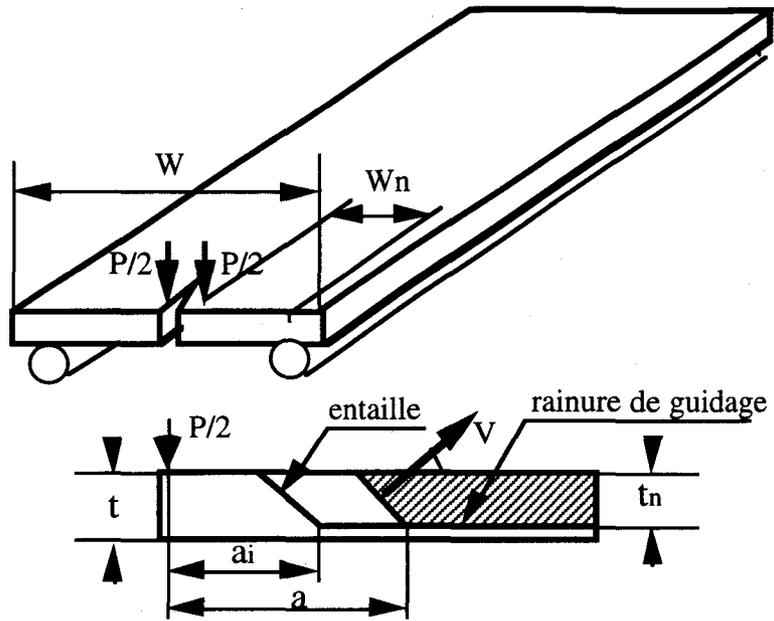


Figure A2.5 Description schématique de l'essai DT

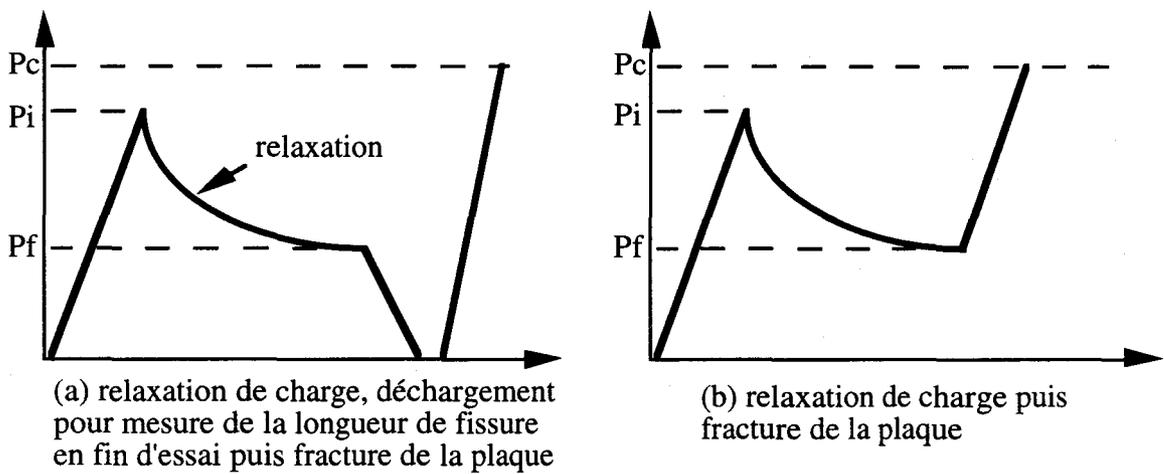


Figure A2.6 représentation schématique de l'essai de fissuration

De nombreuses expériences [Williams et Evans; 1973] ont montré que la compliance $C=y/P$ est proportionnelle à la longueur de fissure a , c'est à dire :

$$C = \frac{y}{p} = Ba + D \quad (A2.5)$$

avec B et D , des constantes dépendant de la géométrie de l'essai. En dérivant la relation (A2.5) par rapport au temps et en injectant $dy/dt=0$ (relaxation de charge durant l'essai), la vitesse de fissuration peut être obtenir par :

$$V = \beta \frac{1}{p^2} \frac{dp}{dt} \quad (\text{A2.6})$$

avec :

p : la charge appliquée à l'instant t

dp/dt : la pente de la courbe de relaxation à l'instant t (figure A 2.6)

β : un coefficient dépendant de la géométrie de la plaque et des conditions expérimentales de charge de l'essai

A partir des résultats de l'élasticité et en supposant que toute la relaxation de la charge p est due à l'avancement de la fissure, la constante β peut être déterminée approximativement :

- en utilisant la flèche y initiale imposée [Williams et Evans; 1973] :

$$\beta = \frac{-Wt^3E}{6W_n^2(1+\nu)\alpha} \cdot y \quad (\text{A2.7})$$

avec :

W, W_n, t : les caractéristiques géométriques de l'essai définies par la figure A 2.5

E, ν : respectivement le module d'Young et le coefficient de Poisson

$$\alpha = \begin{cases} 1 & \text{en contrainte plane} \\ 1 - \nu^2 & \text{en déformation plane} \end{cases}$$

y : la flèche sous la charge appliquée

- en utilisant la propriété de l'essai de relaxation déduite de la relation A2.5 (voir figure A 2.6) [Henry; 1978] :

$$\beta = \frac{-P_i P_f (a_f - a_i)}{P_i - P_f} \quad (\text{A 2.8})$$

avec a_i et a_f respectivement la longueur initiale et finale de fissure.

Les indices i et f se réfèrent respectivement aux états initiaux et finaux de la relaxation (figure A 2.6). A partir de la courbe de relaxation, on détermine à tout instant, pour une charge donnée p , la valeur de la pente dp/dt ; la vitesse de la fissure peut alors se calculer par la formule A2.6.

- Corbe K_I - V à partir d'essais en double torsion (DT)

Dans un essai DT en tout instant le facteur d'intensité de contrainte K_I peut être calculé. Il est en effet uniquement proportionnel à la charge P [Henry et Paquet; 1975, Williams et Evans; 1973]:

$$K_1 = M.P \quad (A2.9)$$

avec M une constante dépendant seulement de la géométrie de l'essai. Pour calculer la valeur de M, on peut utiliser la relation suivante:

$$K_{1c} = M.P_c \quad \text{ou} \quad M = \frac{K_{1c}}{P_c} \quad (A2.10)$$

avec:

P_c : la charge correspond à la fracture de la plaque dans l'essai DT

K_{1c} : le facteur d'intensité de contrainte critique, déterminé par un autre essai telque F3P

En mesurant les valeurs de K_1 et V et à l'aide des relations (A2.9) et (A2.6), on peut tracer la courbe $K_1 - V$. Ce qui nous conduit dans un repère log- log à une droite (figure A2.7).

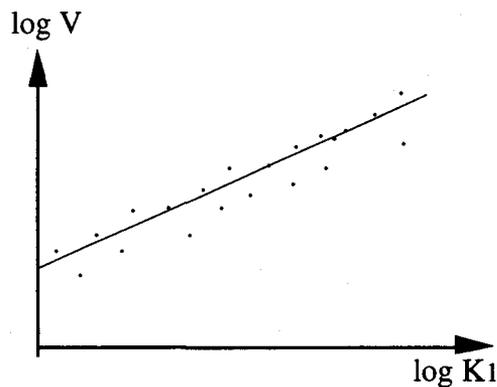
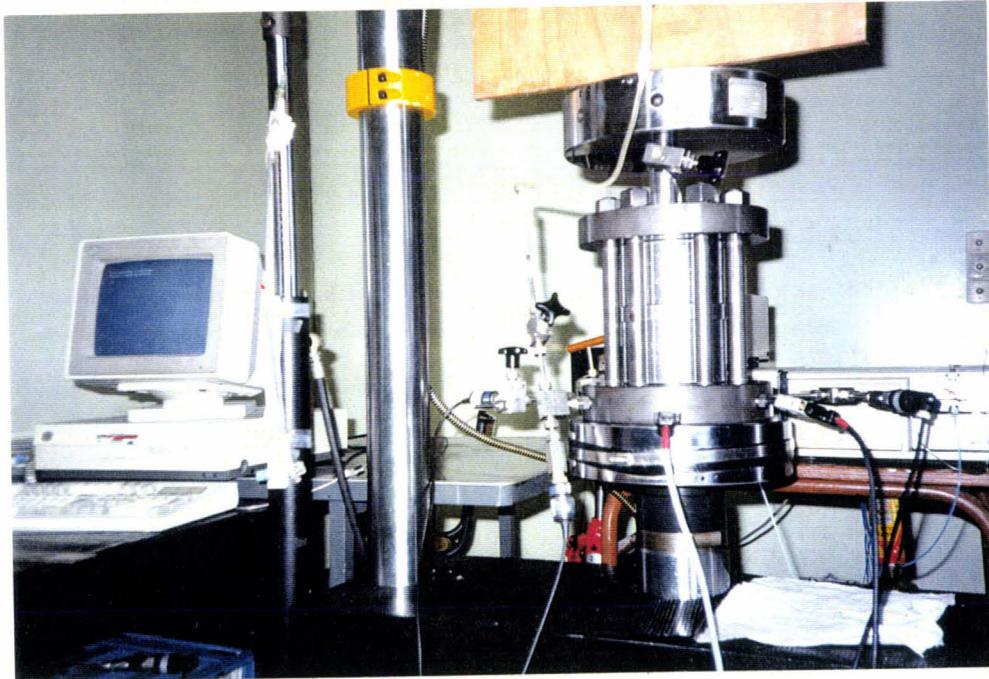


Figure A2.7 Courbe $K_1 - V$ à partir d'un essai en double torsion

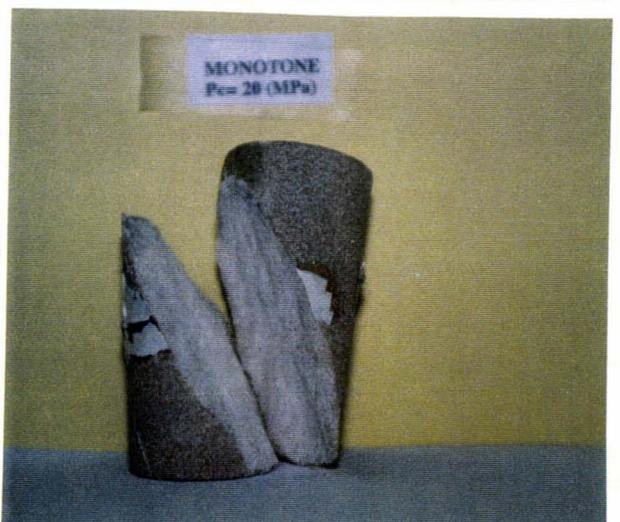
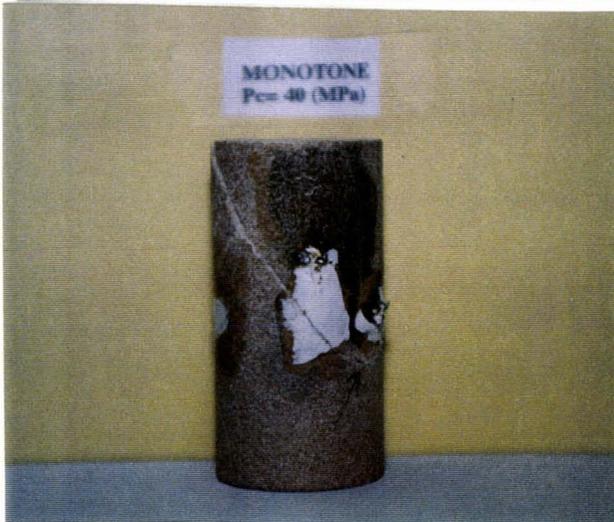
ANNEXE 3
PHOTOS DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET
DES ECHANTILLONS



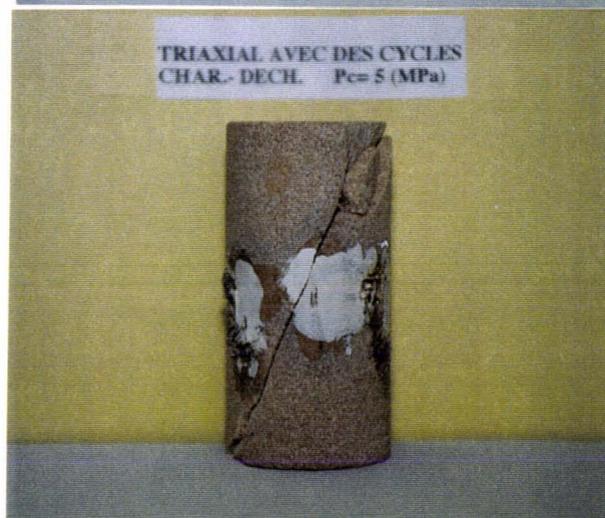
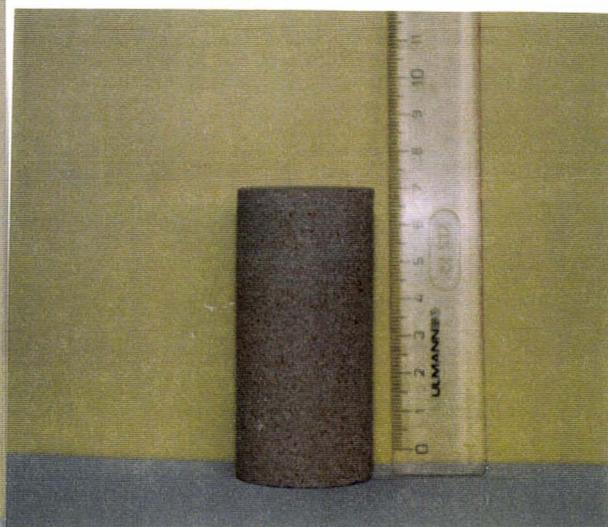
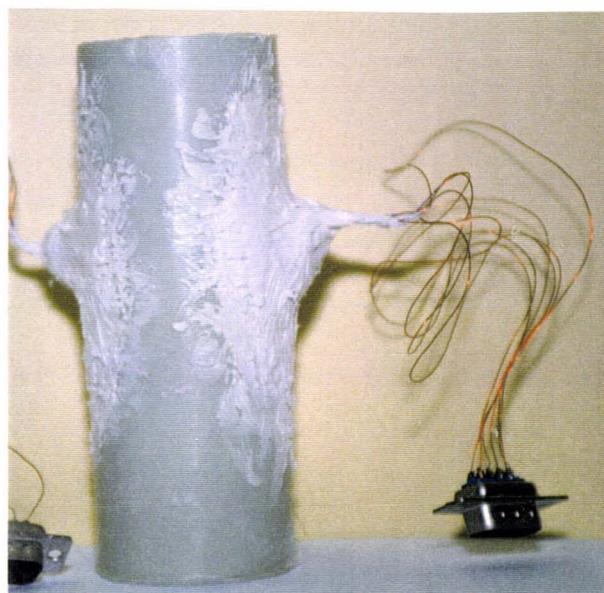
La presse hydraulique, la cellule triaxiale utilisée, des pompes Gilson et le système d'acquisition de données



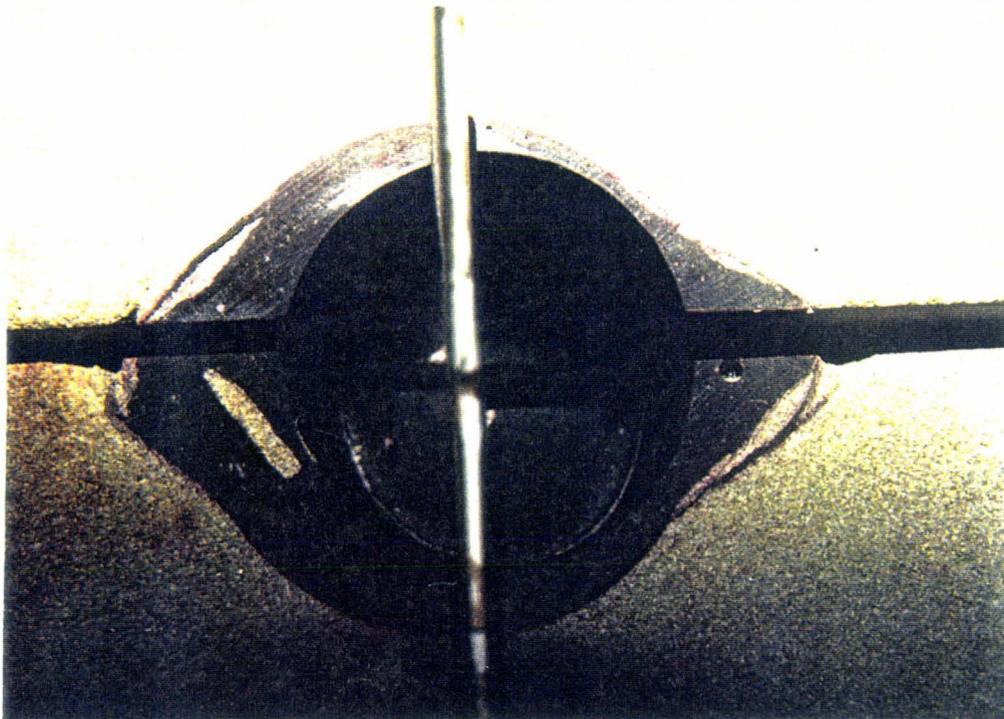
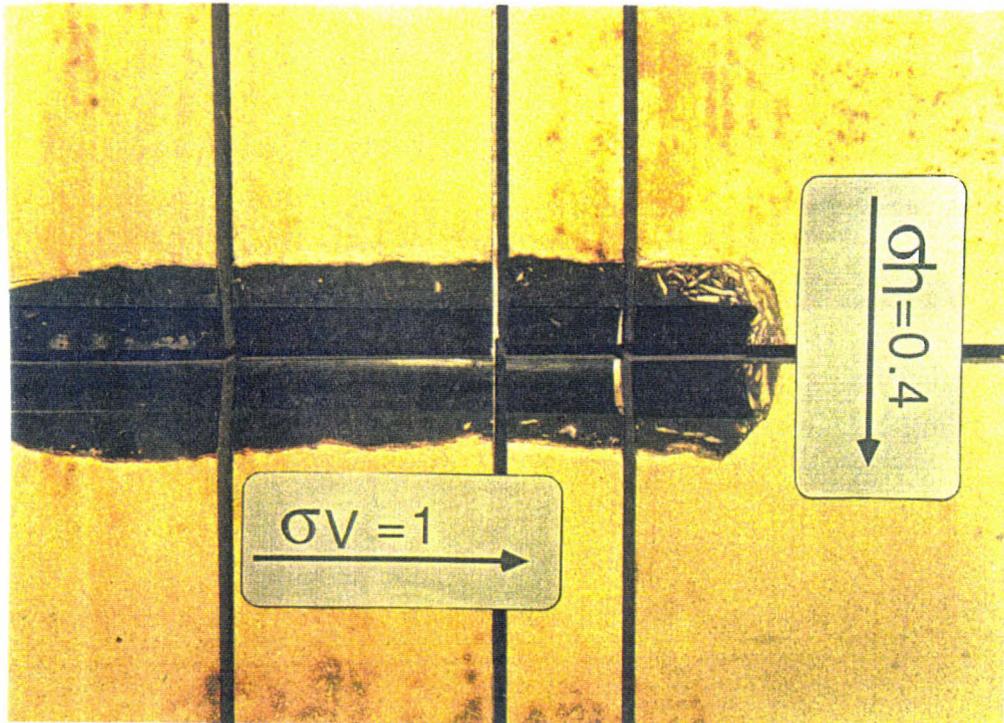
La cellule autonome et autocompensée et le système d'acquisition de données



Echantillons rompus dans l'essai triaxial conventionnel à différentes pressions de confinement



Echantillon sain, échantillon gainé avec des fils de jonction des jauges et échantillons rompus dans les différents essais



Cavité dans le bloc, cavité endommagée sous forme "dog ears"