

Modélisations à l'échelle mésoscopique de l'endommagement des géomatériaux : application au comportement d'un grès

Djimédo Kondo, Vincent Renaud, Jian-Fu Shao

*Laboratoire de Mécanique de Lille, U.R.A. CNRS, 1441
Université de Lille I, 59655 Villeneuve d'Ascq*

Résumé :

Cette étude concerne la modélisation à l'échelle mésoscopique de l'endommagement anisotrope des géomatériaux fragiles. Cette démarche de modélisation permet de prendre en compte de manière explicite les différents mécanismes de croissance de la mésofissuration (propagation en modes 1, 2 ou mixte, génération de nouvelles mésofissures). Après un bref résumé du comportement mécanique du grès (matériau support de l'étude), nous présentons une première modélisation micromécanique assez complète mais dont le domaine d'application est limitée à la mésofissuration plane. Outre le fait qu'il donne des résultats en accord avec les aspects fondamentaux de l'endommagement fragile, ce modèle plan permet également de préciser la contribution des divers mécanismes de mésofissuration. Le rôle des interactions entre mésofissures ainsi que l'importance du mécanisme de nucléation (génération de nouvelles mésofissures) sont examinés à la lumière des résultats numériques. L'extension tridimensionnelle de ce modèle est ensuite mise en œuvre et validée sur les données expérimentales du grès.

1. Introduction

Le comportement fragile des géomatériaux cohérents (bétons, roches fragiles) est de plus en plus étudié dans le cadre de la mécanique de l'endommagement (Krajcinovic, 1989 ; Lemaître, 1990, Krajcinovic, 1997). La modélisation phénoménologique de l'endommagement (cf. p. ex. Halm et Dragon et *al.*, 1996) a réalisé ces dernières années d'importants progrès, en particulier dans la prise en compte de l'anisotropie induite par les sollicitations. Il semble cependant que d'énormes difficultés subsistent encore lorsqu'il s'agit de décrire les effets unilatéraux liés à la refermeture des microfissures (Mazars et *al.*, 1990 ; Chaboche, 1992). Parallèlement l'étude micromécanique des milieux élastiques fissurés a progressé de façon significative et a ouvert de grandes possibilités de description physique de l'endommagement fragile des géomatériaux. C'est dans ce contexte, et en complément à des modélisations phénoménologiques (Shao et *al.*, 1995 ; Khazraei et Shao, 1996), que nous avons commencé à mettre en œuvre des modélisations à l'échelle mésoscopique. De plus, cette démarche microstructurale est motivée par de nombreuses observations d'expériences récentes qui apparaissent convergentes quant aux mécanismes de mésofissuration dans les roches et les bétons (Wong, 1982 ; Zaitsev, 1983 ; Myer et *al.*, 1992, etc.). L'étude que nous présentons est structurée en trois volets. Nous commençons par résumer les données d'expériences réalisées sur un grès, en insistant sur l'anisotropie de l'endommagement. Une première modélisation micromécanique est abordée dans le cadre de la déformation plane. Elle permet de prendre en compte les mécanismes fondamentaux de l'endommagement par mésofissuration : propagation en mode 1 ou mixte des mésodéfauts. Nous avons adjoint à la modélisation de base un mécanisme de génération de nouvelles mésofissures. Malgré des résultats pertinents en compression monotone, cette première modélisation se trouve limitée par sa formulation bidimensionnelle. Une version tridimensionnelle, issue principalement des travaux de Fanella et Krajcinovic (1988) et de ceux de Lee et Ju (1991), est ensuite mise en œuvre. Les premières validations portent sur des données expérimentales du grès (en compression triaxiale) en comparant les valeurs prédites pour les modules dégradés à celles mesurées lors d'essais de compression avec cycles de chargement-déchargement.

2. Données expérimentales sur le comportement et l'endommagement du grès

L'ensemble de la campagne d'essais (essais monotones ou cycliques, essais proportionnels, extension latérale, essai de refermeture de mésofissures, caractérisation de la localisation des déformations, etc.) dont une partie est résumée dans ce paragraphe a été réalisé dans le cadre de la thèse de A. Haied (1995). Avant

de présenter des résultats sur l'endommagement du grès, rappelons brièvement les aspects fondamentaux du comportement mécanique en compression triaxiale de ce matériau. Sous compression hydrostatique (pression maximale $\sigma_3 = 60$ MPa), les réponses longitudinale et transversale du matériau sont identiques (voir p. ex. Haied, 1995). Ceci indique clairement que le grès étudié est initialement isotrope. Des essais triaxiaux de révolution ont été ensuite réalisés pour des pressions de confinement allant jusqu'à 30 MPa. Les réponses obtenues (figure 1) correspondent schématiquement à un comportement classique des roches fragiles (Bieniawski, 1967) avec les différentes phases de microfissuration.

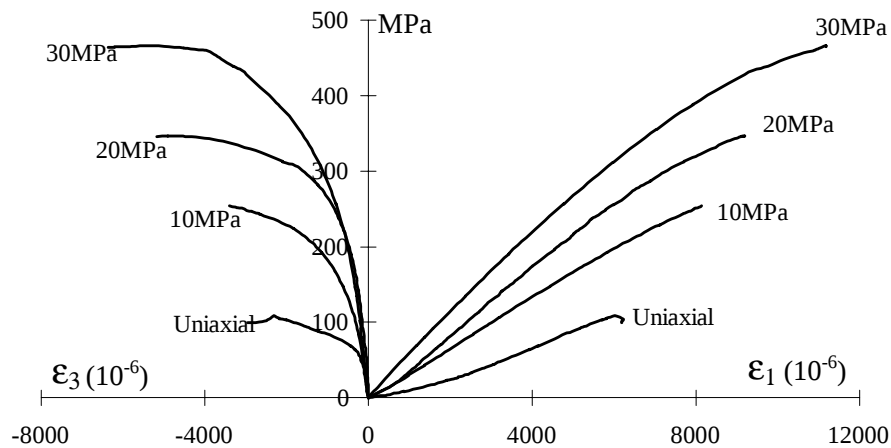


Figure 1. Courbes déviateur de contraintes ($\sigma_1 - \sigma_3$) - déformations en compression triaxiale monotone

Les tests de compression triaxiale monotone ne permettent pas cependant d'attribuer de façon certaine le comportement non linéaire observé à une dégradation des propriétés mécaniques du matériau. Des essais de compression avec cycles de chargement-déchargement, par exemple, sont nécessaires pour confirmer cette interprétation. Afin de réduire les boucles d'hystérésis généralement observées lors des cycles et donc d'améliorer la précision de la détermination des paramètres élastiques, chaque cycle est précédé d'une légère phase de relaxation. Nous présentons sur la figure 2 un exemple de résultats d'essais cycliques. On constate que la raideur longitudinale varie peu au cours du chargement. Tandis que le module sécant latéral diminue de façon progressive et significative (voir valeurs des modules, tableau 1). Ce constat indique une forte anisotropie de la dégradation.

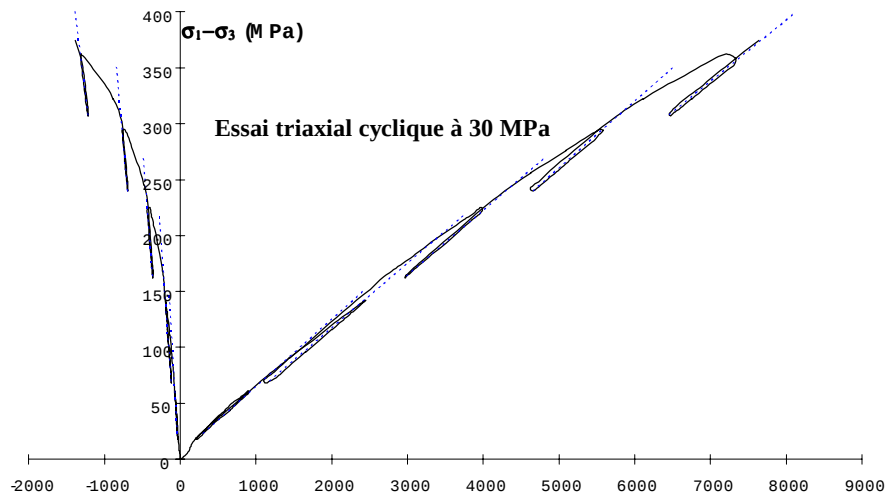


Figure 2. Exemple d'essai de compression avec cycle de chargement-déchargement

Module longitudinal	60630	58350	58160	57420	54170
Module latéral	237735	189140	172350	142955	104440

Tableau 1. Valeurs des modules (E_1 et $\frac{E_3}{\nu_{31}}$) au cours des différents cycles

3. Modélisation micromécanique de l'endommagement par mésolfissuration plane

La modélisation de l'endommagement à l'échelle mésoscopique, mise en œuvre numériquement dans ce travail, correspond dans ses grandes lignes aux travaux de Ju (1991) pour le modèle 2-D (dans lequel nous avons également intégré un mécanisme de nucléation de mésolfissures) et à ceux de Krajcinovic et Fanella (1988), de Ju et Lee (1991) et Lee et Ju (1991) pour la version 3-D. L'objectif visé dans cette première phase du travail est de valider cette modélisation sur le grès et de préciser l'importance des divers mécanismes physiques (à l'échelle mésoscopique) intervenant dans le processus d'endommagement fragile de ce matériau.

3.1. Cadre général de modélisation

On définit un volume élémentaire représentatif (VER) V contenant un grand nombre de mésolfissures. Il doit être suffisamment petit vis-à-vis de la taille de

l'échantillon pour représenter un point matériel P et suffisamment grand vis-à-vis des mésolfissures pour être considéré statistiquement homogène. Supposons ce VER sollicité à l'aide d'une contrainte uniforme Σ . Soit $\tau(x)$ le champ de contrainte microscopique non homogène dans le VER. Ce champ est statiquement admissible. On démontre (voir p. ex. Andrieux et *al.*, 1986) que la moyenne du champ de contraintes microscopiques est telle que :

$$\langle \tau \rangle = \frac{1}{V} \int_V \tau(x) dV = \Sigma \quad (1)$$

La déformation macroscopique, moyenne de la déformation sur le VER est donnée par :

$$\bar{\varepsilon} = \frac{1}{V} \int_V \varepsilon dv + \int_{\Gamma} \frac{1}{2} (D \otimes n + n \otimes D) dS \quad (2)$$

Γ représente l'ensemble des surfaces de discontinuités (mésolfissures) présentes dans le VER. L'état de déformation du VER est ainsi entièrement défini si l'on connaît les vecteurs discontinuités de déplacement D (ouverture, glissement) sur toutes les mésolfissures. Comme nous aurons l'occasion de le voir, ceci est un préalable à toute modélisation micromécanique du milieu mésolfissuré.

3.2. Formulation générale de la loi de comportement

On suppose que la matrice solide (fragile) est homogène et à comportement élastique linéaire, de compliance $\bar{S}^0$. Par souci de simplification nous appellerons σ le tenseur de contraintes macroscopique (moyenne du champ microscopique sur le VER) et ε la déformation (totale) macroscopique. L'expression précédente de la déformation conduit alors à la partition $\varepsilon = \varepsilon^0 + \varepsilon^d$. $\varepsilon^0 = \bar{S}^0 : \sigma$ est la déformation de la matrice solide et $\varepsilon^d = \bar{S}^d : \sigma$ est la déformation due à la présence des discontinuités. Le problème de la modélisation micromécanique se ramène ainsi à l'évaluation de la souplesse effective $\bar{S} = \bar{S}^0 + \bar{S}^d$ (en fait $\bar{S}^d$) du matériau à partir des vecteurs D sur l'ensemble des défauts. La loi de comportement, reliant les grandeurs macroscopiques se résume par les équations suivantes :

$$\text{Enthalpie libre : } \psi^*(\sigma, \bar{S}) = \frac{1}{2} \sigma : \bar{S} : \sigma = \frac{1}{2} \sigma : (\bar{S}^0 + \bar{S}^d) : \sigma \quad (3)$$

$$\text{Lois d'état : } \varepsilon = \frac{\partial \psi^*}{\partial \sigma} = \bar{S} : \sigma = (\bar{S}^0 + \bar{S}^d) : \sigma \quad (4)$$

La condition de dissipation positive impose : $\frac{1}{2} \sigma : \dot{\bar{S}} : \sigma \geq 0$. Elle est ainsi fortement liée à l'évolution de la souplesse effective du matériau mésolfissuré.

Remarques

Nous avons déjà souligné que la compliance inélastique globale $\bar{S}^d$ est évaluée à partir des valeurs des discontinuités de déplacements sur toutes les mésolfissures. Un des aspects importants dans ce calcul est la prise en compte des interactions entre mésolfissures. Celle-ci peut être réalisée à l'aide de la méthode différentielle ou du schéma autocohérent (voir p. ex. Kachanov, 1993 pour plus de précisions sur ces méthodes). Pour des raisons de simplicité dans la mise en œuvre, c'est la méthode autocohérente, plutôt que la méthode différentielle, qui est retenue pour traiter les interactions entre mésolfissures. Soulignons que du point de vue analytique, le passage du modèle autocohérent au modèle sans interaction entre mésolfissures est immédiat (dans l'équation 5 à venir, on remplacerait alors $\bar{S}'$ par $\bar{S}^0$).

3.3. Calcul de la souplesse effective : cas du milieu anisotrope 2-D

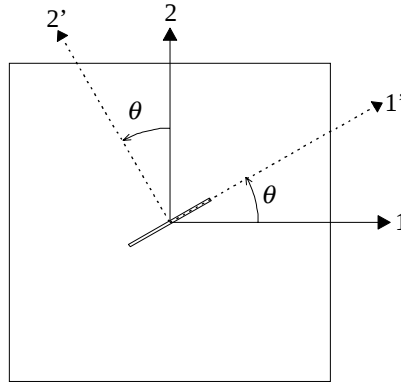


Figure 3. Mésolfissure isolée dans le milieu bidimensionnel

On utilise la notation de Voigt en 2-D : $\tau_1 = \sigma_{11}$, $\tau_2 = \sigma_{22}$, $\tau_3 = \sigma_{12}$, $e_1 = \varepsilon_{11}$, $e_2 = \varepsilon_{22}$, $e_3 = 2\varepsilon_{12}$ avec la loi de comportement du milieu $e_i = \bar{S}_{ij} \tau_j$.

Considérons un solide plan de surface A contenant une mésolfissure rectiligne (figure 3). On recherche la contribution de cette mésolfissure à la souplesse effective du domaine. La première étape de l'analyse consiste à effectuer les calculs dans le repère local ' (prime) de la fissure pour obtenir $\bar{S}'$ et à transformer ensuite ce tenseur en repère global. La résolution de ce problème d'élasticité anisotrope plane exige, dans le cadre de la méthode autocohérente, celle de l'équation caractéristique (Horii et Nemat-Nasser, 1983) :

$$\bar{S}'_{22} - (\bar{S}'_{23} + \bar{S}'_{32})\lambda' + (\bar{S}'_{12} + \bar{S}'_{21} + \bar{S}'_{33})\lambda'^2 - (\bar{S}'_{13} + \bar{S}'_{31})\lambda'^3 + \bar{S}'_{11}\lambda'^4 = 0. \quad (5)$$

Il s'agit d'une équation implicite dans laquelle figurent les composantes $\bar{S}'_{ij}$ qui sont encore à ce stade les inconnues du problème. Cette écriture, qui est la traduction de la méthode autocohérente, exige une résolution itérative. En écrivant les solutions complexes de cette équation sous la forme $\lambda'_k = r'_k + is'_k$ (avec $s'_k > 0$), on peut relier les discontinuités de déplacement d'une fissure ouverte (mode I ou mixte) de demi-longueur a aux contraintes macroscopiques. Ces relations s'écrivent :

$$D'_i = 2\sqrt{a'^2 - x'^2} B'_{ij} \sigma'_{2j} \quad (6)$$

Pour les fissures ouvertes, les expressions de B' sont détaillées dans Horii et Nemat-Nasser (1983). Pour le cas particulier des mésolfissures fermées ($D'_2 = 0$), partant des mêmes travaux, nous avons pu montrer que les calculs se simplifient. Et on a :

$$B' = \bar{S}'_{11} \frac{s'_1 s'_2 [(s'_1 + s'_2)^2 + (r'_1 - r'_2)^2]}{s'_1 (r'^2_2 + s'^2_2) + s'_2 (r'^2_1 + s'^2_1) - \mu \cdot \text{sgn}(\bar{\tau}'_3) (s'_1 r'_2 + s'_2 r'_1)} \begin{bmatrix} 1 & \mu \cdot \text{sgn}(\bar{\tau}'_3) \\ 0 & 0 \end{bmatrix}$$

où μ est le coefficient de frottement sur les lèvres de la mésolfissure.

4. Mécanismes et lois d'évolution de la mésostructure

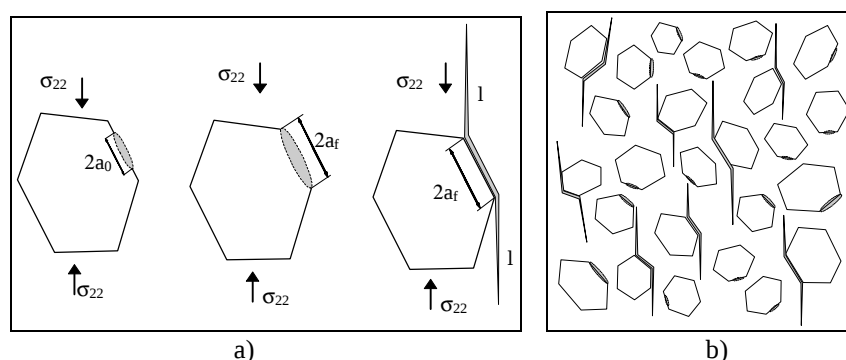


Figure 4. a) États successifs d'une mésolfissure en compression - b) Vue d'ensemble de la mésostructure

Un point crucial de la modélisation est le choix de la loi d'évolution de la mésostructure du matériau avec le chargement. Ceci exige une bonne connaissance des mécanismes physiques de mésolfissuration, responsables de l'endommagement. Sur la base de divers travaux, en mécanique des roches (Wong, 1982) ou sur des bétons (Zaitsev, 1983), les mésolfissures sont supposées initialement réparties sur des interfaces de grains qui, de par leur faible résistance, constituent des sites potentiels d'amorçage des fissures (figure 4b). Le matériau est alors considéré comme un agrégat composite. Les lois d'évolution de la mésostructure sont celles issues des concepts classiques de propagation de fissure en mécanique de la rupture.

L'évolution de la mésolfissuration fait intervenir des modes élémentaires différents selon que les défauts sont sollicités en traction ou en compression. Ceci permet de décrire par exemple la dissymétrie des réponses en traction et en compression, dissymétrie expérimentalement observée pour de nombreux matériaux fragiles. Le cas de la traction où les mésolfissures sont ouvertes étant relativement simple (propagation en mode 1 sur les interfaces et arrêt provoqué par la matrice du matériau), nous n'examinons ici que les modes d'évolution mis en jeu en compression. En effet, dans ce cas les trajets de mésolfissuration sont plus complexes et font intervenir de façon déterminante à la fois les modes 1, 2, et mixte de propagation. Les 3 stades possibles de mésolfissuration en compression sont schématisés sur la figure 4a (Zaitsev, 1983). Le premier stade correspond à un état stationnaire de la mésolfissure. Celle-ci ne se propage pas mais il peut y avoir accroissement des discontinuités de déplacement (glissement).

Propagation en mode 2

Pour le deuxième stade (mode 2), le critère de propagation s'écrit $K_{II} = K_{IIc}^{if}$ où K_{IIc}^{if} est la ténacité en mode 2 de l'interface. Avec l'hypothèse d'une loi de frottement de type Coulomb (de coefficient de frottement μ), ce critère s'écrit : $\tau_s = \tau_3' - \mu \tau_2' = \frac{K_{IIc}^{if}}{\sqrt{\pi a_0}}$. Lorsque le critère est atteint, la mésofissure se propage de

manière instable passant d'une taille initiale $2a_0$ à une taille finale $2a_f$ dont les valeurs sont liées à la taille moyenne des grains. Cette propagation en mode 2 est arrêtée par la matrice du matériau qui joue alors le rôle de barrière d'énergie.

Propagation en mode mixte (branchement)

A des niveaux de chargements plus élevés, la mésofissure se branche (mode mixte, figure 5a). Pour cette configuration il n'y a pas encore de solutions exactes et l'on doit faire appel à des approximations (fissures équivalentes) comme celles développées par Hori et Nemat-Nasser (1986) (voir figure 5b et 5c). Le critère en mode I : $K_I = K_{Ic}^m$ permet de déterminer la longueur l du branchement en fonction de la ténacité K_{Ic}^m , de l'orientation initiale de la mésofissure et du chargement (voir Fanella et Krajcinovic, 1988 ; K_I est donné dans Hori et Nemat-Nasser (1986)).

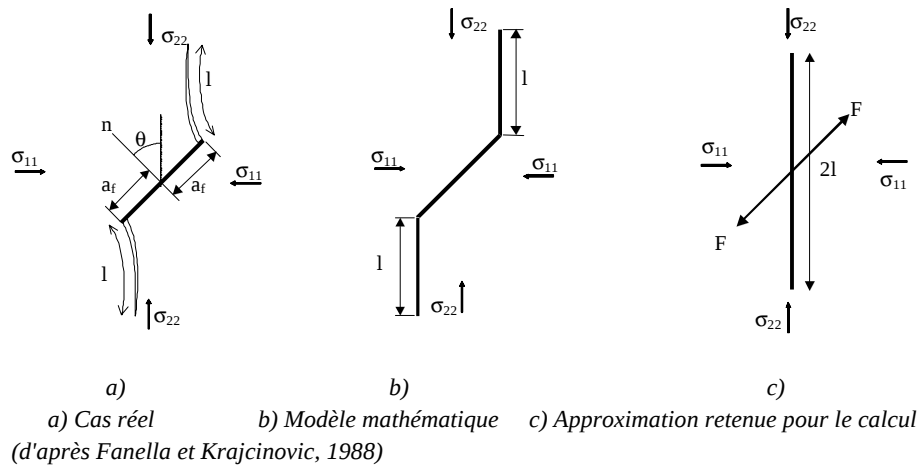


Figure 5. Modèles de la mésofissure avec branchement

En pratique, la compliance totale $\bar{S}^d$ s'obtient par sommation des contributions des différents mécanismes activés sur l'ensemble des mésosfissures. La distribution initiale dans l'espace et en orientation des mésosfissures est supposée uniforme. Pour un niveau de sollicitations donné, l'état d'une mésosfissure dépend de sa taille et de son orientation, ce qui définit un domaine d'activation des différents mécanismes précédemment décrits. Ce domaine d'activation est déterminé par application d'une part du critère de Coulomb pour le frottement et glissement et d'autre part du critère de Griffith pour la propagation de fissures (indiqués précédemment). L'évolution mésostructurale se concrétise par une modification de la taille et de l'orientation des mésosfissures (branchement p. ex.), leur distribution spatiale restant uniforme.

5. Résultats obtenus à l'aide de cette première modélisation plane

Dans sa version de base, le modèle comporte 8 paramètres physiques (2 coefficients élastiques, 1 coefficient de frottement, 2 ténacités, 3 paramètres mésostructuraux). Les paramètres de mésostructure sont la taille initiale a_0 et la taille finale a_f des mésosfissures d'interfaces, et la densité initiale de mésosfissures. a_0 et a_f sont normalisés avec la taille du VER.

E_0 (MPa)	ν_0	μ	$K_{Ic}^m (MPa\sqrt{m})$	K_{IIc}^{if}	a_f	a_0	ω_0
35000	0.06	0.6	0.8	0.35	$9.5 \cdot 10^{-3}$	$5.7 \cdot 10^{-3}$	0.1

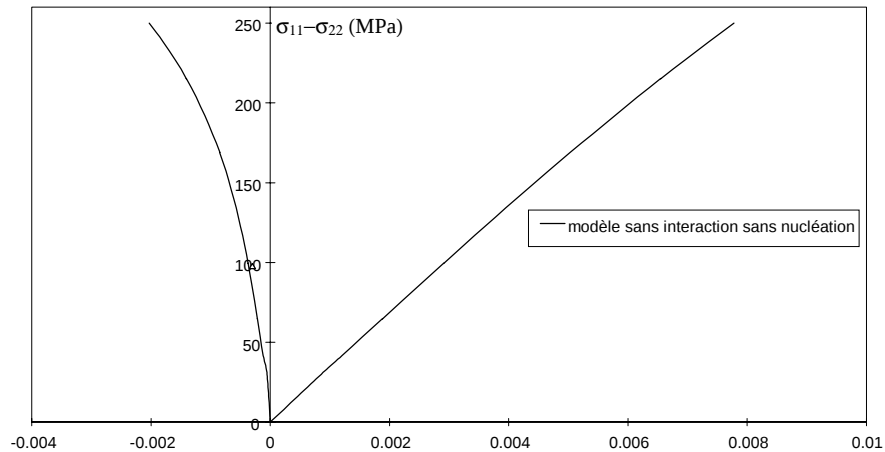


Figure 6. Exemple de résultats du modèle–Comparaison des hypothèses

Les performances du modèle ont été qualitativement évaluées en étudiant les réponses en compression biaxiale. Nous notons ici 1 la direction du chargement axial. Les valeurs des différents paramètres, utilisées dans les simulations 2-D, sont indiquées dans le tableau précédent. A l'exception de la densité initiale de mésolfissures, elles correspondent à celles que nous utiliserons pour les calculs 3-D (paragraphe 6). Les premières simulations du cas 2-D sont réalisées en négligeant les interactions entre mésolfissures (approximation de Taylor). Comme nous l'avions souligné, ceci revient à remplacer $\bar{S}^1$ par $\bar{S}^0$ dans l'équation caractéristique (5). Un exemple de résultats, pour un chargement monotone, est présenté sur la figure 6. Les non linéarités ainsi que l'anisotropie de la réponse sont mises en évidence. Soulignons que : (i) la non linéarité obtenue provient de l'endommagement (couplage élasticité-endommagement) ; (ii) de par les hypothèses du modèle. (équation 4) un déchargement élastique, à partir de tout niveau de contrainte, se ferait de façon linéaire jusqu'à l'origine avec une compliance effective (dégradée) $\bar{S} = \bar{S}^0 + \bar{S}^d$.

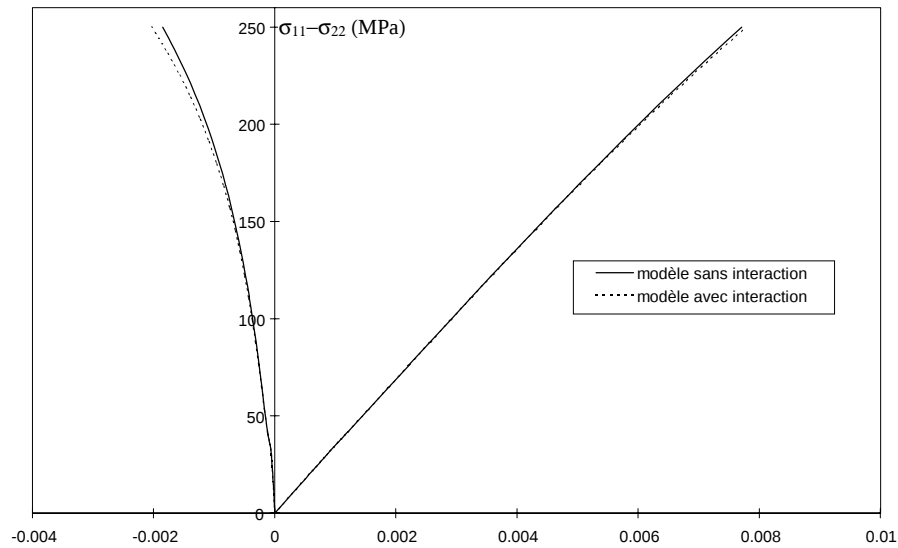


Figure 7. Effet des interactions entre les mésolfissures

Afin de se faire une idée plus précise du rôle des interactions entre mésolfissures, nous avons représenté (à titre d'exemple) sur la figure 7 une comparaison de la réponse précédente avec un calcul dans lequel les interactions sont prises en compte. L'observation essentielle à faire est que, pour ce qui concerne la réponse globale, les effets d'interaction entre mésolfissures ne se manifestent que très peu et ceci à un niveau de déformation important. Nous devons insister sur le fait qu'il s'agit bien ici

de l'impact des interactions sur le comportement moyen élastique du matériau mésolfissuré. En effet, l'influence de ces interactions doit être déterminante sur les conditions de croissance des défauts ainsi que sur les conditions de rupture macroscopique de l'échantillon (voir à ce sujet les travaux de Fond (1992) ou de Kachanov (1993)). Dans ces cas, la configuration spatiale locale des mésolfissures joue un rôle décisif. C'est un aspect qui n'est pas actuellement abordé dans le travail, de même que les éventuelles interactions entre fissures et pores.

Mécanisme de nucléation de mésolfissures : un des mécanismes supplémentaires d'évolution de la mésostructure du matériau est la nucléation de mésolfissures, c'est-à-dire la génération de nouvelles mésolfissures au cours de la déformation. Ce mécanisme est important notamment en présence de pressions de confinement. Les origines de la nucléation de mésolfissures sont encore peu comprises mais il semble qu'elles soient liées à des glissements aux interfaces grains-matrice. Le modèle de nucléation considéré est celui de Zener-Stroh (Stroh, 1954), selon lequel il y a nucléation lorsque le cisaillement dépasse sur une interface la contrainte de décohésion τ_c^0 (caractéristique du matériau ; valeur moyenne considérée de $\tau_c^0 = 60$ MPa). Dans les calculs, le taux de nucléation (rapport entre le nombre de fissures susceptibles d'être créées et le nombre de fissures préexistantes) est pris égal à 1. La figure 8 montre l'importance de ce mécanisme dans la réponse non linéaire du matériau.

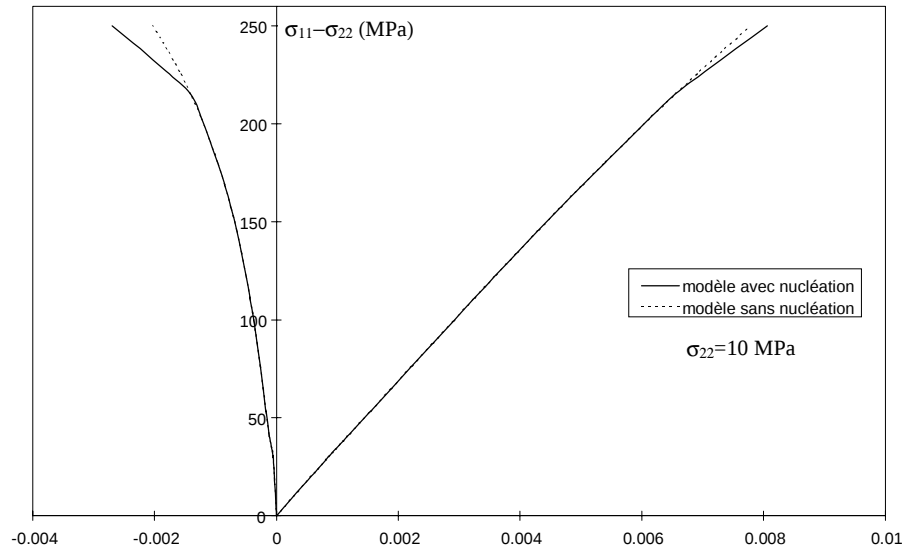


Figure 8. Influence du mécanisme de nucléation de mésolfissures

6. Extension tridimensionnelle du modèle et exemples de réponses

Le manque de généralité de la formulation en déformation plane du modèle appelle naturellement son extension tridimensionnelle (au moins pour une première confrontation avec les expériences).

6.1. Formulation tridimensionnelle

Dans tout ce qui suit, la notation de Voigt 3-D ($\tau_1 = \sigma_{11}$, $\tau_2 = \sigma_{22}$, $\tau_3 = \sigma_{33}$, $\tau_4 = \sigma_{23}$, $\tau_5 = \sigma_{13}$, $\tau_6 = \sigma_{12}$; $e_1 = \varepsilon_{11}$, $e_2 = \varepsilon_{22}$, $e_3 = \varepsilon_{33}$, $e_4 = 2\varepsilon_{23}$, $e_5 = 2\varepsilon_{13}$, $e_6 = 2\varepsilon_{12}$) est utilisée, avec $e_i = \bar{S}_{ij} \tau_j$.

Cette approche 3-D du modèle utilise la même démarche que celle suivie dans le modèle 2-D. Elle présente cependant quelques difficultés. Celles-ci sont de deux ordres : (i) évaluation des discontinuités de déplacements en milieu 3-D anisotrope, (ii) critères de propagation des mésosfissures tridimensionnelles. La première difficulté peut être résolue en s'appuyant sur les travaux de Hoenig (1978 ; 1982) qui a établi les relations entre les discontinuités de déplacement de la fissure tridimensionnelle et les contraintes extérieures appliquées au VER (figure 9) :

$$D'_i(x, y) = 2\sqrt{(a^2 - x'^2 - y'^2)} C'_{ik} \sigma'_{3k}.$$

La matrice C' joue un rôle analogue à la matrice B' du cas 2-D. Les développements analytiques des composantes de cette matrice peuvent être trouvées dans Ju et Lee (1991) et Lee et Ju (1991).

Le passage méso-macro est effectué en considérant une distribution initiale continue de l'orientation des mésosfissures.

Lois d'évolution de la mésostructure

Les mêmes mécanismes d'évolution que dans le cas plan sont considérés pour la fissure 3-D : glissement, propagation auto-similaire en mode 2, branchement. Les critères de propagation de fissure sont considérés comme dans le cas 2-D en utilisant toutefois une valeur moyenne des facteurs d'intensité de contraintes sur le front de la mésosfissure¹. De plus, il est fait l'hypothèse d'une propagation en milieu isotrope.

¹ On doit en effet noter que la formulation et la mise en œuvre d'un critère 3-D de propagation sont encore des questions difficiles, notamment lorsque la fissure se branche (voir p. ex. travaux de Leblond (1993)). Cette difficulté est amplifiée ici par l'anisotropie induite par la mésosfissuration.

Enfin, pour des raisons de simplicité, les mésosfissures sont supposées de type "penny shaped" (forme de pièce de monnaie, voir figure 9). Soulignons que le mécanisme de nucléation est également intégré dans cette approche tridimensionnelle de la même façon que dans le modèle 2-D.

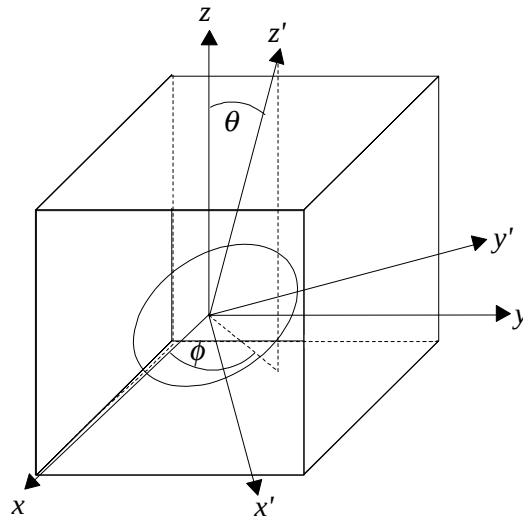
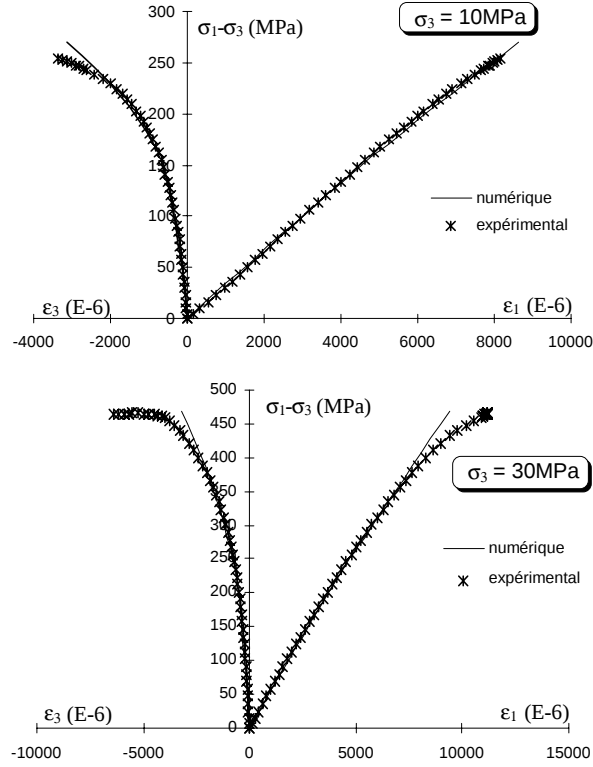


Figure 9. Représentation de la mésosfissure 3-D dans le VER

6.2. Résultats de la modélisation 3-D

Dans les simulations, le chargement est imposé suivant la direction axiale 1. La calibration du modèle a nécessité la détermination des paramètres mécaniques et des paramètres mésostructuraux. Les premiers peuvent être obtenus à l'aide d'essais triaxiaux conventionnels ou d'essais de mécanique de la rupture. Les derniers doivent être évalués à partir d'observations au microscope. A l'exception des paramètres élastiques E_0 et ν_0 qui sont, pour la plupart des roches, dépendants de la pression, nous avons utilisé des valeurs moyennes des différents paramètres indiquées dans le tableau 1. Notons que dans le cas 3-D la valeur de la densité initiale est beaucoup plus faible. Nous l'avons fixé à 0,02. Les comparaisons (voir figure 10) montrent un relatif bon accord entre les résultats du modèle et les réponses expérimentales. On peut néanmoins noter un certain écart à l'approche de la rupture macroscopique. Des observations réalisées au cours des essais avaient permis de conclure à une localisation de la déformation précédant la rupture macroscopique (Haied, 1995).



Figures 10. Exemples de réponses en compression triaxiale

Afin de quantifier l'importance de la dégradation, un exemple d'évolution des compliances $\frac{\bar{S}}{\bar{S}_0}$ (valeurs normalisées) est présentée sur la figure 11. On observe que la variation de la compliance latérale $\bar{S}_{22}$ est par exemple beaucoup plus forte que celle de $\bar{S}_{11}$. La forte augmentation de $\bar{S}_{21} = \bar{S}_{31}$ est à l'origine des non linéarités de la déformation latérale. Ces résultats numériques sont interprétés en termes de variation de modules élastiques et comparés aux données expérimentales issues d'essais de compression avec cycles de chargement-déchargement (voir figure 12). Nous remarquons que le modèle sous-estime légèrement la dégradation du module axial. Mais, il reproduit très bien l'endommagement latéral. Ceci est la conséquence du développement quasi orienté de la mésosfissuration dans la direction perpendiculaire à la contrainte principale mineure.

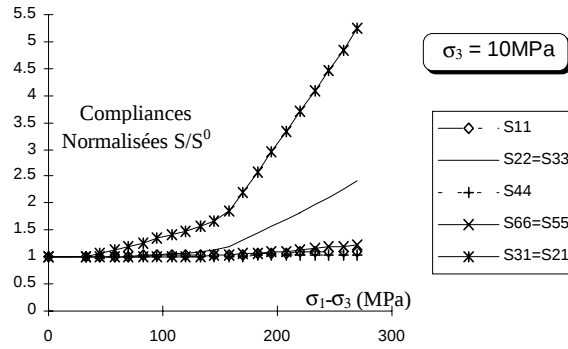


Figure 11. Exemple de variation des compliances normalisées en compression triaxiale

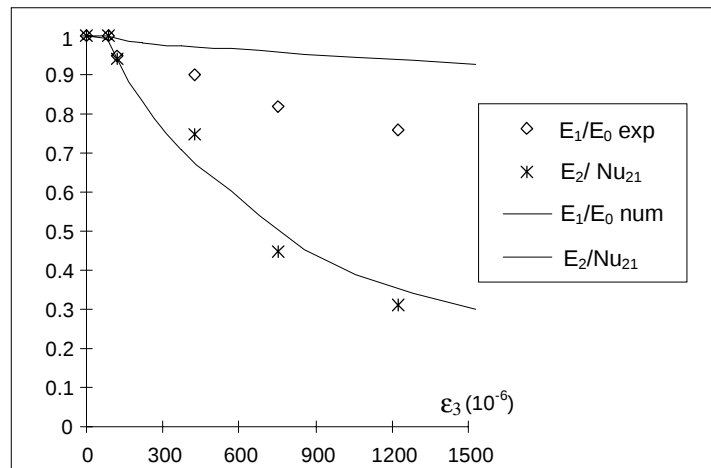


Figure 12. Variation de modules élastiques au cours de la déformation ($\sigma_3 = 10$ MPa)

7. Conclusions générales

Les résultats obtenus confirment les potentialités de la modélisation à l'échelle mésoscopique. Le modèle reproduit assez bien les aspects essentiels du comportement mécanique des matériaux fragiles endommageables. De plus, les simulations numériques donnent de précieuses indications sur l'importance des mécanismes mésostructuraux mis en jeu dans le processus d'endommagement. En particulier, nous avons observé que sous sollicitations de compression : (i) l'effet des

interactions entre mésolfissures sur le comportement élastique moyen reste marginal ; (ii) en revanche, le mécanisme de génération de nouvelles mésolfissures (nucléation) semble jouer un rôle important. La formulation tridimensionnelle du modèle a permis de réaliser des comparaisons entre les prédictions du modèle et les données expérimentales. Du fait des hypothèses du modèle (voir équation 4), les chemins de sollicitations étudiés sont cependant limités au cas monotone. Les travaux en cours portent sur une formulation incrémentale du modèle. L'objectif visé est d'évaluer sa pertinence sur l'ensemble des chemins de chargement disponible pour le grès. Les premiers résultats obtenus dans le cas 2-D, grâce à cette formulation incrémentale, sont encourageants notamment pour ce qui concerne la description des effets unilatéraux liés à la refermeture de mésolfissures (Renaud et Kondo, 1997).

8. Bibliographie

- S. ANDRIEUX, Y. BAMBERGER & J. J. MARIGO (1986) : Un modèle de matériau microfissuré pour les bétons et les roches, *J. Mécanique Théorique et Appliquée*, vol. 5(3), pp. 471-513.
- Z. T. BIENAWSKI (1967) : Mechanism of brittle fracture of rock. Part I Theory of the fracture progress - Part II Experimental study - Part III : Fracture in tension and under long term loading. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci.*, vol. 4, pp. 395-430.
- J.L. CHABOCHE (1992), Damage induced anisotropy : on difficulties associated with the active/passive unilateral condition. *Int. J. of Damage Mechanics*, Vol. 1(2), pp. 148-171.
- C. FOND (1992), Interactions entre fissures et cavités circulaires dans des milieux élastiques plans, Thèse de doctorat, Université Paris 6
- HAIED, A. (1995), Etude expérimentale de la rupture en mode de déformations localisé d'un grès. *Thèse de Doctorat*, Université de Lille I.
- D. HALM, A. DRAGON (1996), A model of anisotropic damage by mesocrack growth ; unilateral effect, *Int. J. of Damage Mechanics*, Vol. 5, pp. 384-402.
- A. HOENIG (1979) : Elastic moduli of a non-randomly cracked body. *Int. J. Solids Structures*, vol. 15, pp. 137-154
- A. HOENIG (1982) : Near-tip behavior of a crack in a plane anisotropic elastic body. *Eng. Fract. Mech.*, vol. 16, n° 3, pp. 393-403
- H. HORII & S. NEMAT-NASSER (1983), Overall moduli of solids with microcracks load-induced anisotropy. *J. Mech. Phys. Solids*, vol. 31, n° 2, pp. 155-171.
- H. HORII & S. NEMAT-NASSER (1986) : Brittle failure in compression : splitting, faulting and brittle-ductile transition. *Philos. Trans. R. Soc. (London)*, A, vol. 319, pp. 337-374.
- J. W. JU (1991), On two-dimensional self-consistent micromechanical damage models for brittle solids. *Int. J. Solids Structures*, Vol. 27, n° 2, pp. 227-258.
- J. W. JU & X. LEE (1991) : Micromechanical damage models for brittle solids, part I : tensile loadings. *J. Eng. Mech.* vol. 117, pp. 1495-1514.
- M. KACHANOV (1993), Elastic solids with many cracks and related problems, in J.W. Hutchinson & T. Y. Wu (eds), *Advances in Applied Mechanics*, pp. 259-445, Academic Press.

- M. F. KANNINEN & C. H. POPELAR (1985) : *Advanced fracture mechanics*. Oxford University Press, New York and Clarendon Press, Oxford.
- R. KHAZRAEI, J.F. SHAO, (1996), Endommagement anisotrope des roches fragiles et comportement différé, in *Des géomatériaux aux ouvrages : expérimentations et modélisations*, pp. 259-281, eds. Petit et al., Editions Hermès.
- D. KRAJCINOVIC (1989), Damage Mechanics. *Mechanics of Materials*, vol. 8, pp. 117-197.
- D. KRAJCINOVIC (1996), Damage Mechanics. North - Holland, Amsterdam.
- J.B. LEBLOND (1993) : Crack kinking and curving in three dimensional elastic solids - Application to the study of crack path stability in hydraulic fracturing, in *Mixed mode fatigue and fracture ESIS 14 edited by Rossmannith and Miller, Mech. Eng. Publications*, pp. 219-243.
- X. LEE & J. W. JU (1991) : Micromechanical damage models for brittle solids, part II : compressive loadings. *J. Eng. Mech.* vol. 117, pp. 1515-1536.
- J. LEMAITRE (1990), A course on Damage Mechanics, 2nd ed., *Cambridge University Press*.
- J. MAZARS, Y. BERTAUD, S. RAMTANI (1990), The unilateral behaviour of damage concrete, *Engineering Fracture Mechanics*, Vol. 35, n° 4/5, pp. 629-635.
- L. R. MYER, J. M. KEMENY, Z. ZHENG, R. SUAREZ, R. T. EWY, N. G. W. COOK (1992) : Extensile cracking in porous rock under differential compressive stress, *Appl. Mech. Review*, vol. 45, n°8, pp. 263-280.
- S. NEMAT-NASSER & M. HORI (1993), Micromechanics : overall properties of heterogeneous materials, North - Holland, Amsterdam.
- V. RENAUD, D. KONDO (1997), Formulation incrémentale d'un modèle mésomécanique et application à un grès, *Réunion annuelle du Groupe de Réflexion sur l'Endommagement (MECAMAT), Marne la Vallée*, pp. 16-26.
- J.F. SHAO, R. KHAZRAEI, D. KONDO (1995), Impact of microcracking in brittle rocks on wellbore stability analysis. *Proc. 8th Int. Congress of SIMR.*, Tokyo.
- A. N. STROH (1954) : The formation of cracks as a result of plastic flow, *Proc. Roy. Soc., Series A*, vol. 223, pp. 404-414.
- T. F. WONG (1982), Micromechanics of faulting in Westerly granite. *Int. J. Rock Mech.*, 19, pp. 49-62.
- Y. B. ZAITSEV (1983), Crack propagation in a composite material. in *F. H. Wittmann*, ed. *Fracture mechanics of concrete*, Elsevier, Amsterdam, the Netherlands, pp. 31-60.