UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE
LABORATOIRE DE MECANIQUE DE LILLE U.R.A 1441 C.N.R.S

Année 1999 N° ordre : xxxx

THESE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE LILLE I

Discipline : Génie-civil
présentée et soutenue publiquement par

Marjorie BART

date de soutenance prévue : le 21 Janvier 2000

Titre :

CONTRIBUTIONS A LA MODELISATION DU COMPORTEMENT HYDROMECANIQUE DES MASSIFS ROCHEUX AVEC FRACTURES.

Jury :

M. Marc BOULON	Professeur, Université Grenoble I	, Rapporteur
M. Robert CHARLIER	Professeur, Université de Liège	, Rapporteur
M. Maurice BOUTECA	Directeur adjoint DMA, IFP	
M. Olivier COUSSY	Directeur de recherche, LCPC	
M. Jean-Pierre HENRY	Professeur, Ecole des Mines d'Alès	
M. Jean-Marie REYNOUARD	Professeur, INSA Lyon	
M. Jian Fu SHAO	Directeur de thèse	

SOMMAIRE

TABLE DES ILLUSTRATIONS

Chapitre I

Chapitre II

Chapitre III

Chapitre IV

Chapitre V

Chapitre VI

LISTE DES TABLEAUX

INTRODUCTION

Les massifs rocheux, concernés par de nombreuses applications en Génie Civil (génie pétrolier, stockage de déchets radioactifs), sont loin d'être sains et peuvent présenter des défauts de différentes tailles. Deux types d'échelle sont ici considérés : les formations rocheuses peuvent présenter d'une part des fractures naturelles qui peuvent s'étendre sur plusieurs mètres ou plus et d'autre part des microfissures induites par la perturbation du champ de contraintes due à la construction de l'ouvrage. Ces discontinuités sont alors responsables d'instabilités dans le massif rocheux. En outre, les processus régissant le comportement des formations rocheuses sont nombreux (mécanique, hydraulique, chimique, thermique) et l'interaction entre eux engendre des phénomènes complexes à décrire. Le cadre de notre étude se limite au comportement hydromécanique des massifs rocheux en tenant compte de ces deux types de défauts.

L'étude globale de ces formations rocheuses ainsi décrites nécessite donc au préalable une description détaillée du comportement hydromécanique des joints rocheux et de la matrice rocheuse microfissurée.

En ce qui concerne les joints rocheux, si la description du comportement mécanique semble maîtrisée, la modélisation hydromécanique reste à compléter. En effet, La plupart des études expérimentales utilisent des pressions négligeables et les modèles hydromécaniques existant dans la littérature sont en fait des modèles d'écoulement qui prennent en compte la variation d'ouverture sous les sollicitations appliquées mais ne tiennent pas compte de l'effet de la pression de fluide. Une étude expérimentale récente effectuée au Laboratoire de Mécanique de Lille par Haji Sotoudeh (1995) a analysé de façon assez précise l'interaction du fluide et de la fracture, nous nous sommes appuyés sur ces résultats afin de proposer un modèle hydromécanique pour fracture rocheuse qui sera présenté dans la première partie de ce mémoire.

En ce qui concerne le massif microfissuré, un grand nombre de modèles d'endommagement micromécaniques et phénoménologiques a été développé pour la description de l'endommagement induit dans des matériaux solides mais la plupart de ces modèles concernent les matériaux fragiles secs. Peu de travaux sont consacrés actuellement à la modélisation de l'endommagement de milieux poreux fragiles saturés. Une étude expérimentale récente réalisée par Karami (1998) a montré que la dégradation interne de la structure du matériau conduit à une détérioration significative des propriétés mécaniques et poromécaniques. En s'appuyant sur ces résultats, nous avons mis au point un modèle poromécanique d'endommagement pour les milieux poreux saturés qui sera décrit dans la deuxième partie de ce mémoire.

Ainsi, la première partie présente l'ensemble de notre travail concernant l'étude du comportement hydromécanique des fractures naturelles. Elle s'ouvre tout d'abord sur un premier chapitre, essentiellement bibliographique, qui consiste à présenter le comportement mécanique et hydraulique d'une fracture rocheuse sous contrainte normale et sous cisaillement. Ce chapitre s'achève sur les différents choix que nous avons retenus au travers de cette étude bibliographique dans la perspective de notre modèle.

Le chapitre II présente les différents essais sur lesquels s'appuie notre modèle hydromécanique sous contrainte normale. Ces essais réalisés par Haji Sotoudeh (1995) détaillent le rôle de la pression de fluide sur le comportement de la fracture rocheuse. Cependant, ceux-ci ne comprenaient pas une analyse morphologique des fractures testées. Nous les avons donc complétés par une détermination de la rugosité que nous présentons dans ce chapitre.

S'appuyant sur les résultats du chapitre II, un modèle hydromécanique pour fracture rocheuse est présenté au chapitre III. Considérant la fracture comme un ensemble de vides évoluant sous la contrainte, un modèle hydromécanique, basé sur l'analogie avec les milieux poreux, est proposé pour une fracture rocheuse soumise sous contrainte normale. Une méthodologie de détermination des paramètres est alors présentée sur des essais mécaniques et de couplage et le modèle est validé sur des essais d'écoulement à travers la fracture.

L'interaction du fluide et de la fracture rocheuse s'effectue essentiellement dans la direction normale. Cependant, dans la nature, il existe des cas de conditions limites pour lesquels la fracture est soumise à des déformations de cisaillement qui correspondent entre autre à un phénomène de dilatance. Cette augmentation de l'ouverture mécanique va donc venir interagir avec le comportement normal décrit au chapitre III. Par conséquent, afin d'étudier des cas pratiques de structure ou le comportement hydromécanique de la fracture entre en jeu, il est nécessaire de prendre en compte la déformation sous cisaillement de la fracture dans le modèle proposé au chapitre III. Le chapitre IV propose alors une formulation générale du modèle permettant de prendre en compte les déformations sous cisaillement. Puis, le modèle a été implanté dans un code de calculs par éléments finis et quelques exemples numériques simples sont présentés.

La deuxième partie du mémoire présente notre travail concernant la modélisation hydromécanique de la matrice rocheuse en tenant compte des microfissures induites. Après avoir rappelé dans le chapitre V les grandes lignes du travail expérimental sur lesquelles s'appuie notre étude et avoir indiqué quelques mécanismes permettant d'expliquer le comportement, nous proposons un modèle poroélastique d'endommagement anisotrope pour les matériaux poreux fragiles saturés. La théorie poroélastique classique de Biot est étendue afin de prendre en compte l'endommagement induit. Les propriétés poroélastiques du matériau endommagé sont obtenues en utilisant une approche thermodynamique. Une procédure d'identification des paramètres du modèle est alors proposée et la validité du modèle est testée à travers la comparaison entre les prédictions numériques et les données expérimentales pour différentes conditions de chargement. De plus, le choix d'un tenseur de contraintes effectives dans le critère de propagation des microfissures en milieu poreux saturé est discuté.

Le mémoire se termine en dressant un bilan des travaux effectués tout en traçant quelques perspectives à la présente étude.

PARTIE I

COMPORTEMENT HYDROMECANIQUE D'UNE FRACTURE ROCHEUSE

CHAPITRE I :

GENERALITES CONCERNANT LES FRACTURES ROCHEUSES

Une fracture est une interface constituée d'un espace vide limité par deux surfaces rocheuses rugueuses, c'est à dire présentant des aspérités. Par conséquent, comprendre le comportement hydromécanique d'une fracture ainsi définie revient à considérer, de manière locale ou globale, cet espace complexe de vides formé par la morphologie irrégulière des deux épontes constituant la fracture.

Ce chapitre, essentiellement bibliographique, concerne l'étude du comportement mécanique et hydromécanique d'une fracture rocheuse. Après avoir rappelé la morphologie irrégulière des épontes et donc la difficulté de décrire l'espace vide constituant la fracture, nous analysons le comportement mécanique d'une discontinuité sous contrainte normale et sous cisaillement. Puis, nous étudions l'écoulement à travers la fracture sous ces différents états de contrainte.

Dans ce chapitre, l'analyse du comportement, que ce soit mécanique ou hydraulique, consiste à : décrire le comportement à l'aide de résultats expérimentaux existant dans la littérature et indiquer les différents mécanismes entrant en jeu, énumérer les différents facteurs d'influence de ce comportement et présenter quelques approches de modélisation.

Ce travail s'achève en rappelant les différents choix que nous avons établis au travers de cette étude bibliographique dans la perspective de la présentation de notre modèle hydromécanique.

I.1 – Caractérisation d'une fracture

I.1.1 – Caractérisation de la rugosité

La morphologie irrégulière des fractures provient de leur processus de création et de propagation. En effet, certains auteurs (Wojtkowiak, 1978 ; Gentier, 1986) montrent que le chemin emprunté par la fracture est gouverné par la texture du matériau, la nature des différents minéraux rencontrés et l'orientation des discontinuités intraminérales. L'ensemble de ces paramètres explique la nature irrégulière de la morphologie d'une fracture.

Définir la morphologie des surfaces de fractures revient à caractériser la forme des aspérités la constituant. Ces aspérités sont décrites par leur amplitude, leur angularité, leur rayon de courbure,... . Cette diversité de paramètres rend impossible une définition de la rugosité de la fracture par une seule caractéristique. Différents types de méthodes permettant de décrire la rugosité sont présentés brièvement ci-après.

- **Caractérisation géométrique de la rugosité**

Il existe différents dispositifs expérimentaux permettant d'enregistrer les profils de la surface d'une fracture, un profil étant l'intersection de la surface de la fracture avec un plan perpendiculaire à cette surface. L'enregistrement de ces profils est effectué : soit au moyen d'un stylet (ou rugosimètre) dans une direction fixée, soit au moyen d'un « peigne » (ou jauges de contour), soit à l'aide d'un laser.

Un exemple d'une carte de la surface d'une fracture générée par des profils suivant x enregistrés au moyen d'un laser est présenté sur la figure A1.1 de l'annexe A1. Ainsi, suivant les différents pas d'échantillonnage de mesure Δx et Δy choisis, différentes amplitudes h repérées par leur position géographique (x,y) sur la fracture sont obtenues et notées $h(x,y)$. Il existe alors différentes méthodes permettant de dépouiller ces relevés de mesure afin de quantifier la rugosité. A titre d'exemple, le travail de Gentier (1986) peut être cité : à l'aide de l'ensemble des méthodes existant dans la littérature, elle a caractérisé la morphologie de différentes fractures du granite de Guéret. Ces méthodes se classent en trois catégories :

- les méthodes dites « ponctuelles » qui utilisent les différentes amplitudes h indépendamment de leur coordonnées spatiales (x,y) (Brock, 1983 ; Myers, 1962 ; Tse et Cruden, 1979, ...). Ces méthodes définissent des paramètres statistiques. Certains d'entre eux, souvent utilisés dans la littérature, sont présentés et commentés dans l'annexe A1.
- les méthodes dites « spatiales » qui étudient les amplitudes h en fonction de leurs coordonnées spatiales (x,y), ce sont des méthodes géostatistiques (Swan, 1981 ; Krahn et Morgenster, 1979 ; Wu et ali, 1978 ; Gentier, 1986).
- les méthodes fractales (Wright et Karlsson, 1983 ; Gentier, 1986).

- **Caractérisation mécanique de la rugosité**

Afin de définir la rugosité d'une fracture, Barton et Choubey (1977) proposent un paramètre mécanique déterminé à partir d'essais de glissement sur échantillons fracturés et intacts, le principe de ces essais est illustré sur la figure A1.2 de l'annexe A1. Ce paramètre, noté JRC ou « Joint Roughness Coefficient », est déterminé de la façon suivante :

$$JRC = \frac{\alpha - \Phi_r}{\log\left(JCS/\sigma'_{n0}\right)} \tag{I.1}$$

où

α : angle d'inclinaison pour lequel se produit le glissement de l'échantillon fracturé (cf. fig. A1.2.a),

σ'_{n0} : valeur effective de la contrainte normale lorsque le glissement se produit,

JCS : résistance à la compression de la fracture (i. e. lorsque $\sigma_n > JCS$, les épontes se rompront),

Φ_r : angle de frottement résiduel déterminé à partir du test du marteau de Schmidt :

$$\Phi_r = \left(\Phi_b - 20\right) + 20\frac{r}{R} \tag{I.2}$$

où

R est le nombre de rebond sur la roche sèche et non altérée,

r est le nombre de rebond sur la roche altérée et saturée,

Φ_b est l'angle de frottement pour lequel le glissement se produit sur des échantillons intacts (cf. fig. A1.2.b).

Barton et Choubey (1977) ont défini à partir de ce paramètre empirique une gamme de dix profils de rugosité allant de 0 à 20 (cf. fig. A1.3 de l'annexe A1).

Tse et Cruden (1979) ont proposé des relations empiriques permettant de calculer le coefficient de rugosité mécanique JRC à partir des différents paramètres de rugosité géométrique définis précédemment. Une partie de ces équations est répertoriée dans le tableau A1.2 de l'annexe A1.

I.1.2 – <u>Caractérisation des vides de la fracture</u>

En complément de l'étude de la morphologie des fractures rocheuses par la description des différentes aspérités, il peut aussi être intéressant de définir les vides constituant la fracture. Différentes techniques expérimentales ont été mises au point :

- s'appuyant sur les relevés des amplitudes définis précédemment et à l'aide de la comparaison de la morphologie des deux épontes, des renseignements peuvent être obtenus concernant les hauteurs des vides (Gentier, 1986),
- certaines méthodes établissent un moulage des vides par injection par exemple d'une résine (Billaux, 1990)

En outre, il existe différentes méthodes directes ou indirectes qui permettent de caractériser des ouvertures moyennes de la fracture :

- Barton et Bakhtar (1983) propose une relation empirique qui permet à partir de JRC, JCS et de la résistance à la compression de la roche σ_c de définir l'ouverture mécanique initiale E_0 de la fracture :

$$E_0 \approx \frac{JRC}{5}\left(0{,}2\frac{\sigma_c}{JCS} - 0{,}1\right) \text{ en mm} \tag{I.3}$$

- une approche de mesure indirecte qui consiste à estimer l'ouverture hydraulique e_h à l'aide de la mesure de la conductivité intrinsèque de la fracture k peut aussi être utilisée :

$$e_h = \sqrt{12k} \tag{I.4}$$

I.1.3 – Considérations locales et globales de la fracture

Les considérations globales de la fracture sont communes à l'ensemble des modèles de fractures rocheuses : elles établissent l'introduction des différentes variables permettant la description du comportement d'une fracture.

Une fracture est une interface constituée par deux corps C_1 et C_2 correspondant respectivement à l'éponte basse et haute et qui sont en certains points en contact. D'un point de vue macroscopique, les surfaces des épontes sont supposées suffisamment lisses telles qu'un repère de vecteurs normal et tangent $(\vec{n}, \vec{t})$ puisse alors être introduit (cf. figure I.1)

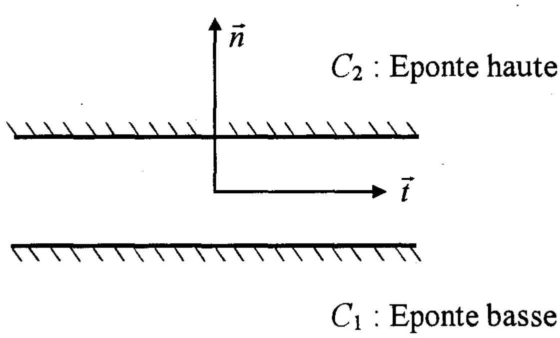


Figure I.1 : Illustration des considérations globales de la fracture

Le vecteur déplacement relatif d'un point de la fracture noté $\vec{w}$ est alors défini à partir des vecteurs déplacements $\vec{w}_1$ et $\vec{w}_2$ des épontes dans le repère $(\vec{n}, \vec{t})$ de la façon suivante :

$$\vec{w} = \vec{w}_2 - \vec{w}_1 \tag{I.5}$$

Suite à ces considérations, les variables suivantes sont introduites :

- $v = \vec{w} \cdot \vec{n}$ est le déplacement normal de la fracture, il est négatif dans le cas de la fermeture de la fracture,
- $u = \vec{w} \cdot \vec{t}$ est le déplacement tangentiel de la fracture,
- σ_n est la contrainte normale (elle est négative dans le cas d'une compression),
- τ est la contrainte tangentielle.

La modélisation du comportement mécanique d'une fracture consiste alors à définir les lois phénoménologiques de la forme :

$$(u, v) = f(\sigma_n, \tau) \qquad (I.6)$$

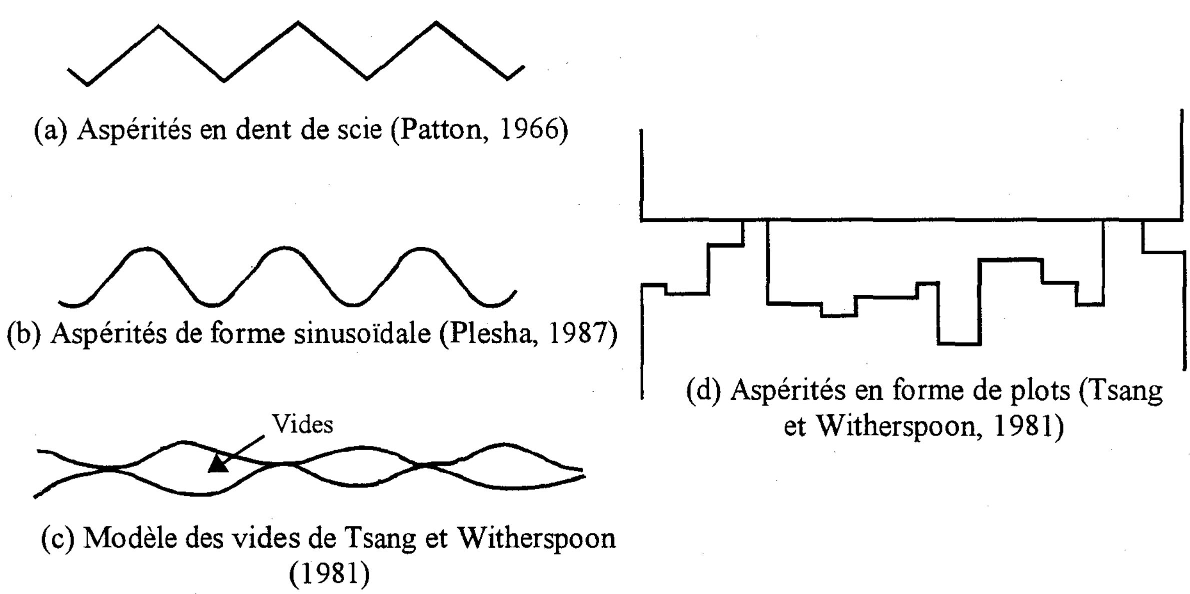
Lors de l'établissement de ce type de relation, deux autres variables sont souvent utilisées :

$k_n = \dfrac{d\sigma_n}{dv}$: rigidité normale de la fracture,

$k_s = \dfrac{d\tau}{du}$: rigidité tangentielle de la fracture.

Afin d'établir la relation (I.6), des considérations locales peuvent être établies. Il est évident que la prise en compte de la microstructure sera faite de façon différente suivant le comportement que l'on désire décrire. En effet, étudier le comportement de la fracture sous contrainte normale revient à considérer la mise en contact progressive des aspérités alors que si la fracture est soumise à des déformations de cisaillement, c'est l'angularité des différentes aspérités qui va entrer en jeu. Ainsi, ces aspérités ne seront pas décrites de la même façon suivant le mécanisme que l'on désire mettre en évidence.

Par conséquent, la littérature est riche des différentes formes représentant les aspérités ; à titre d'exemple, certaines d'entre elles sont données sur la figure I.2. Tsang et Witherspoon (1981) montrent que le modèle des vides (cf. fig. I.2.c) est approprié pour le comportement mécanique sous contrainte normale alors que le modèle d'aspérités doit être choisi pour décrire l'écoulement à travers les fractures (I.2.d). Patton (1966) propose des aspérités en dents de scie (cf. fig. I.2.a) afin de décrire le comportement d'une fracture sous cisaillement, Plesha (1987) utilise cette description mais aussi celle en forme sinusoïdale (cf. fig. I.2.b)



(a) Aspérités en dent de scie (Patton, 1966)

(b) Aspérités de forme sinusoïdale (Plesha, 1987)

(c) Modèle des vides de Tsang et Witherspoon (1981)

(d) Aspérités en forme de plots (Tsang et Witherspoon, 1981)

Figure I.2 : Exemples de différentes formes d'aspérités de la fracture

I.2 – Comportement mécanique d'une fracture sous contrainte normale

I.2.1 – Description du comportement

Le comportement des fractures sous compression simple a été étudié et confirmé par de nombreux auteurs (Goodman, 1976 ; Sun, 1983 ; Bandis et al, 1983, Gentier, 1986 ; Benjelloun, 1991 ; Haji Sotoudeh, 1995). La plus détaillée des campagnes expérimentales est sans doute celle de Bandis et al (1983) : ils ont étudié plus de 64 échantillons fracturés provenant de cinq types de roches et pour différents types de fractures. Cette étude est riche d'informations concernant l'influence de la rugosité, de l'altération et du degré d'emboîtement du joint sur son comportement.

Les essais, permettant la description du comportement mécanique sous contrainte normale, consistent à appliquer un effort normal sur un échantillon fracturé et sur un échantillon intact. Le comportement de la fracture que l'on désire étudier s'obtient par soustraction du comportement de l'échantillon intact à celui de l'échantillon fracturé (cf. fig. I.3) de la façon suivante :

$$V = V_t - V_r \tag{I.7}$$

où V_t est le déplacement de la roche fracture, V_r est le déplacement de la roche intacte et V le déplacement seul de la fracture dus à la contrainte normale σ_n.

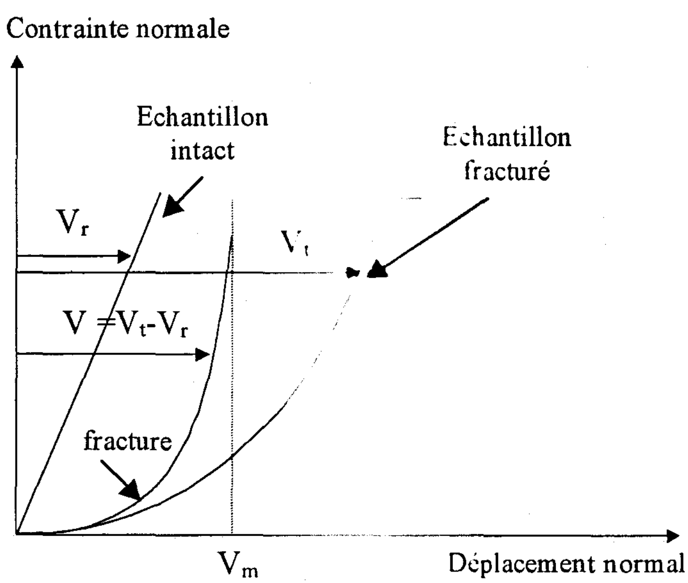


Figure I.3 : Comportement d'un échantillon intact, fracturé et de la fracture sous contrainte normale

La courbe, issue de cette opération, représente donc le comportement intrinsèque de la fracture soumise à une contrainte normale. Elle peut alors se décrire de la façon suivante :

– la variation du déplacement en fonction de la contrainte normale est non linéaire,

- au début, les déplacements occasionnés par de faibles contraintes normales sont importants,
- puis, la contrainte normale augmente rapidement et le déplacement normal se stabilise à une valeur maximale notée V_m donnant à la courbe une forme hyperbolique.

D'un point de vue physique, ce comportement non linéaire s'explique par la mobilisation progressive des aspérités à l'effort normal appliqué. En effet, au début de l'essai, peu d'aspérités sont en contact et par conséquent, sous de faibles contraintes normales, les déplacements sont importants. Puis, le nombre d'aspérités en contact augmente et devient suffisant pour un certain niveau de contraintes, tel que le comportement mécanique de l'échantillon fracturé soit assimilable à celui de la roche intacte. A ce niveau de contact, le comportement de la fracture est donc asymptotique et semble correspondre à la fermeture de la fracture au moins d'un point de vue mécanique.

I.2.2 – <u>Facteurs d'influence du comportement</u>

- **Emboîtement des épontes**

Un aspect important du comportement normal des fractures concerne les phénomènes d'hystérésis et les déplacements permanents importants observés lorsqu'une fracture est soumise à des cycles de chargement – déchargement normal (cf. fig.I.4). Ce phénomène s'atténue au fur et à mesure que le nombre de cycles augmente et au-delà du troisième et quatrième cycle, il disparaît laissant la courbe de charge se superposer à la courbe de décharge. De nombreux auteurs (Barton et al, 1985 ; Gentier,1986,...) attribuent ce type de comportement durant les premiers cycles à la mise en place progressive des épontes rugueuses et ce phénomène disparaît lorsque l'emboîtement parfait des épontes est réalisé. Par conséquent, ce comportement serait dû à une perturbation d'échantillonnage et ne représenterait en aucun cas le comportement intrinsèque de la fracture.

Néanmoins, Benjelloun (1991) a émis l'hypothèse que ce phénomène est aussi en partie dû à la plastification des aspérités et donc l'atténuation de ce phénomène est véritable si la même contrainte est appliquée durant les cycles. Ainsi, l'hypothèse d'une réponse stable serait valide sous réserve que le joint soit soumis à une même contrainte normale durant les cycles.

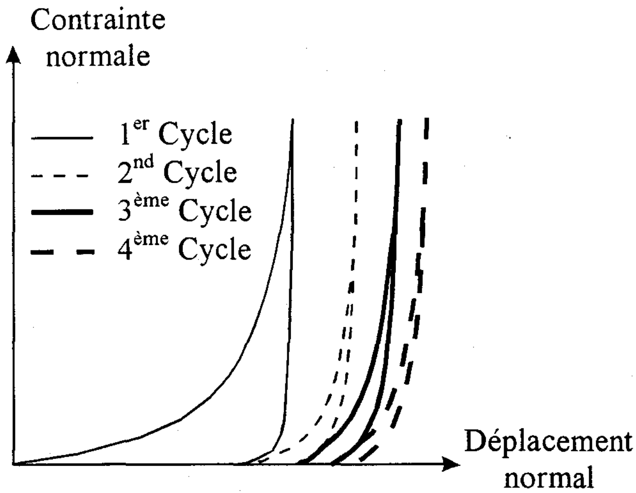


Figure I.4 : Illustration du comportement mécanique d'un joint sous différents cycles

- **Effet de rugosité et d'altération**

Bandis et al (1983) ont analysé l'effet de la rugosité et de l'altération sur le comportement mécanique d'une fracture sous contrainte normale. Ils ont montré qu'il était plus facile de fermer un joint lisse qu'un joint rugueux. En effet, plus la rugosité est importante, plus il existe des contraintes de cisaillement « parasites » au niveau des aspérités qui freinent la fermeture de la fracture et laissent une ouverture mécanique résiduelle plus importante. En outre, ils ont montré que les cycles se stabilisent plus rapidement avec un joint non altéré qu'avec un joint altéré.

- **Effet d'échelle**

En ce qui concerne l'effet d'échelle, Barton et al (1985) soulignent que cet effet est peu important pour le comportement de la fracture sous contrainte normale. En effet, pour ce type de comportement, c'est la rugosité d'ordre millimétrique c'est à dire de l'ordre de la taille des aspérités qui est sollicitée et par conséquent, il ne doit pas y avoir de différence entre une fracture à l'échelle du laboratoire et une fracture de l'ordre du mètre. Cependant, il est évident que l'effet de taille peut être important en ce qui concerne la mise en place des épontes : plus l'échantillon sera petit, plus il sera facile d'assurer l'ajustement parfait des épontes.

I.2.3 – <u>Présentation générale de modèles</u>

De nombreuses formulations ont été proposées dans la littérature et les relations proposées reliant la contrainte normale au déplacement normal sont, par conformité aux résultats expérimentaux non linéaires. Les modèles existant se décomposent en deux catégories :

- les modèles pour lesquels les aspérités sont décrites de façon géométrique et caractérisées par leurs paramètres mécaniques (Greenwood et Williamson, 1966 ;

Tsang et Witherspoon, 1981 ; Billaux et Feuga, 1982 ; Gentier, 1986). Néanmoins, ces modèles nécessitent un calage expérimental pour la détermination de certains de leurs paramètres.

- les formulations fonctionnelles déplacement normal – contrainte normale pour lesquels les paramètres sont déterminés par ajustement expérimental (Shehata, 1971 ; Goodman, 1976 ; Detournay, 1979 ; Sun, 1983 ; Bandis et al, 1983).

Ce dernier type de modélisation consiste à établir une relation de la forme $\sigma_n = f(v)$. Les fonctions reliant la contrainte normale au déplacement de la fracture sont nombreuses en raison de la richesse mathématique des fonctions d'interpolation. A titre indicatif, dans l'annexe A2, nous donnons dans le tableau A2.1 quelques formulations proposées par certains auteurs et nous décrivons de façon plus détaillée la formulation de Bandis et al (1983) qui servira de base pour le présent travail. Cette dernière a pour expression :

$$\sigma_n = k_{ni} \frac{V}{1 - \frac{V}{V_m}} \tag{I.8}$$

où k_{ni} est la rigidité normale initiale. Cette expression de type hyperbolique a montré une bonne aptitude à reproduire le comportement mécanique d'une fracture sous contrainte normale.

I.3 – Comportement mécanique de la fracture sous cisaillement

Les conditions de sollicitations pour lesquelles les discontinuités sont soumises à des déformations de cisaillement dans la nature peuvent se résumer à deux cas de conditions limites :

- le cas du glissement libre d'un bloc sur une pente, soumis à son propre poids,
- le cas du glissement d'un bloc rocheux dû à une excavation, soumis à la rigidité du massif environnant.

Ces deux cas ont fait l'objet d'études expérimentales (Goodman, 1976 ; Bandis et al, 1981 ; Leichnitz, 1985 ; Skinas et al, 1990 ; Benjelloun, 1991 ;...). Ils s'étudient par le biais d'essais de cisaillement direct sous contrainte normale constante pour le premier cas et sous rigidité normale constante pour le second cas. Ces deux types d'essais sont schématisés sur la figure I.5 et des exemples de résultats de ces essais sont présentés en annexe A3 sur les figures A3.1 et A3.2.

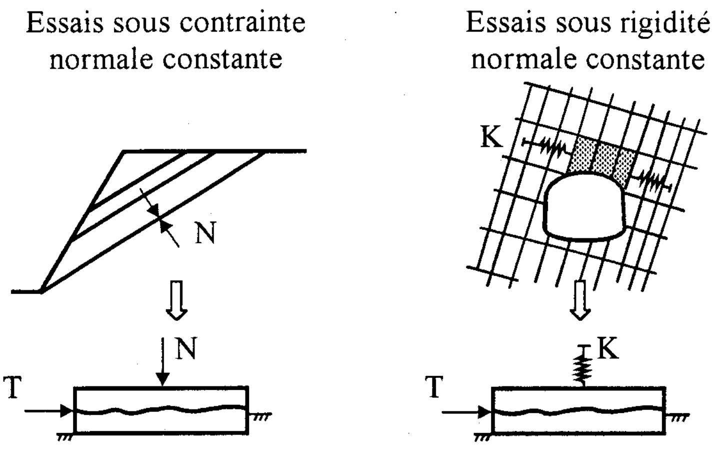


Figure I.5 : Schéma des simulations des conditions "in-situ" par des essais de cisaillement direct (d'après Leichnitz, 1985)

I.3.1 – Description du comportement

Connaître le comportement d'une fracture sous cisaillement revient à décrire en fonction du déplacement tangentiel u :

- l'évolution des contraintes tangentielle τ et normale σ_n,
- l'évolution du déplacement normal v,

et ce, pour les deux cas de conditions limites précédemment cités.

- **Essais de cisaillement direct sous contrainte normale constante**

Les résultats de ce type d'essai sont schématisés sur la figure I.6. La courbe classique déplacement tangentiel - contrainte tangentielle $\tau(u)$ comporte deux parties :

- la première partie, qui est constituée d'une phase linéaire et d'une phase de durcissement plus ou moins importante, correspond à la croissance de la contrainte tangentielle jusqu'à la résistance au pic notée τ_p de l'échantillon pour un déplacement tangentiel au pic noté u_{pic}. Durant la phase linéaire, la dilatance reste nulle (une phase de contractance est parfois observée) puis elle commence à augmenter et le taux dv/du atteint son maximum à l'état au pic.
- la seconde partie représente une phase de radoucissement durant laquelle la contrainte tangentielle diminue et se stabilise à une valeur résiduelle notée τ_r pour un déplacement tangentiel u_r. Durant cette phase, le taux de dilatance dv/du diminue mais reste positif et tend vers zéro lorsque la fracture atteint son état résiduel.

Ce comportement s'explique par la rugosité des surfaces. Le cisaillement d'une interface non plane conduit les deux épontes formant l'interface à se séparer en raison du glissement des aspérités les unes sur les autres, ce qui provoque une augmentation de l'ouverture. En outre, les aspérités responsables de la dilatance ont une résistance finie, elles vont donc se dégrader au fur et à mesure du cisaillement. Cette modification de la microstructure au cours du phénomène de cisaillement va alors venir affecter le comportement de la discontinuité.

Les courbes, illustrant le comportement de la discontinuité sous cisaillement, auront une forme plus ou moins accentuée au pic en fonction des paramètres suivants : la rugosité, l'altération, la taille, la contrainte normale appliquée (cf. § I.3.3).

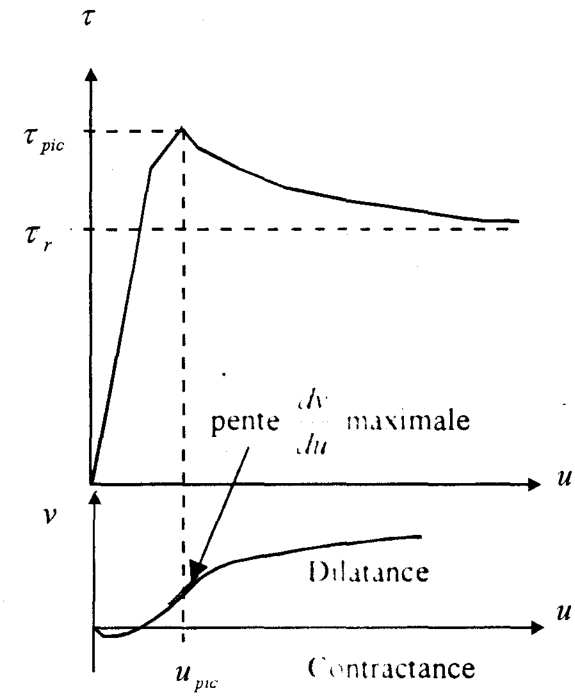


Figure I.6 : Schéma représentatif de la réponse de l'essai de cisaillement sous contrainte normale constante

- **Essais de cisaillement direct sous rigidité normale constante**

Les essais sous rigidité normale constante sont représentatifs de l'interaction qui peut exister in situ entre le massif et la discontinuité. Ils sont définis par :

$$d\sigma_n = K dv \tag{I.9}$$

où K représente la rigidité du massif environnant. Ainsi, la dilatance v est contrainte par la rigidité du massif et provoque, par conséquent, une augmentation de contrainte normale σ_n.

La réponse de cet essai est schématisé sur la figure I.7. La première partie des courbes ressemblent aux essais sous contraintes normales constantes ; la dilatance est nulle, la contrainte normale reste constante et la contrainte tangentielle est mobilisée. Puis, la dilatance commence à augmenter, ce qui implique une augmentation des contraintes normale et tangentielle. Ce phénomène s'explique de la façon suivante : la dilatance est contrainte ou partiellement contrainte en raison de la rigidité du massif environnant, le phénomène de dilatance se manifeste alors à travers l'augmentation des contraintes normales. Ces dernières ont alors pour effet d'augmenter la résistance au cisaillement.

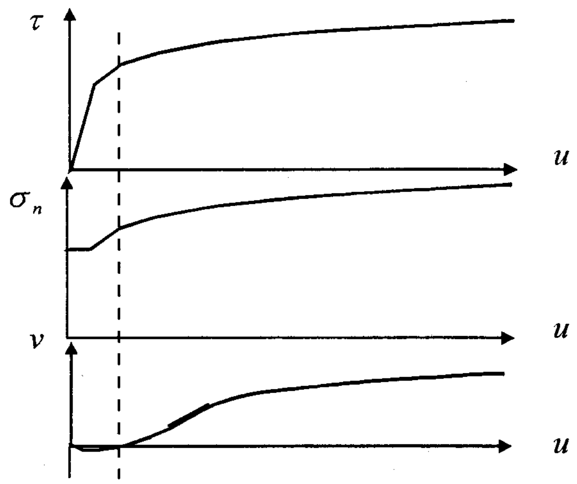


Figure I.7 : Schéma représentatif de la réponse de l'essai de cisaillement direct sous rigidité normale constante

- **Etude des surfaces endommagées**

En perspective de l'étude du comportement hydromécanique sous cisaillement, un phénomène important est la dégradation des aspérités. Celui-ci, comme nous le verrons au § I.4.3, a des conséquences sur les propriétés hydrauliques de la fracture sous cisaillement. Nous donnons ici les grandes lignes de ce phénomène à partir du travail expérimental de Riss et al (1996). Ces auteurs ont établi différents essais de cisaillement effectués sur des répliques pour des valeurs de contrainte normale et de déplacements de cisaillement différents. Pour chaque essai, ils ont étudié les surfaces des épontes hautes et basses à l'aide d'une technique expérimentale d'analyse d'images. Les résultats sont les suivants :

- la dégradation des surfaces peut s'effectuer suivant trois méthodes : soit des débris de matériaux d'une éponte s'arrachent et s'accrochent ou non à la surface de l'éponte opposée, soit le matériau est broyé,
- il n'y a pas de dégradation sévère des aspérités avant le pic,
- la taille et le nombre de zones endommagées dépendent de la contrainte normale appliquée et de la valeur du déplacement de cisaillement,
- les surfaces endommagées augmentent en taille en se dilatant et en se coalescant ; la tendance des zones endommagées et connectées est de se mettre perpendiculaire à la direction de cisaillement,
- quels que soient la contrainte normale et le déplacement de cisaillement, les zones endommagées hautes et basses sont globalement symétriques en taille et localisation.

I.3.2 – Définition de variables supplémentaires

La description des différentes courbes de comportement de cisaillement montre que la modélisation va nécessiter la description de différentes phases ou états : phase linéaire élastique, état au pic (u_p, τ_p), phase de durcissement ou de radoucissement, état résiduel (τ_r, u_r). Ainsi, de nouvelles variables ont été introduites :

Pour définir plus facilement la courbe de dilatance, l'angle de dilatance est introduit et a pour expression :

$$\upsilon = \arctan \frac{dv}{du} \tag{I.10}$$

Comme nous l'avons vu précédemment, cet angle est maximal lorsque le déplacement tangentiel atteint sa valeur au pic, puis il diminue et tend vers zéro lorsque le joint atteint son état résiduel.

Pour décrire plus facilement la courbe $\tau(u)$, le coefficient de frottement μ et l'angle de frottement Φ sont utilisés et sont définis de la façon suivante :

$$\Phi = \arctan \mu = \arctan \frac{\tau}{\sigma_n} \tag{I.11}$$

Lorsque le joint atteint son état résiduel, cet angle prend la valeur particulière d'angle de frottement résiduel noté Φ_r. La définition mathématique exacte de l'angle résiduel est donnée par Leichnitz (1985) :

$$\mu_r = \tan \Phi_r = \left(\frac{\tau}{\sigma_n} \right)_{\upsilon \to 0} \tag{I.12}$$

D'un point de vue physique, cet angle est souvent attribué à l'angle de frottement entre les aspérités. Il est alors déterminé en utilisant des essais de cisaillement direct sur des surfaces sciées et polies (Patton, 1966 ; Barton et Choubey, 1988). Or, le comportement du joint sous cisaillement implique la dégradation de certaines aspérités et il est évident que les débris qui résultent du phénomène de dégradation vont affecter le comportement résiduel d'une fracture. Benjelloun (1991) a ainsi utilisé la définition mathématique (I.11) de cet angle et l'a déterminé à l'aide des essais sous rigidité normale constante, pour lesquels l'état résiduel est plus facilement atteint que pour les essais sous contrainte normale constante.
Cet angle dépend du matériau utilisé et il s'échelonne de 25 à 35°.

I.3.3 – Facteurs d'influence du comportement de cisaillement

- **Influence de la contrainte normale**

L'effet de la contrainte normale sur le comportement de cisaillement peut être étudié au travers de son influence sur l'angle de dilatance, cet effet aura alors des conséquences immédiates sur d'autres variables liés à cet angle. La plupart des auteurs ont, en fait, étudié l'effet de la contrainte normale sur ces variables définies au pic et ont généralisé ces effets pour l'ensemble des phases de cisaillement. L'influence de la contrainte normale a été étudiée au travers des résultats des essais de cisaillement direct sous contrainte normale constante.

Leichnitz (1985) a montré que les déplacements tangentiels au pic et résiduel et l'angle de frottement résiduel ne dépendaient pas de la contrainte normale. Par contre les angles de frottement au pic et l'angle de dilatance en dépendent. Ces résultats ont été confirmés par les essais de Benjelloun (1991).

Ainsi, la contrainte normale joue un rôle sur la dilatance. Il est évident, physiquement, que plus la contrainte normale est élevée, plus la dilatance ne peut se développer. Différents auteurs ont établi des fonctions décroissantes de la dilatance au pic en fonction de la contrainte normale. Certains auteurs supposent que l'angle de dilatance devient nul pour certaines valeurs de la contrainte normale proche de la résistance à la compression de la roche alors que d'autres ne définissent pas d'états limites (Ladanyi et Archambault,1970 ; Schneider,1976 ; Barton et al, 1985 ;...). Parmi celles-ci, la relation empirique de Barton et al (1985) peut être citée :

$$\upsilon_p = \frac{1}{2} JRC \cdot Log\left(\frac{JCS}{\sigma_n}\right), \sigma_n < JCS \tag{I.13}$$

Cette influence de la contrainte normale sur la dilatance implique des effets sur d'autres variables. D'un point de vue mathématique, l'angle de frottement au pic est défini de la façon suivante :

$$\Phi_p = \arctan \upsilon_p + \Phi_r \tag{I.14}$$

Il est évident que puisque la contrainte normale diminue l'angle de dilatance au pic, par conséquent, elle diminue aussi l'angle de frottement au pic (cf. relation (I.14)) et donc par définition la résistance au cisaillement au pic (cf. relation (I.11)).

Durant les essais à rigidité normale constante, la contrainte normale varie. Néanmoins, on peut étudier son effet à travers la contrainte normale initiale. L'effet général de la contrainte normale se résume par le fait qu'elle empêche la dilatance. Par conséquent, soient deux essais à rigidité normale constante pour deux contraintes normales initiales différentes, la contrainte initiale la plus élevée empêche plus fortement la dilatance et donc la variation de cette contrainte durant l'essai sera moins importante que pour l'essai à contrainte normale initiale plus faible.

Un exemple d'effet de la contrainte normale sur la résistance au pic et de l'influence de la contrainte normale initiale pour les essais à rigidité normale constante est montré en figure I.8.

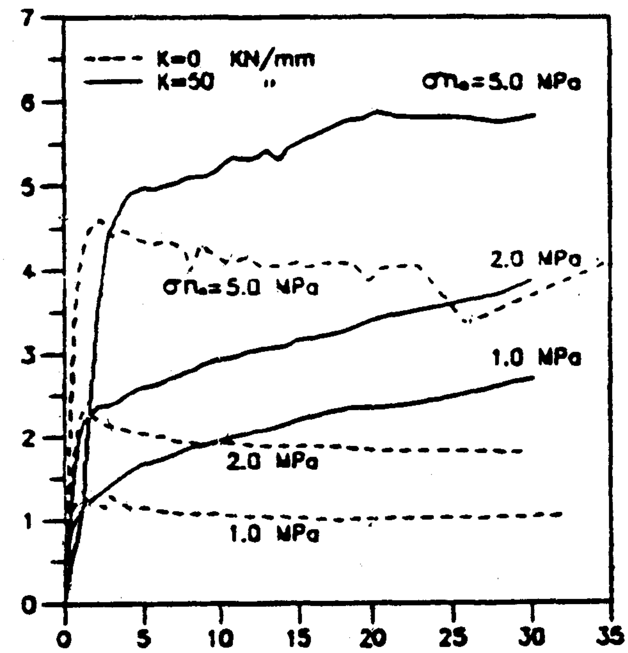


Figure I.8 : Influence de la contrainte normale pour les essais de cisaillement direct à contrainte normale constante (K=0) et à rigidité normale constante (K=50 kN/mm), d'après Skinas et al (1990)

- **Effets de la rigidité normale**

Ces effets sont illustrés en annexe A3 sur la figure A3.2. Lorsque la rigidité du massif est prise en compte, le comportement dilatant des joints implique une augmentation de la contrainte normale. Plus la rigidité normale du massif est importante, plus les contraintes normales développées et les résistances de cisaillements seront élevées

- **Effet d'échelle, de rugosité et d'altération**

L'effet d'échelle est prépondérant dans le comportement de cisaillement des joints : le comportement des échantillons étudiés en laboratoire n'est pas représentatif du comportement des fractures à l'échelle du massif, ce n'est pas le même ordre de rugosité qui est mobilisé pour ces deux échelles. En effet, à l'échelle du laboratoire, ce sont les aspérités d'ordre millimétrique qui interviennent alors que pour une fracture de l'ordre du mètre les aspérités d'ordre du dm sont mobilisées (Bandis et al, 1981 ; Barton et al, 1985 ; Pratt et al, 1974).

Bandis et al (1981) indiquent que le comportement des fractures de cisaillement peut aller de la courbe de forme quasi bilinéaire présentant un pic à la courbe de forme hyperbolique plus lisse, ces types de courbes sont illustrés sur la figure I.9. Le premier type de courbe est caractéristique des blocs de petite taille, des fractures rugueuses présentant un faible rapport σ_n / JCS alors que le second représente tout à fait l'inverse : blocs de grandes tailles, joints lisses, rapport σ_n / JCS important.

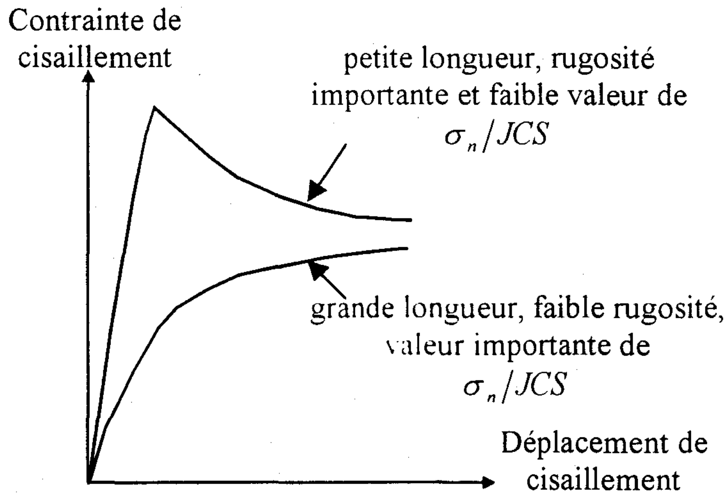


Figure I.9 : Illustration de facteurs d'influence du comportement sous cisaillement

I.3.4 – <u>Présentation générale de modèles</u>

De nombreux modèles décrivant le comportement des fractures rocheuses sous cisaillement et prenant en compte une partie ou tous les facteurs d'influence énumérés ci-dessus, ont été proposés depuis ces trente dernières années. Il existe deux grandes catégories de modèle décrivant le comportement de cisaillement : les modèles incrémentaux linéaires ou non et les modèles élastoplastiques. Dans chacune de ces catégories, ces modèles se distinguent encore suivant que le modèle tient compte ou non de la dégradation des aspérités.

- **Modèles incrémentaux**

Les modèles incrémentaux sont des modèles qui définissent les incréments de contraintes à partir des incréments de déplacements par la matrice de rigidité de la fracture. La formulation de ces modèles est :

$$d\sigma_n = k_{nn} dv + k_{nt} du \tag{I.15}$$
$$d\tau = k_{tn} dv + k_{tt} du \tag{I.16}$$

Ensuite, l'originalité et l'efficacité de ces modèles résident dans la définition de la matrice de rigidité k_{ij} (Goodman,1976 ; Amadei et Saeb, 1990 ; Heuzé et Barbour, 1982 ; Leichnitz (1985), Barton et al (1985),...). De plus, on peut citer séparément les modèles de Benjelloun (1991) et Leong et Randolph (1991) qui tiennent compte de la dégradation des aspérités. Même si certains de ces modèles ne sont pas à l'origine des modèles incrémentaux, une simple dérivation des contraintes par rapport aux déplacements peuvent les conduire à se classer dans cette catégorie. C'est le cas notamment du modèle de Barton et al (1985) qui est décrit précisément dans l'annexe A3. Il est d'une part, le modèle le plus utilisé en raison de sa simplicité concernant la détermination de ces paramètres. En outre, des modèles élastoplastiques s'appuient sur ce modèle afin de définir la fonction de charge et/ou le potentiel plastique.

- **Modèles élastoplastiques**

Les modèles élastoplastiques reposent en fait sur un problème de contact 2D dans lequel les caractéristiques macroscopiques et microscopiques de la surface sont distinguées (Ghaboussi et al, 1973 ; Roberds et Einstein, 1978, Desai et al, 1984 ; Desai et al, 1985 ; Plesha, 1987, Nguyen & Selvadurai, 1998,...).

Les considérations macroscopiques permettent d'établir les relations générales incrémentales communes à tout problème de plasticité. Elles sont donc utilisées par l'ensemble des modèles élastoplastiques des joints rocheux et ont pour forme générale :

$$d\sigma_n = k_{nn}^{ep} dv + k_{nt}^{ep} du \tag{I.17}$$

$$d\tau = k_{tn}^{ep} dv + k_{tt}^{ep} du \tag{I.18}$$

où k_{ij}^{ep} représentent les termes de la matrice élastoplastique et sont définis de la façon suivante à partir de la partition des déplacements en déplacements élastiques et plastiques, de la loi constitutive élastique, de la loi d'écoulement plastique et de la condition de consistance :

$$k_{nn}^{ep} = k_n - \frac{1}{\psi - dH} k_n^2 \frac{\partial F}{\partial \sigma} \frac{\partial G}{\partial \sigma} \tag{I.19}$$

$$k_{nt}^{ep} = -\frac{1}{\psi - dH} k_n k_s \frac{\partial G}{\partial \sigma_n} \frac{\partial F}{\partial \tau} \tag{I.20}$$

$$k_{tn}^{ep} = -\frac{1}{\psi - dH} k_n k_s \frac{\partial G}{\partial \tau} \frac{\partial F}{\partial \sigma_n} \tag{I.21}$$

$$k_{tt}^{ep} = k_s - \frac{1}{\psi - dH} k_s^2 \frac{\partial F}{\partial \tau} \frac{\partial G}{\partial \tau} \tag{I.22}$$

avec

$$\psi = k_n \frac{\partial F}{\partial \sigma_n} \frac{\partial G}{\partial \sigma_n} + k_s \frac{\partial F}{\partial \tau} \frac{\partial G}{\partial \tau} \tag{I.23}$$

où H est la variable d'écrouissage, $F(\sigma_n, \tau, H)$ est la surface de charge et $G(\sigma_n, \tau, H)$ est le potentiel plastique.

De nombreux auteurs (Drucker, 1954 ; Michalowski et Mroz, 1978, Desai, 1988 ; Desai et al, 1991) ont montré que l'utilisation d'une loi associée n'est pas réaliste pour les joints rocheux. En effet, pour des problèmes qui exhibent de la dilatance comme les joints rocheux, la dilatance prédite par une loi non associée est plus appropriée.

Les considérations microstructurales telles que la prise en compte ou non des surfaces rugueuses, la dégradation ou non des aspérités permettent la spécialisation de ces équations pour les fractures rocheuses par la formulation de la fonction de charge F, de la variable d'écrouissage H et le potentiel plastique G. C'est alors dans ces données que se distinguent les modèles élastoplastiques.

Le modèle de Plesha (1987) est intéressant de par sa simplicité mathématique. Il est de plus fondé sur des considérations physiques : la fonction de charge et le potentiel plastique sont définis à partir de la microstructure de l'interface qui a été idéalisée à des aspérités soit en dents de scie (cf. fig. I.2.a) soit de forme sinusoïdale (cf. I.2.b). Ce modèle est décrit en détail dans l'annexe A3. Il présente cependant certains inconvénients :

- il utilise des rigidités normale et tangentielle constantes pour la fracture rocheuse. Or, de nombreux auteurs ont montré qu'elles variaient en fonction de la contrainte normale.
- le paramètre qui rend compte de la dégradation des aspérités est choisi constant et représentatif du matériau ; or, certains auteurs montrent l'influence de la contrainte normale sur ce paramètre (Benjelloun, 1991 ; Nguyen et Selvadurai, 1998).

Nguyen et Selvadurai (1998) ont établi un compromis intéressant entre les deux modèles performants de Barton et al (1985) et de Plesha (1987). Ce modèle qui servira de base pour notre travail est présenté en annexe A3.

I.4 – Comportement hydromécanique de la fracture

Ce paragraphe présente d'une part les équations de base relatives au problème d'écoulement dans une fracture et d'autre part, différentes approches de modélisation décrivant les variations de conductivité hydraulique des fractures en fonction de l'état de contrainte appliqué.

I.4.1 – Equations de base pour l'écoulement hydraulique dans une fracture rocheuse

Les équations de base sur lesquelles s'appuient les différents modèles hydrauliques sont ici présentées : la loi cubique établie pour une fracture plane et une expression modifiée de cette loi pour une fracture rugueuse dite « ouverte » c'est à dire présentant aucun point de contact.

- **Cas d'une fracture plane**

Dans ce cas, la fracture est assimilée à deux plaques planes parallèles et distantes d'une ouverture notée e (cf. fig. I.10.a). Le problème d'écoulement laminaire d'un fluide visqueux incompressible à travers ces deux plans a été étudié par de nombreux auteurs (Boussinecq, 1868 ; Lomize, 1951 ; Snow, 1965 ; Romm, 1966 ; Louis, 1969). Ces auteurs ont montré que la conductivité hydraulique K_f d'une fracture avec une ouverture e est donnée par :

$$K_f = \frac{e^2 \rho g}{12\mu} \tag{I.24}$$

où ρ : densité du fluide,
g : accélération de pesanteur,
μ : viscosité dynamique,

et le débit Q par unité de charge hydraulique ΔH s'écrit :

$$Q/\Delta H = C \cdot e^3 \tag{I.25}$$

où C est une constante tenant compte des propriétés du fluide et des caractéristiques géométriques de l'écoulement étudié qui vaut :

pour un écoulement radial, $C = \left(\dfrac{2\Pi}{\ln(r_e/r_w)}\right)\left(\dfrac{\rho g}{12\mu}\right)$

pour un écoulement parallèle, $C = \left(\dfrac{W}{L}\right)\left(\dfrac{\rho g}{12\mu}\right)$

avec r_e : rayon extérieur,
r_w : rayon intérieur,
L : Longueur de la fracture,
W : Largeur de la fracture.

Cette équation, de par la relation qu'elle présente entre le débit et le cube de l'ouverture de la fracture, est appelée communément la loi cubique. Elle représente l'équation de base pour un écoulement laminaire à travers une fracture plane et est développée à partir de l'équation de Navier-Stockes.

Elle est parfois généralisée en termes du nombre de Reynolds R_e et de coefficient de perte de charge λ (Lomize, 1951 ; Romm, 1966 ; Louis, 1969). Si l'on introduit le diamètre hydraulique de la fracture $D_h = 2e$, ces paramètres s'écrivent :

$$R_e = \frac{D_h v \rho}{\mu} \tag{I.26}$$

$$\lambda = \frac{D_h}{(v^2/2g)}(\nabla h) \tag{I.27}$$

La loi cubique pour un écoulement laminaire dans une fracture ouverte se réduit alors à la simple relation :

$$\lambda = \frac{96}{R_e} \tag{I.28}$$

La loi cubique est valide quelle que soit la valeur de e aussi longtemps que l'écoulement reste laminaire. En effet, Romm (1966) a montré la validité de la loi cubique pour des fractures fines (10-100 μm) et super fines (0,25-4,3 μm) construites à partir de verres optiques lisses qui n'étaient pas en contact.

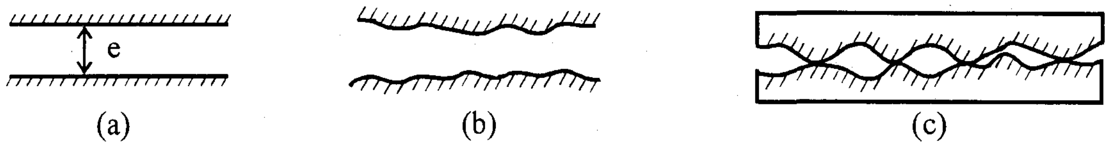


Figure I.10 : Illustration des différents types de fractures pour l'étude de l'écoulement hydraulique, d'après Gale (1990).
(a) Fracture plane lisse ouverte.
(b) Fracture rugueuse ouverte.
(c) Fracture rugueuse avec contact entre les épontes.

- **Cas d'une fracture rocheuse dite ouverte**

Nous considérons ici les différents travaux établis en ce qui concerne l'écoulement d'une fracture rocheuse dite « ouverte » c'est à dire ne présentant aucun point de contact entre les deux épontes (cf. fig. I.10.b)

Cette fracture présente des aspérités qui sont parfois de l'ordre de l'ouverture de la fracture. En raison de celles-ci, l'écoulement ne va pas rester parallèle. On s'écarte donc des conditions idéales utilisées pour établir la loi cubique. Ainsi, ceci suppose l'établissement d'un domaine de validité de la loi cubique pour les fractures rocheuses voire la modification de cette loi en tenant compte de la rugosité.

Afin d'étendre le concept des plaques planes parallèles aux fractures rocheuses, le terme de rugosité relative, initialement utilisé par Nikuradse (1930) pour des conduits sur lesquels étaient collés des grains de sable, a été introduit. Lomize (1951) le définit comme étant le rapport $h/2b$ où h est la hauteur absolue de l'irrégularité et $2b$ l'ouverture de la fracture (ces paramètres sont illustrés sur la figure I.11)alors que Louis (1969), Rissler (1978) et Pearce et Murphy (1979) prennent le rapport h_m/D_h où h_m est la hauteur moyenne des aspérités et D_h le diamètre hydraulique égal à deux fois l'ouverture de la fracture. Ainsi, leurs différents travaux les ont conduits à la modification suivante de la loi cubique :

$$\lambda = \frac{96}{R_e} f \text{ ou } \frac{Q}{\Delta H} = \frac{1}{f} C e^3 \tag{I.29}$$

où f est un terme correctif qui a pour expression :

$$f = \left[1 + 6\left(\frac{h}{2b}\right)^{1,5}\right] \text{ pour Lomize (1951),}$$

$$f = \left[1 + 8,8\left(\frac{h_m}{D_h}\right)^{1,5}\right] \text{ pour Louis (1967).}$$

Les coefficients empiriques présentés dans les relations précédentes diffèrent en raison de la divergence dans la définition de la rugosité relative. En outre, Lomize (1951) a établi une valeur limite de cette dernière égale à 0,033 définissant le domaine de la loi cubique non modifiée. Cette limite a été retrouvée par Louis (1969).

Ainsi, pour les fractures ouvertes, il a donc été établi que la loi cubique est valable sous réserve de l'utilisation d'un terme correctif f prenant en compte les effets de la rugosité. En supposant la fracture très ouverte, si l'application d'une contrainte normale n'implique pas de points de contact, la loi donnée par la relation (I.28) sera appliquée. Néanmoins, ce cas se limite aux fractures dont l'ouverture initiale est largement supérieure à la hauteur des aspérités. Les fractures rocheuses présentant des ouvertures initiales plutôt faibles, l'effet de la contrainte normale induisant des points de contact devra être pris en compte dans l'écoulement d'une fracture (cf. fig. I.10.c). C'est ce que nous allons étudier dans la deuxième partie de ce paragraphe.

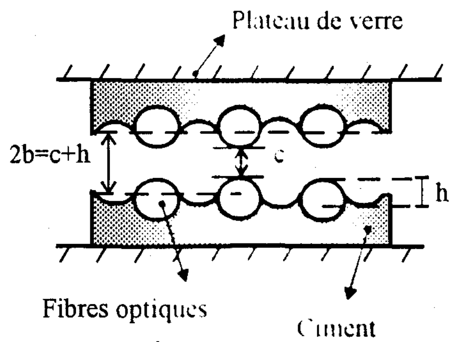


Figure I.11 : Illustration de la rugosité relative de Lomize (1951), d'après Gale (1990).

I.4.2 – Comportement hydromécanique d'une fracture rocheuse sous contrainte normale

- **Description du comportement hydromécanique**

De nombreuses études ont été effectuées en laboratoire sur l'écoulement dans les fractures rocheuses en fonction de la contrainte normale (Jones, 1975 ; Gale, 1975 ; Iwai, 1976 ; Kranz et al, 1979 ; Engelder et Scholz, 1981 ; Gale, 1982 ; Johnson, 1983 ; Raven et Gale, 1985 ; Gentier, 1986 ; Benjelloun, 1991 ...). Les contraintes normales appliquées lors de ces études vont du propre poids des épontes à 200 MPa.

Tout d'abord, la relation entre la conductivité d'une fracture et la contrainte normale peut se décrire de la façon suivante :

- le débit décroît non linéairement avec l'augmentation de la contrainte normale et inversement,
- après un cycle de chargement-déchargement de la contrainte normale, le débit final est inférieur au débit avant ce cycle mettant en évidence une fermeture irréversible de la fracture,
- en outre, les phénomènes d'hystérésis sont observés s'atténuant au fur et à mesure des cycles.

Par conséquent, la relation entre la conductivité d'une fracture et la contrainte normale traduit logiquement celle existante entre le déplacement normal et la contrainte.

Ensuite, certains auteurs ont établi l'idée d'un comportement résiduel hydraulique de la fracture. En effet, si la fracture semble fermée d'un point de vue mécanique lorsque le déplacement normal atteint la fermeture mécanique maximale V_m, des essais d'écoulement montrent que la conductivité hydraulique de l'échantillon fracturé reste bien supérieure à celui de la roche intacte et il faudrait appliquer des contraintes normales de l'ordre de 100 MPa pour fermer, d'un point de vue mécanique et hydraulique, la fracture (Jones, 1975 ; Kranz et al, 1979). Ainsi, cette différence entre les états limites mécanique et hydraulique de la fracture est à prendre en compte dans la modélisation du comportement hydromécanique des fractures.

D'un point de vue physique, décrire le comportement hydromécanique d'une fracture sous contrainte normale revient à tenir compte des effets suivants dus à la rugosité :

- la contrainte normale réduit les espaces vides ; cet effet est double, l'ouverture diminue et la rugosité prend de plus en plus d'importance,
- d'autre part, elle augmente les points de contact entre les deux épontes : l'écoulement devient de plus en plus tortueux et on assiste à des phénomènes de chenalisation.

- **Modèles hydromécaniques**

Afin de modéliser le comportement hydromécanique d'une fracture, diverses solutions sont proposées :

- certains auteurs abandonnent la loi cubique et relient directement la contrainte normale à la conductivité hydraulique de la fracture. Ce sont des fonctions d'ajustement qui reflètent les relations liant la contrainte à la fermeture (Vouille,1982 ; Gale, 1982).
- ensuite, il existe des approches numériques discrétisant la fracture en système de plots (Chen, 1990 ; Bruel, 1990 ; Lin, 1994, Dunat, 1999). Ces méthodes ont le mérite de donner plus d'informations concernant l'écoulement à travers la fracture (débit, vitesse d'écoulement, charge hydraulique à chaque élément de la fracture).
- enfin, une autre approche, plus physique, repose sur l'utilisation de la loi cubique modifiée ou non et sur une définition d'une ouverture hydraulique appropriée de la fracture. L'objectif est de relier la fermeture mécanique de la fracture à l'ouverture hydraulique effective c'est à dire participant réellement à l'écoulement. Les modèles proposés peuvent se classer en deux catégories : les modèles s'appuyant sur des considérations géométriques de la fracture et sur des distributions (Tsang et Witherspoon, 1981 ; Gentier, 1986 ; Boulon et al, 1993 ; ...) et les relations directes entre l'ouverture hydraulique moyenne et la fermeture (Witherspoon et al, 1980 ; Barton et al, 1985 ; Detournay, 1979 ; Elliott et al, 1985 ; Benjelloun, 1991). Ces dernières relations consistent à modéliser l'écoulement complexe de la fracture rugueuse (c'est à dire l'écoulement à travers le réseau de chemins tortueux et connectés construits par les aspérités en contact) par un effet géométrique global représenté par la mesure d'une ouverture hydraulique équivalente. Dans l'annexe A4, certaines relations représentatives reliant le déplacement normal à l'ouverture sont résumées et comparées d'un point de vue théorique. On cite ci-après la formule empirique de type parabolique de Barton et al (1985) que l'on utilisera dans notre étude :

$$e_h = \frac{JRC^{2,5}}{\left(E_m/e_h\right)^2} \text{ en } \mu\text{m} \tag{I.30}$$

où $E_m = E_o + v$ est l'ouverture mécanique suite au déplacement normal v ($v < 0$ lorsqu'il s'agit d'une fermeture) et E_0 est l'ouverture mécanique initiale de la fracture définie au § I.1.2.

I.4.3 – Comportement hydromécanique d'une fracture rocheuse sous contrainte normale et cisaillement

- **Description du comportement :**

Le comportement mécanique d'une fracture sous cisaillement est associé entre autre, à un phénomène de dilatance et à un mécanisme de dégradation des aspérités (cf. § I.3.1). Ces derniers engendrent sur les propriétés hydrauliques de la fracture des conséquences complètement opposées. En effet, la dilatance implique une augmentation des vides de la fracture et donc de la conductivité alors que la dégradation des aspérités donne lieu à la naissance de débris qui vont obstruer les chemins d'écoulement et donc les allonger, ce qui conduit à une diminution de la perméabilité du joint.

Les campagnes d'essais mettant en évidence ces phénomènes restent encore peu nombreuses (Bandis et al, 1985, Makurat et al, 1990, Gentier 1996). En outre, compte tenu de l'effet de la contrainte normale sur le comportement de cisaillement et sur la dégradation des aspérités, cette influence va se retrouver sur les propriétés hydrauliques des fractures sous cisaillement.

Certains auteurs (Gentier, 1996 ; Yeo et al, 1998) ont montré que décrire le comportement d'une fracture hydraulique sous cisaillement ne se limitait pas à quantifier la conductivité en fonction de la dilatance due au déplacement de cisaillement mais aussi à comprendre l'évolution des différents chemins d'écoulement de la fracture. Ainsi, ils ont montré une anisotropie d'écoulement induite par le cisaillement : lors d'essais d'écoulement radial, les chemins d'écoulement ont tendance à se mettre perpendiculaires à la direction de cisaillement, ce qui serait à relier à l'orientation des surfaces endommagées (cf. § I.3.1). Cependant, des études simultanées de l'écoulement et des surfaces endommagées sont nécessaires.

- **Modèles hydromécaniques :**

Certains auteurs (Barton et al, 1985 ; Benjelloun, 1991) utilisant des contraintes normales peu importantes supposent un taux de dégradation des aspérités faibles et ne tiennent pas compte de l'effet d'obturation des différents chemins d'écoulement. Ainsi, seul l'effet de la dilatance est à prendre en compte. Ainsi, ils s'appuient sur le fait que les discontinuités présentent le même comportement hydraulique que sous contrainte normale et l'effet de la dilatance est tout simplement quantifié par une augmentation du déplacement normal. Ainsi, dans le cas de Barton (1985), l'ouverture hydraulique est donnée par la relation (I.29).

Ce type de modèle ne permet pas la prise en compte de la décroissance de la conductivité mise en évidence par Makurat et al (1990). Afin de tenir compte de ce phénomène de diminution de la conductivité en fonction de la dégradation des aspérités, Nguyen et Selvadurai (1998) ont adopté l'équation de Benjelloun (1991) et ont introduit l'effet de production des débris sur la perméabilité à l'aide du travail plastique produit par les forces de cisaillement :

$$e_h = e_{h0} + fv \tag{I.31}$$

avec

$$f = f_0 \exp\left(-\int_0^{W^p} c_f dW^p\right) \tag{I.32}$$

Cette formulation n'est qu'un début de modélisation car le paramètre c_f est déterminé en ajustant la courbe déplacement de cisaillement en fonction de la conductivité et aucune étude paramétrique de c_f en fonction de la contrainte normale ou de la rugosité n'a été faite.

Nous pouvons aussi citer le modèle de Boulon et al (1993) qui définit une distribution de l'ouverture hydraulique et tient compte d'une réduction de cette ouverture en raison de la dégradation des aspérités.

I.5 – Conclusion

Le caractère géométrique irrégulier des fractures met l'accent sur la difficulté de décrire correctement et précisément le comportement hydromécanique d'une fracture. En effet, ce sont ces aspérités qui interviennent dans le comportement mécanique : elles sont mobilisées de façon différente suivant l'état de contrainte appliqué à la fracture. En outre, cette morphologie irrégulière va conduire à l'établissement de chemins complexes pour l'écoulement.

Le comportement non linéaire d'une fracture rocheuse sous contrainte normale a été confirmé par de nombreux auteurs. Les facteurs d'influence de ce comportement, qui ont fait l'objet d'une étude détaillée par Bandis et al (1983), sont l'altération, la rugosité et le degré d'emboîtement. De nombreux auteurs ont montré qu'il est recommandé de soumettre la fracture à plusieurs cycles de chargement - déchargement afin de s'affranchir des perturbations d'échantillonnage provoquant de légers déboîtements de la fracture. Cette méthode permet d'atteindre une courbe reproductible où le chargement et le déchargement sont confondus et qui représente donc le comportement intrinsèque de la fracture, ceci sous réserve que la même contrainte maximale soit appliquée durant les cycles (Benjelloun, 1991). Par conséquent, nous nous appuierons sur cet état stabilisé afin de mettre au point notre modèle hydromécanique.

De nombreuses relations contrainte normale – déplacement normal existent dans la littérature. Ces formulations sont des fonctions d'ajustement et ne décrivent pas les mécanismes réels intervenant dans le comportement mécanique de la fracture soumise à des contraintes normales. C'est pourquoi certains auteurs ont proposé des modèles s'appuyant sur une idéalisation géométrique de la fracture. Cependant, ces modèles nécessitent un calage expérimental pour la détermination de certains de leurs paramètres. Ce passage obligatoire d'ajustement expérimental nous a conduit à choisir la formulation proposée par Bandis et al

(1983) qui permet une modélisation précise du comportement en accord avec les essais expérimentaux. Nous utliserons donc cette relation simple afin d'établir notre modèle hydromécanique.

De nombreuses études expérimentales ont permis de décrire le comportement sous cisaillement d'une fracture. Celui-ci est gouverné par de nombreux facteurs d'influence : contrainte normale appliquée ou rigidité du massif environnant, altération, rugosité et effet d'échelle. Le modèle de Nguyen et Selvadurai (1998) nous semble intéressant : d'une part, il s'appuie sur le modèle de Plesha (1987) qui fournit, de manière mathématiquement simple, un ensemble d'équations fondées sur des considérations physiques de la microstructure de la fracture et qui permettent de reproduire de façon satisfaisante le comportement de la fracture sous cisaillement. D'autre part, il utilise le modèle de Barton et al (1985) permettant ainsi de tenir compte de l'influençe de la contrainte normale et des effets d'échelle et de déterminer facilement les paramètres du modèle. C'est sur ce modèle que nous nous sommes basés afin de compléter notre modèle pour une fracture rocheuse sous cisaillement.

L'écoulement dans les fractures est régi par la loi cubique. La prise en compte de la rugosité, des phénomènes de tortuosité et d'obturation pour les fractures rocheuses sous contrainte normale et sous cisaillement entraîne :

- une modification de la loi cubique par l'introduction d'un facteur f représentant l'effet de la rugosité,
- et/ou une définition correcte pour la fracture d'une ouverture hydraulique équivalente.

Les définitions directes de cette ouverture en fonction du déplacement normal existant dans la littérature permettent de reproduire de façon satisfaisante le comportement hydraulique d'une fracture sous contrainte normale et sous cisaillement. Elles sont de plus très simples à utiliser : en effet, les paramètres sont faciles à déterminer et elles peuvent être introduites facilement dans un code de calculs afin de décrire la conductivité de la fracture. La relation de Barton et al (1985) définissant l'ouverture hydraulique en tenant compte de l'effet de la rugosité et de l'état de l'ouverture mécanique de la fracture nous a semblé la plus pertinente.

Cependant, il est clair que ces modèles restent des modèles de l'écoulement hydraulique tenant compte de la variation de l'ouverture hydraulique en fonction des contraintes appliquées. Ainsi, ce ne sont pas des modèles hydromécanique au sens vrai du couplage puisque le rôle de la pression de fluide n'est pas pris en compte. En effet, l'ensemble des études présenté ci avant a été effectué en s'appuyant sur des études expérimentales pour lesquelles les charges hydrauliques étaient faibles et donc négligeables sur l'ouverture de la fracture.

CHAPITRE II

DONNEES EXPERIMENTALES SUR TROIS JOINTS PARTICULIERS

La littérature est pauvre de campagne d'essais expérimentaux caractérisant le comportement hydromécanique d'une fracture soumise à des pressions interstitielles comparables aux contraintes normales. Partant de ce constat, Haji Sotoudeh (1995) a mis au point une série d'essais dont l'objectif principal était d'étudier les concepts intervenant dans le comportement hydromécanique de la fracture rocheuse. Il a ainsi réalisé un dispositif qui met l'accent sur l'étude de la pression de fluide et s'est limité à l'étude d'un joint non rempli, très fermé et soumis à une contrainte normale. Cependant, cette étude ne comprenant pas une analyse morphologique des fractures testées, nous l'avons complété par une analyse de la rugosité et nous présentons dans ce chapitre les résultats de cette étude.

Ce chapitre permet d'une part de caractériser les matériaux et de définir les différents essais de la campagne de Haji Sotoudeh et d'autre part de présenter les résultats expérimentaux sur lesquels s'appuient la construction ainsi que la validation du modèle hydromécanique présenté au chapitre III.

II.1 – Présentation du dispositif expérimental

Haji Sotoudeh (1995) a émis deux choix principaux qui ont distingué son dispositif des essais expérimentaux classiques existant dans la littérature. D'une part, il a appliqué la contrainte normale par le biais d'une pression de fluide lui permettant ainsi d'assurer l'uniformité du chargement normal. D'autre part, il a mis au point un système de capteurs de pression afin d'obtenir des informations concernant la distribution de la pression interstitielle sur la longueur de la discontinuité. Une schématisation du système global est montrée sur la figure II.1.

Les échantillons sont équipés de la façon suivante (cf. fig. II.2) :

- des capteurs de pression permettent la mesure de la pression de fluide localement dans le joint (P_1, P_2, P_3, P_4),
- quatre jauges d'extensométrie mesurent la déformation de la matrice (1, 2, 3, 4),
- six capteurs LVDT (L_{11}, L_{12}, L_{21}, L_{22}, L_{31}, L_{32}) montés en opposition mesurent le déplacement du joint au niveau de trois positions sur le joint. Une moyenne arithmétique de ces déplacements nous indique le déplacement global du joint.

De plus, le dispositif dispose d'un tableau de capillaires calibrés avec différents diamètres (3.5 et 10 mm) qui permet la mesure du fluide injecté et expulsé (cf. fig. II.1).

Ainsi, ce dispositif permet, en fonction de l'état de contrainte appliqué c'est à dire contrainte normale et sollicitations hydrauliques (pression d'injection et de drainage), d'analyser : la variation d'ouverture - fermeture de la fracture, la variation du débit et la variation de la pression interstitielle sur la longueur du joint.

Trois types d'essais ont alors été réalisés :

- des essais de premier type ou essais mécaniques qui consistent à étudier les déplacements du joint sous chargement/déchargement normal sans pression de fluide,
- des essais de second type ou essais de couplage qui consistent à étudier les déplacements du joint sous injection d'une pression de fluide uniforme sur toute la longueur du joint avec application d'une contrainte normale constante durant l'essai,
- des essais de troisième type ou essais d'écoulement qui consistent, pour une pression de confinement, pression d'injection et de drainage données, à mesurer le débit ainsi que l'évolution de la pression de fluide sur la longueur du joint.

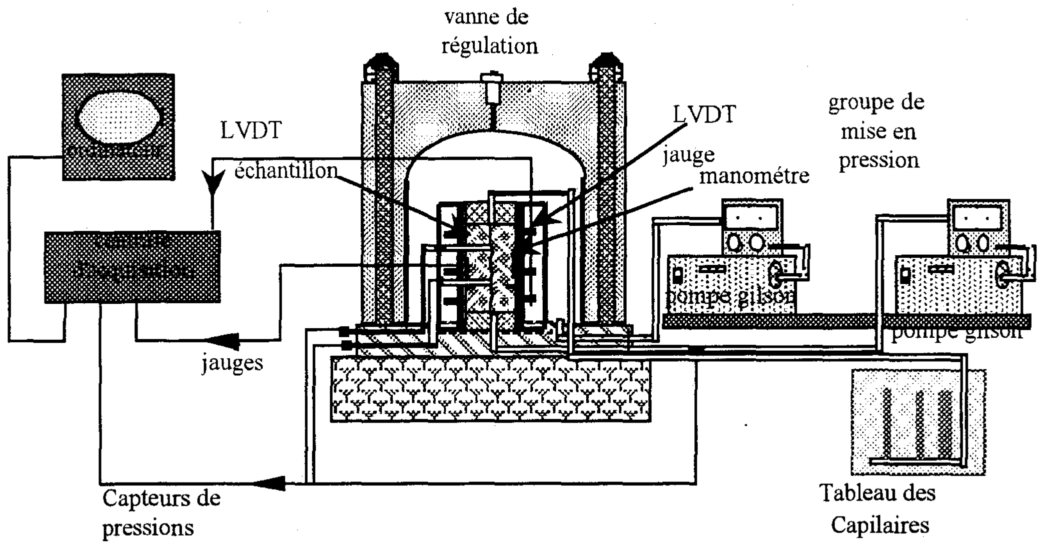


Figure II.1 : Dispositif expérimental des essais, d'après Haji Sotoudeh (1995)

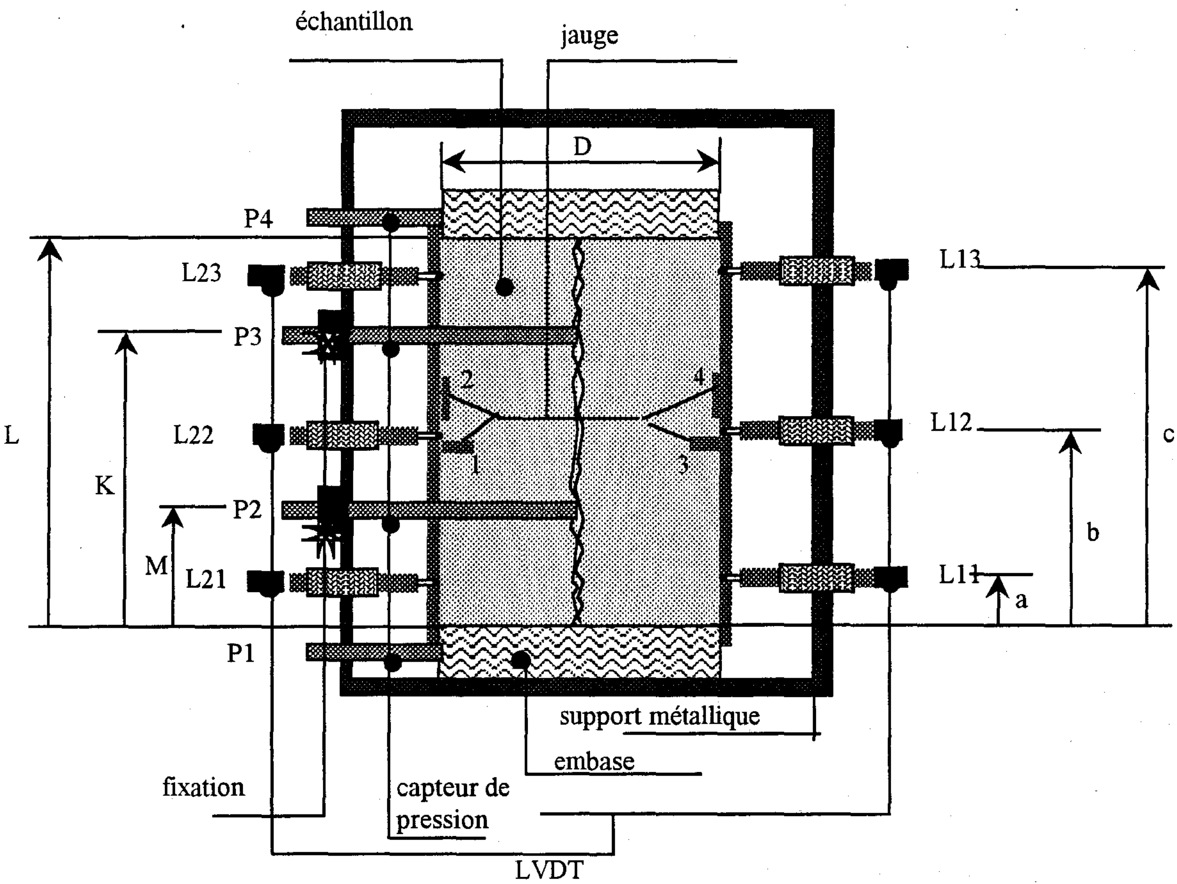


Figure II.2 : Equipement des échantillons, d'après Haji Sotoudeh (1995)

II.2 - Présentation des matériaux étudiés

II.2.1 – Rappel des données

Les essais mécaniques et hydromécaniques ont été effectués sur trois matériaux : deux matériaux isotropes, le granite de Tennelles et le marbre de St Pons, et un matériau isotrope transverse, le schiste ardoisier de Trélazé. Les échantillons cylindriques ont été fracturés par essais brésiliens. Les caractéristiques physiques et mécaniques de chaque matériau ainsi que les paramètres géométriques de chaque fracture, la longueur L et la largeur D, sont rappelés dans le tableau II.1.

Tableau II.1 : Caractéristiques physiques et mécaniques des matériaux étudiés

Matériaux	E (MPa)	ν	k (m^2)	ϕ (%)	L (cm)	D (cm)
Granite de Tennelles	83500	0,22	2.10^{-19} (Pc = 10 MPa) 1.10^{-19} (Pc = 40 MPa)	2	11,35	6,4
Marbre de St Pons	62000	0,26		2,5	11,45	6,4
Schiste ardoisier de Trélazé	$E_1 = 42000$ $E_2 = 115000$	$\nu_{12} = 0.13$ $\nu_{21} = 0.35$ $\nu_{31} = 0.17$			11,4	6,45

II.2.2 – Morphologie des 3 types de joint

Haji Sotoudeh (1995) ne disposait pas de mesures permettant de caractériser la rugosité de chaque fracture et s'était contenté de la qualifier. Cependant, l'étude de l'écoulement dans les fractures nous conduit à raisonner en termes de vides accessibles au fluide, il est donc intéressant de pouvoir définir de façon plus précise la morphologie des fractures testées.

En ce qui concerne le schiste, la génératrice et le plan de fracture sont parallèles au plan de schistosité. L'enregistrement des profils $h = f(x, y)$, effectué après les essais, a été opéré par le laboratoire LAEGO (Laboratoire Environnement, Géomécanique, Ouvrages) de Nancy au moyen d'un laser pour une éponte de chaque matériau. Les profils ont été enregistrés tous les 2 mm et chaque profil a été numérisé à l'aide d'un pas d'échantillonnage de 0,5 mm.

- **Etude statistique**

A partir des données obtenues, quatre coefficients statistiques caractérisant la rugosité géométrique, présentés dans le tableau A1.1 de l'annexe A1, sont calculés. Le tableau II.2 donne les valeurs de ces paramètres établis à partir des amplitudes h définies par rapport au plan de référence (PR) et les valeurs arithmétiques de ces paramètres établis à partir des amplitudes h définies par rapport aux droites de référence (DR) de chaque profil. Ce plan de référence a été orienté suivant le plan moyen macroscopique de la fracture c'est à dire le plan perpendiculaire à la direction d'enregistrement.

Tableau II.2 : Paramètres statistiques caractérisant la rugosité des trois fractures étudiées

	Granite		Marbre		Schiste	
	DR	PR	DR	PR	DR	PR
CLA (mm)	0.7669	0.9291	0.9288	1.3602	0.1940	0.1967
RMS (mm)	0.9283	1.0794	1.1414	1.5831	0.2376	0.2448
z_2	0.2608	0.2608	0.3172	0.3172	0.0840	0.0840
R_L	1.0321	1.0321	1.0547	1.0547	1.0041	1.0041

NB : DR : Moyenne arithmétique des paramètres de chaque profil
PR : Paramètre calculé à partir du plan de référence

Les paramètres z_2 et R_L, qui décrivent la rugosité en terme d'angularité, restent de par définition inchangés quelle que soit la référence utilisée. Pour le schiste, la valeur de R_L, proche de l'unité, et celle de z_2, proche de zéro, indiquent une morphologie plutôt lisse alors que pour les deux autres matériaux, les valeurs s'éloignent de ces valeurs limites. Ainsi, leur morphologie sera plus rugueuse.

En général, les coefficients *CLA* et *RMS*, qui décrivent la rugosité en terme d'amplitude, sont supérieurs s'ils sont déterminés à partir du plan de référence au lieu de la droite de référence. Cette différence est due à l'existence de deux types d'ordre de rugosité :

- une microrugosité liée aux « petites » aspérités,
- une macrorugosité liée à des aspérités de plus grandes tailles.

Ainsi, les valeurs de *CLA* et *RMS*, étant quasi similaires pour le schiste, quelle que soit la référence utilisée, indiquent une absence de macrorugosité. Par contre, pour le granite et pour le marbre, la différence montre la présence de ces deux types de rugosité

- **Calcul du coefficient de rugosité *JRC***

Le tableau II.3 nous indique les valeurs de *JRC* calculées à partir des paramètres statistiques précédents et des équations empiriques de Tse et Cruden (1979) (cf. § Tableau A1.2 de l'annexe A1).

Le schiste a un coefficient de rugosité de l'ordre de 4-5 et corrobore le fait qu'il présente à l'œil nu des surfaces plutôt lisses. Par contre, le granite et le marbre présentent une rugosité plus importante. Ces résultats sont conformes avec la littérature. Cependant, il peut être étonnant de constater que le marbre présente une rugosité plus importante que le granite sachant que ses grains sont plus petits. Ceci est peut-être dû à une macrorugosité plus importante mise en évidence lors de la comparaison des paramètres statiques pour les deux références choisies.

Si les valeurs de *JRC* issues des calculs de *CLA* et *RMS* sont du même ordre, celles provenant de la détermination de z_2 sont supérieures. Ceci est à rattacher au fait que l'équation empirique de Tse et Cruden (1979) employant le paramètre z_2 a le meilleur coefficient de corrélation puisque le coefficient *JRC* décrit la rugosité en terme d'angularité. Ce résultat avait été mis en évidence par Gentier (1986) sur des fractures de granite de Guéret.

Tableau II.3 : Coefficient de rugosité JRC en fonction des matériaux et des paramètres statistiques

	Granite		Marbre		Schiste	
	DR	PR	DR	PR	DR	PR
CLA (mm)	8,8	10,1	10,1	13,5	4,3	4,3
RMS (mm)	9,0	10,0	10,5	13,6	4,1	4,1
z_2	13,2	13,2	16,0	16,0	5,2	5,2

NB : DR : Moyenne arithmétique des paramètres calculés à partir de chaque profil
PR : Paramètre calculé à partir du plan de référence

II.3 – Présentation des résultats de la campagne d'essais

II.3.1 - <u>Essais mécaniques ou de premier type</u>

En ce qui concerne les essais de premier type, les résultats classiques de la littérature sont retrouvés pour les trois matériaux (cf. fig. II.3) :

- le caractère non linéaire de la courbe contrainte normale σ_n – déplacement V est confirmé,
- la fermeture augmente fortement sous de faibles niveaux de contraintes puis la rigidité normale $K_n = \dfrac{d\sigma_n}{dV}$ augmente pour tendre vers l'infini,

De plus, les résultats pour le marbre, confirment aussi le comportement cyclique d'une fracture (cf. fig. II.3). En effet, ils indiquent des phénomènes d'hystérésis et des déplacements résiduels importants notamment pour le premier cycle. Ce comportement s'atténue ensuite pour donner lieu à un cycle stabilisé où les courbes chargement/déchargement semblent confondues. Pour le granite (cf. fig. II.3.b), cet effet est moins marqué et il existe une légère différence entre la charge et la décharge. Pour le schiste (cf. fig. II.3.c), même si les cycles semblent confondus, les courbes chargement et déchargement restent fortement distinctes, ce qui semble surprenant pour ce matériau dont les surfaces sont lisses mais peut-être associé à la remarque établie par Benjelloun (1991). En effet, la même contrainte maximale n'a pas été appliquée durant ces cycles.

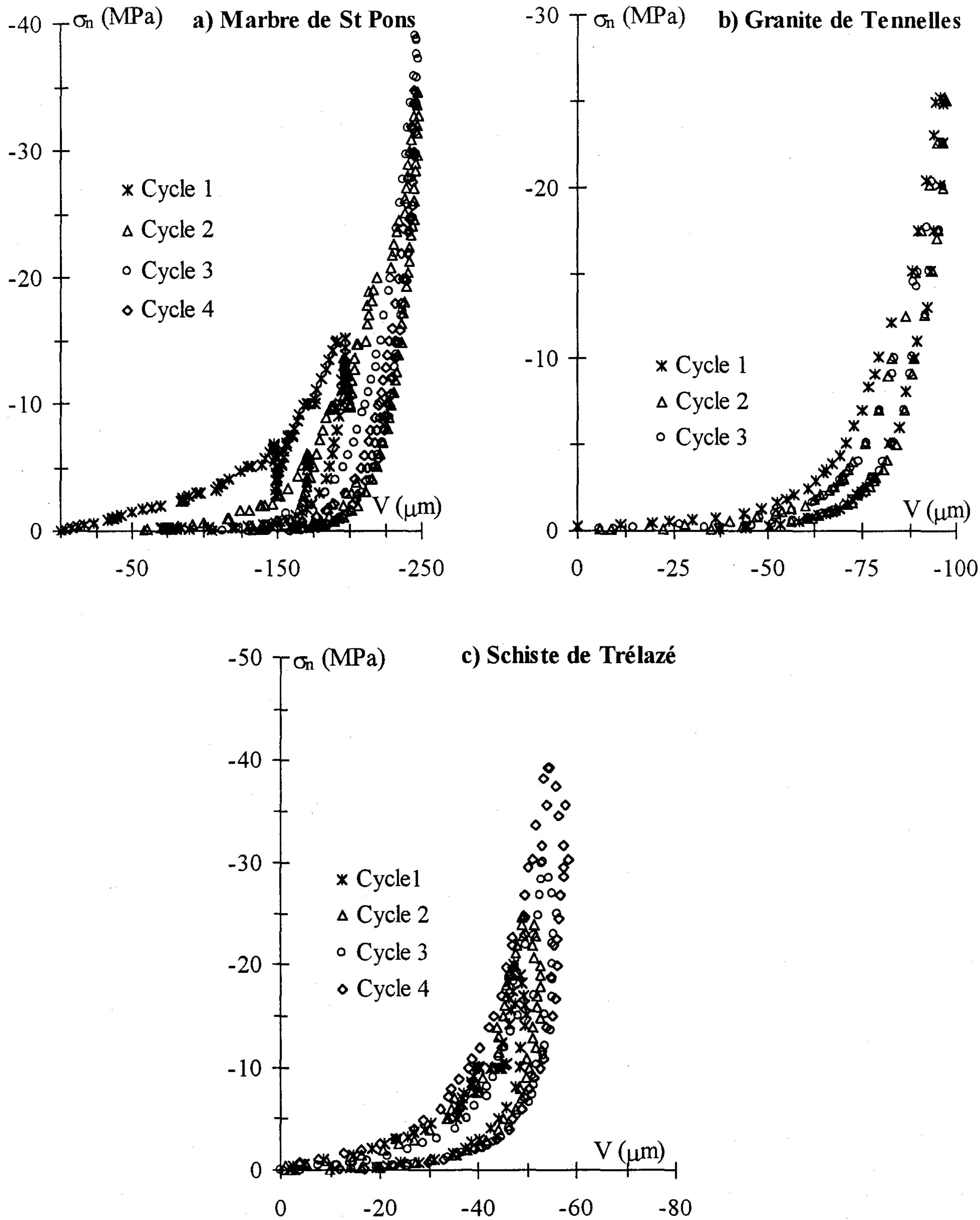


Figure II.3 : Cycles de chargement / déchargement sous contrainte normale pour les trois types de fracture

II.3.2 - Essais de couplage ou de deuxième type

Les essais de deuxième type ont été réalisés lorsque le comportement de la fracture était stabilisé. Haji Sotoudeh (1995) a réalisé ces essais afin de mettre en évidence la nécessité de définir de façon précise et correcte l'interaction entre la contrainte normale σ_n et la pression de fluide p.

Il a d'abord analysé si le concept de Terzaghi défini en mécanique des sols pouvait être appliqué aux fractures rocheuses. La contrainte effective, qui correspond à la force responsable du déplacement normal du joint, est alors définie par :

$$\sigma_{eff} = \sigma_n - p \tag{II.1}$$

Ainsi, sur un même graphe (cf. fig. II.4), les courbes contraintes effectives en fonction du déplacement normal ont été tracées pour les essais de type II à différentes contraintes normales et pour les essais de type I. Les considérations suivantes ont été établies :

pour les essais de type I, la pression de fluide est nulle et donc $\Delta\sigma_{eff} = \Delta\sigma_n$,
pour les essais de type II, la contrainte normale est constante et donc $\Delta\sigma_{eff} = -\Delta p$.

Ce graphe met en évidence que même s'il existe une similitude dans l'allure des courbes, celles-ci ne sont pas superposables. Ainsi, la même variation de la pression de fluide et de la contrainte normale ne conduit pas à la même variation de déplacement du joint. Cette différence, redondante pour les trois matériaux, indique la nécessité de définir un concept de contrainte effective appropriée.

Supposons donc un concept de contrainte effective de la forme :

$$\sigma_{eff} = \sigma_n - \alpha p \tag{II.2}$$

où α représente le coefficient de couplage traduisant l'effet réel de la pression de fluide sur l'ouverture du joint. La variation de la contrainte effective pour les essais de type II effectués à différentes contraintes normales constantes est alors définie par :

$$\Delta\sigma_{eff} = -\alpha\Delta p \tag{II.3}$$

Cependant, la comparaison des courbes de type II entre elles indique qu'elles ne sont pas superposables : l'utilisation d'un coefficient de couplage constant représentatif du matériau n'est donc pas approprié notamment pour le schiste. En effet, il semblerait que plus la rugosité des fractures est importante plus l'utilisation d'un coefficient de couplage constant peut être envisagée. Cette hypothèse, qui n'a pas été relevée par Haji Sotoudeh (1995), sera mise en évidence et expliquée dans le chapitre III.

Il reste donc à établir une expression de la contrainte effective où le coefficient de couplage varie avec l'état de chargement et donc avec l'état de fermeture de la fracture. Ce résultat n'est pas surprenant : établir le coefficient de couplage d'une fracture revient à raisonner en terme de surface accessible au fluide ou en terme de surface de contact. Or, ces surfaces varient en fonction de la contrainte normale appliquée, ce qui explique la nécessité d'un coefficient de couplage non constant.

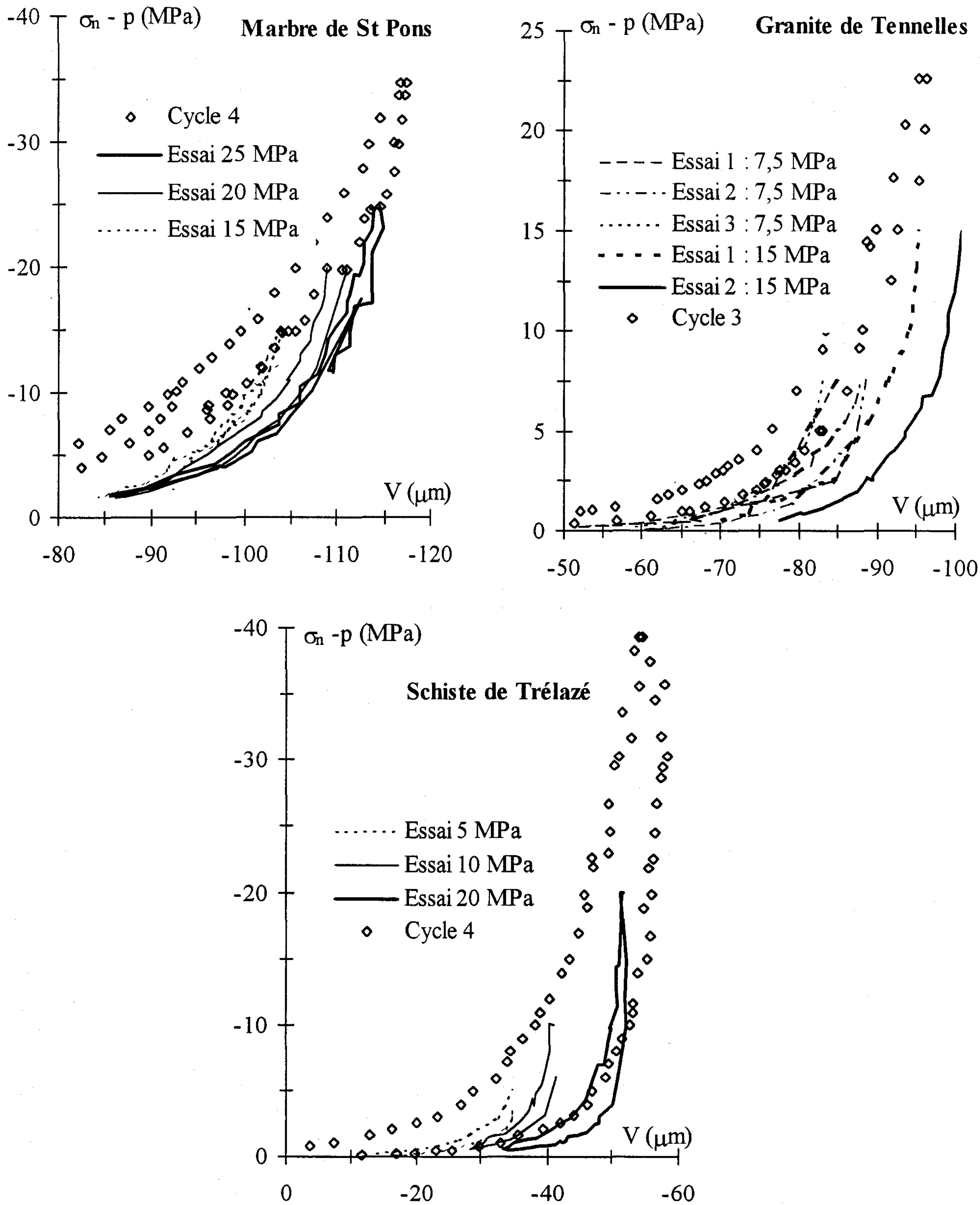


Figure II.4 : Essais de couplage pour différentes contraintes normales comparés au cycle dit "stabilisé" pour les trois types de fracture.

II.3.3 - Essais d'écoulement ou troisième type

L'écoulement dans les fractures rocheuses est régi par la loi cubique (cf. § I.4.1). Par conséquent, deux facteurs vont conditionner le débit à travers la fracture : le gradient de pression interstitielle et l'ouverture de la fracture. Le dispositif de Haji Sotoudeh (1995) permet la mesure de ces deux paramètres. Trois analyses ont été faites.

En premier lieu, une analyse de l'effet de l'écoulement sur l'ouverture a été effectuée : les déplacements pour les différents niveaux L_1, L_2 et L_3 du joint (cf. fig. II.2) sont totalement distincts. La réaction au point d'injection est vive, limitée au milieu du joint et inexistante au côté opposé de l'injection. Par ce biais, Haji Sotoudeh (1995) tend à mettre en évidence l'affection par la pression interstitielle de la géometrie des vides.

Puis, l'évolution du débit en fonction de l'etat de contrainte, du chemin de chargement et du sens d'écoulement a été étudiée. A chaque sollicitation, c'est à dire pour des pressions de confinement, d'injection et de drainage données et après l'état stationnaire de l'écoulement, le débit est calculé. Les remarques générales sont les suivantes (cf. fig. II.5, II.6, II.7) :

- les courbes de débit en fonction de la pression d'injection présentent une grande partie linéaire, puis à la fin de chaque courbe lorsque la pression d'injection se rapproche de la pression de confinement, la courbe perd sa linéarité et prend une forme plus asymptotique.
- une légère différence entre les chemins croissants de la pression d'injection et les chemins décroissants est parfois notable (exemple fig. II.6).
- Haji Sotoudeh (1995) a montre l'indépendance de la conductivité du joint avec le sens de l'écoulement (exemple fig. II.7)

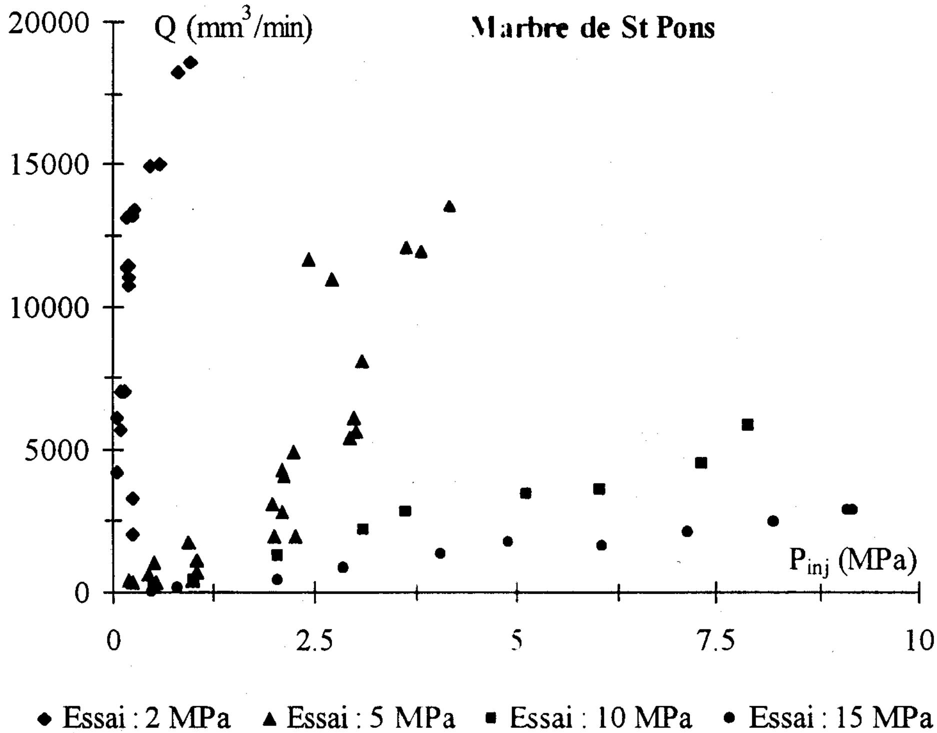


Figure II.5 : Essais d'écoulement : débit en fonction de la pression d'injection à pression de drainage nulle pour différentes pressions de confinement pour le marbre de St Pons.

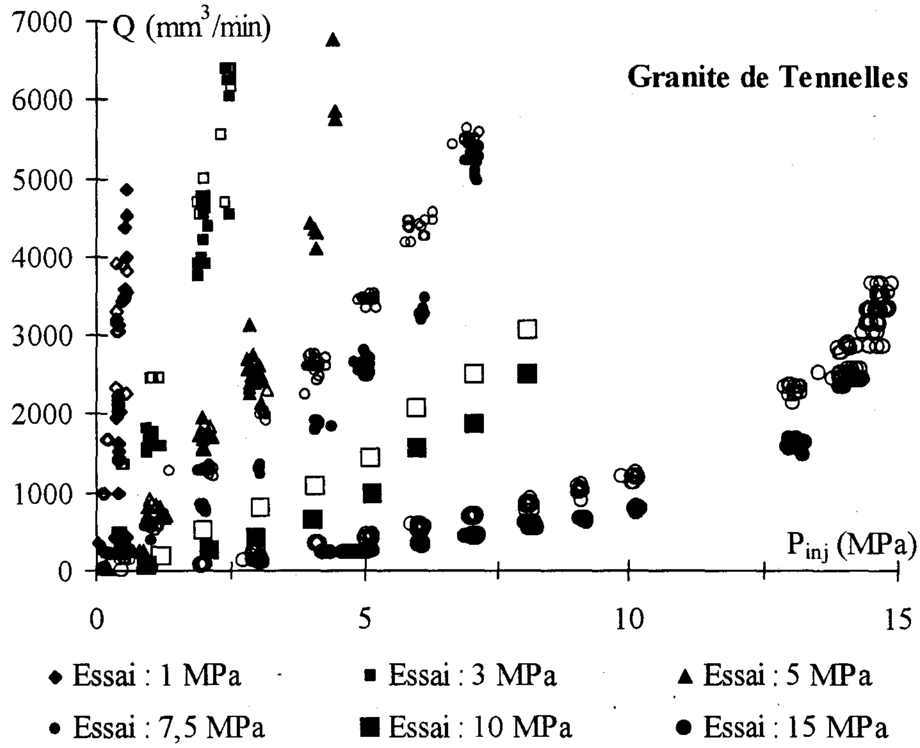


Figure II.6 : Essais d'écoulement : débit en fonction de la pression d'injection à pression de drainage nulle pour différentes pressions de confinement pour le granite de Tennelles. Les symboles noircis et clairs sont respectivement les chemins croissants et décroissants.

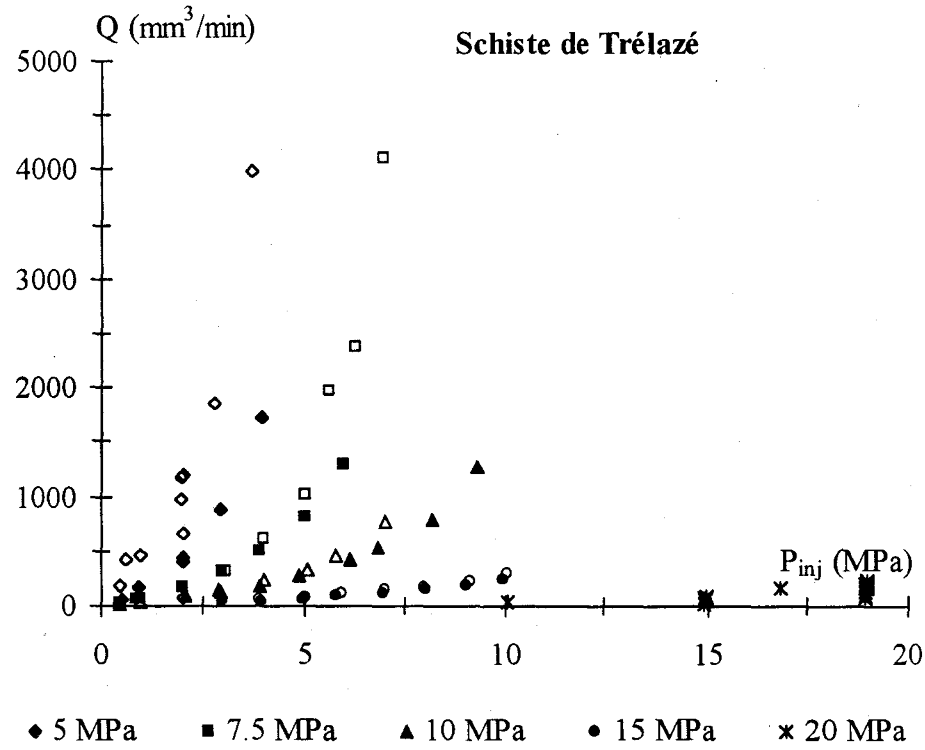


Figure II.7 : Essais d'écoulement : débit en fonction de la pression d'injection à pression de drainage nulle pour différentes pressions de confinement pour le schiste de Trélazé. Les symboles noircis et clairs sont respectivement le sens d'écoulement vers le haut et vers le bas.

Enfin, la distribution de la pression interstitielle est examinée suivant la longueur du joint. Les résultats obtenus pour les profils de pression interstitielle indiquent que les pressions sont très dépendantes des irrégularités géométriques et la distribution locale peut être hétérogène. Ainsi, dans le cas du marbre et du granite, les résultats sont très irréguliers et aucun profil global ne peut être obtenu (cf. fig. II.8), par contre, pour le schiste (le matériau étant plus lisse) les courbes semblent plus régulières (cf. fig. II.9).

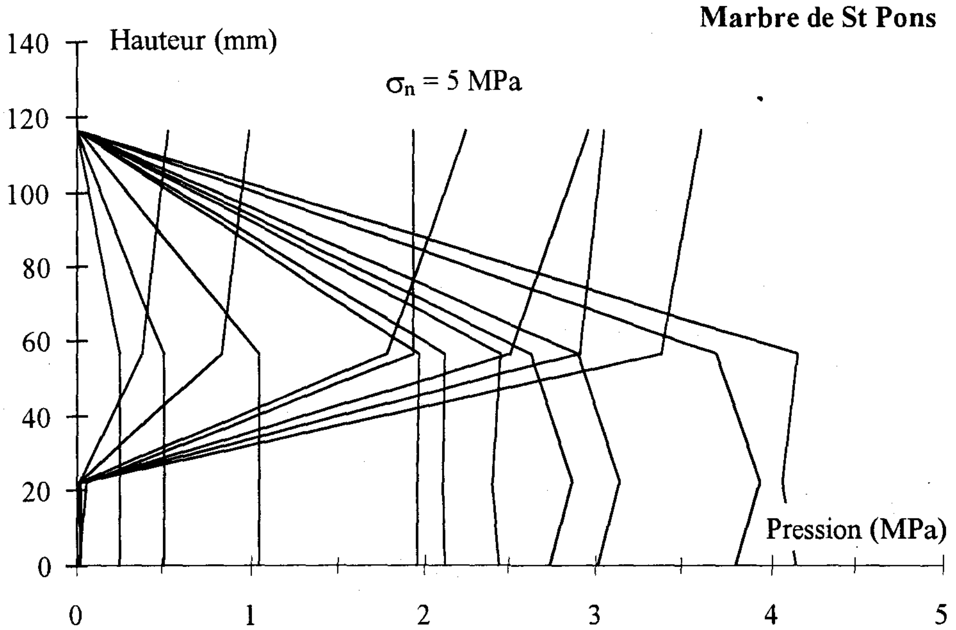


Figure II.8 : Evolution de la pression interstitielle dans la fracture du marbre de St Pons pour une contrainte normale égale à 5 MPa, une pression d'injection et de drainage données.

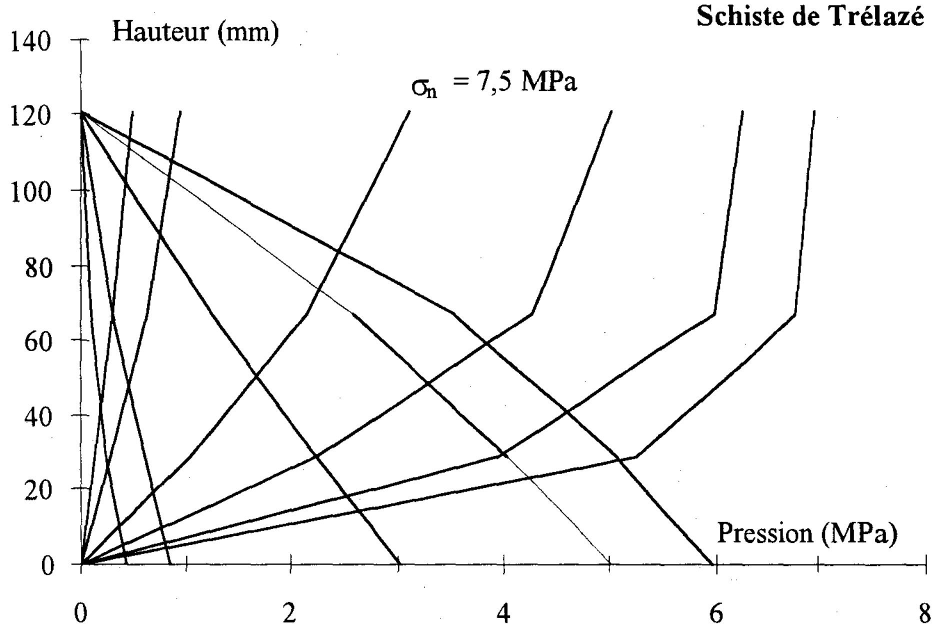


Figure II.9 : Evolution de la pression interstitielle dans la fracture du schiste de Trélazé pour une contrainte normale égale à 7.5 MPa, une pression d'injection et de drainage données.

II.4 – Conclusion

L'analyse morphologique des fractures, qui vient compléter la campagne expérimentale de Haji Sotoudeh (1995), fournit une base de données supplémentaire quant à l'analyse des essais. De plus, les différents indices de rugosité vont nous permettre une comparaison plus facile des différents paramètres du modèle hydromécanique en fonction des matériaux. Cependant, il est évident qu'aucune corrélation quantitative ne pourra être établi entre les paramètres du modèle et les indices de rugosité en raison du nombre peu important d'échantillons testés.

En ce qui concerne les essais de type I, les résultats déjà obtenus dans la littérature à savoir le comportement non linéaire et l'atténuation des phénomènes d'hystérésis vers un cycle stabilisé ont été confirmés pour le marbre et le granite. Néanmoins, le joint de schiste présente de façon surprenante une différence entre les réponses au chargement et au déchargement.

Les essais de type II indiquent pour les trois matériaux de rugosité différente la nécessité de définir correctement un concept de contrainte effective pour les fractures rocheuses où interviendrait un coefficient de couplage dépendant de l'état de fermeture de la fracture de la fracture, ce qui serait à relier à l'évolution de la surface de contact en fonction de la contrainte normale appliquée.

Les essais de type III montrent l'influence sur les mesures de débit de la pression de fluide et de sa distribution sur la longueur du joint. La simulation de ces essais va exiger une définition correcte d'une loi d'écoulement pour les fractures avec un gradient hydraulique important.

CHAPITRE III

UN MODELE HYDROMECANIQUE POUR FRACTURES ROCHEUSES SOUS CONTRAINTE NORMALE

L'objectif de notre travail est de proposer un modèle permettant de caractériser le comportement hydromécanique des joints rocheux sous contrainte normale. Nous nous sommes pour cela appuyés sur le travail expérimental de Haji Sotoudeh (1995) qui avait mis en évidence le rôle de la pression de fluide pour les fractures rocheuses soumises à une contrainte normale. Mais, nous avons aussi gardé à l'esprit que ce modèle serait implanté dans un code de calculs et par conséquent une formulation simple serait souhaitable. Ainsi des simplifications et des idéalisations étaient essentielles dans le but de construire un modèle représentant les propriétés hydromécaniques de la fracture sous contrainte normale et qui reste facile à implanter dans un code de calculs.

Après avoir énuméré les différentes hypothèses sur lesquelles nous nous appuyons et les considérations microscopiques et macroscopiques de la fracture, une formulation mathématique du modèle est présentée. Une méthodologie de détermination des paramètres est alors proposée sur les essais de type I, de type II et de type III pour de faibles pressions interstitielles. Le modèle est ensuite validé sur les essais de type III avec des pressions de fluides importantes.

III.1 – Définitions et notations

III.1.1 – Hypothèses

Avant de définir le modèle proposé, nous présentons ici les différentes hypothèses utilisées pour décrire le comportement hydromécanique d'une fracture rocheuse sous contrainte normale :

- **H.1** : Nous ne considérons que le comportement hydromécanique d'une fracture rocheuse et nous négligeons les effets thermiques et visqueux.
- **H.2** : La pression interstitielle du fluide dans l'interface est toujours inférieure à la contrainte normale appliquée. Ainsi, la fracture est toujours dans un état de compression.
- **H.3** : Le fluide circulant dans la fracture est supposé incompressible.
- **H.4** : La fracture rocheuse est non colmatée. Nous avons ainsi écarté le cas des fractures présentant un matériau de remplissage.
- **H.5** : la fracture est considérée dans un état d'emboîtement total des deux épontes.

  Deux conséquences sont issues de cette hypothèse :

  - le cycle stabilisé, c'est à dire pour lequel la courbe de charge et de décharge sont pratiquement confondues, représente le comportement intrinsèque de la fracture. Ainsi, le comportement de la fracture est donc élastique non linéaire,
  - l'état d'emboîtement total de la fracture est considéré comme un état de référence (cf. fig. III.1) et est caractérisé par la valeur d'ouverture mécanique asymptotique b_0.

- **H.6** : L'état de fermeture de la fracture d'un point de vue hydraulique est atteint lorsque le déplacement normal V de la fracture atteint b_0, ouverture mécanique asymptotique de la fracture.

III.1.2 – Définitions et notations

Nous avons adopté la convention de signe suivante et utilisé les notations suivantes :

- σ_n est la contrainte normale (<0 dans le cas d'une compression),
- V est le déplacement normal de la fracture (<0 dans le cas d'une fermeture)
  ou $\widetilde{V} = \dfrac{V}{b_0}$ est le déplacement normalisé par l'ouverture mécanique initiale,
- K_n est la rigidité normale de la fracture en MPa/m
  ou $\widetilde{K}_n = K_n b_0$ est le module normal de la fracture en MPa,

– p est la pression de fluide.

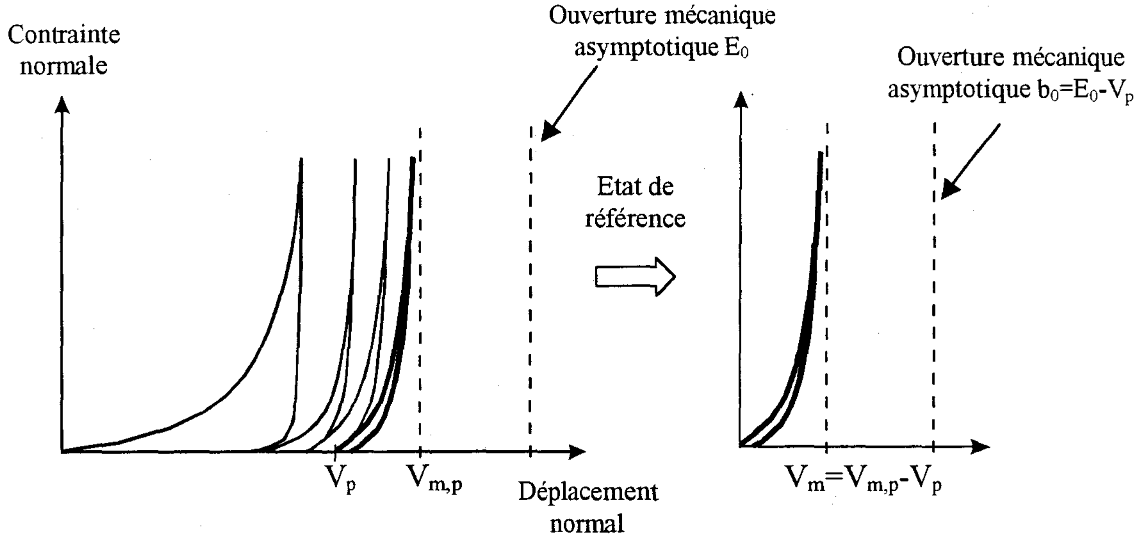


Figure III.1 : Illustration de l'état de référence pour le modèle hydromécanique

III.2 – Présentation conceptuelle du modèle

III.2.1 – Considérations microstructurales et macrostructurales

Le modèle est basé sur une description phénoménologique de l'état local de la fracture rocheuse.

D'un point de vue microstructural, la fracture est assimilée à une série de vides entre deux surfaces rugueuses (Tsang et Witherspoon, 1981) ; la variation progressive du déplacement normal sous contrainte normale est alors considérée comme un processus de modification de cet espace vide (cf. fig. III.2). Définir le comportement hydromécanique de la fracture revient alors à décrire ce mécanisme de modification de l'espace vide en tenant compte de l'interaction entre la contrainte normale et la pression de fluide.

Pour cela, dans une description macrostructurale et d'un point de vue hydromécanique, la fracture est considérée comme un milieu poreux particulier de faible largeur et une équivalence peut être établie entre l'espace vide de l'interface et la porosité. Ainsi, comme toute considération macroscopique propre à la théorie des milieux poreux, la fracture est considérée comme la superposition de deux milieux continus en interaction : l'un est un milieu constitué par le fluide interstitiel incompressible saturant l'espace vide connecté et l'autre est constitué par la morphologie de la fracture.

Cette fracture est alors un système « ouvert » c'est à dire échangeant de la masse fluide avec l'extérieur au cours du déplacement progressif de la fracture en fonction de l'état de contrainte appliqué.

Suite aux considérations précédentes, la base du modèle est alors la suivante :

– la fracture pouvant être assimilée par analogie à un milieu poreux, le comportement hydromécanique est décrit en utilisant la théorie générale de poroélasticité de Biot (Biot, 1941, Coussy, 1995, ...)

- cependant, cette théorie doit être adaptée aux fractures rocheuses. D'une part, le couplage est ici considéré uniquement dans la direction normale. D'autre part, une formulation incrémentale est plus appropriée. En effet, le comportement mécanique non linéaire a été mis en évidence par de nombreuses campagnes expérimentales (cf. § I.2.1). Ainsi Haji Sotoudeh (1995) a notamment montré la nécessité de définir une loi de couplage dépendant du déplacement normal de la fracture (cf. II.3.2).

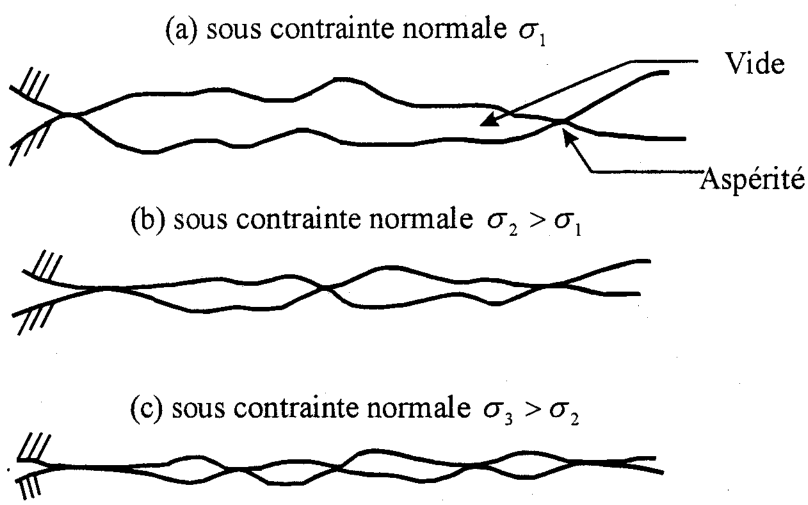


Figure III.2 : Illustration de l'espace vide de la fracture sous contrainte normale (d'après Tsang et Witherspoon, 1981)

III.2.2 – Formulation mathématique du modèle

Suite à l'ensemble desconsidérations du paragraphe précédent, le comportement hydromécanique d'une fracture rocheuse consiste à poser :

$$d\sigma_n = \tilde{K}_n(\tilde{V})d\tilde{V} - \alpha^f(\tilde{V})dp \qquad \text{(III.1)}$$

$$dp = M^f\left[d\zeta^f - \alpha^f(\tilde{V})d\tilde{V}\right] \qquad \text{(III.2)}$$

Les équations de comportement ainsi définies constituent les relations incrémentales de comportement développées par Biot (1941, 1956) et Coussy (1995) pour les milieux poreux élastiques linéaires. La signification des différentes variables introduites est la suivante :

- $d\zeta^f = \dfrac{dm}{\rho_0^f}$ est l'apport de masse fluide par unité de volume (normalisé par la masse volumique initiale du fluide),
- $\tilde{K}_n$ est le module normal drainé,
- M^f est le module de couplage, il représente le rapport entre la variation de la pression interstitielle et la variation de la masse de fluide $d\zeta^f$ dans une expérience isochore (qui ici correspond à $d\tilde{V} = 0$),

- α^f est le coefficient de couplage, il représente le rapport de la variation de la masse fluide $d\zeta^f$ et de la variation de déplacement $d\widetilde{V}$ dans une expérience drainée à $dp = 0$.

Afin de définir complètement les équations précédentes, il reste à expliciter le module normal drainé $\widetilde{K}_n$ et le coefficient de couplage α^f en fonction du déplacement normal de la fracture.

- **Définition du module normal drainé $\widetilde{K}_n$**

$\widetilde{K}_n = K_n b_0$ représente le module drainé de la fracture et peut être déterminé dans un essai de compression normale sans variation de la pression interstitielle. Afin de le définir, nous avons établi un parallèle avec le modèle de Bandis et al (1983). Ce modèle définit la rigidité normale de façon classique à partir de la fermeture maximale V_m et de la rigidité normale initiale K_{ni} de la façon suivante en convention MMC (cf. Annexe 2) :

$$K_n = \frac{K_{ni}}{(1+V/V_m)^2} \tag{III.3}$$

Cependant, nous désirions une définition plus globale de K_n par rapport à l'état d'ouverture mécanique asymptotique de la fracture et ce, afin que K_n nous informe quant à l'espace accessible au fluide. Nous avons ainsi modifié la relation de Bandis et al (1983) en introduisant le paramètre d'ouverture mécanique asymptotique b_0. La forme spécifique de cette fonction a été identifiée à partir des essais de compression simple pour quelques types de joint. L'équation simple suivante est proposée pour exprimer la variation de la raideur normale en fonction du déplacement normal :

$$K_n = \frac{K_{ni}}{(1+\frac{V}{b_0})^\gamma} \tag{III.4}$$

ou encore, sous la forme normalisée,

$$\widetilde{K}_n = \frac{\widetilde{K}_{ni}}{(1+\widetilde{V})^\gamma} \tag{III.5}$$

où γ est un paramètre d'ajustement du modèle.

Cette formulation amène aux remarques suivantes :

- il est vrai qu'aucune modification fondamentale n'a été apportée dans la description du comportement mécanique par rapport au modèle de Bandis. Cependant, l'introduction d'une ouverture mécanique asymptotique b_0 permettra de mieux distinguer les propriétés mécaniques et hydrauliques. Ceci s'inscrit donc dans une démarche globale de modélisation qui est précisée par la suite.
- le déplacement normal V varie donc de façon continue entre 0 et b_0, ouverture mécanique asymptotique pour laquelle la fracture sera complètement fermée d'un

point de vue mécanique et hydraulique. Il est cependant évident que lorsque V est supérieur à V_m et pour des contraintes normales importantes, certaines aspérités vont se briser. Cependant, cette approche de modélisation continue du comportement hydromécanique de 0 à b_0 reste conforme à la description macroscopique de la fracture comme un milieu poreux continu.

- **Définition du coefficient de couplage α^f**

L'équation (III.1) peut-être réécrite sous la forme :

$$d\sigma_n^{eff} = K_n d\tilde{V} \qquad \text{(III.6)}$$

où

$$d\sigma_n^{eff} = d\sigma_n + \alpha^f dp \qquad \text{(III.7)}$$

Ainsi, $d\sigma_n^{eff}$ peut être considérée comme la variation d'une contrainte effective appliquée sur la fracture responsable du déplacement normal et donc α^f prend ici toute sa signification en tant que coefficient de couplage, il traduit l'effet de la pression de fluide sur le déplacement de la fracture.

Les essais expérimentaux de Haji Sotoudeh (1995) ont montré que prendre ce coefficient constant n'est pas approprié. En effet, celui ci semble varier en fonction de la fermeture progressive du joint. Comme la fracture est considérée comme un ensemble de vides entre deux surfaces rugueuses, l'effet du couplage hydromécanique doit être relié à l'espace de vides accessible au fluide.

A partir de cette proposition, une variable interne de fermeture hydraulique locale χ est alors définie. Elle caractérise la compaction locale de l'espace vide accessible entre les deux épontes. Elle est donc proportionnelle au taux entre l'aire ouverte au fluide et celle totale. Cette variable, par définition, doit donc vérifier deux états idéaux : la valeur $\chi = 0$ correspond à un état complètement ouvert de la fracture, pendant que $\chi = 1$ signifie que le joint est complètement fermé d'un point de vue hydraulique et mécanique. De plus, ce coefficient de fermeture est directement relié au déplacement normal relatif $\chi = \chi(\tilde{V})$; en effet, lorsque la fracture se ferme, le coefficient de fermeture croît. Pourtant, comme la rigidité normale est aussi dépendante du déplacement du joint, il nous a semblé plus judicieux de définir une corrélation entre χ et K_n. Une telle relation tiendrait compte des points suivants :

- quand le joint est entièrement ouvert ($\chi = 0$), aucun point des surfaces n'est en contact et la raideur normale du joint disparaît.

- quand le joint est entièrement fermé ($\chi = 1$), tous les points des surfaces sont en contact et la raideur normale du joint tend vers l'infini.

Par conséquent, après analyse des données expérimentales, la relation suivante entre la raideur normale et le coefficient de fermeture hydraulique est proposée :

$$\chi = \frac{\widetilde{K}_n}{\widetilde{K}_n + A} \qquad \text{(III.8)}$$

où A est le paramètre qui va contrôler le couplage hydromécanique du joint.

Le coefficient de Biot généralisé α^f peut maintenant être déterminé à l'aide du coefficient de fermeture. En tenant compte du fait que α^f diminue quand le joint se ferme et en supposant que l'on retrouve $\alpha^f = 1$ quand le joint est entièrement ouvert ($\chi = 0$), on propose alors simplement :

$$\alpha^f = 1 - \chi \qquad \text{(III.9)}$$

Les équations (III.1) et (III.2) sont alors entièrement définies et proposent une description du comportement hydromécanique de la fracture rocheuse sous contrainte normale.

III.3 – Détermination des paramètres du modèle

La détermination des paramètres du modèle s'est effectuée en utilisant les résultats expérimentaux obtenus sur le joint de granite de Tennelles, le joint de marbre de St Pons et le joint de schiste ardoisier de Trélazé (Haji Sotoudeh 1995). Une méthodologie de détermination des paramètres est ici présentée.

NB : D'après l'hypothèse H.5, le comportement décrit par le modèle pour les trois matériaux est celui défini par le cycle stabilisé. Cependant, il a été montré au paragraphe II.3.1 que le matériau de schiste présente un cycle stabilisé pour lequel la courbe de charge est différente de la courbe de décharge. Comme les essais d'écoulement de ce matériau ont été réalisés sur la courbe de charge, nous avons retenu cette dernière afin de déterminer les paramètres.

Le modèle hydromécanique décrit précédemment présente cinq paramètres indépendants :

b_0 : ouverture mécanique asymptotique,

$\widetilde{K}_{ni}$: rigidité normale initiale,

γ : exposant d'ajustement,

A : paramètre de couplage,

M^f : Module de couplage.

III.3.1 – Caractérisation de l'état initial : paramètre b_0

Deux méthodes de calcul de ce paramètre sont ici explicitées : l'une, statistique, s'appuie sur l'analyse morphologique présentée au paragraphe II.2.2 et utilise une formule empirique de Barton et Bakhtar (1983) et l'autre, expérimentale, s'appuie sur les essais d'écoulement ou de troisième type de Haji Sotoudeh (1995).

- **Méthode statistique**

L'ouverture mécanique asymptotique b_0 est déterminée à partir de l'état de référence explicité au § III.1 de la façon suivante (cf. fig. III.1) :

$$b_0 = E_0 - V_p \tag{III.10}$$

où E_0 est l'ouverture mécanique asymptotique avant les différents cycles de chargement-déchargement de la contrainte normale,

V_p est le déplacement permanent suite aux cycles de réemboîtement des épontes.

Par conséquent, V_p peut être déterminé expérimentalement. Pour E_0, Barton et Bakhtar (1983) ont proposé une relation empirique explicitée au § I.1.2 (cf. relation (I.3)) et qui s'écrit dans le cas de joints frais pour lesquels l'altération relative σ_c / JCS vaut 1 :

$$E_0 \approx \frac{JRC}{5} \cdot 0{,}1 \text{ en mm} \tag{III.11}$$

Les valeurs du coefficient de rugosité JRC utilisées pour le calcul de b_0 sont celles calculées au chapitre II à partir du plan de référence, c'est à dire qualifiant la rugosité pour l'ensemble de la surface. Elles sont rappelées dans le tableau III.1. La valeur minimale de JRC correspond au calcul à partir des paramètres statistiques CLA et RMS qui qualifient la rugosité en terme d'amplitudes et la valeur maximale correspond à la détermination de JRC à partir du paramètre statistique z_2 qui qualifie la rugosité en termes d'angularité (cf. annexe A1 et § II.2.2). Les valeurs de b_0 relatives à ces coefficients de rugosité sont également répertoriées dans le tableau III.1.

Tableau III.1 : Valeurs de l'ouverture mécanique initiale pour les trois matériaux à partir de l'analyse morphologique

Matériaux	JRC	E_0 (µm)	V_r (µm)	b_0 (µm)
Marbre de St Pons	13.5/16	270/320	128	142/192
Granite de Tennelles	10/13.2	200/264	≈ 0	200/264
Schiste de Trélazé	4.3/7.4	86/148	≈ 0	86/148

En raison de la différence du coefficient de rugosité JRC trouvée suivant les paramètres statistiques choisis, cette méthode donne de larges intervalles pour le paramètre b_0. Une plus grande précision était donc souhaitable.

- **Méthode expérimentale**

Par conséquent, en parallèle de la méthode précédemment citée et afin d'obtenir une meilleure précision sur le paramètre b_0, nous avons utilisé les essais d'écoulement de Haji Sotoudeh (1995) pour de faibles pressions interstitielles. Ce sont donc des essais classiques d'écoulement à travers une fracture sans prise en compte de l'interaction de la pression de fluide avec la contrainte normale présentés au chapitre II. Ces essais consistent à appliquer une contrainte normale, un faible gradient de pression et à mesurer le débit correspondant.

La méthode consiste alors à comparer les résultats expérimentaux de ce type d'essais et les simulations du modèle hydromécanique de Barton et al. (1985) (cf Annexe 4), qui fait intervenir l'ouverture mécanique asymptotique et le coefficient de rugosité JRC. La démarche est la suivante :

- durant ces essais, l'action de la pression de fluide en terme d'ouverture de la fracture est supposée négligeable. Ainsi, la variation de la contrainte effective est assimilable à la contrainte normale et le déplacement normal de la fracture est supposé uniforme sur toute la longueur du joint. Pour toute contrainte normale appliquée, le déplacement normal est déduit à partir des essais mécaniques (ou essais de type I),
- la loi cubique, qui régit l'écoulement à travers les fractures, est supposée valide sur toute la longueur du joint. Par conséquent, à partir du débit mesuré pour toute contrainte normale appliquée, l'ouverture hydraulique peut être déduite de la façon suivante :

$$Q = \frac{W}{12\mu} \cdot e_h^3 \cdot \frac{\Delta P}{L} \quad \Leftrightarrow \quad e_h = \left(\frac{12\mu Q}{W} \cdot \frac{L}{\Delta P} \right)^{1/3} \qquad \text{(III.12)}$$

- ainsi, pour toute contrainte normale appliquée σ_n, le couple (V, e_h) est connu expérimentalement. Il reste alors à ajuster numériquement le modèle de Barton et al. (1985) aux données expérimentales (V, e_h). Nous rappelons que ce modèle hydromécanique s'écrit suivant la convention désignée retenue et avec notre état de référence choisi :

$$e_h = \frac{(b_0 + V)^2}{JRC^{2,5}} \text{ en } \mu m \qquad \text{(III.13)}$$

Les valeurs de b_0 et JRC ainsi que le coefficient de corrélation correspondant ont été répertoriées dans le tableau III.2. La figure III.3 présente la comparaison entre les données expérimentales et le modèle hydromécanique de Barton et al. (1985).

Tableau III.2 : Valeurs de l'ouverture mécanique initiale pour les trois matériaux à partir des essais d'écoulement

	Méthode expérimentale			Méthode statistique	
Matériaux	JRC	b_0 (μm)	ρ	JRC	b_0 (μm)
Marbre de St Pons	14	160	0,944	13.5/16	142/192
Granite de Tennelles	10,5	125	0,938	10/13.2	200/264
Schiste de Trélazé	11	67	0,968	4.3/7.4	86/148

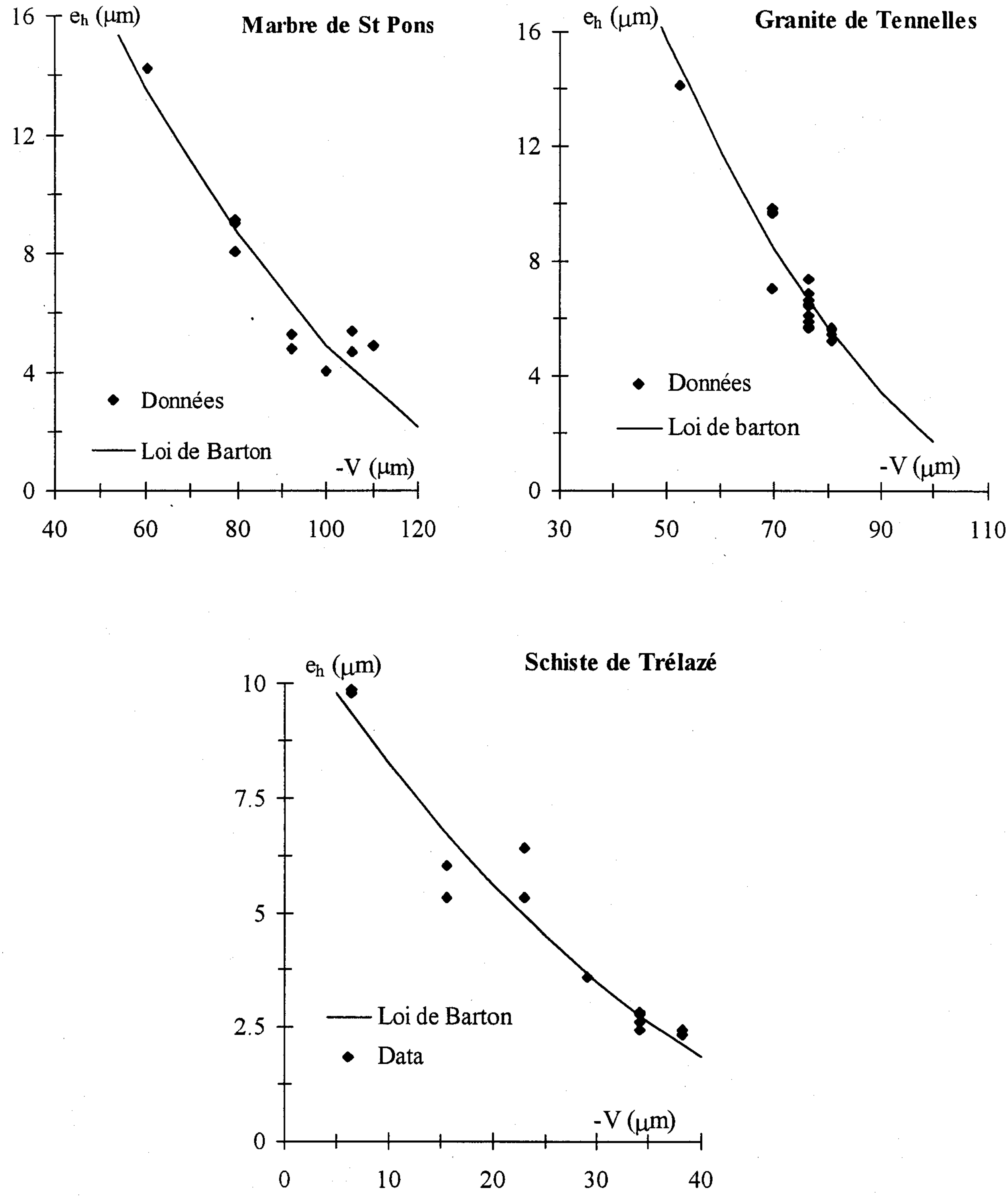


Figure III.3 : Ajustement du modèle hydromécanique de Barton et al (1985) (cf. relation III.13, Annexe 4) aux essais de troisième type de faibles pressions effectués par Haji Sotoudeh (1995) pour les trois types de fracture.

- **Comparaison des deux méthodes**

En ce qui concerne le Marbre de St Pons, les valeurs de *JRC* et de b_0 déterminées à partir des essais d'écoulement corroborent les valeurs minimales déterminées par la méthode statistique. Pour le granite, la même remarque peut être faite en ce qui concerne le coefficient de rugosité *JRC*. Cependant, la valeur de b_0 est largement inférieure à celle déterminée par la méthode statistique. Cette remarque est à rapprocher du fait que la formule empirique de Barton et Bakhtar (1982) donne une estimation de l'ouverture mécanique initiale avant tout cycle de chargement/déchargement, alors que le cycle semblait déjà stabilisé dès le premier chargement. Ainsi, pour le granite, la perturbation due à l'échantillonnage est surestimée en utilisant la formule empirique.

Par conséquent, pour les matériaux de marbre et de granite, la méthode expérimentale a permis de déterminer des valeurs satisfaisantes de b_0 mais aussi de *JRC* qui confirment les valeurs déterminées à partir des paramètres statistiques *CLA* et *RMS* de l'analyse morphologique. Ce dernier résultat peut être lié au fait que ces paramètres décrivent surtout la rugosité en terme d'amplitude, ce qui qualifie mieux l'ouverture hydraulique accessible au fluide et donc l'écoulement.

Par contre, pour le schiste de Trélazé, les valeurs sont beaucoup plus disparates, notamment la valeur de *JRC* donnée par l'essai d'écoulement qui est beaucoup trop élevé et ne correspond pas à un joint lisse. Or, il ne semblait pas non plus raisonnable d'utiliser les valeurs issues de la méthode statistique. En effet, le schiste présente comme le granite dès le départ un cycle qui semble stabilisé : la valeur de b_0, déterminé à partir de la méthode statistique, est donc surestimée. Par conséquent, la stratégie de détermination des paramètres pour le joint de schiste s'est faite différemment. Nous avons fixé une valeur de b_0 pour ce matériau et déterminé les paramètres mécaniques et de couplage puis, nous avons simulé les essais d'écoulement en choisissant un paramètre *JRC* qui ajuste au mieux les données mais reste compatible avec la rugosité d'un joint lisse et donc avec l'analyse morphologique. Ainsi, nous avons testé différents couples. Dans la suite du chapitre, nous présentons le couple (b_0, JRC) qui a donné les meilleurs résultats.

- **Conclusion**

Les paramètres b_0 et *JRC* choisis pour les trois matériaux sont répertoriés dans le tableau III.3 :

Tableau III.3 : Valeurs de l'ouverture mécanique initiale pour les trois matériaux à partir des essais d'écoulement

Matériaux	*JRC*	b_0 (μm)
Marbre de St Pons	14,0	160
Granite de Tennelles	10,5	125
Schiste de Trélazé	7,0	60

Ces résultats restent conformes sur le fait que plus un joint est rugueux, plus il est difficile de le fermer et ainsi, il présente une ouverture mécanique asymptotique b_0 plus importante après les différents cycles de chargement/déchargement.

III.3.2 – Caractérisation du comportement mécanique : paramètres K_{ni} et γ

- **Détermination des paramètres K_{ni} et γ**

Un simple essai de compression normale du joint (essai mécanique ou essai de type I) est nécessaire pour déterminer les deux paramètres impliqués dans la réponse mécanique du joint sous contrainte normale : la rigidité normale initiale drainée K_{ni} (ou le module normal drainé $\widetilde{K}_{ni}$) et l'exposant d'ajustement γ.

Dans le cadre de notre modèle, la réponse d'un tel essai est donnée par l'équation (III.1) dans le cas drainé, c'est à dire pour $dp = 0$ et l'équation (III.5) qui conduisent à l'expression suivante pour la variation de la contrainte normale :

$$d\sigma_n = \frac{1}{\left(1+\widetilde{V}\right)^{\gamma}} d\widetilde{V} \qquad \text{(III.14)}$$

L'intégration de cette équation conduit à

$$\sigma_n = \frac{\widetilde{K}_{ni}}{(1-\gamma)}\left(\frac{1}{\left(1+\widetilde{V}\right)^{\gamma-1}} - 1\right) \qquad \text{(III.15)}$$

Pour les trois matériaux étudiés, les paramètres ont été déterminés par ajustement numérique suivant l'équation (III.15) et sont donnés dans le tableau III.4. Les simulations numériques sont présentées en figure III.4 et comparées au modèle classique de référence de Bandis et al (1983) dans le tableau III.5.

Tableau III.4 : Paramètres mécaniques du modèle utilisé

Matériaux	k_{ni} (MPa/µm)	γ	ρ
Marbre de St Pons	0,00625	4,7	0,970
Granite de Tennelles	0,00512	4,3	0,978
Schiste de Trélazé	0,076	2,0	0,962

Tableau III.5 – Paramètres mécaniques du modèle de Bandis et al. (1983)

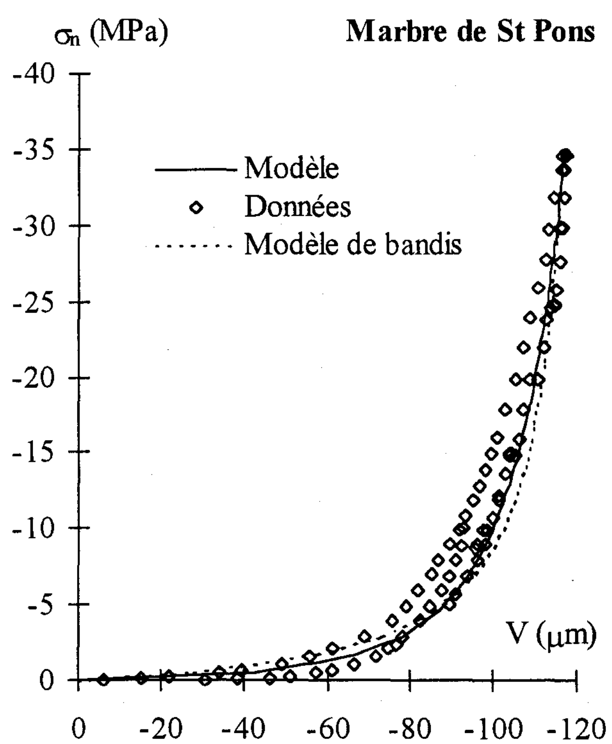
Matériaux	k_{ni} (MPa/µm)	V_m (µm)	ρ
Marbre de St Pons	0,0161	-123	0,981
Granite de Tennelles	0,0157	-103	0,968
Schiste de Trélazé	0,1205	-65	0,992

- **Discussion**

Les simulations numériques et les données expérimentales sont concordantes. Même si une légère baisse du coefficient de corrélation est observée pour notre modèle comparé au modèle de Bandis et al. (1983), en aucun cas, notre choix d'utiliser l'ouverture mécanique b_0 au lieu de la fermeture maximale V_m ne contrarie l'ajustement numérique du comportement mécanique de la fracture.

Les valeurs de K_{ni} sont différentes pour chaque modèle car elles proviennent d'une démarche d'ajustement numérique global des données expérimentales. En effet, une détermination graphique de K_{ni} par la pente initiale de la courbe σ_n en fonction de V et donc commune aux deux modèles est extrêmement délicate. Ainsi, notre modèle conduit à des valeurs de K_{ni} de deux à trois fois inférieures par rapport au modèle de Bandis mais reste conforme aux résultats expérimentaux.

L'exposant d'ajustement γ est d'autant plus important que le joint soit rugueux et présente donc une ouverture mécanique initiale plus grande. En outre, on remarque que pour le schiste $\gamma = 2$ revient à l'utilisation du modèle de Bandis et al. (1983), ce qui est conforme à l'utilisation d'une ouverture mécanique initiale b_0 proche de la fermeture maximale V_m.



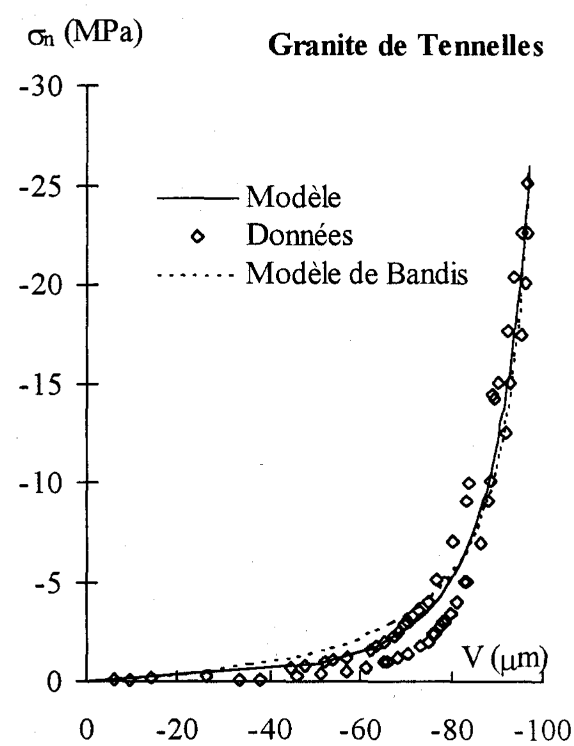


Figure III.4 : Ajustement du modèle aux essais de premier type de Haji Sotoudeh (1995) et comparaison avec le modèle de Bandis pour les trois types de fracture

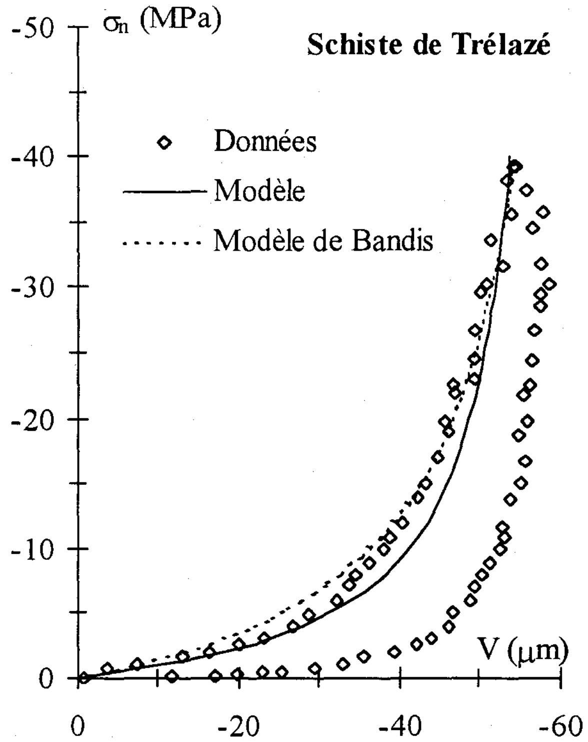


Figure III.4 (suite) : Ajustement du modèle aux essais de premier type de Haji Sotoudeh (1995) et comparaison avec le modèle de Bandis pour les trois types de fracture

- **Sensibilité aux paramètres**

En raison de notre mode de détermination des paramètres, il semblait utile de vérifier la sensibilité de ces derniers. Nous avons choisi de présenter les résultats du marbre, les autres matériaux donnant des résultats similaires. Les résultats sont présentés sur la figure III.5.

En ce qui concerne la rigidité normale initiale drainé K_{ni}, en raison de l'équation (III.15), l'étude de $k \times K_{ni}$ pour la sensibilité de ce paramètre revient d'un point de vue mathématique à étudier l'affinité de l'axe des abscisses et de rapport k. Il est donc évident que ce paramètre, comme les modèles classiques d'ailleurs, conditionne l'ensemble du comportement mécanique de la fracture.

En ce qui concerne l'exposant d'ajustement γ, les résultats sur la figure III.5 indiquent qu'une précision au dixième est tout à fait suffisante sur l'intervalle de contraintes étudié. En effet, peu de différence est constatée entre les courbes pour γ = 4,5, 4,7 et 5.

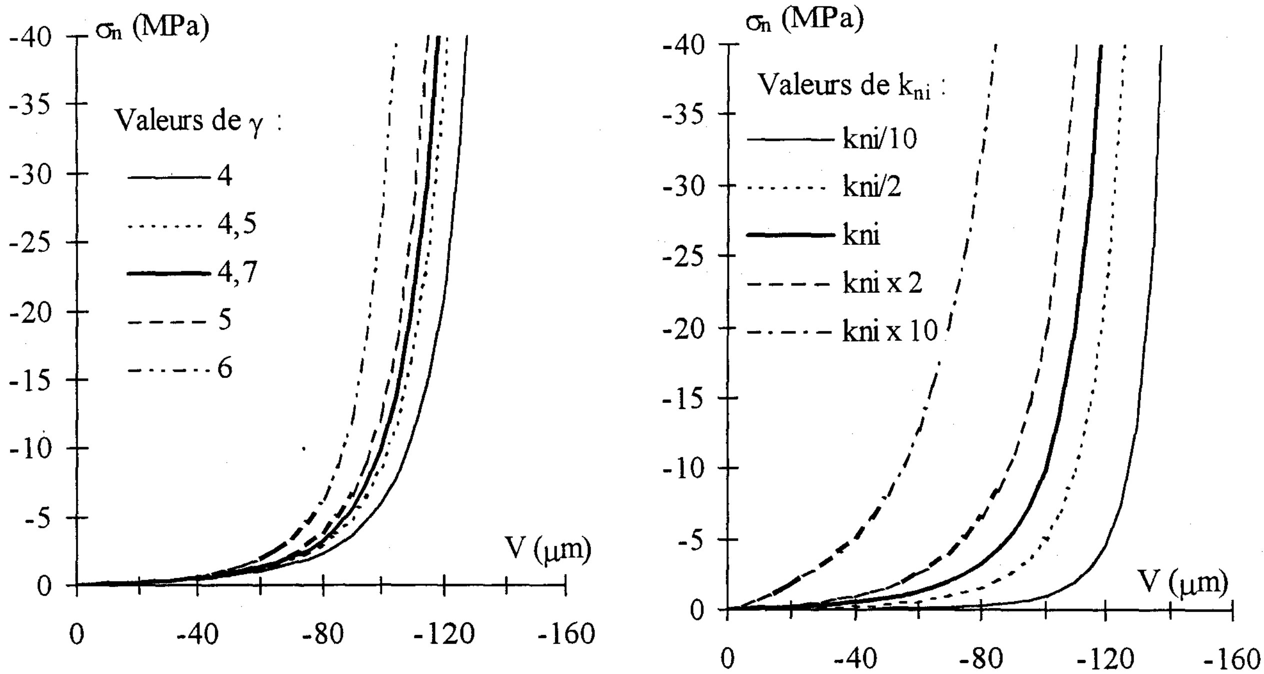


Figure III.5 : Sensibilité du comportement mécanique aux paramètres k_{ni} et γ

III.3.3 – Caractérisation du couplage hydromécanique : paramètre de couplage A

Le paramètre A impliqué dans la définition du coefficient de fermeture affecte la variation du coefficient de couplage. Il est déterminé à partir des essais de couplage ou essais de deuxième type (Haji Sotoudeh, 1995). Dans cet essai, le joint est d'abord soumis à une valeur donnée de contrainte normale, la pression de fluide est alors augmentée de façon uniforme sur toute la longueur du joint puis diminuée. Le déplacement normal relatif est mesuré comme une fonction de la variation de pression. Ce paragraphe présente d'une part la détermination du paramètre A, mais aussi la comparaison de notre loi de couplage hydromécanique avec une loi de couplage plus simple et ce, afin d'analyser la pertinence d'un coefficient de couplage α^f variant avec le déplacement normal de la fracture.

- **Détermination du paramètre A**

Pour notre modèle, la réponse d'un essai de couplage est donnée par les équations (III.1), (III.8) et (III.9). Avec l'hypothèse que $d\sigma_n = 0$ durant l'essai, on obtient :

$$dp = \frac{K_{ni}}{\left(1+\tilde{V}\right)^{\gamma}}\left(1+\frac{K_{ni}}{A\left(1+\tilde{V}\right)^{\gamma}}\right)d\tilde{V} \qquad \text{(III.16)}$$

L'intégration de cette équation conduit à l'expression de la pression de fluide en fonction du déplacement normal :

$$p=\frac{\widetilde{K}_{ni}}{\left(1+\widetilde{V}\right)^{\gamma-1}}\left(\frac{1}{1-\gamma}+\frac{\widetilde{K}_{ni}}{A(1-2\gamma)}\cdot\frac{1}{\left(1+\widetilde{V}\right)^{\gamma}}\right)-\frac{\widetilde{K}_{ni}}{\left(1+\widetilde{V}_{\sigma_n}\right)^{\gamma-1}}\left(\frac{1}{1-\gamma}+\frac{\widetilde{K}_{ni}}{A(1-2\gamma)}\cdot\frac{1}{\left(1+\widetilde{V}_{\sigma_n}\right)^{\gamma}}\right) \quad \text{(III.17)}$$

où $\widetilde{V}_{\sigma_n}$ est le déplacement normal relatif du joint dû à de la contrainte normale σ_n appliquée initialement avant l'injection du fluide.

Pour les trois matériaux étudiés, le paramètre A a été déterminé par ajustement numérique suivant l'équation (III.17) et les valeurs de ce paramètre sont répertoriées dans le tableau III.6. En ce qui concerne le schiste, nous avons utilisé les essais expérimentaux pour lesquels la différence entre la phase croissante et décroissante n'est pas très importante. La comparaison des simulations numériques avec les résultats expérimentaux est donnée sur les figures III.6, III.7 et III.8.

Ainsi, le paramètre A est du même ordre pour les deux fractures rugueuses (marbre et granite) et largement inférieure pour le schiste. Il semblerait donc qu'une corrélation puisse être établie entre le coefficient de rugosité JRC et le paramètre A. La sensibilité du comportement au paramètre A est présentée en figure III.9.

Tableau III.6 : Paramètre A de couplage

Matériau	Valeur du paramètre A
Marbre de St Pons	550
Granite de Tennelles	350
Schiste de Trelaze	35

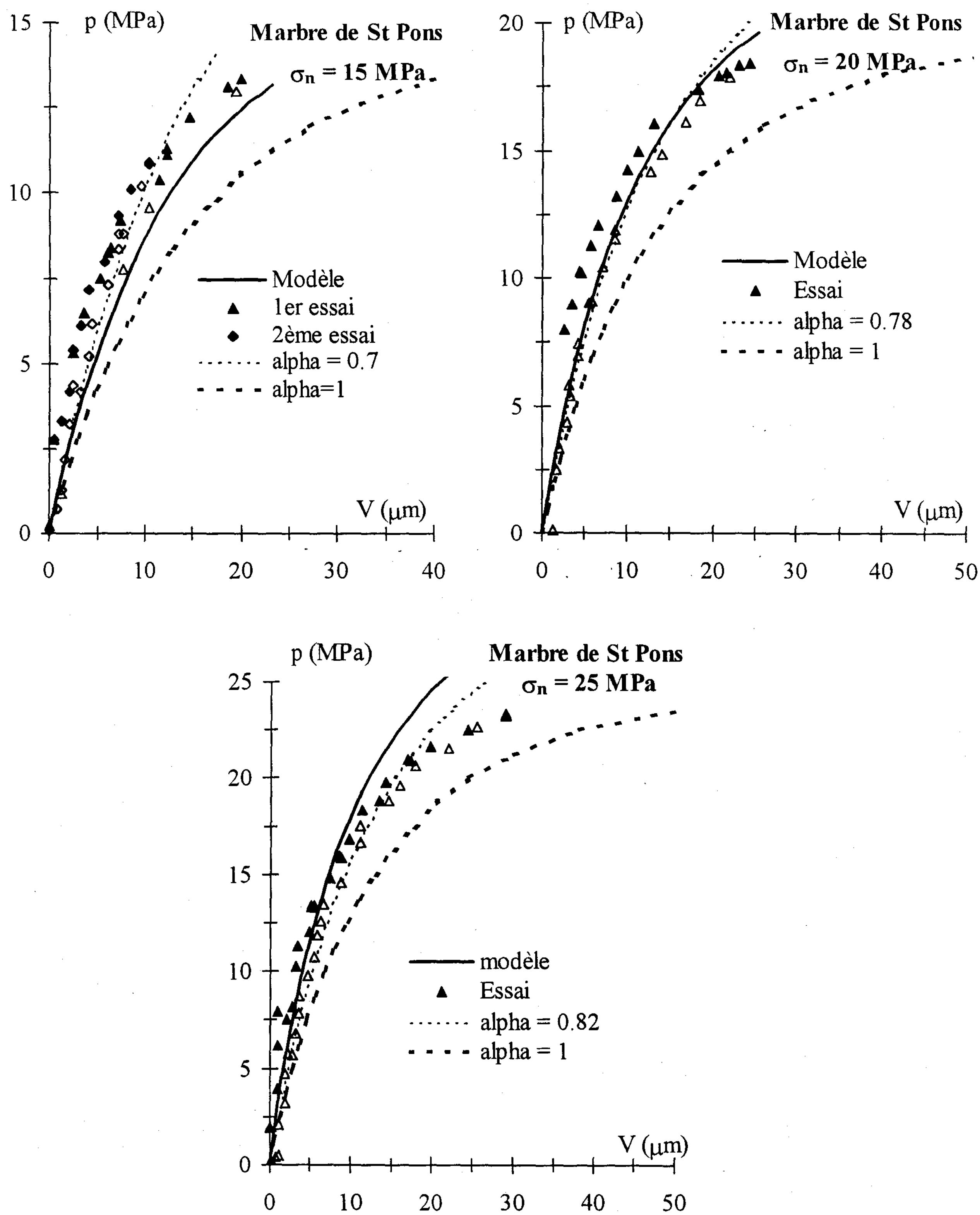


Figure III.6 : Ajustement du modèle aux essais de deuxième type de Haji Sotoudeh (1995) pour le marbre de St Pons (les symboles noircis et clairs correspondent au chemin de pression d'injection croissante et décroissante)

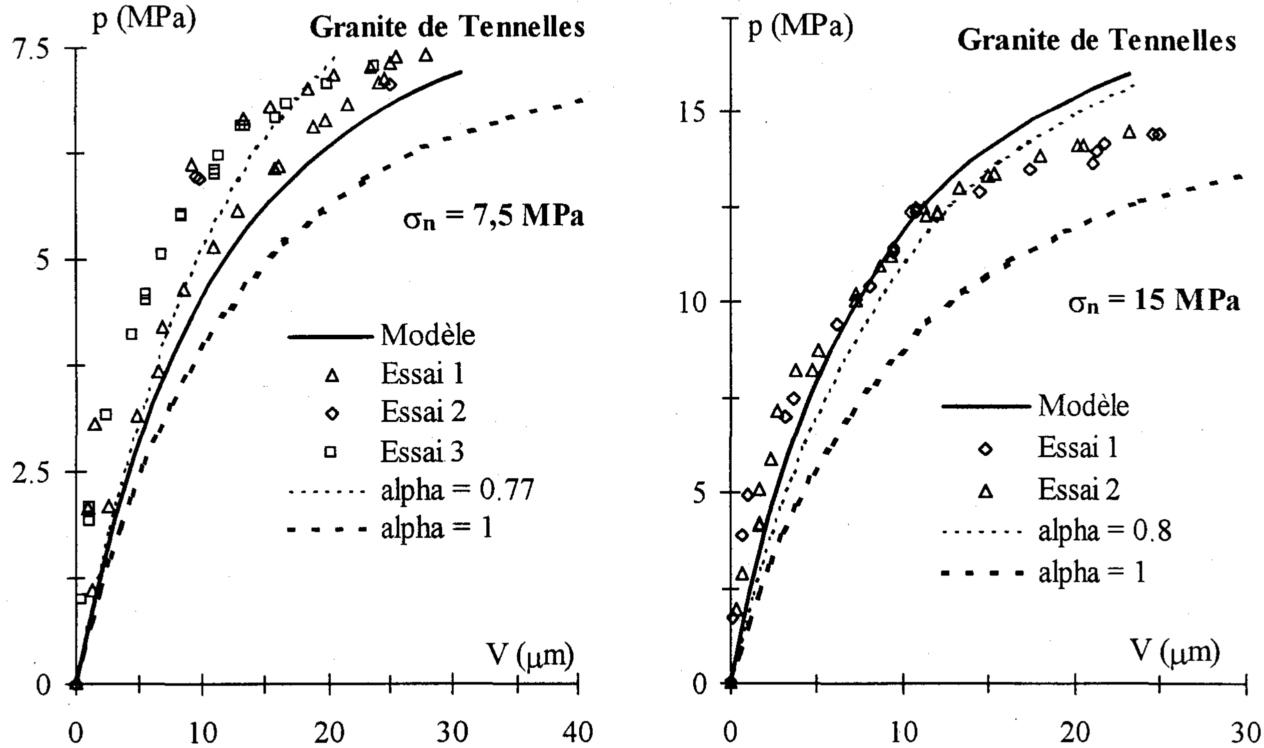


Figure III.7 : Ajustement du modèle aux essais de deuxième type de Haji Sotoudeh (1995) pour le granite de Tennelles

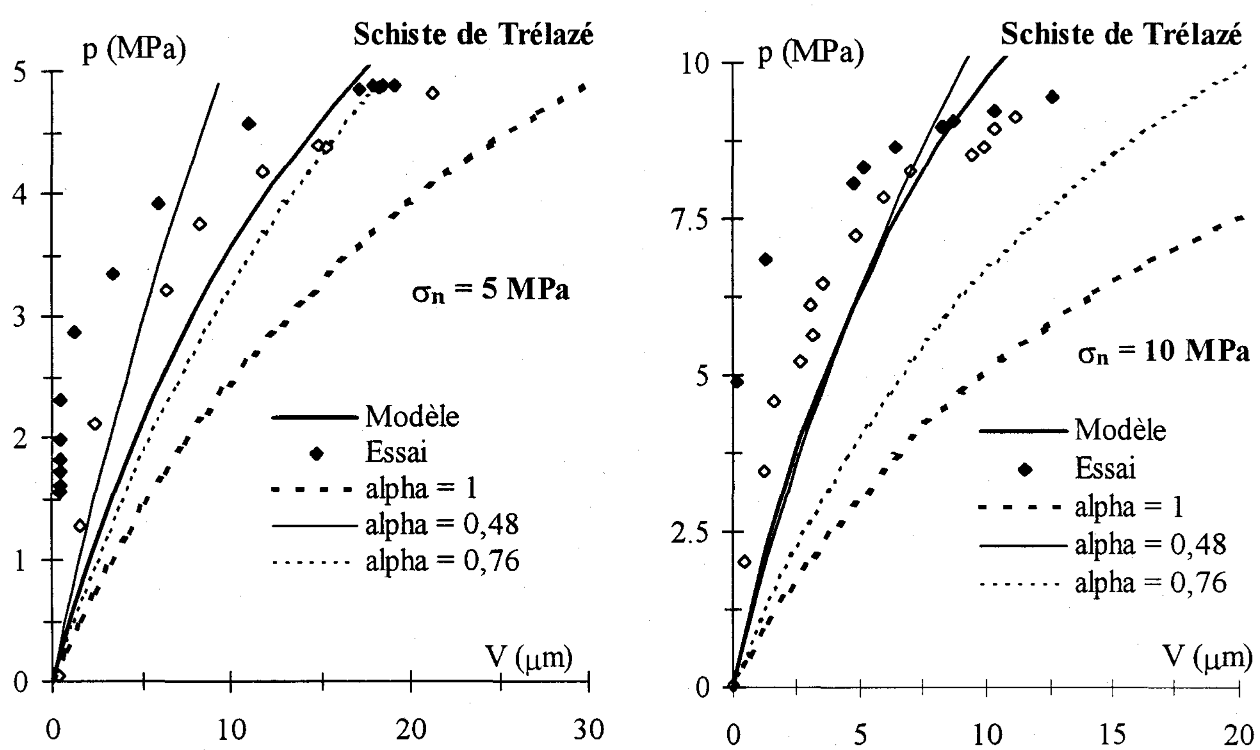


Figure III.8 : Ajustement du modèle aux essais de deuxième type de Haji Sotoudeh (1995) pour le schiste de Trélazé (les symboles noircis et clairs correspondent respectivement aux chemins de pression d'injection croissante et décroissante)

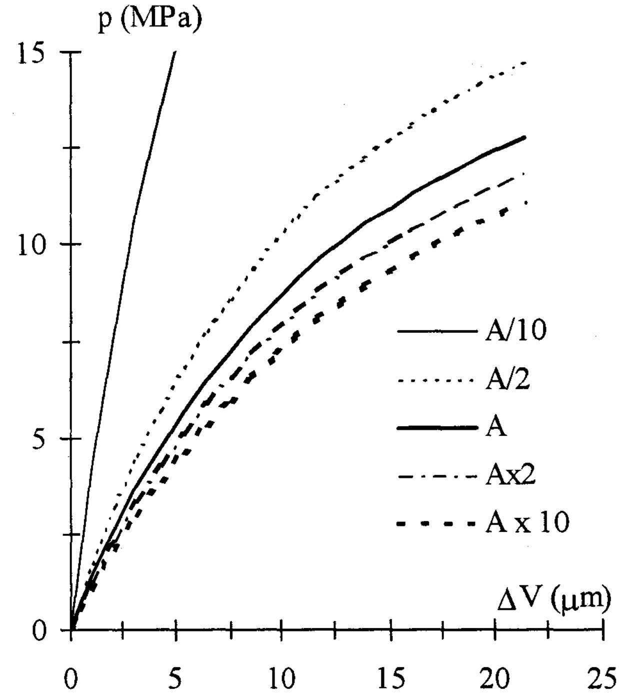


Figure III.9 : Sensibilité du comportement hydromécanique au paramètre de couplage A (Marbre de St Pons)

- **Discussion**

A partir du paramètre A ainsi déterminé, nous avons étudié la variation du coefficient de fermeture hydraulique χ ainsi que la variation du coefficient de couplage α^f en fonction du déplacement normal de la fracture. Ces résultats sont donnés sur la figure III.10.

Plusieurs remarques peuvent être établies à l'issue de l'analyse de ces courbes :

- Il est à noter que le paramètre A a été déterminé pour des intervalles limités du déplacement normal. Le reste de la courbe $\alpha^f(\tilde{V})$ est donc extrapolé. Il semble toutefois que des essais supplémentaires soient nécessaires sur des intervalles de contraintes plus importants afin de juger du choix de notre fonction $\alpha^f(\tilde{V})$.

- Une première différence importante entre les joints rugueux (marbre et granite) et la fracture lisse de schiste est le coefficient de fermeture initiale χ_i ou le coefficient de couplage α_i^f. Cette différence s'explique logiquement par les valeurs des paramètres de $\tilde{k}_{ni}$ et A suivant que le joint soit rugueux ou lisse.

- En fonction du choix de notre fonction $\alpha^f(\tilde{V})$, les matériaux présentent trois phases au fur et à mesure de la fermeture de la fracture :

(i) une première phase durant laquelle le coefficient de fermeture reste à peu près égal à sa valeur initiale : elle correspond à la phase du comportement mécanique (où les déplacements sont importants et les contraintes restent faibles). Les vides sont encore peu compactés et restent connectés.

(ii) une deuxième phase de variation du coefficient de couplage avec $\frac{d\alpha^f}{d\tilde{V}} > 0$: elle correspond à la compaction de plus en plus importante des vides, l'espace accessible au fluide diminue, l'effet de la pression de fluide est diminuée. Il est à remarquer que le point d'inflexion de la courbe correspond à peu près à la fermeture mécanique de la fracture.

(iii) enfin, une phase de variation du coefficient de couplage avec $\frac{d\alpha^f}{d\tilde{V}} < 0$: les vides deviennent de moins en moins interconnectés et l'effet de la pression de fluide négligeable. On se trouve dans la phase de comportement hydraulique résiduelle de la fracture pour laquelle les déplacements normaux sont occasionnés par de très grandes contraintes provoquant la destruction de certaines aspérités.

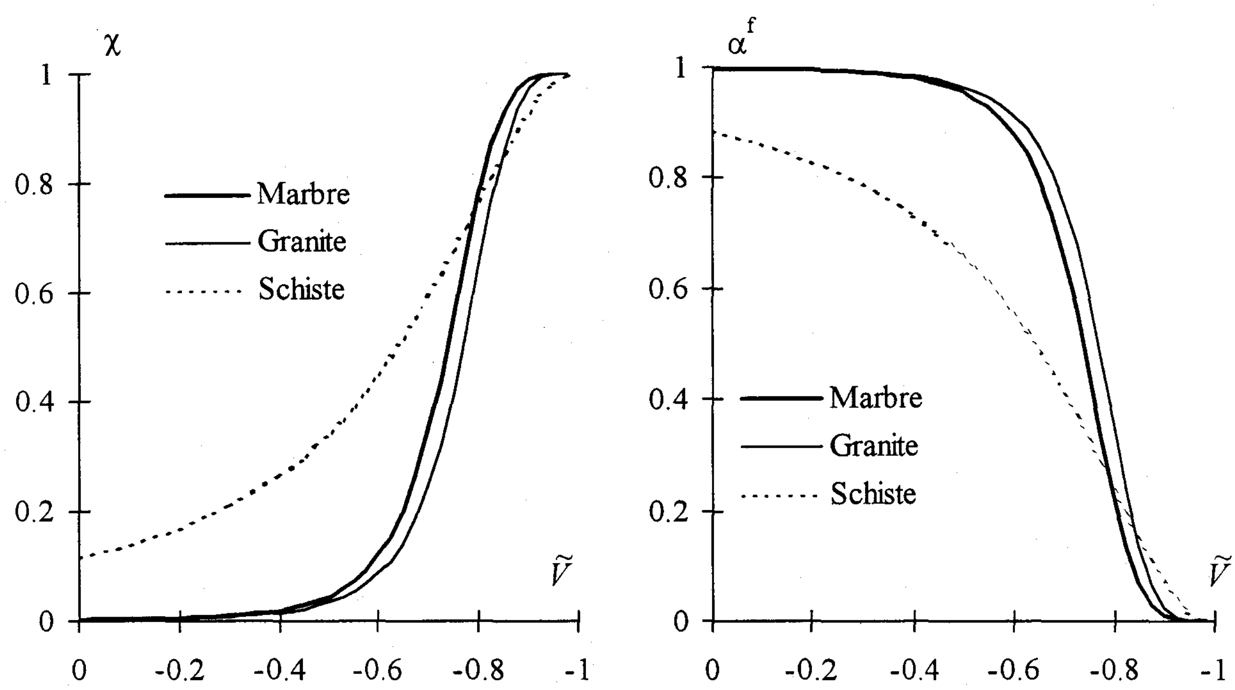


Figure III.10 : Evolution du coefficient de couplage α^f et du coefficient de fermeture χ en fonction du déplacement normal normalisé $\tilde{V}$ pour les trois types de fractures étudiés.

En outre, il était intéressant de comparer le coefficient de fermeture en terme de surface de contact ou le coefficient de couplage en terme de surface libre. Or, à l'issue de la campagne d'essais, aucune donnée expérimentale concernant l'évolution des surfaces de contact des deux épontes n'était disponible. Néanmoins, nous avons désiré établir une comparaison au moins d'un point de vue qualitatif. Nous avons pour cela utilisé les résultats de Gentier (1986) sur le granite de Guéret de coefficient de rugosité *JRC* égal à 9 (*CLA*, *RMS*) ou 12 (z_2). Ce coefficient de rugosité était donc comparable à celui du granite de Tennelles. Gentier a ainsi déterminé de façon expérimentale l'évolution de la fraction aréale de la surface de contact (c'est à dire le rapport de la surface de contact des deux épontes sur la surface totale de la fracture), ses résultats sont présentés en figure III.11.a et nos résultats en figure III.11.b.

La tendance générale des résultats expérimentaux et des simulations numériques est concordante. Cependant, les résultats expérimentaux semblent présenter une évolution plus rapide au début du chargement puis, un palier final à la valeur de 0,7 apparaît. Il est vrai que le coefficient de fermeture hydraulique présente une valeur similaire à 70 MPa, néanmoins, son évolution est plus lente et de plus, il continue de croître de façon asymptotique jusqu'à une valeur égale à 1, ce qui est une conséquence de notre choix de modélisation.

En général, le coefficient de fermeture nous renseigne d'un point de vue macroscopique sur la compaction de l'espace vide et donc sur l'espace vide connecté. Par conséquent, il n'est pas immédiat que le coefficient de fermeture hydraulique soit égal à la fraction aréale de la surface de contact. En effet, au fur et à mesure de la fermeture de la fracture, peuvent se créer des espaces vides non connectés. Des essais supplémentaires seront donc nécessaire afin de nous renseigner plus précisément sur la relation du coefficient de fermeture en fonction de la fraction aréale de la surface de contact

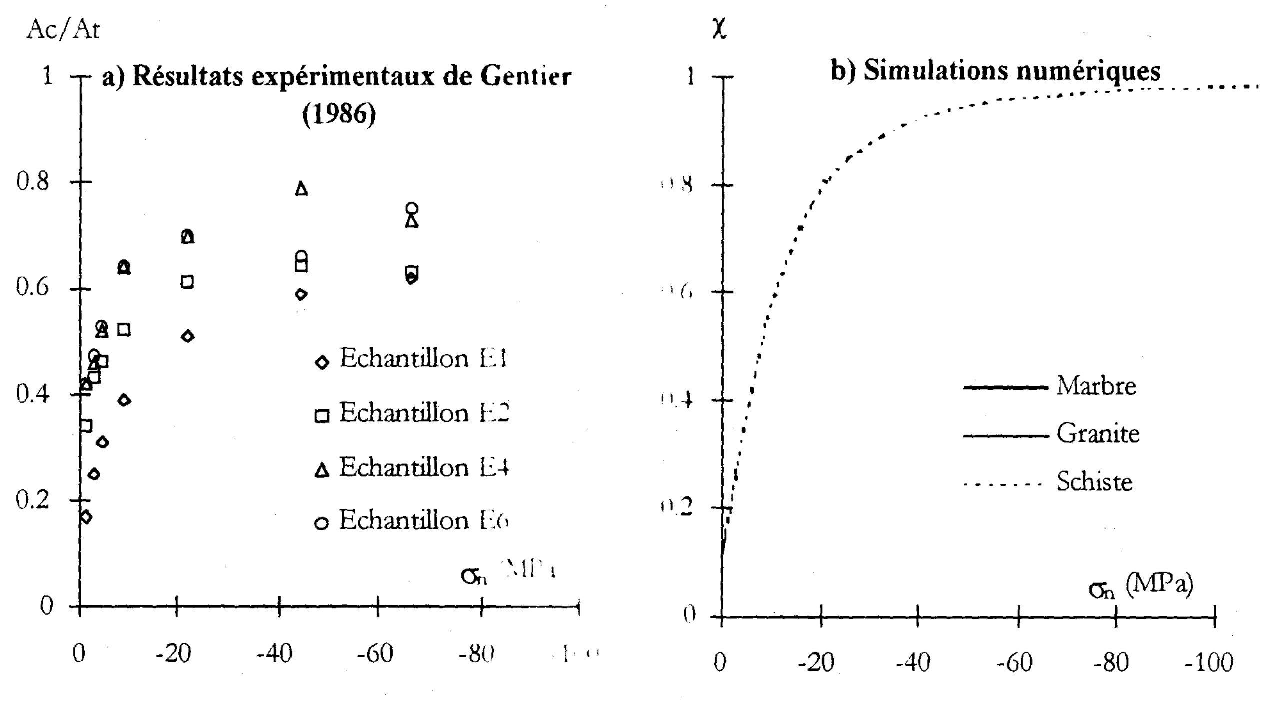


Figure III.11 : Comparaison de l'évolution de la fraction aréale de la surface de contact (a- résultats expérimentaux de Gentier, 1986) et du coefficient de fermeture χ (b- simulations numériques du modèle) en fonction des contraintes normales

- **Analyse de la performance du modèle**

Pour tester la pertinence du modèle, les simulations numériques données par le modèle ont été comparées aux résultats établis en supposant que le coefficient de couplage α^f reste constant, il est alors noté α_c^f. Nous disposons donc de l'équation suivante :

$$dp = \frac{\widetilde{K}_{ni}}{\alpha_c^f} \cdot \frac{1}{\left(1+\widetilde{V}\right)^{\gamma}} \qquad \text{(III.18)}$$

par intégration de cette équation, on obtient :

$$p = \frac{\widetilde{K}_{ni}}{\alpha_c^f} \cdot \frac{1}{1-\gamma}\left(\frac{1}{\left(1+\widetilde{V}\right)^{\gamma-1}} - \frac{1}{\left(1+\widetilde{V}_{\sigma_n}\right)^{\gamma-1}}\right) \qquad \text{(III.19)}$$

Tout d'abord, nous avons fixé $\alpha_c^f = 1$ ce qui revient en fait à appliquer le concept de Terzaghi pour les fractures rocheuses. Les résultats sont donnés sur les figures III.6, III.7 et III.8 et indiquent que plus la pression de fluide se rapproche de la contrainte normale, plus les prédictions de l'ouverture de la fracture sont surestimées. Ce résultat, conforme aux commentaires du chapitre II, s'intensifie d'autant plus que le joint est lisse.

Ensuite, pour chaque essai de couplage c'est-à-dire pour chaque valeur de contrainte normale, une valeur optimale de α_c^f a été déterminée afin que la simulation s'ajuste au mieux aux données expérimentales. Les valeurs de α_c^f sont répertoriées dans le tableau III.7 et les simulations numériques sont données sur les figures III.6, III.7 et III.8. Ceux-ci indiquent d'une part, une bonne aptitude du modèle à estimer la valeur du coefficient de couplage, les courbes étant proches. D'autre part, une analyse de ces coefficients de couplage semble nécessaire.

Les résultats concernant les matériaux de granite et marbre sont identiques. En effet, le tableau III.7 montre que la dispersion des coefficients de couplage constants est faible et un coefficient de couplage moyen constant pour l'ensemble des essais de type 2 égal à 0.785 pour le granite et à 0.77 pour le marbre serait représentatif pour chaque matériau. L'explication physique de cette remarque est immédiate : les essais de couplage dont nous disposons pour ces différents matériaux sont à des niveaux de contraintes trop proches. Ainsi, la variation de la compaction entre ces essais de couplage est peu importante.

Par contre, pour le schiste, l'utilisation d'un coefficient de couplage variable avec le déplacement du joint semble pertinente. Il est vrai qu'entre les deux essais de couplage proposés, les déplacements sont plus importants et ce résultat est renforcé par le fait qu'un joint lisse est plus facile à fermer donc l'évolution des espaces vides connectés est plus importante.

En outre, les essais pour le marbre et le granite montrent une augmentation du coefficient de couplage α_c^f au fur et à mesure de l'application de la contrainte normale. ce résultat est en contradiction avec le mécanisme physique de réduction de l'espace vide lorsque la contrainte normale croît et met en évidence l'aspect délicat de ces essais pour une fracture rugueuse.

Tableau III.7 : Valeurs de α_c^f constant pour chaque matériau et pour chaque valeur de contrainte normale

Matériaux		Marbre de St Pons		Granite de Tennelles		Schiste de Trélazé	
σ_n	15	20	25	7,5	15	5	10
α_c^f	0,70	0,78	0,82	0,77	0,8	0,76	0,48
ρ	0,95	0,95	0,96	0,92	0,93	0,64	0,55

III.3.4 – Paramètre du module de Biot généralisé M^f

Le module de couplage M^f peut être déterminé à partir d'essais de couplage, par exemple, des essais de compression normale non drainés $(d\xi^f = 0)$. Malheureusement, de tels essais n'ont pas été effectués lors de la campagne d'essais de Haji Sotoudeh (1995) pour les matériaux étudiés. Pourtant, comme première approximation pour les fractures ouvertes, il semble raisonnable de prendre la compressibilité du fluide (eau, dans notre cas) pour les valeurs du module de Biot.

III.4 – Validation du modèle

A partir du modèle proposé et des paramètres déterminés au III.3, nous avons entrepris de valider ce modèle à l'aide des essais d'écoulement ou de troisième type établis par Haji Sotoudeh (1995). Ces essais consistent à appliquer une contrainte normale, un gradient de pression et, lorsque l'état stationnaire est atteint :

- soit à mesurer le débit à travers la fracture,
- soit à mesurer l'évolution de la pression interstitielle à travers la fracture.

Ainsi, ces deux types d'essais ont été simulés et comparés aux résultats expérimentaux afin de valider et de justifier la loi de couplage hydromécanique proposée.

III.4.1 – Présentation de la méthode numérique proposée

Afin de simuler ces essais, une méthode numérique est proposée : le but est de résoudre le problème d'écoulement hydraulique d'une fracture rugueuse en tenant compte du couplage poromécanique. En effet, la pression de fluide ne peut pas être négligée et il convient donc d'en tenir compte en terme d'ouverture de la fracture. Or, celle-ci ne sera pas uniforme en raison du gradient hydraulique imposé pour créer un écoulement.

La fracture est alors décomposée en éléments $E_{i,i\in[[1,n]]}$ (cf. fig. III.12) délimités par différents points notés $M_{i,i\in[[0,n]]}$ tels que la différence de pression entre chaque point M_i soit la même c'est à dire : $P_i - P_{i-1} = \Delta P$ avec $\Delta P = \frac{P_0 - P_n}{n}$ où P_0 est la pression d'injection et P_n est la pression de drainage. Par conséquent, la pression en chaque point i est définie par :

$$P_i = P_0 - i\Delta P \tag{III.20}$$

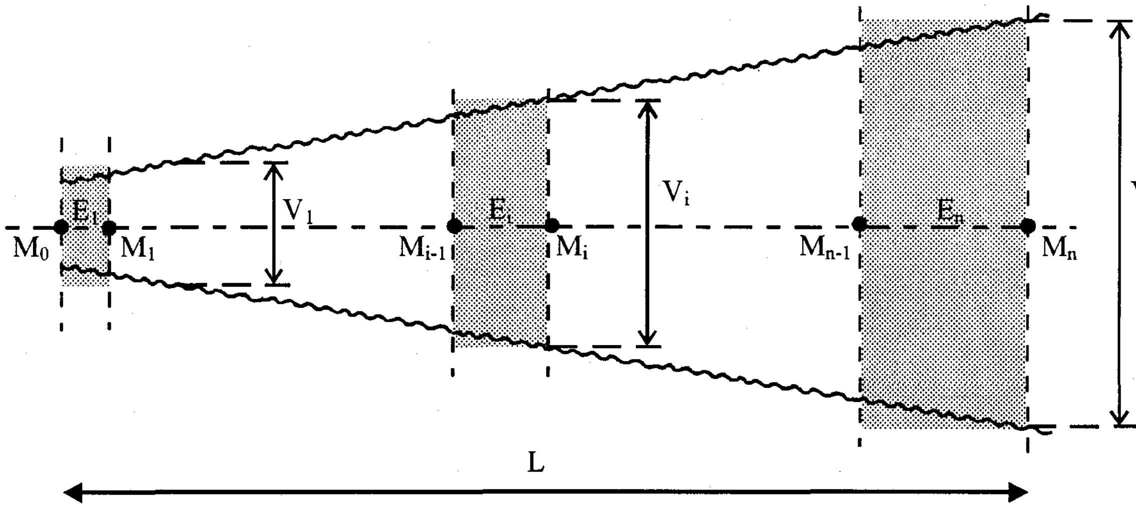


Figure III.12 : Représentation schématique de la fracture en vue de la simulation des essais de troisième type avec gradient hydraulique important.

Les hypothèses et considérations suivantes sont alors établies :

- **H.7** : L'équation (III.1) définissant la contrainte effective est localement applicable au point i : ainsi, pour toute contrainte normale σ_n appliquée et pression interstitielle P_i au point M_i, on peut en déduire le déplacement normal V_i.

- **H.8** : La loi empirique de Barton et al. (1985) concernant le calcul de e_n est localement applicable sur chaque élément $EL_{i,i\in[|1,n|]}$. : par conséquent, pour tout élément EL_i, l'ouverture hydraulique e_{hi} est définie par :

$$e_{hi} = \frac{(b_0 + V_i)^2}{JRC^{2,5}} \tag{III.21}$$

- **H.9** : La loi cubique est applicable sur l'élément EL_i :

$$Q_i = W\frac{(e_{hi})^3}{12\mu}\cdot\frac{\Delta P}{\Delta x_i} \tag{III.22}$$

or, la conservation de masse sur l'ensemble de la fracture impose que :

$$Q = W\frac{(e_{h1})^3}{12\mu}\cdot\frac{\Delta P}{\Delta x_1} = \ldots = W\frac{(e_{hi})^3}{12\mu}\cdot\frac{\Delta P}{\Delta x_i} = \ldots = W\frac{(e_{hn})^3}{12\mu}\cdot\frac{\Delta P}{\Delta x_n} = W\frac{\Delta P}{12\mu}\cdot\frac{\sum_{k=1}^{n}(e_{hk})^3}{L} \tag{III.23}$$

On en déduit alors pour chaque élément EL_i, la longueur de l'élément :

$$\Delta x_i = L \frac{e_{hi}^3}{\sum_{k=1}^{n} e_{hk}^3} \tag{III.24}$$

et le débit à travers la fracture :

$$Q = W \frac{\sum_{k=1}^{n} e_{hk}^3}{12\mu} \cdot \frac{\Delta P}{L} \tag{III.25}$$

Afin de vérifier la stabilité de cette méthode numérique, des simulations numériques ont été effectuées pour différentes valeurs du nombre n d'éléments. Il s'avère que la méthode est stable et de plus, $n = 10$ semble suffisant (cf. fig. III.13).

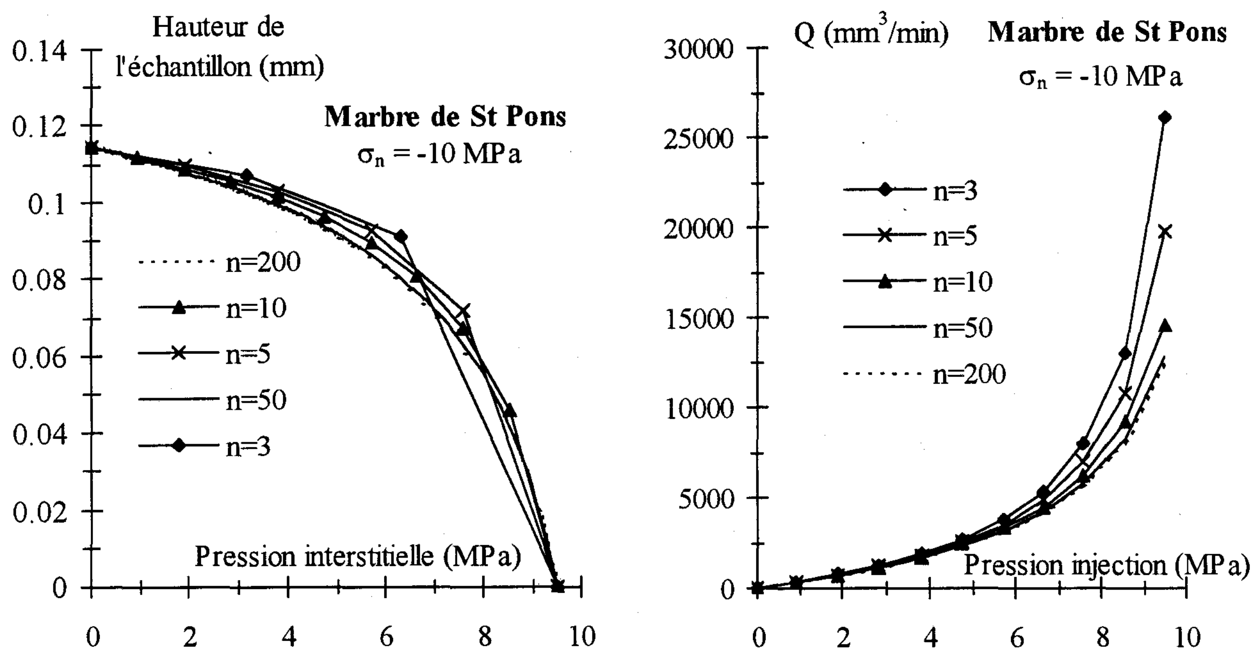


Figure III.13 : Etude de la stabilité de la méthode numérique suivant différents nombre d'éléments utilisés

III.4.2 – Présentation des résultats

Afin de valider le modèle, des essais d'écoulement pour différentes contraintes normales et différentes pressions d'injection et de drainage ont été simulés pour les trois matériaux étudiés. En outre, cette simulation propose une comparaison avec notre modèle et le coefficient de couplage constant égal à 1. Les résultats sont présentés sur les figures III.14 à III.16 et dans l'annexe 5. Elles conduisent aux remarques suivantes :

- pour l'ensemble des essais simulés, les résultats numériques sont en excellent accord avec les résultats expérimentaux. Le nombre d'essais simulés permet d'une part de valider la méthode numérique utilisée et d'autre part, le modèle hydromécanique proposé.

- L'utilisation d'un coefficient différent de 1 prend ici toute son importance dans le calcul des débits. En raison de l'utilisation du cube de l'ouverture hydraulique pour le calcul de l'écoulement, la moindre imprécision sur le déplacement normal engendre des erreurs importantes sur le calcul du débit. Ces imprécisions sont d'autant plus importantes que la fracture est très fermée et que la pression d'injection est proche de la contrainte normale. En effet, nous avons vu lors des essais de type 2 que l'utilisation d'un coefficient égal à 1 lorsque la pression d'injection approchait la contrainte normale, conduisait à une surestimation de l'ouverture du joint et donc à une surestimation de la conductivité.

L'évolution de la charge hydraulique dans le joint pour une contrainte normale donnée a été simulée et est présentée sur les figures III.17 à III.19. Haji Sotoudeh (1995) a notamment mis en évidence le caractère local de ces mesures de pressions, qui répondaient néanmoins aux sollicitations hydrauliques, pour les matériaux de marbre et de granite. Notre modèle ne nous donne qu'une réponse globale du joint, ces effets locaux ne sont donc pas pris en considération. Par contre, les résultats du schiste étaient plus réguliers et la simulation a montré une bonne performance générale du modèle au détriment du concept de Terzaghi.

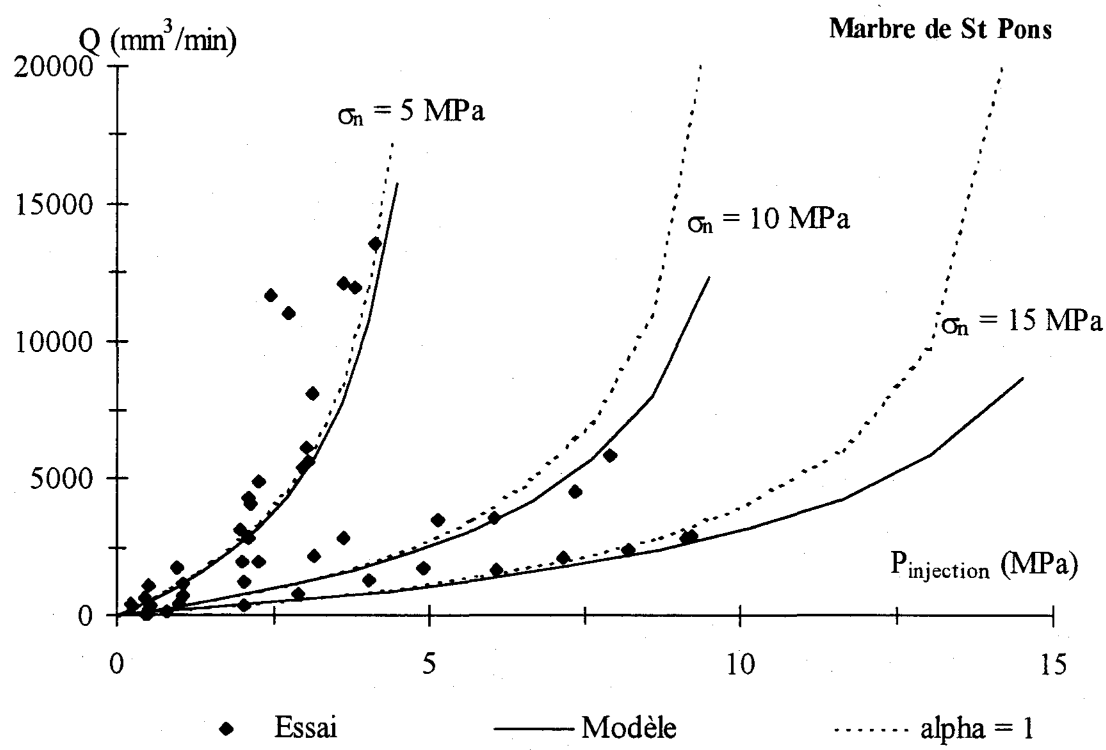


Figure III.14 : Essais d'écoulement à pression d'injection croissante et décroissante pour le marbre de St Pons pour différentes contraintes normales

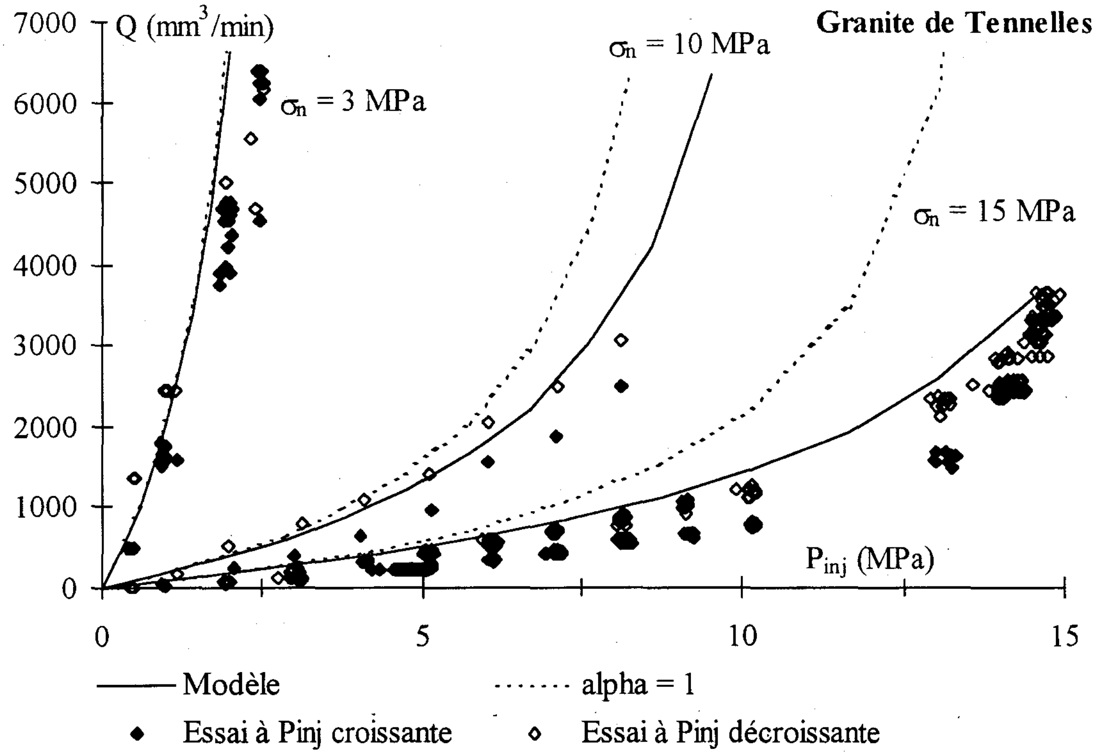


Figure III.15 : Essais d'écoulement à pression d'injection croissante et décroissante pour le granite de Tennelles pour différentes contraintes normales

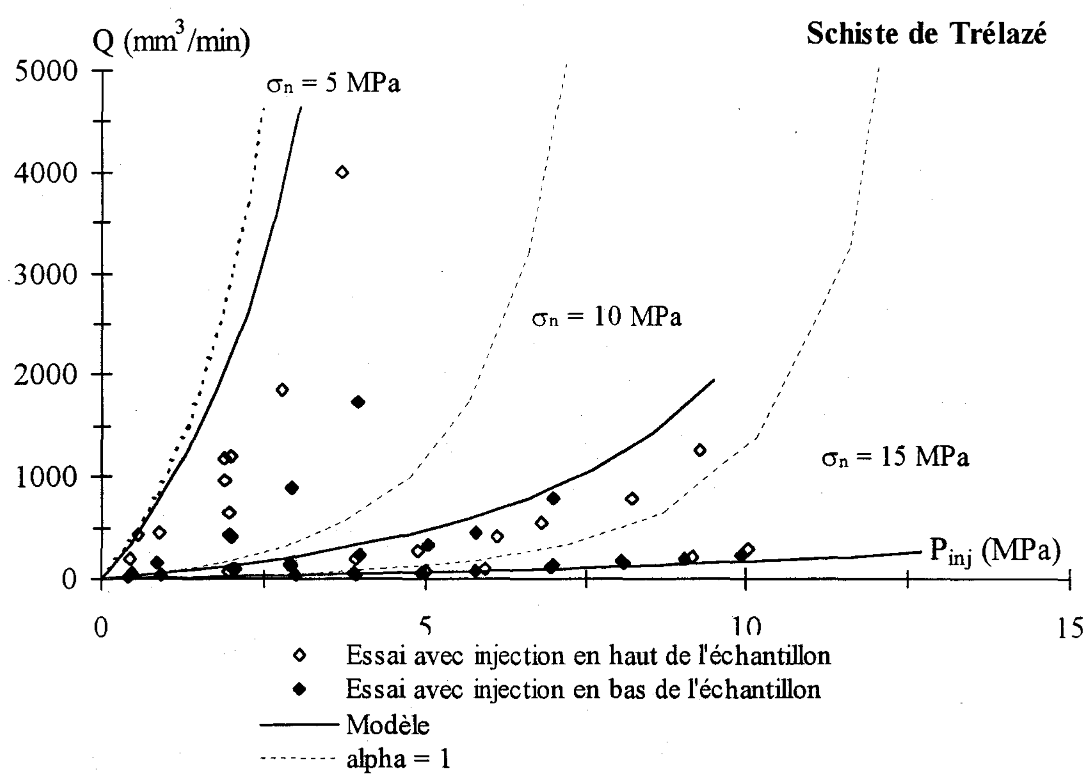


Figure III.16 : Essais d'écoulement à pression d'injection croissante en haut et en bas de l'échantillon pour le schiste de Trélazé pour différentes contraintes normales

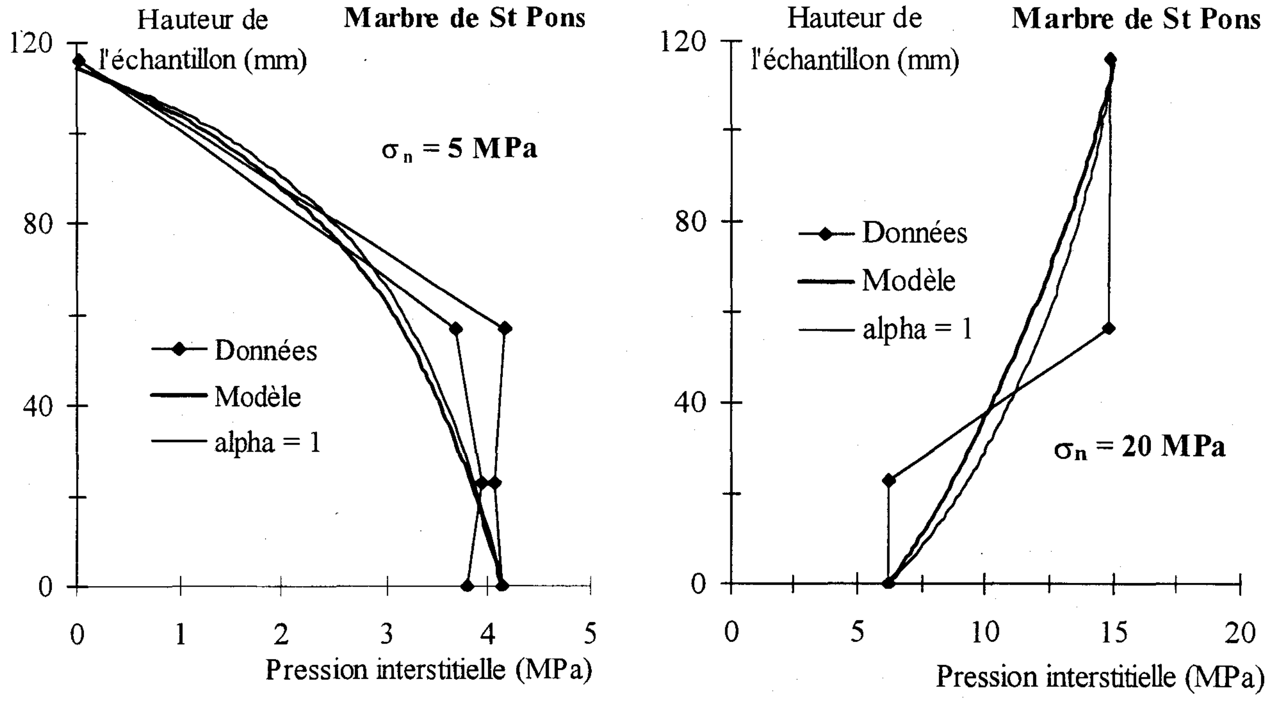


Figure III.17 : Courbes de perte de charge hydraulique pour différentes contraintes normales et différentes pressions d'injection pour la fracture de Marbre de St Pons

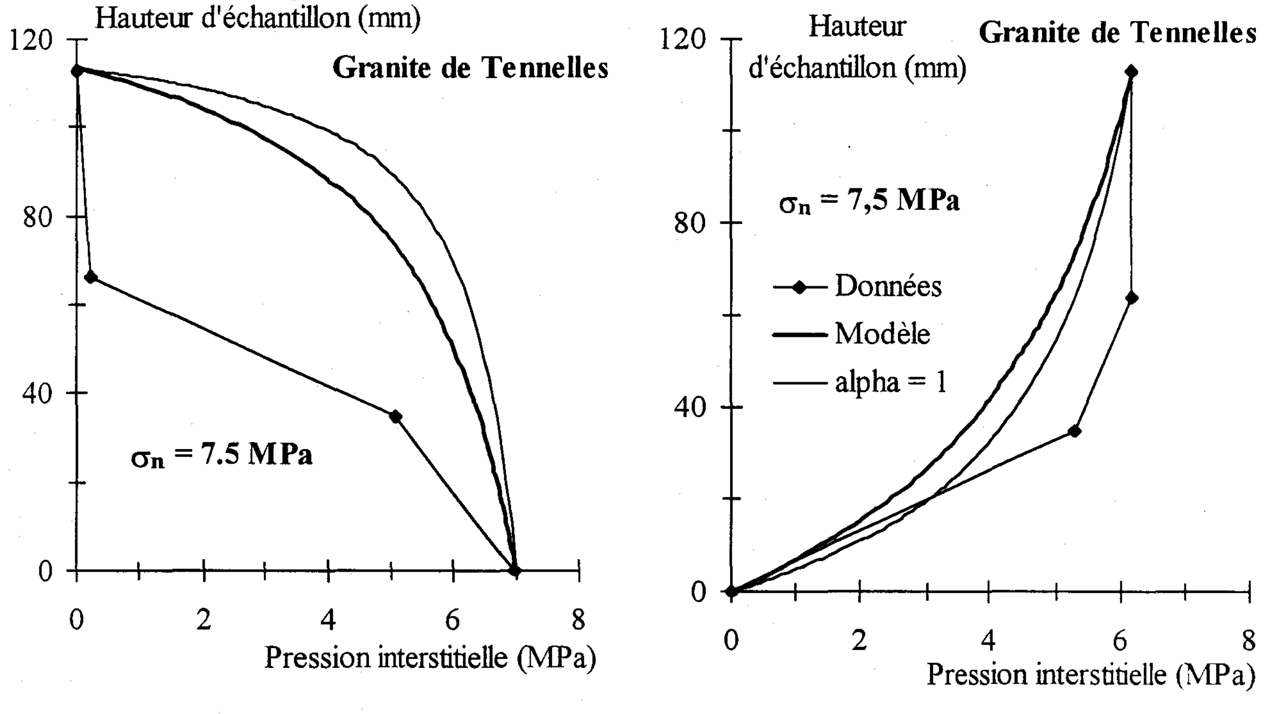


Figure III.18 : Courbes de perte de charge hydraulique à différentes contraintes normales et pour différentes pressions d'injection pour la fracture de granite de Tennelles

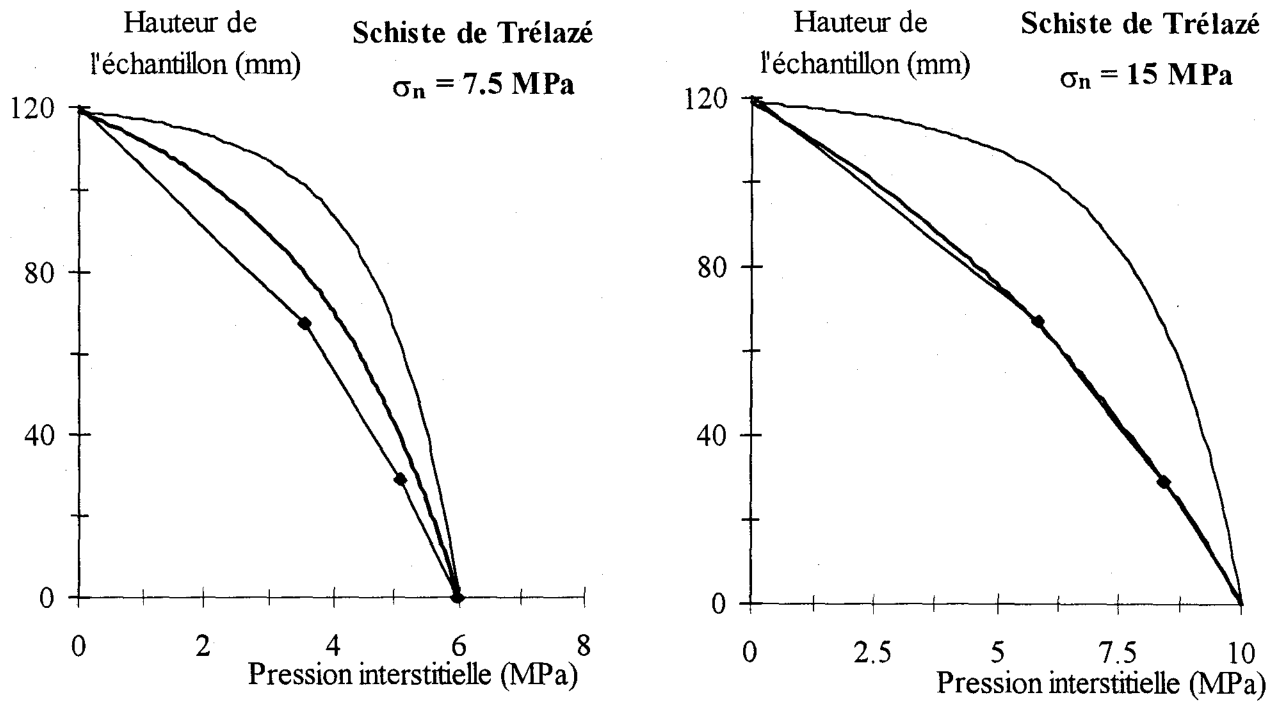


Figure III.19 : Courbes de perte de charge hydraulique à différentes contraintes normales et pour différentes pressions d'injection pour la fracture de schiste de Trélazé

III.5 – Conclusion

Le modèle proposé, associé à la loi cubique d'écoulement, fournit un ensemble complet d'équations pour la modélisation du comportement hydromécanique d'un joint rocheux. Le modèle a été validé et les prédictions numériques sont en bonne concordance avec les données expérimentales. En outre, l'ordre de grandeur des paramètres du modèle reste conforme à la description de la rugosité. Ainsi, il semblerait qu'une corrélation puisse être établie entre ces paramètres et le coefficient de rugosité JRC.

Cependant, des essais supplémentaires sont nécessaires afin de confirmer cette approche :

- d'une part, les essais de couplage ou de type II ont été effectués pour les matériaux de marbre et de granite sur des intervalles de contraintes trop proches. Afin de confirmer la fonction du coefficient de couplage $\alpha^f(\widetilde{V})$, il semble essentiel d'effectuer des essais de ce type pour des niveaux de contraintes normales disparates décrivant l'ensemble du comportement mécanique de la fracture,

- d'autre part, il peut alors être intéressant de relier cette fonction de couplage $\alpha^f(\widetilde{V})$ ou $\chi(\widetilde{V})$ à l'évolution de la surface de contact des deux épontes de la fracture sous contrainte normale,

- en outre, la campagne de Haji Sotoudeh (1995) a été effectuée sur des fractures artificielles connues pour être plus rugueuses que les fractures naturelles (Gale, 1982 ; Barton et al., 1985), cet excès de rugosité engendre une perturbation dans le comportement hydromécanique et des essais similaires devront donc être réalisés sur des fractures naturelles,

- enfin, il reste à effectuer des essais permettant de déterminer le module de Biot et ce, afin de justifier sa valeur égale à la compressibilité du fluide.

CHAPITRE IV

PRISE EN COMPTE DES EFFETS DE CISAILLEMENT ET IMPLANTATION NUMERIQUE DU MODELE HYDROMECANIQUE

L'interaction du fluide et de la fracture rocheuse s'effectue essentiellement dans la direction normale. Cependant, dans la nature, il existe des cas de conditions limites pour lesquels la fracture est soumise à des déformations de cisaillement (cf. chapitre I). Le comportement d'une fracture rocheuse soumise à des sollicitations de cisaillement est anélastique et conduit généralement à des glissements permanents des épontes et à un phénomène de dilatance. Cette augmentation de l'ouverture mécanique va donc venir interagir avec le comportement normal décrit au chapitre III. Par conséquent, afin d'étudier des cas pratiques de structure où le comportement hydromécanique de la fracture entre en jeu, il est nécessaire de prendre en compte la déformation sous cisaillement de la fracture dans le modèle proposé au chapitre III.

La première partie de ce chapitre présente une proposition de formulation générale de notre modèle poromécanique avec la prise en compte du comportement sous cisaillement, des hypothèses supplémentaires concernant le comportement hydromécanique de la fracture sont établies et un rappel de la détermination des paramètres est présenté. Ensuite, la prise en compte du cisaillement du modèle est vérifiée d'un point de vue mécanique et hydraulique à travers la comparaison entre des résultats expérimentaux et des simulations numériques.

Puis, le modèle est implanté dans un code de calculs par éléments finis et quelques exemples de validation numérique de l'implantation du modèle sont alors présentés.

IV.1– Formulation du modèle avec prise en compte du cisaillement

IV.1.1 – Présentation générale du modèle

Afin de prendre en compte la déformation sous cisaillement et fournir un ensemble complet d'équations permettant de décrire le comportement hydromécanique d'une fracture pour toute sollicitation appliquée, l'approche élastoplastique nous a semblé la plus intéressante compte tenu de sa simplicité mathématique et conduisant généralement à des équations d'état faciles à introduire dans un code de calculs.

- **Hypothèses supplémentaires**

En complément des hypothèses déjà retenues pour le comportement hydromécanique des fractures rocheuses sous contrainte normale, d'autres doivent être formulées afin de prendre en compte la déformation sous cisaillement dans le couplage hydromécanique :

- Les hypothèses **H.1** et **H.9** énumérées dans le chapitre III sont de nouveau supposées.

- **H.10** : Le couplage hydromécanique est uniquement considéré dans la direction normale.

- **H.11** : L'évolution du taux de surface en contact sur la surface totale est similaire si le joint est sous conditions de compression (emboîté) ou de cisaillement (déboité) en fonction du déplacement normal v. Deux conséquences sont issues de cette hypothèse :
  - la relation liant l'ouverture mécanique à l'ouverture hydraulique reste valable :

$$e_h = \left(\frac{b_0 + v}{JRC^{2,5}} \right)^2 \tag{IV.1}$$

  - la relation liant le coefficient de couplage α^f à la rigidité normale reste valable :

$$\alpha^f = 1 - \frac{\widetilde{K}_n}{\widetilde{K}_n + A} \tag{IV.2}$$

- **H.12** : le rôle que peuvent jouer les débris issus de la dégradation des aspérités n'est pas pris en compte. Ainsi, la décroissance de la conductivité en raison de l'obturation et l'allongement des chemins d'écoulement, illustrée dans le chapitre V, ne peut pas être modélisée.

- **Formulation générale du modèle**

La fracture sous cisaillement présente donc un comportement irréversible dû à des glissements permanents, à un phénomène de dilatance, ...Ainsi, les variables $d\tilde{v}$, $d\tilde{u}$ correspondant aux incréments de déplacements normal et de cisaillement normalisés et $d\zeta$ la variation de la masse de fluide par unité de volume normalisée par la masse volumique initiale du fluide ne suffisent pas pour décrire les phénomènes irréversibles. Des variables internes supplémentaires sont alors introduites et correspondent à :

$d\tilde{v}^p$: déplacement normal plastique normalisé,

$d\tilde{u}^p$: déplacement de cisaillement plastique normalisé,

$d\zeta^p$: apport de masse fluide plastique par unité de volume normalisé par la masse volumique initiale du fluide qui est dû à l'évolution irréversible de l'espace vide de la fracture en raison du phénomène de dilatance.

Les incréments des variables totales sont alors composés de leur partie élastique réversible et de leur partie plastique irréversible :

$$\begin{cases} dv = dv^e + dv^p \\ du = du^e + du^p \\ d\zeta = d\zeta^e + d\zeta^p \end{cases} \tag{IV.3}$$

Les lois de comportement de la fracture, suite aux considérations et hypothèses ci-dessus et en se basant sur la théorie générale du comportement poroplastique des milieux poreux, consistent à poser :

$$d\sigma_n + \alpha^f dp = \tilde{K}_n\left(d\tilde{v} - d\tilde{v}^p\right) \tag{IV.4}$$

$$d\tau = \tilde{K}_t\left(d\tilde{u} - d\tilde{u}^p\right) \tag{IV.5}$$

$$dp = M^f\left[d\zeta^f - d\zeta_p^f - \alpha^f\left(d\tilde{v} - d\tilde{v}^p\right)\right] \tag{IV.6}$$

Le module $\tilde{K}_t$ représente le module de cisaillement élastique normalisé et les variables α^f, $\tilde{K}_n$ et M^f gardent la même définition qu'au chapitre III c'est à dire :

– $\tilde{K}_n$ est le module normal drainé qui s'exprime à partir de sa valeur initiale $\tilde{K}_{ni}$ et du paramètre d'ajustement γ de la façon suivante : $\tilde{K}_n = \dfrac{\tilde{K}_{ni}}{(1+\tilde{v})^\gamma}$,

– α^f est le coefficient de couplage de la fracture dépendant du module normal drainé et du paramètre de couplage A qui a pour expression : $\alpha^f = 1 - \dfrac{\tilde{K}_n}{\tilde{K}_n + A}$,

– M^f est le module de couplage.

En raison du comportement poroplastique écrouissable des fractures rocheuses, les équations d'état supposent l'existence d'un domaine d'élasticité actuel qui est caractérisé par une fonction de charge de la forme $F = F(\sigma_n, \tau, p, H)$ où H est la variable d'écrouissage. En outre, les équations d'état ne sont pas suffisantes pour décrire le comportement irréversible, des relations supplémentaires sont nécessaires afin de décrire l'évolution des variables internes $du^p, dv^p, d\zeta^p$. Un potentiel plastique de la forme $G = G(\sigma_n, \tau, p, H)$ est alors introduit et les variations des variables internes sont définies par :

$$\begin{cases} dv^p = 0 \\ du^p = 0 \\ d\zeta^p = 0 \end{cases} \qquad \text{si } F(\sigma_n, \tau, p, H) < 0 \text{ ou } \dot{F} < 0 \tag{IV.7}$$

$$\begin{cases} dv^p = \lambda \dfrac{\partial G}{\partial \sigma_n} \\ du^p = \lambda \dfrac{\partial G}{\partial \tau} \\ d\zeta^p = \lambda \dfrac{\partial G}{\partial p} \end{cases} \qquad \text{si } F(\sigma_n, \tau, p, H) = 0 \text{ et } \dot{F} = 0 \tag{IV.8}$$

où λ est le multiplicateur plastique.

- **Simplification : hypothèse des contraintes effectives plastiques**

On rappelle que la contrainte normale effective élastique c'est à dire responsable du déplacement normal élastique s'écrit :

$$\sigma_n' = \sigma_n + \alpha^f p \tag{IV.9}$$

En supposant qu'il existe un scalaire noté α_f^p tel que :

$$d\zeta^p = \alpha_f^p dv^p \tag{IV.10}$$

et que le critère de plasticité puisse s'écrire $F(\sigma_n, \tau, p, H) = F(\sigma_n + \alpha_f^p p, \tau, H)$, la contrainte normale effective plastique (c'est à dire responsable des déplacements plastiques) est défini par :

$$\sigma'^p = \sigma_n + \alpha_f^p \, \mathrm{p} \tag{IV.11}$$

A priori, il n'y a pas de raison que les contraintes σ_n' et $\sigma_n'^p$ soient égales. Cependant, en absence de résultats expérimentaux le confirmant, nous avons supposé que :

$$\alpha_f^p = \alpha^f \tag{IV.12}$$

Cette hypothèse implique deux conséquences principales. D'une part, suite aux équations (IV.11) et (IV.12), l'équation (IV.6) peut se réécrire sous la forme :

$$p = M\lfloor d\zeta - \alpha^f dv \rfloor \qquad \text{(IV.13)}$$

D'autre part, cette hypothèse conduit à l'écriture simple de la fonction de charge $F(\sigma_n, \tau, p, H) = F(\sigma_n', \tau, H)$.

IV.1.2 – Formulation particulière du modèle

L'ensemble des équations précédemment écrites sont applicables à l'ensemble des modèles élastoplastiques. Ainsi, afin de spécifier le modèle, il reste à donner l'expression de la fonction de charge $F = F(\sigma_n', \tau, H)$et du potentiel plastique $G = G(\sigma_n', \tau, H)$. Pour cela, des considérations microstructurales de la fracture doivent être prise en compte. En outre, le module de cisaillement $\widetilde{K}_t$ doit être précisé.

La microstructure la plus simple pour une interface est que les surfaces soit complètement lisse d'un point de vue microscopique. Si l'on suppose que cette surface se comporte suivant le modèle de frottement de Coulomb, la surface de charge est donnée par :

$$F = |\tau| + \tan(\Phi_r)\sigma_n' \qquad \text{(IV.14)}$$

où Φ_r est l'angle de frottement résiduel.

Le potentiel plastique est alors donné par Michalowski et Mroz (1978) :

$$G = |\tau| \qquad \text{(IV.15)}$$

Cependant, il est évident que cette hypothèse n'est pas valide pour les surfaces rugueuses des fractures. Afin de tenir compte de cette microstructure, nous nous sommes appuyés sur le travail de Plesha (1987) qui a idéalisé la forme des aspérités et a étudié deux types de modèles : le modèle en dents de scie de Patton (1966) et un modèle d'aspérités sinusoïdales. Nous retiendrons ici uniquement le premier modèle dont les aspérités sont illustrées sur la figure IV.1.

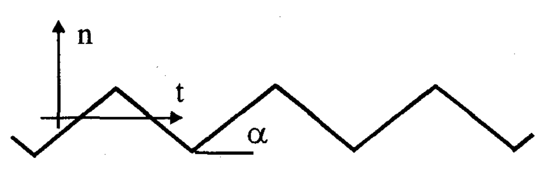


Figure IV.1 : Idéalisation de la microstructure de la fracture, d'après Plesha (1987)

Si l'on suppose que le modèle de Coulomb est valide sur la surface d'une aspérité, la fonction de charge et le potentiel plastique s'écrivent alors à l'aide des équations (IV.13), (IV.14) :

$$F = |(\sigma_n' \sin\alpha + \tau\cos\alpha)| + \tan(\Phi_r)(\sigma_n' \cos\alpha - \tau\sin\alpha) \qquad \text{(IV.16)}$$

$$G = \left|\sigma_n^{'} \sin\alpha + \tau \cos\alpha\right| \tag{IV.17}$$

La définition de l'angle α au cours du cisaillement repose alors sur la description du phénomène de dégradation des aspérités. Plesha (1987) fournit alors une expression simple de cet angle :

$$\alpha = \alpha_0 \exp\left(-cW_t^p\right) \tag{IV.18}$$

où α_0 est l'angle initial des aspérités et c est une constante traduisant le taux de dégradation des aspérités dont l'unité est le m/N.

Afin de définir l'angle initial α_0 des aspérités, nous utilisons l'analogie établie par Nguyen et Selvadurai (1998) entre la surface de charge de Plesha (1987) et celle du modèle de cisaillement de Barton et al (1985) défini dans l'annexe 3. L'expression suivante est alors obtenue pour l'angle α_0 :

$$\alpha_0 = JRC \cdot Log\left(\frac{JCS}{\left|\sigma_n^{'}\right|}\right) \tag{IV.19}$$

L'angle α_0 est donc déterminé à partir du coefficient de rugosité JRC, du coefficient d'altération JCS de la fracture et de la contrainte normale effective. Par conséquent, contrairement à Plesha (1987) qui définit cet angle constant représentatif de la rugosité géométrique initiale de la fracture, l'angle α_0 correspond ici à la rugosité mobilisé par la contrainte normale σ_n appliquée.

En ce qui concerne le facteur de dégradation c, des études expérimentales ont montré que celui-ci variait avec la contrainte normale (Benjelloun,1991). Ainsi, de la même façon que Benjelloun (1991), Nguyen & Selvadurai (1998), ce coefficient est exprimé par :

$$c = a\left(\frac{\left|\sigma'_n\right|}{P_{atm}}\right)^b \quad \text{avec } a > 0 \text{ et } b < 0 \tag{IV.20}$$

Enfin, compte-tenu de l'analogie avec le modèle de Barton et al (1985), l'expression suivante est utilisée afin de définir la rigidité de cisaillement :

$$K_t = \frac{\left|\tau_{pic}\right|}{u_{pic}} = \frac{\left|\sigma'_n \tan\left(JRC \log\left(\frac{JCS}{\left|\sigma'_n\right|}\right) + \Phi_r\right)\right|}{u_{pic}} \tag{IV.21}$$

où u_{pic} est défini par Barton et Bandis (1982) :

$$u_{pic} = \frac{L}{500}\left(\frac{JRC}{L}\right)^{0.33} \tag{IV.22}$$

Le module de cisaillement normalisé se déduit aisément de l'expression précédente par la relation $\widetilde{K}_t = K_t b_0$ où b_0 est l'ouverture mécanique asymptotique de la fracture.

En outre, les effets d'échelle peuvent alors être pris en compte à l'aide des équations empiriques de Barton et al (1985) :

$$JRC = JRC_0\left(\frac{L}{L_0}\right)^{-0.02JRC_0} \quad (IV.23)$$

$$JCS = JCS_0\left(\frac{L}{L_0}\right)^{-0.03JRC_0} \quad (IV.24)$$

où L représente la longueur initiale de la fracture et l'indice 0 représente les paramètres déterminés à l'échelle du laboratoire c'est à dire le plus souvent pour une longueur $L_0 = 10$ cm.

IV.1.3 – Détermination des paramètres

Le modèle, ainsi défini, comporte 9 paramètres indépendants :

- les paramètres mécaniques et physiques caractérisant l'état initial de la fracture :

b_0 : ouverture mécanique asymptotique déterminée soit à partir de la relation empirique de Barton et Bakhtar (1983), soit à partir d'essais d'écoulement (cf. § III.3.1),

JRC : le coefficient de rugosité de la fracture déterminé soit à partir d'une analyse morphologique des épontes et déduit des équations de Tse et Cruden (cf. § III.3.1), soit à partir d'essais de glissement (cf. § I.1.1),

JCS : la résistance à la compression simple des épontes (cf. I.1.1),

- les paramètres caractérisant le comportement mécanique sous compression simple et déterminé à partir des essais de type I (cf. § III.3.2) :

k_{ni} : la rigidité normale initiale drainée,

γ : le coefficient d'ajustement,

- les paramètres caractérisant le comportement mécanique sous cisaillement :

a et b : paramètres d'ajustement définissant le coefficient de dégradation $c = a\left(\frac{\sigma_n}{p_{atm}}\right)^b$. Plusieurs essais sous contrainte normale constante sont réalisés, les valeurs de c pour chaque contrainte normale sont déterminées par ajustement numérique de la courbe $\tau(u)$ et $v(u)$,

Φ_r : l'angle de frottement résiduel déterminé soit à partir d'essais de glissement sur des épontes lisses, soit à partir des essais sous rigidité normale constante (cf. I.3.2),

– les paramètres caractérisant le couplage hydromécanique :

A : paramètre de couplage déterminé par des essais de deuxième type (cf. § III.3.3),

M^f : module de couplage déterminé par des essais non drainés dont la valeur est prise égale à la compressibilité du fluide K_{fl} (cf. § III.3.4).

IV.1.4 – Vérification du modèle sous cisaillement

Cette vérification consiste à illustrer les capacités ainsi que les limites du modèle à reproduire le comportement mécanique et hydraulique de la fracture sous cisaillement. Ainsi, les deux cas de conditions limites pour lesquelles une fracture est soumise à des déformations de cisaillement dans la nature c'est à dire les essais sous contrainte normale constante et les essais sous rigidité constante, décrits dans le paragraphe I.3, ont été étudiés. Puis, des essais d'écoulement d'une fracture sous cisaillement ont été simulés.

Le modèle a été testé à travers la comparaison entre les simulations numériques et les résultats expérimentaux et est comparé aux résultats du modèle de Barton (1985). En outre, les essais présentés correspondent uniquement à des essais mécaniques « sans fluide » ainsi les paramètres de couplage (A, M^f) n'interviennent pas.

- **Essais sous contrainte normale constante**

L'analyse a consisté en l'étude de la performance du modèle à reproduire les courbes $\tau(u)$ et $v(u)$ ainsi qu'à tenir compte de l'effet de la contrainte normale et des effets d'échelle.

Trois séries d'essais réalisées sur des répliques de mortier de fractures naturelles ont été simulées, les caractéristiques physiques et mécaniques des fractures ont été répertoriées dans le tableau IV.1. Pour de tels essais, la rigidité normale n'intervient pas. Ainsi, pour le modèle de Barton et al (1985), les paramètres donnés dans le tableau IV.1 sont suffisants et en ce qui concerne notre modèle, il reste à identifier les paramètres a et b, suivant la méthode donnée au IV.1.3. Les paramètres ainsi déterminés sont récapitulés dans le tableau ci-contre. Les simulations numériques ainsi que les résultats expérimentaux sont donnés sur les figures IV.2, IV.3 et IV.4.

Tableau IV.1 : Données relatives des différents essais sous contrainte normale constante présentés

N°Série d'essais	Auteurs	Caractéristiques physiques de la fracture	Commentaires	Paramètres a et b du modèle
I	Bandis et al (1981)	JRC_0=10,6 JCS_0=2 MPa $L_n = L_0 = 0{,}09\,\text{m}$ $\Phi_r = 32°$	3 contraintes testées : $\sigma_n = -90$ kPa, -34 kPa, -10 kPa	$a = 1000$ m/MN $b = 0$
II	Bandis (1980)	$JRC_0 = 15$ $JCS_0 = 2$ MPa $L_0 = 0{,}06$ m $\Phi_r = 32°$	Essai à $\sigma_n = -25kPa$ 3 Longueurs testées : L = 0,06 m, 0.12m, 0.36 m	$a = 3000$ m/MN $b = 0$
III	Skinas et al (1990)	$JRC_0 = 9$ $JCS_0 = 28$ MPa $L_0 = 0{,}15$ m $\Phi_r = 37°$	3 contraintes testées : $\sigma_n = -1\,\text{MPa}$, -2 MPa, -5 MPa	$a = 2891$ m/MN $b = -1{,}22$

Pour l'ensemble des trois séries d'essais, une bonne concordance avec les résultats expérimentaux est observée : la courbe classique du comportement de cisaillement sous contrainte normale constante décrite par une phase linéaire suivie par une phase de radoucissement est obtenue.

L'analogie du modèle de Plesha avec le modèle de Barton et al (1985) établie par Nguyen et Selvadurai (1998) et reprise par notre modèle permet :

- une bonne reproduction de l'effet de la contrainte normale sur la contrainte de cisaillement au pic τ_{pic} et donc sur la rigidité de cisaillement K_t (cf. fig. IV.2),
- une bonne prédiction des effets d'échelle sur les valeurs du déplacement et de la contrainte de cisaillement au pic donc sur la rigidité de cisaillement K_t (cf. fig. IV.3)

En outre, pour la troisième série d'essais, la possibilité de prendre un coefficient de dégradation c constant quelle que soit la contrainte normale a été testée. Ainsi, si la valeur égale à 24 m/MN déterminée pour $\sigma_n = -5$ MPa est choisie pour l'ensemble des contraintes normales, elle donnera un bon ajustement pour la courbe $\tau(u)$ à 1 MPa mais mauvais pour la courbe de dilatance $\upsilon(u)$ (cf. fig. IV.4.b) Le même raisonnement peut être établi pour la valeur de $c = 174$ m/MN à $\sigma_n = 1$ MPa confrontée aux résultats expérimentaux à 5 MPa (cf. fig. IV.4.a). Ainsi, il semble nécessaire d'utiliser un coefficient de dégradation dépendant de la contrainte normale.

Enfin, une précision semble souhaitable concernant une limite du modèle. En effet, dans cette formulation du modèle, il est supposé que le seuil plastique correspond à l'état au pic de la fracture ainsi le comportement sous cisaillement est élastique linéaire et la dilatance reste nulle jusqu'à l'atteinte du pic. Or, en pratique, un comportement non linéaire est parfois observé avant le pic, ce qui est illustré en figure IV.3 pour une longueur de fracture égale à 36 cm.

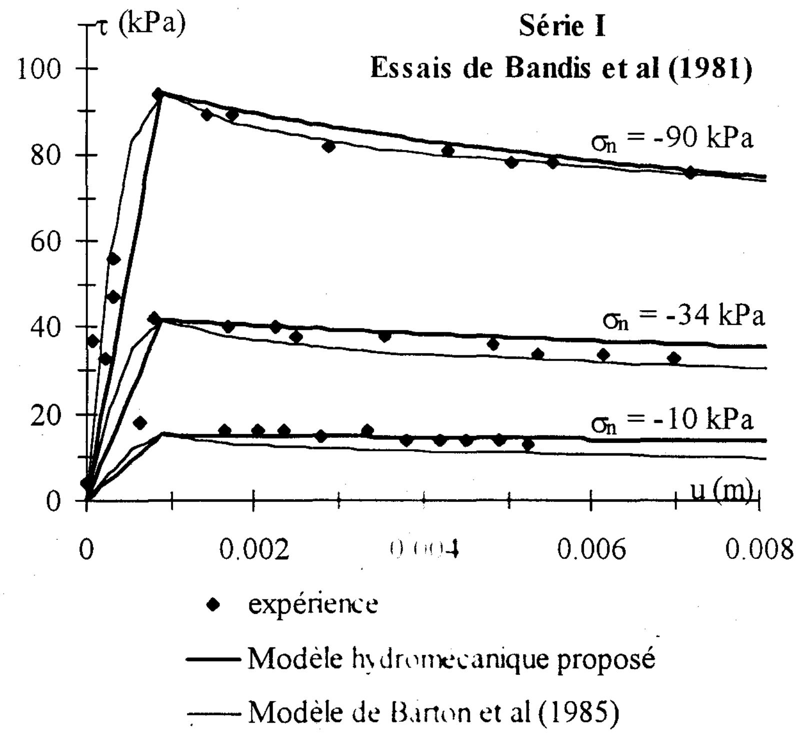


Figure IV.2 : Essais de Bandis et al (1981) : Simulations numériques et résultats expérimentaux

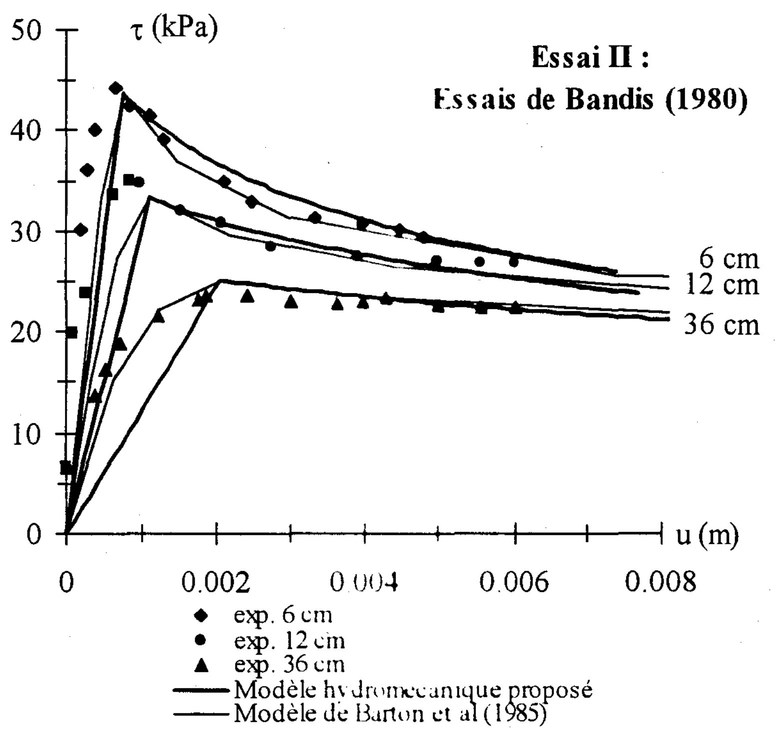
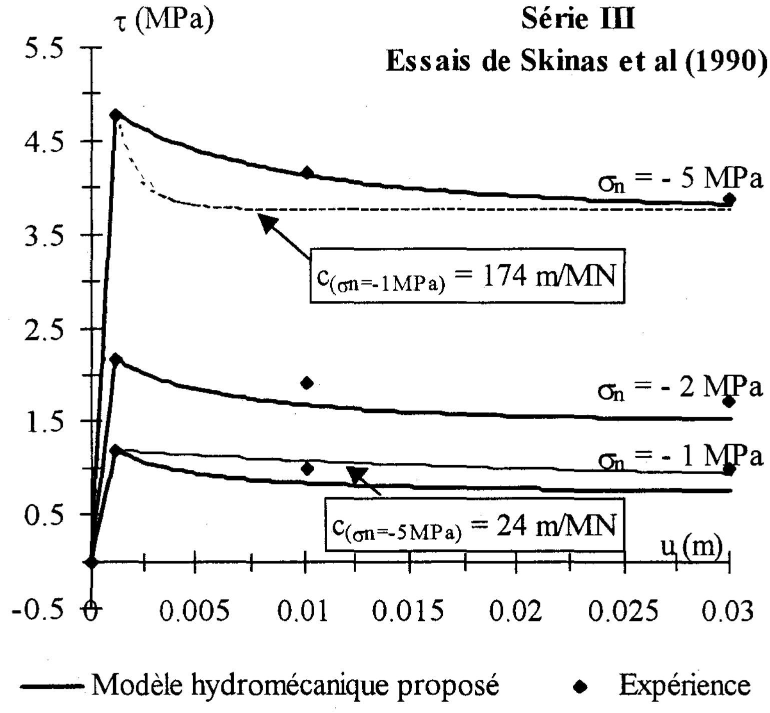


Figure IV.3 : Essais de cisaillement direct sous contrainte normale constante σ_n = -25 kPa de Bandis (1980) – Simulations numériques et résultats expérimentaux.

a)



b)

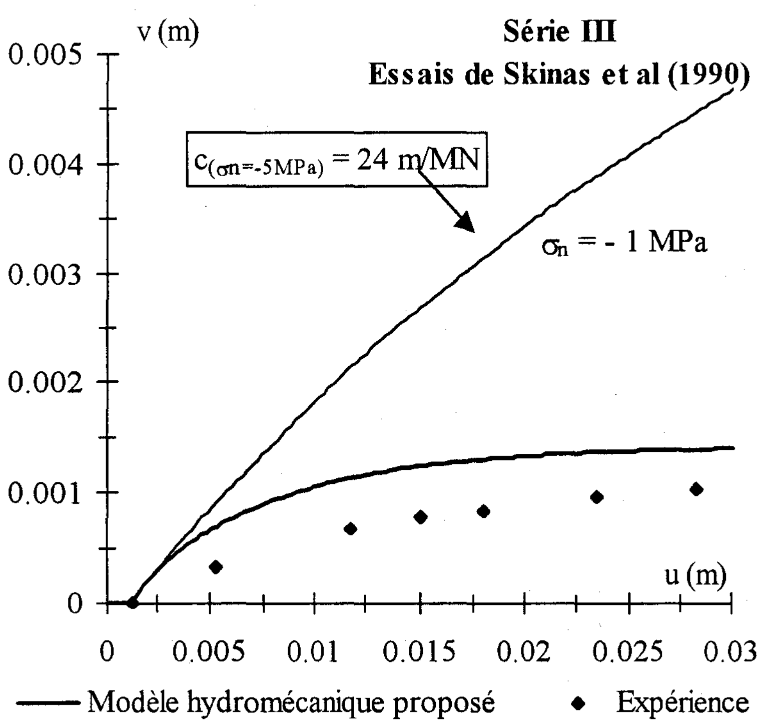


Figure IV.4 : Essais de cisaillement direct sous contrainte normale constante de Skinas et al (1990) – Simulations numériques et résultats expérimentaux.

- **Essais sous rigidité constante K**

Lors de ces essais, définis par $d\sigma_n = -Kdv$, la dilatance est partiellement contrainte par la rigidité du massif ce qui implique une augmentation des contraintes normales et donc de la résitance au cisaillement.

Skinas et al (1990), dont les essais sous contraintes normales constantes ont été présentés précédemment, ont aussi réalisé une série d'essais sous rigidité constante pour des valeurs de K égales à 200 kN/mm, 50 kN/mm, 15.5 kN/mm et 2 kN/mm soit pour une section de fracture égale à 150 cm^2 égales respectivement à 13333 MPa/m, 3333 MPa/m, 1033 MPa/m et 133 MPa/m. Les paramètres utilisés pour ces essais sont ceux déterminés pour les essais sous contraintes normales constantes et de plus, les paramètres mécaniques suivant du modèle (déterminés par Nguyen et Selvadurai (1998) pour le modèle de bandis et al (1983)), sont utilisés :

$$k_{ni} = 2000 \text{ MPa/m} \qquad b_0 = 0.0008 \text{ m} \qquad \gamma = 2$$

Les simulations, présentées en figure IV.5, sont en bonne concordance avec les résultats expérimentaux au moins pour les courbes $\tau(u)$ et $\sigma_n(u)$. Il est vrai que la prédiction de la dilatance est moins aisée en raison des résultats expérimentaux proches. En outre, la nécessité de la variation de c en fonction de la contrainte normale a été de nouveau testée avec la valeur de c initiale gardée constante pendant l' essais (cf. IV.6).

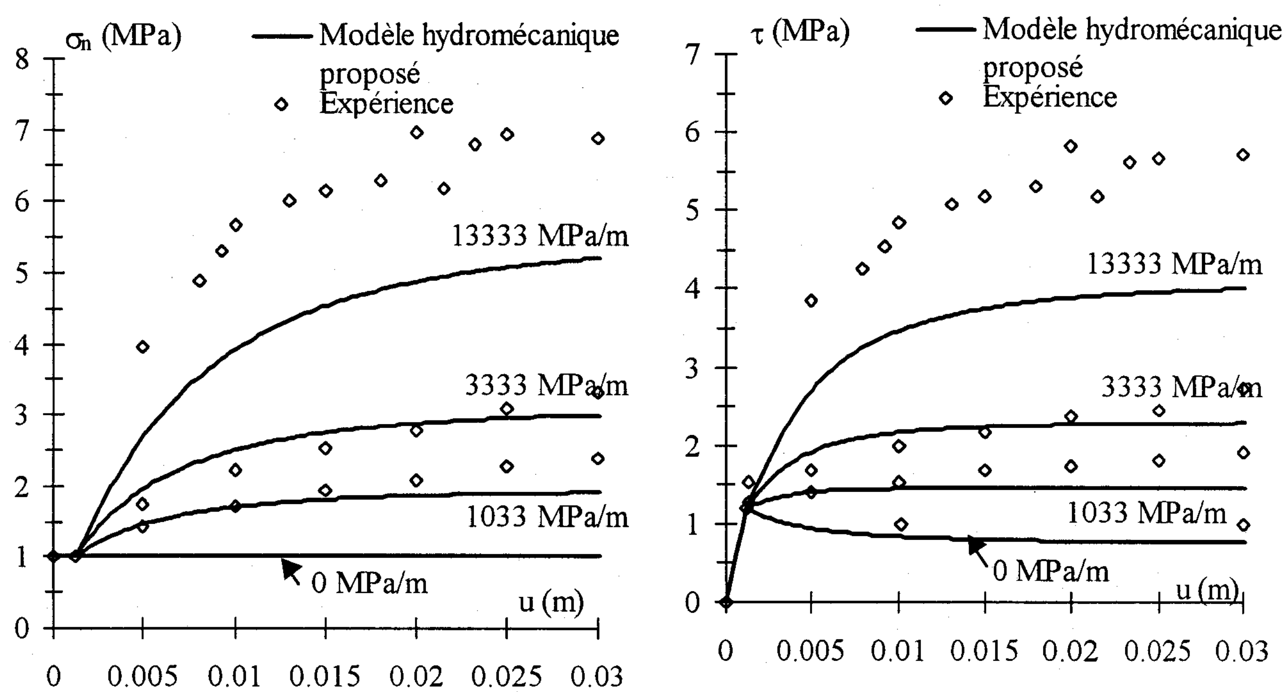


Figure IV.5 : Essais de cisaillement direct sous rigidité normale constante de Skinas et al (1990) – Simulations numériques et résultats expérimentaux

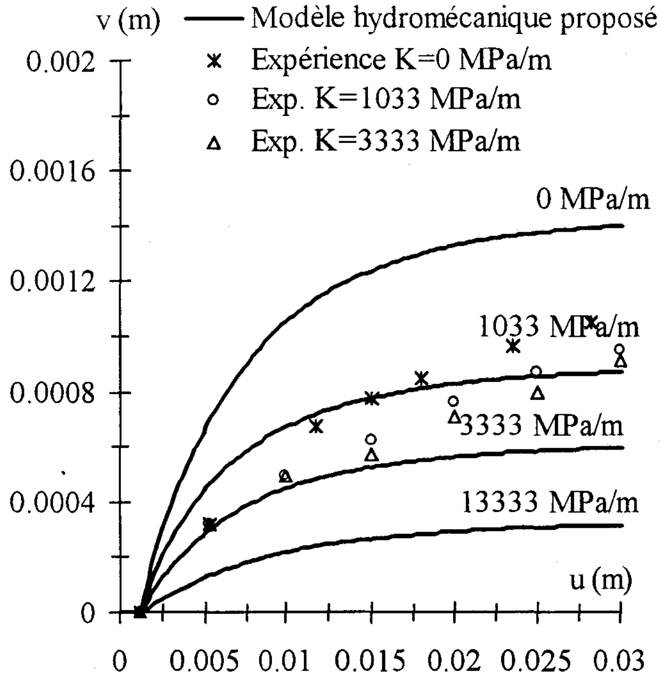


Figure IV.5 suite : Essais de cisaillement direct sous rigidité normale constante de Skinas et al (1990) – Simulations numériques et résultats expérimentaux

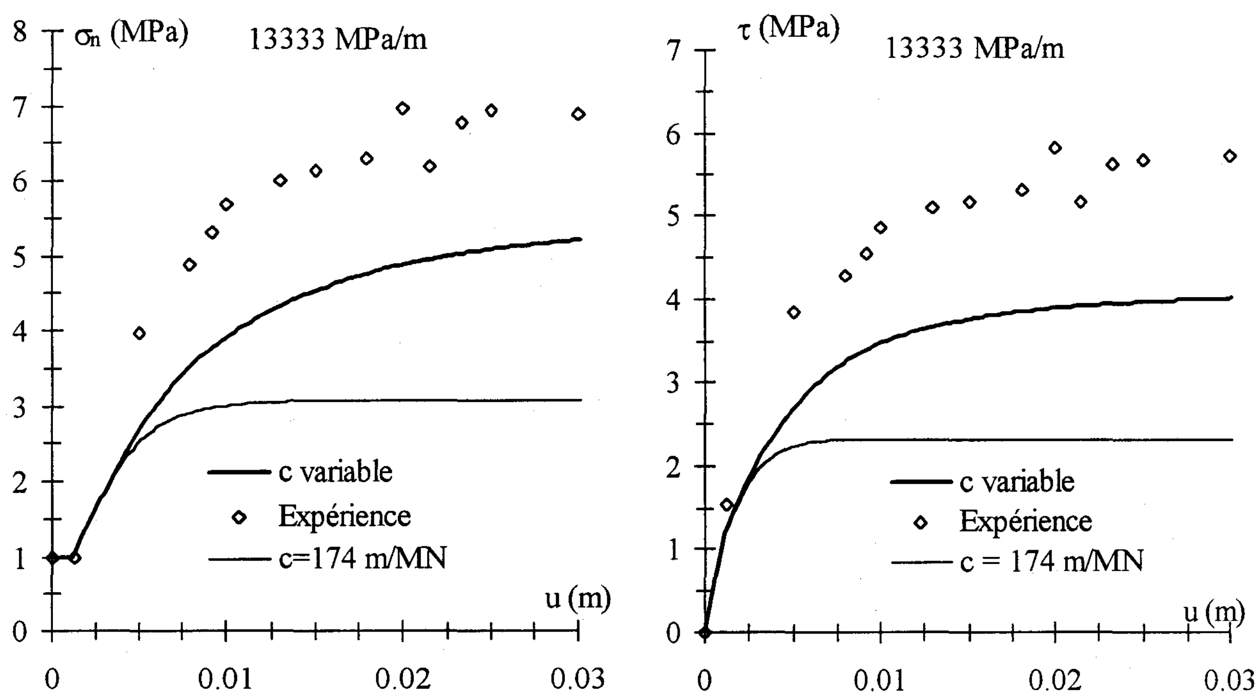


Figure IV.6 : Essais de cisaillement direct sous rigidité normale constante de Skinas et al (1990) pour K=13333 MPa/m – Influence de la contrainte normale sur le facteur de dégradation

- **Essais d'écoulement**

En outre, afin que la simulation soit complète, des essais de conductivité hydraulique sous cisaillement ont été simulés. Ces essais, simulés par Barton et al (1985), ont été réalisé par Maini (1977) pour une fracture de schiste dont les caractéristiques sont les suivantes :

$$JRC_0 = 1 \qquad JCS_0 = 25 \text{ MPa} \qquad \Phi_r = 35° \qquad L_0 = 0{,}1 \text{ m}$$

Le coefficient de rugosité égal à 1 implique qu'il n'y a pas de différence entre l'ouverture mécanique et l'ouverture hydraulique, ainsi le modèle est ici testé sur sa performance à reproduire la dilatance. Les simulations et les résultats expérimentaux sont données en figure IV.7 avec $c = 30kN/m$ et présentent l'évolution de la conductivité hydraulique K_f de la fracture en fonction du déplacement de cisaillement. Les résultats sont en bon accord avec les données expérimentales.

NB :
On rappelle que la conductivité hydraulique de la fracture est donnée par :

$$K_f = \frac{e_h^2 \rho g}{12\mu} \tag{IV.25}$$

où ρ est la densité du fluide, g l'accélération de pesanteur, μ la viscosité dynamique et e_h est l'ouverture hydraulique déterminée par la relation (IV.1).

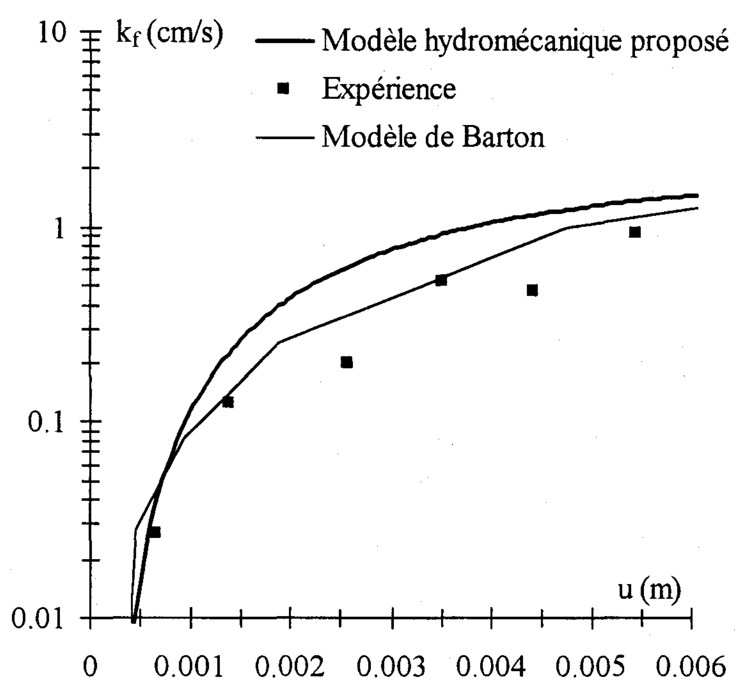


Figure IV.7 : Essais d'écoulement de Maini (1977) – Simulations numériques et résultats expérimentaux de la conductivité de la fracture k_f en fonction du déplacement de cisaillement

Afin de compléter cette vérification du modèle, nous avons entrepris des simulations supplémentaires pour mettre en évidence sur le comportement hydraulique et mécanique de la fracture les effets potentiels de la contrainte normale, de la longueur de la fracture et de la rigidité du massif. Pour cela nous nous sommes appuyés sur les paramètres mécaniques du granite de Tennelles déterminés au chapitre III et des paramètres conformes à la littérature ont été choisis pour le comportement sous cisaillement. Les résultats sont donnés et commentés dans l'annexe A6 sur les figures A6.1 et A6.2.

IV.2 – Implantation du modèle dans le code de calcul TPPLAS

IV.2.1 – Présentation du code de calculs TPPLAS

Le code de calculs par éléments finis TPPLAS est destiné à l'origine pour des matériaux à comportement poroélastoplastique. Ainsi, avant d'introduire le modèle, il faut au préalable le modifier en introduisant des éléments particuliers permettant de reproduire le comportement de la fracture. Nous nous sommes pour cela appuyés sur le travail de Baldoni et Millard (1998). Ces auteurs ont proposé des éléments de fracture particuliers permettant de tenir compte d'une pression interstitielle différente suivant l'épaisseur du joint. Les différentes grandes lignes de ce travail sont exposeés brièvement ci-après et les notations des auteurs ont été gardées.

Dans cette étude, seuls les problèmes 2D seront abordés. Le joint peut être représenté dans un espace bidimensionnel par une portion de plan dont la position et l'orientation se réfèrent dans un repère local (O, s_1, s_2). Ainsi, toutes les variables définies ci-après (contraintes, matrice de rigidité, perméabilité et déplacements) sont définies dans ce repère. Une matrice de rotation notée R_{ij} permet de passer du repère global (A, x_1, x_2) au repère local (O, s_1, s_2).

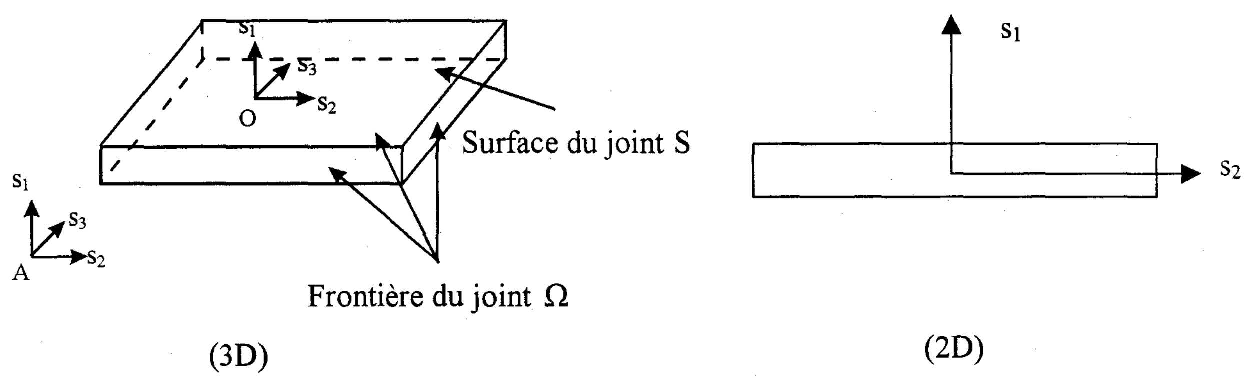


Figure IV.8 – Représentation de la fracture dans l'espace 3D et 2D et définition des repères local et global, d'après Baldoni et Millard (1998)

- **Equations constitutives**

Les équations constitutives du modèle ont été réécrites sous forme plus générale de la façon suivante :

$$d\sigma_i = K_{ij}^{ep} dv_j - \alpha^f m_i dp \tag{IV.26}$$

$$d\zeta^f = \frac{1}{M^f} dp + \alpha^f m_i dv_i \tag{IV.27}$$

avec $(m_i) = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ $\quad (dv_i) = \begin{pmatrix} dv \\ du \end{pmatrix}$ $\quad (d\sigma_i) = \begin{pmatrix} d\sigma_n \\ d\tau \end{pmatrix}$

et K_{ij}^{ep} est la matrice de rigidité élastoplastique.

- **Equations de champ**

Nous avons à notre disposition pour le système global deux équations : l'équation d'équilibre et l'équation de diffusion de fluide généralisée.

L'équation d'équilibre , reliant la contrainte totale σ_i aux forces de volume f_i et aux forces de surface t_i peut s'écrire sous la forme incrémentale :

$$\int_V \delta\widetilde{v}_i \dot{\sigma}_i dV = \int_V \delta u_i \dot{F}_i dV + \int_S \delta u_i \dot{t}_i dS \tag{IV.28}$$

où u_i est le vecteur de déplacement global et V et S sont respectivement le volume et la surface de l'élément joint.

Cette équation peut se réécrire en intégrant la deuxième intégrale sur l'épaisseur du joint notée h et en posant $\widetilde{f}_i = hf_i$ les forces de volumes par unité de surface et $\widetilde{t}_i = t_i + \widetilde{f}_i$,

$$\int_V \frac{\delta v_i}{h} \dot{\sigma}_i dV = \int_S \delta u_i \dot{\widetilde{t}}_i dS \tag{IV.29}$$

En introduisant l'équation d'état (IV.25) dans l'équation (IV.28), l'équation suivante est obtenue :

$$\int_S \delta\widetilde{v}_i K_{ij}^{ep} v_j dS - \int_V \frac{\alpha^f}{h} \delta v_i m_i \dot{p} dV = \int_S \delta u_i \dot{\widetilde{t}}_i dS \tag{IV.30}$$

L'équation de diffusion généralisé du fluide, en notant k_{ij} le tenseur de perméabilité et μ la viscosité dynamique du fluide, s'écrit :

$$\frac{1}{M_f}\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\alpha^f}{h} m_i \frac{\partial v_i}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial s_i}\left[\frac{k_{ij}}{\mu}\frac{\partial p}{\partial s_j}\right] = 0 \tag{IV.31}$$

- **Formulation éléments finis**

La méthode d'éléments finis est alors appliquée aux équations (IV.29) et (IV.30). En utilisant la discrétisation spatiale et en notant Q_{ij} et N_i la matrice et le vecteur correspondant respectivement aux fonctions d'interpolation du vecteur déplacement et de la pression, le déplacement v_i et la pression p sont alors définis par :

$$v_i = Q_{ij}\bar{v}_j \text{ et } p = N_i\bar{p}_i \tag{IV.32}$$

En introduisant les équations notées (IV.32) dans les équations (IV.30) et (IV.31), le système suivant est obtenu :

$$K_{nm}\frac{\partial \bar{v}_m}{\partial t} + L_{mn}\frac{\partial \bar{p}_m}{\partial t} = f_n \tag{IV.33}$$

$$L_{nm}\frac{\partial \bar{v}_m}{\partial t} + S_{nm}\frac{\partial \bar{p}_m}{\partial t} + H_{nm}\bar{p}_m = q_n \tag{IV.34}$$

avec

$$K_{nm} = \int_S Q_{in}K_{ij}^{ep}Q_{jm}dS \tag{IV.35.a}$$

$$L_{mn} = \int_V \frac{\alpha^f}{h}Q_{in}m_iN_m dV \tag{IV.35.b}$$

$$f_n = \int_S R_{ji}Q_{jn}\frac{\partial \tilde{t}_i}{\partial t}dS \tag{IV.35.c}$$

$$S_{nm} = \int_V N_n\frac{1}{M^f}N_m dV \tag{IV.35.d}$$

$$H_{nm} = \int_V N_n\frac{\partial}{\partial s_i}\left(\frac{k_{ij}}{\mu}\frac{\partial N_m}{\partial s_j}\right)dV \tag{IV.35.d}$$

$$q = -\frac{k_{ij}}{\mu}\frac{\partial p}{\partial s_j}n_i \tag{IV.35.e}$$

où q représente la composante du débit du fluide normale à la frontière Ω.

L'élément proposé est schématisé en figure IV.9. Les noeuds 1, 2, 4 et 5 ont trois degrés de libertés (les déplacement et la pression) alors que les noeuds 3 et 6 ont un seul degré de liberté (la pression) permettant de prendre en compte une pression différente dans le joint.

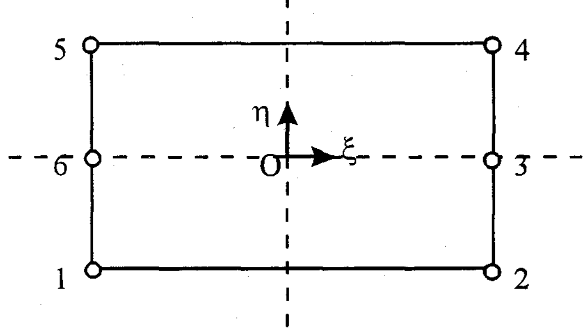


Figure IV.9 : Schématisation de l'élément fracture utilisé

Ainsi, les fonctions d'interpolation pour la pression peuvent s'écrire :

$$N_1(\xi,\eta)=H(-\eta-1)\frac{1-\xi}{2} \tag{IV.36.a}$$

$$N_2(\xi,\eta)=H(-\eta-1)\frac{1+\xi}{2} \tag{IV.36.b}$$

$$N_3(\xi,\eta)=[1-H(\eta-1)-H(-\eta-1)]\frac{1+\xi}{2} \tag{IV.36.c}$$

$$N_4(\xi,\eta)=H(\eta-1)\frac{1+\xi}{2} \tag{IV.36.d}$$

$$N_5(\xi,\eta)=H(\eta-1)\frac{1-\xi}{2} \tag{IV.36.e}$$

$$N_6(\xi,\eta)=[1-H(\eta-1)-H(-\eta-1)]\frac{1-\xi}{2} \tag{IV.36.f}$$

où $H(\eta)$ est la fonction de Heaviside définie par : $H(\eta)=\begin{cases}1 \text{ si } \eta\geq 0\\ 0 \text{ si } \eta<0\end{cases}$

Les fonctions d'interpolations de la pression peuvent s'écrire sous la forme plus simple $N_n(\xi,\eta)=f_n(\xi)g_n(\eta)$. De plus, l'épaisseur du joint étant très petite, toutes les variables excepté la perméabilité normale sont considérées indépendantes de η. En notant L la longueur du joint, les différentes matrices de couplage peuvent alors être réécrites sous forme plus simple :

$$L_{nm}=-\int_\xi \alpha^f f_n(\xi) m_i Q_{im}\frac{L}{2}d\xi\overline{N}_n \tag{IV.37.a}$$

où $\overline{N}_n=\begin{pmatrix}0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 1\end{pmatrix}$

$$S_{nm}=\int_\xi \frac{h}{M}f_n(\xi)f_m(\xi)\frac{L}{2}d\xi\overline{N}_{nm} \tag{IV.37.b}$$

où $\overline{N}_{nm}=\overline{N}_n\overline{N}_m$

$$H_{nm}=-\int_\xi \frac{\partial f_n(\xi)}{\partial\xi}\frac{k_{11}}{\mu}\frac{\partial f_m}{\partial\xi}\frac{2h}{L}d\xi\overline{N}_{nm}-\int_\xi f_n(\xi)f_m(\xi)\frac{L}{2}\frac{1}{h}d\xi\widetilde{N}_{nm} \tag{IV.37.c}$$

où $\widetilde{N}_{nm}=\frac{1}{\mu}\begin{bmatrix} k_{22}^b & k_{22}^b & -k_{22}^b & 0 & 0 & -k_{22}^b\\ k_{22}^b & k_{22}^b & -k_{22}^b & 0 & 0 & -k_{22}^b\\ -k_{22}^b & -k_{22}^b & k_{22}^b+k_{22}^t & -k_{22}^t & -k_{22}^t & k_{22}^b+k_{22}^t\\ 0 & 0 & -k_{22}^t & k_{22}^t & k_{22}^t & -k_{22}^t\\ 0 & 0 & -k_{22}^t & k_{22}^t & k_{22}^t & -k_{22}^t\\ -k_{22}^b & -k_{22}^b & k_{22}^b+k_{22}^t & -k_{22}^t & -k_{22}^t & k_{22}^b+k_{22}^t \end{bmatrix}$

Les variables k_{11}, k_{22}^b et k_{22}^t sont respectivement la perméabilité longitudinale, la perméabilité normale en bas et la perméabilité normale en haut. Ces deux dernières permettent des échanges de masse fluide entre l'élement fracture et les éléments massifs

IV.2.2 – Présentation des résultats numériques

L'introduction du modèle a alors été validé à partir d'exemples simples et quelques résultats numériques sont présentés. Ainsi, en ce qui concerne les essais mécaniques sous cisaillement, les résultats établis au paragraphe IV.1 ont été de nouveau simulés pour des cas homogènes à l'aide du code de calculs TPPLAS. Les résultats sont présentés en Annexe A6 et indiquent une excellente concordance.

- **Exemple 1 :**

Afin de valider l'introduction du modèle hydromécanique dans le code de calculs TTPLAS, les essais de type I, II et III présentés au chapitre III ont été simulés et les résultats pour la fracture de granite sont donnés ci-après Les paramètres du modèle sont répertoriés dans le tableau IV.2.

La simulation de l'essai de type I consiste à appliquer une contrainte normale sur l'éponte haute. Les déplacements de cisaillement sont bloqués et une pression nulle est imposée à tous les nœuds de l'étude.

La simulation de l'essai de type II a consisté à appliquer tout d'abord une contrainte normale égale à 7,5 MPa puis une pression uniforme sur toute la longueur du joint jusqu'à 7 MPa. En outre, une pression nulle est imposée sur tous les nœuds des éléments de massif. Les simulations numériques sont données sur les figures IV.10 et IV.11. Ces simulations indiquent une parfaite concordance du modèle avec les solutions analytiques présentées au chapitre III et indiquent l'implantation correcte du modèle hydromécanique sous contrainte normale dans le code de calculs TPPLAS

Tableau IV.2 : Paramètres de l'élément joint utilisé pour l'exemple I

Caractéristiques physiques et mécaniques de la fracture	$JRC_i = 10,5$ $L = 0,1$ m W (largeur) = 0.064 m
Paramétres mécaniques et de couplage sous direction normale	$K_{ni} = 0,64$ MPa $\gamma = 4,3$ $h = 125\ \mu m$ $A = 350$ MPa

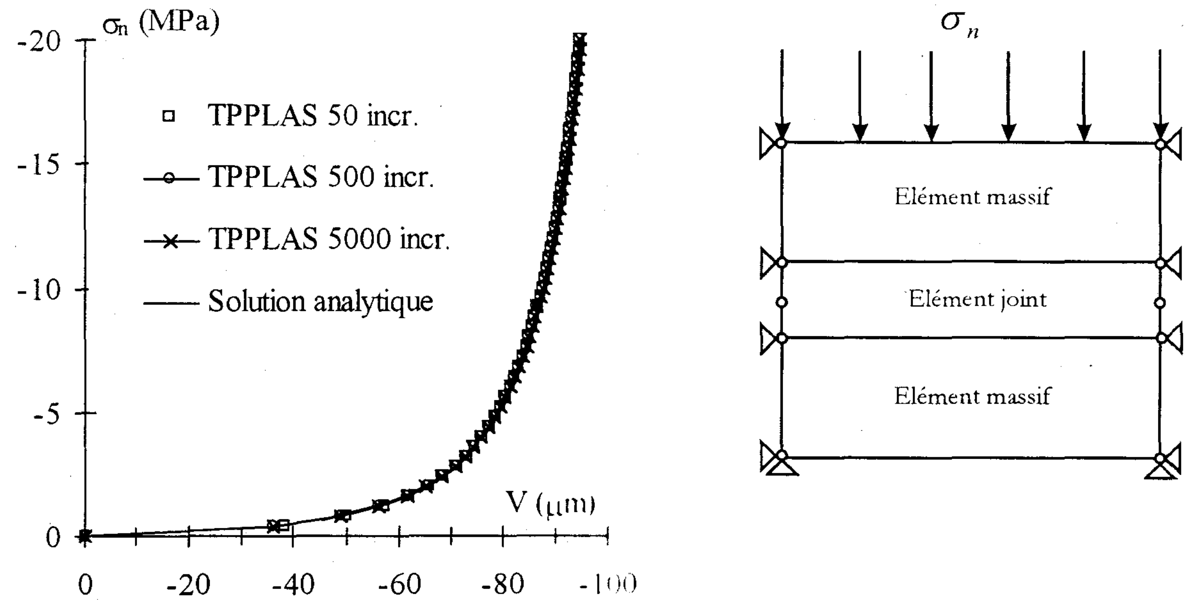


Figure IV.10 – Simulation numérique de l'essai de type I et comparaison avec la solution analytique

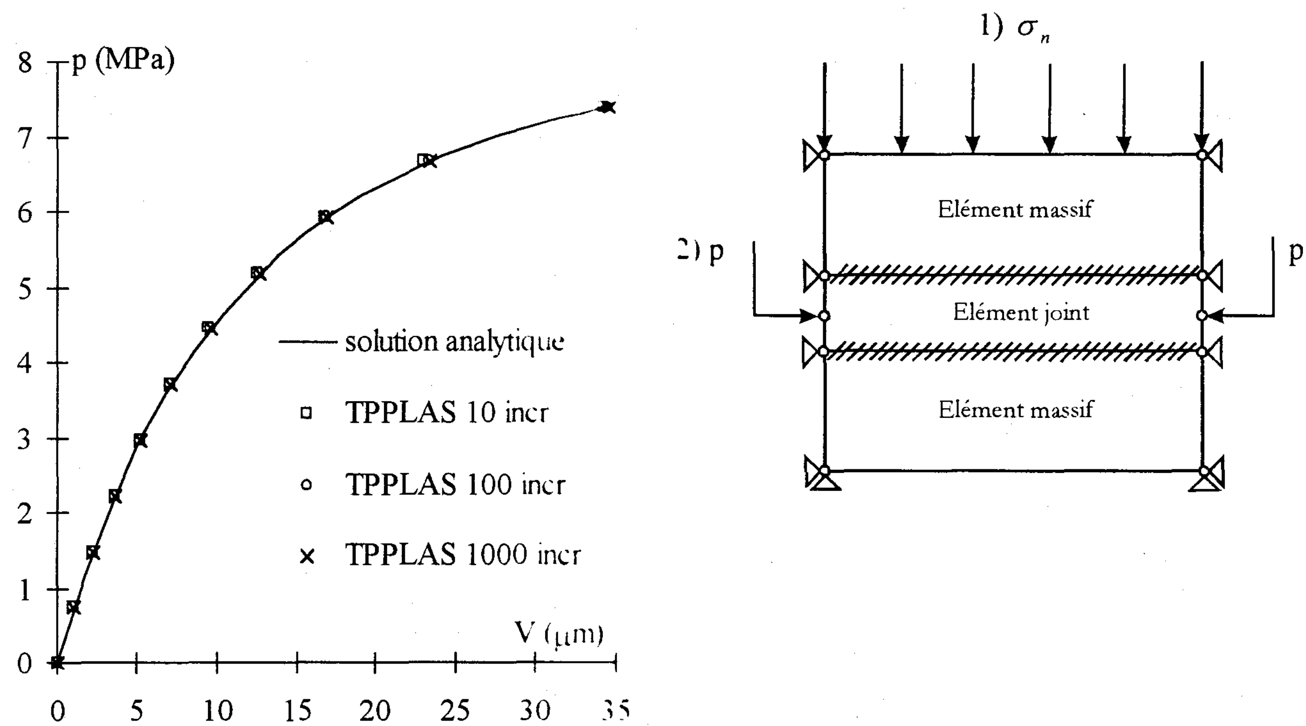


Figure IV.11 – Simulation numérique de l'essai de type II et comparaison avec la solution analytique

La simulation de l'essai de type III consiste à appliquer une contrainte normale égale à 7,5 MPa sur l'éponte haute, puis à injecter une pression jusque 7 MPa à l'une des parois du joint. Les conditions limites sont résumées sur la figure IV.12 et la simulation a été réalisée pour différents nombre d'éléments discrétisant la fracture. Deux analyses ont été réalisées.

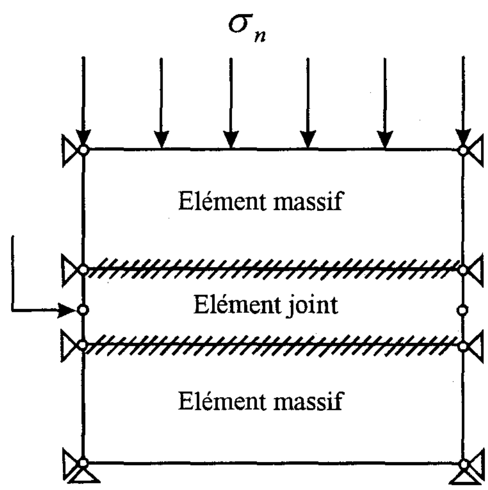


Figure IV.12 – Illustration des conditions limites et du type de chargement pour l'essai de type III.

La première analyse a consisté à calculer le débit de chaque élément. Pour cela, la loi cubique a été utilisée de la façon suivante :

$$Q = \frac{W}{12\mu}\left(\frac{e_{h,6} + e_{h,3}}{2}\right)^2 \left(b_0 - V_{\sigma_n}\right)\frac{\Delta P}{L} \qquad \text{(IV.38)}$$

où W et L sont respectivement la largeur et la longueur de la fracture, $e_{h,6}$ et $e_{h,3}$ sont les ouvertures hydrauliques du nœud gauche et droit de la fracture et V_{σ_n} est la fermeture de la fracture après l'application de la contrainte normale σ_n.

La figure IV.13 présente les débits pour différents nombres d'éléments utilisés et indiquent que la loi de conservation de masse est bien vérifiée dans les calculs. En effet, seulement 1 % de différence existe entre la réponse pour deux éléments et 20 éléments.

La deuxième analyse propose de comparer la méthode numérique utilisée au chapitre III que l'on peut qualifier de différences finies et le code de calculs TPPLAS en ce qui concerne les variations de débit en fonction de la pression d'injection et la distribution de pression sur la longueur du joint (cf fig. IV.14 et IV.15). Les résultats sont relativement concordants, cependant une différence apparaît quand la pression d'injection est importante. Celle-ci peut s'expliquer par le fait que dans la méthode des différences finies, l'équation de conservation de masse est discrétisée en chaque point tandis qu'en éléments finis, le débit est calculé à partir du champ de pression interstitielle.

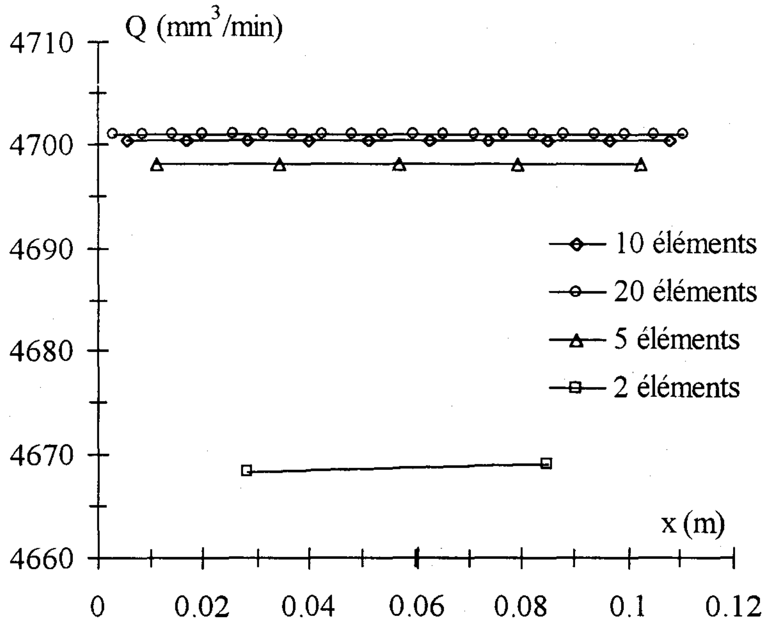


Figure IV.13 – Présentation du débit calculé pour chaque élément pour différents types de maillage discrétisant la fracture. La valeur de débit est affectée au milieu de l'élement.

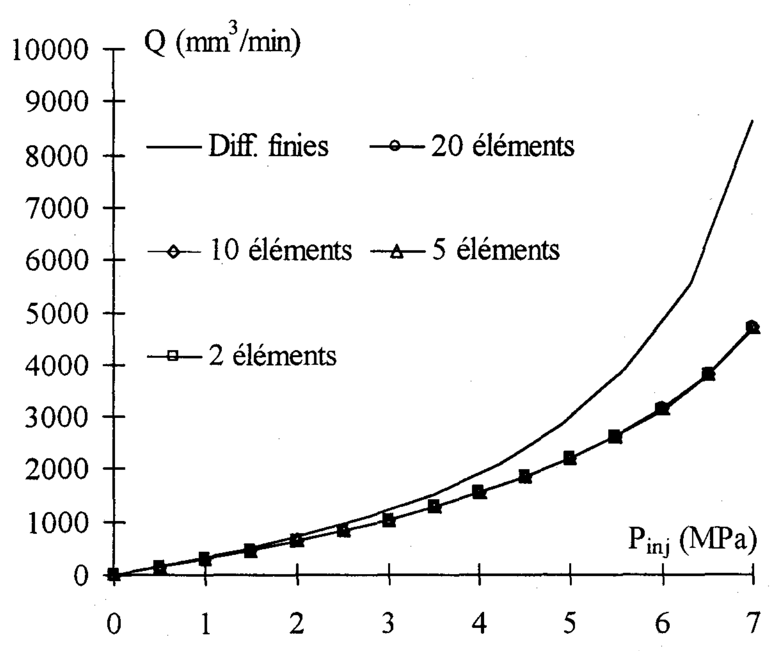


Figure IV.14 – Evolution du débit en fonction de la pression d'injection pour la méthode des différences finies et des éléments finis pour différents types de maillage.

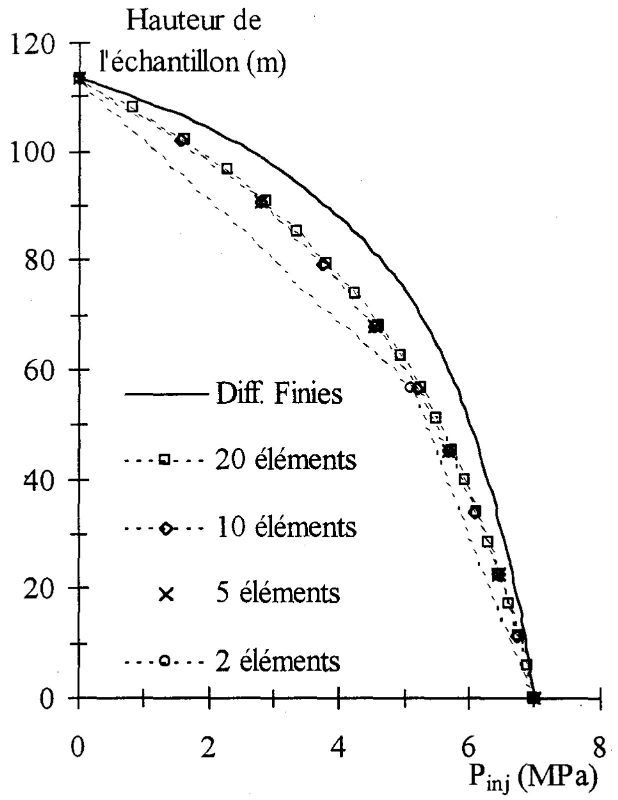


Figure IV.15 – Présentation de la distribution de pression dans l'échantillon pour différents nombres d'éléments discrétisant la fracture.

- **Exemple 2**

Il consiste à appliquer progressivement une contrainte normale de 0 à -10 MPa durant 100 secondes en laissant varier la pression puis l'échantillon est cisaillé d'une valeur finale de 4 mm durant 60 s et enfin, l'essai est poursuivi sans variation de chargement durant 100s. L'ensemble des pressions aux noeuds massifs se voient attribuer la valeur nulle et aucun échange de masse fluide n'est possible entre les deux milieux massif et fracture. Le but est d'étudier l'évolution de la pression dans le joint en fonction du cisaillement. Les conditions limites ainsi que le chargement sont données en figure IV.16 et les paramètres dans le tableau IV.3. A titre indicatif, ce sont ces paramètres qui sont utilisées dans l'annexe A6 pour simuler des essais mécaniques sous cisaillement. La simulation numérique est donnée en figure IV.17 et donne le résultat attendu : en raison de la dilatance dû au comportement sous cisaillement, la pression diminue.

Tableau IV.3 : Paramètres du modèle hydromécanique utilisés pour l'exemple 2

Caractéristiques physiques et mécaniques de la fracture	$JRC_0 = 10$ $JCS_0 = 100$ MPa $L_0 = 0{,}1$ m $\Phi_r = 30°$
Paramétres hydromécaniques mécaniques sous direction normale	$\widetilde{K}_{ni} = 0{,}64$ MPa $\gamma = 4{,}3$ $b_0 = 125$ µm A = 350 MPa
Coefficients de dégradation	$a = 3000$ m/MN $b = -1.1$

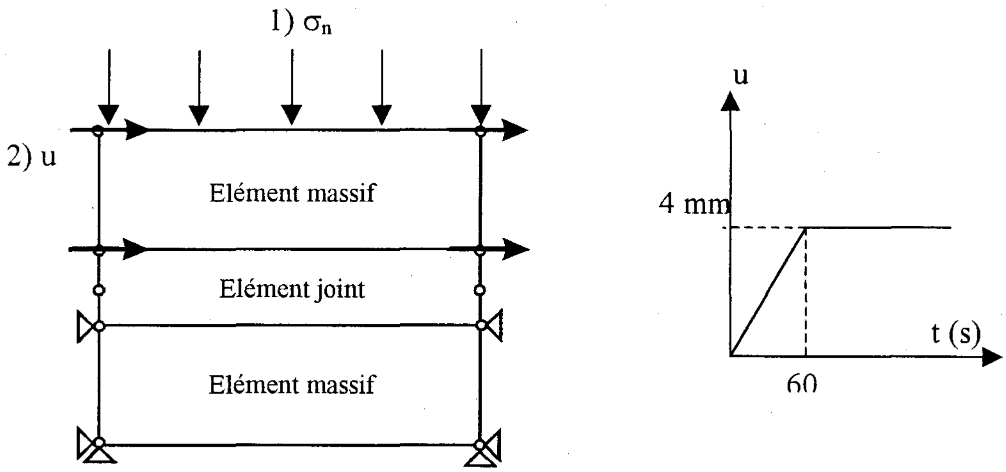


Figure IV.16 – Illustration des conditions limites ainsi que du chargement pour l'exemple 2

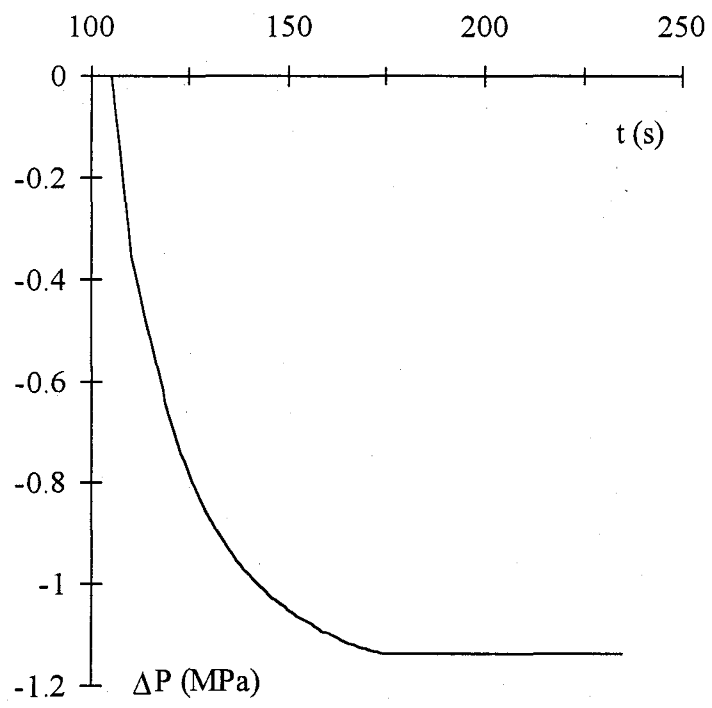


Figure IV.17 – Variation de la pression en fonction du temps durant l'essai de cisaillement

- **Exemple 3 :**

La simulation proposée ici consiste à établir un calcul mettant en évidence les échanges de masse fluide entre le massif rocheux et le joint rocheux. L'essai simulé consiste à appliquer une contrainte normale égale à –5 MPa sur l'éponte haute de la fracture pendant une durée limitée puis la stabilisation des pressions interstitielles due à l'augmentation de la contrainte normale est attendue. Cette simulation a été effectuée pour deux types de comportement du joint rocheux :

- le cas 1 correspond à la prise en compte du modèle hydromécanique proposé pour le comportement de la fracture rocheuse.
- le cas 2 correspond à la prise en compte d'un comportement linéaire élastique pour la fracture rocheuse,

Les paramètres de chaque modèle sont répertoriés dans le tableau IV.4. Les conditions limites ainsi que les résultats numériques sont données sur les figures IV.18 et IV.19. Pour les deux cas, les pressions des nœuds du massif et des nœuds de la fracture tendent vers une valeur commune mettant en évidence le phénomène de diffusion : la pression devient alors homogène pour l'ensemble du système considéré. Cette valeur est supérieure pour le cas 1 en raison de la compressibilité plus faible de la matrice.

En outre, la non linéarité de la courbe de pression en fonction du temps est plus marqué pour le cas 2.

Tableau IV.4 : Paramètres utilisés pour l'exemple 3 pour le massif et la fracture

	Elément Massif					Element fracture						
	E (MPa)	ν	k (m^2)	α	M (MPa)	K_{ni} (MPa)	γ	b_0 (μm)	A (MPa)	k_{11} (m^2)	k_{22} (m^2)	M^f (MPa)
Cas1	80000	0,3	10^{-15}	0,7	73000	0,64	4.3	125	350	10^{-15}	10^{-15}	1000
Cas2	80000	0,3	10^{-15}	0,7	73000	64000	0	125	∞	10^{-15}	10^{-15}	1000

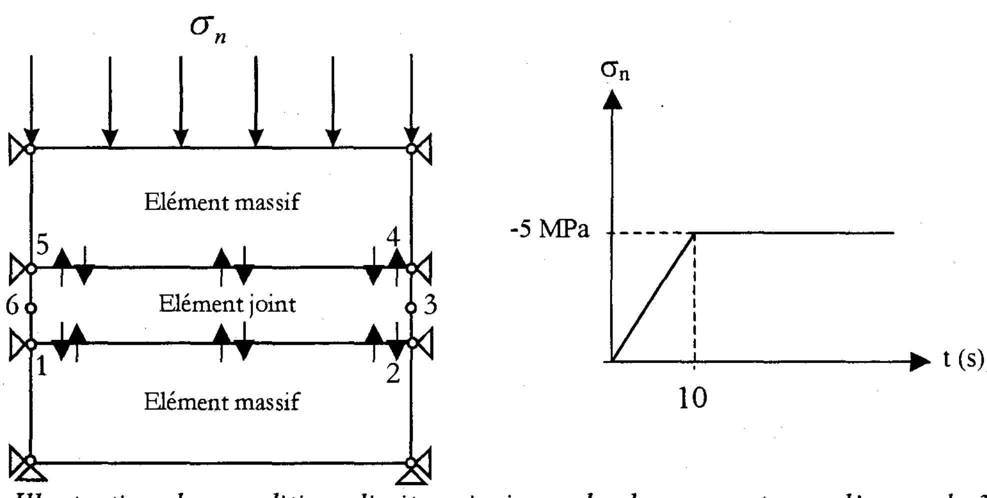


Figure IV.18 – Illustration des conditions limites ainsi que du chargement pour l'exemple 3

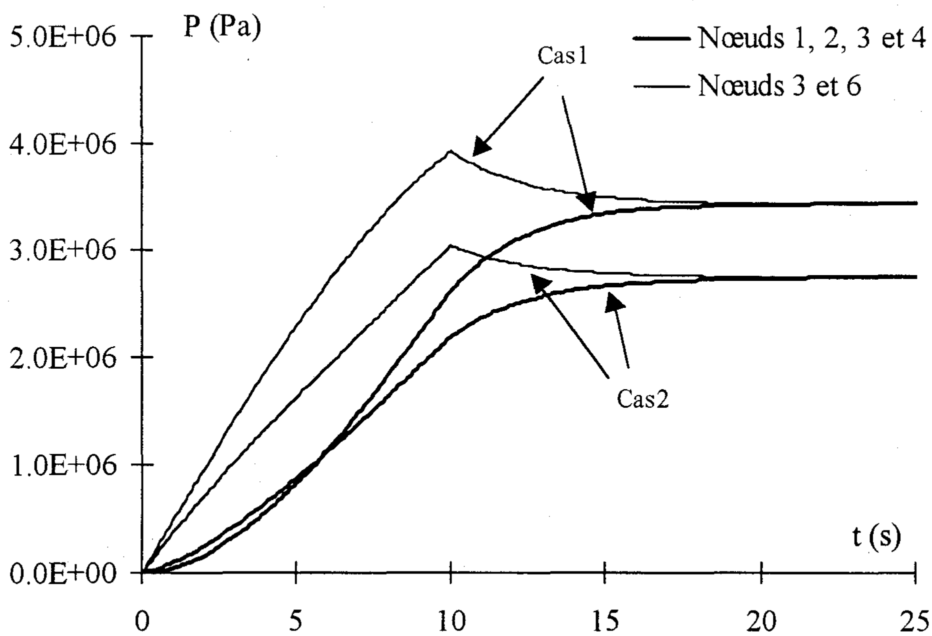


Figure IV.19 – Evolution de la pression dans le joint et dans le massif en fonction du temps, Cas 1 : Modèle hydromécanique proposé / *Cas 2 : Modèle élastique linéaire*

IV.3 – Conclusion

Ce chapitre propose donc une formulation générale d'un modèle hydromécanique pour joints rocheux. En effet, le modèle ainsi construit présente un ensemble complet d'équations permettant de décrire le comportement hydromécanique d'une fracture sous contraintes normales et sous cisaillement.

Cependant, la validation de ce modèle reste à approfondir, notamment concernant les réponses sous cisaillement. Il est évident que des essais supplémentaires sont nécessaires afin de confirmer cette association des deux mécanismes. En effet, il n'existe pour l'instant aucun essai de cisaillement avec des pressions interstitielles importantes permettant de vérifier l'influence de la pression interstitielle sur le comportement mécanique sous cisaillement. En outre, la modélisation devrait prendre en compte l'effet des débris issus de la dégradation. Ce phénomène est complexe à modéliser : il s'agit d'une part de tenir compte de la diminution de la conductivité en fonction de l'obturation et l'allongement des chemins d'écoulement mais aussi de l' anisotropie de l'écoulement. Les essais sont encore peu nombreux pour bien appréhender ce concept.

PARTIE II

COMPORTEMENT POROMECANIQUE D'UNE ROCHE FRAGILE SATUREE

CHAPITRE V

ANALYSE DU COMPORTEMENT DES ROCHES FRAGILES SATUREES A PARTIR DE DONNEES EXPERIMENTALES SUR LE GRES DES VOSGES

Peu d'études expérimentales sont actuellement consacrées à l'étude du comportement poromécanique des matériaux fragiles saturés. Karami (1998) a réalisé au laboratoire de mécanique de Lille une campagne d'essais, principalement des essais de compression triaxiale, afin d'analyser l'effet de l'endommagement induit sur le comportement poromécanique du matériau fragile.

Ce chapitre a deux objectifs principaux :

- *définir les essais de la campagne expérimentale de Karami (1998) sur lesquels s'appuie le modèle poromécanique endommageable présenté au chapitre VI.*
- *mettre en évidence, à partir de quelques essais illustratifs, les différents phénomènes ou mécanismes intervenant dans le comportement poromécanique des roches fragiles saturés.*

Cette partie s'achève sur un rapide aperçu des approches de modélisation existantes actuellement dans la littérature afin de décrire le comportement poromécanique endommageable des matériaux fragiles saturés.

V.1 – Présentation générale de l'étude expérimentale

Un dispositif expérimental spécialement adapté à des essais de couplage a été développé par Karami (1998). Ce dispositif permet d'appliquer des chemins de sollicitations en contraintes et en pression sur des échantillons cylindriques.

Durant ces essais, les mesures suivantes ont été réalisées :

- les déformations axiale et latérale ε_1 et ε_3 sont mesurées à l'aide de jauges extensométriques,
- un capteur de pression contrôle la pression de confinement P_c $(=\sigma_2=\sigma_3)$ et deux autres mesurent la pression interstitielle p à chaque extrémité de l'échantillon,
- un capteur de force et de déplacement donne la force axiale appliquée sur l'échantillon (σ_1),
- un capillaire de 3 mm permet la mesure du volume de fluide expulsé ou injecté.

Les essais ont été effectués sur le grès des Vosges. Ce matériau présente une porosité ouverte totale ϕ égale à 20 % et sa résistance mécanique en compression simple est modérée ($\sigma_c = 38$ MPa). Le choix de ce matériau s'explique de la façon suivante :

- des études antérieures (Ikogou, 1989 ; Sibai, 1990) ont montré qu'il est sensible à la fissuration : l'effet du couplage endommagement et de la pression de fluide sera facilement mis en évidence,
- sa porosité ouverte est relativement importante : les effets du fluide peuvent être facilement decelés, la saturation de l'échantillon est facilitée et l'évolution de la pression peut être supposée uniforme pour l'ensemble de l'échantillon.

En outre, un grand soin a été accordé à la phase de saturation des échantillons précédant les essais.

V.2 – Présentation des résultats expérimentaux

Ce paragraphe présente les principaux résultats expérimentaux issus de la campagne de Karami (1998). Trois types d'essais sont ici présentés :

- des essais hydrostatiques afin de caractériser le comportement poromécanique initial du matériau,
- des essais de compression triaxiale en condition drainée illustrant l'effet de la microfissuration sur le comportement mécanique du matériau,
- des essais de compression triaxiale en condition non drainée et drainée mettant en évidence l'effet de la microfissuration sur le couplage hydromécanique et l'effet de la pression de fluide sur la microfissuration.

V.2.1 – Etude du comportement initial du matériau

Les figures V.1 à V.4 présentent les essais hydrostatiques effectués sous différentes conditions de drainage :

- un essai drainé à $p = 0$ MPa (cf. fig. V.1),
- un essai drainé à $\Delta\sigma_m = \Delta p$ qui consiste à immerger l'échantillon non gainé dans la cellule triaxiale ce qui permet d'établir un même circuit de fluide appliqué sur l'échantillon : la pression interstitielle est alors identique à la pression de confinement (cf. fig. V.2),
- un essai non drainé (cf. fig. V.3),
- un essai à drainage partiel qui consiste, à partir d'un état hydrostatique drainé, à appliquer successivement une variation de contrainte hydrostatique $\Delta\sigma_m$ en gardant p constante puis un incrément de pression interstitielle Δp en gardant σ_m constante (cf. fig V.4).

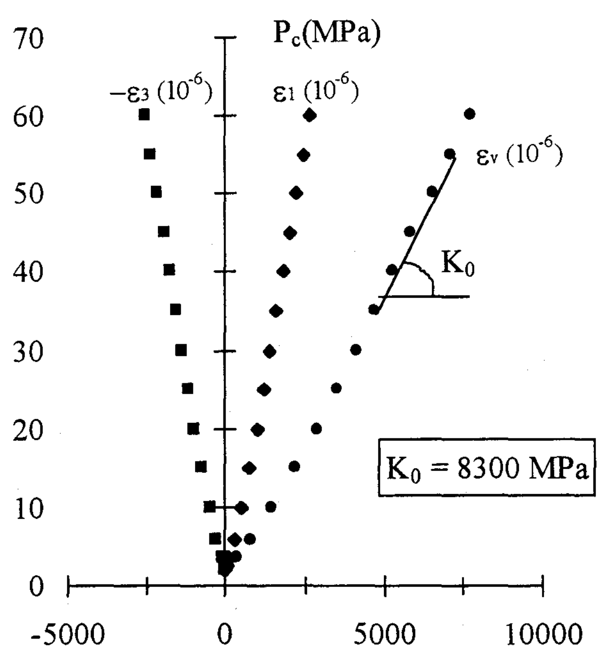


Figure V.1 : Essai hydrostatique drainé

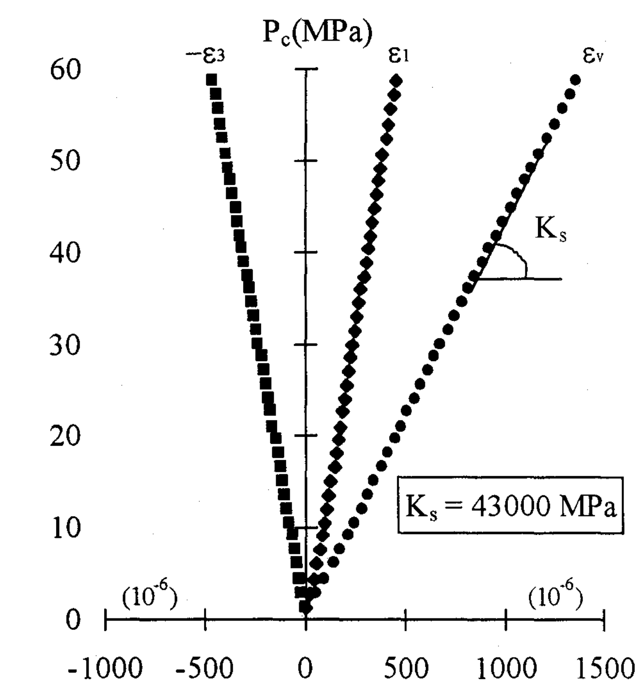


Figure V.2 : Essai hydrostatique drainé à $\Delta\sigma_m = \Delta p$

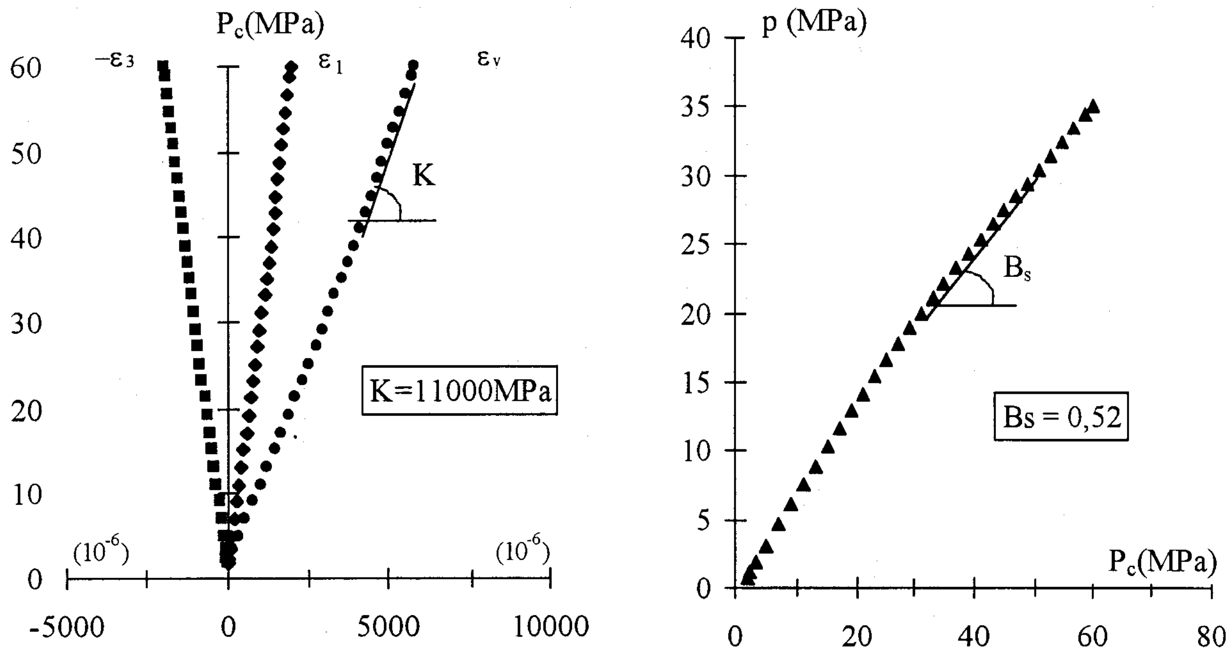


Figure V.3 : Essai hydrostatique non drainé

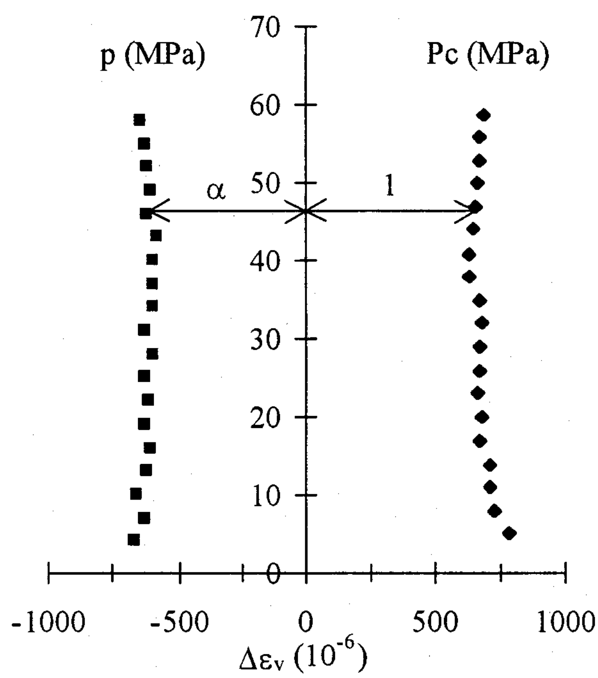


Figure V.4 : Essai hydrostatique à drainage partiel

Ces essais indiquent que le matériau présente un comportement poroélastique linéaire isotrope sous chargement hydrostatique et permettent de déterminer différents paramètres mécaniques et de couplage indiqués sur chaque figure. En outre, en s'appuyant sur ces différents essais, le coefficient de Biot α a été déterminé suivant différentes méthodes et les valeurs sont indiquées dans le tableau V.1.

Tableau V.1 : Valeur du coefficient de Biot α suivant différentes méthodes de détermination

Essai hydrostatique	Relation	Valeur de α
drainé et drainé à $\Delta Pc = \Delta p$	$\alpha = 1 - K_0/K_s$	$0{,}81\ (\pm 0{,}027)$
drainé partiel	$\alpha = (\Delta\varepsilon_v)_{p\neq 0}/(\Delta\varepsilon_v)_{P_c}$	$0{,}908\ (\pm 0{,}109)$

Les valeurs données par les deux méthodes sont assez proches. Cependant la première méthode conduit à des erreurs relatives assez faibles et la valeur déterminée correspondante confirme les résultats expérimentaux de Sibai (1990) sur un grès ($\alpha = 0{,}77$ à $\alpha = 0{,}86$). Ainsi, une valeur moyenne de $\alpha = 0{,}8$ nous semble alors cohérente pour le matériau étudié.

V.2.2 – Etude du comportement mécanique

- **Présentation des essais**

Deux types d'essais sont ici présentés et consistent à mettre en évidence l'impact de la microfissuration sur le comportement mécanique du matériau.

– Essais triaxiaux monotones drainés :

Le premier essai réalisé pour six pressions de confinement différentes (5, 10, 20, 30, 40 et 60 MPa) est un essai triaxial monotone drainé. Deux essais sont présentés en figure V.5.a et V.5.b pour une pression de confinement égale à 20 MPa et 40 MPa. et leurs réponses présentent :

- une phase linéaire plus ou moins importante,
- une anisotropie induite par les sollicitations appliquées :la perte de linéarité est plus prononcée pour la déformation radiale que la déformation axiale. Cependant, il est évident que pour mettre clairement en évidence le phénomène de dégradation des propriétés élastiques des roches fragiles, des essais triaxiaux monotones avec des cycles de chargement déchargement déviatorique doivent être réalisés. Ceux-ci permettent de mettre en évidence la détérioration progressive des modules et l'anisotropie induite. Malheureusement, Karami (1998) n'a pas effectué ce type d'essais en condition drainée. Néanmoins, ces essais ont été réalisés pour le grès des Vosges sur des échantillons secs (Khazraei, 1995) et indiquent une diminution plus importante de la raideur radiale E_1/υ_{31} par rapport au module longitudinal E_1 (cf. fig. VI.5).
- un comportement à la rupture de type fragile : le pic de contrainte à la rupture est net et correspond à de faibles valeurs de déformations,
- le matériau, au fur et à mesure du chargement, présente un caractère dilatant dû à l'ouverture de microfissures ; de plus, la courbe de déformation volumique totale est

corrélée dans ces différentes phases de contractance et de dilatance par la courbe de masse fluide.

Cependant, il est évident que pour mettre clairement en évidence le phénomène de dégradation des propriétés élastiques des roches fragiles, des essais triaxiaux monotones avec des cycles de chargement déchargement déviatorique doivent être réalisés. Ceux-ci permettent de mettre en évidence la détérioration progressive des modules. Malheureusement, KARAMI (1998) n'a pas effectué ce type d'essais en condition drainée. Néanmoins, ces essais ont été réalisés pour le grès des Vosges sur des échantillons secs (Khazraei, 1995) et indiquent la diminution du module longitudinal E_1 et de la raideur radiale E_1/υ_{31}.

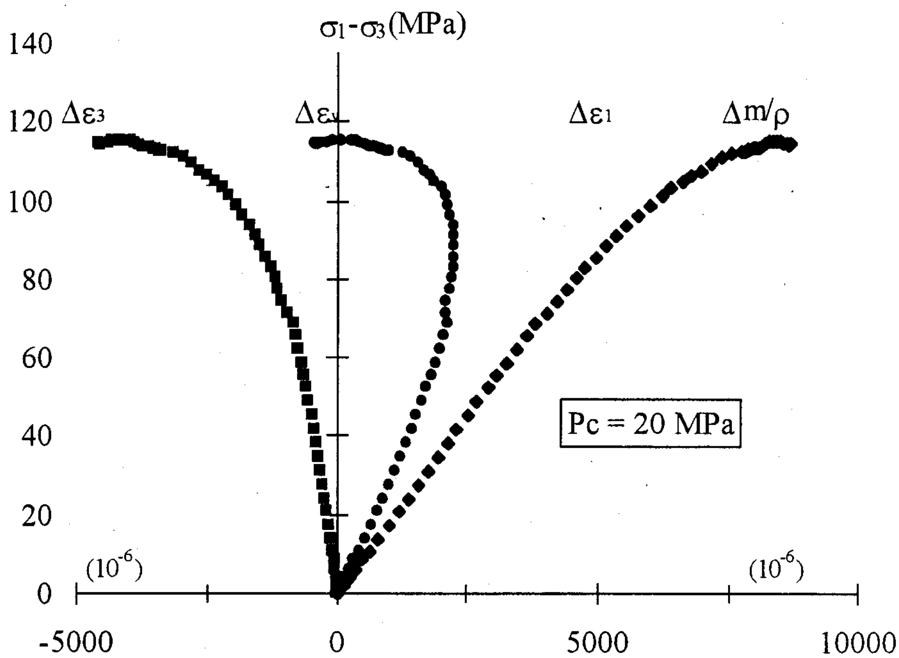


Figure V.5.a : Essai triaxial déviatorique en condition drainée à $P_c = 20\,MPa$

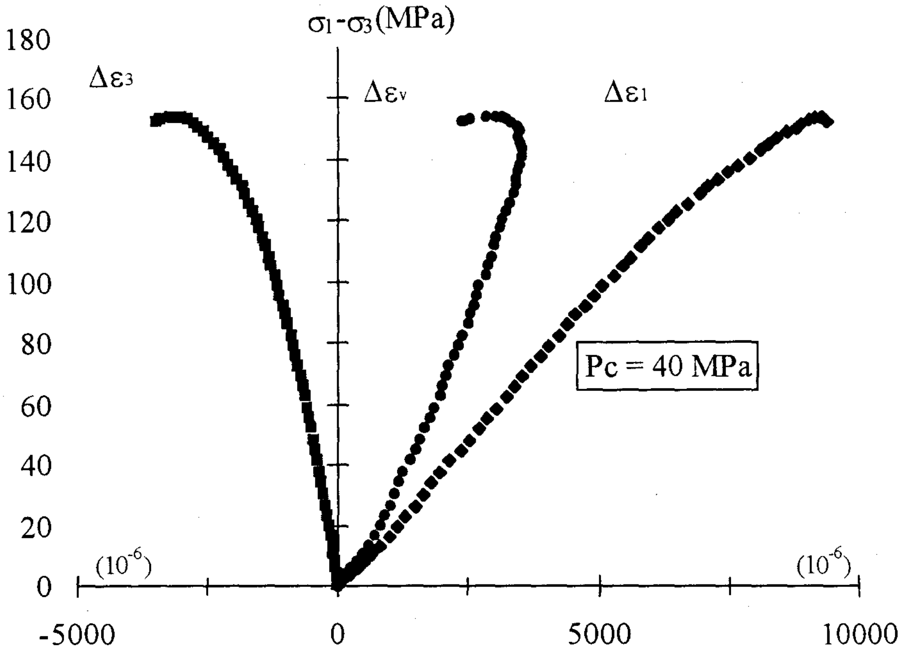


Figure V.5.b : Essai triaxial déviatorique en condition drainée à $P_c = 40\,MPa$

– Essais de compression triaxiale drainés avec cycle de chargement-déchargement latéral

Le deuxième essai réalisé est un essai de compression triaxiale drainé comprenant des cycles de chargement-déchargement latéral pour différentes valeurs de déviateur, la procédure de l'essai est illustrée en figure V.6. Il a été réalisé pour quatre pressions de confinement différentes (10, 20, 30 et 40 MPa) et un exemple est donné en figure V.7 pour une pression égale à 40 MPa et présente l'évolution des déformations durant les cycles de chargement-déchargement latéral pour différentes valeurs de déviateur de contraintes.

Cette courbe présente trois phases : une phase linéaire correspondant au chargement latéral, une phase linéaire suivie d'une phase non linéaire correspondant au déchargement latéral. Cette non-linéarité correspond à la propagation des microfissures. Ces trois phases sont schématisés sur la figure V.8 et seront explicités ci-après.

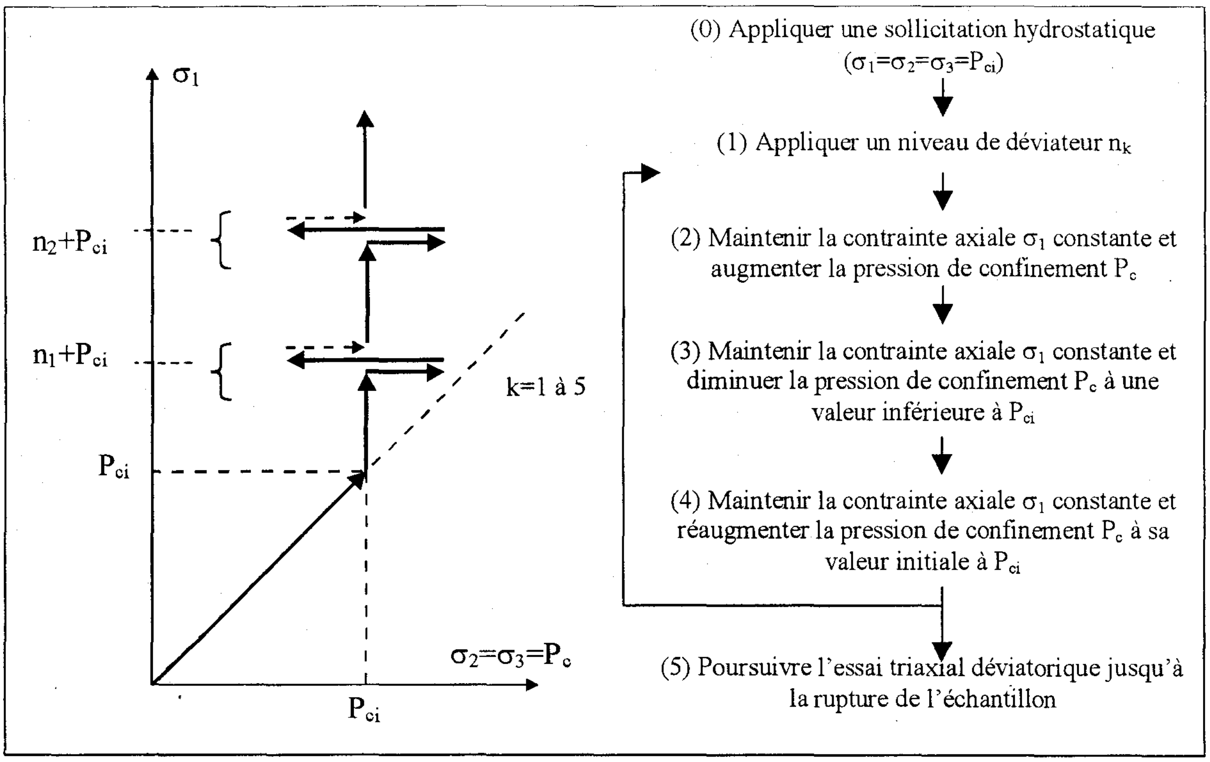


Figure V.6 : Schématisation des différentes phases de l'essai triaxial déviatorique avec chargement/déchargement latéral en condition drainée

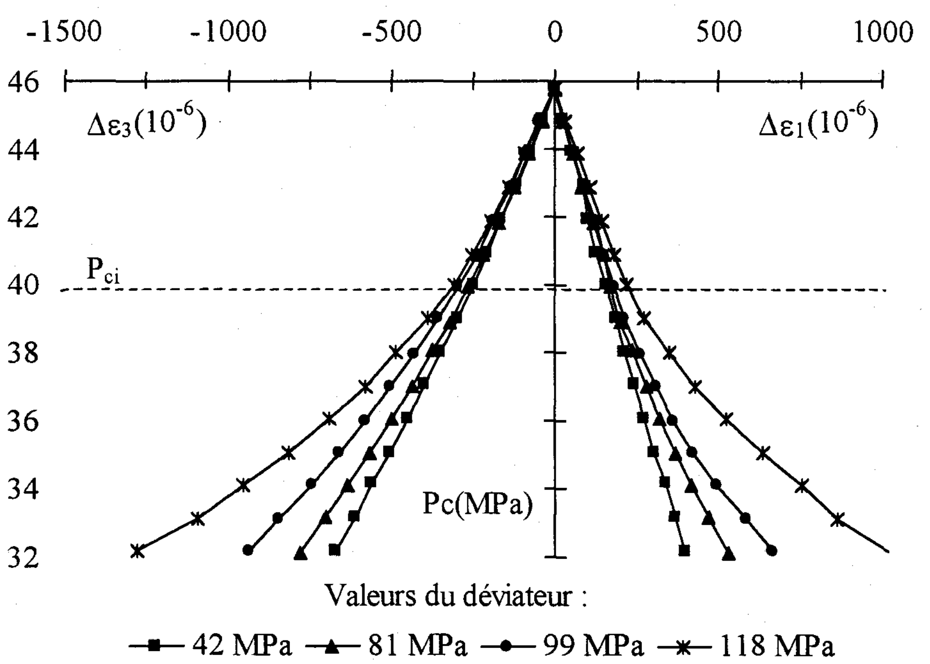


Figure V.7 : Essai triaxial déviatorique drainé avec chargement/déchargement latéral à $P_c = 40\,MPa$ – Variations des déformations durant la phase de variation de la pression de confinement pour les différentes valeurs du déviateur.

- **Analyse des résultats :**

De nombreuses études confirment que le principal mécanisme responsable de ce type de comportement est le processus de microfissuration. L'origine de ce mécanisme s'explique par la nature hétérogène que peuvent présenter les roches à l'échelle de leur microstructure. En effet, les différentes techniques expérimentales d'observation (microscope électronique à balayage, ...) ont permis d'identifier différentes sources potentielles pouvant conduire à la microfissuration. Celles-ci correspondent :

- à la présence dans le matériau, de microfissures préexistantes, de pores,
- à la différence de propriétés élastiques entre grains adjacents ou entre grains et matrice.

Ces différentes zones constituent autant de points de fragilité pour la microstructure qui peuvent conduire à l'initiation et à la propagation de microfissures sous l'effet de sollicitations mécaniques ou thermiques. En effet, l'application de sollicitations même homogènes sur un échantillon présentant de tels défauts conduit à une répartition complexe et hétérogène des contraintes dans la microstructure. Des régions locales de concentration de contrainte de traction, de cisaillement ou de torsion apparaissent au voisinage des défauts et les microfissures vont alors se propager.

Le comportement mécanique non linéaire des roches fragiles décrit précédemment peut alors être expliqué par les différents stades du développement des microfissures dans une direction privilégiée qui est dans le cas d'un essai de compression triaxiale celle du déviateur. Ainsi, la phase non linéaire correspond successivement à l'initiation , la propagation des microfissures. Cette non linéarité sera accentuée lorsque les microfissures vont coalescer conduisant à la création progressive d'une « macrofissure » et à la rupture de l'échantillon si l'on poursuit le chargement.

Ainsi, les différentes pentes, observées lors des phases de chargement-déchargement latéral des essais de compression triaxiale et schématisées sur la figure V.8, peuvent alors s'expliquer de la façon suivante : la phase de « montée » de la pression de confinement à partir de sa valeur initiale notée (+) aura pour effet de refermer les microfissures qui se sont développées lors de l'application du déviateur. la phase « descente » jusqu'à la valeur initiale notée (-) entraînerait une possible réouverture de ces microfissures et enfin la phase « descente » notée (--) provoquerait une nouvelle propagation des microfissures.

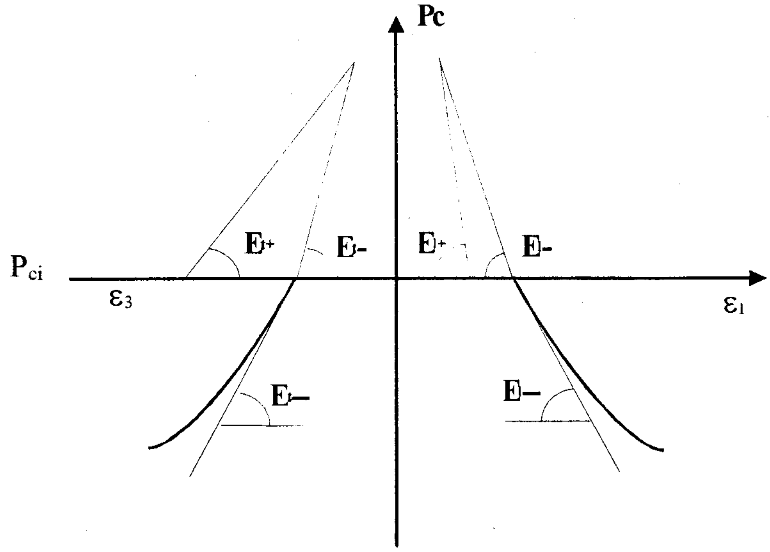


Figure V.8 : Illustration des différentes pentes observées lors du chargement / déchargement latéral pour un essai de compression triaxiale.

V.2.3 – Etude du comportement poromécanique

- **Présentation des essais**

Le matériau fragile présentant un comportement mécanique non linéaire lié au processus de microfissuration, il semblait alors intéressant d'étudier l'interaction de cette microfissuration avec les propriétés poromécaniques du matériau. Quatre types d'essais sont ici présentés pour mettre en évidence les conséquences de l'endommagement induit par microfissuration sur le comportement poromécanique du matériau saturé. En outre, l'effet de la pression de fluide sur le processus de microfissuration est souligné.

– Essai de compression triaxiale drainé avec montée en pression interstitielle

Cet essai, défini et schématisé en figure V.9, est un essai de compression triaxiale drainé durant lequel, pour des valeurs particulières de déviateurs, une phase de pression d'injection est réalisée. Il a été effectué pour cinq valeurs de pression de confinement (10, 20, 30, 40 et 50 MPa) et les réponses de l'essai à Pc=40 MPa sont données en figure V.10 et présentent l'évolution des déformations lors de la phase de montée en pression.

Les principaux résultats de ce type d'essais, mettant en évidence le comportement poroélastique endommagé du matériau, sont

- les réponses en déformation dues à la variation de pression interstitielle sont clairement anisotropes : la variation de déformation radiale est plus importante que la variation de déformation axiale. En outre, cette anisotropie induite s'amplifie quand le niveau de déviateur augmente.

- les courbes pression interstitielle en fonction des déformations sont non linéaires. Ainsi, la pression interstitielle induit une propagation supplémentaire des microfissures.

- pour des valeurs suffisamment hautes de déviateurs, une variation compressive de la déformation axiale due à l'augmentation de la pression interstitielle, est obtenue.

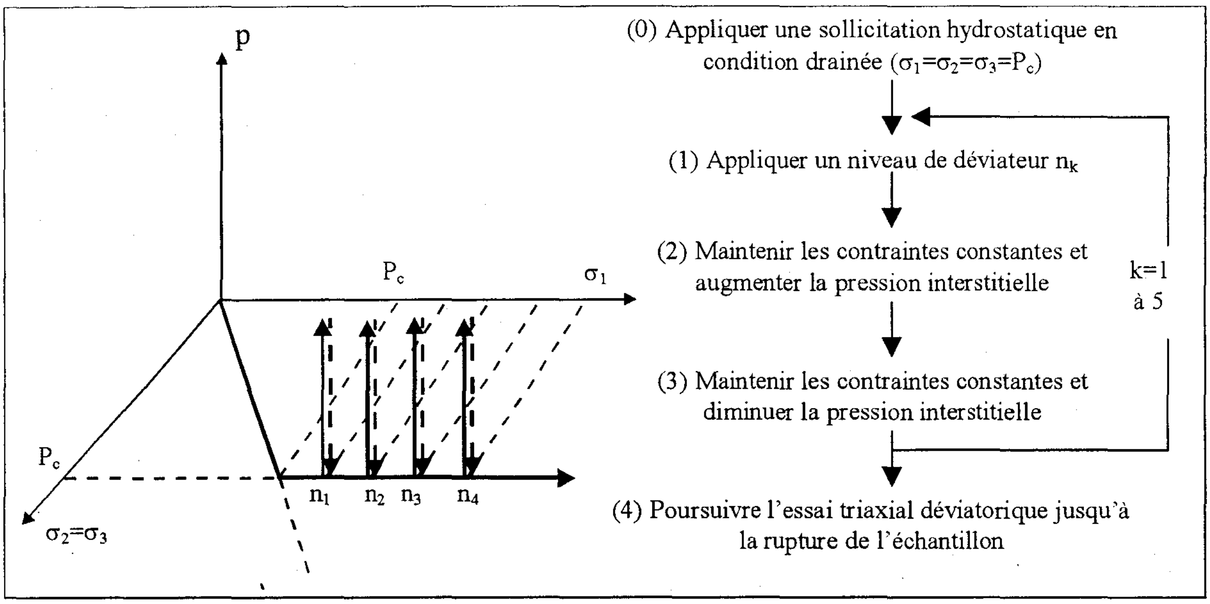


Figure V.9 : Schématisation de l'essai triaxial déviatorique drainé avec différentes phase d'injection de pression

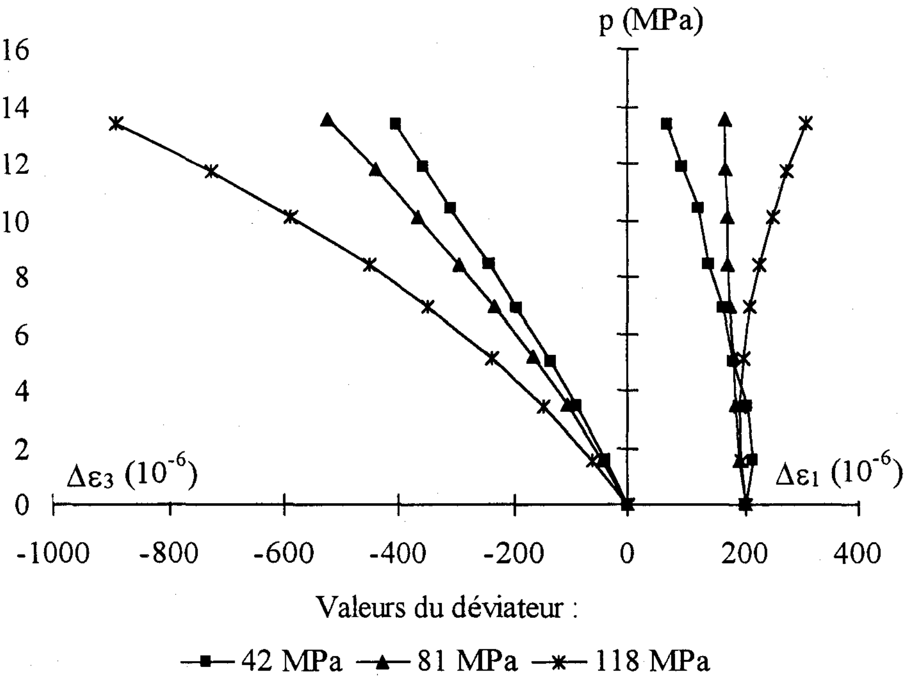


Figure V.10 : Essai triaxial déviatorique avec montée en pression interstitielle à $P_c = 40\,MPa$ – Evolution des déformations durant la phase de montée en pression pour différentes valeurs du déviateur.

N.B : L'abscisse initiale $\Delta\varepsilon_1 = 200(*10^{-6})$ est une valeur fictive permettant une meilleure lisibilité des courbes.

– *Essai de compression triaxiale drainé avec cycle de déchargement-rechargement déviatorique et montée en pression*

Cet essai est en fait la combinaison de l'essai précédent et de cycles de déchargement-rechargement déviatorique. En effet, la montée en pression est effectuée pour chaque niveau de déviateur mais aussi après le déchargement déviatorique de l'échantillon. Ce type d'essai a été réalisé pour deux valeurs de pression de confinement (10 et 30 MPa), les réponses de l'essai à Pc=10 MPa sont présentés en figure V.11.

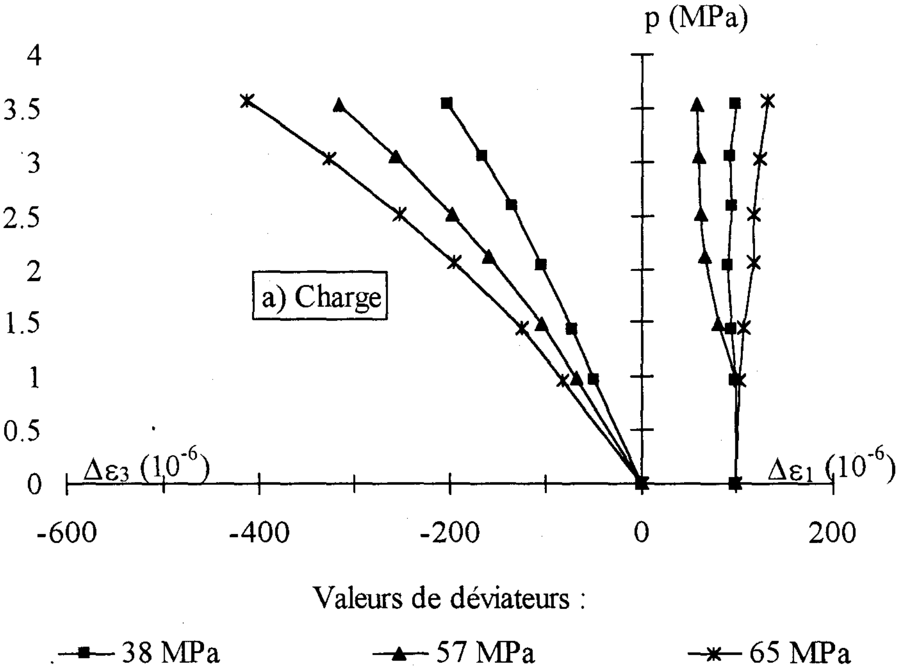
Les résultats sont alors les suivants :

- lors des montées en pression sous contrainte déviatorique, les mêmes remarques que précédemment peuvent être formulées,
- pour les montées en pression sous contrainte déviatorique déchargée à zéro, la variation de pression interstitielle ne produit pas de croissance de l'endommagement ; les réponses sont linéaires et anisotropes. Cette anisotropie est la conséquence de l'endommagement induit durant les chargements déviatoriques précédents et les phases de montée en pression associées.

– *Essai de compression triaxiale non drainé*

Cet essai est donc simplement un essai de compression triaxiale effectué en condition non drainée c'est à dire que la pression interstitielle évolue durant l'essai puisque les échanges de masse fluide avec le milieu extérieur sont prohibés. En fait, pour cet essai, l'échantillon est d'abord soumis à un essai hydrostatique ($\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_3 = P_c$) en condition drainée à $p = p_0$. Puis, le chargement déviatorique est appliqué en condition non drainée. Cet essai a été réalisé pour des pressions de confinement égales à 5, 10, 30 et 50 MPa. Les réponses des essais à 10 et 30 MPa sont présentés en figure V.12.a et V.12.b.

Ces courbes montrent que la pression interstitielle est en parfait accord avec la variation de la déformation volumique. En-effet, on observe une diminution de la pression lorsque le comportement du matériau est dilatant.



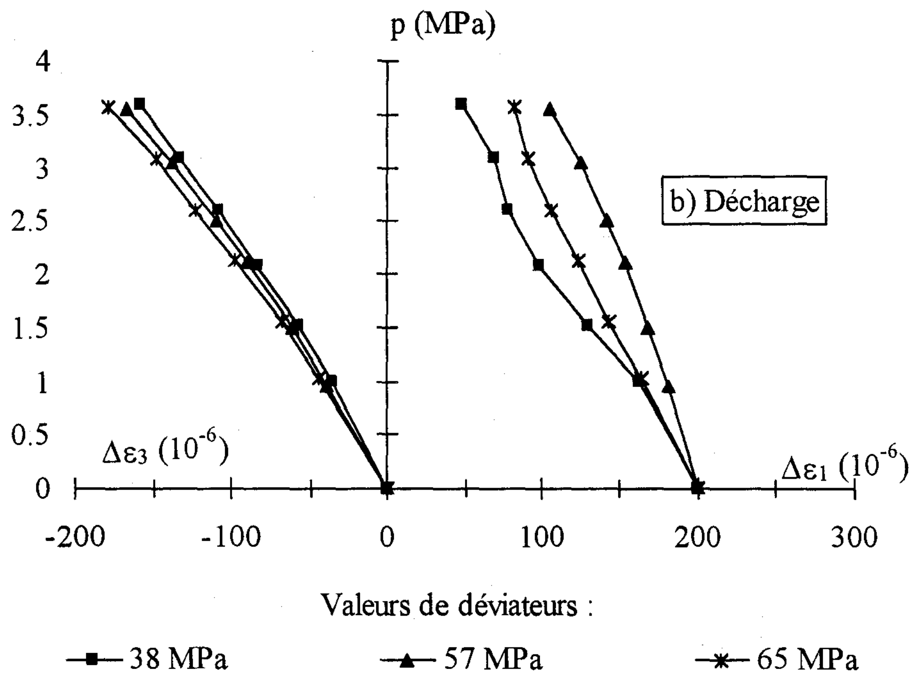


Figure V.11 : Essai triaxial déviatorique avec montée en pression interstitielle à $P_c = 10MPa$ *– Evolution des déformations durant la phase de montée en pression pour les différentes valeurs du déviateur après l'application du déviateur (a) et après le déchargement de ce déviateur (b)*

N.B : L'abscisse initiale $\Delta\varepsilon_1 = 100(*10^{-6})$ *et* $\Delta\varepsilon_1 = 200(*10^{-6})$ *est une valeur fictive permettant une meilleure lisibilité des courbes*

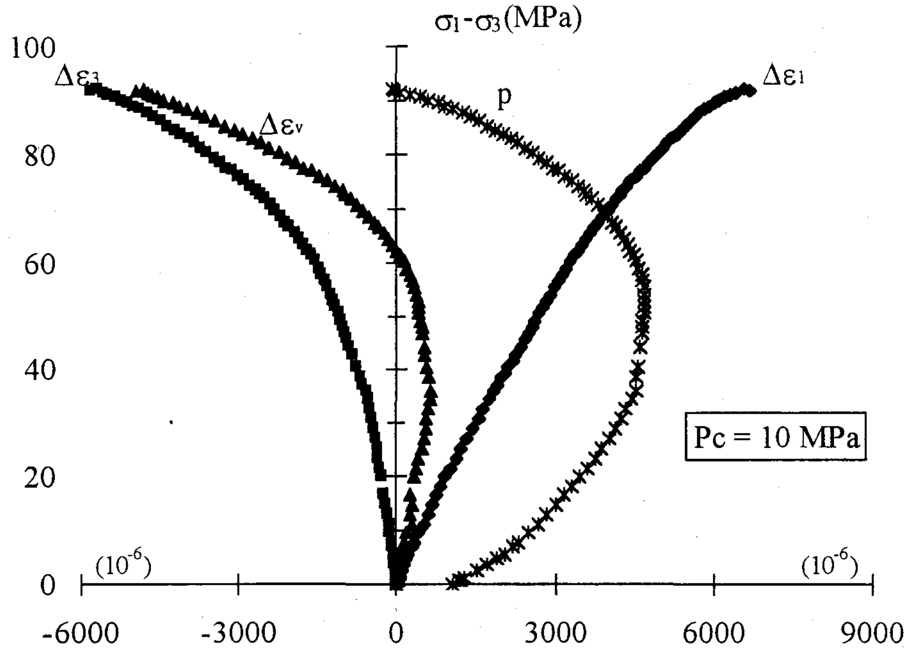


Figure V.12.a : Essai triaxial déviatorique non drainé à $P_c = 10\ MPa$

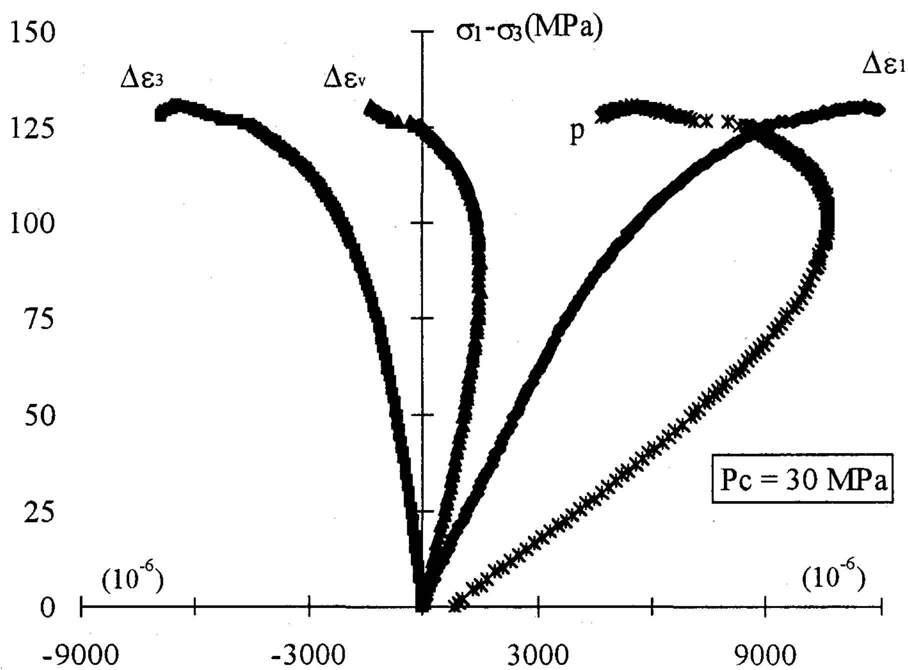
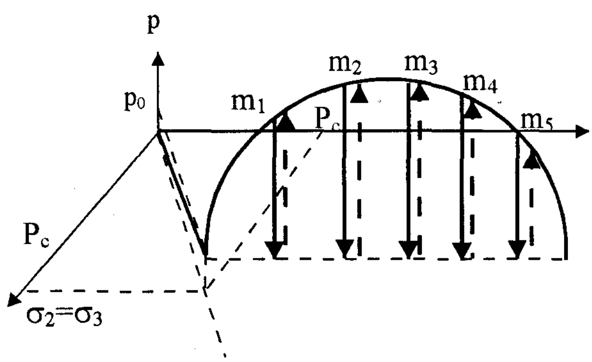


Figure V.12.b : Essai triaxial déviatorique non drainé à $P_c = 30 MPa$

- Essai de compression triaxiale non drainée avec chute de pression interstitielle

Cet essai, défini et schématisé en figure V.13, est un essai hydrostatique drainé suivi d'un essai de compression triaxiale non drainé comprenant pour différentes valeurs de déviateurs des phases de diminution de pression. Il a été réalisé pour trois pressions de confinement différentes (P_c = 5, 10, 30 MPa) et un exemple de cet essai est donné sur la figure V.14 et présente l'évolution des déformations durant la phase de diminution de pression interstitielle. Ainsi, de la même façon que précédemment, ces essais mettent en évidence le comportement poromécanique anisotrope du matériau, l'influence de la pression interstitielle est plus marquée sur la déformation radiale qu'axiale par l'augmentation du niveau de déviateur.



(0) Appliquer une sollicitation hydrostatique en condition drainée ($\sigma_1=\sigma_2=\sigma_3=P_c$ et $p=p_0$)

(1) Appliquer un niveau de déviateur m_k en condition non drainée

(3) Maintenir les contraintes constantes et diminuer la pression interstitielle jusque p_0

(2) Maintenir les contraintes constantes et augmenter la pression interstitielle jusque la valeur atteinte après l'application du déviateur

k=1, 5

(4) Poursuivre l'essai triaxial déviatorique en condition non drainée jusqu'à la rupture de l'échantillon

Figure V.13 : Schématisation de l'essai triaxial déviatorique non drainé avec différentes phases de chute de pression

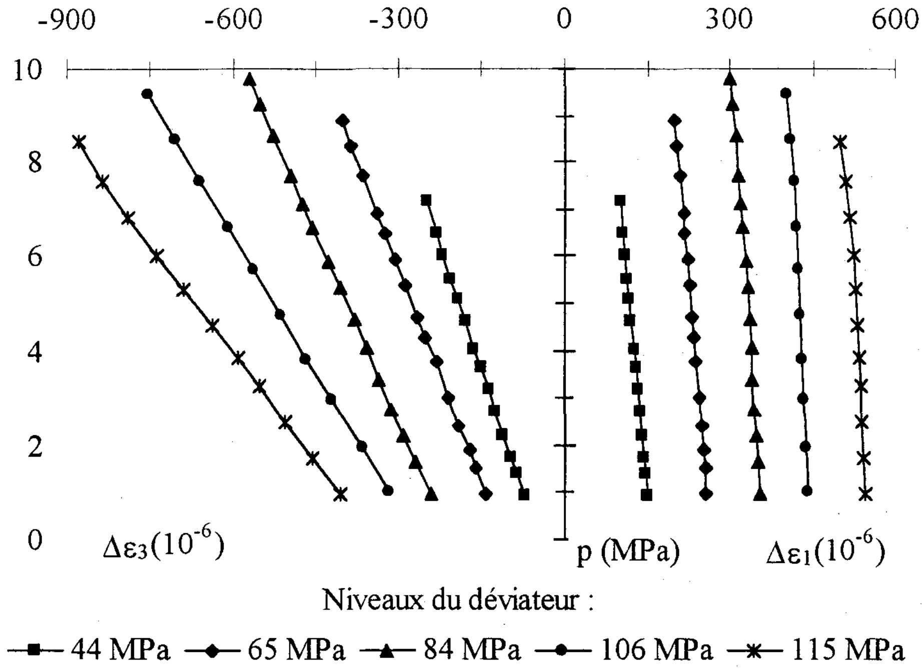


Figure V.14 : Essai triaxial déviatorique non drainé avec chute de pression à $P_c = 30$ MPa - Evolution des déformations durant la phase de chute de pression pour les différents niveaux du déviateur

N.B : Les abscisses initiales des courbes sont des valeurs fictives permettant une meilleure lisibilité.

- Analyse des résultats :

Ainsi, il a donc été montré à l'issue de la campagne expérimentale de Karami (1998) que la microfissuration induit un comportement poromécanique anisotrope. En outre, la pression de fluide semble elle aussi jouer un rôle sur le processus de microfissuration. Par conséquent, le couplage entre le phénomène d'endommagement et le couplage hydromécanique doit être pris en compte. C'est sur ce principal résultat que s'appuie notre étude.

Peu de travaux expérimentaux sont actuellement consacrés à l'endommagement des milieux poreux saturés. Ainsi, les différents mécanismes entrant en jeu dans ce type de comportement sont encore mal connus. Cependant, en nous appuyant sur les résultats de Karami (1998), il semble que le processus de microfissuration, initié par l'existence dans les roches de différentes hétérogénéités (notamment dans notre cas des pores), va conduire progressivement à la modification du réseau des pores préexistants dans la roche. En effet, la dégradation de la structure interne du matériau peut conduire à provoquer différentes connexions supplémentaires des vides existants dans les roches et donc augmenter la porosité du matériau. Les différentes propriétés du matériau reliées à la notion de porosité vont donc évoluer : c'est donc le cas de l'interaction du fluide et du squelette mais aussi des propriétés d'écoulement. Nous n'avons pas étudié la modification de ces dernières dans notre étude.

V.3 – Approches de modélisation

La microfissuration étant identifiée comme le mécanisme principal responsable de la détérioration progressive du matériau fragile, la mécanique de l'endommagement constitue donc le cadre général approprié pour la modélisation du comportement mécanique.

La littérature est riche de modèles permettant la description mécanique des matériaux fragiles secs. Les différentes approches de modélisation du comportement fragile des roches, analysées de façon complète par Krajcinovic (1997), peuvent se classer en deux catégories :

- une approche phénoménologique qui, dans un cadre thermodynamique, consiste à partir de variables internes d'endommagement à formuler une fonction potentielle ainsi qu'une loi complémentaire permettant la description des processus irréversibles ; cette approche conduit à des lois d'état faciles à implanter dans un code de calculs. On peut citer comme exemples de modèle d'endommagement Dragon et Mroz (1979), Krajcinovic et Fonseka (1981), Ortiz (1985), Ju (1989), Ramtani (1990), Halm et Dragon (1996).
- une approche fondée sur la micromécanique et les techniques d'homogénéisation Cette méthode de modélisation consiste à prendre en compte les différents mécanismes de déformation qui peuvent exister à l'échelle de la microstructure et à établir la loi de comportement par une procédure d'« homogénéisation » permettant le passage de l'échelle microscopique à macroscopique.

Seulement peu de modèles existent afin de décrire le comportement poromécanique des matériaux fragiles saturés. Deux approches existent actuellement :

- les approches utilisant la théorie de la mécanique du milieu poreux élastoplastique : Fauchet (1994) décrit le comportement irréversible des matériaux fragiles en utilisant la variable de porosité plastique utilisée pour le comportement poroélastoplastique.
- les approches qui s'appuient sur la mécanique de l'endommagement : Bourdarot (1991, 1992, 1994) a mis au point un modèle élastique endommageable à variable interne scalaire qui permet donc la description d'un endommagement isotrope et a décrit par l'intermédiaire de cette variable l'évolution de la perméabilité du matériau. Cependant, l'effet de la microfissuration sur les paramètres de l'interaction fluide-squelette n'est pas pris en compte. Bary (1996) fournit une formulation plus complète en associant la mécanique des milieux poreux à la mécanique de l'endommagement dans un cadre thermodynamique des processus irréversibles. Le tenseur de couplage de Biot dépend de la variable d'endommagement. Cette dernière est un tenseur d'ordre deux, ce qui permet la prise en compte du caractère orienté de la microfissuration sur le couplage hydromécanique.

V.4 – Conclusion

Les essais hydrostatiques indiquent que le grès des Vosges, dans son état initial, présente un comportement poroélastique linéaire isotrope pour une pression de confinement au plus égal à 60 MPa. Par contre, pour un chargement déviatorique drainé, le matériau présente un comportement fragile dont le mécanisme principal est le développement de microfissures parallèles à l'axe de la compression maximale. Ce caractère orienté des microfissures du matériau induit un comportement mécanique anisotrope.

En outre, des essais déviatoriques sur des chemins particuliers de conditions drainées et non drainées ont mis en évidence l'effet de la pression de fluide sur l'évolution de la microfissuration et l'anisotropie du couplage poromécanique due au caractère orienté de la microfissuration.

Ainsi, le grès des Vosges semble présenter un comportement poromécanique endommageable anisotrope. Ces essais seront alors utilisés afin d'établir et valider notre modèle présenté au chapitre VI.

La microfissuration est le mécanisme responsable du comportement non linéaire des matériaux fragiles : elle conduit à la dégradation progressive de la structure interne de la roche modifiant ses propriétés élastiques, poroélastiques et de transport. L'association de la mécanique de l'endommagement et de la mécanique des milieux poreux semble le moyen le plus naturel pour décrire le comportement poromécanique des roches. En outre, le formalisme de la thermodynamique fournit un cadre approprié pour la mise au point de cette modélisation.

CHAPITRE VI

UN MODELE POROELASTIQUE D'ENDOMMAGEMENT POUR ROCHES FRAGILES SATUREES

S'appuyant sur les études expérimentales sur le grès des Vosges de Karami (1998), un modèle poroélastique d'endommagement anisotrope est proposé pour des roches fragiles saturées.

Un tenseur symétrique d'ordre deux est utilisé pour caractériser la densité et l'orientation des microfissures. La théorie poroélastique classique de Biot est étendue afin de prendre en compte l'endommagement induit. Les propriétés poroélastiques du matériau endommagé sont obtenues en utilisant une approche thermodynamique. La loi d'évolution de l'endommagement est déduite de la condition de propagation de microfissures en utilisant des principes de la mécanique linéaire de rupture.

Une procédure d'identification des paramètres du modèle est alors proposée. La validité du modèle est testée au travers de la comparaison entre les prédictions numériques et les données expérimentales pour différentes conditions de chargement. De plus, le choix d'un tenseur de contraintes effectives dans le critère de propagation des microfissures en milieux poreux saturés est discuté.

VI.1 – Cadre de travail et hypothèses de base

Les équations constitutives du comportement poroélastique endommagé sont proposées dans un cadre thermodynamique des milieux poreux saturés, ces derniers sont donc considérés comme des systèmes continus et ouverts (Coussy, 1991). Les lois de comportement se déduisent alors à partir d'un potentiel qui dépend d'un certain nombre de variables d'état que la thermodynamique permet de préciser.

Notre objectif étant de modéliser le comportement poroélastique endommageable des roches fragiles saturées, différentes hypothèses sont formulées et précisent notre cadre de travail :

- **H.1** : les effets thermiques sont négligés.
- **H.2** : l'hypothèse des petites perturbations est retenue.
- **H.3** : l'endommagement anisotrope induit par microfissuration est l'unique phénomène de dissipation mécanique.
- **H.4** : Les effets unilatéraux liés à la désactivation de l'endommagement après refermeture de microfissures ne sont pas pris en considération dans la présente étude.

VI.2 – Présentation du modèle

VI.2.1 – Variables d'état

- **Choix des variables d'état**

Les variables d'état définies en chaque point d'un milieu permettent de caractériser l'état thermodynamique en ce point et à un instant donné. Ainsi, lors de l'étude d'un système dans un cadre thermodynamique, un ensemble de variables d'état doit être sélectionné, il se distingue en deux groupes :

- les variables externes ou observables qui, dans le cas des processus réversibles, sont à elles seules suffisantes pour décrire l'état thermodynamique du système ; dans le cas de milieux poreux saturés sous transformation isotherme, elles correspondent classiquement au tenseur de déformation $\overline{\overline{\varepsilon}}$ et à l'apport de masse fluide par unité de volume m.
- les variables internes qui permettent de rendre compte des phénomènes de dissipation. Suite à l'hypothèse H.3, une variable interne d'endommagement sera utilisée pour caractériser la détérioration progressive du matériau, en l'occurrence, un tenseur symétrique d'ordre 2 noté $\overline{\overline{D}}$.

Remarque VI.1

On peut rappeler que l'équation de conservation de la masse de fluide conduit à la relation suivante (Coussy 1991) :

$$\frac{m}{\rho_0^{fl}} = \phi_0 tr\overline{\overline{\varepsilon}} + \Delta\phi + \phi_0 \Delta\rho^{fl} \qquad \text{(VI.1)}$$

où : ρ_0^{fl} est la masse volumique initiale du fluide

ϕ_0 est la porosité initiale du matériau

Le terme $\phi_0 tr\overline{\overline{\varepsilon}} + \Delta\phi$ correspond à l'apport de masse fluide suite à une variation de l'espace poreux du squelette tandis que le dernier terme $\phi_0\Delta\rho^{fl}$ présente l'apport de masse fluide lié à la compressibilité du fluide. Ainsi, pour décrire le comportement poromécanique d'un matériau saturé, il est possible et parfois nécessaire de distinguer les caractéristiques du squelette de celles du fluide saturant. Dans le cas où l'on s'intéresse uniquement à la description du comportement du squèlette, la variation de la porosité Lagrangienne $\phi - \phi_0$, peut être choisie comme l'une des variables d'état.

- **Choix de la variable interne d'endommagement**

La variable interne d'endommagement est utilisée pour représenter l'orientation et l'étendue des microfissures contenues dans le matériau. Dans le cas d'une distribution aléatoire de microfissures, une variable scalaire correspondant à la densité de celles-ci peut être suffisante et pertinente. En revanche pour une distribution orientée, ce qui est généralement le cas pour les roches fragiles sous compression, des variables vectorielles ou tensorielles sont alors nécessaires (Lemaitre 1992, Lubarda et Krajcinovic 1993). Parmi celles-ci, la variable d'endommagement la plus souvent utilisée est un tenseur d'ordre deux. Selon les études micromécaniques de Kachanov (1993) portant sur la détermination des propriétés effectives des matériaux fissurés, un tenseur d'ordre 2 représente une bonne approximation des microfissures ouvertes.

Considérons un solide contenant N familles de microfissures, chacune définie par la densité et la normal unitaire $\vec{n}$, on peut définir le tenseur de densité de microfissures sous la forme suivante (Kachanov 1987) : pour décrire la taille des microfissures. Cette fonction correspond à la surface produite par microfissuration c'est à dire la surface de décohésion et est exprimée par :

$$\overline{\overline{D}} = \sum_{k=1}^{N} d_k(S)(\vec{n}\otimes\vec{n})_k \quad , \quad d_k(S) = \frac{\eta}{\overline{V}}(S_k)^{3/2} \qquad \text{(VI.2)}$$

où S_k est la surface de décohésion de la microfissure,

$\overline{V}$ est le volume élémentaire représentatif (VER),

η est un facteur de proportionnalité.

Comme le tenseur $\overline{\overline{D}}$, de par sa définition, est symétrique défini positif, il admet donc une décomposition spectrale qui permet de l'exprimer avec ses valeurs propres et vecteurs propres:

$$\overline{\overline{D}} = \sum_{i=1}^{3} D_i \vec{V}^i \otimes \vec{V}^i \tag{VI.3}$$

Par conséquent, l'utilisation d'un tenseur d'endommagement d'ordre 2 revient à admettre que les effets de toutes distributions de microfissures sont extensifs à ceux de trois familles orthogonales de microfissures parallèles caractérisées par leur vecteur normal unitaire $\vec{V}^i$ et leur surface de décohésion D^i. L'anisotropie induite du matériau endommagé sera réduite au cas particulier d'un matériau orthotrope.

La densité de microfissures précédemment définie peut être précisée si une forme particulière de la microfissure est choisie. Dans la plupart des modélisations de l'endommagement des matériaux fragiles, les microfissures circulaires dites de forme « penny-shaped » sont souvent utilisées et caractérisées par leur rayon a_k. On obtient alors :

$$d_k(S) = \frac{\left(\sum_k a_k^3\right)}{\overline{V}} \tag{VI.4}$$

Pour la plupart des roches fragiles, il existe une distribution initiale de défauts (microfissures et vides), en raison de leur processus de formation et des sollicitations antérieures subies. Dans cette étude, la modélisation porte sur l'endommagement induit par l'application de sollicitations ultérieures, il est donc utile de définir une densité relative de microfissures induites par rapport à un état de référence. En supposant une distribution aléatoire de microfissures initiales caractérisée par une longueur moyenne $\hat{a}_0$, on définit :

$$d_k(S)_{/0} = \frac{1}{\overline{V}}\left(a_k^3 - \hat{a}_0^3\right) \tag{VI.5}$$

Cependant, cette définition implique la notion d'un volume élémentaire représentatif. Comme l'objectif de la présente étude est de proposer un modèle phénoménologique, une variable d'endommagement macroscopique doit être utilisée pour décrire l'état de dégradation du matériau. Pour ce faire, nous introduisons une longueur critique de microfissures, notée $\hat{b}$ qui marque le seuil de forte interaction et de coalescence entre microfissures. Le tenseur d'endommagement (macroscopique) retenu est finalement exprimé par :

$$\overline{\overline{D}} = \sum_{k=1}^{N} \frac{a_k^3 - \hat{a}_0^3}{\hat{b}^3} (\vec{n} \otimes \vec{n})_k \tag{VI.6}$$

ou encore, sous une forme plus simple,

$$\overline{\overline{D}} = \sum_{k=1}^{N} \left(r_k^3 - r_0^3\right)(\vec{n} \otimes \vec{n})_k \tag{VI.7}$$

où $r = a/\hat{b}$ (ou $r_0 = \hat{a}_0/\hat{b}$) représente le rayon normalisé de la microfissure à l'état actuel (ou initial).

VI.2.2 – Potentiel thermodynamique – Lois d'état

Les variables d'état $\left(\underline{\underline{\varepsilon}}, m, \overline{\overline{D}}\right)$ sont utilisées afin de décrire l'état thermodynamique du milieu poreux saturé endommageable et l'existence d'un potentiel thermodynamique est postulée. Il reste alors à formuler l'expression de ce potentiel.

Dans le cadre général de la thermodynamique des milieux poreux saturés, il est supposé que le potentiel peut être décomposé en deux parties : l'énergie libre du squelette notée ψ_s et l'enthalpie libre du fluide saturant notée ψ_{fl}. Par conséquent, on obtient :

$$\psi = \psi_s + \rho_0^{fl} \psi_{fl} \tag{VI.8}$$

En ce qui concerne l'enthalpie libre massique ψ_f, sa forme est ici brièvement rappelée sous l'hypothèse **H.1** et relie simplement la masse volumique du fluide ρ^{fl} à la pression p de la façon suivante :

$$\psi_{fl} = \psi_{fl}^0 + \frac{p - p_0}{\rho_0^{fl}} - \frac{(p - p_0)^2}{2\rho_0^{fl} K_{fl}^{ad}} \tag{VI.9}$$

et l'équation d'état du fluide est déduite de ce potentiel :

$$\frac{1}{\rho^{fl}} = \frac{\partial \psi_f}{\partial p} = \frac{1}{\rho_0^{fl}}\left[1 - \frac{p - p_0}{K_{fl}^{ad}}\right] \tag{VI.10}$$

où K_{fl}^{ad} est le module d'incompressibilité adiabatique du fluide. Cette relation peut être linéarisée dans le cas de petite variation de la masse fluide :

$$\Delta p = K_{fl}^{ad}\left(\frac{\Delta \rho^{fl}}{\rho_0^{fl}}\right) \tag{VI.11}$$

L'intérêt de la décomposition exprimée par (VI.8) est que les caractéristiques du squelette sont clairement distinguées de celles du fluide saturant. Par conséquent, l'énergie libre du squelette de laquelle dérivent les équations d'état du milieux poreux endommagé, sera indépendante de la compressibilité du fluide. La forme générale du potentiel thermodynamique ψ peut donc être exprimée :

$$\psi = \psi_s\left(\underline{\underline{\varepsilon}}, \phi - \phi_0, \overline{\overline{D}}\right) + \psi_{fl}(p) \tag{VI.12}$$

Cette écriture est pertinente dans notre étude du comportement poroélastique endommageable. En effet, le processus de microfissuration concerne uniquement le squelette, le choix de la variation de la porosité Lagrangienne $(\phi - \phi_0)$ est donc approprié.

Ainsi, la formulation des équations constitutives du modèle passe par la spécification de l'énergie libre du squelette ψ_s. Afin de la formuler, quelques hypothèses de base doivent être avancées.

- **Hypothèses de base**

La formulation de l'énergie libre du squelette ψ_s repose sur les hypothèses énumérées ci-dessous :

- **H.5** : le matériau est isotrope dans son état non endommagé et l'anisotropie induite est due à l'initiation et à la propagation de microfissures orientées sous contraintes appliquées.

- **H.6** : pour un état d'endommagement constant (par exemple, pour un déchargement élastique), le milieux poreux présente un comportement poroélastique linéaire. Ainsi, le potentiel est une forme quadratique de $\overline{\overline{\varepsilon}}$ et de $(\phi - \phi_0)$.

- **H.7** : l'hypothèse d'une faible densité de microfissures sans interaction entre elles (Kachanov, 1987) est retenue, le potentiel thermodynamique ψ_s est donc une fonction linéaire de $\overline{\overline{D}}$.

Compte tenu des hypothèses précédentes et en généralisant la théorie de poroélasticité de Biot aux matériaux endommageables, l'énergie libre du squelette a la forme suivante :

$$\psi_s = \psi_{s1}^{\phi} + \psi_{s2} \tag{VI.13}$$

$$\psi_{s1}^{\phi} = \frac{1}{2}\overline{\overline{\varepsilon}} : \widetilde{C}^{\phi d} : \overline{\overline{\varepsilon}} \tag{VI.14}$$

$$\begin{aligned}\psi_{s2} = &-(\phi-\phi_0)(\overline{\overline{B^0}} : \overline{\overline{\varepsilon}}) + \frac{1}{2}N^0(\phi-\phi_0)^2 - C_1^{\phi}(\overline{\overline{D}} : \overline{\overline{\varepsilon}})(\phi-\phi_0) \\ &+ \frac{1}{2}C_2^{\phi}\, tr\overline{\overline{D}}(\phi-\phi_0)^2 - C_3^{\phi}\, tr\overline{\overline{D}}\, tr\overline{\overline{\varepsilon}}(\phi-\phi_0)\end{aligned} \tag{VI.15}$$

Dans ces relations, le tenseur symétrique d'ordre deux $\overline{\overline{B^0}}$ et le scalaire N^0 sont les coefficients de couplage poroélastique du matériau dans son état initial c'est à dire non endommagé. Les trois paramètres C_1^{ϕ}, C_2^{ϕ} et C_3^{ϕ} décrivent l'effet de l'endommagement sur le couplage poroélastique. Le tenseur symétrique d'ordre quatre $\widetilde{C}^{\phi d}$ est le tenseur de rigidité élastique effectif du matériau endommagé en condition de porosité Lagrangienne constante.

- **Formulation complémentaire**

Dans la formulation précédente, le choix de la porosité Lagrangienne comme variable d'état, bien que pertinente, pose souvent des problèmes de détermination expérimentale. En pratique, il est souvent plus commode de mesurer la pression interstitielle plutôt que la variation de la porosité dans les essais de couplage poromécanique en laboratoire. Une formulation complémentaire, par une transformation partielle de Legendre par rapport à la porosité Lagrangienne est alors proposée. Le potentiel thermodynamique est exprimé sous la forme suivante (la pression de référence p_0 est prise égale à zéro pour simplifier l'écriture) :

$$\psi^* = \psi - p(\phi - \phi_0) = \psi_s^*(\overline{\overline{\varepsilon}}, p, D) + \psi_f \tag{VI.16}$$

$$\psi_s^* = \psi_{s1}^b + \psi_{s2}^* \tag{VI.17}$$

$$\psi_{s1}^b = \frac{1}{2}\overline{\overline{\varepsilon}} : \widetilde{C}^{bd} : \overline{\overline{\varepsilon}} \tag{VI.18}$$

$$\psi_{s2}^* = -p(\overline{\overline{\alpha}}^0 : \overline{\overline{\varepsilon}}) - \frac{1}{2}\beta^0 p^2 - C_1^p(\overline{\overline{D}} : \overline{\overline{\varepsilon}})p - \frac{1}{2}C_2^p tr\overline{\overline{D}} p^2 - C_3^p\, tr\overline{\overline{D}}\, tr\overline{\overline{\varepsilon}}\, p \tag{VI.19}$$

Dans ces équations, on reconnaît que le tenseur d'ordre deux $\overline{\overline{\alpha}}^0$ définit les coefficients de Biot du matériau non endommagé. Le scalaire β^0 est le coefficient de dilatation de la porosité, à l'état non endommagé. Les trois paramètres C_1^p, C_2^p et C_3^p sont introduits pour décrire l'effet de l'endommagement sur le couplage poroélastique. $\widetilde{C}^{bd}$ est le tenseur de rigidité élastique du matériau endommagé en condition drainée.

- **Equations d'état**

Les équations constitutives décrivant le comportement d'endommagement poroélastique sont obtenues à partir du potentiel thermodynamique et s'écrivent :

$$\sigma = \frac{\partial W_s}{\partial \overline{\overline{\varepsilon}}} = \widetilde{C}^{bd} : \overline{\overline{\varepsilon}} - \left[\overline{\overline{\alpha}}^0 + C_1^p \overline{\overline{D}} + C_3^p\, tr\overline{\overline{D}}\,\overline{\overline{I}}\right] p \tag{VI.20}$$

$$\phi - \phi_0 = -\frac{\partial W_s}{\partial p} = \left[\overline{\overline{\alpha}}^0 + C_1^p \overline{\overline{D}} + C_3^p\, tr\overline{\overline{D}}\,\overline{\overline{I}}\right] : \overline{\overline{\varepsilon}} + \left[\beta^0 + C_2^p\, tr\overline{\overline{D}}\right] p \tag{VI.21}$$

où $\overline{\overline{\sigma}}$ est le tenseur de contraintes de Cauchy. On peut également donner l'expression générale de la force thermodynamique associée au tenseur d'endommagement, notée $\overline{\overline{Y}}^d$:

$$\overline{\overline{Y}}^d = \overline{\overline{Y}}^{d1} + \overline{\overline{Y}}^{d2} = -\frac{\partial \psi_{s1}^b}{\partial \overline{\overline{D}}} + C_1^p p \overline{\overline{\varepsilon}} + \frac{1}{2} C_2^p\, p^2\, \overline{\overline{I}} + C_3^p\, p\, tr\overline{\overline{\varepsilon}}\,\overline{\overline{I}} \tag{VI.22}$$

Nous pouvons noter que la force thermodynamique associée $\overline{\overline{Y}}^d$ dépend non seulement des déformations (ou des contraintes) du squelette mais aussi de la variation de la pression interstitielle, ce qui revient à dire que la pression interstitielle pourrait jouer un rôle essentiel dans le processus d'évolution de l'endommagement des matériaux fragiles saturés.

Afin de compléter cette formulation, il reste à préciser l'expression du potentiel ψ_{s1}^b afin de déterminer le tenseur de rigidité élastique en condition drainée $\widetilde{C}^{bd}$.

- **Détermination du tenseur $\tilde{C}^{bd}$**

Le tenseur des rigidités élastiques du squelette endommagé en condition drainée est déterminé à partir du potentiel ψ_{s1}^{b} (qui est l'énergie libre du matériau poreux sans fluide interstitiel). Dans le présent modèle et en accord avec les hypothèses H.5 à H.7, nous avons adopté la forme particulière du potentiel thermodynamique proposé par Cormery (1994) et Halm & Dragon (1996) pour matériaux fissurés secs.

$$\psi_{s1}^{b} = \frac{\lambda_0}{2}(tr\overline{\varepsilon})^2 + \mu_0 tr(\overline{\overline{\varepsilon.\varepsilon}}) + a_1\, tr\varepsilon\, tr(\overline{\overline{\varepsilon.D}}) + a_2\, tr(\overline{\overline{\varepsilon.\varepsilon.D}}) \qquad \text{(VI.23)}$$

où λ_0 et μ_0 sont les constantes élastiques de Lamé dans l'état non endommagé. a_1 et a_2 sont deux paramètres introduits pour décrire la détérioration des propriétés élastiques due à l'endommagement. La différenciation du potentiel (VI.23) permet de déterminer précisément le tenseur des rigidités élastiques du squelette endommagé en condition drainée :

$$\begin{aligned} C_{ijkl}^{bd} &= \lambda_0 \delta_{ij}\delta_{kl} + \mu\left(\delta_{ik}\delta_{jl} + \delta_{il}\delta_{jk}\right) \\ &+ a_1(\delta_{ij}\, D_{kl} + D_{ij}\, \delta_{kl}) + \frac{a_2}{2}\left[\delta_{ik}D_{jl} + \delta_{il}D_{jk} + D_{ik}\delta_{jl} + D_{il}\delta_{jk}\right] \end{aligned} \qquad \text{(VI.24)}$$

L'expression complète de la force thermodynamique associée au tenseur d'endommagement peut également être précisée :

$$\mathbf{Y}^{d} = \mathbf{Y}^{d1} + \mathbf{Y}^{d2} = -a_1(tr\varepsilon)\varepsilon - a_2(\varepsilon.\varepsilon) + C_1^{p} p\varepsilon + \frac{1}{2}C_2^{p} p^2\,\mathbf{I} + C_3^{p}\, p\, tr\varepsilon\,\mathbf{I} \qquad \text{(VI.25)}$$

- **Influence de l'endommagement sur le couplage poroélastique**

L'endommagement induit par microfissuration affecte non seulement les propriétés élastique du squelette, mais également les coefficients de couplage poroélastiques. Nous allons maintenant préciser les variations de ces coefficients en fonction de l'endommagement.

En comparant les lois de comportement poroélastique du matériau endommagé (VI.20) et (VI.21) et les équations poroélastiques d'un matériau poreux linéaire anisotrope (Biot 1957, Coussy 1991, Cheng 1997), il est aisé d'identifier les corrélations entre le tenseur d'endommagement et les coefficients de couplage poroélastique du matériau poreux endommagé :

$$\alpha_{ij}(\overline{\overline{D}}) = \alpha_{ij}^{0} + C_1^{p}\, D_{ij} + C_3^{p}\, tr\overline{\overline{D}}\,\delta_{ij} \qquad \text{(VI.26)}$$

$$\beta(\overline{\overline{D}}) = \beta^{0} + C_2^{p}\, tr\overline{\overline{D}} \qquad \text{(VI.27)}$$

Ces relations montrent que le coefficient de compressibilité des pores β augmente avec la trace du tenseur d'endommagement ou, de façon équivalente, avec la densité des microfissures induites. Par contre, l'effet de l'endommagement sur le tenseur des coefficients de Biot a un caractère directionnel, ce qui veut dire que les microfissures induites vont engendrer une anisotropie additionnelle sur le tenseur des coefficients de Biot. Si le matériau poreux est initialement isotrope, il devient anisotrope en raison des microfissures orientées non seulement pour ses propriétés mécaniques mais aussi pour les coefficients de couplage poroélastique. Enfin, en absence de l'endommagement, on retrouve les valeurs initiales des coefficients de couplage du matériau non endommagé.

- **Comparaison avec des analyses micromécaniques**

Les valeurs de paramètres C_1^p, C_2^p et C_3^p doivent être déterminées à partir d' essais appropriés en laboratoire. Cependant, en utilisant certains résultats de l'analyse micromécanique, il est possible d'obtenir des valeurs indicatives de ces paramètres d'un point de vue théorique. En effet, les analyses micromécaniques ont permis de démontrer que les coefficients de couplage sont directement liés aux propriétés mécaniques des constituants du milieux poreux (Cheng, 1997 ; Lydzba et Shao, 1999). Par conséquent, dans le cas d'un matériau initialement isotrope et sous l'hypothèse de microhomogénéité, on obtient les relations suivantes :

$$\alpha_{ij} = \delta_{ij} - \frac{1}{3K_s} C_{ijkl}^{bd} \delta_{kl} \tag{VI.28}$$

$$\beta = \frac{1}{K_s}\left(\frac{1}{3} tr\left(\overline{\overline{\alpha}}\right) - \phi\right) \tag{VI.29}$$

où K_s est le module de compressibilité des grains solides. en utilisant l'expression du tenseur de rigidité élastique endommagé (VI.24) dans les équations (VI.28) et (VI.29), les relations suivantes sont obtenues :

$$\alpha_{ij} = \left(1 - \frac{K_0}{K_s}\right)\delta_{ij} - \frac{3a_1 + 2a_2}{3K_s} D_{ij} - \frac{a_1}{3K_s} tr\overline{\overline{D}}\delta_{ij} \tag{VI.30}$$

$$\beta = \frac{1}{K_s}\left[1 - \frac{K_0}{K_s} - \phi\right] - \frac{6a_1 + 2a_2}{9K_s^2} tr\overline{\overline{D}} \tag{VI.31}$$

où K_0 est le module de compressibilité initiale en condition drainée. En comparant les équations (VI.26 – 27) et (VI.30-31), les relations suivantes sont établies :

$$C_1^p = -\frac{3a_1 + 2a_2}{3K_s},\ C_2^p = -\frac{6a_1 + 2a_2}{9K_s^2},\ C_3^p = K_s C_2^p - \frac{1}{3} C_1^p \tag{VI.32}$$

Par conséquent, les paramètres caractérisant la détérioration des propriétés de couplage (C_1^p, C_2^p et C_3^p) sont directement reliés à ceux décrivant la détérioration des propriétés élastiques du squelette (a_1 et a_2) et à la compressibilité des grains solides K_s.

En outre, les valeurs des coefficients poroélastiques endommagés doivent vérifier les bornes physiques classiques :

$$\phi \leq \frac{1}{3} tr(\overline{\overline{\alpha}}) \leq 1\ , \qquad 0 \leq \beta \leq \frac{1-\phi}{K_s} \tag{VI.33}$$

VI.2.3 – Loi d'évolution d'endommagement

Afin de compléter la formulation du modèle d'endommagement poroélastique, il reste à préciser la loi d'évolution de l'endommagement.

- **Cadre thermodynamique**

Dans le cadre thermodynamique, l'évolution de l'endommagement est déterminée à partir d'un pseudo potentiel de dissipation qui est une fonction à valeur scalaire des forces thermodynamiques associées à l'endommagement. Dans le cas de dissipation indépendante du temps, ce potentiel devient une fonction indicatrice du convexe élastique défini par un critère d'endommagement dans l'espace des forces d'endommagement. Un tel critère d'endommagement peut être écrit comme suit :

$$f_d(\boldsymbol{Y}^d, \boldsymbol{D}) = 0 \qquad \text{(VI.34)}$$

où la force d'endommagement Y^d dans le présent modèle est donné par l'équation VI.22. Si la loi de dissipation normale est supposée, le taux d'endommagement est donné par :

$$\dot{\boldsymbol{D}} = \lambda_d \frac{\partial f_d}{\partial \boldsymbol{Y}^d} \qquad \text{(VI.35)}$$

Le multiplicateur d'endommagement λ_d est déterminé à partir de la condition de consistance. Le second principe de la thermodynamique est vérifié par l'inégalité suivante :

$$\boldsymbol{Y}^d : \dot{\boldsymbol{D}} \geq 0 \qquad \text{(VI.36)}$$

Une telle loi d'évolution d'endommagement fournit une formulation rigoureuse au sens de la thermodynamique. Cependant, la forme particulière du critère d'endommagement doit être déterminée à partir d'observations expérimentales pertinentes. Malheureusement, il est souvent difficile d'obtenir des données expérimentales pour les roches poreuses saturées qui permettent la détermination d'un critère d'endommagement dans l'espace des forces conjuguées.

- **Approche par la mécanique linéaire de la rupture**

Une méthode alternative peut être utilisée dans la modélisation d'endommagement induit par microfissuration. Elle consiste à adopter quelques principes de la mécanique linéaire de la rupture dans le but de relier l'évolution de l'endommagement à la condition de propagation des microfissures comme contraintes appliquées. Cette méthode, plus pragmatique, est utilisée dans la présente étude. Néanmoins, bien qu'elle soit physiquement « motivée », elle n'en demeure pas moins une entorse à la rigueur du cadre thermodynamique. En effet, par l'utilisation d'une telle approche pour l'évolution de l'endommagement, la vérification du second principe n'est pas immédiate et doit être testée numériquement.

Les études expérimentales sur roches fragiles sous compression ont montré des mécanismes très variés d'initiation et de propagation de microfissures (Wawersik et Brace

1971, Nemat-Nasser et Horii 1982, Wong 1982, Horii et Nemat-Nasser 1983, 1985, 1986, 1993, Sammis et Ashby 1986, Steif 1984, Fredrich & Wong 1986, Fredrich et al. 1989)). Les discussions sont encore ouvertes en ce qui concerne l'identification des modes de propagation les plus pertinentes. Ces modes dépendent fortement de la microstructure du matériau et des chemins de sollicitations. Néanmoins, dans un grand nombre de modèles micromécaniques pour l'endommagement fragiles sous compressions (Ju et Tseng 1992, Nemat-Nasser et Obata 1988, Renaud 1998), le modèle idéalisé d'une fissure inclinée, appelée "sliding wing crack" est souvent utilisé. Dans ce cas, la fissure se propage en mode mixte (I et II) sous l'effet de la contrainte de cisaillement appliquée sur la partie centrale inclinée par rapport à la contrainte de compression maximale. Cependant, les études numériques montrent que le mode I devient dominant quand les deux branches se propagent.

Afin de développer un critère de propagation macroscopique, Costin (1983, 1985) a suggéré de remplacer le 'sliding wing crack' par une fissure fictive rectiligne propageant en mode I. La propagation est causée par une concentration de contraintes de traction autour de la fissure. Cette traction fictive est une fonction des contraintes macroscopiques et de la géométrie de la fissure. En utilisant la condition de propagation d'une fissure isolée en milieu infini soumise à une traction, on obtient le critère suivant

$$\frac{2}{\pi}\sqrt{\pi a}\,\sigma_t = K_{Ic} \tag{VI.37}$$

où K_{1c} est la ténacité du matériau.

Il convient maintenant de préciser l'expression de la contrainte de traction équivalente. Dans le cas d'une fissure isolée en milieu infini soumis à un champ de contraintes en compression, la condition de propagation dépend différemment de la partie sphérique et déviatorique du tenseur de contrainte. La contrainte sphérique (en compression) a pour effet d'empêcher la propagation tandis que le déviateur de contrainte la favorisera. En se basant sur cette analyse, nous proposons d'écrire :

$$\sigma_t = \vec{n}\,\overline{\overline{\sigma}}\,\vec{n} - f(a)\vec{n}\,\overline{\overline{S}}\,\vec{n} \tag{VI.38}$$

où $\overline{\overline{S}}$ est le tenseur déviatorique des contraintes et $f(a)$ une fonction à valeur scalaire.

Le critère ci-dessus peut être étendu à une famille de microfissures parallèles en supposant que l'ensemble des microfissures se comporte de manière similaire à une microfissure individuelle. On introduit dans ce cas une taille moyenne pour la famille de microfissures $\hat{a}$ et décrit alors la condition de propagation macroscopique sous la forme suivante :

$$\frac{2}{\pi}\sqrt{\pi\hat{a}}\left[\vec{n}\,\overline{\overline{\sigma}}\,\vec{n} - f(\hat{a})\vec{n}\,\overline{\overline{S}}\,\vec{n}\right] = K_{Ic} \tag{VI.39}$$

Ainsi, compte tenu de la définition particulière du tenseur d'endommagement utilisé, cette condition de propagation des microfissures permet d'établir une loi d'évolution de l'endommagement.

Dans le critère proposé, la fonction $f(\hat{a})$ joue un rôle primordiale. En premier lieu, elle définit un facteur de proportionnalité entre la contrainte déviatorique macroscopique et la contrainte de traction locale. En second lieu, elle permet de traduire la transition de la propagation stable (faible densité et sans interaction) vers une propagation instable quand les interactions entre microfissures deviennent importantes. La détermination de la forme explicite de $f(\hat{a})$ est une tâche délicate. On peut recourir aux résultats numériques issus des modèles d'endommagement micromécaniques précédemment mentionnés. La confrontation avec les données expérimentales à l'échelle mésoscopique est quasiment impossible. On ne peut tester sa validité qu'au travers des comparaisons des réponses macroscopiques.

Cependant, la forme de la fonction $f(\hat{a})$ doit vérifier quelques conditions élémentaires de bon sens. Ayant défini le paramètre $\hat{b}$ comme la longueur critique de microfissures pour la coalescence et la forte interaction, il est évident que la fonction $f(\hat{a})$ est décroissant si $\hat{a} \leq \hat{b}$. Ceci revient à exprimer le fait qu'un accroissement de la fissure entraîne une relaxation de la traction locale et par conséquent la propagation reste stable (analogie à l'écrouissage positif en plasticité). En revanche, quand $\hat{a} > \hat{b}$ les interactions deviennent importantes et la coalescence de microfissures commence. La propagation est alors instable, la fonction $f(\hat{a})$ est donc une fonction croissante de la longueur ou tout au moins reste à une valeur constante (analogie à l'écrouissage négatif ou plasticité parfaite). Ces considérations nous conduisent à utiliser l'expression suivante :

$$f(\hat{a}) = \begin{cases} t\,\dfrac{\hat{b}}{\hat{a}}, & \hat{a} \leq \hat{b} \\ t & \hat{a} \geq \hat{b} \end{cases} \qquad \text{(VI.40)}$$

Le paramètre t donne la valeur caractéristique de la fonction au début de la coalescence des microfissures.

Pour des raisons pratiques, le critère peut être réécrit sous la forme suivante en posant $r = \hat{a}/\hat{b}$:

$$\sqrt{r}\left(\vec{n}\cdot\bar{\bar{\sigma}}\cdot\vec{n} + f(r)\left(\vec{n}\cdot\bar{\bar{S}}\cdot\vec{n}\right)\right) - C_r = 0 \qquad \text{(VI.41)}$$

où $C_r = \dfrac{\pi}{2}\cdot\dfrac{K_{1c}}{\sqrt{\pi \hat{b}}}$ représente un paramètre de résistance du matériau. La fonction $f(\hat{a})$ devient :

$$f(r) = \begin{cases} t\,\dfrac{1}{r}, & r \leq 1 \\ t & r \geq 1 \end{cases} \qquad \text{(VI.42)}$$

- **Extension aux sollicitations poromécaniques**

Dans le cas des milieux poreux saturés, les sollicitations sont caractérisées par des perturbations en contraintes et en pression du fluide. Afin de tenir compte de l'effet de la pression interstitielle sur la propagation des microfissures, une extension du critère d'endommagement est nécessaire. De façon générale, la force de traction équivalente σ_t doit être une fonction des arguments indépendants que sont les contraintes et la pression interstitielle. Cependant, dans la modélisation des comportements poroélastiques (ou poroplastiques) des matériaux poreux, il est d'usage d'introduire le concept des contraintes effectives afin de généraliser les fonctions constitutives pour matériaux secs aux milieux saturés. Cette démarche est également utilisée dans la présente étude. Le critère d'endommagement est alors réécrit sous la forme suivante :

$$\sqrt{r}\left(\vec{n}\overline{\overline{\sigma}}'\vec{n} + f(r)\left(\vec{n}.\overline{\overline{S}}'.\vec{n}\right)\right) - C_r = 0 \qquad \text{(VI.43)}$$

où $\overline{\overline{\sigma}}'$ est le tenseur de contraintes effectives et $\overline{\overline{S}}'$ est le tenseur déviatorique des contraintes effectives.

Un des points essentiels dans cette démarche concerne le choix du tenseur des contraintes effectives. D'une manière générale, la forme de la contrainte effective doit être déterminée et sa validité doit être vérifiée à partir des données expérimentales. Des études micromécaniques en utilisant des méthodes de changement d'échelles sont souvent très utiles et peuvent apporter des éclairages précieux. Un nombre d'études intéressantes ont été effectuées sur ce sujet, tant sur le plan expérimental que théorique (Rice, 1977 ; De Boer et Ehlers, 1990 ; Pietruszczak et Pande, 1995 ; De Buhan et Dormieux, 1996). Malheureusement, des conclusions convergentes n'ont pas été tirées des différentes approches et des vérifications expérimentales pertinentes de ces différents concepts sont encore nécessaires. Cependant, il semble que le concept des contraintes effectives de Terzaghi pourrait être une première approximation, souvent très raisonnable quand le comportement à la rupture des milieux poreux saturés est concerné. Si ce concept est adopté, la contrainte effective responsable de la propagation des microfissures dans les milieux poreux saturés est alors définie par :

$$\overline{\overline{\sigma}}' = \overline{\overline{\sigma}} + p \qquad \text{(VI.44)}$$

VI.3 – Détermination des paramètres et validation du modèle

VI.3.1 – <u>Démarche générale</u>

Le modèle proposé comporte 12 paramètres au total (cf. tableau VI.1) qui peuvent se classer en trois groupes :

- le premier groupe est introduit pour la description du comportement élastique du matériau endommagé en condition drainée. Il comporte les paramètres élastiques de l'état initial (λ_0, μ_0), les paramètres décrivant la détérioration des propriétés élastiques du matériau (a_1, a_2).

- le second groupe permet la description de la réponse poroélastique couplé à l'endommagement des milieux poreux saturés. Il est constitué des paramètres poroélastiques à l'état initial (α_0, β_0) et les paramètres décrivant la détérioration des propriétés poroélastiques du matériau (C_1^p, C_2^p, C_3^p).

- le troisième groupe comprend les paramètres relatifs au critère d'évolution de l'endommagement (r_0, t, C_r).

Tableau VI.1 : Récapitulatif des Paramètres du modèle proposé

Comportement élastique avec l'endommagement	Comportement poroélastique avec l'endommagement	Critère de propagation de microfissures
λ_0, μ_0, a_1, a_2	α^0, β^0, C_1^p, C_2^p, C_3^p,	r_0, t, C_r

Les modèles de comportement macroscopiques doivent fournir des outils opérationnels pour l'étude et l'analyse des structures réelles. Dans cette optique, il est indispensable, pour chaque modèle proposé, de définir une procédure simple pour la détermination des paramètres du modèle, si possible à partir des essais dits standards. En mécanique des roches, les essais les plus couramment pratiquées comportent des expériences de compressions hydrostatique, uniaxiale et triaxiale sur des échantillons cylindriques. Il s'agit donc des sollicitations axi-symétriques. (cf. fig. VI.1). Les tenseurs de contraintes, des déformations et d'endommagement ont les mêmes directions principales. Dans le repère principal, nous avons :

$$\overline{\overline{\varepsilon}} = \begin{bmatrix} \varepsilon_1 & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_2 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_3 \end{bmatrix}, \quad \overline{\overline{\sigma}} = \begin{bmatrix} \sigma_1 & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_2 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_3 \end{bmatrix}, \quad \overline{\overline{D}} = \begin{bmatrix} D_1 & 0 & 0 \\ 0 & D_2 & 0 \\ 0 & 0 & D_3 \end{bmatrix} \qquad \text{(VI.45)}$$

où $\varepsilon_2 = \varepsilon_3$ et $\sigma_2 = \sigma_3$.

En outre, dans une compression uniaxiale et triaxiale, les microfissures se développent essentiellement suivant la direction de la compression maximale (ou suivant l'axe du cylindre). En supposant que les effets des microfissures axiales sont largement dominants devant ceux des autres, on peut simplifier la calcul des composantes d'endommagement tel que :

$$D_1 = 0, \; D_2 = D_3 = r^3 - r_0^3 \qquad \text{(VI.46)}$$

où r et r_0 représentent respectivement les longueurs moyennes actuelle et initiale normalisées de la famille de microfissures dans la direction axiale.

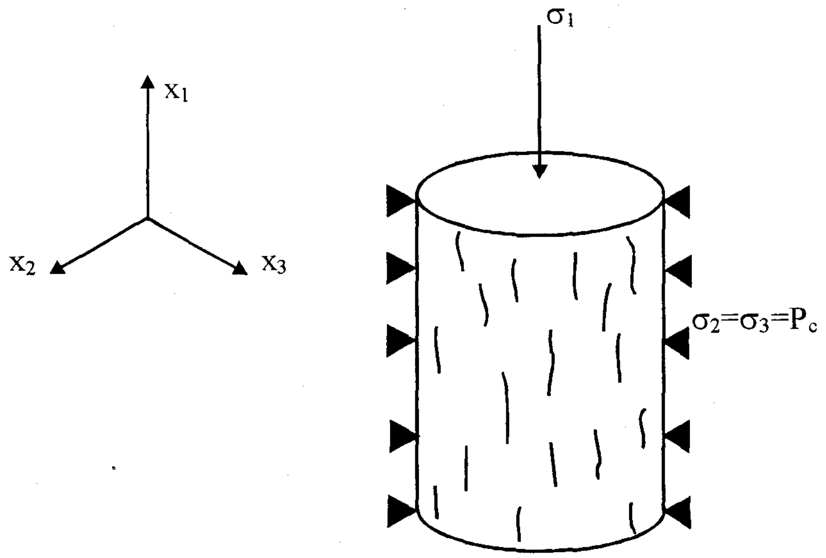


Figure VI.1 : Schématisation d'un essai de compression triaxiale impliquant une direction privilégiée de microfissuration suivant la contrainte compressive maximale

Les équations d'état du comportement poroélastique sont alors exprimées comme suit :

$$\sigma_1 = (\lambda_0 + 2\mu_0)\varepsilon_1 + (2\lambda_0 + 2a_1D_3)\varepsilon_3 - \alpha_1 p \tag{VI.47}$$

$$\sigma_3 = (\lambda_0 + a_1D_3)\varepsilon_1 + (2\lambda_0 + 2\mu_0 + 4a_1D_3 + 2a_2D_3)\varepsilon_3 - \alpha_3 p \tag{VI.48}$$

$$\phi - \phi_0 = \alpha_1\,\varepsilon_1 + 2\alpha_2\,\varepsilon_2 + \beta\,p \tag{VI.49}$$

où

$$\alpha_1 = \alpha_0 + 2C_3^p D_3 \quad , \quad \alpha_3 = \alpha_0 + (C_1^P + 2C_3^P)D_3 \tag{VI.50}$$

$$\beta = \beta^0 + 2C_2^p D_3 \tag{VI.51}$$

Les équations précédentes peuvent être inversées pour fournir l'expression des déformations comme fonction des contraintes et de la pression interstitielle appliquées:

$$\varepsilon_1 = \frac{(\lambda_0 + \mu_0 + 2a_1D_3 + a_2D_3)(\sigma_1 + \alpha_1 p) - (\lambda_0 + a_1D_3)(\sigma_3 + \alpha_3 p)}{(\lambda_0 + 2\mu_0)(\lambda_0 + \mu_0 + 2a_1D_3 + a_2D_3) - (\lambda_0 + a_1D_3)^2} \tag{VI.52}$$

$$\varepsilon_3 = \frac{(\lambda_0 + 2\mu_0)(\sigma_3 + \alpha_3 p) - (\lambda_0 + a_1D_3)(\sigma_1 + \alpha_1 p)}{2\left[(\lambda_0 + 2\mu_0)(\lambda_0 + \mu_0 + 2a_1D_3 + a_2D_3) - (\lambda_0 + a_1D_3)^2\right]} \tag{VI.53}$$

De plus, le critère de propagation des microfissures se réduit à la forme suivante :

$$\sqrt{r}\left(\sigma_3 + p + \frac{t}{r}\left(\frac{\sigma_3 - \sigma_1}{3}\right)\right) - C_r = 0 \tag{VI.54}$$

Dans un essai de compression triaxiale mécanique sans pression interstitielle ($p = 0$), les équations précédentes peuvent s'écrire sous la forme plus simple :

$$\sigma_1 = (\lambda_0 + 2\mu_0)\varepsilon_1 + (2\lambda_0 + 2a_1D_3)\varepsilon_3 \tag{VI.55}$$

$$\sigma_3 = (\lambda_0 + a_1D_3)\varepsilon_1 + (2\lambda_0 + 2\mu_0 + 4a_1D_3 + 2a_2D_3)\varepsilon_3 \tag{VI.56}$$

$$\phi - \phi_0 = \alpha_1 \varepsilon_1 + 2\alpha_2 \varepsilon_2 \tag{VI.57}$$

$$\varepsilon_1 = \frac{(\lambda_0 + \mu_0 + 2a_1 D_3 + a_2 D_3)\sigma_1 - (\lambda_0 + a_1 D_3)\sigma_3}{(\lambda_0 + 2\mu_0)(\lambda_0 + \mu_0 + 2a_1 D_3 + a_2 D_3) - (\lambda_0 + a_1 D_3)^2} \tag{VI.58}$$

$$\varepsilon_3 = \frac{(\lambda_0 + 2\mu_0)\sigma_3 - (\lambda_0 + a_1 D_3)\sigma_1}{2\left[(\lambda_0 + 2\mu_0)(\lambda_0 + \mu_0 + 2a_1 D_3 + a_2 D_3) - (\lambda_0 + a_1 D_3)^2\right]} \tag{VI.59}$$

$$\sqrt{r}\left(\sigma_3 + \frac{t}{r}\left(\frac{\sigma_3 - \sigma_1}{3}\right)\right) - C_r = 0 \tag{VI.60}$$

Dans ce qui suit, nous présentons le détail de la procédure d'identification de l'ensemble des paramètres à partir des différents essais de compression triaxiale effectués par Karami (1998) sur le grès des Vosges. Les comparaisons entre les simulations numériques et les données expérimentales seront présentées et discutées.

VI.3.2 – Etude de la réponse mécanique

- **Détermination des paramètres**

Les premier et troisième groupes de paramètres mentionnés dans le tableau VI.1 sont ici déterminés à partir de cinq essais de compression triaxiale en condition drainée ($Pc =$ 10, 20, 30, 40, 60 MPa avec $p = 0$). Le comportement du matériau lors d'un tel essai est décrit par les équations (VI.55) à (VI.60). Les différentes phases des courbes typiques de contraintes-déformations sont schématisées sur la figure VI.2.

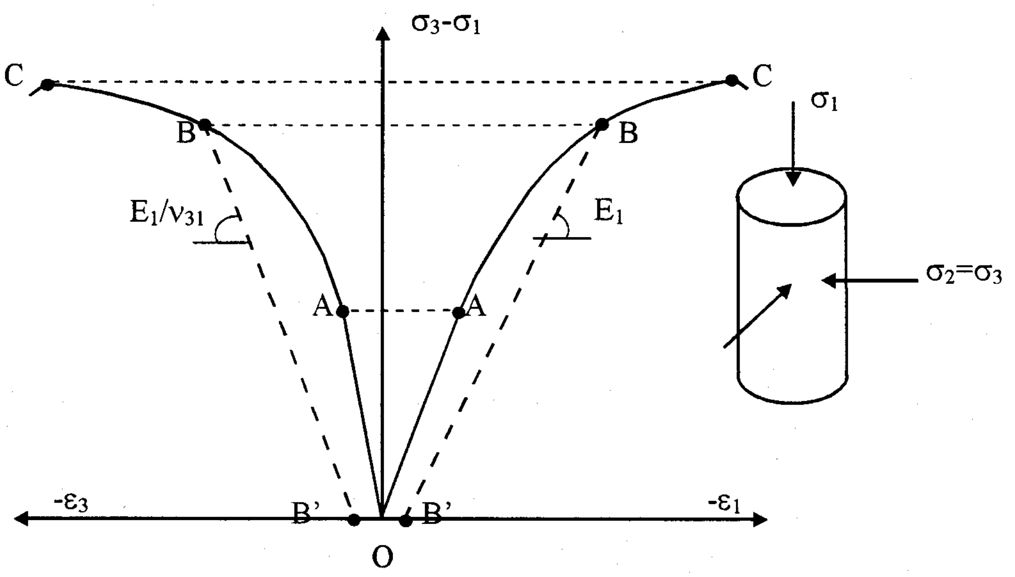


Figure VI.2 : Schématisation de la réponse de l'essai de compression triaxiale pour la détermination des paramètres

– Détermination des constantes élastiques initiales

Le comportement mécanique du matériau « vierge » c'est à dire non endommagé est supposé élastique linéaire isotrope et correspond aux portions de droite $[OA]$ sur les courbes de la figure VI.2. Ainsi, les pentes initiales de ces courbes donnent respectivement le module élastique initial E_0 et le coefficient de Poisson initial ν_0. Les paramètres de Lamé s'en déduisent par les relations :

$$\lambda_0 = \frac{E_0 \nu_0}{(1+\nu_0)(1-2\nu_0)} \quad , \quad \mu_0 = \frac{E_0}{2(1+\nu_0)} \qquad \text{(VI.61)}$$

Les cinq essais utilisés ont conduit aux valeurs moyennes suivantes de ces paramètres :

$$\begin{cases} E_0 = 19000\, MPa \\ \nu_0 = 0{,}25 \end{cases} \text{soit} \begin{cases} \lambda_0 = 7600 MPa \\ \mu_0 = 7600 MPa \end{cases}$$

– *Détermination des paramètres* r_0, t *et* C_r

Les paramètres r_0, t et C_r sont reliés aux conditions d'initiation et de propagation de microfissures (donc de l'endommagement).

Le seuil d'initiation de l'endommagement correspond à $r = r_0$ dans le critère et exprimé par l'équations suivante :

$$(\sigma_3 - \sigma_1)_0 = \frac{3 r_0 C_r}{t\sqrt{r_0}} + \frac{3 r_0}{t}(-\sigma_3) \qquad \text{(VI.62)}$$

En supposant que la rupture macroscopique du matériau est la conséquence de la coalescence de microfissures quand la taille moyenne de celles-ci atteint la valeur critique $\hat{a} = \hat{b}$, le critère de propagation (VI.60) représente alors le critère de rupture macroscopique du matériau en prenant $r = 1$. Par conséquent, le critère de rupture macroscopique s'écrit :

$$(\sigma_3 - \sigma_1)_{pic} = \frac{3C_r}{t} + \frac{3}{t}(-\sigma_3) \qquad \text{(VI.63)}$$

Les relations (VI.62) et (VI.63) conduisent à deux droites dans le plan $(\sigma_3 - \sigma_1)$ en fonction de $(-\sigma_3)$ qui sont représentées sur la figure VI.3. Ainsi, le relevé des ordonnées des points A et C de la figure VI.2 en fonction de la pression de confinement conduisent au tracé de ces deux droites et donc à la détermination des paramètres r_0, t et C_r. Cependant, il est à souligner que le relevé de ces deux droites permet normalement la détermination de quatre paramètres. Comme seulement trois paramètres sont utilisés, le système est alors surdéterminé. Cependant, en pratique il est bien plus délicat de distinguer le point A d'initiation de l'endommagement sur les courbes expérimentales que le point C pris au pic des courbes. La procédure alors utilisée, qui nous semble la plus raisonnable, est de déterminer à partir de la droite de rupture les paramètres t et C_r, puis de calculer r_0 en établissant le meilleur ajustement de la surface initiale d'endommagement. Les droites d'interpolation sont présentées sur la figure VI.3 et les paramètres suivants en ont été déduits :

$$\begin{cases} r_0 = 0{,}25 \\ t = 1{,}72 \\ C_r = 44{,}8\ MPa \end{cases}$$

Remarque VI.2

Les paramètres $C_r = \frac{\pi}{2}\frac{K_{1c}}{\sqrt{\pi \hat{b}}}$ et $r_0 = \frac{\hat{a}_0}{\hat{b}}$, en raison de leur définition, pourraient être déterminés différemment c'est à dire à partir des paramètres $\hat{a}_0$, $\hat{b}$ et K_{1c}. En effet, $\hat{a}_0$ et $\hat{b}$ peuvent être identifiés à l'aide de données obtenues par des études microscopiques et K_{1c} peut être déterminé par un essai de flexion trois points sur une éprouvette entaillée. Cependant, ces essais sont moins souvent pratiqués et plus délicats à mener.

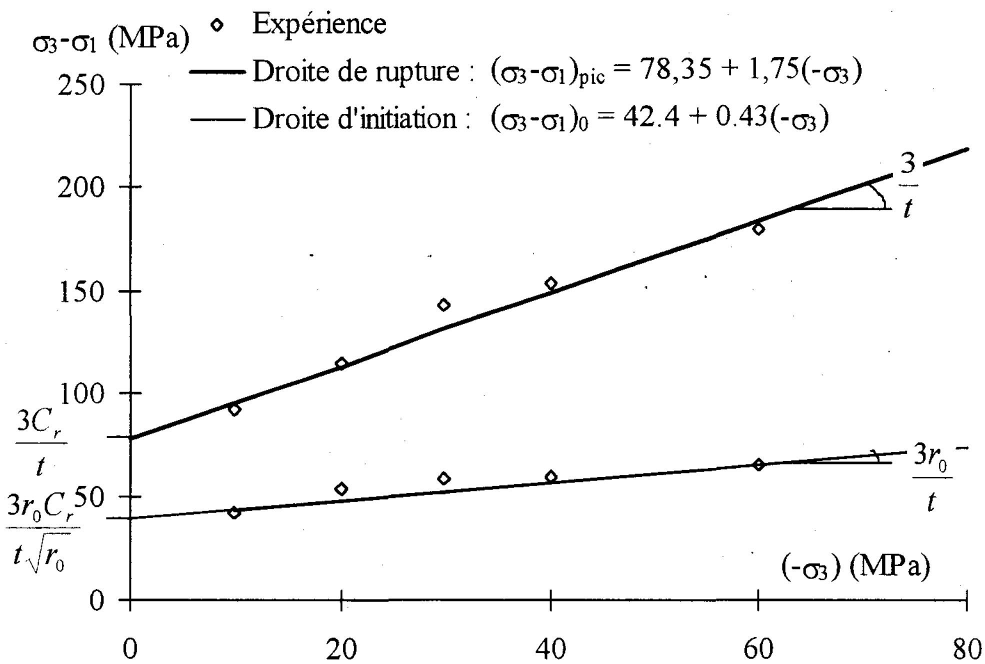


Figure VI.3 : Détermination des droites caractérisant le critère d'initiation à l'endommagement et le critère de rupture et des paramètres (r_0, t, C_r) associés

-- *Détermination des paramètres a_1 et a_2*

La procédure d'identification de ces paramètres a fait l'objet d'études antérieures (Pham, 1994 ; Cormery, 1994). Nous présentons donc ici brièvement la méthode de détermination de ces paramètres.

Ces derniers sont reliés à la détérioration des propriétés élastiques dues à l'endommagement et doivent être identifiés sur la partie non linéaire $[BC]$ de la courbe contraintes - déformations (Figure VI.2). Les paramètres peuvent être exprimés en fonction des propriétés élastiques endommagées déterminées lors d'un cycle de déchargement :

$$a_1 = \frac{1}{D_3}\left[\frac{\lambda + 2\mu - E_1}{2\nu_{31}} - \lambda\right] \tag{VI.64}$$

$$a_2 = \frac{1}{D_3}\left[\frac{\lambda + 2\mu - E_1}{4\nu_{31}^2} - (\lambda + \mu)\right] - a_1 \qquad \text{(VI.65)}$$

où D_3 est la valeur d'endommagement au point B, calculé à partir du critère d'endommagement. E_1 et ν_{31} sont les paramètres élastiques du matériau endommagé dans la direction axiale et sont obtenus à partir du chemin élastique de déchargement BB'.

Malheureusement, dans les essais mécaniques de compression triaxiale de Karami (1998), des phase de déchargement n'ont pas été effectués. Dans ce cas, une méthode alternative peut être utilisée. En effet, les paramètres a_1 et a_2 peuvent être déterminés en appliquant les relations déformations–contraintes (VI.55) et (VI.56) au point B. Pour le matériau étudié, leurs valeurs moyennes de ces paramètres sont :

$$\begin{cases} a_1 = 2000 MPa \\ a_2 = -7500 MPa \end{cases}$$

L'ensemble des valeurs des paramètres déterminés dans ce paragraphe sont répertoriés dans le tableau VI.2.

- **Simulation des essais mécaniques**

Les essais de compression triaxiale classique en condition drainée, présentés au paragraphe V.2.2 ont été simulés et les réponses numériques sont comparés aux résultats expérimentaux. Deux essais correspondant aux pressions de confinement $P_c = 30$ et 60 MPa sont présentés sur la figure VI.4 et l'ensemble des résultats est donné en Annexe 7 sur la figure A7.1. Ces comparaisons indiquent une bonne concordance générale. Cependant, il est à noter que ces essais ont été inclus dans la détermination des paramètres, la bonne concordance marque seulement la bonne cohérence des valeurs utilisées. De plus, il est à remarquer que le pic de rupture de contrainte de l'essai de compression triaxiale à $P_c = 30$ MPa est sous estimé par le modèle contrairement aux autres essais.

Afin de tester la capacité du modèle à décrire la dégradation des propriétés élastiques, le modèle a également été utilisé pour simuler une autre série d'essais de compression triaxiale dans lesquels des cycles de déchargement ont été effectués (Khazraei 1995). Seulement ces essais ont été réalisés sur un autre grès des Vosges dont le comportement est légèrement différent de celui étudié par Karami (1998). Sur la figure VI.5 sont présentées les variations du module axial (E_1) et de la raideur latérale ($E_t = E_1/\nu_{31}$). On observe aussi une bonne cohérence entre les valeurs numériques et expérimentales. Notamment les conséquences de l'anisotropie induite sont correctement décrites. En effet, on constate que la diminution de la raideur latérale est beaucoup plus importante que celle du module axial.

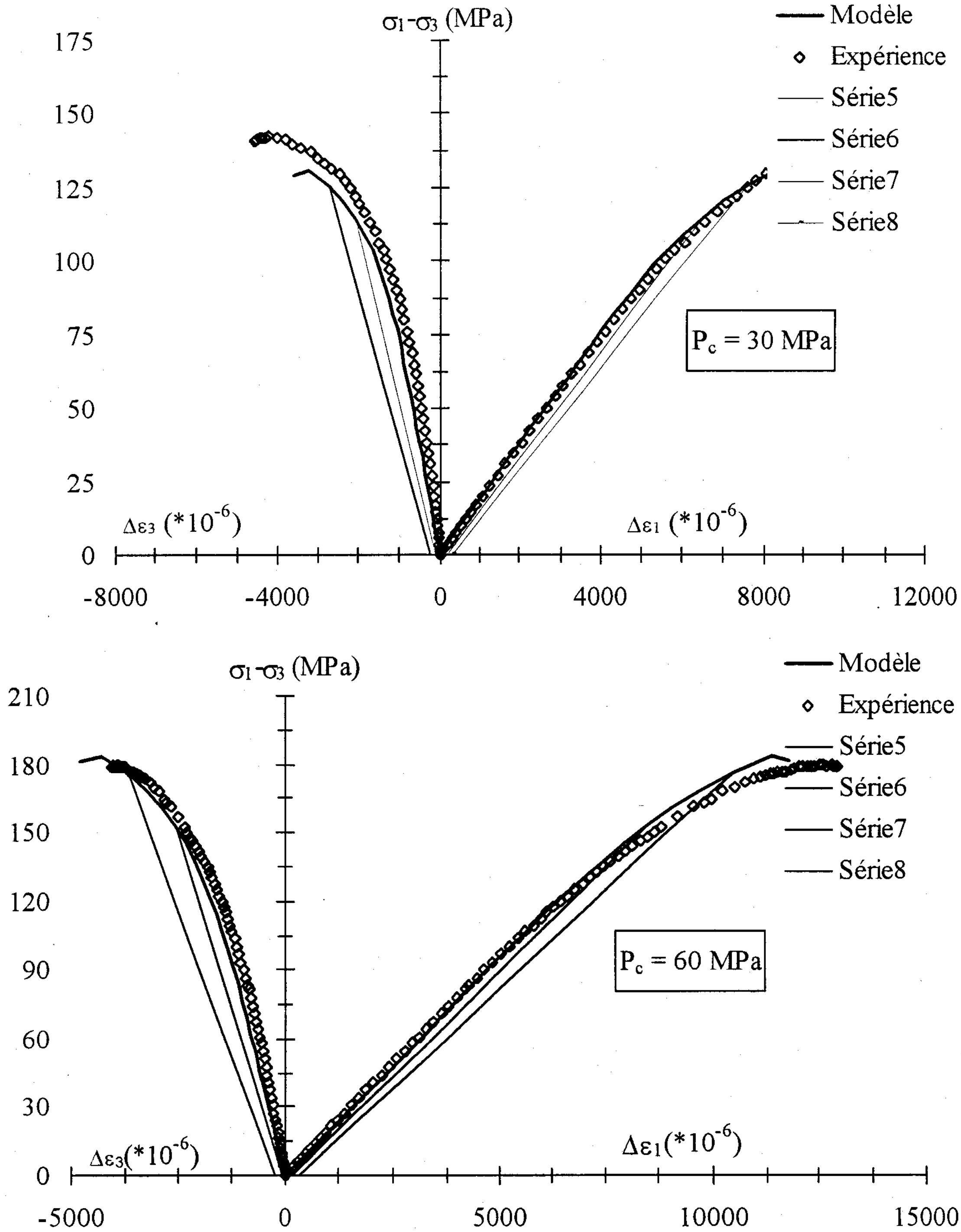


Figure VI.4 – Essais de compression triaxiale drainé pour différentes pressions de confinement

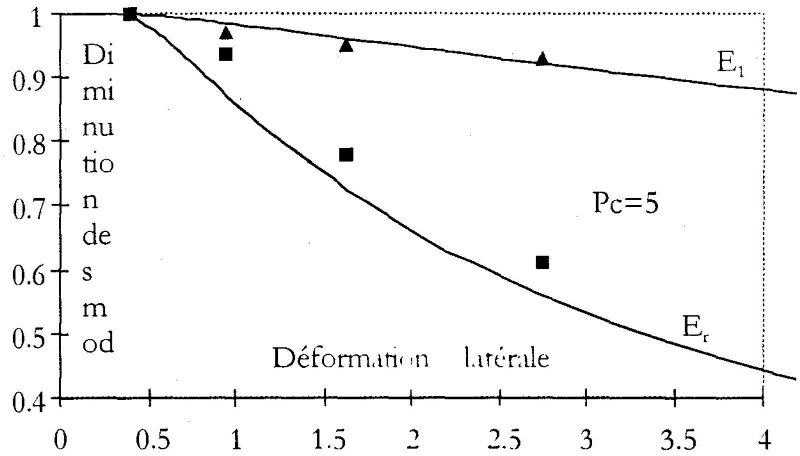


Figure VI.5 – Variation du module axial et de la raideur latérale en fonction de la déformation latérale sur un grès des Vosges (les lignes continues sont les prédictions numériques)

En outre, afin de confirmer la performance du modèle, des essais de compression triaxiale avec cycles de chargement - déchargement latéral présentés en paragraphe V.2.2 ont été simulés. Dans ces essais, l'échantillon est d'abord soumis à un chemin de compression triaxiale avec une pression de confinement donnée et jusqu'à une valeur donnée de la contrainte axiale. A chaque valeur de la contrainte axiale fixée, on augmente d'abord la pression de confinement puis on la diminue autour de sa valeur initiale. Les résultats sont présentés sur la figure VI.6 pour les pressions de confinement 30 et 40 MPa et l'ensemble des simulations est donné en Annexe 7 sur la figure A7.2. Une assez bonne concordance a été observée ; néanmoins, le modèle conduit généralement à une sous estimation, pour la dernière valeur du déviateur, de la variation des déformations notamment dans la direction latérale. Il est vrai que pour ce niveau proche du pic de la contrainte du matériau, certaines microfissures ont dû coalescer et le matériau est plus hétérogène. De plus, il est de nouveau à signaler que le modèle prédit une rupture anticipée du matériau par rapport aux résultats expérimentaux pour l'essai à 30 MPa, ce qui confirme notre remarque précédente pour les essais monotones. Enfin, la différence de pente observée lors des essais expérimentaux mettant en évidence la fermeture de certaines microfissures durant le chargement latéral n'est pas décrite par le modèle, ce dernier ne prenant pas en compte l'effet unilatéral.

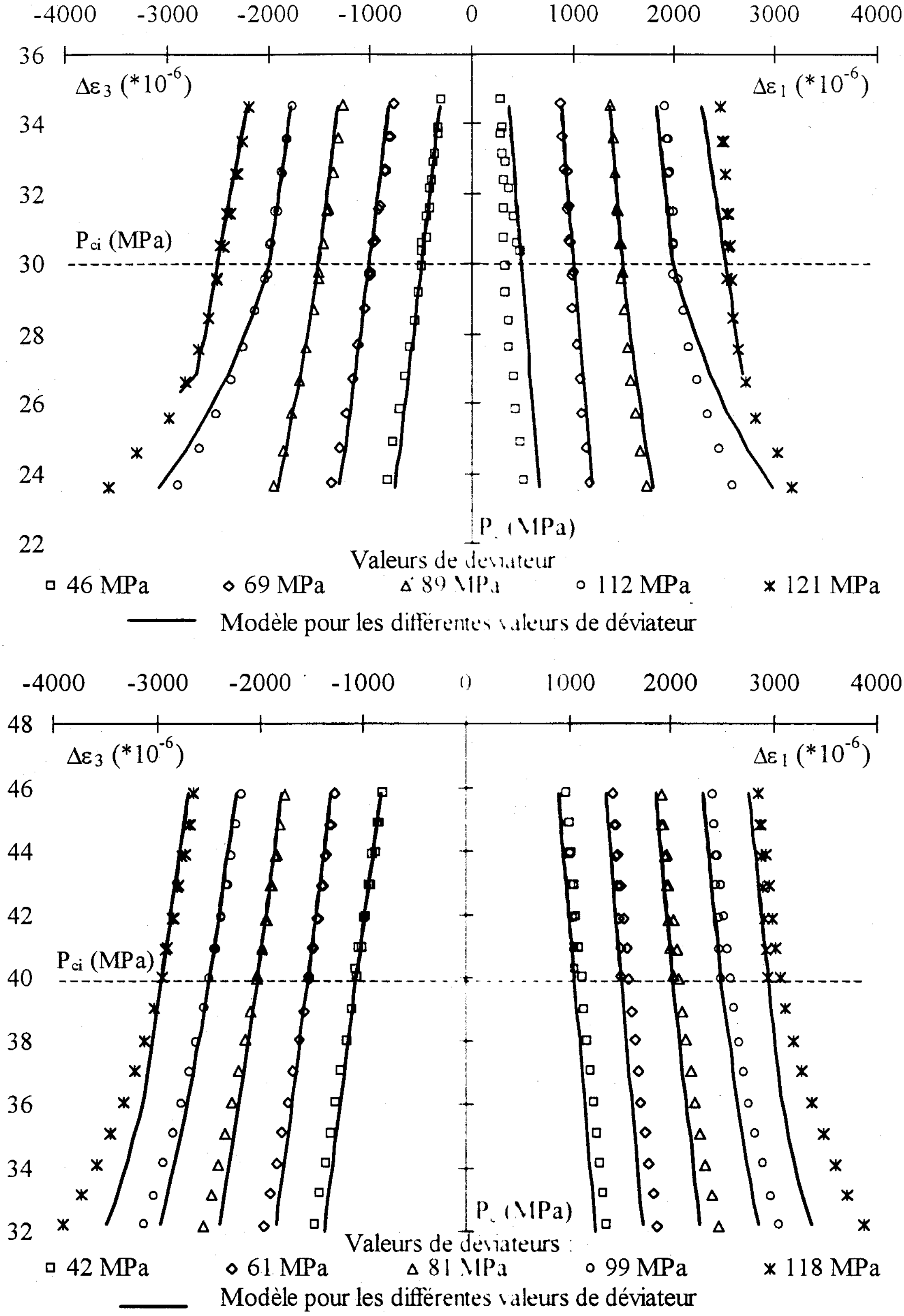


Figure VI.6. : Essais de compression triaxiale avec cycles de chargement-déchargement latéral drainé pour $P_c = 30\ MPa$ et $P_c = 40\ MPa$.

N.B : Les abscisses sur la droite $P_c = P_{ci}$ sont des valeurs fictives permettant une meilleure représentation graphique, la courbe se lit donc bien en incréments de déformations suivant P_c

VI.3.3 – Etude des réponses poromécaniques

- **Détermination des paramètres :**

– *Paramètres poroélastiques à l'état initial* (α_0, β_0)

Les paramètres (α_0, β_0) caractérisent le comportement poroélastique initial du matériau non endommagé.

La procédure d'identification du paramètre α_0 a largement été illustrée au paragraphe V.2.1 à partir d'essais hydrostatiques présentés sur les figures V.2 à V.5 et les formules données dans le tableau V.1. De ces essais, un coefficient de Biot α_0 = 0,8 a été retenu, valeur qui confirme en outre les résultats de Sibaï (1991).

La détermination du paramètre β_0 est plus délicate. Il peut théoriquement être identifié à partir de la relation donnée par l'analyse micromécanique :

$$\beta_0 = \frac{1}{K_s}\left[1 - \frac{K_0}{K_s} - \phi_0\right] \tag{VI.66}$$

Celle-ci conduit à une valeur de β_0 correspondante à $\approx 1{,}5.10^{-5}\ MPa^{-1}$(pour $K_0 = 8300$ MPa, $K_s = 43000$ MPa, $\phi_0 = 0.2$). Cette valeur sera considérée comme une valeur de référence et sera réajustée dans les essais de compression triaxiale en condition non drainée.

– *Paramètres décrivant la dégradation poroélastique* (C_1^p, C_2^p, C_3^p)

Rappelons que ces paramètres sont introduits pour exprimer les variations des coefficients de Biot (pour C_1^p, C_3^p) et du coefficient de compressibilité des pores (pour C_2^p) en fonction de l'endommagement induit (voir les relations VI.26-27 et VI.30-31). Une méthode d'identification directe de ces paramètres consiste donc à évaluer les valeurs des coefficients de couplage $(\alpha_1, \alpha_2, \beta)$ à différents niveaux de chargement (donc de l'endommagement) lors d'une compression triaxiale par exemple. En pratique, l'opération est souvent plus délicate et ce type de données n'est pas disponible pour le matériau étudié. En fait, puisque la détermination de ces coefficients nécessite l'application de la pression interstitielle qui, elle-même, a un effet sur la propagation des microfissures, une telle procédure directe est donc délicate à réaliser en pratique. Par conséquent, nous proposons d'utiliser une méthode de calage numérique. Ainsi, les valeurs de ces paramètres sont actuellement déterminées à partir d'un ajustement numérique des réponses poroélastiques au cours des essais de couplage particuliers.

Concrètement, pour la détermination des paramètres C_1^p, C_3^p, l'essai de compression triaxiale avec montée en pression interstitielle, décrit au paragraphe V.2.3, est utilisé. L'identification de ces paramètres se base sur les phases de montée en pression établies pour différentes valeurs de contrainte déviatorique et durant lesquelles les variations des déformations axiale et radiale sont mesurées comme fonction de la pression interstitielle. Les valeurs moyennes obtenues sont $C_1^p = 0{,}3$ et $C_3^p = 0$.

Pour la détermination du paramètre C_2^p et la vérification du paramètre β_0, un essai de compression triaxiale non drainé, décrits au paragraphe V.2.3, peut être utilisé. En effet, les valeurs de ces deux paramètres conditionnent la réponse en pression interstitielle dans cet essai. Les valeurs moyennes choisies sont $C_2^p = 0{,}00005$ et $\beta_0 = 0{,}0001$.

Tableau VI.2 : Valeurs des paramètres du modèle

Lois d'état Comportement mécanique				Loi complémentaire			Lois d'état Comportement poromécanique				
E_0 (MPa)	ν_0	a_1 (MPa)	a_2 (MPa)	r_0	t	C_r (MPa)	α_0	β_0	C_1^p	C_2^p	C_3^p
19000	0,25	2000	-7500	0,25	1,72	44,8	0,8	0,0001	0.3	0,00005	0

- **Simulation des essais et analyse des résultats**

– Essais de compression triaxiale avec montée en pression interstitielle

La procédure de ce type d'essais a été présentée au chapitre V. Le point essentiel consiste à étudier les variations des déformations axiale et latérale en fonction de la pression injectée et ce pour différents niveaux de chargement (donc d'endommagement). Les simulations numériques obtenues sont présentées et comparées avec les données expérimentales sur les figures VI.6 et VI.7 pour deux valeurs de pressions de confinement et deux valeurs du déviateur de contraintes. L'ensemble des résultats est donné en Annexe 7 sur les figures A7.3.

D'un point de vue qualitatif, les principales caractéristiques du comportement poroélastique sont correctement reproduites :

- les réponses en déformation sont bien anisotropes en raison de l'orientation des microfissures,
- les réponses sont non linéaires : la pression interstitielle joue donc un rôle accélérateur dans la propagation des microfissures,
- à des valeurs suffisamment élevées du déviateur, une variation négative (soit une contraction) de la déformation axiale est obtenue pour un accroissement de la pression.

Cependant, des dispersions quantitatives sont appréciables dans certains cas. Ceci peut être lié à l'imperfection du modèle, à l'incertitude des paramètres utilisés, et également à l'expression des contraintes effectives utilisées dans le critère d'endommagement. Rappelons que dans les simulations ci-dessus mentionnées, les contraintes effectives de Terzaghi ont été utilisée dans le critère de propagation des microfissures. Afin d'étudier l'importance du choix des contraintes effectives sur les conditions de propagation des microfissures, une modification du critère est proposée.

– Influence du choix des contraintes effectives

En effet, les contraintes effectives de Terzaghi néglige les conséquences de l'anisotropie induite par l'endommagement sur les conditions de propagation des microfissures, étant donné que l'effet de la pression interstitielle reste sphérique. Il semble que cette simplification conduit à une sous estimation d'endommagement du matériau dans le cas de faibles déviateurs et une assez bonne prédiction pour des déviateurs plus importants.

Afin de prendre en compte cet effet non hydrostatique de la pression interstitielle, une modification est apportée dans le critère d'endommagement en ajoutant un terme additif dépendant de la pression, à la contrainte déviatorique appliquée sur la microfissure. Une telle modification permet d'accentuer l'effet de la pression interstitielle sur la contrainte de traction fictive au front de microfissure. Néanmoins, le critère précédent a conduit à de bonnes prédictions lorsque le matériau était fortement endommagé. Ce terme additif sera donc une fonction décroissante de r afin d'estomper progressivement l'effet de le pression sur l'endommagement du matériau. Le critère modifié a alors pour expression :

$$\sqrt{r}\left(\frac{tr\left(\overline{\overline{\sigma}}'\right)}{3} + f(r)\left(\vec{n}.\overline{\overline{S}}.\vec{n} + a_3(1-r)p\right)\right) - C_r = 0 \qquad \text{(VI.67)}$$

soit pour les essais de compression triaxiale,

$$\sqrt{r}\left(\sigma_3 + p + \frac{t}{r}\left(\frac{\sigma_3 - \sigma_1}{3} + a_3(1-r)p\right)\right) - C_r = 0 \qquad \text{(VI.68)}$$

où le paramètre a_3 est introduit pour tenir compte de l'effet non hydrostatique de la pression de fluide sur la croissance de l'endommagement. Pour le matériau étudié, par ajustement numérique, la valeur $a_3 = 9$ a conduit à des résultats relativement satisfaisants, représentés à la figure VI.7 et comparés systématiquement avec ceux obtenus en utilisant le concept de Terzaghi.

Dans le cas de ce critère modifié, une bonne partie de l'endommagement due à la pression interstitielle intervient lors de la phase d'injection correspondant à l'application du premier déviateur. Puis, lors des autres phases, l'endommagement apparaît de nouveau lors de la phase de montée en pression conduisant ainsi à des courbes de types « bi-linéaires » (en fait, la seconde partie est non linéaire). Cette allure ne semble pas être observée lors des essais expérimentaux. Néanmoins, ce critère présente une amélioration des prédictions numériques pour les faibles déviateurs, amélioration qui devient moins évidente dans le cas des plus hauts déviateurs. Il est à remarquer que l'essai à 10 MPa a conduit à de mauvaises prédictions numériques pour l'ensemble des phases d'injection de pression.

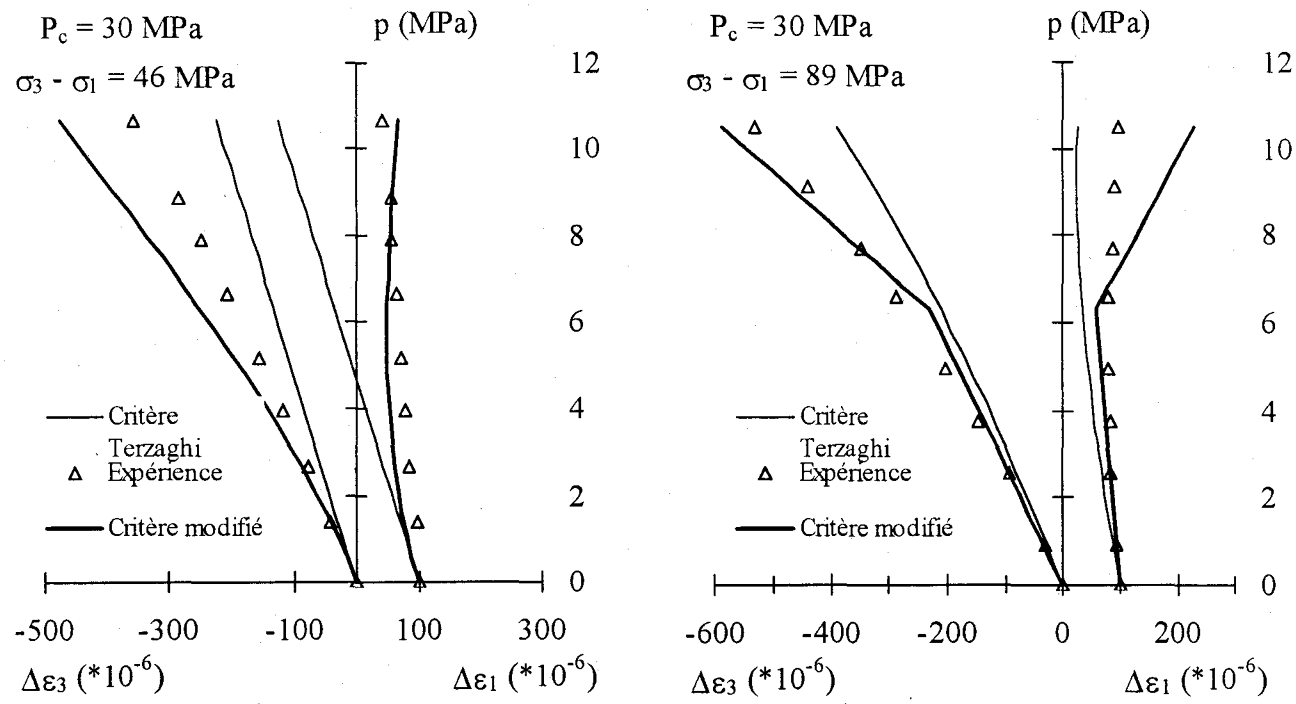


Figure VI.7 : Essai de compression triaxiale avec montée en pression interstitielle à $P_c = 30\,MPa$ Evolution des déformations durant la phase de montée en pression pour les différentes valeurs du déviateur.

N.B : L'abscisse $\Delta\varepsilon_1 = 100\left(*10^{-6}\right)$ est une valeur fictive permettant une meilleure lisibilité des courbes

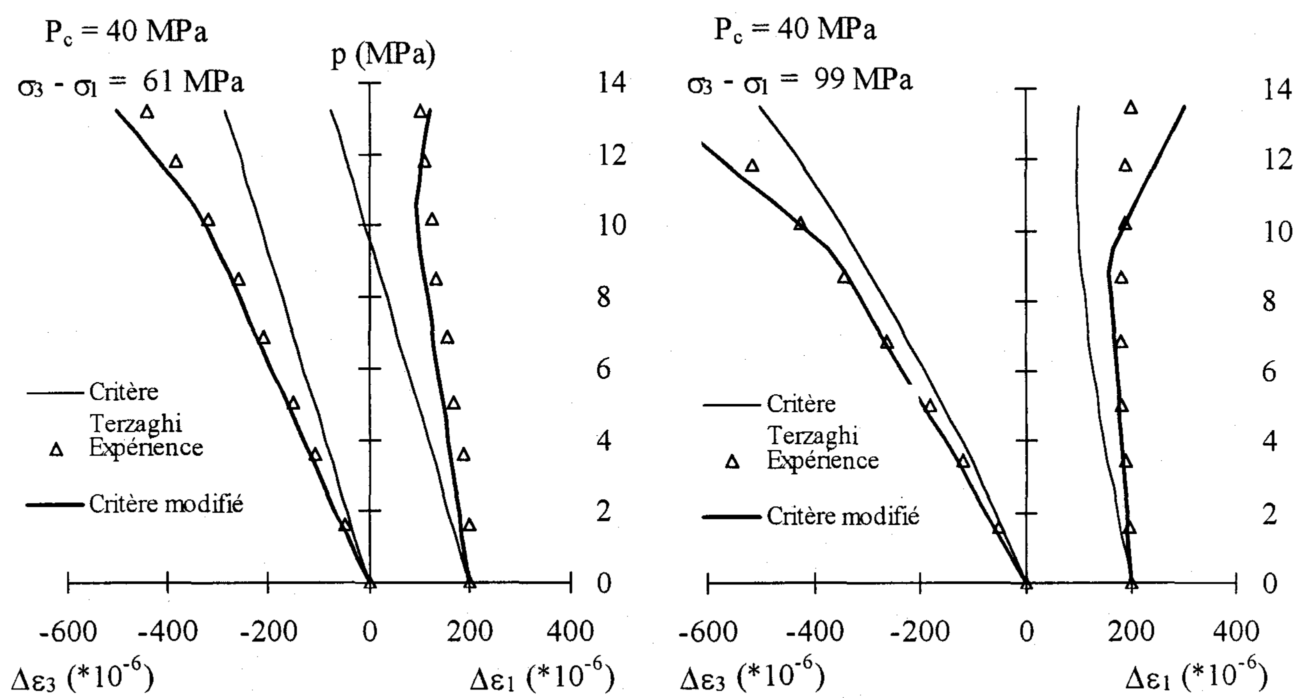


Figure VI.7 (suite) : Essai de compression triaxiale avec montée en pression interstitielle à $P_c = 40\,MPa$ Evolution des déformations durant la phase de montée en pression pour les différentes valeurs du déviateur.

N.B : L'abscisse $\Delta\varepsilon_1 = 100\left(*10^{-6}\right)$ est une valeur fictive permettant une meilleure lisibilité des courbes

– Essais de compression triaxiale avec montée en pression interstitielle après déchargement déviatorique

Afin d'étudier les effets irréversibles de l'endommagement sur les propriétés poroélastiques, les essais de compression triaxiale avec cycle de chargement-déchargement déviatorique et montée en pression interstitielle, décrits au § V.2.3, ont été simulés, pour les deux pressions de confinement 10 et 30 MPa. Les résultats pour l'essai à 10 MPa sont le reflet des résultats présentés dans l'annexe A7.3. Ainsi, seuls les réponses de l'essai à 30 MPa sont présentées sur la figure A7.4 de l'annexe A7 et pour deux valeurs particulières du déviateur en figure VI.9. Il est montré, au travers de ces résultats, que le modèle reproduit correctement, d'un point de vue qualitatif, les différents aspects observés lors des essais et ce pour les deux critères d'endommagement:

- Sous contrainte déviatorique, les variations des déformations sont anisotropes en raison de l'endommagement induit par le déviateur et de plus, non linéaires puisque la pression interstitielle induit une propagation supplémentaire des microfissures.

- Sous la contrainte déviatorique est déchargée, l'accroissement de la pression ne provoque pas de croissance de l'endommagement et les variations des déformations sont alors linéaires mais anisotropes.

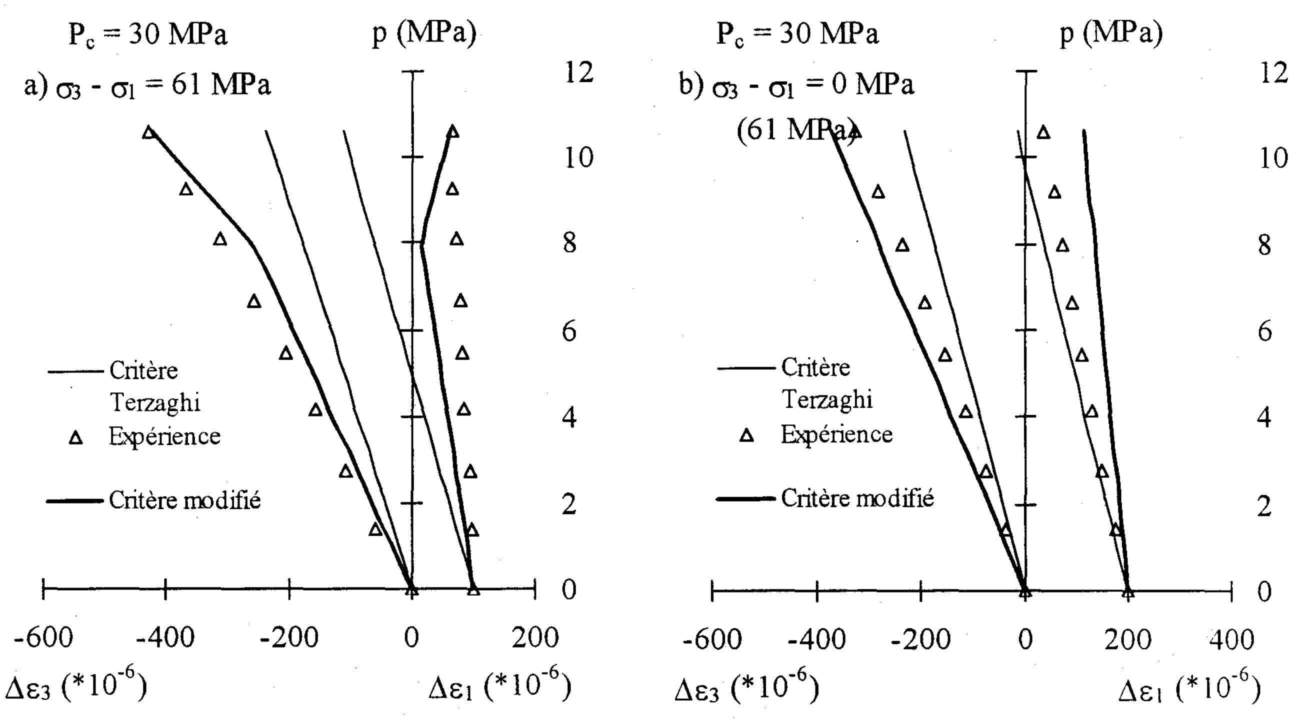


Figure VI.8 : Essai de compression triaxiale avec cycles de chargement-déchargement déviatorique et montée en pression interstitielle à $P_c = 30 MPa$ - Evolution des déformations durant la phase de montée en pression pour différentes valeurs du déviateur.

N.B : L'abscisse initiale $\Delta\varepsilon_1 = 100\ (*10^{-6})$ est une valeur fictive permettant une meilleure lisibilité des courbes.

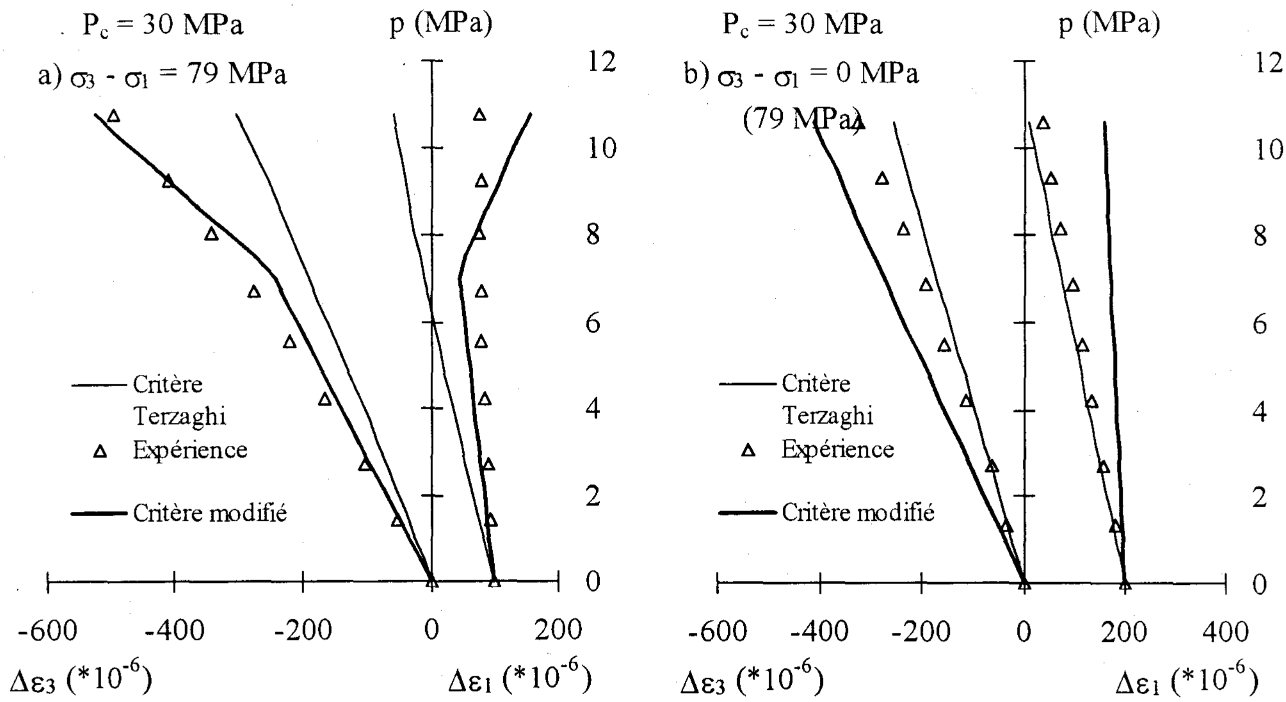


Figure VI.8.suite : Essai de compression triaxiale avec cycles de chargement-déchargement déviatorique et montée en pression interstitielle à $P_c = 30MPa$ - Evolution des déformations durant la phase de montée en pression pour différentes valeurs du déviateur.

N.B : L'abscisse initiale $\Delta\varepsilon_1 = 100\ (*10^{-6})$ est une valeur fictive permettant une meilleure lisibilité des courbes.

– *Essais de compression triaxiale non drainés*

Les essais de compression triaxiale non drainée, décrits au § V.2.3, sont maintenant simulées. La comparaison entre les simulations numériques et les données expérimentales est montrée sur les figures VI.9 et l'ensemble des résultats est donné en annexe A7.5. D'un point de vue qualitatif, le modèle proposé reproduit bien les réponses globales du matériau, et notamment la diminution progressive de la pression interstitielle due à l'ouverture des microfissures. Les deux critères de propagation de microfissures fournissent à peu près les mêmes prédictions pour les déformations axiales et radiales. Par contre, les résultats contrastés sont obtenus concernant l'évolution de la pression interstitielle. Aucune conclusion ne peut alors être formulée concernant le choix du critère. Cependant des comparaisons quantitatives entre numériques et expérimentales révèlent qu'une dispersion importante peut être obtenues à la fin de l'essai pour des déformations radiales. Cette dernière augmente rapidement à la fin de l'essai et ceci n'est pas reproduit par le modèle. Une telle rapide augmentation pourrait être reliée à la localisation de déformations dans l'échantillon saturé. En outre, pour la pression interstitielle, le critère modifié donne de meilleures réponses pour P_c= 10 MPa alors que le contraire est obtenu pour P_c=30 MPa.

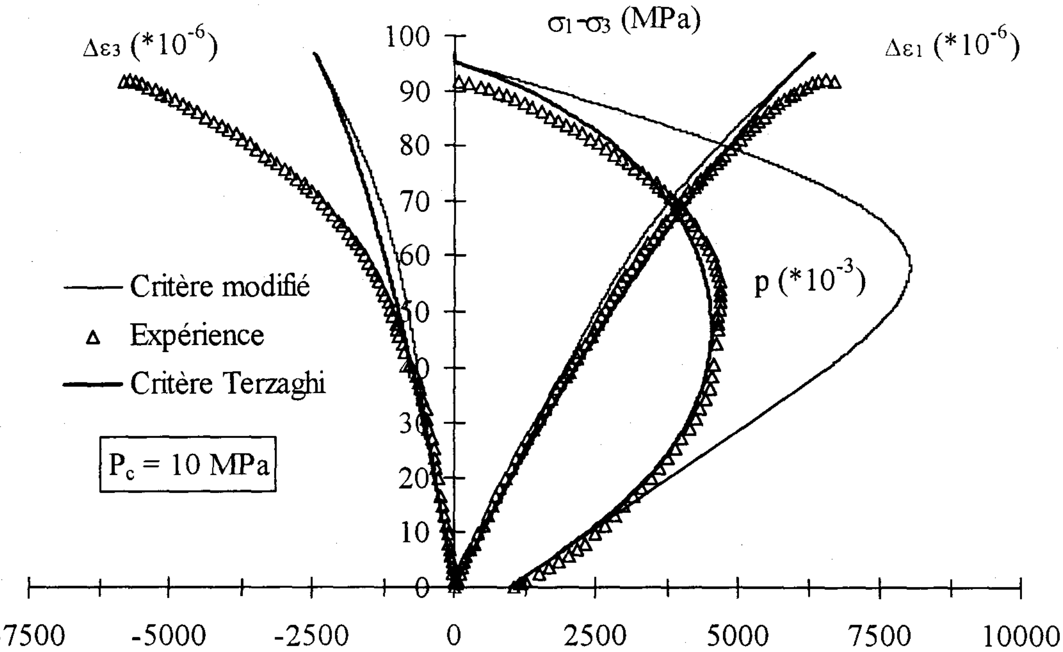


Figure VI.9.a : Essai de compression triaxiale non drainés pour $P_c = 10 MPa$

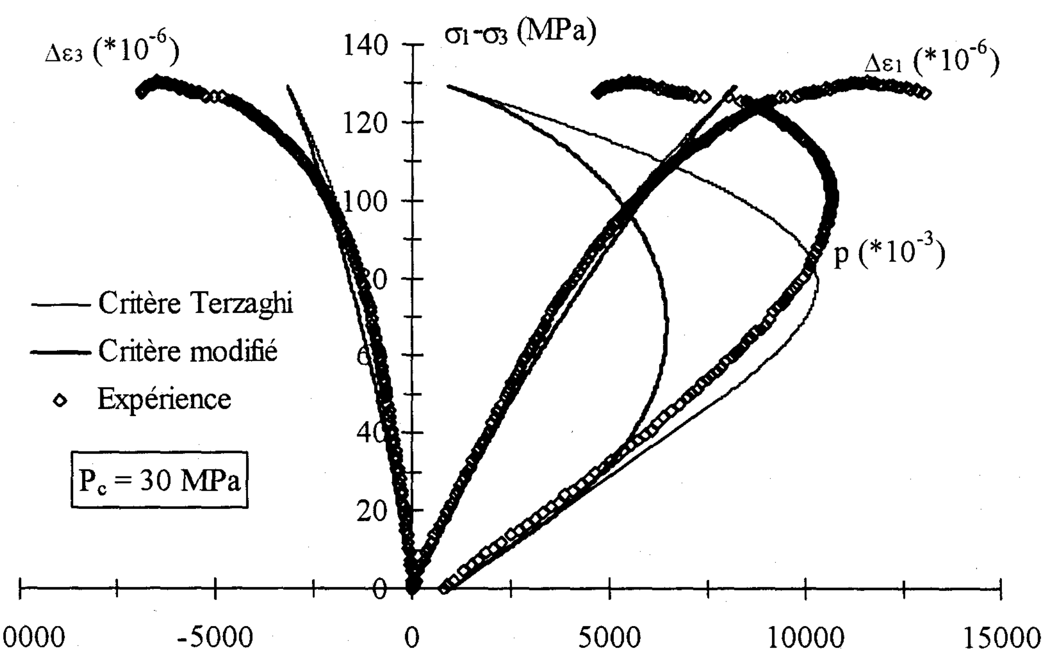
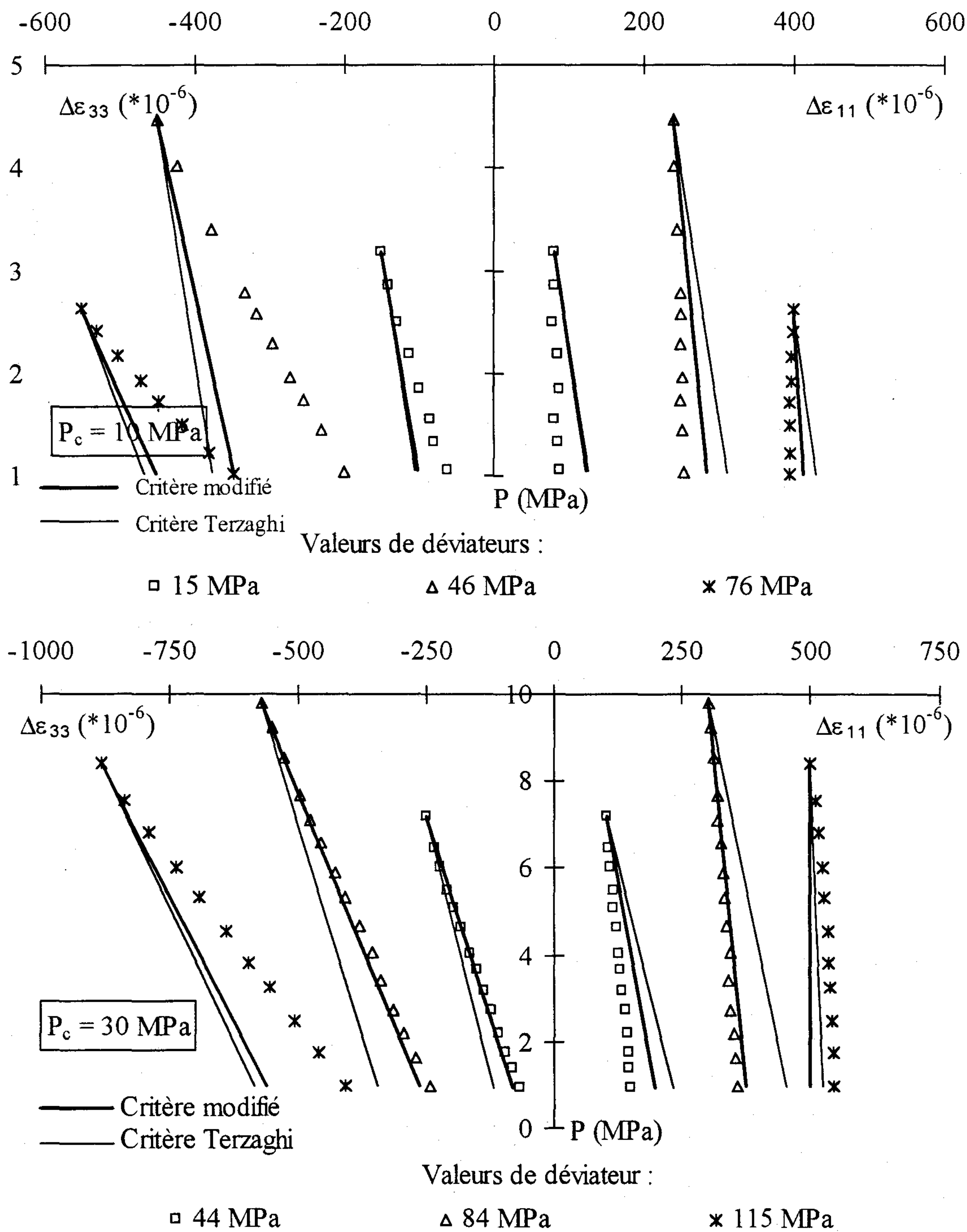


Figure VI.9.b : Essai de compression triaxiale non drainé pour $P_c = 30\ MPa$

- Essais de compression triaxiale non drainée avec chute en pression interstitielle

Les essais de compression triaxiale non drainée avec chutes en pression interstitielle, décrits au paragraphe V.2.3, ont été simulés. Les comparaisons entre les résultats expérimentaux et les simulations numériques sont données en figure VI.10 et l'ensemble des résultats est présenté en annexe A7.6. L'essai à 10 MPa a conduit de nouveau à de très mauvais résultats pour les deux critères d'endommagement utilisés. Pour l'essai à 30 MPa, les résultats indiquent une mauvaise prédiction de la variation des déformations en fonction de la diminution de pression interstitielle pour le critère basé sur les contraintes effectives de Terzaghi. Cependant, pour le critère modifié, une assez bonne concordance est obtenue excepté pour la déformation radiale et pour les deux derniers déviateurs.



FigureVI.10 : Essais de compression triaxiale non drainé avec chute de pression pour deux valeurs de pression de confinement - Evolution des déformations durant la phase de chute de pression pour les différents niveaux du déviateur

VI.4 – Conclusion

Dans ce chapitre, un modèle d'endommagement poroélastique anisotrope est proposé pour décrire le comportement des roches fragiles saturées. Ce modèle est capable de décrire les principales caractéristiques liées à l'endommagement induit par microfissuration, c'est à dire la détérioration des propriétés élastiques et poroélastiques induisant une anisotropie du comportement.

Des comparaisons entre les simulations numériques et les données expérimentales à partir des différents chemins de chargement ont donné une bonne concordance qualitative. Cependant, des dispersions quantitatives avec les données expérimentales ont été observées dans certain. L'importance de choisir des contraintes effectives pertinentes dans les conditions de propagation des microfissures en milieux saturés a clairement été démontrée. La validité du concept de Terzaghi a été partiellement illustrée Cependant, il est encore difficile d'en tirer des conclusions définitives. Des études théoriques et expérimentales complémentaires restent donc nécessaires.

En outre, les essais disponibles sur le grès étudié n'ont pas permis de déterminer directement l'ensemble des paramètres, notamment ceux concernant la dégradation des propriétés poroélastiques. Ceci peut être une des causes des dispersions obtenues. Il est donc suggéré de compléter de certains essais afin de mieux apprécier les défauts et les performances du modèle proposé.

Enfin, quelques problèmes restent encore en suspens. Il est évident que la performance du modèle devra être testée sur des chemins de chargement plus complexes. La prise en compte des effets unilatéraux doit également être un point important. La modélisation du couplage thermohydromécanique doit enfin tenir compte de la dégradation des propriétés de transport (perméabilité, conductivité thermique) due à l'endommagement induit.

CONCLUSION

Le travail présenté ici est une contribution à la modélisation du comportement hydromécanique des massifs rocheux avec fracture. Deux types de discontinuités présents dans la roche ont été considérés : les fractures rocheuses naturelles et les microfissures induites.

Un modèle hydromécanique sous contrainte normale pour fracture rocheuse a été proposé. L'interaction du fluide avec la fracture est considérée dans la direction normale et le concept de contrainte effective de Biot est généralisé aux fractures rocheuses par l'introduction d'un coefficient de couplage évoluant avec la fermeture de la fracture. Le modèle a été validé et les prédictions numériques sont en bonne concordance avec les données expérimentales. En outre, l'ordre de grandeur des paramètres du modèle reste conforme à la description de la rugosité. Ainsi, il semblerait qu'une corrélation puisse être établie entre ces paramètres et le coefficient de rugosité JRC. Cependant, des essais sur un nombre plus important de fractures doivent être effectués afin de confirmer cette remarque, et ce sur des fractures naturelles. En effet, les fractures artificielles présentent toujours une rugosité plus importante. En outre, une concordance expérimentale pourrait être établie entre le coefficient de couplage et l'évolution de la surface en contact des deux épontes.

Afin de prendre en compte la déformation de la fracture sous cisaillement et notamment le phénomène de dilatance dans la description du comportement hydromécanique de la fracture, le modèle a été complété par une approche élastoplastique permettant de décrire le comportement irréversible de la fracture sous cisaillement. Des simulations numériques ont indiqué une bonne aptitude du modèle ainsi défini à reproduire le comportement mécanique et hydraulique de la fracture rocheuse sous cisaillement. Le modèle hydromécanique proposé a ensuite été introduit dans un code de calculs par éléments finis TPPLAS qui a été au préalable modifié par l'introduction d'éléments joints particuliers. Quelques exemples numériques, illustrant l'interaction de la dilatance et de la pression ainsi que les échanges de masse fluide avec les éléments massifs, ont été présentés. Cependant, des essais supplémentaires sont nécessaires afin de vérifier l'effet de la pression interstitielle sur le comportement sous cisaillement. De plus, une amélioration serait souhaitable quant à la prise en compte des débris issus de la dégradation des épontes et obturant les chemins d'écoulement.

En deuxième partie de ce travail, un modèle d'endommagement poroélastique anisotrope est défini pour décrire le comportement des roches fragiles saturées. les différentes simulations numériques établies par ce modèle indique sa capacité à décrire les principales caractéristiques liées à l'endommagement induit par microfissuration, c'est à dire la détérioration des propriétés élastiques et poroélastiques induisant une anisotropie du comportement. Ensuite, l'importance de choisir un concept de contraintes effectives responsable de la propagation des microfissures en milieux saturés a clairement été démontrée et la validité du concept de Terzaghi a été partiellement illustrée. Mais aucune conclusion définitive concernant l'utilisation de ce critère ne peut être établie.

En outre, des dispersions quantitatives appréciables entre les données expérimentales et la simulation numérique sont observées et ceci peut s'expliquer par le fait que les essais disponibles sur le matériau étudié n'ont pas permis une détermination directe des paramètres concernant la dégradation des propriétés poroélastiques. De plus, la performance du modèle devra être testée sur des chemins de chargement plus complexes. La prise en compte des effets unilatéraux doit également être un point important. La modélisation du couplage thermohydromécanique doit enfin tenir compte de la dégradation des propriétés de transport (perméabilité, conductivité thermique) due à l'endommagement induit.

Enfin, une perspective logique de ce travail est d'introduire ce modèle, sous réserve que l'effet de l'endommagement sur les propriétés d'écoulement du fluide soit pris en compte, dans le code de calculs TPPLAS, est d'analyser les possibles transferts de masse fluide entre le massif rocheux et les fractures rocheuses.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

AMADEI B., SAEB S. (1990) – « Constitutive models of rock joints. », Proc. Int. Symp. Rock Joints, Loen, Norway, p 587-594.

BANDIS S. (1980) – « Experimental studies of scale effects on shear srtength and deformation of rock joints », Ph. D. thesis, Univ. of Leeds, Dept of Earth Sciences.

BANDIS S., LUMSDEN A. C., BARTON N (1981) – « Experimental studies of scale effects on the shear behaviour of rock joints », Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abst., Vol 18, p. 1-21.

BANDIS S. C., LUMSDEN A. C., BARTON N. R. (1983) – « Fundamentals of Rock Joint Deformation », Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr., Vol 20, N°6, pp. 249-268.

BANDIS S. C., MAKURAT A., NIK G. (1985) – « Predicted and measured hydraulic conductivity of rock joints », Proc. Int. Symp. on fundamentals of rock joints, Björkliden, 15-20 Sept. 1985.

BARY B. (1996) – « Etude du couplage hydraulique mécanique dans le béton endommagé », Thèse de doctorat, ENS Cachan, Université de Paris VI.

BARTON N. (1982) – « Modelling rock joint behaviour from in situ block tests : implications for nuclear waste repository design. Office of Nuclear Waste Isolation, Columbus, Ohio, ONWI-308, p. 96.

BARTON N., BANDIS S. (1982) – « Effects of block size on the shear bahavior of jointed rock », Issues in Rock Mechanics, Chapter 76, p 739-760, 23th U. S. Symp. on Rock Mechanics/Berkeley.

BARTON N., BAKHTAR K (1983) – « Rock joint description and modelling for the hydrothermechanical design of nuclear waste repositories », Contract Rept. Submitted to CANMET, Mining Research Laboratories, Ottawa, Parts 1-4, 270 pp., Part 5, 108 pp.

BARTON N., BANDIS S., BAKHTAR K. (1985) – « Strength, Deformation and Conductivity Coupling of Rock Joints », Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr., Vol 22, N°3, pp. 121-140.

BARTON N., CHOUBEY V. (1988) – « The shear strength of rock joints in theory and practice », Rock Mechanics, Vol 10, n°1, p 1-54. (choubey ou chouby)

BENJELLOUN ZAHAR H. (1991) – « Etude expérimentale et modélisation du comportement hydromécanique des joints rocheux », Thèse de l'Université de J. Fourier, Grenoble.

BILLAUX D., FEUGA B. (1982) – « Calcul des perméabilités dans un milieu fissuré à partir de l'état de contraintes, programme MECHYD », Orléans, Bureau de Recherches Géologiques Minières, rapport interne 82 SGN816 GEG.

BILLAUX D. (1990) – « Hydrogéologie des milieux fracturés. Géométrie, Cooneectivité et comportement hydromécanique », Th. :1-53, p139-212.

BOURDAROT E. (1991) – « Application of porodamage model to analysis of concrete dams, EDF/CNEH

BOURDAROT E. (1992) – « Study of pore pressures in the foundations of arch dam », Int. Symposium on Arch Dams.

BOURDAROT (1994) – « Effect of temperature and pore pressurein the non linear analysis of arch dam », Dam fracture and Damage, E. Bourdarot et al., Editors, p 187-194, Chambery, France mars 1994.

BOULON M. J., SELVADURAI A. P. S., BENJELLOUN H., FEUGA B. (1993) – « Influence of rock joint degradation on hydraulic conductivity », Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr., Vol 30, N°7, pp. 1311-1317.

BOUSSINESQ J. (1868) – « Mémoire sur l'influence des frottements dans les mouvements réguliers des fluides, J. Math. Pure Appl., Ser. 2, 13, p 377-424.

BROCK M. (1983) – « Fourier analysis of surface roughness », Technical Review, N°3, p 3-45.

BRUEL D. (1990) – « Expérimentation de la chaleur des roches chaudes et sèches : Etude des phénomènes hydrauliques, mécaniques et thermiques au moyen d'un modèle à fractures discrètes », Thèse de doctorat, Ecole des Mines de Paris.

CHEN D. W. (1990) – « Coupled stiffness-permeability analysis of a single rough sufaced fracture by the three dimensional element method », Ph. D thesis, University of California, Berkeley.

CHENG A. H. –D. (1997) – « Material coefficients of anisotropic poroelasticity », Int. J. Rock Mech. Min. Sci., Vol. 34, N°2, p. 199-205.

CORMERY F. (1994) – « Contribution à la modélisation de l'endommagement par mésofissuration et du phénomène de localisation associée », Thèse de l'université de Poitiers.

COSTIN L. S. (1983) – « A microcrack model for the determination and failure of brittle rock », J. of Geophy. Res., Vol. 88, N°B, p. 9485-9492.

COSTIN L. S. (1985) – « Damage mechanics in the post failure regime », Mechanics of Materials, Vol. 4, p 149-160.

COUSSY O. (1991) – « Mécanique des Milieux poreux », édition Technip – Paris.

DE BOER R., EHLERS W. (1990) – « Uplift, friction and capillarity : three fundamental effects for liquid-saturated porous solids », Int. J ; Solids Struct., 26, p 43-57.

DE BUHAN P., DORMIEUX L. (1996) – « On the validity of the effective stress concept for assessing the strenght of saturated porous materials : a homogenization approach », 44, p. 1649-1667.

DESAI C. S., ZAMAN M. M., LIGHTNER J. G., SIRIWARDANE H. J. (1984) – «Thin-layer element for interfaces and joints », Int. J. numer. anal. methods geomech., Vol 8, p 19-43.

DESAI C. S., DRUMM E. C., ZAMAN M. M. (1985) – « Cyclic testing and modeling of interfaces », J. Geotech. Eng., A. S. C. E., Vol 111, p793-815.

DESAI C. S. (1988) – « Unified approach for constitutive modeling for geologic materials and discontinuities », Numerical Methods in Geomechanics, Balkema, Rotterdam, p 45-54.

DESAI C. S., FISHMAN K. L. (1991) – « Plasticity based constitutive model with associated testing for joints », Int. J. Rock Mech. Min. Sci. and Geomech. Abstr., Vol 28, N°1, p 15-26.

DETOURNAY E. (1979) – « The interaction of deformation and hydraulic conductivity in rock fracture. An experimental and analytical study », [dans] Improved stress determination procedures by ydraulic fracturing : Final report, Mineapolis, University of Minnesota, Vol. 2.

DRUCKER D. C. (1954) – « Coulomb friction, plasticity and limit loads », J. Appl. Mech., A. S. M. E., Vol 21, p 71-74.

DUNAT X., VINCHES M., HENRY J.-P. (1999) – « Présentation d'un modèle physique du couplage hydromécanique dans les joints rocheux sous contrainte normale », Compte Rendu du 14[ème] Congrès Français de Mécanique, Toulouse.

ELLIOTT G.M., BROWN E.T, BOODT P. I., et HUDSON J. A. (1985) – « Hydromechanical bahaviour of joints in the Carnnenellis granite, S. W. England », Proc. Int. Symp. on fundamentals of rock joints, Bjorkliden, 15-20 Sept. 1985.

ENGELDER T., SCHOLZ C. H. (1981) – « Fluid flow along very smooth joints at effective pressure up to 200 Megapascals », Mechanical behaviour of Crustal Rocks, Amer. Geoph. Union Mono., N° 24, p 147-152.

FAUCHET B. (1994) – "Analyse poroplastiquedes barrages en béton et de leur fondation, rôle de la pression interstitielle", Thèse de Doctorat, Ecole nationale des ponts et chaussée.

FREDRICH J.T., EVANS B. & WONG T.F. (1989), 'Micromechanics of the brittle to plastic transition in Carrara marbe', *J. Geophys. Res.*, 94, 4129-4145

FREDRICH J.T. WONG T.F. (1986), 'Micromechanics of thermally induced cracking in three crustal rocks', *J. Geophys. Res.*, 91, 12743-12764

GALE J. E. (1975) – « A numerical field and laboratory study of flows in rocks with deformable fractures », Ph. D. Thesis, University of California, Berkeley, p 255.

GALE J. E. (1982) – « The effects of fracture type (induced versus natural) on the stress, fracture-closure, fracture-permeability relationships », Proceedings 23rd U. S. Rock Mechanics Symp., Berkeley, California.

GENTIER S. (1986) – « Morphologie et comportement hydromécanique d'une fracture naturelle dans le granite sous contrainte normale », Thèse Université d'Orléans.

GENTIER S., PETITJEAN C., RISS J., ARCHAMBAULT G. (1996) – « Hydromechanical behavior of a natural joint under shearing », Rock Mechanics, p 1201-1208.

GHABOUSSI J., WILSON E. L., ISENBERG J. (1973) – « Finite element for rock joints and interfaces », J. Soil Mech. Found. Div., A. S. C. E., Vol 99, p 833-848.

GOODMAN R. (1976) - « Methods of Geological Engineering in Discontinuous Rock », New York, West Publishing Company.Goodman.

GREENWOOD J. A., WILLIAMSON J. B. P. (1966) – « Contact of nominally flat surfaces », Proc. Roy. Soc. London, série A, vol. 95, p. 300-319.

HAJI SOTOUDEH (1995) –« Etude expérimentale et modélisation du couplage hydromécanique de joints rocheux», Thèse Université de Lille.

HAKAMI E., BARTON N. (1990) – « Aperture measurements and flow experiments using replicas of rock joints », Proceedings of the international Symposium of Rock Joints, Leon, Norway, 4-6 Juin.

HALM D., DRAGON A. (1996) – « A model of anisotropic damage by mesocrack growth ; unilateral effect », Int. J. of Damage Mechanics, Vol. 5, p 384-402.

HEUZE F. E., BARBOUR T. G. (1982) – « New models for rock joints and interfaces. », J. Soil Mech. and Found. Div., ASCE, vol 108, n° GT5, p 757-776.

HORII H. and NEMAT-NASSER S. (1983), 'Overall moduli of solids with microcracks : Load-induced anisotropy', *J. Mech. Phys. Solids*, Vol. 31, No. 2, 151-171

HORII H. and NEMAT-NASSER S. (1985), 'Compression-induced microcrack growth in brittle solids : Axial splitting and shear failure', *Journal of Geophysical Research*, Vol.90, No. B4, 3105-3125

HORII H.. and NEMAT-NASSER S. (1986), 'Brittle failure in compression : Splitting, faulting and brittle-ductile translation', *Plil. Trans. R. Soc. Lond.* A319, 337-374

HUTSON R. W. (1987) – « Preparation of dupilcate rock joints and their changing dilatancy during cyclic shear. Ph. D. Dissertation, Northwestern University.

HUTSON R. W., DOWDING C. H. (1990) – « Joint asperity degradation during cyclic shear », Int. J. Rock Mech. Mining Sci. & Geomech. Abstr., Vol 27, p 109-119.

IKOGOU S. (1990) – « Etude expérimentale et modélisation du comportement d'un grès », Thèse de doctorat, Université des sciences et technologies de Lille.

IWAI K. (1976) – « Fundamental studies of fluid flow through a single fracture », Ph. D. Thesis, University of California, Berkeley, p 208.

JOHNSON B. (1983) – « Permeability of a simulated fracture as a function of normal stress », Proceed. Of 24th U. S. Symposium on Rock Mechanics, Cllege Station, Texas, p 519-523.

JONES F. O. (1975) – « Alaboratory study of the effects of confining pressure on fracture flow and storage capacity in carbonate rocks », J. Pet. Tech., January, p 21-27.

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, p 803-833

JU J.W. and TSENG K.H. (1992), 'A three dimensional statistical micromechanical theory for brittle solids with interacting microcracks', *Int. J. Damage Mechanics*, 1, 102-131

KACHANOV M. (1987) – « One modelling of anisotropic damage in elastic-brittle materials – a brief review », Damage Mechanics in Composites, Proc. ASME Ann. Meeting, Boston, p. 99-105.

KACHANOV M. (1993) – « Elastic solids with many cracks and related problems », Advances in applied mechanics, Vol. 30, Hutchinson and Wu (eds), NY, 259-445.

KARAMI M. (1998) – « Etude expérimentale du comportement poromécanique d'une roche endommageable », Thèse de l'Université des Sciences et Technologies de Lille.

KELLER A. A. (1998) - « High resolution, non-destructive measurement and characterization of fracture apertures », Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abst., Vol 18, p. 1-21.

KHAZRAEI R. (1995) – « Etude expérimentale et modélisation de l'endommagement anisotrope des roches fragiles », Thèse de doctorat, Université de Lille I.

KRAHN J., MORGENSTERN N. R. (1979) – « The ultimate frictional resistance of rock discontinuities », Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abst., Vol 16, p. 127-133.

KRAJCINOVIC D. (1997) – « Damage Mechanics », North Holland, Amsterdam, The Netherlands, Vol. 41.

KRANZ R. L., FRANKEL S. D., SCHOLZ C. H. (1979) – « The permeability of whole and jointed Barre Granite, Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abst., Vol 16, p. 225-235.

LADANYI B. & ARCHAMBAULT G. (1970) – « Simulation of shear behavior of a jointed rock mass », Proc. 11th Symp. rock mech. Berkeley.

LANRU J. (1990) – « A two dimensionnal constitutive model of rock joints with pre- and post-peak behaviour », Proc. Int. Symp. on Rock Joints, Loen, Norway, Balkema, p 633-638.

LANRU J. (1990b) – « Numerical modelling of jointed rock masses by Distinct Element Method for two, and three dimensional problems. Doctoral thesis : 90D, Sweden.

LEICHNITZ W. (1985) – « Mechanical properties of rock joints », Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr., Vol 22, pp. 313-321.

LEMAITRE J. (1992), '*A Course on Damage Mechanics*', Second Edition, Springer-Verlag (Berlin).

LIN J. (1994) – « Etude du comportement hydromécanique d'une fracture rocheuse sous contrainte normale, Développement d'un modèle numérique », Thèse de Doctorat, Institut National Polytechnique de Lorraine, Nancy.

LOMIZE G. M. (1951) – « Flow in fractured Rocks (in Russian), 127 pp., Gosenergoizdat, Moscow.

LOUIS C. (1969) – « A study of groundwater low in jointed rock and its influence on the stability of rock masses, Rock Mech. Res. Rep. 10, 90 pp., Imp. Coll., London.

LUBARDA V. A., KRAJCINOVIC D. (1993), 'Damage tensor and the crack density distribution', *Int. J. Solids Structures*, Vol. 30, No. 20, 2859-2877

LYDZBA D., SHAO J. F. (1999) – « Study of poroelasticity material coefficients as response of microstructure », Mechanics of Cohesive Frictional Material (à paraitre).

MAKURAT A., BARTON N., RAD N. S., BANDIS S. (1990) – « Joint conductivity variation due to normal and shear deformation », Proc. Int. Symp. on rock joints, Loen, Norvège, 4-6 june 1990.

MICHALOWSKI R., MROZ Z. (1978) – « Associated and non-associated sliding rules in contact friction problems », Arch. Mech., Vol 30, p259-276.

MYERS N. O. (1962) – « Characterization of surface roughness », Wear, Vol. 5, p182-189.

NEMAT-NASSER S. and HORII H. (1982), 'Compression-induced non-planar crack extension with application to splitting, exfoliation and rock-burst', *Journal of Geophysical Research*, Vol.87, No. B8, 6805-6821

NEMAT-NASSER S. and HORII M. (1993), '*Micromechanics : Overall properties of heterogeneous materials*', North- Holland

NEMAT-NASSER S. and OBATA M. (1988), 'A microcrack model of dilatancy in brittle materials', *ASME, J. Applied Mechanics*, Vol. 55, 24-35

NGUYEN T. S., SELVADURAI A. P. S. (1998) – « A model for coupled mechanical and hydraulic behaviour of a rock joint », Int. J. numer. anal. methods geomech., Vol 22, p 29-48.

NIKURADSE J. (1930) – « Turbulente Strömung in nicht kreisförmigen Rohren », Ing. Arch. I, p306-332.

PATTON F. D. (1966) – « Multiple modes of shear failure in rock and related materials », Ph. D. thesis, Univ. of Illinois (1966).

PEARCE R., MURPHY H. (1979) – « Roughness effects of flow in hydraulic fractures : survey of the litterature », Los Alamos Lab., Mem., 37 pp.

PHAM D. V. (1994) – « Suivi numérique des bandes de localisation dans les structures endommageables (endommagement par mésofisurration, anisotropie induite). Applications en géomécanique », Thèse de doctorat de l'université de Poitiers.

PIETRUSZCZAK S., PANDE G. N. (1995) – « On the mechanical response of saturated cemented materials – Part I : Theoretical considerations and Part II : Experimental investigation and numerical simulations », International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics, Vol. 19, p. 555-571.

PLESHA M. E. (1987) – « Constitutive models for rock discontinuities with dilatancy and surface degradation »,Int. J. numer. anal. methods geomech., Vol 11, p 345-362.

PRATT H. R., BLACK A. D., BRACE W. F. (1974) – « Friction and deformation of jointed quartz diorite », Proc. 3rd Int. Cong. on Rock Mechanics, Denver, Colorado, Vol. 2A, p 306-310.

QIU X., PLESHA M. E., HAIMSON B. C., HUANG X. (1993) – « An investigation of the mechanics of rock joints – part II, analytic investigation », Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr., Vol 30, pp. 271-287.

RAMTANI S. (1990) – « Contribution à la modélisation multiaxial du béton endommagé avecdescription du caractère unilatéral », Thèse de doctorat, Université Paris VI.

RAVEN K. G., GALE J. E. (1985) – « Flow in a natural fracture as a function of stress and sample size », Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abst., Vol 22, N°4, p. 251-261.

RENAUD V. (1998) – « Contributions à l'étude d'un modèle de mésofissuration ; application au comportement d'un grès »

RICE J. R. (1977) – « Pore pressure effects in inelastic constitutive formulation for fissured rock masses », Advances in civil engineering through engineering mechanics, ASCE, N.Y., p. 295-297.

RISS J., GENTIER S., SIRIEIX C., ARCHAMBAULT G., FLAMAND R. (1996) – « Degradation characterization of sheared joint wall surface morphology », Rock Mechanics, p 1343-1349.

RISSLER P. (1978) – « Determination of the water permeability of jointed rock », Publ. 5, Inst. For Found. Eng., Soil Mech. and Water Ways Constr., Aachen Univ. Aachen, Federal Republic of Germany, 150 pp.

ROBERDS W. J., EINSTEIN H. H. (1978) – « Comprehensive model for for rock discontinuities », Trans. Geotech. Engr., A. S. C. E., Vol 104, p 553-569.

ROMM E. S. (1966) – « Flow Characteristics of Fractured Rocks (in Russian), 283 pp., Nedar, Moscow.

SCHNEIDER H. J. (1976) – « The friction and deformation behaviour of rock joints », Vol 8, p 169-184.

SHEHATA W. M. (1971) – « Geohydrology of Mount Vernon Canyon area, Ph. D. Thesis, Colorado School of Mines.

SIBAI M. (1990) – « Etude de l'interaction fluide-squelette dans les roches, méthodes expérimentales et modélisation », Thèse de l'Université des Sciences et Technologies de Lille.

SKINAS C. A., BANDIS S. C., DEMIRIS C. A. (1990) – « Experimental investigations and modelling of rock joint behaviour under constant stiffness », Proc. Int. Symp. on Rock Joints, Loen, Norway, Balkema, p 301-308.

SNOW D. T. (1965) – « A parallel plate model of fractured permeable media, Ph. D. thesis, 331 pp., Univ. of Calif., Berkeley.

STEIF P.S. (1984), 'Crack extension under compressive loading', *Engineering Fracture Mech.*, Vol.20, No.3, 463-473

STRATFORD R. G., HERBERT A. W., JACKSON C. P. (1990) – « A parameter study of the influence of aperture variation in fracture flow and the consequence in a fracture network, Proceedings of the international Symposium of Rock Joints, Leon, Norway, 4-6 Juin.

SUN Z. (1983) – « Fracture Mechanics and Tribology of Rocks and Rocks Joints », Doctoral Thesis : 22D, Suède. ?

SUN Z., GERRARD C., STEPHANSSON O. (1985) – « Rock joint compliance tests for compression and shear loads », Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr., Vol 22, N°4, p. 197-213.

SWAN G. (1981) – « Tribology and characterization of rock joints », Proc. 22nd U. S. Rock Mech. Symp., Boston, p 432-437.

TARENTOLA A. (1987) – Inverse problem of theory, Elsevier.

TEUFEL L. W. (1987) – « Permeability changes during shear deformation of fractured rock », 28th U. S. Symp. on rocks Mechanics, Tucson, 29 june-1 july 1987.

TSANG Y. W., WITHERSPOON P. A. (1981) – « Hydromechanical behavior of a deformable rock fracture subject to normal stress », J. of Geophys. Res., vol. 86, N°B10, p 9287-9298.

TSE R., CRUDEN D. M. (1979) – « Estimating joint rougness coefficients », Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abst., Vol 16, p. 303-307.

VOUILLE (1982) – « Etude des caractéristiques hydrauliques et thermomécaniques d'un granite fissuré », Fontainebleau, Centre d'Etudes de Mécaniques des Roches (ENSMP), rapport inédit.

WALSH J. B. (1965) – « The effects of cracks on the uniaxial elastic compression of rocks », J. Geophys. Res., Vol 70, p 399-411.

WAWERSIK W.R. & BRACE W.F. (1971), 'Post-failure behavior of a granite and diabase', *Rock Mech.* 3, 61-85

WONG T.F. (1982), 'Micromechanics of faulting in Westerly granite', *Int. J. Rock Mech. Min. Sci.* 19, 49-62

WITHERSPOON P. A., WANG J. S. Y., IWAI K., GALE J. E. (1980) – « Validity of cubic law for fluid flow in a deformable rock fracture », Water Res. Res., Vol 16, p1016-1024

WOJTKOWIAK F. (1978) – « Comportement mécanique d'une micrite et d'une granodiorite, contribution à l'étude de la fissuration provoquée par sollicitations mécaniques », Thèse 3ème cycle, Orléans.

WRIGHT K., KARLSSON B. (1983) – « Fractal analysis and strereological evaluation of microstructures », J. of Microscopy, Vol. 129, Pt 2, p 185-200.

WU T. H., ALI E. M. (1978) – « Technical Note : Statistical representation of joint roughness », Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abst., Vol 15, p. 259-269.

YEO I. W., DE FREITAS M. H., ZIMMERMAN R. W. (1998) – « Effect of shear displacement on the aperture and permeability of a rock fracture », Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abst., Vol 35, N° 8, p. 1051-1070

ANNEXE A1

CARACTERISATION DE LA RUGOSITE D'UNE FRACTURE

A1.1 – RUGOSITE GEOMETRIQUE

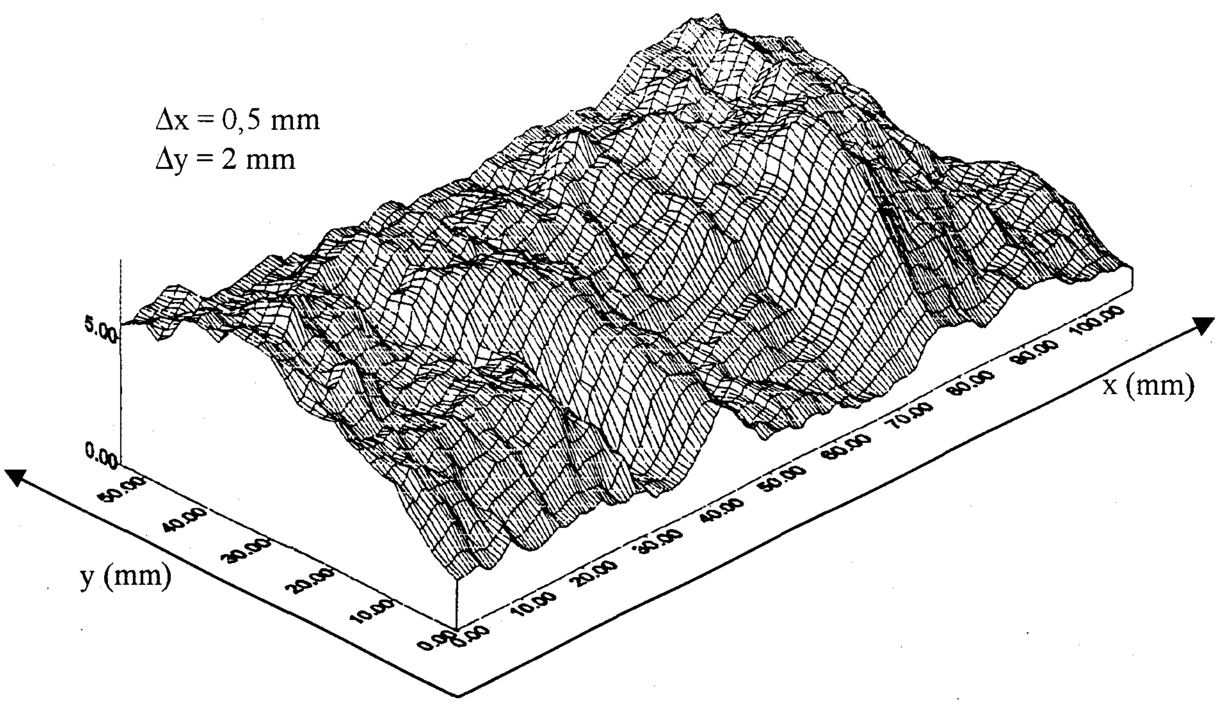


Figure A1.1 : Exemple d'une carte de hauteurs d'aspérités formée à partir de l'enregistrement de profils suivant la direction x

A partir des relevés des différentes hauteurs constituant la surface d'une fracture (cf. fig. A1.1), nous proposons de donner ici quelques paramètres statistiques existant dans la littérature et permettant de quantifier la rugosité de la fracture. Ces paramètres sont des caractéristiques à l'origine linéaire, c'est à dire calculés par profil. Mais, de ceux-ci, des valeurs « pseudo-surfacique » peuvent être déduites, qui qualifient la fracture sur toute sa surface. Afin de définir les paramètres, la notation discrète a été utilisée et les variables suivantes sont introduites :

- N_x est le nombre de points définissant un profil suivant x ;
- N_y est le nombre de profils suivant x ;
- les hauteurs $h_i, i = 1,\dots N_x$ représentent les valeurs d'amplitude des points d'un profil p de la fracture suivant la direction x et sont données par rapport à une droite de référence tel que $\sum h_i^+ = \sum h_i^-$ i. e la somme des amplitudes émergées de la droite de référence est égale à la somme des amplitudes immergées, elles définissent le calcul des paramètres linéaires caractérisant la rugosité;
- les hauteurs $h_{ij}, i = 1,\dots N_x, j = 1,\dots N_y$ représentent les valeurs d'amplitude des points de l'ensemble de la fracture suivant la direction x (indice i) et suivant la direction y (indice j) et sont données par rapport à un plan de référence positionné tel que $\sum h_{ij}^+ = \sum h_{ij}^-$, elles définissent le calcul des coefficients pseudo-surfaciques caractérisant la rugosité ;

Les paramètres statistiques, issus de ces considérations, sont définis et commentés dans le tableau A.1.1.

Tableau A1.1: Définition des paramètres statistiques qualifiant la rugosité d'une fracture

Paramètres	Définition	Auteurs	P : Profil S : Surface	Expression	Commentaires	
CLA	Central Line Average	Brock (1983), Nuri et Halling (1975), Swan (1981), Zongqui (1983)	P	$CLA_p = \frac{1}{N_x}\sum_{i=1}^{N_x}\lvert h_i\rvert$	Moyenne de toutes les amplitudes du profil	Rugosité qualifiée en terme d'amplitudes
			S	$CLA = \frac{1}{N_x N_Y}\sum_{j=1}^{N_y}\sum_{i=1}^{N_x}\lvert h_{ij}\rvert$	Moyenne de toutes les amplitudes de la surface de la fracture	
RMS	Rooth Mean Square	Brock (1983), Nuri et Halling (1975), Swan (1981), Zongqui (1983)	P	$RMS_p = \left(\frac{1}{N_x}\sum_{i=1}^{N_x}h_i^2\right)^{1/2}$	Racine de la moyenne quadratique de toutes les amplitudes du profil	
			S	$RMS = \left(\frac{1}{N_x N_y}\sum_{j=1}^{N_y}\sum_{i=1}^{N_x}h_{ij}^2\right)^{1/2}$	Moyenne quadratique de toutes les amplitudes de la surface de la fracture	
RL	Indice de rugosité linéaire moyen	Chermant et Coster (1978)	P	$RL_p = \frac{1}{L}\sum_{i=1}^{N_x-1}\sqrt{(h_{i+1}-h_i)^2+(x_{i+1}-x_i)^2}$	Rapport de la longueur vraie du profil sur la longueur L de la droite de référence	Rugosité qualifiée en terme d'angularités
			S	$RL = \frac{1}{N_y}\sum_{p=1}^{N_y}RL_p$	Moyenne des indices de rugosité linéaires moyens	
z_2		Myers (1962)	S	$z_{2p} = \left(\frac{1}{N_x\Delta x^2}\sum_{i=1}^{N_x}(h_{i+1}-h_i)^2\right)^{1/2}$	Moyenne des indices de rugosité linéaires moyens	
			S	$z_2 = \frac{1}{N_y}\sum_{p=1}^{N_y}z_{2p}$	Moyenne des z_{2p} pour l'ensemble de la fracture	

N_x : Nombre de points par profil suivant la direction x ;

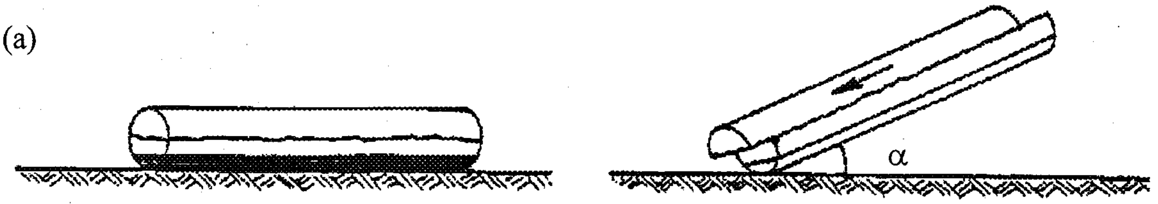
N_y : Nombre de profils suivant x de la fracture ;

$h_i, i = 1,\dots,N_x$: Amplitude des différents points d'un profil de la fracture par rapport à la droite de référence;

$h_{ij}, i = 1,\dots,N_x, j = 1,\dots,N_y$: Amplitude des différents points de la surface de la fracture par rapport au plan de référence;

RUGOSITE MECANIQUE : COEFFICIENT JRC

(a)



(b)

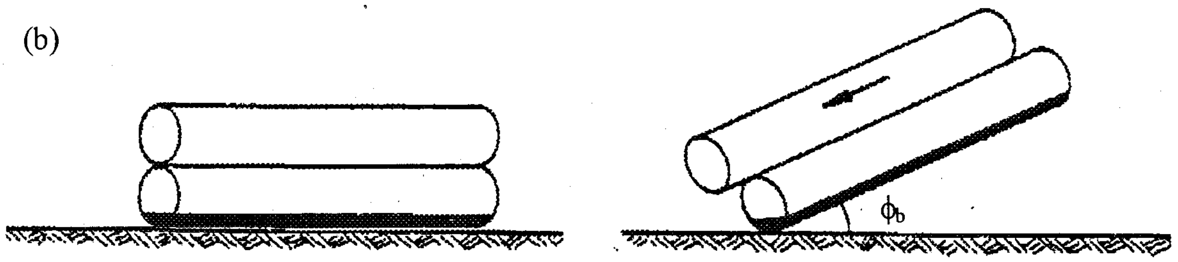


Figure A1.2 : Illustration des essais de glissement de Barton et Choubey (1977), d'après Gentier (1986).
(a) sur éprouvette fracturée (b) sur éprouvettes intactes

Tableau AI.2 : Equations empiriques de Tse et Cruden (1979) avec leur coefficient de corrélation reliant le coefficient de rugosité JRC aux paramètres géométriques statistiques définis dans le tableau A1.1

JRC	Coefficient de corrélation
$2{,}37 + 70{,}97(RMS)$	0,784
$2{,}76 + 78{,}87(CLA)$	0,768
$5{,}43 + 293{,}97(MSV)$	0,690
$32{,}20 + 32{,}47\log(z_2)$ (joint rugueux)	0,986
$5{,}05 + 1{,}20\tan^{-1}(z_2)$ (joint lisse)	0,973

Le paramètre z_2, en raison de sa définition, moyenne quadratique de la pente des éléments, présente la meilleure estimation de *JRC* : en effet, lors de l'essai de glissement, ce sont les inclinaisons des aspérités qui sont mobilisées. Par conséquent, le paramètre *JRC* n'indique qu'une forme particulière de la rugosité, liée à l'angularité des aspérités.

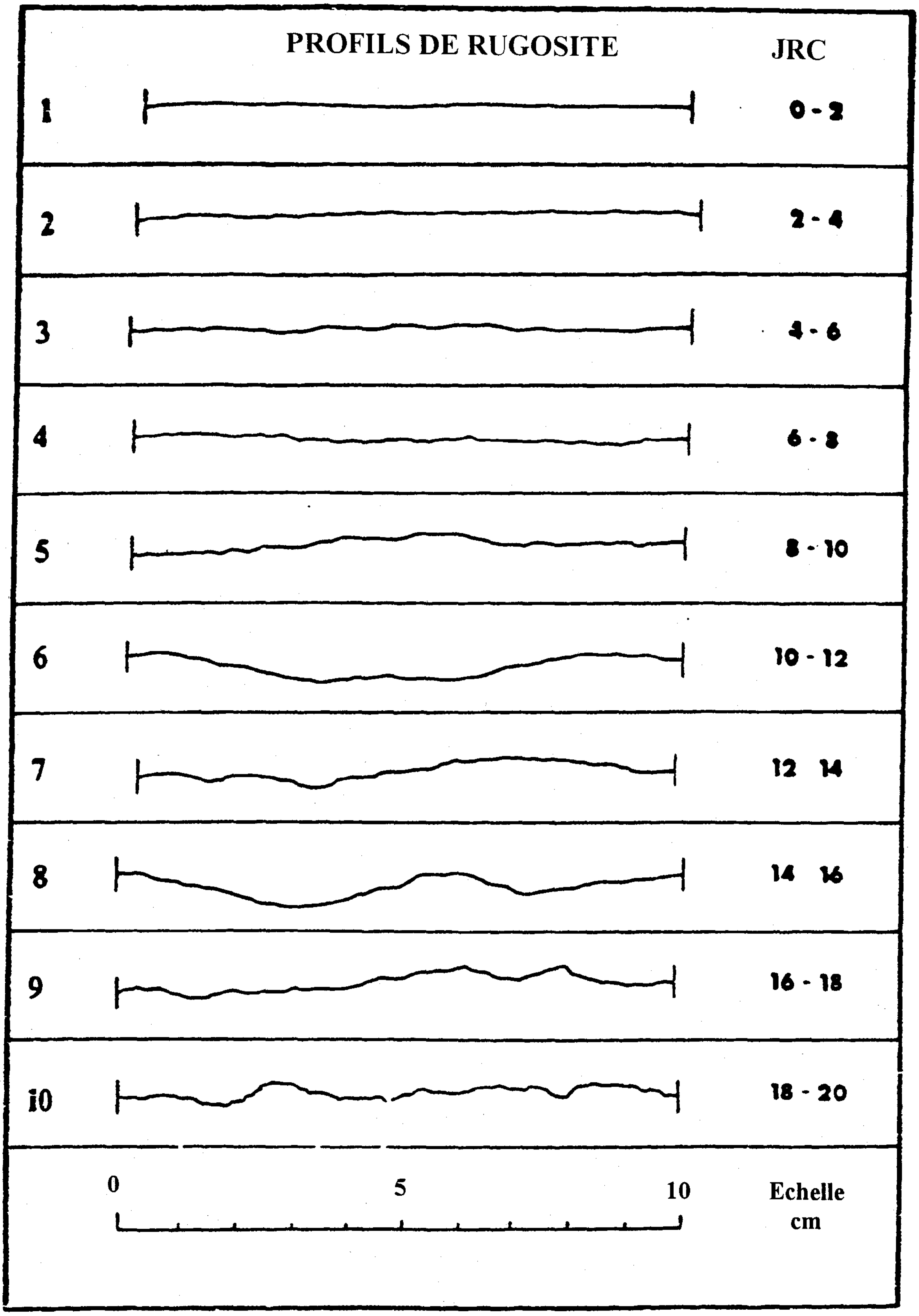


Figure A1.3 – Illustration des différents profils de fracture pour différentes valeurs de JRC, d'après Barton et Choubey (1977)

ANNEXE A2

MODELES MECANIQUES SOUS CONTRAINTE NORMALE

A2.1 – MODELE DE BANDIS ET AL (1983)

Bandis et al (1983) ont proposé une relation hyperbolique simple de la forme :

$$\sigma_n = \frac{V}{a - bV} \tag{A2.1}$$

qui peut aussi s'écrire sous la forme suivante :

$$\frac{a}{V} - b = \frac{1}{\sigma_n} \tag{A2.2}$$

La rigidité normale a alors pour expression :

$$k_n = \frac{d\sigma_n}{dV} = \frac{a}{(a - bV)^2} \tag{A2.3}$$

Ainsi, a et b sont les deux paramètres du modèle et peuvent se déterminer par les deux états limites de la fracture. En effet, pour l'état asymptotique et l'état initial, on dispose des équations suivantes :

$$\lim_{\sigma_n \to \infty} V = \frac{a}{b} = V_m \tag{A2.4}$$

$$\lim_{V \to 0} k_n = \frac{1}{a} = k_{ni} \tag{A2.5}$$

Les paramètres a et b sont donc donnés par :

$$a = \frac{1}{k_{ni}} \tag{A2.6}$$

$$b = \frac{1}{k_{ni} V_m} \tag{A2.7}$$

Les relations (A2.1) et (A2.2) peuvent alors être réécrites sous la forme suivante :

$$\sigma_n = k_{ni} \frac{V}{1 - \frac{V}{V_m}} \tag{A2.8}$$

ou encore

$$V = \frac{V_m \sigma_n}{V_m k_{ni} + \sigma_n} \tag{A2.9}$$

et la rigidité normale est définie par :

$$k_n = \frac{k_{ni}}{\left(1 - \frac{V}{V_m}\right)^2} \tag{A2.10}$$

ou encore :

$$k_n = k_{ni}\left(1 + \frac{\sigma_n}{V_m k_{ni}}\right)^2 \tag{A2.11}$$

Les paramètres k_{ni} et V_m peuvent être identifiés à partir des essais de compression simple sur la fracture. De plus, Bandis et al (1983) ont proposé des relations empiriques permettant de déterminer k_{ni} et V_m à partir du coefficient de rugosité JRC, de la résistance à la compression simple des épontes JCS et de l'ouverture mécanique initiale a_j de la fracture déterminée par une mesure directe expérimentale. Ces équations sont de la forme suivante :

$$V_m = A + B \cdot JRC + C\left(\frac{JCS}{a_j}\right)^D \tag{A2.12}$$

où A, B, C, D sont des constantes.

$$k_{ni} \approx 0{,}02\left(\frac{JCS}{a_j}\right) + 2JRC - 10 \tag{A2.13}$$

Ces relations empiriques permettent de reprendre les effets d'altération et de rugosité énumérés ci-dessus. En outre, les valeurs des paramètres A, B, C, D dépendent du cycle et du chemin considérés. Ainsi, le modèle de Bandis et al (1983) est capable de simuler l'ensemble des cycles du chargement.

A2.2 – PRESENTATION DE DIFFERENTS MODELES

Tableau A2.1 – Quelques fonctions illustrant la relation entre le déplacement normal d'une fracture V en fonction de la contrainte normale σ_n

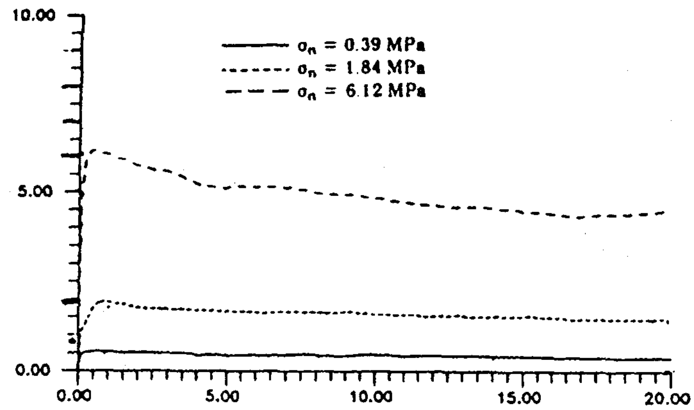
AUTEURS	FONCTION	TYPE	PARAMETRES	COMMENTAIRES
SHEHATA (1971)	$V = [\log \sigma_{n1} - \log \sigma_{n2}]/C$	semi-logarithmique	C : module d'élasticité de la fracture	Ajustement satisfaisant pour contraintes faibles et élevées mais plus mauvais pour les contraintes intermédiaires
GOODMAN (1976)	$\frac{\sigma_n - \sigma_{ni}}{\sigma_{ni}} = C\left[\frac{V}{V_m - V}\right]^t$	puissance	C, t : paramètres d'ajustement	Nécessité de trois paramètres
DETOURNAY (1979)	$\sigma_n = a\left(e^{bV} - 1\right)$	exponentielle	a, b : paramètres d'ajustement	Perte de la notion du comportement asymptôtique pour un niveau de contrainte
SUN (1983)	$V = a + b Ln \sigma_n$ $V = \alpha \sigma_n^{\beta}$	logarithmique puissance	a, b : paramètres d'ajustement α, β : paramètres d'ajustement	Perte de la notion du comportement asymptôtique pour un niveau de contrainte
BANDIS et al (1983)	$\sigma_n = k_{ni} \frac{V}{1 - \frac{V}{V_m}}$	hyperbolique	k_{ni}, V_m : paramètres du modèle	Relations empiriques entre les paramètres et les caractéristiques de la fracture

ANNEXE A3

COMPLEMENT A L'ETUDE DES FRACTURES ROCHEUSES SOUS CONTRAINTE NORMALE ET CISAILLEMENT

A3.1 – EXEMPLES ILLUSTRATIFS DES ESSAIS DE CISAILLEMENT DIRECTs

Essais de cisaillement direct sous contrainte normale constante



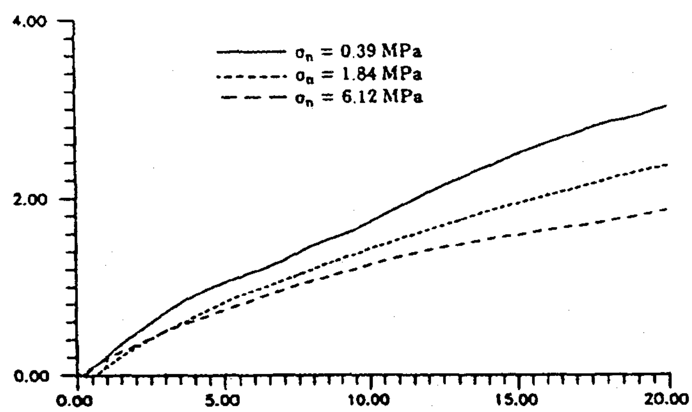
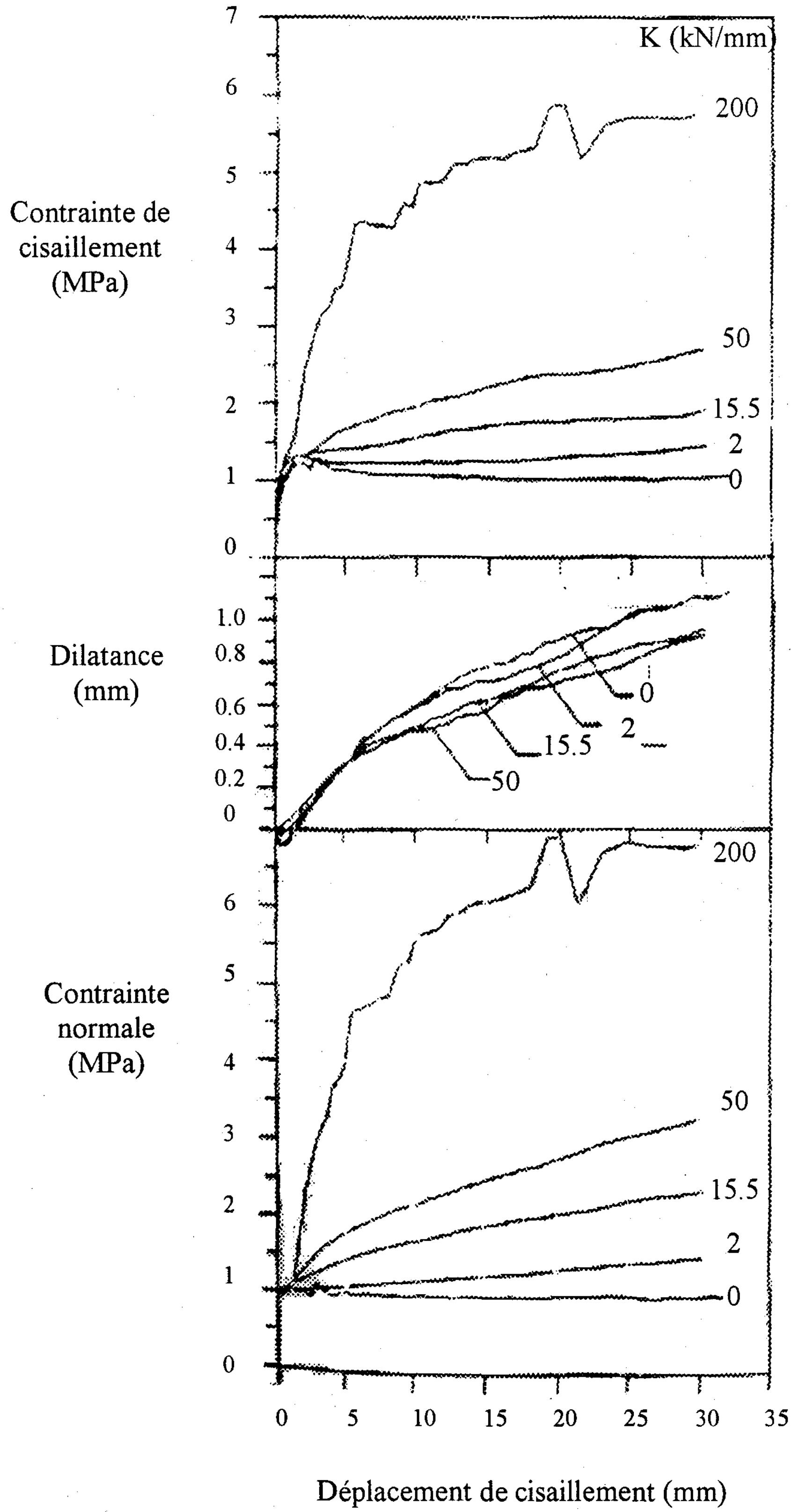


Figure A3.1 : Essais de cisaillement direct pour différentes valeurs de contraintes normales constantes sur une fracture naturelle du granite de Guéret, d'après Benjelloun (1991)

Essais de cisaillement direct sous rigidité normale constante



A3.2 – MODELE DE BARTON ET AL (1985)

Le modèle de Barton et al (1985) est un modèle empirique adimensionnel qui repose sur la description de la mobilisation de la rugosité notée JRC_{mob} de la fracture au cours des différentes phases de cisaillement. En effet, Barton (1982) a établi que les coordonnées sans dimension JRC_{mob}/JRC et u/u_{pic} augmentent durant le cisaillement du joint de manière similaire pour une grande variété de fractures et pour un large intervalle de contraintes. Il a ainsi établi une table de valeurs standards de ces termes adimensionnels permettant de décrire complètement la relation JRC_{mob}/JRC en fonction de u/u_{pic} pour l'ensemble des fractures existantes. Les différentes phases de mobilisation de la rugosité sont indiquées en figure A3.3 et sont les suivantes :

(i) le frottement est mobilisé quand le cisaillement commence,
(ii) la dilatance débute quand la rugosité est mobilisée,
(iii) le pic est atteint lorsque toute la rugosité est mobilisée,
(iv) l'angle de dilatance diminue lorsque la mobilisation de la rugosité diminue,
(v) la résistance résiduelle est finalement atteinte lorsque la rugosité n'est plus mobilisée.

La relation JRC_{mob}/JRC en fonction de u/u_{pic} va alors permettre la construction des courbes de contrainte de cisaillement et de dilatance en fonction du déplacement de cisaillement, respectivement $\tau(u)$ et $v(u)$.

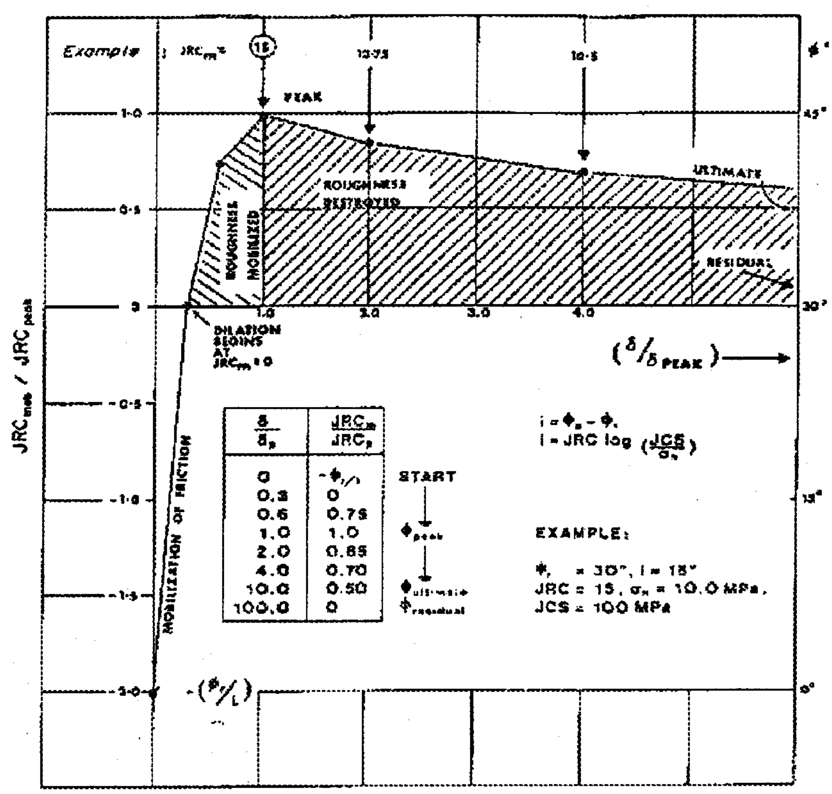


Figure A3.3 – Modèle adimensionnel de Barton et al (1985), d'après Barton et al (1985)

- **Modélisation de la courbe $\tau(u)$:**

Bandis et al (1985) ont exprimé l'angle de frottement au pic de la façon suivante :

$$\Phi_{pic} = JRC \log\left(\frac{JCS}{|\sigma_n|}\right) + \Phi_r \tag{A3.1}$$

Cette expression a été généralisée à l'ensemble des phases du cisaillement par l'introduction de l'angle de frottement mobilisé Φ_{mob} dont la valeur dépend de la rugosité correspondante JRC_{mob} :

$$\Phi_{mob} = JRC_{mob} \log\left(\frac{JCS}{|\sigma_n|}\right) + \Phi_r \tag{A3.2}$$

La contrainte de cisaillement correspondante peut alors se déduire de la définition même de l'angle de frottement :

$$\tau = |\sigma_n| \tan \Phi_{mob} \tag{A3.3}$$

Ainsi, connaissant la relation JRC_{mob} en fonction du déplacement u et à partir des relations (A3.2) et (A3.3), on peut donc en déduire la courbe $\tau(u)$.

- **Modélisation de la courbe de dilatance $v(u)$:**

L'angle maximal de dilatance qui coïncide avec la mobilisation de la résistance au pic a été estimé par Barton et al (1985) par :

$$\nu = \frac{1}{2} JRC \log\left(\frac{JCS}{|\sigma_n|}\right) \tag{A3.4}$$

De la même façon que pour l'angle de frottement mobilisé, cette expression a été généralisée afin de modéliser l'ensemble des phases du cisaillement :

$$\nu_{mob} = \frac{1}{2} JRC_{mob} \log\left(\frac{JCS}{|\sigma_n|}\right) \tag{A3.5}$$

La dilatance correspondante peut alors se déduire de la définition même de l'angle de dilatance :

$$\Delta v = \Delta u \tan \nu \tag{A3.6}$$

- **Prise en compte des effets d'échelle :**

Barton et Bandis (1982) ont formulé les effets d'échelle sur le coefficient de rugosité JRC et sur l'altération JCS par le biais d'équations empiriques :

$$JRC_n = JRC_0\left(\frac{L_n}{L_0}\right)^{-0.02JRC_0} \tag{A3.7}$$

$$JCS_n = JCS_0\left(\frac{L_n}{L_0}\right)^{-0.03JRC_0} \tag{A3.8}$$

où les indices 0 et n indiquent respectivement les paramètres de l'échantillon du laboratoire de longueur L_0 et de l'échantillon de longueur L_n.

Les relations (A3.2) et (A3.5) ont alors été réécrites sous la forme suivante :

$$\Phi_{n,mob} = JRC_{n,mob}\log\left(\frac{JCS_n}{|\sigma_n|}\right) + \Phi_r \tag{A3.9}$$

$$v_{n,mob} = \frac{1}{2}JRC_{n,mob}\log\left(\frac{JCS_n}{|\sigma_n|}\right) \tag{A3.10}$$

En outre, se basant sur l'analyse de 650 essais, Barton et Bandis (1982) ont développé une équation empirique permettant de connaître u_{pic} à partir de la longueur d'échantillon L_n, de la rugosité JRC_n de cet échantillon :

$$u_{pic} = \frac{L_n}{500}\left[\frac{JRC_n}{L_n}\right]^{0.33} \tag{A3.11}$$

- **Remarques :**

La forme des courbes $\tau(u)$ et $v(u)$ déterminées à partir des valeurs standards illustrées en figure A3.3, vont alors dépendre des paramètres L_n, JRC, JCS, Φ_r et du niveau de contrainte normale σ_n appliquée. C'est donc un modèle empirique dont les paramètres se calculent facilement et permettant de décrire le comportement de cisaillement d'une fracture sous contrainte normale constante allant de la courbe traditionnelle bilinéaire avec un pic à la courbe lisse et ronde.

Il est à rappeler que Barton et al (1985) suggèrent une formule plus générale de la dilatance :

$$v_{n,mob} = \frac{1}{M}JRC_{n,mob}\log\left(\frac{JCS_n}{|\sigma_n|}\right) \tag{A3.12}$$

où $M = 1$ ou 2 lorsque le rapport $\dfrac{JCS}{\sigma_n}$ est respectivement faible ou important.

A3.3 – MODELE DE PLESHA (1987)

Plesha (1987) indiquent que les modèles élastoplastiques reposent en fait sur un problème de contact 2D dans lequel les caractéristiques macroscopiques et microscopiques de la surface sont distinguées. Les considérations macroscopiques permettent d'établir les relations générales incrémentales communes au problème de contact 2D. Elles sont donc utilisées par l'ensemble des modèles élastoplastiques pour les discontinuités et feront l'objet du premier paragraphe de la présentation du modèle. Les considérations microstructurales telles que la prise en compte des surfaces rugueuses permettent la spécialisation de ces équations pour les fractures rocheuses et c'est ici que se distinguent les modèles élastoplastiques pour les fractures.

- **Considérations macroscopiques / Généralités des modèles élastoplastiques :**

La surface de contact est idéalisée comme une zone infinitésimale de matériau pour laquelle utilise les équations générales de la plasticité sont utilisées.

Les incréments de déplacements de déplacements tangentiel et normal sont composés d'une partie élastique et d'une partie plastique

$$dv = dv_e + dv_p \tag{A3.13}$$

$$du = du_e + du_p \tag{A3.14}$$

Les déplacements plastiques correspondent à des glissements permanents, à la dilatance et l'augmentation de la rigidité due au débris qui résultent des surfaces d'aspérités endommagées.

Les variations de contraintes sont reliées aux variations de déplacements élastiques par la simple loi constitutive élastique :

$$d\sigma_n = k^e_{nn} dv + k^e_{nt} du \tag{A3.15}$$

$$d\tau = k^e_{tn} dv + k^e_{tt} du \tag{A3.16}$$

Il est maintenant bien connu que les rigidités élastiques k^e_{nn} et k^e_{tt} sont des fonctions croissantes en fonctions des contraintes normales de compression et dans le but de s'assurer de variations de contraintes…., k_{nt} et k_{tn} sont pris égal à zero

Les déplacements permanents, qui donnent lieu à des glissements et de la dilatance, sont donnés par la loi d'écoulement plastique suivante

$$dv^p = du^p = 0 \text{ si } F(\sigma_n, \tau, H) < 0 \text{ ou } \dot{F} < 0 \tag{A3.17}$$

$$dv^p = \lambda \frac{\partial G}{\partial \sigma_n} \text{ si } F(\sigma_n, \tau, H) = 0 \text{ et } \dot{F} = 0 \tag{A3.18}$$

où F est la surface de charge dont la valeur est négative pour un comportement élastique et atteint la valeur zéro lorsque la plasticité est atteinte. G est le potentiel plastique dont le gradient indique la direction du déplacement plastique, λ le multiplicateur plastique et H est la variable d'écrouissage.

Une théorie générale est d'écrire la surface de charge en fonction des contraintes et il est souvent supposé que le comportement de durcissement ou de radoucissement dû aux effets tels que la dégradation des aspérités est fonction du travail tangentiel plastique par unité de volume, le travail plastique dû à la contrainte normale est négligé. La règle de consistance s'écrit alors :

$$\frac{\partial F}{\partial \sigma_n} d\sigma_n + \frac{\partial F}{\partial \tau} d\tau + \frac{\partial F}{\partial W_t^p} dW_t^p = 0 \qquad \text{(A3.19)}$$

Les variations de contraintes peuvent être exprimées de la façon suivante :

$$d\sigma_n = k_{nn}^{ep} dv + k_{nt}^{ep} du \qquad \text{(A3.20)}$$

$$d\tau = k_{tn}^{ep} dv + k_{tt}^{ep} du \qquad \text{(A3.21)}$$

où k_{ij}^{ep} représentent les termes de la matrice élastoplastique et sont définis de la façon suivante à partir des équations (A3.13) à (A3.19) :

$$k_{nn}^{ep} = k_n - \frac{1}{\psi - dH} k_n^2 \frac{\partial F}{\partial \sigma} \frac{\partial G}{\partial \sigma} \qquad \text{(A3.22)}$$

$$k_{nt}^{ep} = -\frac{1}{\psi - dH} k_n k_s \frac{\partial G}{\partial \sigma_n} \frac{\partial F}{\partial \tau} \qquad \text{(A3.23)}$$

$$k_{tn}^{ep} = -\frac{1}{\psi - dH} k_n k_s \frac{\partial G}{\partial \tau} \frac{\partial F}{\partial \sigma_n} \qquad \text{(A3.24)}$$

$$k_{tt}^{ep} = k_s - \frac{1}{\psi - dH} k_s^2 \frac{\partial F}{\partial \tau} \frac{\partial G}{\partial \tau} \qquad \text{(A3.25)}$$

avec

$$\psi = k_n \frac{\partial F}{\partial \sigma_n} \frac{\partial G}{\partial \sigma_n} + k_s \frac{\partial F}{\partial \tau} \frac{\partial G}{\partial \tau} \qquad \text{(A3.26)}$$

$$dH = \frac{\partial F}{\partial W_t^p} \tau \frac{\partial G}{\partial \tau} \qquad \text{(A3.27)}$$

Il existe donc une relation incrémentale explicite entre la variation de contraintes et la variation de déplacements totaux. L'ensemble des équations et conditions énumérées ci-dessus sont applicables à l'ensemble des modèles élastoplastiques. Ceux-ci vont alors se distinguer par la définition de la fonction de charge et du potentiel plastique leur permettant de prendre en compte la microstructure de la fracture. Il est à noter que l'utilisation du travail plastique tangentiel afin de définir la variable d'écrouissage est déjà une spécification des modèles.

- **Considérations microstructurales :**

La microstructure la plus simple pour une interface est que les surfaces soit complètement lisse d'un point de vue microscopique. Si l'on suppose que cette surface se comporte suivant le modèle de frottement de Coulomb, la surface de charge est donnée par :

$$F = |\tau| + \tan(\Phi_r)\sigma_n \qquad \text{(A3.28)}$$

où Φ_r est le coefficient de frottement résiduel.

Le potentiel plastique est alors donné par Michalowski et Mroz (1978) :

$$G = |\tau| \tag{A3.29}$$

Cependant, il est évident que cette hypothèse n'est pas valide pour les surfaces rugueuses des fractures rocheuses. Afin de tenir compte de cette microstructure, Plesha (1987) a idéalisé la forme des aspérités et a étudié deux types de modèles : le modèle en dents de scie de Patton (1966) et un modèle d'aspérités sinusoïdales. Ainsi, il a introduit un angle α caractérisant l'aspérité et défini différemment suivant le modèle considéré (cf. fig. A3.4).

En établissant l'équation d'équilibre sur une aspérité (cf. fig. A3.5), les contraintes normale et tangentielle agissant sur la surface A mobilisée d'une aspérité sont donnés par :

$$\sigma_1 = \frac{A_0}{A}\left[\tau \cos\alpha + \sigma_n \sin\alpha\right] \tag{A3.30}$$

$$\sigma_2 = \frac{A_0}{A}\left[-\tau \sin\alpha + \sigma_n \cos\alpha\right] \tag{A3.31}$$

où A_0/A représente le rapport de l'aire macroscopique sur l'aire microscopique.

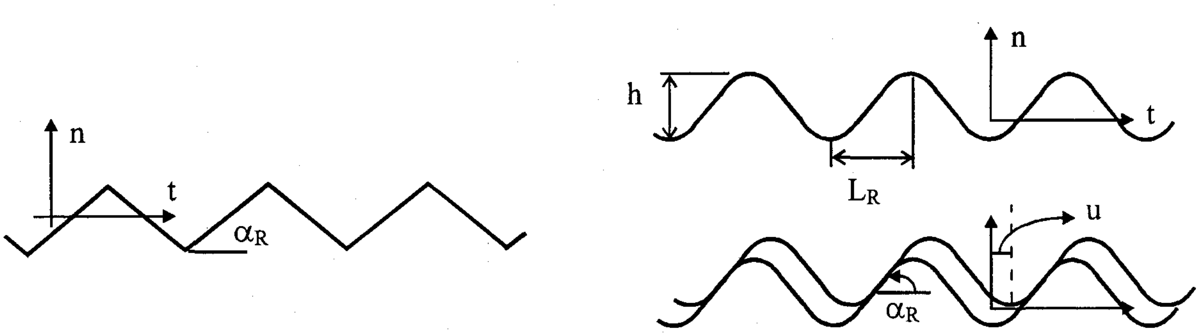


Figure A3.4 : Idéalisation de la microstructure de la surface d'une fracture, (d'après Plesha, 1987).
(a) Cas d'une fracture rocheuse réelle.
(b) Cas du modèle de Patton (1966).
(c) Cas du modèle des aspérités de forme sinusoïdale.

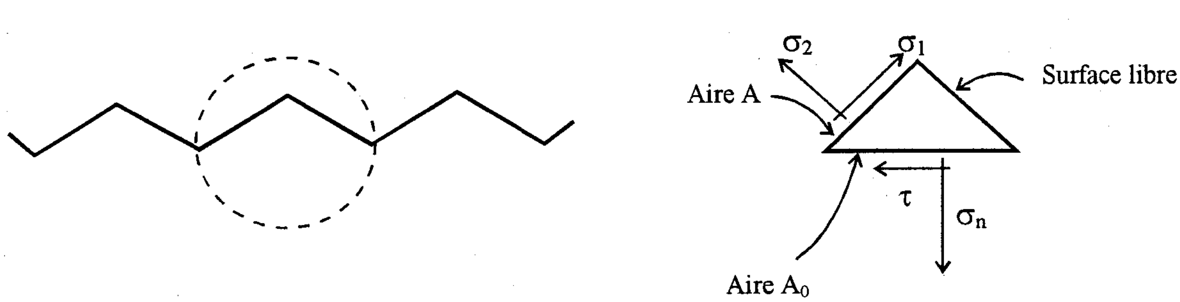


Figure A3.5 : Illustration du diagramme des contraintes utilisé pour la transformation entre les contraintes microscopiques σ_1 et σ_2 et les contraintes macroscopiques σ_t et σ_n (d'après Plesha, 1987).

Si l'on suppose que le modèle de Coulomb est valide pour la surface A d'une aspérité, la fonction de charge et le potentiel plastique s'écrivent alors à l'aide des équations (A3.28), (A3.29), (A3.30) et (A3.31) :

$$F = \left|(\sigma_n \sin\alpha + \tau\cos\alpha)\right| + \tan(\Phi_r)(\sigma_n \cos\alpha - \tau \sin\alpha) \qquad (A3.32)$$

$$G = \left|\sigma_n \sin\alpha + \tau\cos\alpha\right| \qquad (A3.33)$$

La définition de l'angle α au cours du cisaillement repose alors sur la description de la dégradation des aspérités. Plesha (1987) fournit alors une expression simple de cet angle :

$$\alpha = \alpha_0 \exp\left(-cW_t^p\right) \qquad (A3.34)$$

où α_0 est l'angle initial pour les aspérités et c est une constante traduisant la dégradation progressive des surfaces d'aspérités en fonction du travail plastique (m/MN).

- **Remarques :**

Les paramètres constitutifs du modèle sont alors :

- l'angle de frottement résiduel Φ_r,
- les paramètres de caractérisation de l'aspérité : α_0 pour le modèle en dents de scie et α_0 et L pour les aspérités sinusoïdales,
- la constante de dégradation c,
- les rigidités élastiques normale k_{nn}^e et de cisaillement k_{tt}^e

Ainsi, une courbe type contrainte de cisaillement en fonction du déplacement de cisaillement donnée par ce modèle sera décompose en deux phases : une phase linéaire jusqu'à l'obtention de la résistance au pic de cisaillement durant laquelle la dilatance sera nulle et une phase de radoucissement pour laquelle la dilatance augmente. Il est entendu que la forme de la courbe dépend des paramètres utilisés.

Ce modèle est intéressant de par sa nature explicite et sa simplicité mathématique. Il est de plus fondé sur des considérations physiques : la fonction de charge et le potentiel plastique sont définis à partir de la microstructure de l'interface. Celle-ci a été idéalisée à des aspérités soit en dents de scie (Modèle de Patton, 1966), soit de forme sinusoïdale. Il est à vérifier que ces considérations microstructurales sont valides pour l'ensemble des types de joints. En outre, Plesha (1987) utilise des rigidités normale et tangentielle constantes pour la fracture rocheuse. Or, de nombreux auteurs ont montré qu'elles variaient en fonction de la contrainte normale. Enfin, le paramètre de dégradation est choisi constant et représentatif du matériau ; or, certains auteurs montrent l'influence de la contrainte normale sur ce paramètre (Benjelloun, 1991 ; Nguyen et Selvadurai, 1998).

A3.4 – MODELE DE NGUYEN ET SELVADURAI (1998)

Nguyen et Selvadurai (1990)se sont appuyés sur le modèle de Plesha et ont proposé une détermination des paramètres k^e_{tt}, k^e_{nn}, et α_0 en établissant une analogie avec le modèle de Barton et al (1985) et ce, afin de tenir compte de l'effet de la contrainte normale sur ces paramètres.

Ces auteurs partent du fait que les surfaces rugueuses ne sont pas comme celles idéalisées par Plesha (1987). Il existe d'autres ordres d'irrégularités qui seront sollicitées suivant l'échelle utilisée et la contrainte normale appliquée. Ainsi, afin de déterminer l'angle d'aspérités initial, ils ont établi une analogie avec le critère de Barton que l'on peut écrire sous la forme :

$$|\tau| + \sigma_n \tan\left(JRCLog\left(\frac{JCS}{|\sigma_n|}\right) + \Phi_r \right) = 0 \tag{A3.35}$$

De la même façon, la fonction de charge établie par Plesha (1987) peut s'écrire :

$|\tau| + \sigma_n \tan(\Phi + \alpha) = 0$ quand $\sigma_n \sin\alpha + \tau\cos\alpha > 0$

$|\tau| + \sigma_n \tan(\Phi - \alpha) = 0$ quand $\sigma_n \sin\alpha + \tau\cos\alpha < 0$

ainsi, en comparant les équations, on obtient l'expression suivante pour l'angle α_0 :

$$\alpha_0 = JRC \cdot Log\left(\frac{JCS}{|\sigma_n|}\right) \tag{A3.36}$$

Ils utilisent donc les paramètres JRC et JCS caractéristiques de la fracture et tiennent compte des effets d'échelle à l'aide des expressions :

$$JRC = JRC_0 \left(\frac{L}{L_0}\right)^{-0.02 JRC_0} \tag{A3.37}$$

$$JCS = JCS_0 \left(\frac{L}{L_0}\right)^{-0.03 JRC_0} \tag{A3.38}$$

Pour la rigidité normale, ils ont utilisé le modèle de Bandis et al (1983) :

$$k^e_{nn} = \frac{k_{ni}}{\left(1 - \frac{v}{v_m}\right)^2} \tag{A3.39}$$

Pour la rigidité de cisaillement, ils utilisent la définition suivante :

$$k^e_{tt} = \frac{|\tau_{pic}|}{u_{pic}} = \frac{\left|\sigma_n \tan\left(JRC\log\left(\frac{JCS}{|\sigma_n|}\right) + \Phi_r \right)\right|}{u_{pic}} \tag{A3.40}$$

où u_{pic} est défini par Barton et Bandis (1982) :

$$u_{pic} = \frac{L}{500}\left(\frac{JRC}{L}\right)^{0.33} \tag{A3.41}$$

En ce qui concerne le facteur de dégradation c, ils ont utilisé la même expression que Benjelloun (1991) et c dépend donc de la contrainte normale de la façon suivante :

$$c = a\left(\frac{|\sigma_n|}{P_{atm}}\right)^b \text{ avec } a > 0 \text{ et } b < 0 \tag{A3.42}$$

Nous pouvons aussi citer le modèle de Lanru (1990), basé sur le modèle de Plesha (1987) et prenant en compte les formules empiriques de Barton et al (1985). Ce modèle a la particularité de tenir compte de la phase plastique pré-glissement.

ANNEXE A4

COMPLEMENT A L'ETUDE HYDROMECANIQUE D'UNE FRACTURE ROCHEUSE

• MODELES LINEAIRES

Witherspoon et al (1980) se sont appuyés sur les résultats d'Iwai (1976) établis sur des fractures artificielles de basalt, granite et marbre. Ils ont utilisé la forme modifiée de la loi cubique qui relie le débit Q par unité de charge hydraulique ΔH sous la forme :

$$Q/\Delta H = \frac{1}{f} C \cdot e_h^3 \tag{A4.1}$$

où C est une constante tenant compte des propriétés du fluide et des caractéristiques géométriques de l'écoulement étudié qui vaut :

pour un écoulement radial, $C = \left(\dfrac{2\Pi}{\ln(r_e/r_w)}\right)\left(\dfrac{\rho g}{12\mu}\right)$

pour un écoulement parallèle, $C = \left(\dfrac{W}{L}\right)\left(\dfrac{\rho g}{12\mu}\right)$

avec r_e : rayon extérieur,
r_w : rayon intérieur,
L : Longueur de la fracture,
W : Largeur de la fracture.
ρ : densité du fluide,
g : accélération de pesanteur,
μ : viscosité dynamique du fluide,

Ils ont fait l'hypothèse que l'ouverture hydraulique est proche de l'ouverture mécanique du joint (cf. fig. A4.1). Celle-ci est définie par :

$$e_h = e_a + e_r \tag{A4.2}$$

où e_a est l'ouverture apparente et s'exprime pour toute contrainte normale σ_n par :

$$e_a = V_m - V \tag{A4.3}$$

et e_r est l'ouverture résiduelle déterminée à partir du débit mesuré à un niveau de contrainte normale pour lequel la fracture semble fermée d'un point de vue mécanique.

Les données nécessaires à ce modèle sont : une loi de comportement mécanique $\sigma_n = f(V)$, l'ouverture résiduelle e_r, le paramètre f qualifiant la rugosité.

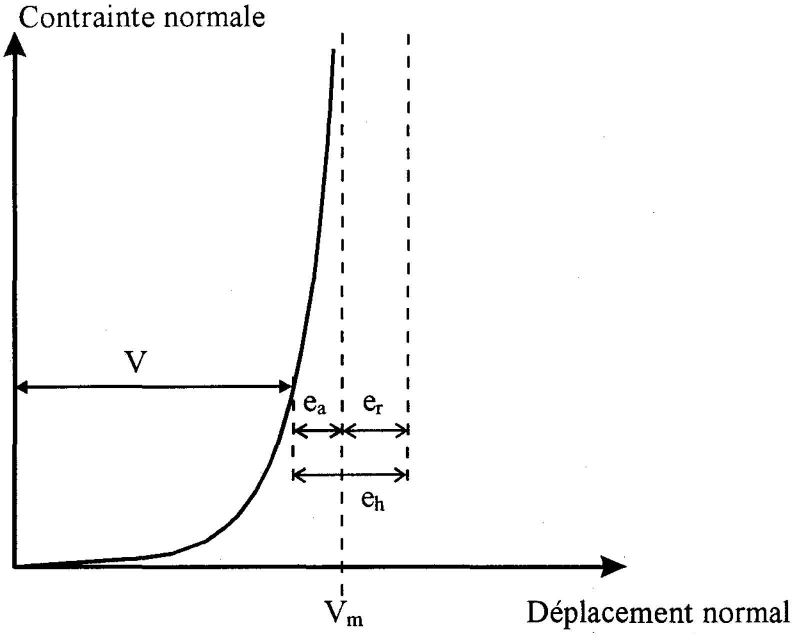


Figure A4.1 : Représentation schématique des variables caractérisant les ouvertures d'une fracture pour le modèle de Witherspoon et al (1981)

A l'aide de ce modèle, Witherspoon et al ont montré la validité de la loi cubique pour une fracture rocheuse sous contrainte normale. Néanmoins, cette définition de l'ouverture hydraulique doit être discutée. Ils ont calculé l'ouverture résiduelle pour des contraintes normales de l'ordre à 15-20 MPa. Gale (1982) a montré l'importance du choix de ce niveau de contrainte sur lequel repose la définition de l'ouverture hydraulique. Il a proposé la valeur limite inférieure à 30 MPa pour le calcul de e_r (cf. fig. A4.2). Au-delà de cette valeur, il constate que la loi cubique n'est plus valide. Ceci ne remet pas en cause l'utilisation de la loi cubique pour une fracture rocheuse soumise à une contrainte normale. En fait, ce niveau de contrainte limite contraignant est dû à la définition même de l'ouverture hydraulique que ces auteurs ont choisie. Elle repose sur l'hypothèse extrêmement forte que l'ouverture mécanique de la fracture est assimilable à l'ouverture hydraulique. Cette hypothèse, comme nous le constaterons dans le travail de Barton et al (1985) est loin d'être valide.

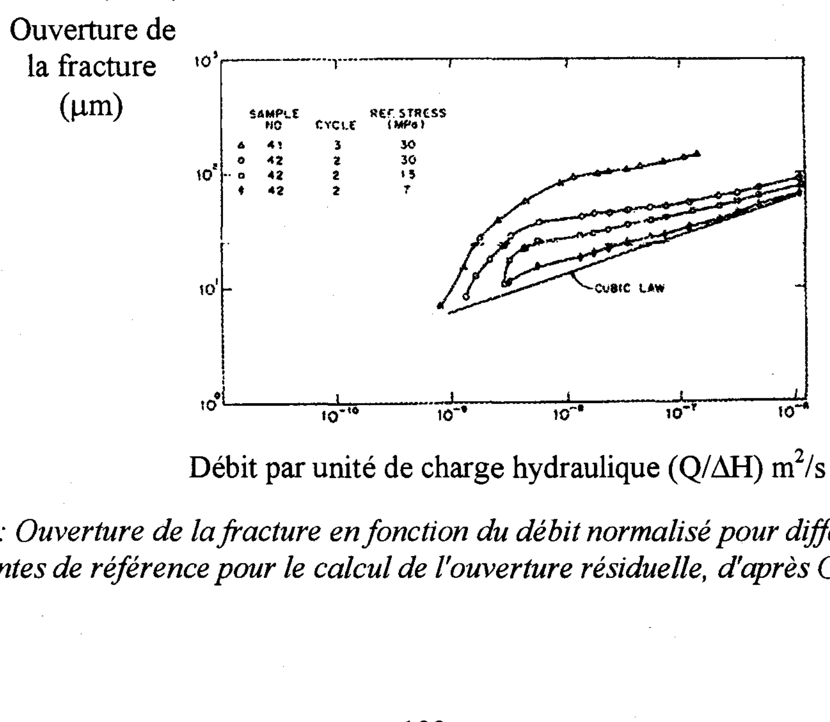


Figure A4.2 : Ouverture de la fracture en fonction du débit normalisé pour différents niveaux de contraintes de référence pour le calcul de l'ouverture résiduelle, d'après Gale (1982).

D'autres auteurs (Detournay, 1979 ; Elliott et al, 1985 ; Benjelloun, 1991) ont utilisé directement la loi cubique non modifiée et tiennent compte de l'effet de la rugosité dans la définition même de l'ouverture hydraulique en fonction de la fermeture mécanique. Par exemple, Benjelloun (1991) a utilisé une relation de la forme :

$$e_h = -\alpha V + \beta \tag{A4.4}$$

où α est un terme correctif permettant de rendre compte de l'effet de rugosité et de la tortuosité et β qualifie l'état initial hydraulique de la fracture. Benjelloun (1991) a trouvé des valeurs de α s'échelonnant de 0,7 0,9. Les données nécessaires à ce modèle sont : une loi de comportement mécanique $\sigma_n = f(V)$, les paramètres α et β.

• MODELE PARABOLIQUE

Contrairement à Witherspoon et al (1981), Barton et al (1985) s'appuient sur le fait qu'il puisse exister une grande différence entre l'ouverture mécanique de la fracture et l'ouverture hydraulique. Cette différence est illustrée en figure A4.3. Cette figure représente un relevé de données expérimentales (E_m, e_h) où e_h est l'ouverture hydraulique calculée à partir des débits mesurés expérimentalement et de la loi cubique et E_m est l'ouverture mécanique définie par :

$$E_m = E_o - V \tag{A4.5}$$

où E_0 est l'ouverture mécanique initiale de la fracture.

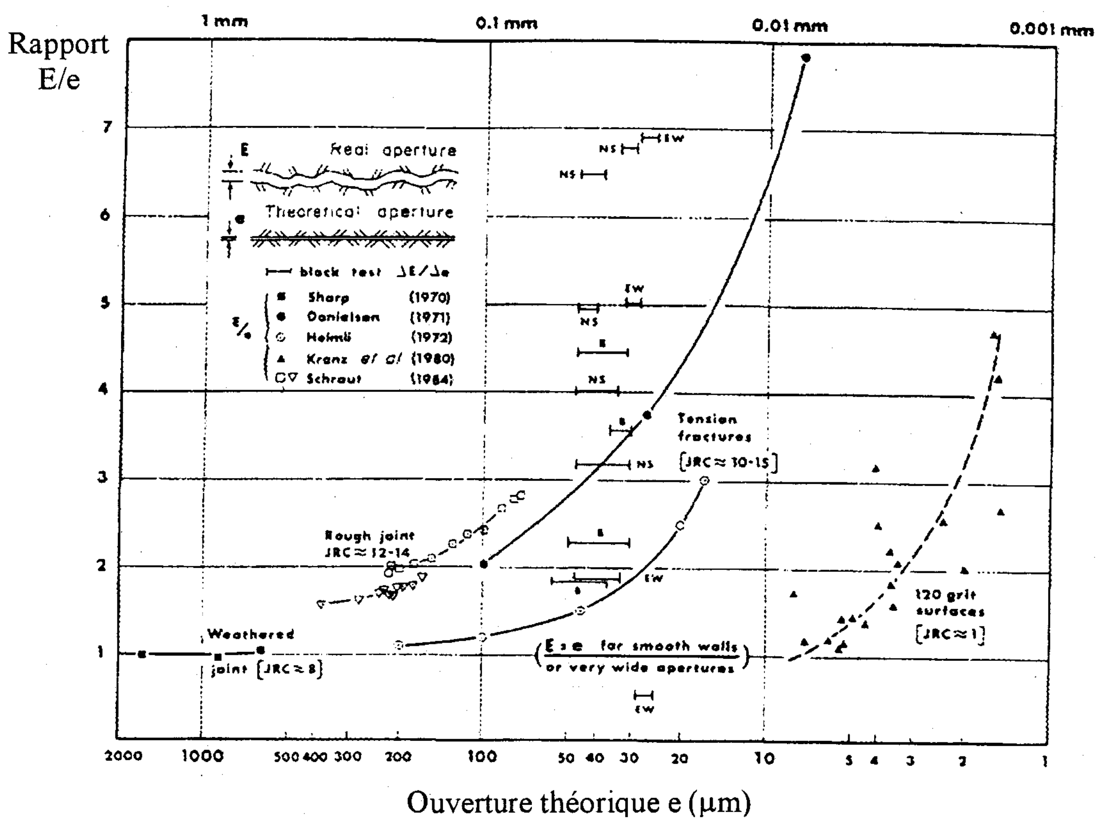


Figure A4.3 : Comparaison entre l'ouverture mécanique réelle E_m et l'ouverture hydraulique théorique e_h, d'après Barton (1982)

Afin d'ajuster ces données expérimentales, ils proposent alors une équation empirique incorporant le terme de rugosité de la fracture :

$$e_h = \frac{JRC^{2.5}}{\left(E_m / e_h\right)^2} \text{ en } \mu\text{m} \qquad \text{(A4.6)}$$

Cette équation est illustrée en figure A4.4 et il est à noter qu'elle est seulement valide pour $E_m \geq e_h$ c'est à dire pour $E_m \leq JRC^{2.5}$. Ainsi, le paramètre $JRC^{2.5}$ définit la limite de l'ouverture mécanique au-delà de laquelle il n'est plus nécessaire de prendre en compte l'effet de la rugosité. De plus, pour le coefficient de rugosité $JRC = 0$, on retrouve $E_m = e_h$, ce qui est conforme aux résultats de Romm (1966) sur les plateaux de verre.

Les données nécessaires à ce modèle hydromécanique sont : une loi de comportement $\sigma_n = f(V)$, l'ouverture mécanique initiale de la fracture E_0 et le coefficient de rugosité de la fracture JRC ; ces deux derniers paramètres ont été explicités au chapitre I.

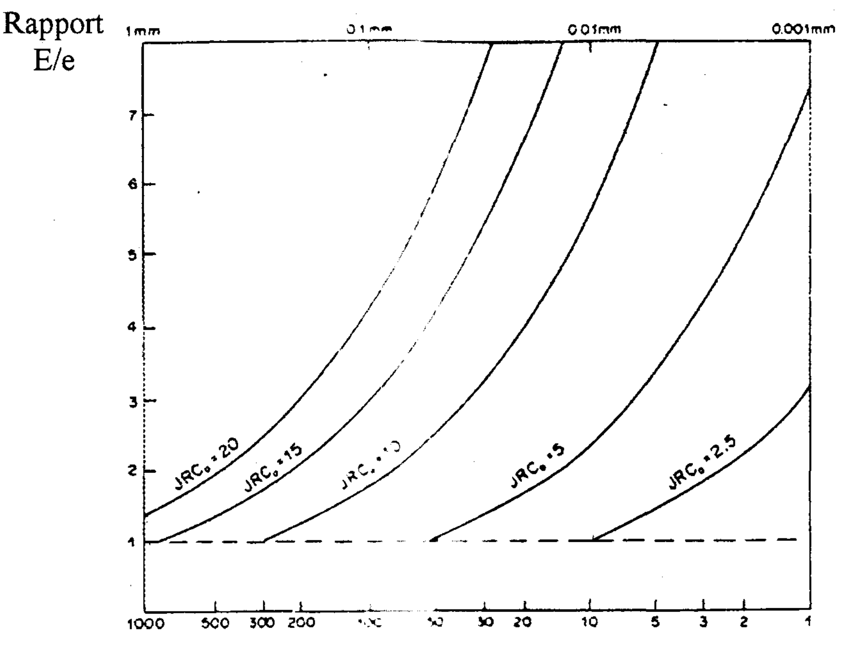


Figure A4.4 : Illustration de la relation empirique de Barton entre l'ouverture mécanique réelle E_m et l'ouverture hydraulique correspondante e_h, d'après Barton (1982).

• COMPARAISON

Nous avons donc présenté trois types de relation liant la fermeture mécanique à l'ouverture hydraulique. Pour l'ensemble de ces relations, l'écoulement complexe de la fracture rugueuse, c'est à dire l'écoulement par des chemins tortueux et connectés construits par les aspérités en contact, est modélisé par un effet géométrique global représenté par la mesure d'une ouverture hydraulique équivalente. Ainsi, cette considération implique que l'on n'échappe pas à l'utilisation d'équations empiriques.

En outre, pour ces trois relations, lorsque V s'approche de V_m, il existe une ouverture résiduelle qui est définie pour Witherspoon et al (1980) par l'état final alors que Benjelloun (1991) et Barton et al (1985) se réfèrent à un état initial. Il est certain que l'état résiduel correspondant à un état asymptotique est plus délicat à définir.

De plus, ces relations présentent des différences notamment dans la prise en compte de la rugosité et de la tortuosité. Ainsi, Witherspoon et al (1980) prennent en compte la rugosité par l'introduction d'un facteur f dans la loi cubique alors que Benjelloun (1991) introduit cet effet dans la définition même de l'ouverture hydraulique. Barton et al (1985) procèdent de la même façon mais la relation utilisée est parabolique. Par conséquent, l'effet de la rugosité est double car toute variation de la fermeture mécanique implique une variation de l'ouverture hydraulique qui dépend non seulement du coefficient de rugosité JRC mais aussi de l'état de l'ouverture mécanique de la fracture alors que pour Benjelloun (1991), toute variation de fermeture mécanique entraîne la même réduction de l'ouverture hydraulique et ce, quel que soit l'état d'ouverture de la fracture. Ainsi, la relation de Barton (1985) nous semble à ce point de vue plus pertinente.

ANNEXE A5

SIMULATIONS NUMERIQUES COMPLEMENTAIRES DU MODELE HYDROMECANIQUE PROPOSE SOUS CONTRAINTE NORMALE

A5.1 – ESSAIS D'ECOULEMENT SUR LE MARBRE

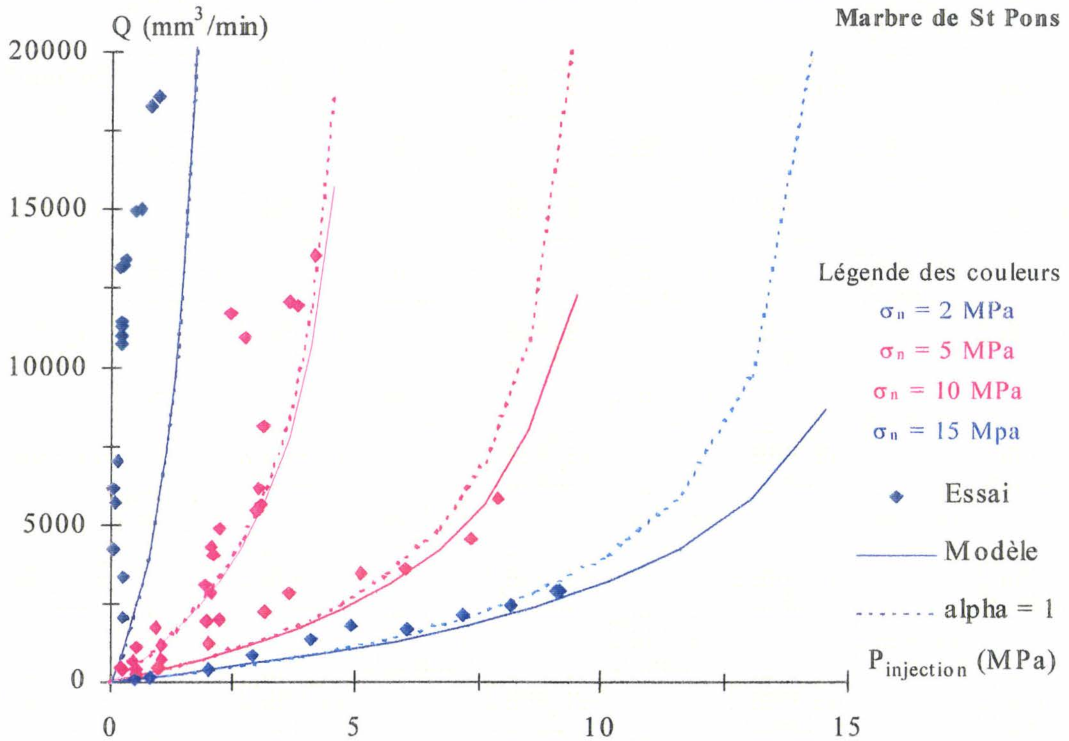


Figure A5.1.a : Essais d'écoulement à pression d'injection croissante et pression de drainage nulle pour le marbre de St Pons pour différentes contraintes normales

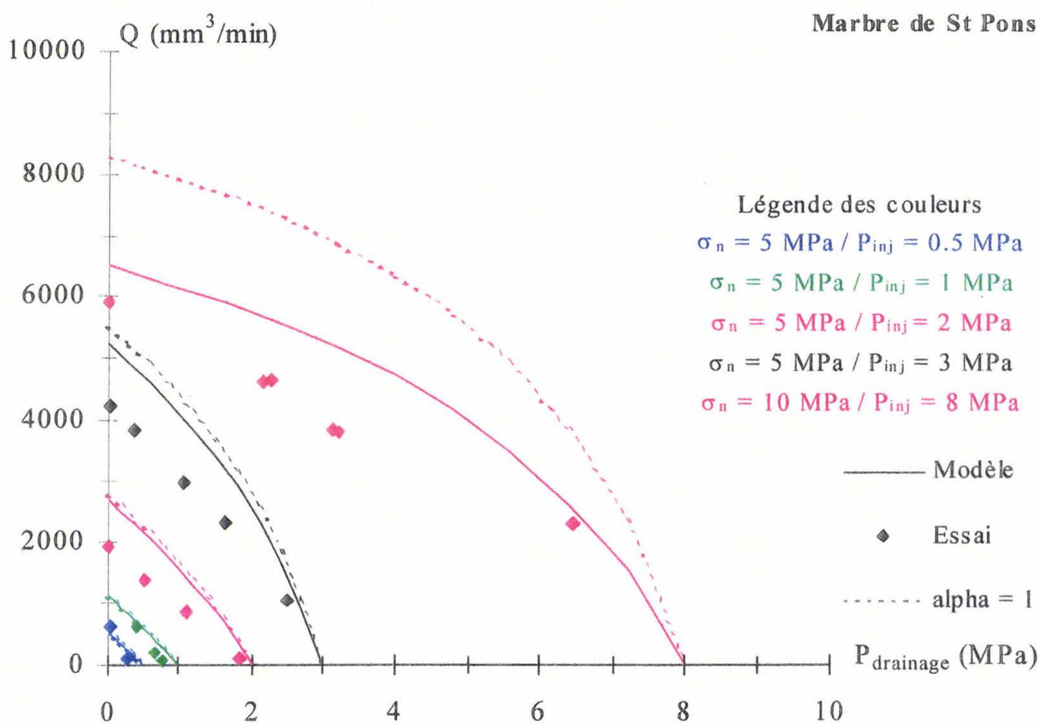


Figure A5.1.b : Essais d'écoulement à pression d'injection constante et pression de drainage croissante pour le marbre de St Pons pour différentes contraintes normales

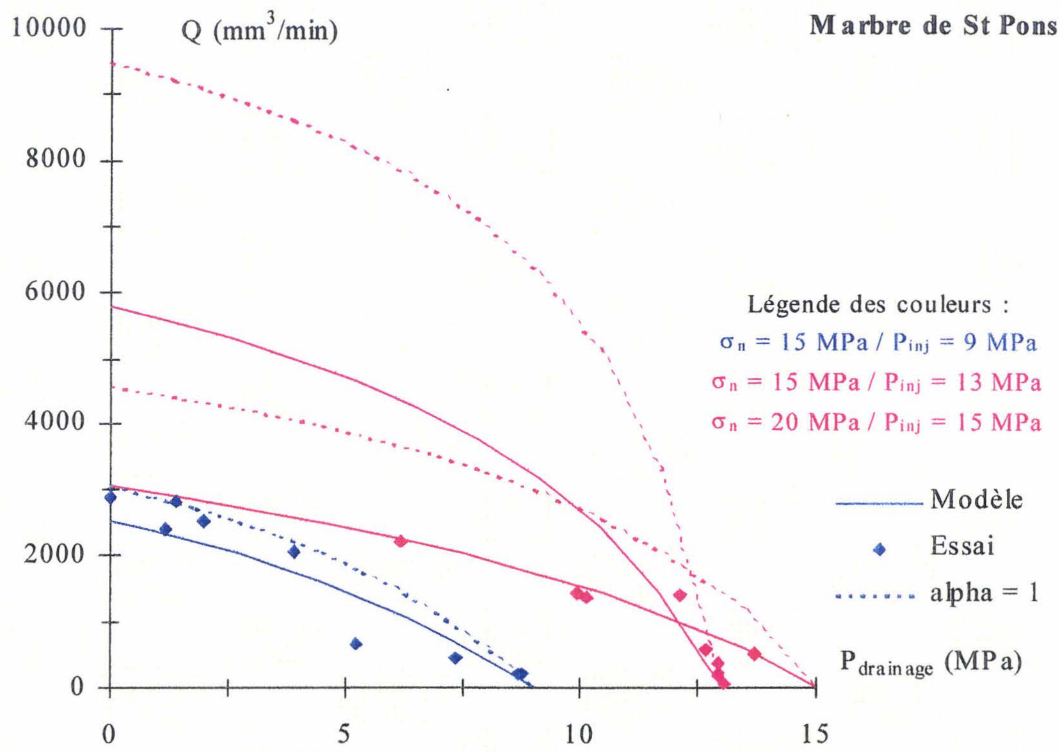
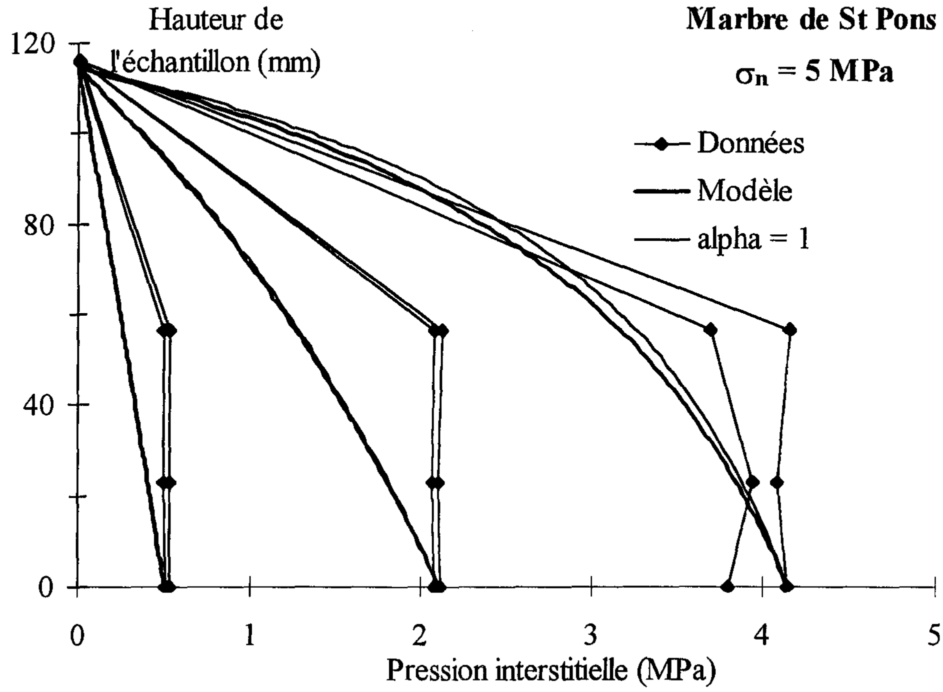


Figure A5.1.c : Essais d'écoulement à pression d'injection constante et pression de drainage croissante pour le marbre de St Pons pour différentes contraintes normales



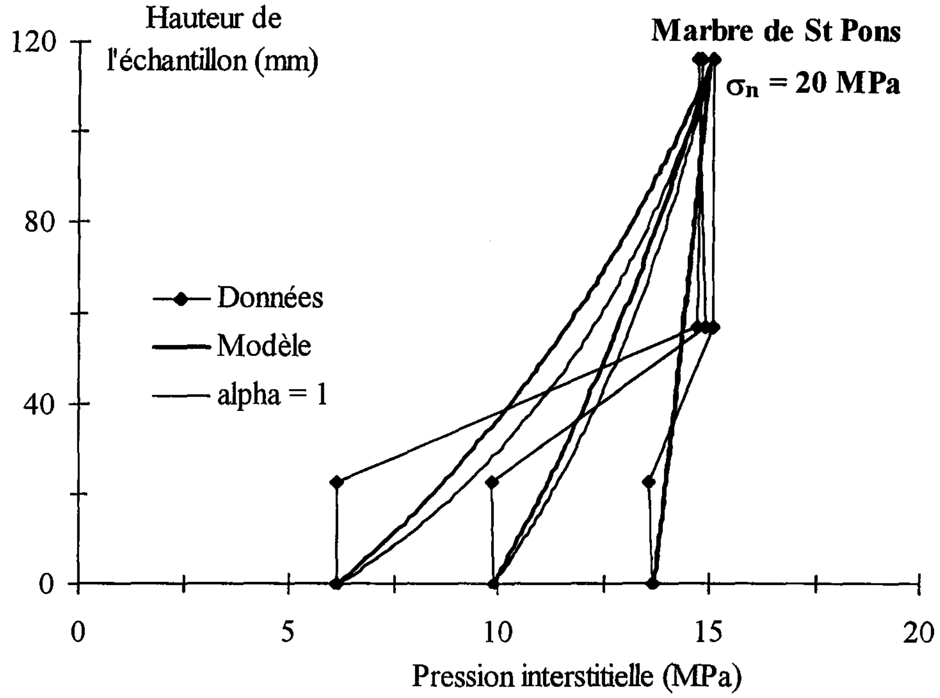


Figure A5.2 : Courbes de perte de charge hydraulique pour différentes contraintes normales et différentes pressions d'injection pour la fracture de marbre de St Pons

A5.2 – ESSAIS D'ECOULEMENT SUR LA FRACTURE DE GRANITE

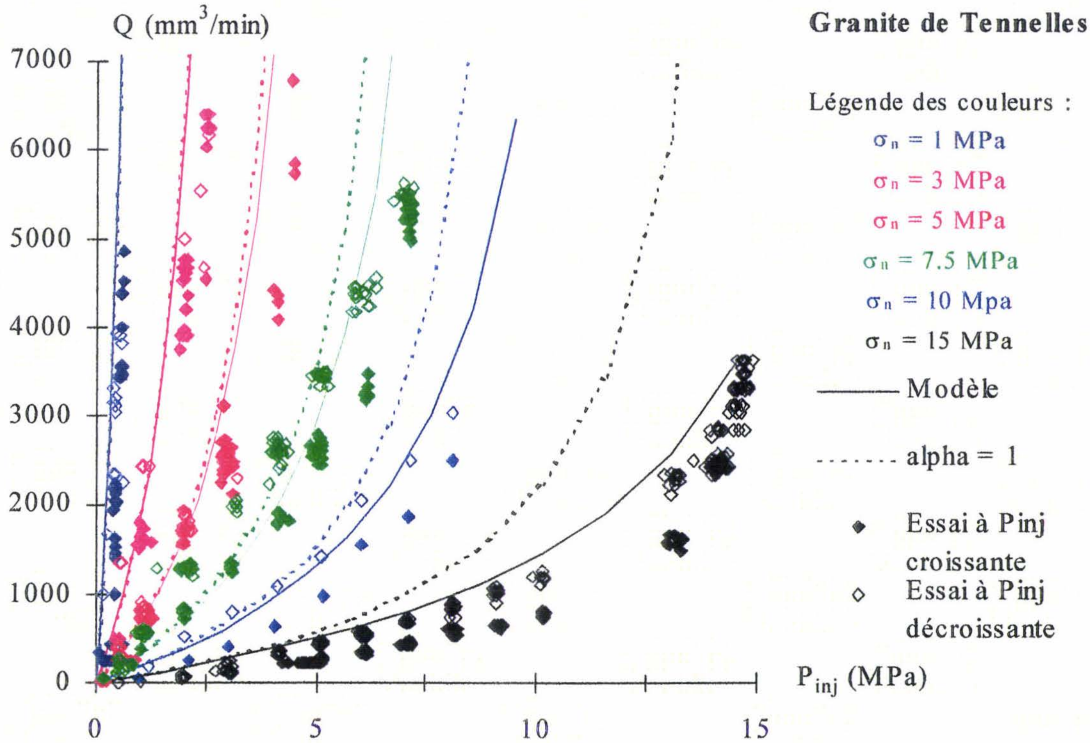


Figure A5.3 : Essais d'écoulement à pression d'injection croissante et décroissante pour le granite de Tennelles pour différentes contraintes normales

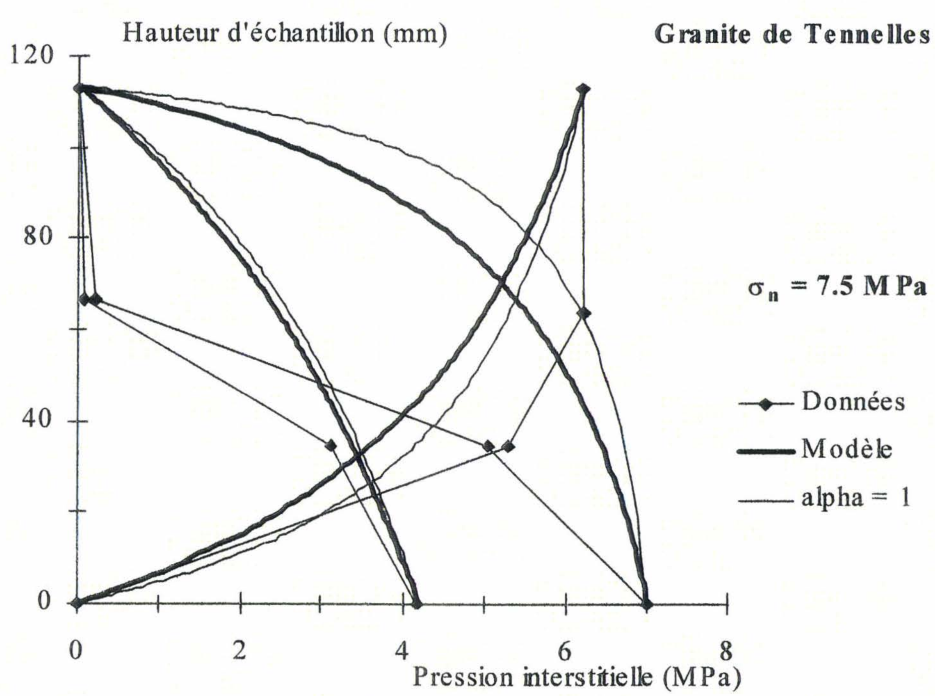


Figure A5.4 : Courbes de perte de charge hydraulique pour différentes pressions d'injection et de drainage pour σ_n = 7,5 MPa

A5.3 – ESSAIS D'ECOULEMENT SUR LA FRACTURE DU SCHISTE

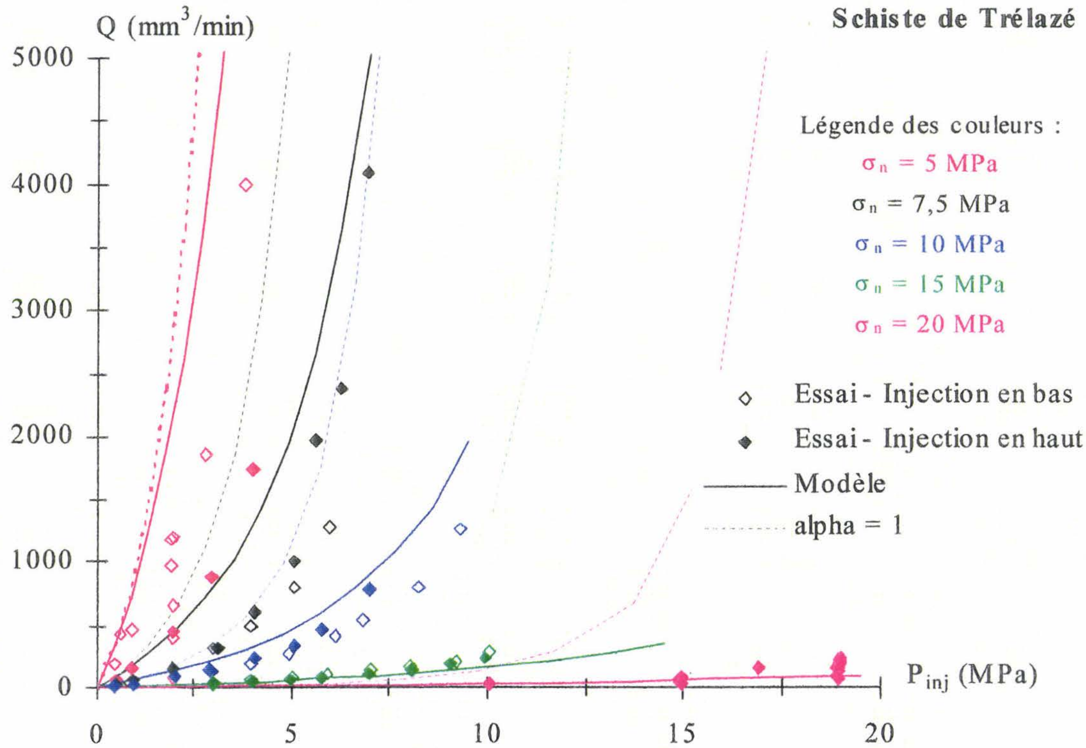


Figure A5.5.a : Essais d'écoulement à pression d'injection croissante en bas et en haut de l'échantillon pour le schiste de Trélazé pour différentes contraintes normales

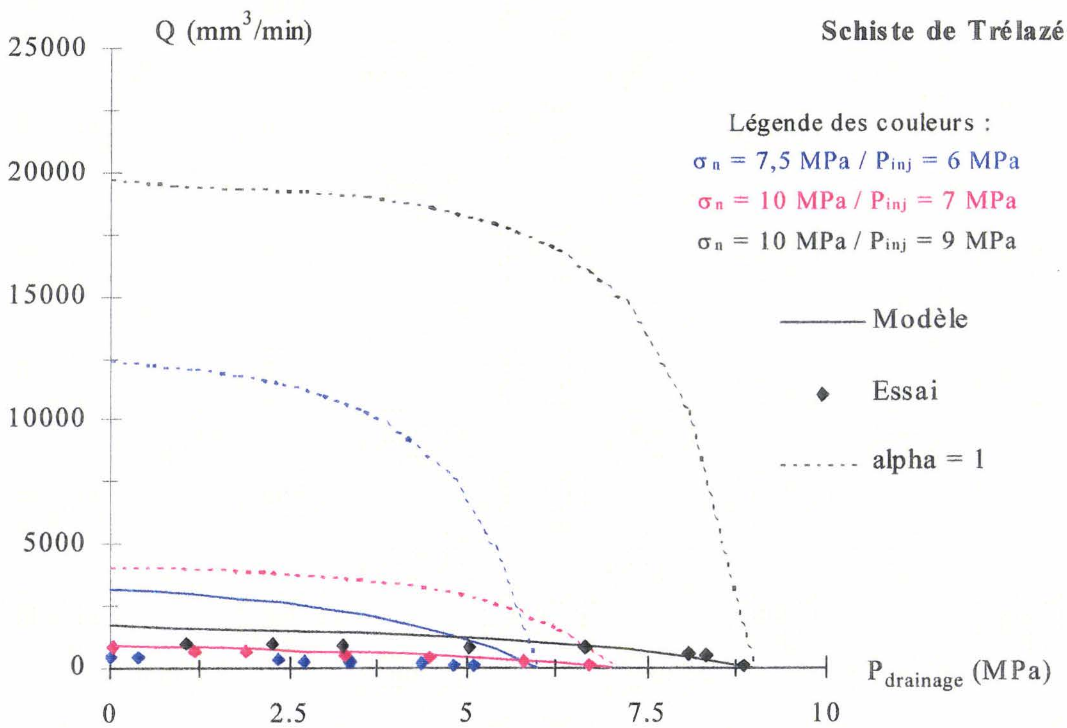


Figure A5.5.b : Essais d'écoulement à pression d'injection constante et pression de drainage variable pour le schiste de Trélazé pour différentes contraintes normales

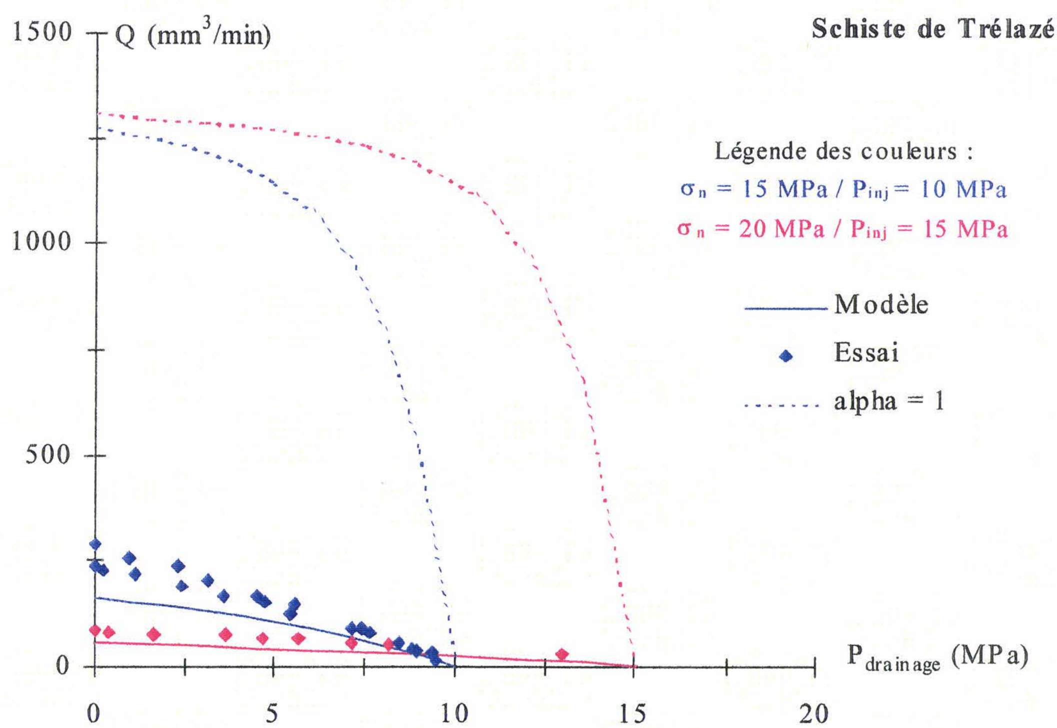
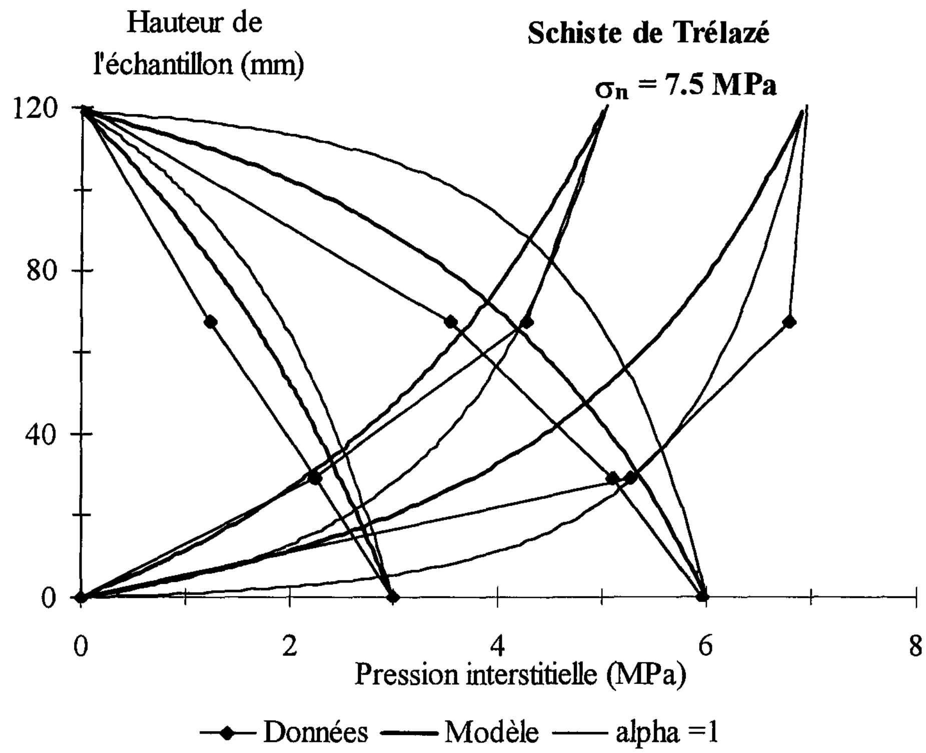


Figure A5.5.c : Essais d'écoulement à pression d'injection constante et pression de drainage variable pour le schiste de Trélazé pour différentes contraintes normales



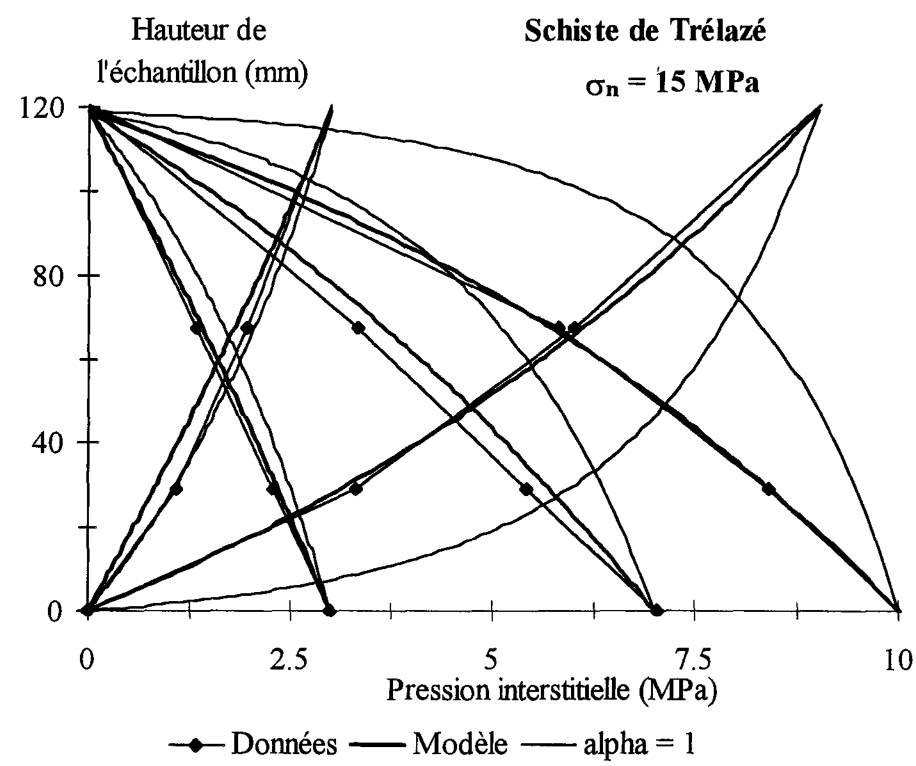


Figure A5.6 : Courbes de perte de charge hydraulique à différentes contraintes normales et pour différentes pressions d'injection pour le schiste de Trélazé

ANNEXE A6

SIMULATIONS NUMERIQUES COMPLEMENTAIRES DU MODELE HYDROMECANIQUE SOUS CISAILLEMENT

A6.1 – ETUDE DE FACTEURS D'INFLUENCE SUR LE COMPORTEMENT SOUS CISAILLEMENT A PARTIR DU MODELE HYDROMECANIQUE PROPOSE

Nous nous sommes appuyés sur les paramètres mécaniques du granite de Tennelles déterminés au chapitre III et des paramètres conformes à la littérature ont été choisis pour le comportement sous cisaillement. Les paramètres sont répertoriés dans le tableau A6.1 ci-après, les conditions limites sont illustrées sur la figure A6.4 et A6.5 et les simulations numériques sont données sur les figures A6.6 et A6.7.

Tableau A6.1 : Paramètres du modèle hydromécanique utilisés

Caractéristiques physiques et mécaniques de la fracture	$JRC_0 = 10$ $JCS_0 = 100$ MPa $L_0 = 0{,}1$ m $\Phi_r = 30°$
Paramétres mécaniques sous direction normale	$\widetilde{K}_{ni} = 0{,}64$ MPa $\gamma = 4{,}3$ $b_0 = 125\ \mu$m
Coefficients de dégradation	$a = 3000$ m/MN $b = -1.1$

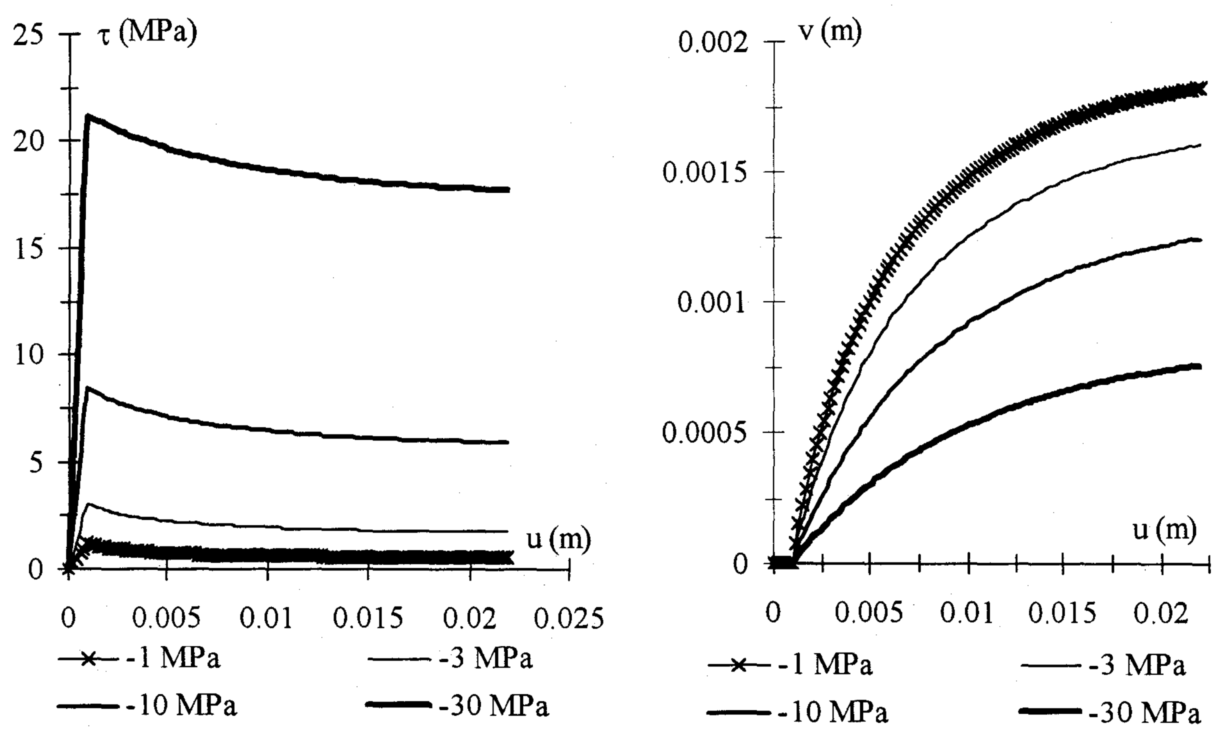


Figure A6.1 : Simulations numériques d'essais sous contraintes normales constantes – Effet de la contrainte normale

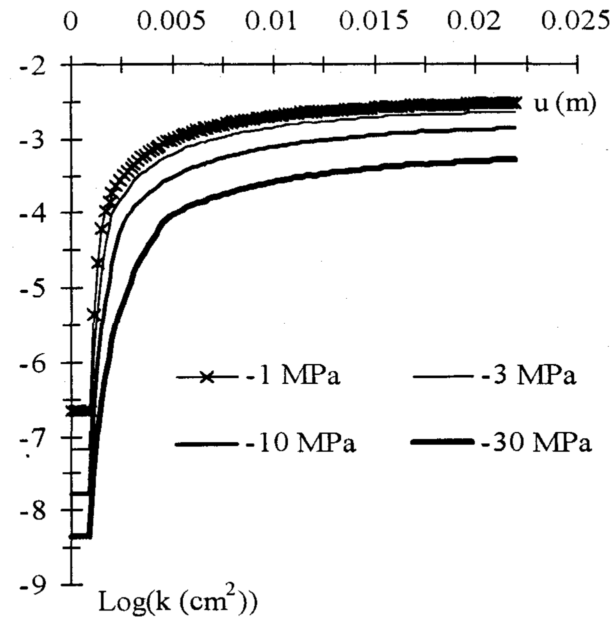


Figure A6.1.(suite) : Simulations numériques d'essais sous contraintes normales constantes – Effet de la contrainte normale

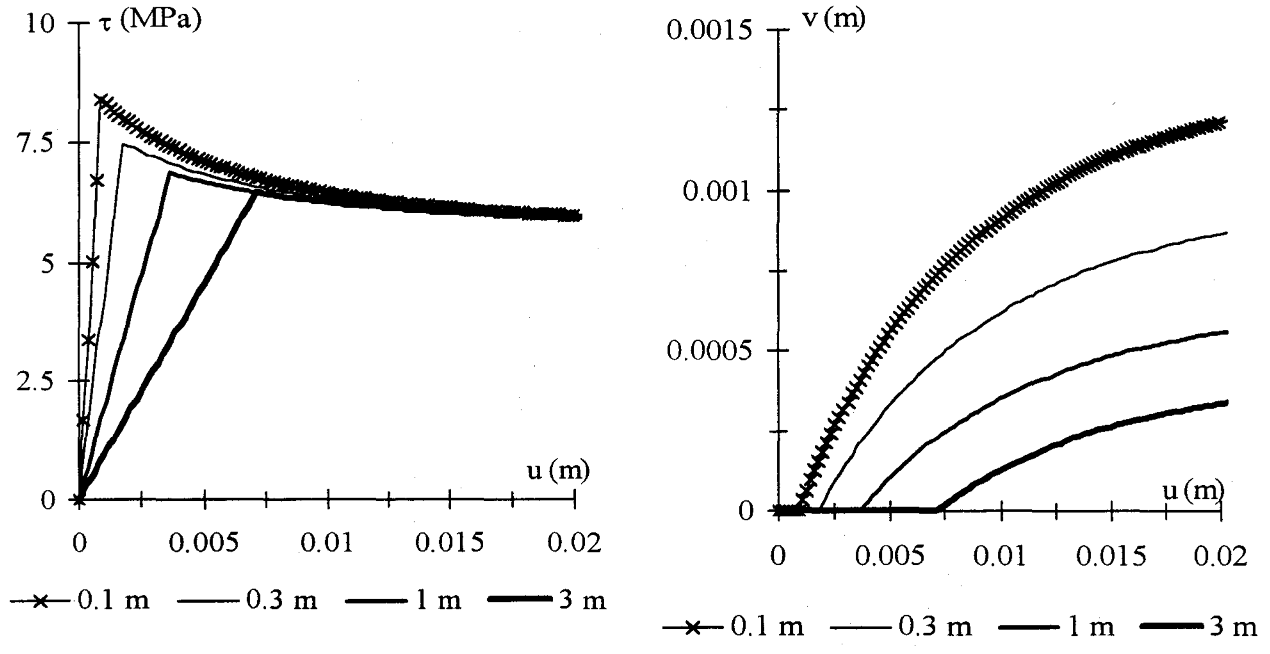


Figure A6.2 : Simulations numériques d'essais sous contraintes normales constantes – Effet de la contrainte normale

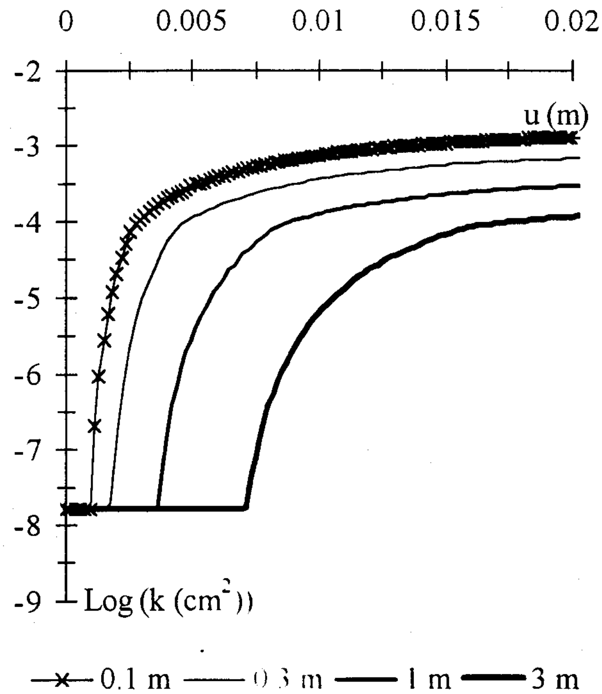


Figure A6.2.suite : Simulations numériques d'essais sous contraintes normales constantes – Effet de la contrainte normale

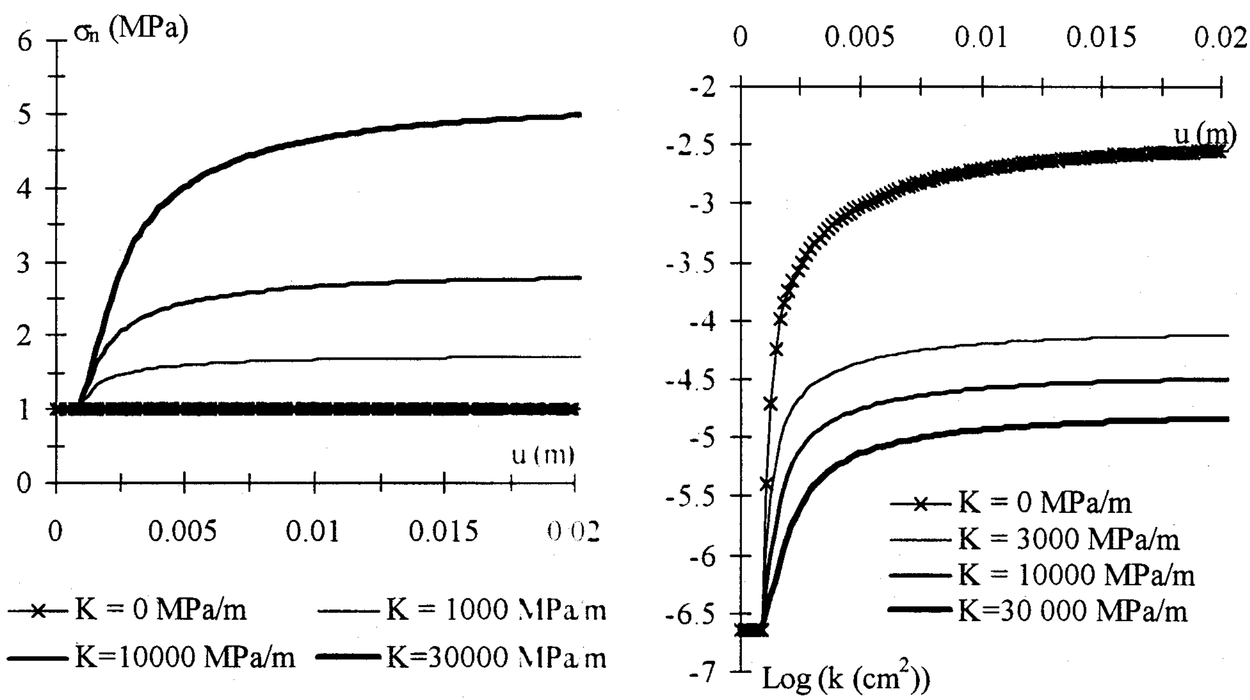


Figure A6.3 : Simulations numériques d'essais sous rigidités normales constantes – Effet de la rigidité normale

En conclusion de l'ensemble des résultats, ces courbes résument la prise en compte des différents facteurs d'influence sur le comportement du cisaillement énumérés au paragraphe I.2 :

- pour une même fracture, lors des essais sous contraintes normales constantes, plus la contrainte normale est élevée, plus la contrainte de cisaillement est mobilisé et la dilatance ne peut se développer, ce qui implique une diminution de la conductivité intrinsèque. En fonction des paramètres choisis et des sollicitations appliquées, la conductivité intrinsèque de la fracture peut varier de deux ordres de grandeur (cf. fig. 8) pour une contrainte normale égale à –1 MPa et –30 MPa.
- la prise en compte de l'effet d'échelle équivaut à considérer des joints moins rugueux et plus altérés (voir les relations IV.22 et IV.23). En effet, plus la fracture est longue, plus les aspérités mobilisées par le comportement du cisaillement sont de l'ordre centimétrique voire décimétrique. La courbe classique des courbes de cisaillement passe donc d'une forme composée d'une phase linéaire suivie d'une phase de radoucissement à une forme hyperbolique. Nous avons vu que ce style de comportement n'est pas reproduit par le modèle. Néanmoins, le modèle reproduit bien la diminution de la contrainte de cisaillement et de la dilatance et donc celle de la conductivité qui en découle (cf. fig. 9)
- lors des essais sous rigidité normale constante, la dilatance est contrainte par la rigidité du massif environnant, ceci se manifeste par la diminution de la dilatance et l'augmentation des contraintes normales lors de l'augmentation de la rigidité et implique une diminution de la conductivité (cf. fig. 10)

A6.2 – VALIDATION DU CODE DE CALCUL TPPLAS SOUS CISAILLEMENT

Afin de valider l'introduction du modèle sous cisaillement dans le code de calculs TPPLAS, nous avons simulé les essais sous contrainte normale constante et sous rigidité normale constante de Skinas et al (1990) avec le code de calculs par éléments finis TPPLAS et un programme par intégration directe. Les paramètres utilisés sont répertoriés dans la tableau A6.2. et les simulations numériques sont données sur les figures A6.1 à A6.3.

Les essais simulés sont ceux de Skinas et al (1990). Les paramètres utilisés sont répertoriés dans le tableau A6.2

Tableau A6.2 – Paramètres utilisés pour la simulation des essais de Skinas et al

Caractéristiques physiques de la fracture	Paramètres a et b du modèle
$JRC_0 = 9$ $JCS_0 = 28$ MPa $L_0 = 0{,}15$ m $\Phi_r = 37°$	$a = 2891$ m/MN $b = -1{,}22$

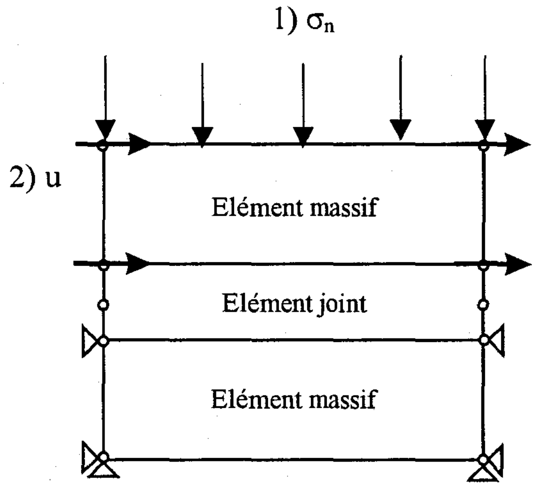


Figure A6.4 : Illustration des conditions limites et du chargement pour les essais sous contraintes normales constantes

1) $1^{ère}$ étape : application de la contrainte normale $\sigma_n = -1\,MPa$

2) $2^{ème}$ étape : application du déplacement de cisaillement

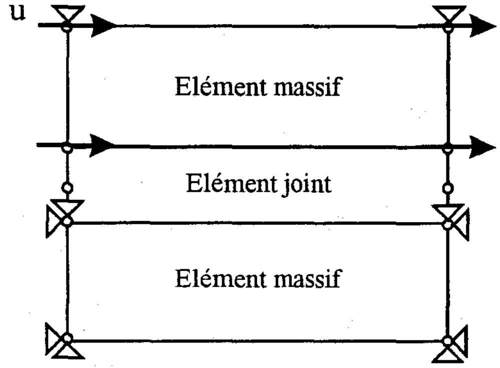


Figure A6.5 : Illustration des conditions limites et du chargement pour les essais sous rigidité normale constante

- **Essai sous contrainte normale constante $\sigma_n = -1$ MPa**

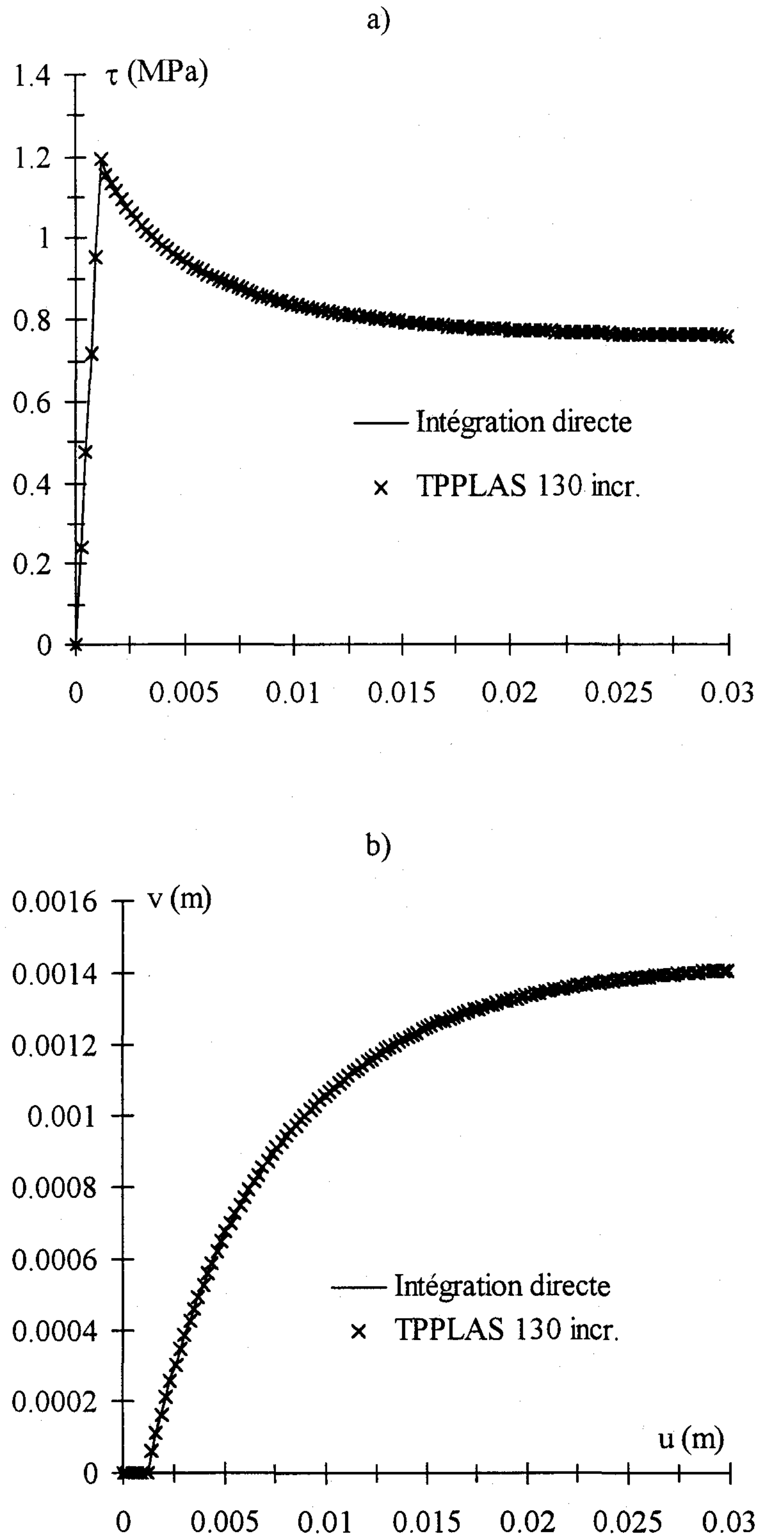


Figure A6.6 : Essais de cisaillement direct sous contrainte normale constante

- **Essai sous rigidité normale constante K=13333 MPa/m**

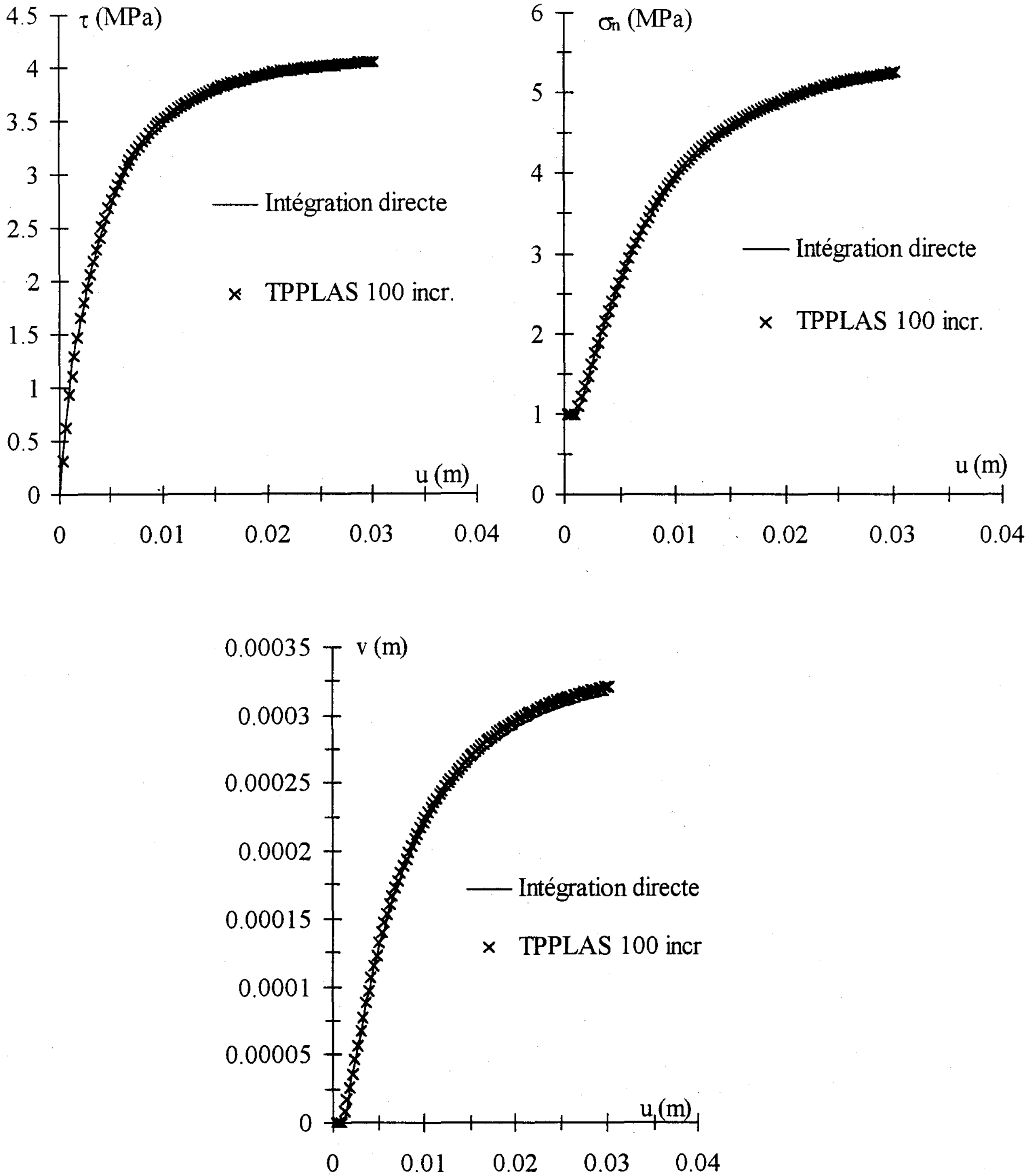
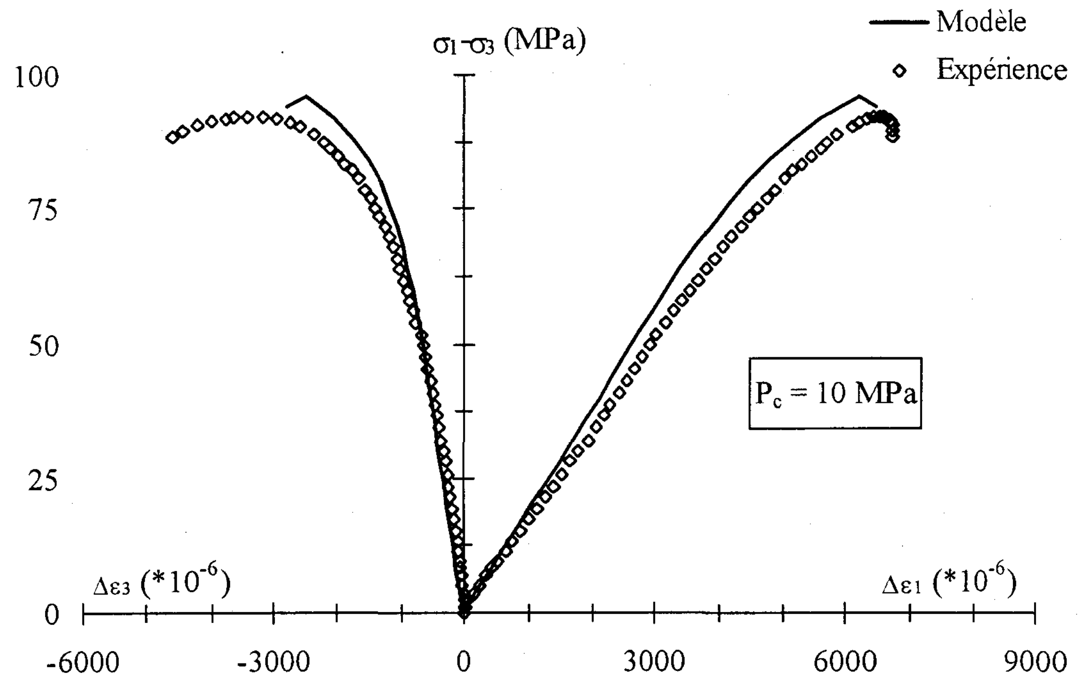


Figure A6.7 : Essais de cisaillement direct sous contrainte normale constante

ANNEXE A7

ENSEMBLE DES SIMULATIONS NUMERIQUES DU MODELE POROELASTIQUE D'ENDOMMAGEMENT POUR ROCHES FRAGILES SATUREES



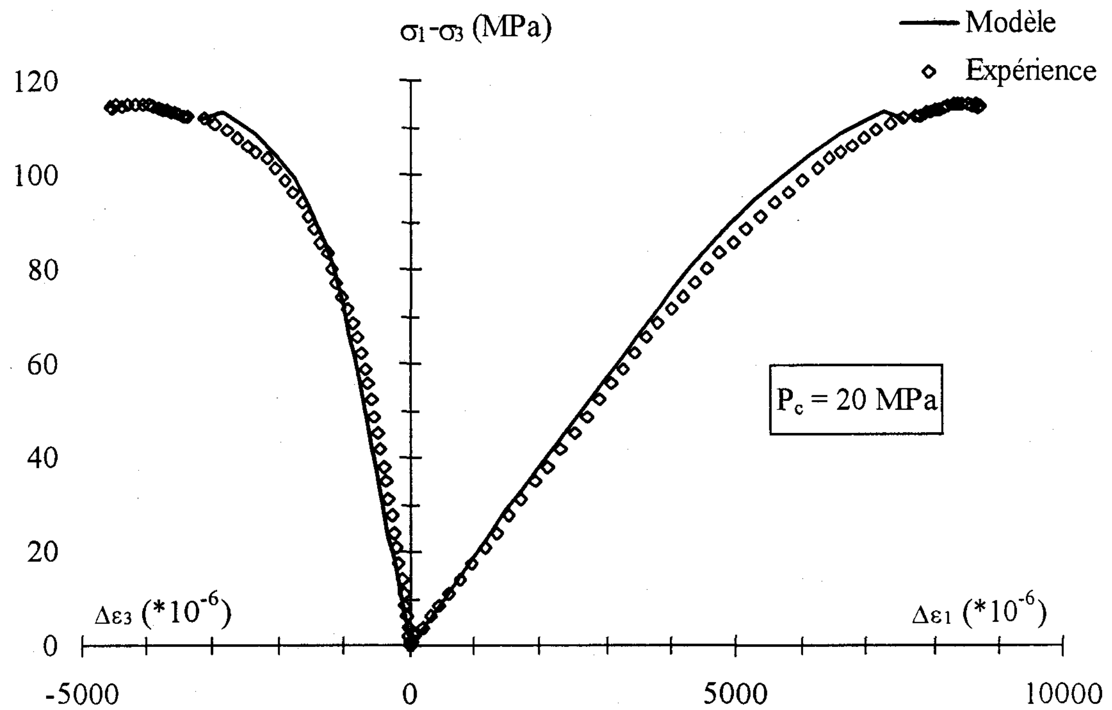
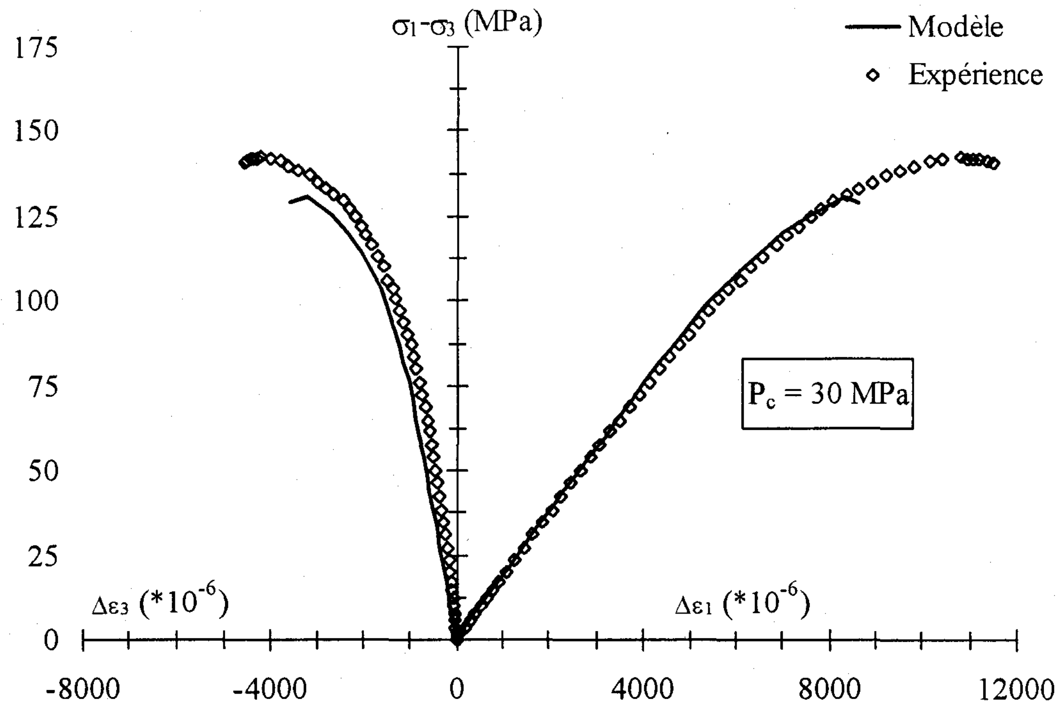


Figure A7.1 : Essais de compression triaxiale drainés pour différentes pressions de confinement



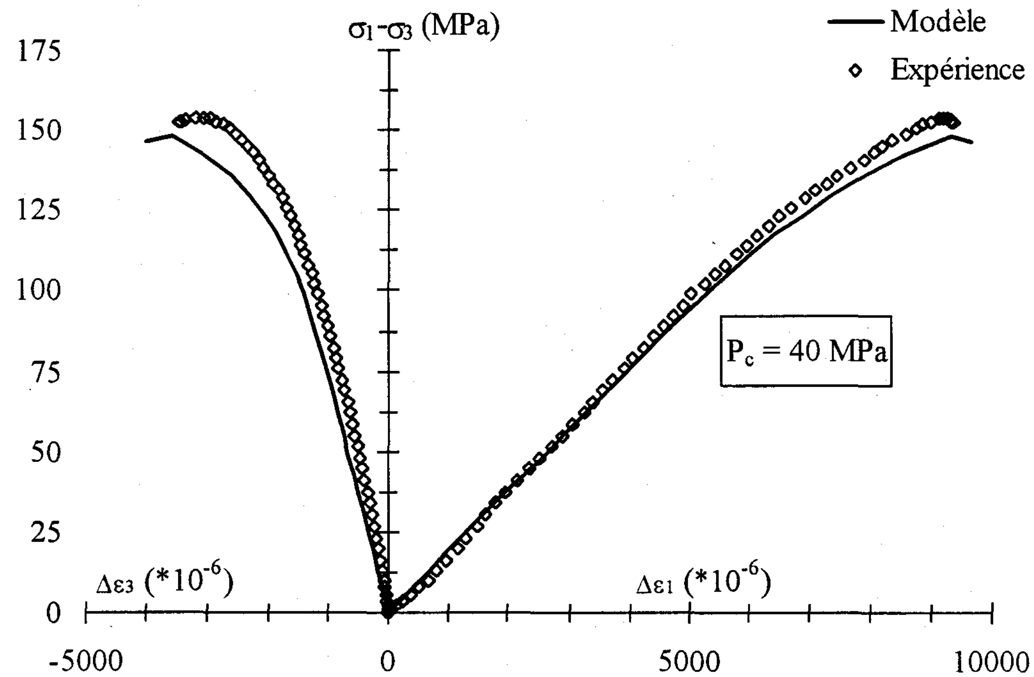


Figure A7.1 (suite) : Essais de compression triaxiale drainés pour différentes pressions de confinement

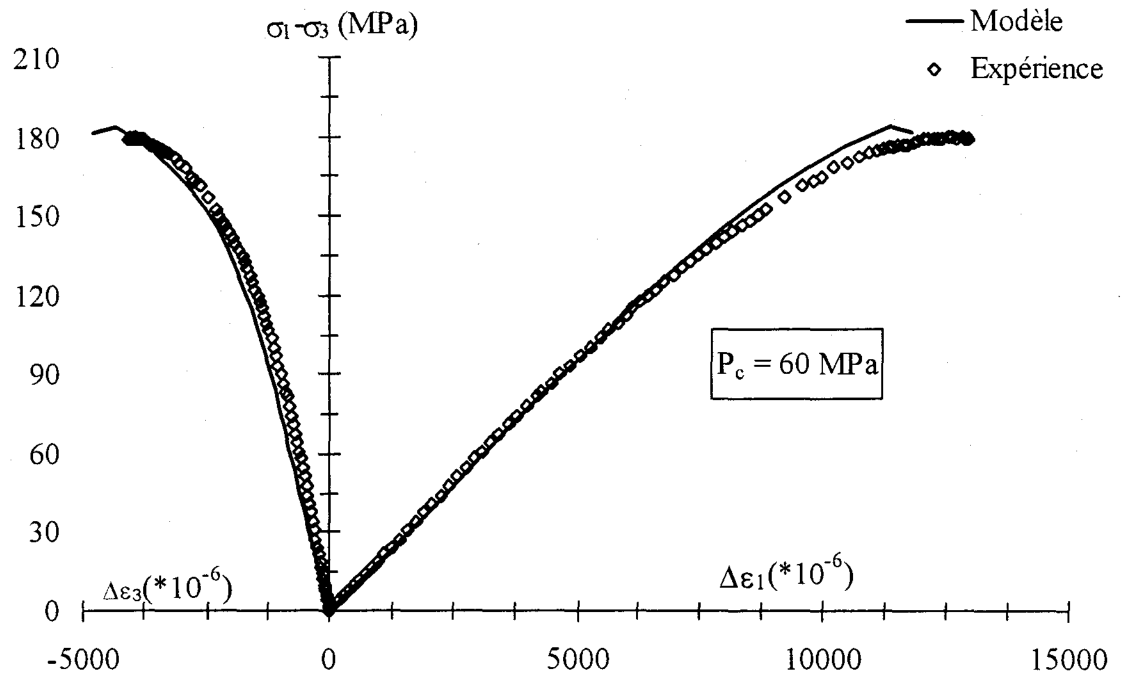
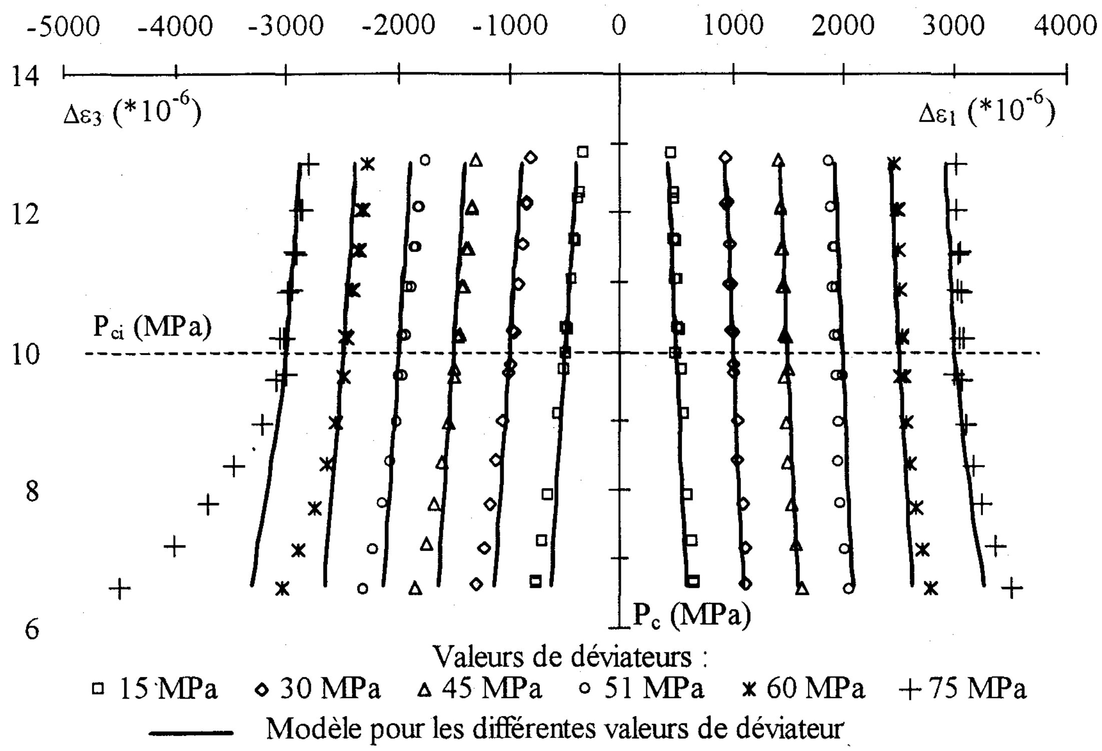


Figure A7.1 (suite) : Essais de compression triaxiale drainés pour différentes pressions de confinement



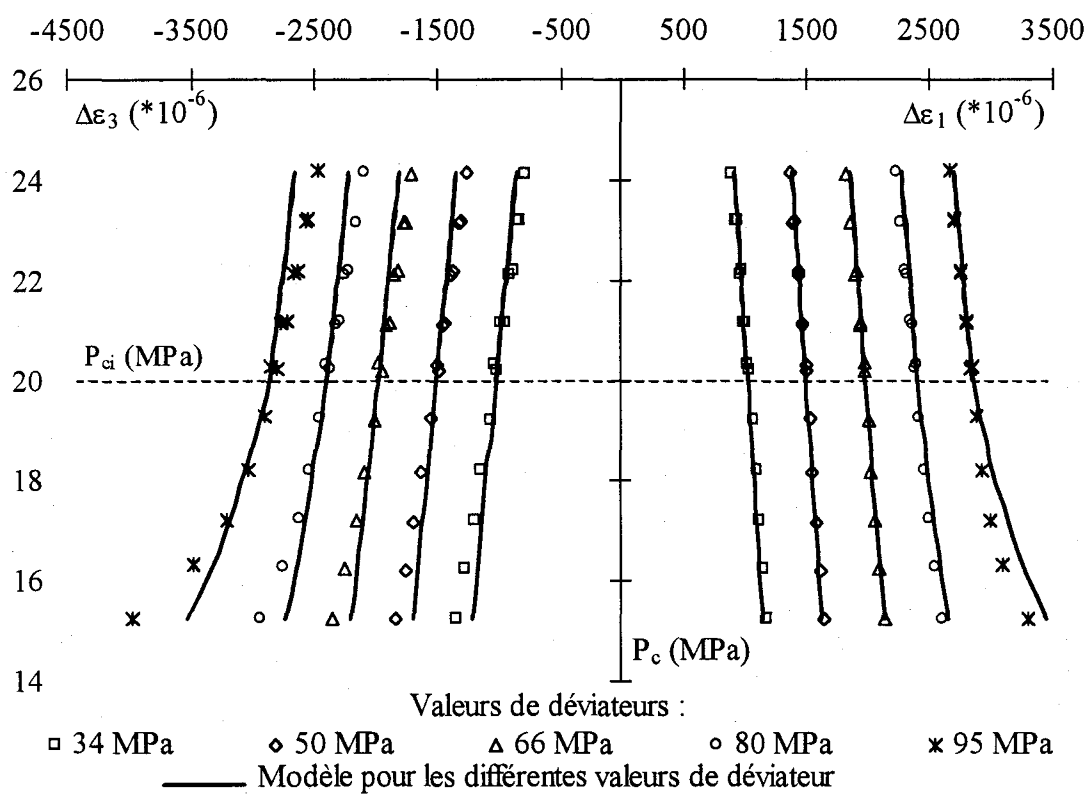


Figure A7.2 : Essais de compression triaxiale avec cycles de chargement-déchargement latéral drainé pour différentes pressions de confinement.

N.B : Les abscisses sur la droite $P_c = P_{ci}$ sont des valeurs fictives permettant une meilleure représentation graphique, la courbe se lit donc bien en incréments de déformations suivant P_c

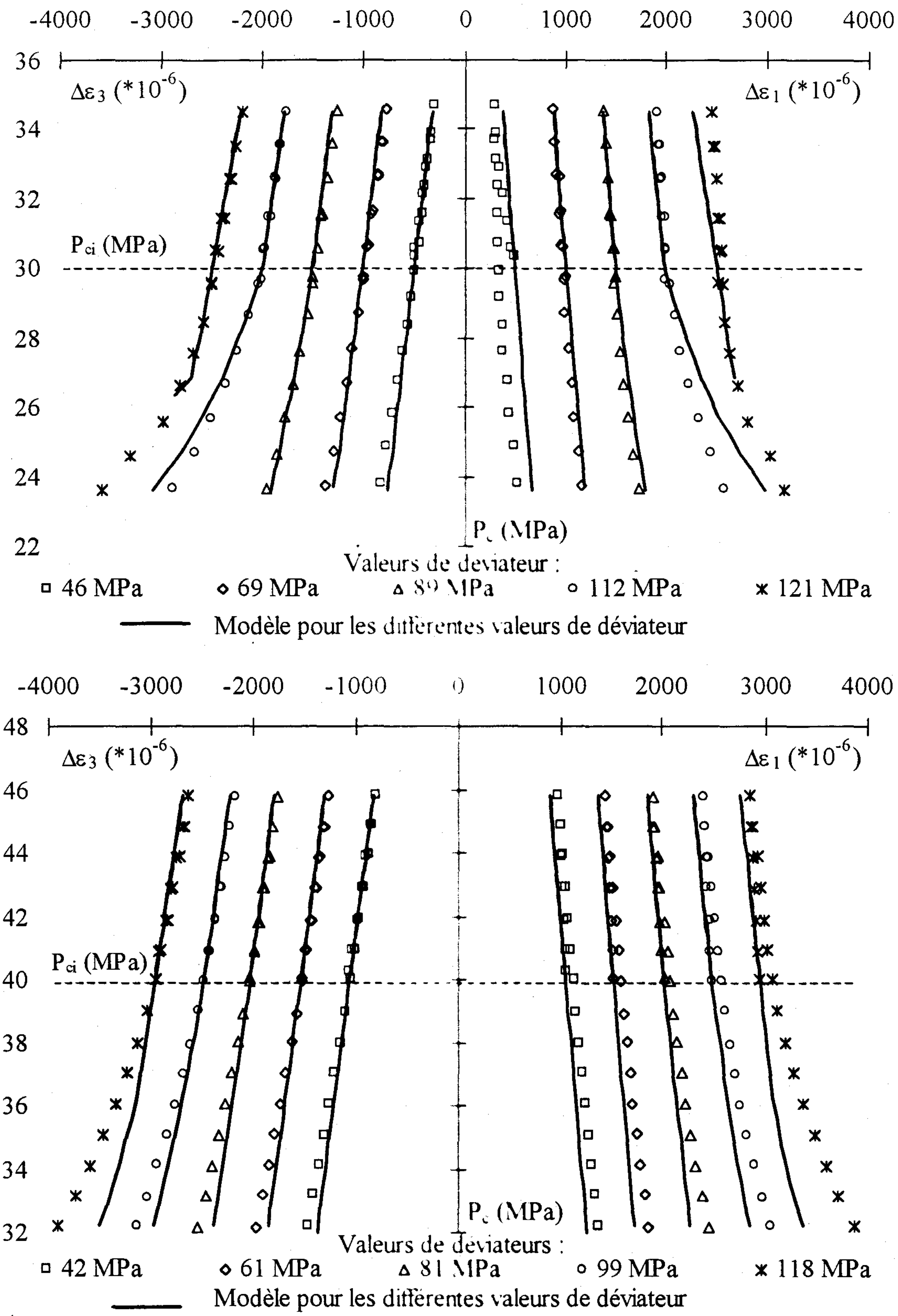


Figure A7.2 : Essais de compression triaxiale avec cycles de chargement-déchargement latéral drainé pour différentes pressions de confinement.

N.B : Les abscisses sur la droite $P_c = P_{ci}$ sont des valeurs fictives permettant une meilleure représentation graphique, la courbe se lit donc bien en incréments de déformations suivant P_c

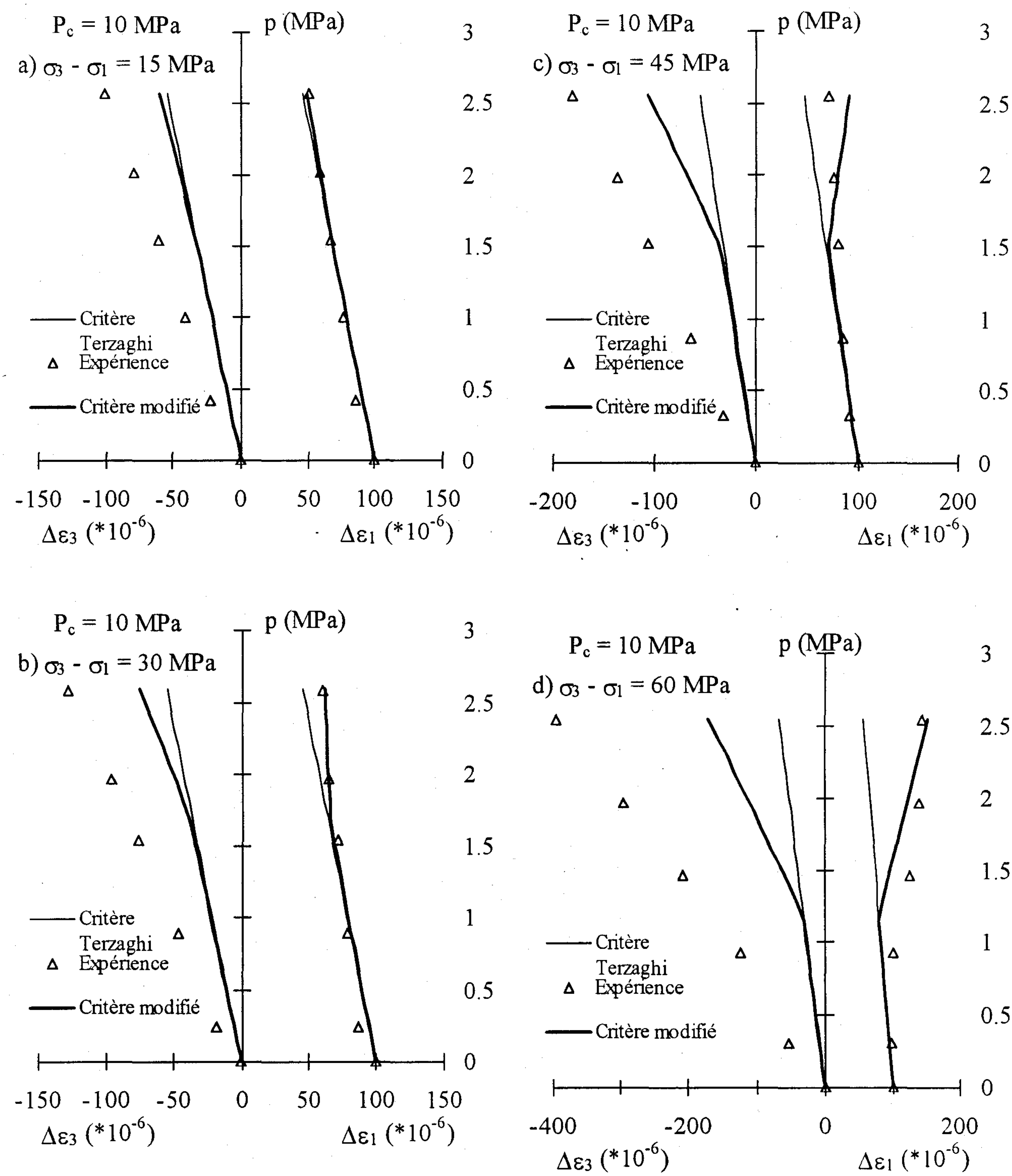


Figure A7.3.1 : Essai de compression triaxiale avec montée en pression interstitielle à $P_c = 10\,MPa$ Evolution des déformations durant la phase de montée en pression pour les différentes valeurs de déviateur.

N.B : L'abscisse $\Delta\varepsilon_1 = 100\,(*10^{-6})$ est une valeur fictive permettant une meilleure lisibilité des courbes

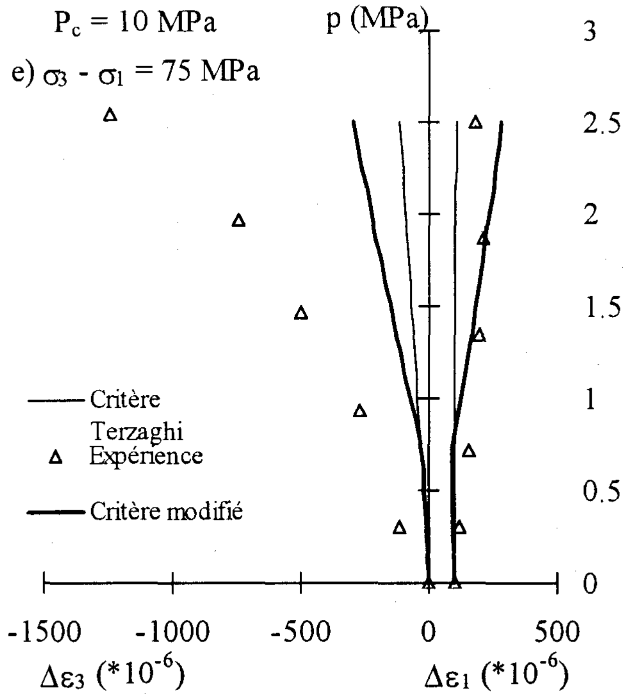


Figure A7.3.1 (suite) : Essai de compression triaxiale avec montée en pression interstitielle à $P_c = 10 MPa$ Evolution des déformations durant la phase de montée en pression pour les différentes valeurs de déviateur.

N.B : L'abscisse $\Delta\varepsilon_1 = 100\left(*10^{-6}\right)$ est une valeur fictive permettant une meilleure lisibilité des courbes.

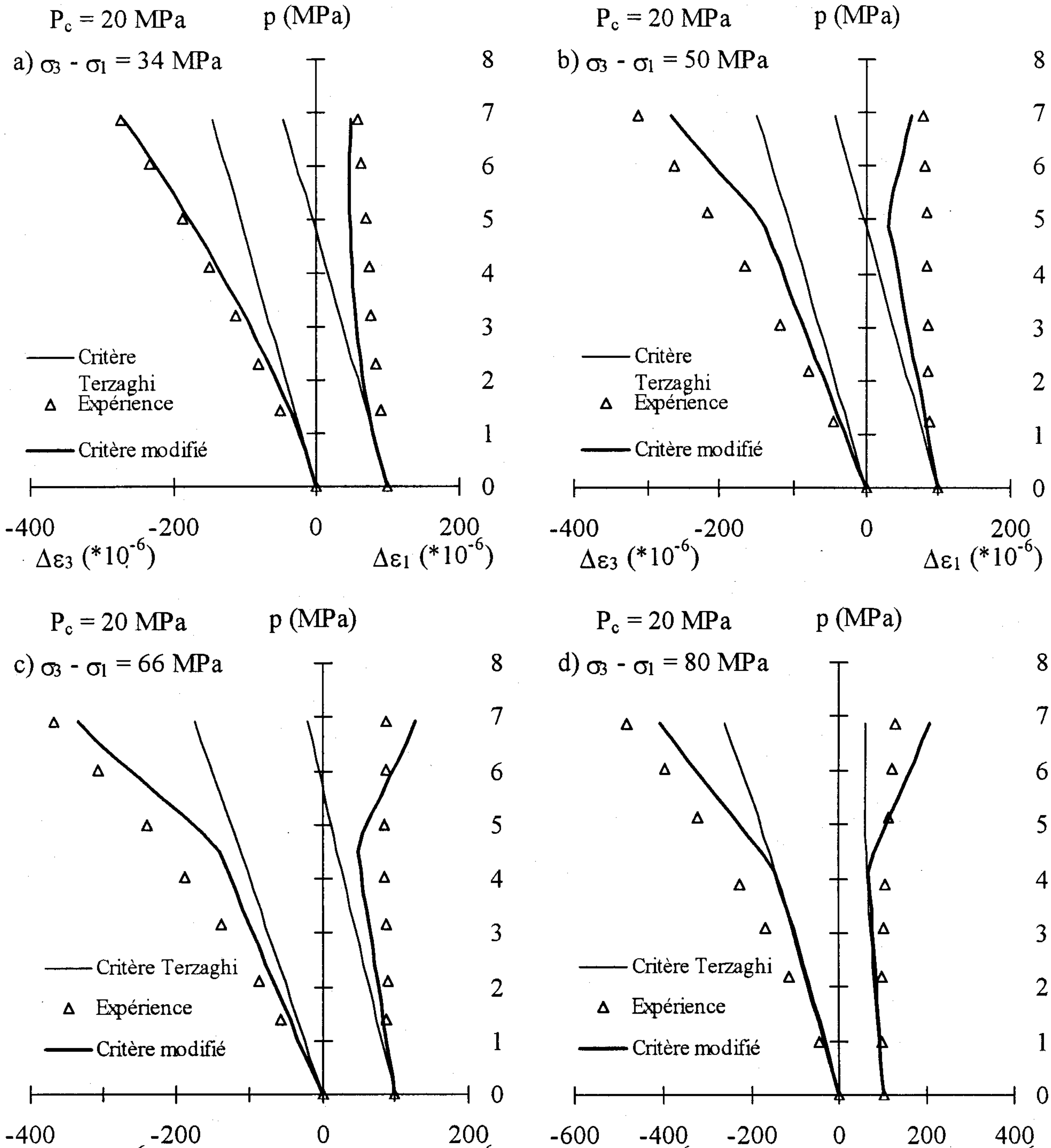


Figure A7.3.2 : Essai de compression triaxiale avec montée en pression interstitielle à $P_c = 20 MPa$ Evolution des déformations durant la phase de montée en pression pour les différentes valeurs de déviateur.

N.B : L'abscisse $\Delta\varepsilon_1 = 100\left(*10^{-6}\right)$ est une valeur fictive permettant une meilleure lisibilité des courbes

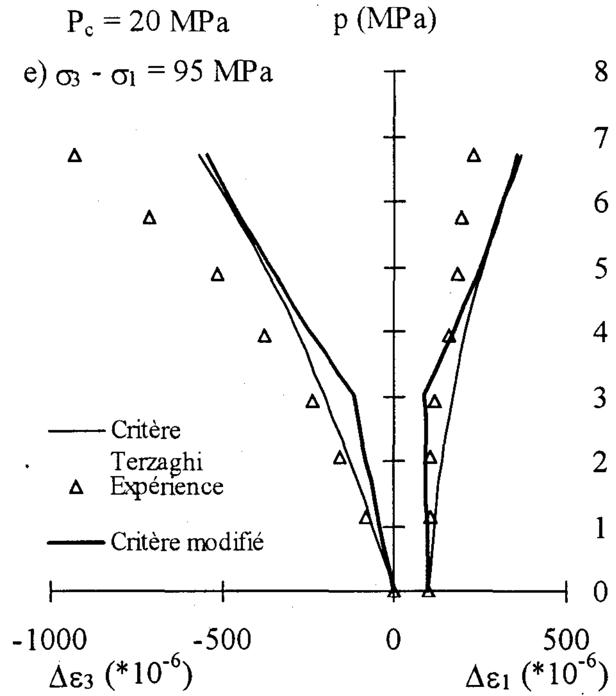


Figure A7.3.2 (suite) : Essai de compression triaxiale avec montée en pression interstitielle à $P_c = 20 MPa$ Evolution des déformations durant la phase de montée en pression pour les différentes valeurs de déviateur.

N.B : L'abscisse $\Delta\varepsilon_1 = 100\,(*10^{-6})$ est une valeur fictive permettant une meilleure lisibilité des courbes

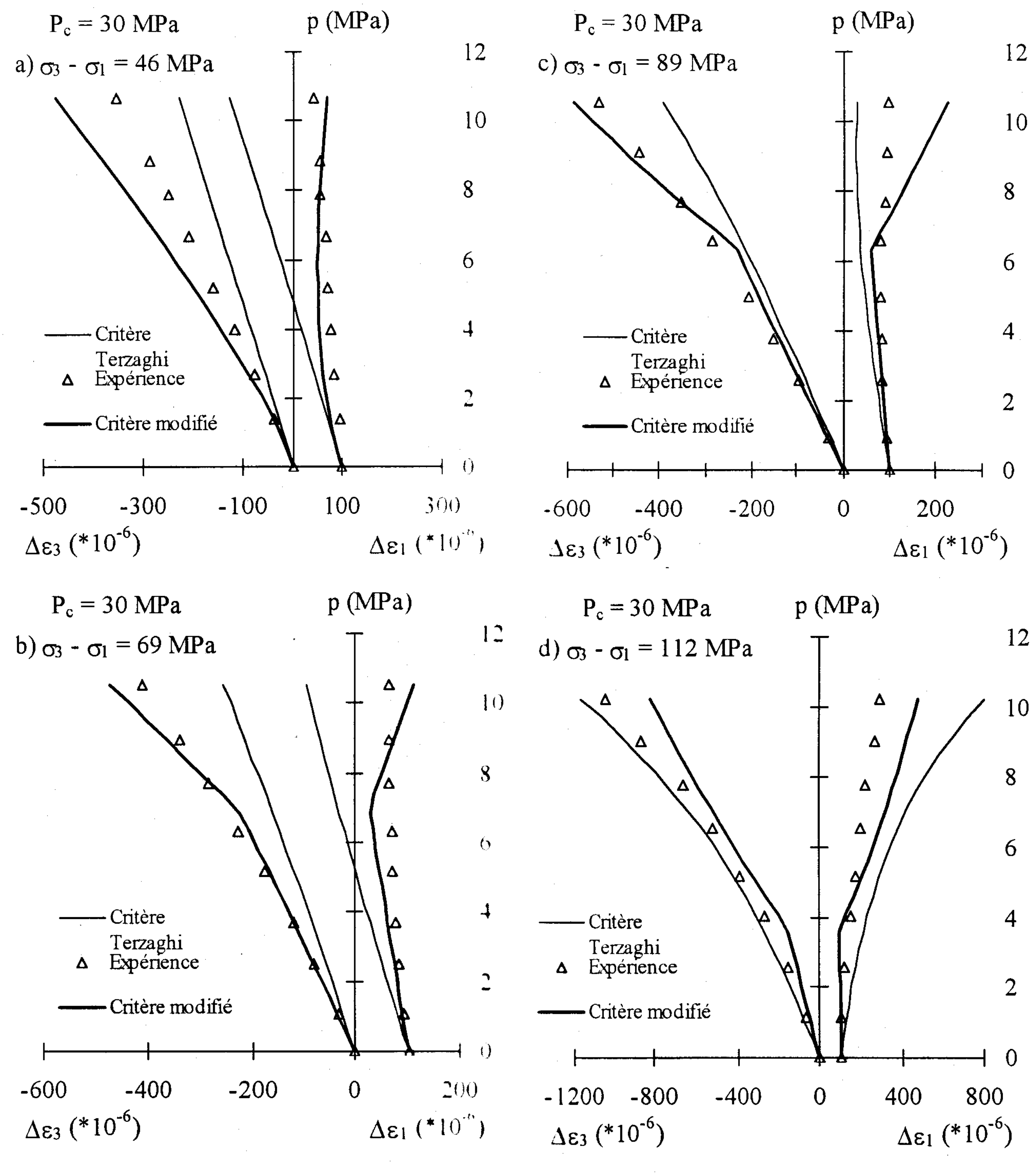


Figure A7.3.3 : Essai de compression triaxiale avec montée en pression interstitielle à $P_c = 30\,MPa$ Evolution des déformations durant la phase de montée en pression pour les différentes valeurs de déviateur.

N.B : L'abscisse $\Delta\varepsilon_1 = 100\,(*10^{-6})$ est une valeur fictive permettant une meilleure lisibilité des courbes

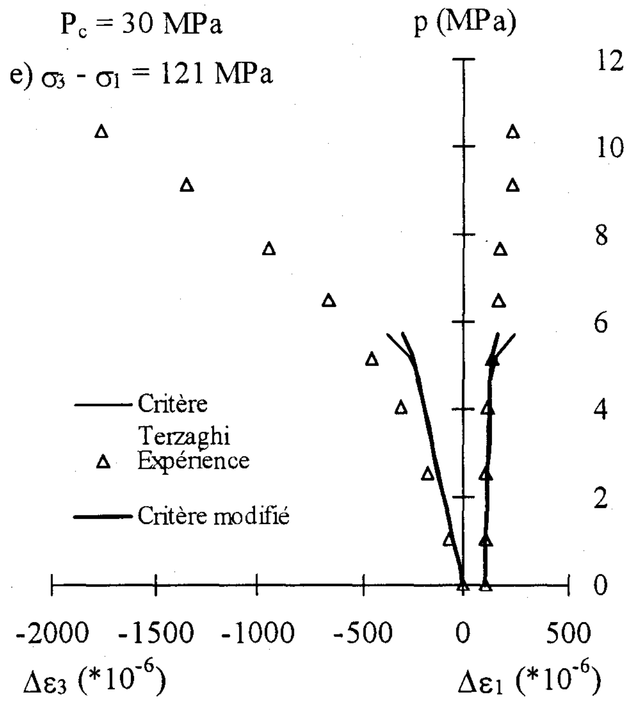


Figure A7.3.3 (suite) : Essai de compression triaxiale avec montée en pression interstitielle à $P_c = 30\,MPa$ Evolution des déformations durant la phase de montée en pression pour les différentes valeurs de déviateur.

N.B : L'abscisse $\Delta\varepsilon_1 = 100\left(*10^{-6}\right)$ est une valeur fictive permettant une meilleure lisibilité des courbes

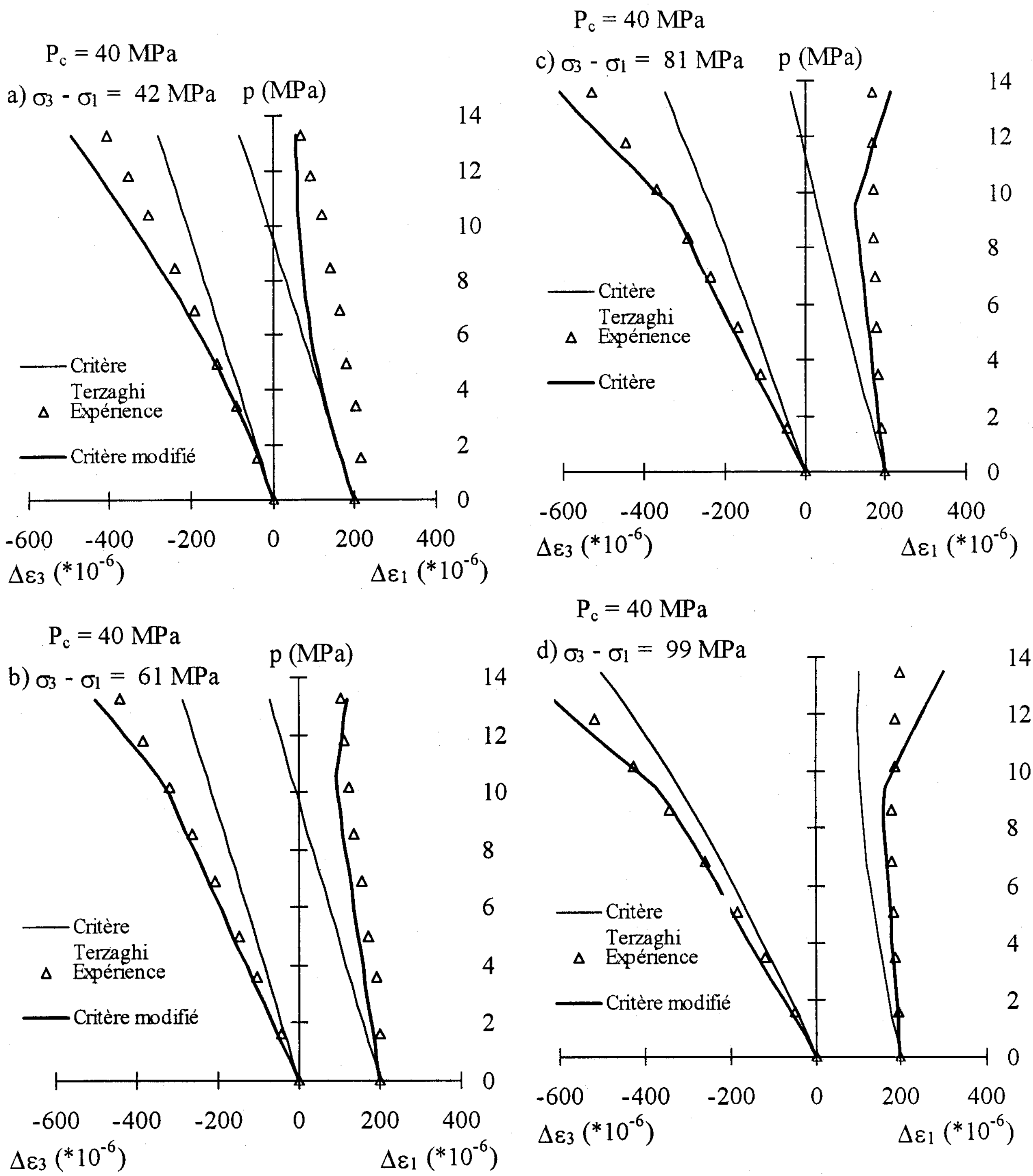


Figure A7.3.4 : Essai de compression triaxiale avec montée en pression interstitielle à $P_c = 40 MPa$ Evolution des déformations durant la phase de montée en pression pour les différentes valeurs de déviateur.

N.B : L'abscisse $\Delta\varepsilon_1 = 100\left(*10^{-6}\right)$ est une valeur fictive permettant une meilleure lisibilité des courbes

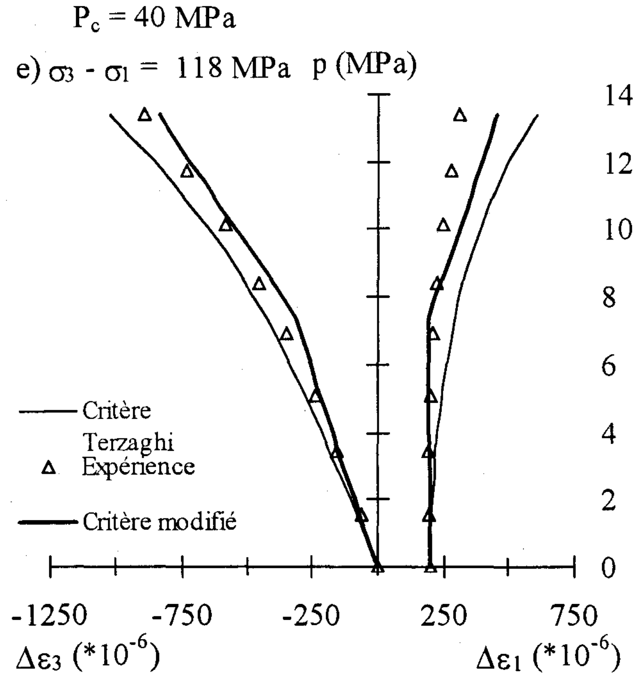


Figure A7.3.4 (suite) : Essai de compression triaxiale avec montée en pression interstitielle à $P_c = 40 MPa$ Evolution des déformations durant la phase de montée en pression pour les différentes valeurs de déviateur.

N.B : L'abscisse $\Delta\varepsilon_1 = 100\,(*10^{-6})$ est une valeur fictive permettant une meilleure lisibilité des courbes

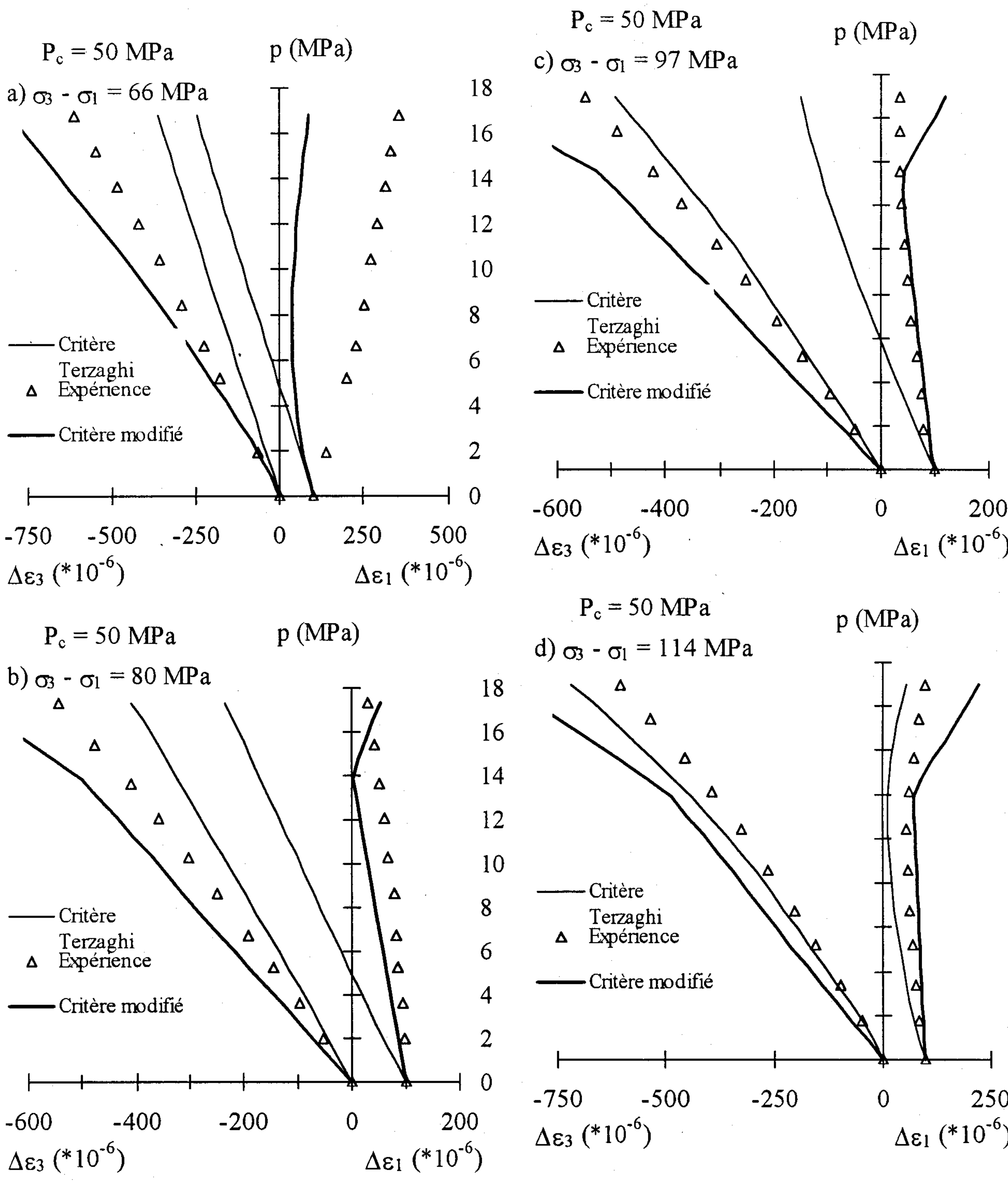


Figure A7.3.5 : Essai de compression triaxiale avec montée en pression interstitielle à $P_c = 50\,MPa$ Evolution des déformations durant la phase de montée en pression pour les différentes valeurs de déviateur.

N.B : L'abscisse $\Delta\varepsilon_1 = 100\,(*10^{-6})$ est une valeur fictive permettant une meilleure lisibilité des courbes

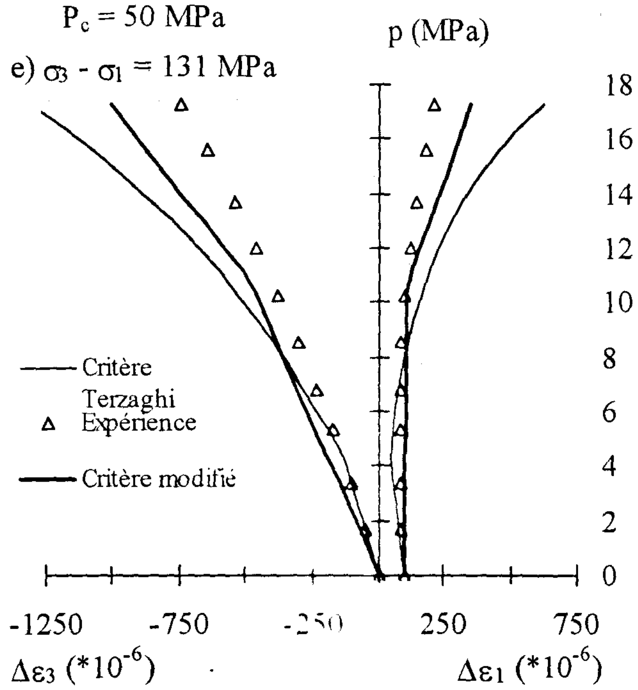


Figure A7.3.5 (suite) : Essai de compression triaxiale avec montée en pression interstitielle à $P_c = 50\,MPa$ Evolution des déformations durant la phase de montée en pression pour les différentes valeurs de déviateur.

N.B : L'abscisse $\Delta\varepsilon_1 = 100\,(*10^{-6})$ est une valeur fictive permettant une meilleure lisibilité des courbes

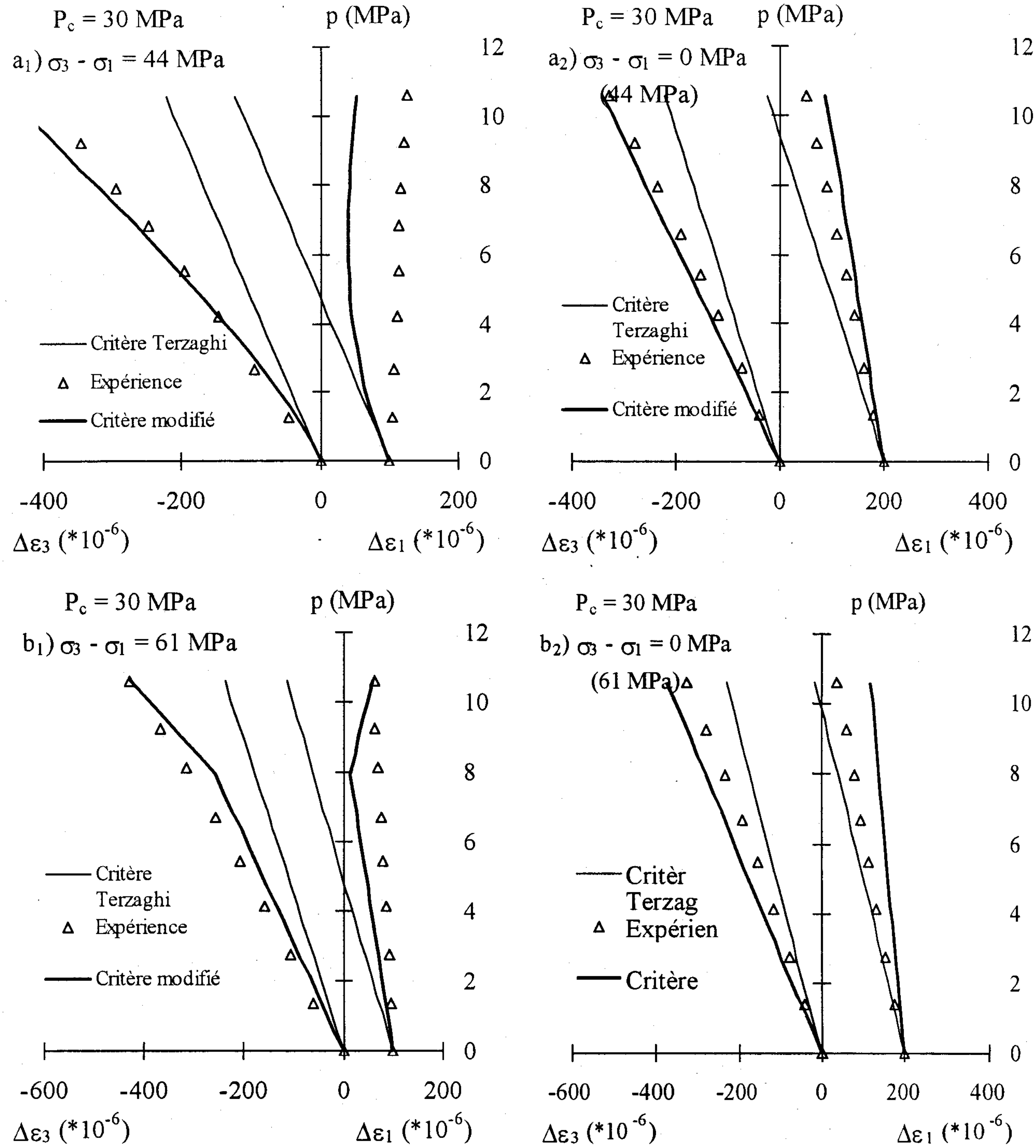


Figure A.7.4 (suite) : Essai de compression triaxiale avec cycles de chargement-déchargement déviatorique et montée en pression interstitielle à $P_c = 30 MPa$ - Evolution des déformations durant la phase de montée en pression pour les différentes valeurs de déviateur. L'indice 1 correspond

N.B : L'abscisse initiale $\Delta\varepsilon_1 = 100\ (*10^{-6})$ est une valeur fictive permettant une meilleure lisibilité des courbes.

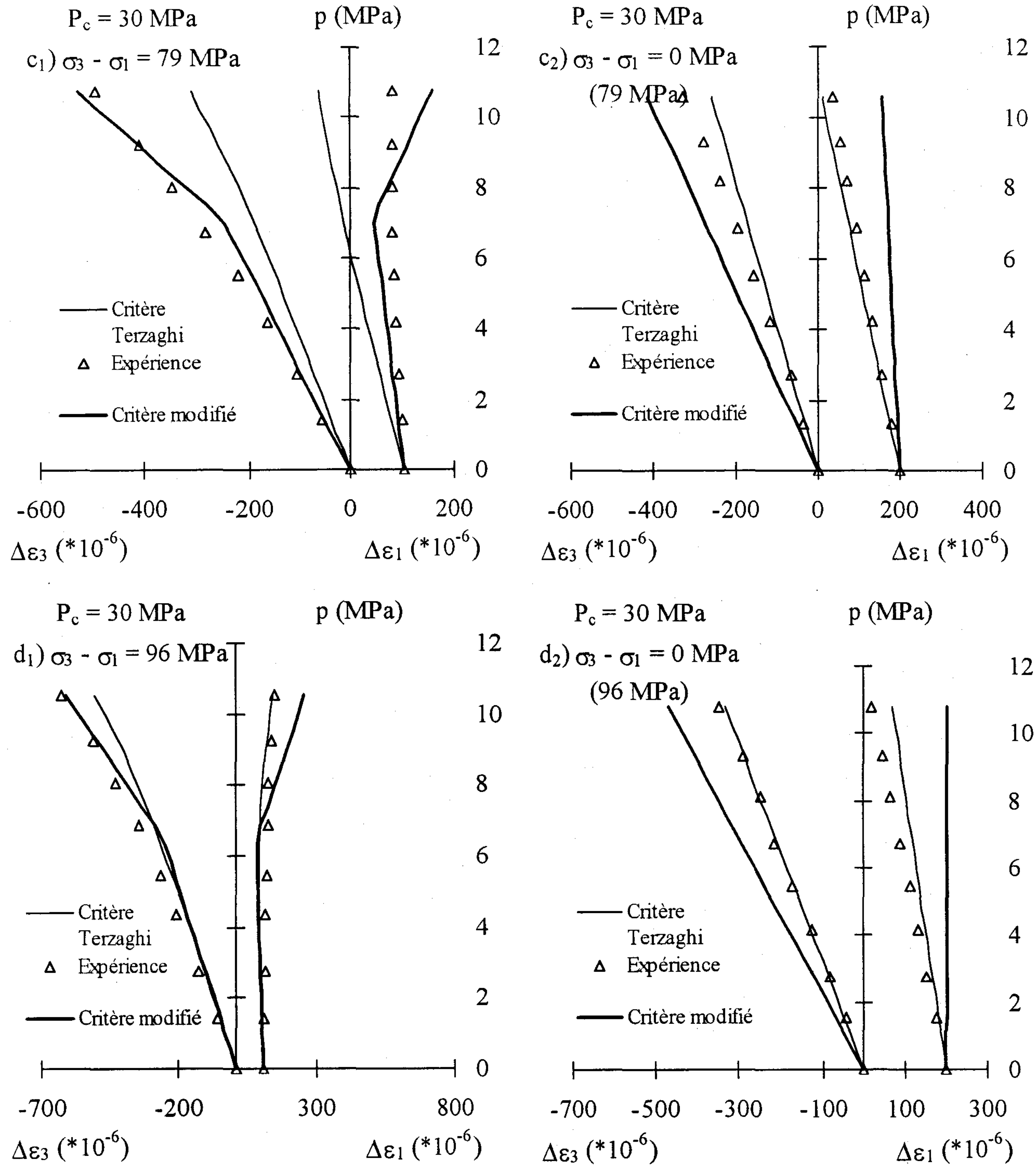


Figure A.7.4 (suite) : Essai de compression triaxiale avec cycles de chargement-déchargement déviatorique et montée en pression interstitielle à $P_c = 30\,MPa$ - Evolution des déformations durant la phase de montée en pressionpour les différentes valeurs de déviateur.

N.B : L'abscisse initiale $\Delta\varepsilon_1 = 100\left(*10^{-6}\right)$ est une valeur fictive permettant une meilleure lisibilité des courbes.

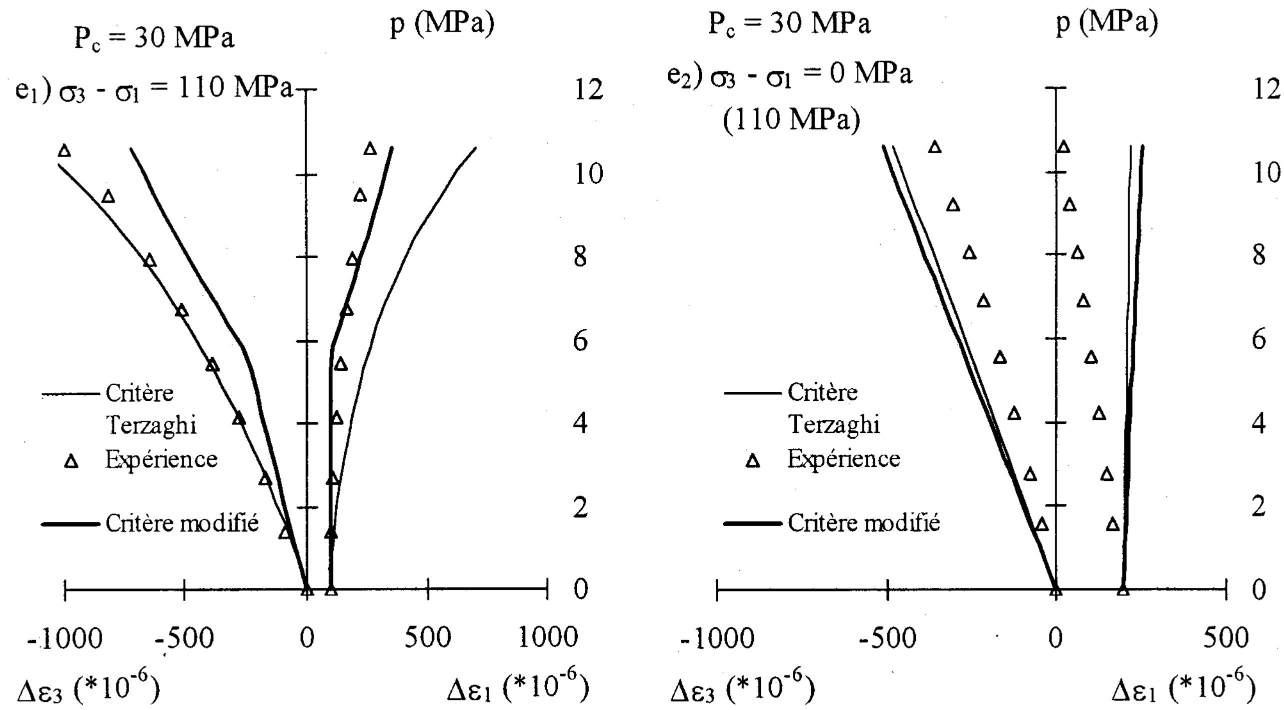
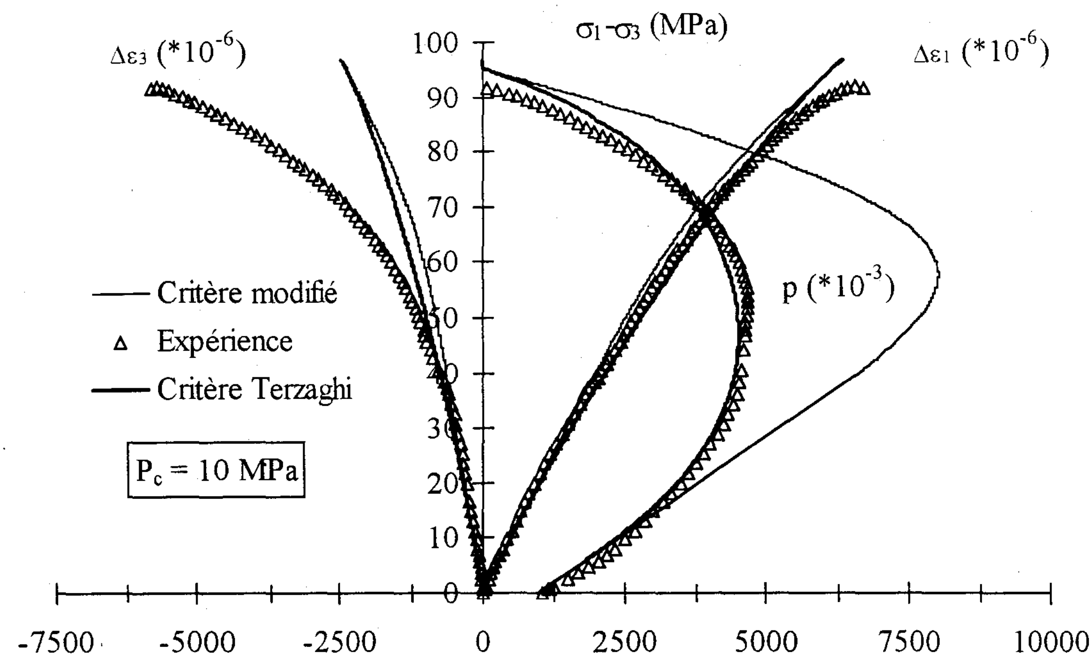


Figure A.7.4 (suite) : Essai de compression triaxiale avec cycles de chargement-déchargement déviatorique et montée en pression interstitielle à $P_c = 30 MPa$ - Evolution des déformations durant la phase de montée en pressionpour les différentes valeurs de déviateur.

N.B : L'abscisse initiale $\Delta\varepsilon_1 = 100\left(*10^{-6}\right)$ est une valeur fictive permettant une meilleure lisibilité des courbes.



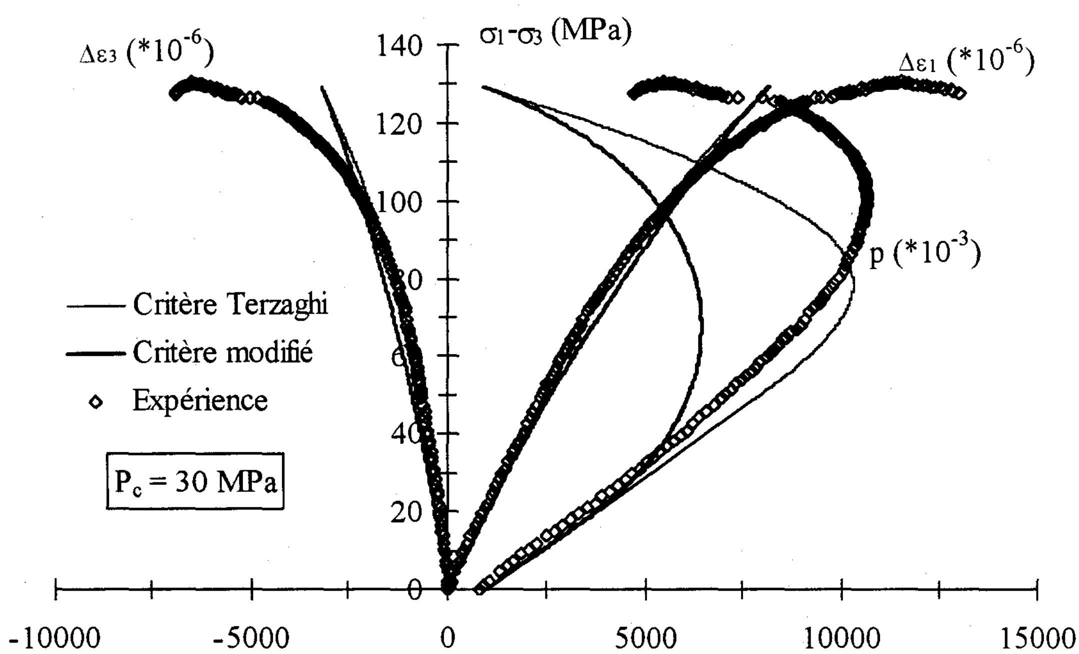


Figure A7.5 : Essais de compression triaxiale non drainés pour différentes pressions de confinement

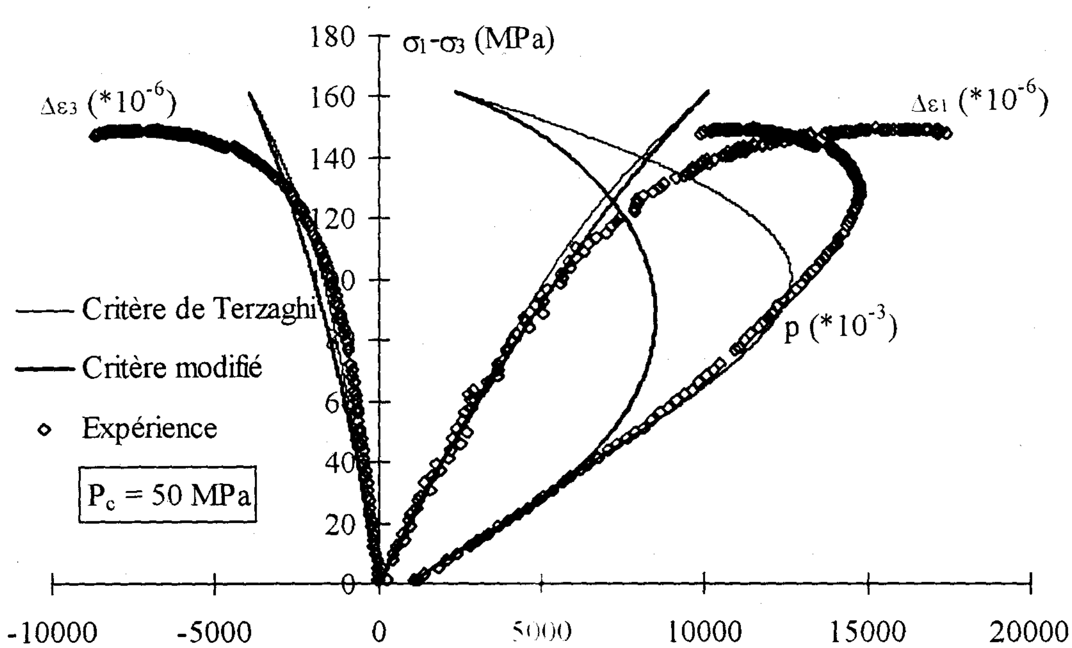
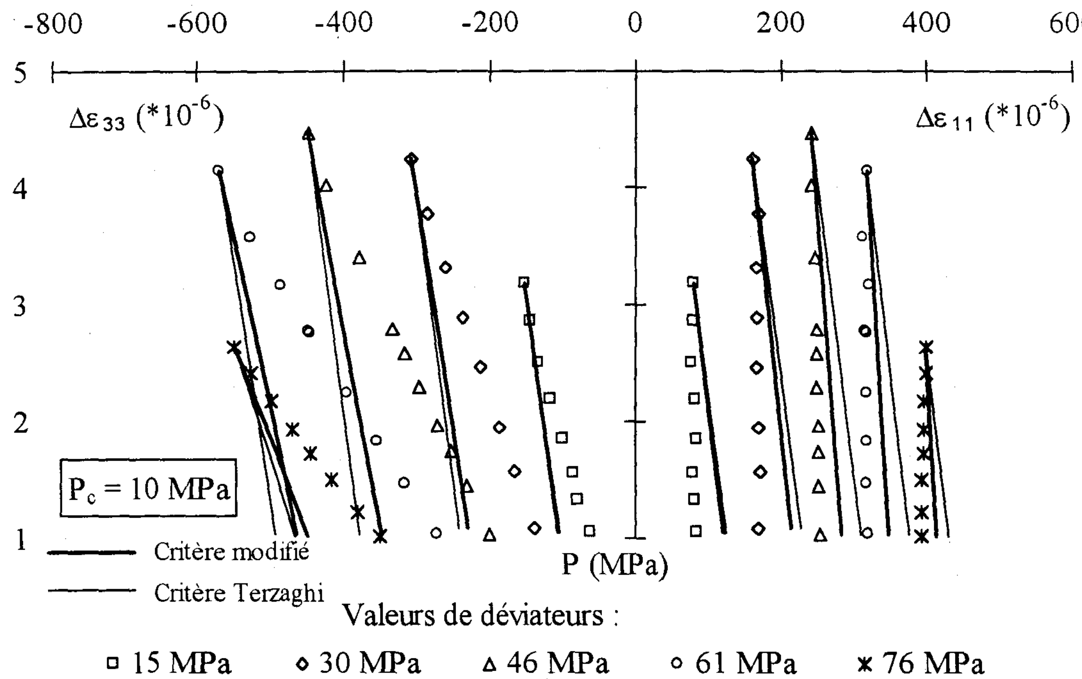


Figure A7.5 : Essai de compression triaxiale non drainés pour différentes pressions de confinement



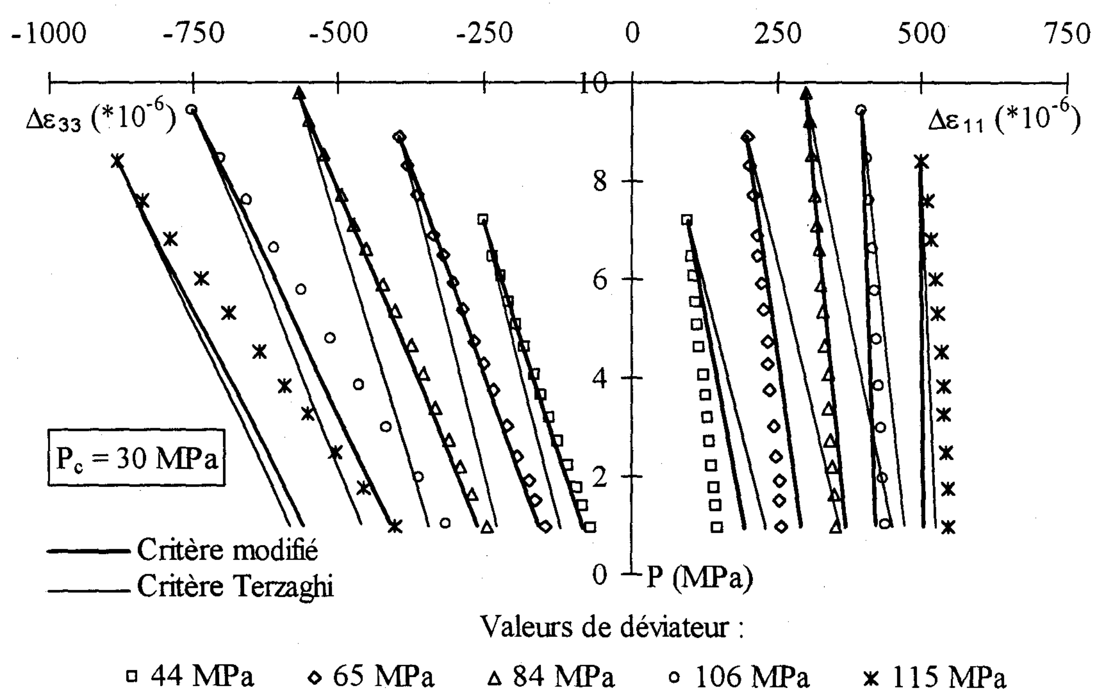


Figure A7.6 : Essai de compression triaxiale non drainé avec chute de pression pour deux valeurs de pression de confinement - Evolution des déformations durant la phase de chute de pression pour les différents niveaux de déviateur