Université des Sciences et Technologies de Lille
Laboratoire de Mécanique de Lille (UMR CNRS 8107)
Ecole Doctorale régionale Sciences Pour l'Ingénieur Lille Nord-de-France

Année 2009 - N° d'ordre : 40143

THESE

Pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université de Lille 1

Discipline : Génie Civil

Présentée par

Liang CHEN

Contribution à la modélisation du comportement hydromécanique des géomatériaux semi-fragiles

Soutenue le 4 Décembre 2009

JURY

M. Pierre-Yves HICHER, Professeur, Ecole Centrale Nantes	**Rapporteur**
M. Robert CHARLIER, Professeur, Université Liège, Belgique	**Rapporteur**
M. Stanislaw PIETRUSZCZAK, Professeur, MacMaster University, Canada	**Examinateur**
M. Jean-Dominique BARNICHON, Ingénieur de recherche, IRSN	**Examinateur**
M. Gilles DUVEAU, Maitre de conférence, Université de Lille1/Polytech'Lille	**Co-encadrant**
M. Jian-Fu SHAO, Professeur, Université de Lille1/Polytech'Lille	**Directeur de thèse**

Remerciements

Je tiendrais tout d'abord à remercier Monsieur Jian-Fu SHAO, mon directeur de thèse, pour m'avoir accueilli au sein de son équipe de recherche, pour ses conseils, pour sa patience, sa disponibilité, et son indulgence. De nombreuses discussions et ses encouragements chaleureux m'ont apporté un très appréciable soutien. Outre les connaissances scientifiques, grâce à lui, j'ai pris goût à la recherche.

J'aimerais également exprimer toute ma gratitude à Monsieur Gilles DUVEAU, mon co-encadrant, et Madame Yun JIA. Ses conseils avisés, les connaissances qu'ils ont pu me transmettre ont été indispensables pour le bon déroulement de ce travail.

Monsieur Stanislaw PIETRUSZCZAK m'a fait l'honneur de présider mon jury. Qu'il veuille bien trouver ici toute ma gratitude. Je tiendrais aussi à remercier Messieurs Pierre-Yves HICHER et Robert CHARLIER pour avoir accepté la tâche ardue d'être rapporteurs de ce travail. Je les en remercie sincèrement. Je remercie tout autant Monsieur Jean-Dominique BARNICHON pour avoir pris part au jury en tant qu'examinateur.

Je tiendrais à exprimer ma gratitude à Monsieur Hongwei HUANG, mon directeur de la thèse de Master. Ses conseils et son soutien pendant les trois années ont aussi été indispensables lors de la réalisation de mon travail.

Mes remerciements s'adressent particulièrement à Monsieur Thomas ROUGELOT, mon collègue, mon professeur de langue et aussi un très bon ami. Grâce à ses aides, j'ai pu intégrer plus facilement dans l'équipe de recherche et dans la vie française. De nombreuses personnes ont participé au bon déroulement de mon travail. J'exprime toute ma gratitude à mes collèges et amis pour leurs encouragements et leurs soutiens lors de la réalisation de ce mémoire. Je pense également à Monsieur Xie, Jean, Jian, DaWei, Tao, Adrian, He, Yue, et WanQing.

Enfin, je pense à mes parents et ma sœur à qui cette thèse doit beaucoup. Leur compréhension, leur soutien sont les forces motrices les plus importantes dans mon cœur qui me permettent d'affronter toutes les difficultés et challenges courageusement.

Table des matières

Résumé

Cette étude concerne des modélisations du comportement hydromécanique des géomatériaux semi-fragiles. Le travail est principalement composé de deux parties, dans lesquelles les géomatériaux semi-fragiles isotropes et anisotropes sont étudiés respectivement.

Dans la première partie, l'accent est mis sur l'influence du processus de dessiccation sur le comportement mécanique des matériaux isotropes. On établit d'abord au chapitre 2 un modèle élastoplastique couplé à l'endommagement pour les géomatériaux isotropes saturés et partielle saturés employant le concept du tenseur des contraintes effectives généralisées. Un nouveau critère d'endommagement est proposé pour prendre en compte les mécanismes distincts de rupture sous l'état de contrainte différente. Plusieurs simulations sont effectuées pour diverses conditions et chemins de contrainte afin de valider le modèle, et il est vérifié que le modèle proposé est capable de reproduire les principaux caractéristiques du comportement hydromécanique des géomatériaux isotropes, notamment l'influence du processus de dessiccation.

Dans la deuxième partie, afin de décrire le comportement mécanique des matériaux anisotropes, deux modèles anisotropes sont proposés. L'étude de l'influence de l'anisotropie inhérente sur le comportement mécanique des géomatériaux anisotropes fait l'objectif du chapitre 3. Pour cela, un modèle élastoplastique couplé à l'endommagement isotrope est construit dans le chapitre 3. Un paramètre directionnel, qui est décrit par un tenseur de fabrique, est induit dans la formulation de la plasticité pour prendre en compte la dépendance du comportement mécanique sur l'orientation de chargement des géomatériaux initialement anisotropes. Afin d'étudier le couplage entre les anisotropies inhérente et induite, un modèle basé sur l'approche thermodynamique discrète est aussi proposé dans le chapitre 4. En prenant en compte le couplage entre la plasticité et l'endommagement dans chaque famille de plan de faiblesse, le couplage entre les anisotropies inhérente et induite est bien produit par le modèle proposé. Des applications sur l'argilite de Tournemire illustrent les capacités prédictives des modèles proposés.

Enfin, le modèle discret proposé est étendu à la modélisation poroélastoplastique. Une analyse qualitative est réalisée sur le comportement hydromécanique des matériaux anisotropes.

Mots clés : endommagement, plasticité, dessiccation, tenseur de fabrique, approche discrète, roches, béton

Abstract

This work is devoted to the constitutive modelling of hydromechanical behaviours of semi-brittle geomaterials. In the first part, the attention is mainly paid on the hydromechanical behaviours of initially isotropic materials, especially on the influence of desiccation process on the mechanical responses. An elastoplastic damage model is proposed in unsaturated condition, a generalized effective stress concept is used for poroplastic coupling. Damage by microcracks is coupled with plastic deformation. The proposed model is applied to two typical semi-brittle materials: the cement and argillite on different saturation degrees of saturation. The mechanical response of a concrete beam in different saturation conditions is also analysed. In order to avoid the problem of strain localisation, a nonlocal formation is proposed.

In the second part, two coupled elastoplastic damage models are proposed for the description of strongly anisotropic sedimentary materials. In the first model, in order to describe the inherent anisotropy of the material, a scalar anisotropy parameter is introduced using the concept of fabric tensor. Using this parameter, an anisotropic model is formulated taking into the account influence of loading orientation. Plastic deformation is then coupled with induced damage by growth of microcracks. In purpose of studying the coupling phenomenon between the inherent and induced anisotropies during the loading process, a model based on the discrete approach is constructed in the following. In the framework of plastic discrete approach, the macroscopic plastic deformation and material degradation are considered as the result of frictional sliding along weakness planes distributed randomly in the material. For each weak plane, damage evolution law and plastic flow are formulated with the framework of irreversible thermodynamics. A series of numerical simulations on the Argillite of Tournemire are carried out to verify the capacities of proposed models.

In the last chapter, the proposed discrete model is extended to poroelastoplastic modelling. Based on a series of numerical simulation, an analysis of hydromechanical behaviour of anisotropic materials is realised.

Keywords: hydromechanical coupling, damage, plasticity, desiccation, anisotropy, fabric tensor, discrete approach, rocks, concrete

Introduction générale

La modélisation des comportements mécanique et hydromécanique des géomatériaux est une tâche essentiellement pour l'analyse de la stabilité et de la durabilité des structures et des ouvrages dans de nombreux domaines d'ingénieur, citons par exemple la construction des ouvrages souterrains (tunnels, cavités), l'exploitation et le stockage des hydrocarbures, le stockage des déchets radioactifs et des gaz résiduels etc. Dans tous ces domaines, les géomatériaux concernés (sols, roches et béons) sont soumis à des sollicitations d'origines diverses et couplées (mécanique, thermique, hydraulique, hydrique et chimique). Il convient de prendre en compte ces différents phénomènes de couplage dans la modélisation du comportement des géomatériaux et des ouvrages. Par leur histoire de formation et leur procédure de fabrication, les comportements des géomatériaux sont souvent complexes. Mis à part les déformations élastiques, il est maintenant accepté que deux mécanismes de dissipation jouent un rôle important, les déformations plastiques et l'endommagement induit par microfissuration. Ces deux mécanismes sont généralement couplés. Par ailleurs, dans la plupart des cases, les déformations plastiques et l'endommagement sont affectés par les pressions des fluides saturants, la variation de température et le processus de dégradation chimique. Le présent travail est consacré à la modélisation du comportement hydromécanique des matériaux semi- fragiles en conditions saturés et non saturées. A ce jour, il existe un grand nombre de travaux expérimentaux et de modélisation sur la modélisation hydromécanique des géomatériaux. Cependant, un certain nombre de points restent encore ouverts et nécessitent des études complémentaires. Par exemple, il convient d'améliorer la description de l'endommagement et de la rupture dans des matériaux partiellement saturés soumis au retrait de dessiccation. En ce qui concerne la modélisation des déformations plastiques et de l'endommagement, la plupart des modèles existants sont consacrés à des matériaux initialement isotropes ; le couplage entre l'anisotropie initiale (ou structurale) et celle induite est encore très peu abordée. Il y a également peu de travaux sur le couplage hydromécanique des milieux poreux anisotropes. Dans cette thèse, nous tentons d'apporter quelques contributions sur ces différents points.

Plus précisément, le travail est composé de deux parties. La première partie se concentre sur l'étude des couplages hydromécaniques des géomatériaux poreux isotropes, et une attention particulière est portée à l'étude du comportement hydromécanique sous dessiccation. La deuxième partie s'attache à étudier le comportement hydromécanique des géomatériaux anisotropes.

Dans la première partie, en se basant sur les données expérimentales, un modèle élastoplastique couplé à l'endommagement est proposé dans le cadre de la thermodynamique des processus irréversibles. Pour bien décrire des différents mécanismes de rupture pour les géomatériaux semi-fragiles sous compression et traction, un nouveau critère d'endommagement est proposé dans lequel la valeur d'endommagement est décomposée en deux parties prenant en compte la dissymétrie de comportement des géomatériaux semi-fragiles : l'une évoluant sous des contraintes de compression, l'autre sous des contraintes de traction. L'endommagement en compression est assumé d'être induit par l'évolution de la déformation plastique, par contre, l'évolution de l'endommagement en traction est liée principalement à la déformation de traction. Ensuite, le modèle est étendu aux conditions partiellement saturées en proposant une notion de contraintes effectives généralisées. Une série de simulations sont réalisées et comparées à des essais expérimentaux sur une argilite et un mortier. La bonne concordance entre les résultats numériques et données expérimentales a validé la performance du modère proposé. Enfin, afin d'évaluer la capacité du modèle à rendre compte du comportement des géomatériaux en traction, un calcul pour une structure soumise à une variation de teneur en eau est réalisé. Une formulation non locale est proposée et utilisée dans les simulations pour éviter le problème de la localisation de déformation. A nouveau, une très bonne concordance est observée.

Dans la deuxième partie, deux modèles sont proposés pour modéliser les comportements mécaniques de géomatériaux anisotropes. Le premier modèle macroscopique anisotrope est construit en utilisant le concept des tenseurs fabriques. Pour prendre en compte l'influence de l'anisotropie inhérente, deux paramètres directionnels décrits par les tenseurs fabriques sont introduits dans la surface de charge : En effet, au cours du chargement, les microfissures se développent dans des directions privilégiées, donc de ce point de vue, l'endommagement induit est une variable directionnelle. La difficulté de la description et le couplage avec l'anisotropie inhérente conduit, par souci de simplicité, à adopter un critère d'endommagement isotrope. Les simulations des essais de l'argilite de Tournemire sont ensuite réalisées. Les résultats ont confirmé la capacité du modèle à représenter le comportement mécanique de ces géomatériaux anisotropes.

La constitution du deuxième modèle est fondée sur la méthode de plasticité discrète. Il est supposé que le matériau contient une distribution aléatoire de plans de faiblesse, et que la déformation plastique totale est considérée comme le résultat macroscopique du glissement le long de ces plans de faiblesse. Pour déterminer l'écoulement plastique et l'évolution d'endommagement, la fonction de charge plastique, le potentiel plastique et l'évolution de l'endommagement sont définis respectivement dans chaque orientation. Un modèle spécifique défini pour l'argilite est ensuite proposé, dans lequel l'anisotropie inhérente du matériau est représentée par deux paramètres directionnels qui sont décrits par les tenseurs fabriques. La force de l'évolution d'endommagement est liée à la déformation plastique de chaque orientation. En prenant en compte le couplage entre la plasticité et l'endommagement dans chaque direction, le couplage entre les anisotropes inhérente et induite est réalisé.

Dans le dernier chapitre, une étude du comportement hydromécanique des géomatériaux anisotropes est réalisée. En se basant sur des méthodes existantes, un tenseur du coefficient de Biot en fonction de l'endommagement induit est introduit pour tenir compte des effets de la pression du fluide dans les directions différentes. L'influence de la pression interstitielle sur l'évolution de la plasticité est également prise en compte. Enfin, une série de simulations numériques sont réalisées pour vérifier la performance du modèle proposé.

Chapitre 1 Problématique et revue bibliographique

1.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous présentons d'une part le contexte de notre étude et d'autre part une courte synthèse sur les avancements récents concernant les sujets de recherche abordés ici. Notre accent sera mis sur la modélisation du couplage poromécanique des matériaux isotropes partiellement saturés et des matériaux présentant une anisotropie initiale et induite.

1.2 Contexte de la problématique étudiée

Le stockage géologique des déchets radioactifs et des gaz résiduels (comme le CO2) représent un enjeu scientifique et économique important. Différentes solutions de stockage des déchets radioactifs en formations géologiques profondes sont actuellement à l'étude dans plusieurs pays. Jusqu'à présent, une vingtaine de laboratoires souterrains sont construits de part le monde. Ces laboratoires ont pour but d'étudier le comportement in situ à court et moyen terme de la barrière géologique afin de s'assurer de la faisabilité d'un tel stockage. De nombreux phénomènes physiques peuvent être rencontré au cours de la vie de l'ouvrage tels que l'endommagement mécanique dû à l'excavation, les effets des cycles de désaturation et resaturation liés à la ventilation mais aussi à la production de gaz, les effets de la température etc…Le problème est donc un problème thermohydromécanique complexe qui fait intervenir de nombreux couplages.

Les études expérimentales (confortées par des résultats numériques) ont confirmé l'existence d'un couplage hydromécanique fort au cours des processus d'excavation et de ventilation de la barrière géologique. Il est donc nécessaire d'avoir une bonne compréhension de ce phénomène dans le cadre de l'étude de la faisabilité des stockages souterrains. En conséquence, il est important de développer un modèle capable de reproduire les comportements mécaniques des géomatériaux, et l'influence de la dessiccation sur leurs propriétés mécaniques. Ici, sous le terme « géomatériaux » on englobe à la fois ceux de la structure du stockage (notamment matériaux cimentaires) ainsi que les formations de la couche géologique hôte. Dans la plupart des cas, le stockage étant prévu à grande profondeur, ces matériaux peut être considérés comme étant des milieux semi- fragiles. Dans cette étude, on se concentrera tout d'abord sur les comportements hydromécaniques des matériaux semi- fragiles isotropes. En particulier, un accent est mis sur l'influence de la dessiccation sur le comportement mécanique des matériaux poreux.

D'autre part, de part les processus de formation des couches hôtes et les contraintes lithostatique générées par leur position, les ouvrages souterrains du stockage sont souvent réalisés dans des géomatériaux anisotropes. De nombreuses études expérimentales réalisées ont confirmé que les comportements mécaniques des matériaux anisotropes ont une grande dépendance directionnelle. En ce sens, une bonne compréhension et description des propriétés anisotropes sont d'une grande importance pour l'analyse des stabilités des structures réelles. Pour cette raison, notre deuxième partie traite du comportement mécanique des géomatériaux ayant une anisotropie inhérente. Les contextes et contenus principaux de chaque partie sont présentés ci-dessous.

1.3 Modélisation hydromécanique des matériaux semi- fragiles isotropes

1.3.1 Principales caractéristiques du comportement mécanique des matériaux semi-fragiles

Les matériaux semi–fragiles présentent généralement des comportements mécaniques complexes en compression. Le point commun est le couplage entre la déformation plastique et l'endommagement par microfissuration, et la forte dépendance à la pression de confinement.

Généralement, la réponse mécanique des matériaux semi - fragiles aux essais triaxiaux à faible compression de confinement peut être décomposée en quatre phases, comme présentées sur la Figure 1. 1.

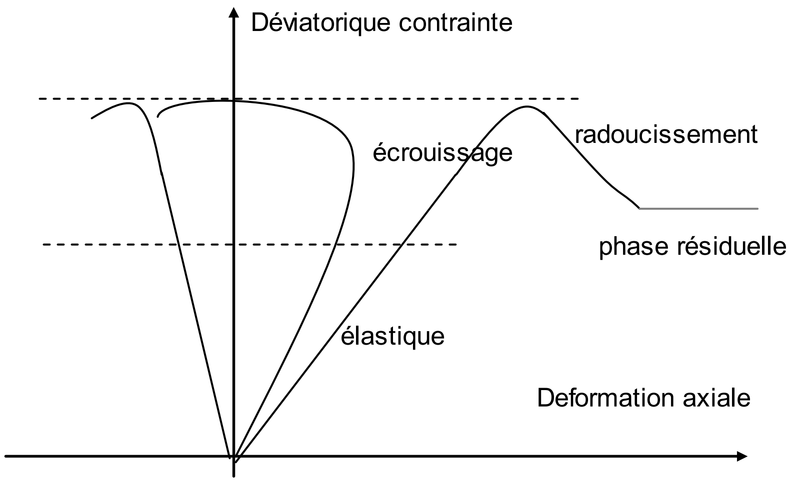


Figure 1. 1 Comportement mécanique des matériaux semi – fragiles à faible confinement

- Une phase élastique linéaire avec apparition des microfissures aux interfaces.
- Une phase d'écrouissage correspondant à l'augmentation importante des déformations latérales, et à un comportement mécanique non linéaire.
- Une phase d'adoucissement avec une diminution importante de la résistance et une accélération de la microfissuration conduisant à l'apparition de la macrofissure.
- Une phase résiduelle avec propagation de macrofissure sous une résistance plus ou moins importante.

A partir de la deuxième phase, l'inélasticité du comportement mécanique apparaît en raison de l'évolution de la déformation plastique. Ces déformations plastiques sont essentiellement induites par le glissement le long des plans de microfissures et conduisent finalement à la rupture du matériau.

Avec l'augmentation de la pression de confinement, la plupart des géomatériaux présente une transition fragile– ductile du comportement mécanique. Cette transition est clairement mise en évidence par la Figure 1. 2 (Jamet, 1984), qui montre l'évolution du comportement mécanique avec l'augmentation de la pression de confinement. En effet, on peut constater sur ces essais un écrouissage plastique devient plus important avec l'augmentation de la pression de confinement. En même temps, le phénomène d'adoucissement (dégradation de la résistance dans la phase post- pic) diminue et, sous les pressions de confinement les plus élevées (50MPa et 100MPa), cette phase d'adoucissement disparait. Cela met en évidence le fait que le moteur principal du comportement en compression devient avec l'augmentation de la pression de confinement, la plasticité.

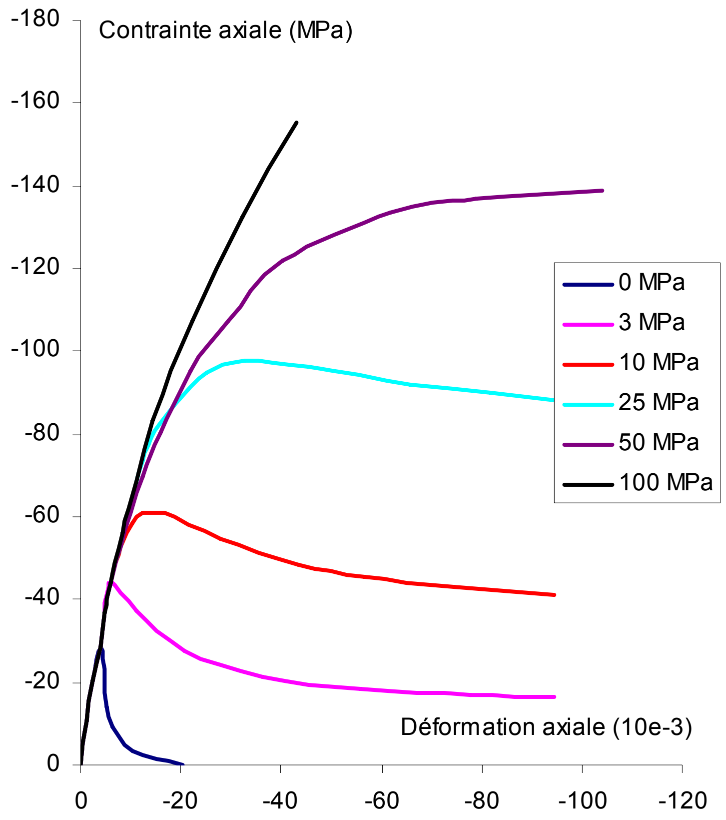


Figure 1. 2 Dépendance du comportement mécanique en compression avec l'augmentation de pression de confinement sur un béton ordinaire (Jamet, 1984)

Afin de simuler le comportement des géomatériaux sous sollicitation de compression, de nombreux modèles ont été proposés. Parmi l'ensemble des modèles proposés dans la littérature et en accord avec les résultats expérimentaux il apparaît que les modèles élastoplastiques couplés à l'endommagement sont les plus aptes à reproduire les principales phases du comportements mécaniques (Dragon et Mroz, 1979, Ju, 1989 ; Hayakawa et Murakami, 1992 ; Chiarelli et al., 2003 ; Bourgeois et al., 2003 ; Chen et al., 2007; Jia, 2006 ; Shao et al., 2006 et autres).

Cependant, au cours des essais en traction, on constate un développement rapide de fissures sans que des déformations plastiques notables puissent être observées (Rougelot, 2008). La Figure 1. 3 présente par exemple le courbe contrainte- déformation pour un mortier soumis à un effort de traction simple. On peut constater que la réponse du matériau est linéaire jusqu'à la rupture et qu'il y a dans ce cas absence de palier résiduel. Le même phénomène peut aussi être observé sur des essais de traction indirecte, comme présenté dans la Figure 1. 4 (Camps, 2008). Finalement, contrairement au comportement sous contrainte de compression, on constate que le moteur principal qui engendre la rupture en traction des géomatériaux n'est pas l'évolution de la déformation plastique, mais l'endommagement qui est induit par le développement des fissures ouvertes. En ce sens, les modèles de comportement développé en compression (Chen, 2005 ; Jia, 2006) ne sont plus directement applicables. Cette distinction devra être prise en compte dans la modélisation du comportement des géomatériaux.

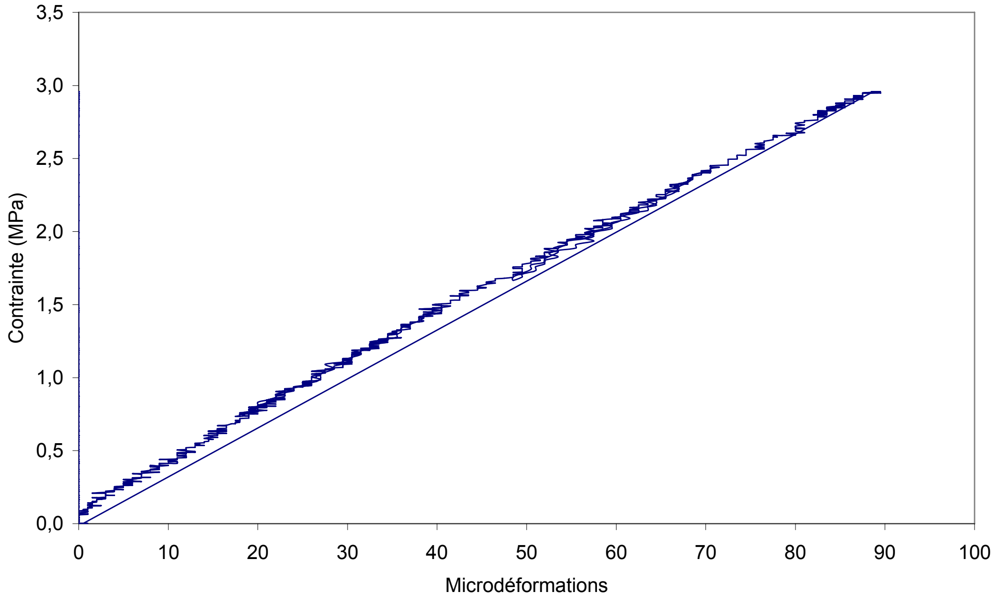


Figure 1. 3 Courbe contrainte - déplacement en traction directe d'un mortier (Rougelot, 2008)

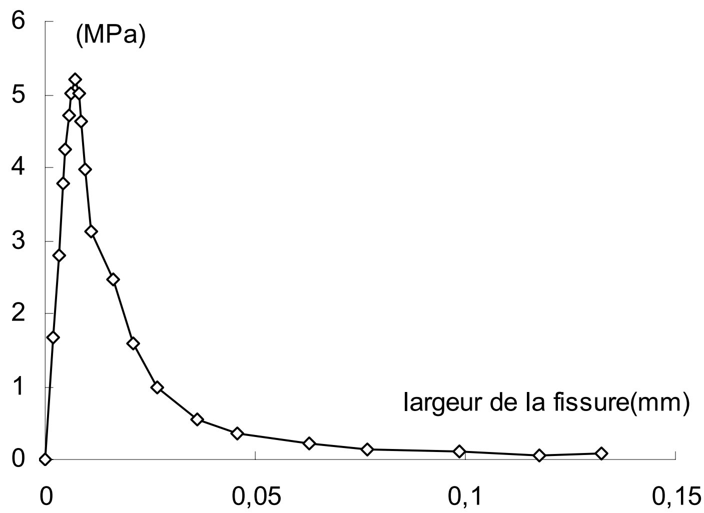


Figure 1. 4 Le comportement mécanique en traction directe contrôlé par l'ouverture de la fissure (Camps, 2008)

1.3.2 Influence de la dessiccation sur les propriétés mécaniques

Le séchage engendre dans les matériaux cimentaire des modifications locales et structurelles de la matrice. De nombreuses études expérimentales ont déjà été menées afin d'évaluer l'effet du séchage sur les comportements mécaniques : essais de compression uniaxiale (Gilkey, 1937 ; Butcher, 1958 ; Mills, 1960 ; Wittmann, 1968 ; Pihlajavaara, 1974 ; Brooks et Neville, 1977 ; Okajima et al., 1980 ; Popovics, 1986 ; Torrenti, 1987 ; Bartlett et Macgregor, 1994 ; Dantec et Terme, 1996 ; Yurtdas, 2003), essais de traction directe (Warker, 1957 ; Brooks et Neville, 1977 ; Toutlemonde, 1995 ; Thomas ,2008) et indirecte (Butcher, 1958 ; Mills, 1960 ; Pihlajavaara,1974 ; Okajima et al., 1980). Les données ont confirmé que la teneur en eau du matériau influence grandement les propriétés et comportements mécaniques des matériaux poreux. Une étude synthétique a été réalisée par Yurtdas (2003). Dans la partie suivante, nous présentons des principaux résultats des effets de la dessiccation sur le comportement mécanique. Ces résultats serviront de base expérimentale à la formulation de notre modèle qui sera développé au chapitre 2 de ce mémoire.

1.3.2.1 Evolution de la résistance

Compression uniaxiale et triaxiale

Les résultats expérimentaux ont confirmé que, lors du séchage d'un matériau poreux, la résistance observée est généralement supérieure à celle déterminé lors d'un essai identique effectué sur une éprouvette saturée (Bucher, 1958 ; Mills, 1960 ; Akroyd, 1961 ; Wittmann, 1968 ; Pihlajavaara, 1974 ; Okajima et al., 1980, Neville, 2000, Benboudjèma, 2002 ; Yurtdas, 2003). Cette augmentation peut atteindre 60% dans le cas de mortier présentant un rapport eau sur ciment $E/C = 0,75$ en compression uniaxiale (Pihlajavaara, 1974).

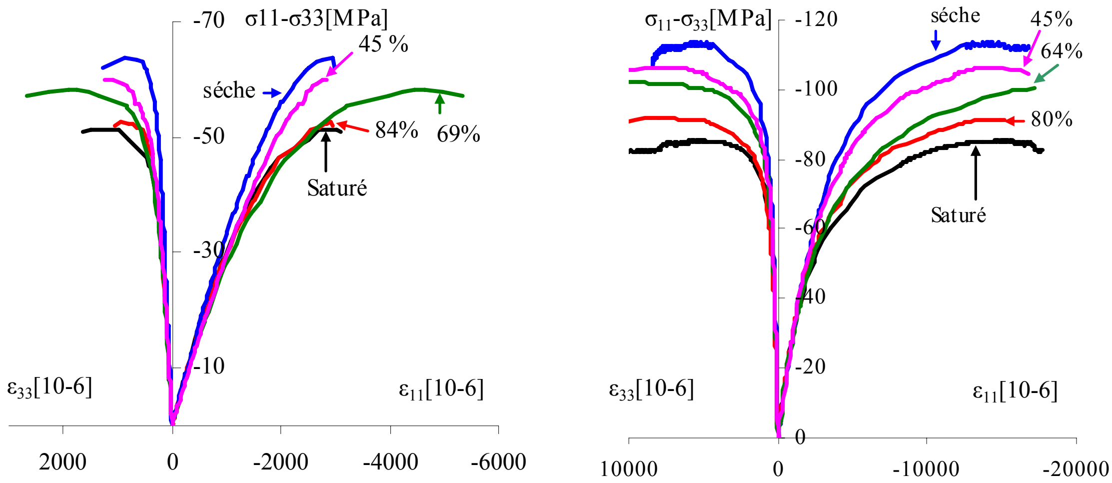
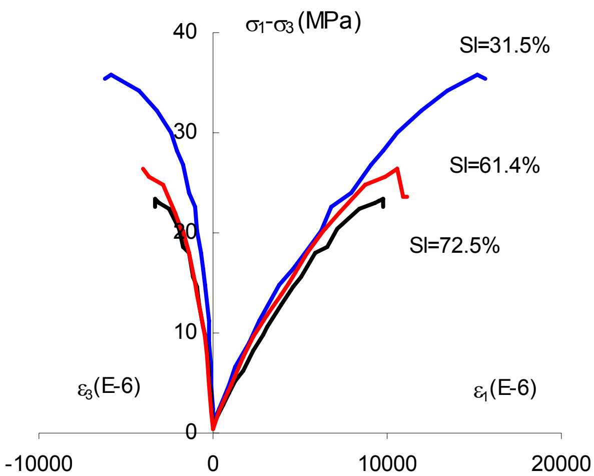


Figure 1. 5 Evolution de la résistance en compression de mortiers, en fonction du degré de saturation (Yurtdas, 2003)

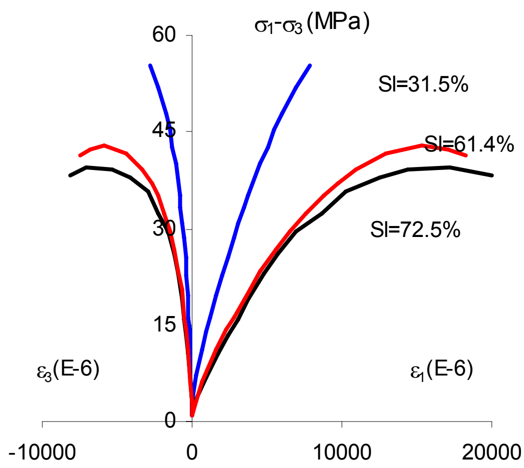
Le même phénomène est aussi observé pour les essais en compression triaxiale. Selon une étude menée par Akroyd (1961), il est montré qu'au-delà d'une certaine valeur de la pression de confinement, la résistance déviatorique des éprouvettes humides cesse d'augmenter contrairement à celle des éprouvettes préalablement séchées. Cette différence de comportement sous fort confinement entre éprouvettes séchées et éprouvettes humides est liée selon l'auteur à la microfissuration générée par la surpression induite par l'eau interstitielle. Plus récemment, l'influence de la dessiccation sur les comportements mécaniques des mortiers M05 et M08 (E/C égale à 0,5 et 0,8) a été étudiée par Yurtdas (2003). Les variations de la résistance uniaxiale et déviatorique (sous une pression de confinement de 15MPa) sont présentées dans la Figure 1. 5. Sur cette figure, une augmentation de la résistance avec le degré de désaturation peut être constatée. Notons que l'augmentation de la résistance est plus importante dans le cas triaxial. D'après l'auteur, ceci est attribué à trois phénomènes (Yurtdas, 2003) :

- Pour un même état de saturation, la surpression interstitielle est plus élevée dans le cas triaxial. Ces surpressions sont d'autant plus importantes que le matériau est saturé. L'effet de la saturation est donc plus important en compression triaxiale.
- L'application d'un confinement ralentit l'effet de la microfissuration induite par le séchage.
- La succion isotrope due au séchage joue un rôle plus important dans le cas triaxial par génération de « précontraintes triaxiales ». Cette succion triaxiale retarde également les processus d'endommagement et de rupture du matériau.

Les mêmes phénomènes peuvent être observés sur l'argilite de Callovo- Oxfordian, comme présenté dans la Figure 1. 6 (Andra, 2005).



(a)



(b)

Figure 1. 6 Variation de la résistance en compression de l'argilite en fonction du degré de saturation : (a) essais uniaxiaux ; (b) essais triaxiaux (Pc=10MPa) (Andra, 2005)

Une tendance similaire d'augmentation de la résistance avec le séchage a aussi obtenue dans d'autres travaux (Okajima et al., 1980 ; Popovics, 1986 ; Dantec et Terme,1996), bien que des évolutions différentes aient pu être notées par (Pihlajavaara, 1974) et (Torrenti,1987). L'augmentation de la résistance est généralement attribuée à la mise en précontrainte du squelette solide par la pression de capillaire, et par l'existence de gradients hydriques qui mettent les surfaces externes d'éprouvette en traction et le cœur en compression. Cependant l'initiation et la propagation des microfissures observées au cours du séchage conduit lors des processus de resaturation à une diminution de la résistance du matériau.

Traction

Concernant l'influence de la dessiccation sur la résistance en traction, des résultats contradictoires sont obtenus. Pour des essais en traction directe, une diminution de la résistance suivie d'une augmentation est mise en évidence par Walker (1957), alors que la tendance contraire est observée dans le travail de (Brooks, 1977). L'effet compétitif de la fissuration et de la mise en précontrainte du matériau pourrait expliquer ces variations.

Selon les données des essais en traction par fendage réalisés par Rougelot (2008), l'influence de la saturation du matériau sur la résistance en traction par fendage dépend du type de matériaux. Il est observé que, le séchage tend à augmenter la résistance des mortiers, et à diminuer celles des pâtes de ciment, principalement lorsque l'éprouvette passe d'un état de saturation à un état de saturation partielle obtenue par conservation jusqu'à équilibre hydrique à une humidité relative de 85%. Cette différence est attribuée à une morphologie différente de la fissuration induite dans les matériaux.

1.3.2.2 Evolution du module d'élasticité

D'autres recherches sont également effectuées sur l'évolution du module élastique au cours du séchage (Okajima et al., 1980 ; Torrenti, 1978 ; Dantec et Terme, 1996). Selon les essais réalisés par (Yurtdas 2003) sur les mortiers, il est montré que le module d'Young reste presque constant dans la plage d'humidité relative élevé, et diminue avec la décroissance de cette humidité relative, comme cela peut être observé dans la Figure 1. 7.

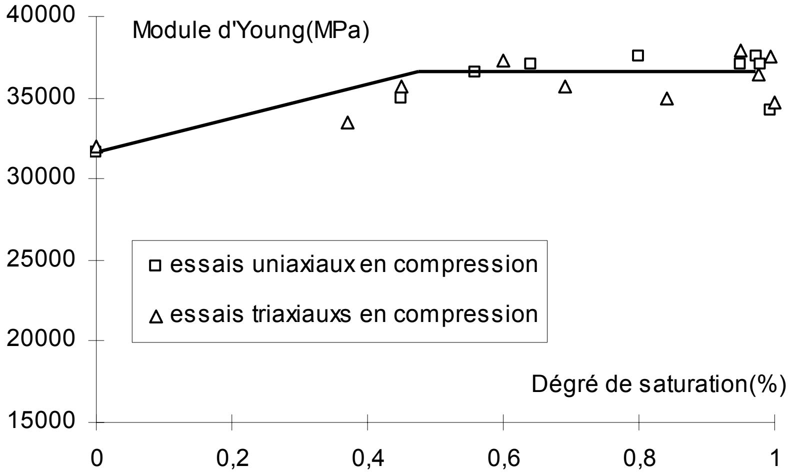


Figure 1. 7 Evolution du module d'Young en fonction du degré de saturation (Yurtdas, 2003)

Cette évolution peut être considérée comme un résultat de deux mécanismes compétitifs : l'effet du confinement induit par la pression capillaire et le gradient hydrique, et la dégradation des propriétés mécaniques qui est liée à l'initiation et à la propagation des microfissures.

1.3.3 Contenu principal de l'étude

En se basant sur les évidences expérimentales et l'analyse présentée ci-dessus, dans le chapitre 2, un modèle élastoplastique couplé à l'endommagement sera formulé dans le cadre thermodynamique. L'étude va se concentrer principalement sur deux problèmes :

- Les différents critères de rupture des matériaux semi-fragiles sous contraintes de compression et de traction.
- Une modélisation de l'influence de la dessiccation sur les comportements mécaniques des matériaux poreux.

1.4 Modélisation hydromécanique des matériaux anisotropes

1.4.1 Caractères mécaniques des matériaux anisotropes

De nombreuses études expérimentales ont été menées afin d'étudier le comportement mécanique des géomatériaux anisotropes, notamment des roches sédimentaires. Les premières études expérimentales sur ces matériaux sont réalisées par (Muiller, 1930 ; Lepper, 1949 ;Price, 1958 ; Hobbs, 1960). Ces études ont essentiellement confirmé l'existence d'une anisotropie des modules ainsi que l'existence d'une anisotropie des résistances en compression suivant l'orientation du chargement. Ces résultats ont été confirmé lors de l'étude de différents matériaux présentant généralement une isotropie transverse par Donath (1960, 1961, 1963, 1964 ,1972), Hoek (1964), Chenevert et Gatlin (1965), Mac Lamore et Gray (1967), Attewell et Sandford (1974), Saint Leu et al (1978), Allirot et Boelher (1979), Sirieys (1979), Singh et al (1988), Niandou (1994). En se basant sur les résultats obtenus, on peut faire les remarques suivantes sur le comportement mécanique des roches anisotropes (Amadei, 1983 ; Kwasniewski, 1993) :

- La résistance des matériaux anisotropes dépend de l'état de contraintes et de l'orientation du chargement par rapport à la stratification, comme présenté sur la Figure 1. 8.
- La résistance maximale est atteinte le plus souvent dans la direction perpendiculaire à la stratification, et plus rarement dans le cas d'une compression, parallèle à la stratification. Le résistance minimale se trouve quant à elle pour les valeurs de l'angle d'inclinaison θ comprises entre 30^o et 60^o .

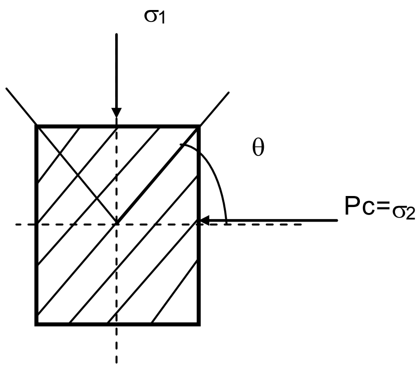


Figure 1. 8 Définition de l'angle θ dans un essai triaxial

- Si on définit alors le coefficient d'anisotropie R_c par le rapport suivant :

$$Rc = \frac{\sigma_{max}}{\sigma_{min}} \tag{1.1}$$

Où σ_{max} représente la résistance maximale, et σ_{min} est la résistance minimale. Il est constaté que la valeur de R_c diminue lorsque la pression de confinement augmente. Autrement dit, la pression de confinement permet de diminuer l'influence de la structure sur les mécanismes de rupture.

Pour une orientation donnée, l'influence de la pression de confinement sur la résistance devient plus importante avec l'augmentation de θ. Généralement, il est constaté une augmentation plus importante de la résistance avec la pression de confinement pour l'orientation $\theta = 90^o$.

1.4.2 Résumé de l'étude expérimentale sur l'argilite de Tournemire

Dans cette partie, nous présentons les principaux résultats d'essais réalisés par Niandou (1994) sur l'argilite de Tournemire. Les données expérimentales présentées ici mettent en évidence les influences de l'anisotropie sur le comportement mécanique du matériau. Ces résultats serviront en outre à vérifier la capacité de prédiction des modèles anisotropes qui seront proposés dans les chapitres suivants.

Tableau 3. 1 Composition de l'argilite Tournemire

Composants	Proportion volumique (%)
Minéraux	55%
Quartz	19%
Calcite	15%

1.4.2.1 Essais réalisés et principes des mesures

Les essais effectué par Niandou (1994) ont été réalisé sur deux types d'éprouvettes : des éprouvettes cubiques ($5 \times 5 \times 5cm^3$) et cylindriques ($\phi 3.7 \times 7.4cm^3$).

Les éprouvettes cubiques sont utilisées essentiellement pour mesurer la compressibilité du matériau. Les éprouvette cylindrique ont été utilisé lors des essais de compression uniaxiale et triaxiale et ce pour étudier le comportements mécaniques de l'argilite sous efforts de compression.

1.4.2.2 Essais de compressibilité hydrostatique

Les essais de compressibilité ont été réalisés sur des échantillons cubique de $5 \times 5 \times 5cm^3$. Les déformations dans les trois directions du repère de structure sont mesurées pour identifier l'anisotropie structurale. La définition du repère ainsi que la position des jauges sont présentées dans la Figure 1. 9.

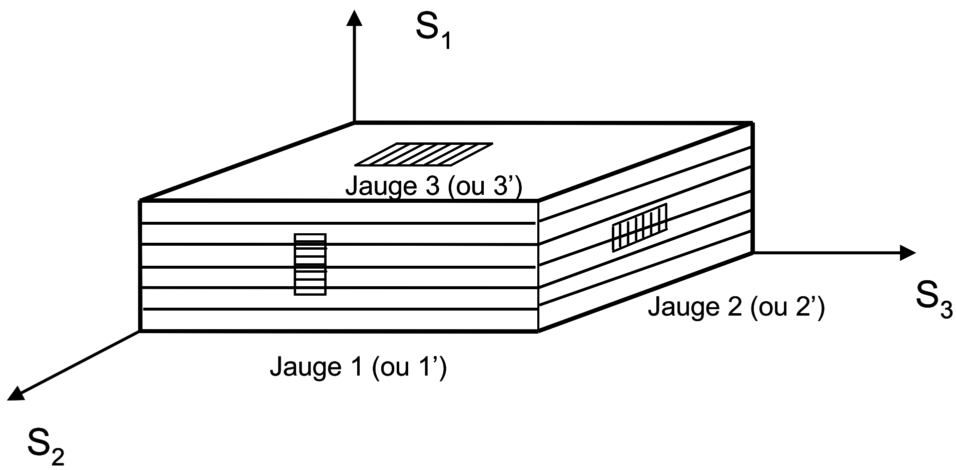


Figure 1. 9 Définition des axes de structure, et position des jauges d'extensométrie sur un échantillon cubique

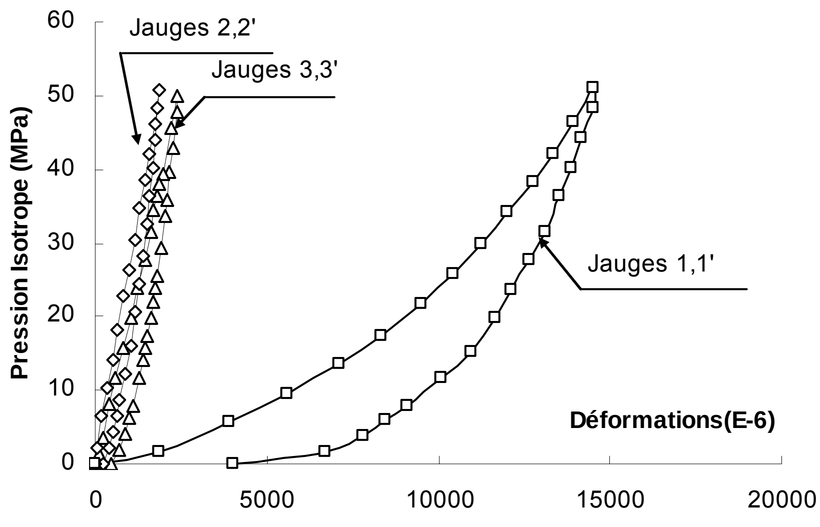


Figure 1. 10 Comparaison des déformations dans les trois directions du repère structural (Niandou, 1994)

Au cours des essais, deux cycles de chargement- déchargement complets ont été effectués. La pression maximum de compression isotrope appliquée est de 50MPa. Les déformations dans les directions principales sont présentées dans la Figure 1. 10. On peut constater une déformation homogène de l'argilite. De plus, on constate une compressibilité accrue de l'argilte dans la direction perpendiculaire au plan de stratification (direction S_1 jauge 1-1'). En ce qui concerne les deux autres directions (jauge 2-2' et 3-3' directions S_2 et S_3), la différence de réponse peut être considéré comme négligeable. I apparaît donc raisonnable de considérer l'argilite comme un matériau isotrope transverse. La direction principale de l'anisotropie est la direction S_1, et le comportement mécanique dans le plan de la stratification peut être considéré comme isotrope.

1.4.2.3 Essais triaxiaux

Comme indiqué précédemment, les essais triaxiaux ont été principalement effectués sur des éprouvettes cylindrique (l'essai est dit triaxial de révolution). Au cours des essais expérimentaux, l'échantillon est placé dans une cellule remplie d'huile hydraulique qui transmet la pression de confinement. L'ensemble est mis sous une presse hydraulique qui produit la contrainte déviatorique par l'intermédiaire d'un piston traversant le chapeau supérieur de la cellule. Afin d'étudier les influences de l'anisotropie sur le comportements mécaniques, les essais triaxiaux sont effectués sur des éprouvettes présentant des orientations diverses par rapport au plan de stratification (cf. Figure 1. 11). Les orientations testées sont de $\theta = 0^o, 15^o, 30^o, 45^o, 60^o, 70^o, 75^o, 90^o$.

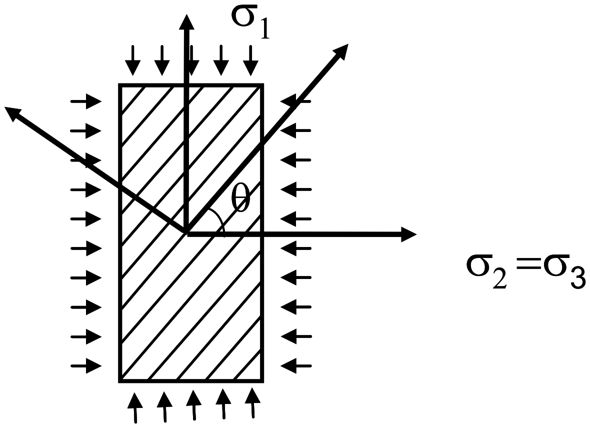


Figure 1. 11 Définition de l'essai triaxial

Au cours des essais triaxiaux, les déformations axiale et latérale sont mesurées en fonction de la contrainte déviatorique. Les courbes contrainte- déformation sous la pression confinement de 30MPa pour $\theta = 0^o$ sont présentées dans la Figure 1. 12. Ces essais montrent l'existence de déformations irréversibles importantes. Les modules sécants évoluant peu au cours de l'essai, on peut considérer que la dégradation des propriétés élastiques est négligeable. De ce point de vue, le comportement mécanique de ce matériau est essentiellement contrôlé par la déformation plastique. Cependant, le fait de négliger tout endommagement entraîne une restriction quant à l'étude du comportement post pic à la suite d'une propagation de microfissures.

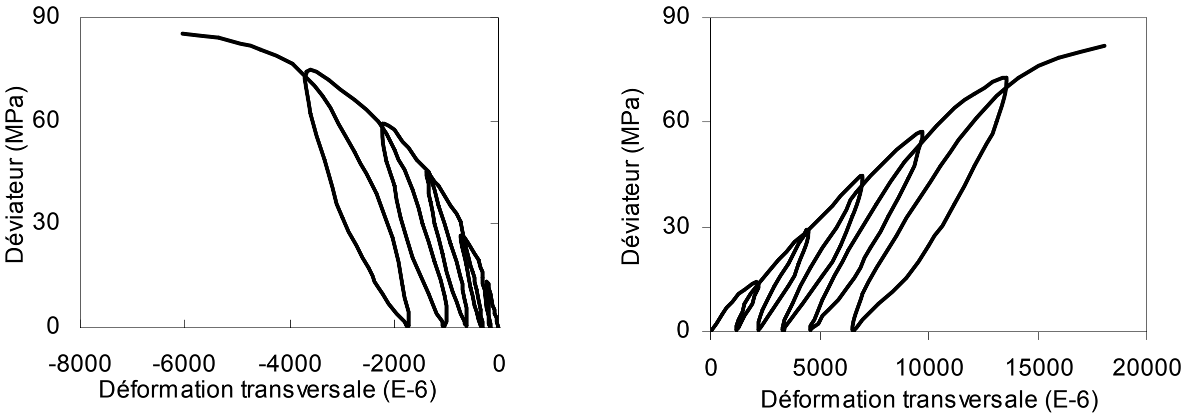


Figure 1. 12 Courbe contrainte- déformation, orientation $\theta = 0^o$, pression de confinement 30MPa (Niandou, 1994)

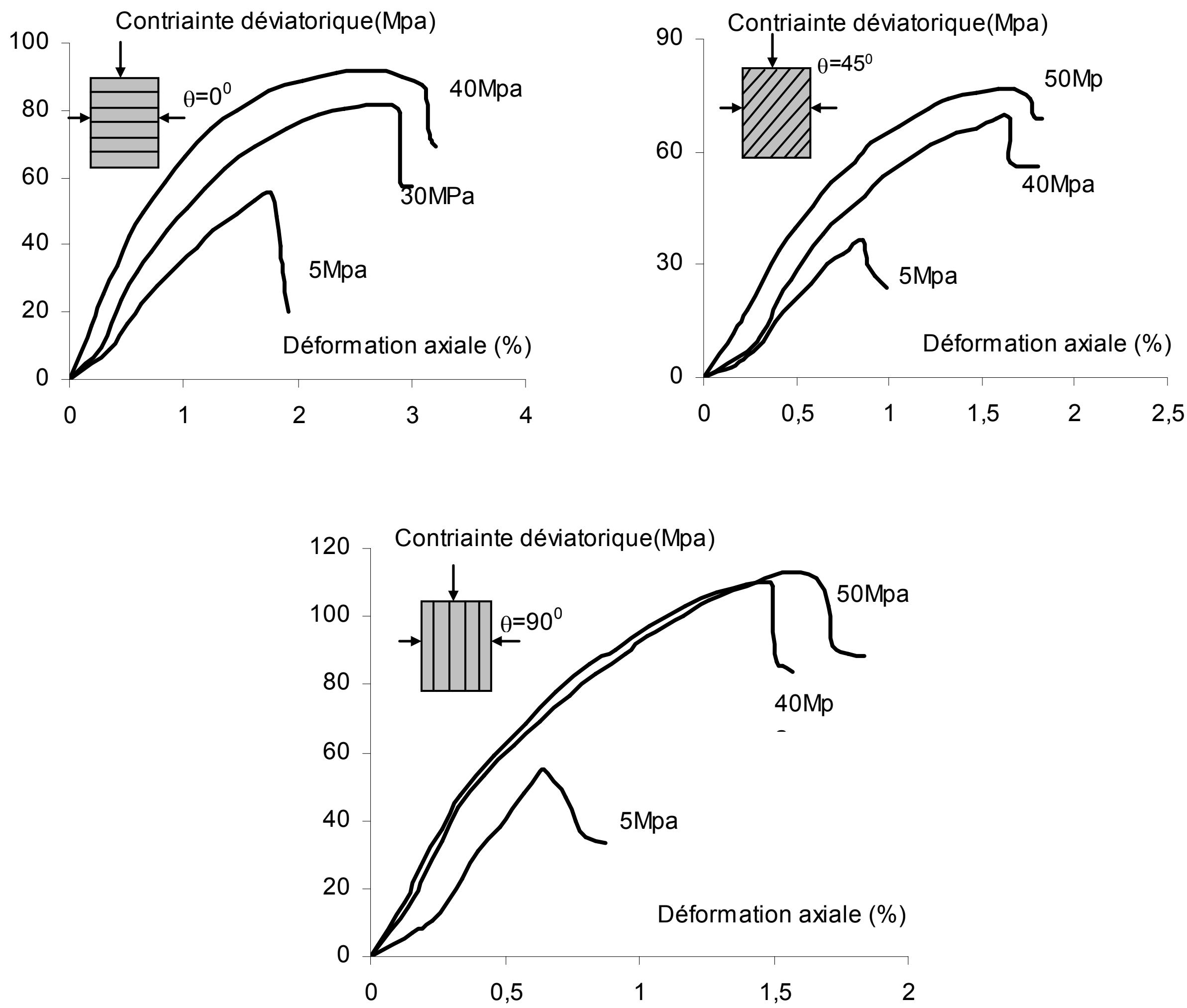


Figure 1. 13 Résultats représentatifs des essais triaxiaux sur l'argilite de Tournemire, courbes contrainte déviatorique- déformation axiale (LVDT) en fonction de la pression de confinement (Niandou, 1994)

Sur les courbes de contrainte déviatorique -déformations présentées sur la Figure 1. 13, on peut observer une transition fragile - ductile avec l'augmentation de la pression de confinement. Sous les pressions de confinement élevées, la relation contrainte- déformation devient fortement non linéaire et irréversible.

1.4.2.4 Evolution des propriétés mécaniques

Les résultats expérimentaux montrent que les propriétés élastiques de l'argilite sont influencées par la pression de confinement, surtout pour le module de déformation élastique E_1 comme présenté sur la Figure 1. 14. Par contre, l'influence de la pression de confinement sur E_2 semble négligeable, et une valeur moyenne est considérée.

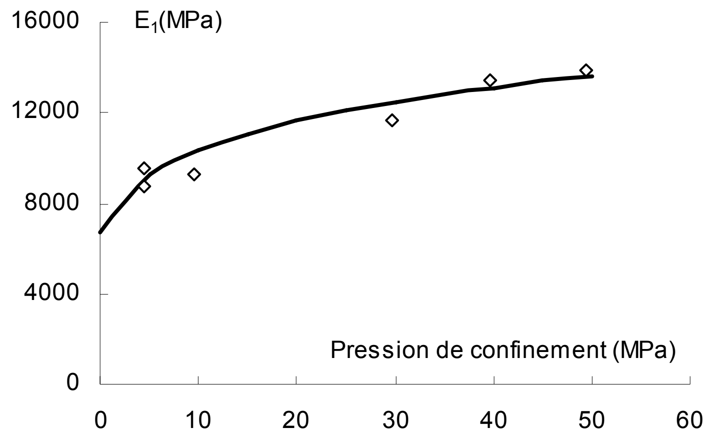


Figure 1. 14 Evolution de E_1 en fonction de la pression de confinement

La Figure 1. 15 montre la variation de la résistance en fonction de l'orientation des échantillons pour différentes pressions de confinement. On peut constater la forte dépendance de la résistance avec l'orientation de chargement, les résistances les plus importantes étant obtenues pour les orientations $\theta = 0^o$ ou $\theta = 90^o$. Les résistances les plus faibles sont quant à elles obtenues pour les orientations entre $\theta = 30^o$ et $\theta = 60^o$.

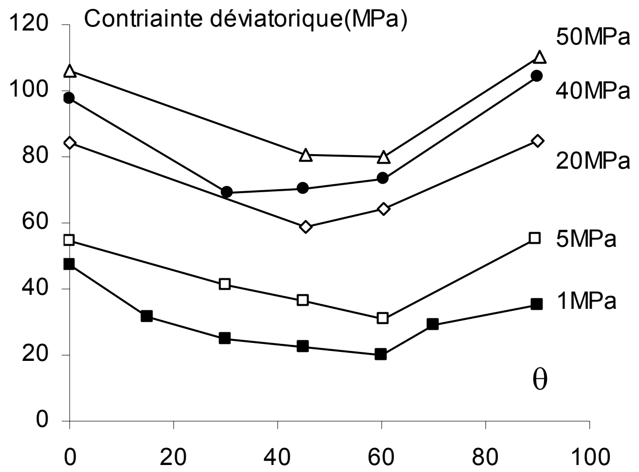


Figure 1. 15 Distribution de la résistance en fonction de l'orientation des échantillons, sous différentes pressions de confinement (Niandou, 1994)

1.4.3 Modélisation des roches anisotropes

Afin de décrire le comportement mécanique des milieux anisotropes de nombreux modèles sont proposés. En se basant sur l'étude synthétique réalisée par Duveau et al. (1998) on peut classer les différents modèles suivant trois grandes familles. La première famille de modèles est obtenue par extension du critère isotrope en introduisant des variations directionnelles des différents paramètres (Mc Lamore and Gray, 1967). La seconde famille regroupe les modèles basés sur le concept du plan de faiblesse (Jaeger, 1971). Ces modèles empiriques et physiques fournissent une interprétation directe des propriétés anisotropes du matériau. Cependant, il est difficile d'appliquer ce type de modèle dans les problèmes pratiques complexes. Enfin, une troisième famille dite mathématique de modèles est identifiée. Ces modèles mathématiques, se basent sur la théorie générale des tenseurs (Boehler et Sawczuk, 1970; Cazacu et al., 1998). Toutefois, la formulation de ces modèles reste compliquée et l'identification des paramètres est difficile. Ce type de modèle n'est en fait jamais appliqué aux problèmes pratiques. Plus récemment, en se basant sur les observations de la microstructure des matériaux anisotropes, une autre famille de modèles anisotropes a été proposée. La formulation incorpore des paramètres scalaires anisotropes qui sont exprimés en termes de tenseur des contraintes et de tenseur structural. Cette formulation est utilisée avec succès pour définir le critère de rupture des roches anisotropes (Pietruszczak et Mroz, 2001).

Cette approche est également utilisée dans la formulation complète du modèle élastoplastique pour les roches sédimentaires anisotropes (Pietruszczak et al. 1998). L'avantage principal de cette méthode se trouve dans la rigueur mathématique, et en même temps, dans sa facilité de mise en œuvre dans la pratique. Cette méthode sera présentée en détails dans le chapitre 3.

Bien que nombre d'études aient déjà été réalisées, il reste cependant encore bon nombre problèmes à résoudre, citons par exemple :

- Le couplage entre la plasticité anisotrope et l'endommagement induit ;

- Le couplage entre les anisotropies inhérente et induite ;
- Le comportement hydromécanique des matériaux anisotropes ;

Afin d'étudier ces différents problèmes, deux modèles anisotropes et une extension vers la formulation hydromécanique seront formulés :

- Le premier modèle formulé dans le chapitre 3 est basé sur le concept du tenseur de fabrique. L'accent est alors mis sur le couplage entre la plasticité anisotrope et l'endommagement induit.
- Afin d'étudier le couplage entre l'anisotrope inhérente et induite, un modèle basé sur l'approche discrète est formulé dans le chapitre 4. En introduisant l'influence de l'endommagement sur l'évolution de la plasticité pour chaque orientation, le couplage entre l'anisotropie inhérente et induite se trouve être bien résolu.
- Enfin, le comportement hydromécanique des matériaux anisotropes est étudié dans le chapitre 5.

1.5 Conclusion

Une courte synthèse des études existantes tant expérimentales que numériques sur les comportements hydromécaniques des matériaux isotropes a d'abord été présentée. En se basant sur les études existantes, les objectifs principaux de la première partie sont fixés. Ces objectifs sont la formulation d'un modèle unifié capable de décrire les différents mécanismes de déformations observés sous de différents chemins de contraintes, et prenant en considération l'influence de la dessiccation sur le comportement mécanique des milieux poreux.

Le comportement mécanique des matériaux anisotropes sera étudié dans la deuxième partie. Essentiellement en se basant sur les résultats expérimentaux obtenus par Niandou (1994) sur l'argilite de Tournemire deux modèles de comportement seront développés suivant deux approches distinctes. L'extension de ces modèles dans le cas de chargement hydromécanique sera enfin réalisée.

Partie I: Etude du comportement hydromécanique des géomatériaux semi-fragiles isotropes

Chapitre 2 : Modélisation du comportement hydromécanique des géomatériaux semi-fragiles isotropes

2.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous présentons un modèle élastoplastique couplé à l'endommagement afin de décrire le comportement hydromécanique des géomatériaux isotropes semi-fragiles. En se basant sur les données expérimentales, dans le modèle développé, la distinction entre les différents mécanismes de déformations sous les différents chemins de chargement (essentiellement traction et compression) sera prise en compte. De plus, le modèle prend en considération le couplage hydromécanique au cours du processus de séchage en rendant compte de la microfissuration engendré par ce chemin hydrique.

La formulation générale du modèle est réalisée dans le cadre de la thermodynamique le milieu étant supposé en tout instant continu (l'étude porte donc sur le comportement d'un milieu homogène isotrope continu équivalent). Suivant cette hypothèse de milieu continu équivalent, le modèle est étendu aux conditions partiellement saturées, liées au séchage, via l'utilisation du concept de la contrainte effective. Un accent particulier est mis sur la détermination du coefficient de la contrainte effective.

Le modèle proposé est développé de manière à rendre compte des principales caractéristiques du comportement mécanique des matériaux semi-fragiles représentatifs tels que l'argilite et le mortier. Le modèle rend donc compte de, la forte dépendance à la pression de confinement, la transition fragile/ductile, la transition contractance - dilatance, le couplage entre la plasticité et l'endommagement, l'effet du séchage. Dans un second temps, le modèle ayant été développé de manière à pouvoir décrire le comportement post-pic, une formulation non locale est utilisée pour traiter du problème de la localisation des déformations.

Les comparaisons entre les résultats numériques et les données expérimentales montrent que le modèle proposé est capable de reproduire les principaux aspects du comportement mécaniques des matériaux semi-fragiles isotropes. En particulier, le modèle peut bien tenir compte des mécanismes distincts de rupture sous différents états de contraintes, et de l'évolution du comportement mécanique au cours de la dessiccation.

2.2 Cadre général du modèle isotrope élastoplastique couplé à l'endommagement

L'hypothèse de petites transformations est d'office adoptée. Selon la théorie de la plasticité classique, la déformation totale $d\varepsilon$ peut alors être décomposée en une partie élastique $d\varepsilon^e$ et une partie plastique $d\varepsilon^p$.

$$\varepsilon = \varepsilon^e + \varepsilon^p,\ d\varepsilon = d\varepsilon^e + d\varepsilon^p \tag{2.1}$$

Dans le cadre de notre modèle élastoplastique couplé à l'endommagement, les variables d'état choisies incluent le tenseur des déformations totales ε, le tenseur des déformations plastiques ε^p, la variable scalaire d'endommagement ω et la variable interne représentative de l'écrouissage plastique γ_p. Dans cette partie, les principaux objectifs étant l'étude des différents mécanismes de déformation sous différents chemins de chargement hydromécanique, nous considérons par soucis de simplicité un endommagement isotrope. On postule l'existence d'un potentiel thermodynamique qui est en fonction des variables d'état. Dans notre étude, l'expression suivante de l'énergie libre est adoptée.

$$\psi = \psi^e + \psi^p = \frac{1}{2}(\boldsymbol{\varepsilon} - \boldsymbol{\varepsilon}^p) : \mathbb{C}(\omega) : (\boldsymbol{\varepsilon} - \boldsymbol{\varepsilon}^p) + \psi^p(\gamma_p) \tag{2.2}$$

Dans cette expression, l'énergie libre est supposée être composée de deux parties distinctes : l'énergie libre élastique du matériau endommagé ψ^e, et l'énergie bloquée de l'écrouissage plastique ψ^p (Ju, 1989 ; Hansen et al. 1993 ; Shao et al., 2006). Le tenseur d'ordre 4, $\mathbb{C}(\omega)$, représente le tenseur d'élasticité du matériau endommagé. Pour les matériaux isotropes, en utilisant la notation de Hill (Nemat-Nasser et Hori ,1993), le tenseur $\mathbb{C}(\omega)$ peut être exprimé par :

$$\mathbb{C}(\omega) = 2\mu(\omega)\mathbb{K} + 3k(\omega)\mathbb{J} \tag{2.3}$$

$\mu(\omega)$ et $k(\omega)$ représentent respectivement le module de cisaillement et le module de compressibilité du matériau endommagé. Les deux tenseurs d'ordre 4, $\mathbb{J}$ et $\mathbb{K}$, sont définis par :

$$J_{ijkl} = \frac{1}{3}\delta_{ij}\delta_{kl}, I_{ijkl} = \frac{1}{2}(\delta_{ik}\delta_{jl} + \delta_{il}\delta_{jk}), K_{ijkl} = I_{ijkl} - J_{ijkl} \tag{2.4}$$

La dérivation du potentiel thermodynamique nous donne l'équation d'état :

$$\boldsymbol{\sigma} = \frac{\partial\psi}{\partial\boldsymbol{\varepsilon}^e} = \mathbb{C}(\omega) : (\boldsymbol{\varepsilon} - \boldsymbol{\varepsilon}^p) \tag{2.5}$$

Ceci nous permet de déterminer la forme incrémentale de la loi de comportement (2.5):

$$\mathrm{d}\boldsymbol{\sigma} = \mathbb{C}(\omega) : (\mathrm{d}\boldsymbol{\varepsilon} - \mathrm{d}\boldsymbol{\varepsilon}^p) + \mathbb{C}'(\omega) : (\boldsymbol{\varepsilon} - \boldsymbol{\varepsilon}^e)\mathrm{d}\omega \tag{2.6}$$

2.2.1 Caractérisation de l'endommagement

Dans le cas d'une dissipation indépendante du temps, l'évolution de l'endommagement est contrôlée par un critère d'endommagement qui est une fonction de la force thermodynamique associée à l'endommagement Y_ω. Une forme générale du critère peut être exprimée comme suit :

$$f_\omega(Y_\omega, \omega) = f(Y_\omega) - \omega = 0 \tag{2.7}$$

Comme cela a été abordé dans le chapitre 1, les mécanismes de fissuration des matériaux semi-fragiles en compression et en traction sont distincts. En compression, la fissuration est principalement liée aux glissements qui surviennent le long des microfissures existantes. Ces glissements peuvent être considérés comme étant la déformation plastique. A contrario, très peu, voire une absence de déformations plastiques, peut être remarquée au cours des essais en traction. La rupture en traction est donc uniquement engendrée par le développement de fissures ouvertes (ou en mode I) sous une déformation macroscopique positive (de traction). En conséquence, pour les matériaux semi–fragiles, le critère d'endommagement doit être formulé selon les différents états de contraintes. Dans la présente étude, en s'inspirant des travaux antérieurs de Mazars (1984), nous supposons que les critères d'endommagement en compression et en traction sont distincts. La variable d'endommagement est alors décomposée en deux variables afin de rendre compte de la dissymétrie du comportement des matériaux semi-fragiles (l'une évolue sous un chargement en compression, l'autre sous un chargement en traction). L'endommagement en compression est assumé être induit par l'évolution de la déformation plastique, et l'évolution de l'endommagement en traction est liée principalement à la déformation macroscopique positive. Il est donc nécessaire d'introduire deux variables d'endommagement pour les états de contrainte en compression et en traction, qui sont notées respectivement ω_c et ω_t. L'effet de l'endommagement sur les propriétés mécaniques peut être alors décrit par la combinaison de ces deux variables :

$$\omega = (1-\alpha_t)\omega_c + \alpha_t\omega_t \tag{2.8}$$

Dans cette expression, ω représente l'effet d'endommagement. Par souci de simplicité, on l'appelle endommagement (global) dans notre travail. α_t est un coefficient relatif à l'état de contrainte défini par :

$$\alpha_t = \frac{\left\|\boldsymbol{\sigma}^+\right\|}{\left\|\boldsymbol{\sigma}\right\|} \tag{2.9}$$

où $\boldsymbol{\sigma}^+$ est le cône positif du tenseur des contraintes, obtenu par la décomposition spectrale. La norme des tenseurs de contraintes est obtenue par:

$$\left\|\boldsymbol{\sigma}^+\right\| = \sum\langle\sigma_i\rangle \ ; \ \left\|\boldsymbol{\sigma}\right\| = \sum\sigma_i \tag{2.10}$$

σ_i étant les contraintes principales. Le crochet $\langle x\rangle$ désigne la fonction suivante $(x+|x|)/2$ qui extrait les valeurs positives de x. Évidemment, α_t a une valeur comprise entre 0 (en traction pure) et 1 (en compression pure). Les critères d'endommagement en compression et en traction sont finalement exprimés sous les formes suivantes :

$$f_c^\omega(Y_c^\omega, \omega_c) = f(Y_c^\omega) - \omega_c = 0 \tag{2.11}$$

$$f_t^\omega(Y_t^\omega, \omega_t) = f(Y_t^\omega) - \omega_t = 0 \tag{2.12}$$

Y_c^ω et Y_t^ω représentent respectivement la force d'endommagement en compression et en traction.

2.2.2 Caractérisation de la plasticité

Dans le cadre d'une évolution plastique non visqueuse, l'incrément de la déformation plastique est déterminé par une surface de charge, une loi d'écrouissage plastique et un potentiel plastique.

Pour les matériaux isotropes, la surface de charge et le potentiel plastique doivent dépendre de l'état des contraintes $\boldsymbol{\sigma}$, de la variable d'écrouissage η_p et de l'endommagement ω:

$$f_p(\boldsymbol{\sigma},\eta_p,\omega)\le 0 \tag{2.13}$$

$$Q_p(\boldsymbol{\sigma},\eta_p,\omega)=0 \tag{2.14}$$

La fonction de l'écrouissage plastique est obtenue par la dérivation du potentiel thermodynamique par rapport à la variable d'écrouissage plastique γ_p :

$$\eta_p(\gamma_p,\omega)=\frac{\partial\psi}{\partial\gamma_p} \tag{2.15}$$

En retenant une règle d'écoulement plastique non associée, la loi d'écoulement et les conditions de chargement – déchargement peuvent être données sous la forme suivante :

$$\mathrm{d}\boldsymbol{\varepsilon}^p=\mathrm{d}\lambda_p\frac{\partial Q}{\partial\boldsymbol{\sigma}} \tag{2.16}$$

$$f_p(\boldsymbol{\sigma},\eta_p,\omega)=0,\mathrm{d}\lambda_p\ge 0,\ f_p(\boldsymbol{\sigma},\eta_p,\omega)\mathrm{d}\lambda_p=0 \tag{2.17}$$

A partir de la condition de cohérence plastique $\mathrm{d}f_p=0$, le multiplieur plastique $\mathrm{d}\lambda_p$ peut être déterminé :

$$\mathrm{d}\lambda_p=\frac{\dfrac{\partial f_p}{\partial\boldsymbol{\sigma}}:\mathbb{C}(\omega):\mathrm{d}\boldsymbol{\varepsilon}}{H(\gamma_p,\omega)} \tag{2.18}$$

Où $H(\gamma_p,\omega)$ présente le module d'écrouissage plastique qui a la forme suivante :

$$H(\gamma_p,\omega)=\frac{\partial f_p}{\partial\boldsymbol{\sigma}}:\mathbb{C}(\omega):\frac{\partial Q}{\partial\boldsymbol{\sigma}}-\frac{\partial f_p}{\partial\gamma_p}\left(\frac{\partial\gamma_p}{\partial\boldsymbol{\varepsilon}_p}:\frac{\partial Q_p}{\partial\boldsymbol{\sigma}}\right) \tag{2.19}$$

2.2.3 Couplage poromécanique en conditions partiellement saturées

Comme cela a été présenté dans le premier chapitre, le degré de saturation influe fortement sur le comportement mécanique des matériaux poreux. Outre l'influence de la pression capillaire, différents mécanismes peuvent être à l'origine de ces variations telles que la pression de disjonction et la tension de surface. Notons que l'influence de la pression de disjonction dans un milieu poreux reste un sujet encore très largement ouvert. De plus cette pression de disjonction ainsi que la tension de surface restent difficilement quantifiable. Il est donc assumé dans cette étude que les propriétés mécaniques du milieu poreux partielle saturé ne dépendent que de la pression capillaire. Notons que cette hypothèse est largement adoptée dans la plupart des études numériques.

En ce qui concerne la modélisation hydromécanique des matériaux poreux, de nombreuses recherches ont déjà été réalisées. Nous nous placerons ici dans le cadre d'une approche purement macroscopique. Il vient alors que, suivant le concept des fractions volumique, le milieu poreux, constitué d'une matrice solide et d'un réseau poreux saturé par le mélange bi-phasique, peut être réduit à un milieu équivalent. Ce milieu équivalent peut être étudié via les méthodes de la mécanique du milieu continu (l'ensemble des variables cinématiques utilisées tant pour la matrice solide que pour le mélange bi-phasique saturant, le milieu poreux est considéré comme une moyenne des champs que l'on pourrait obtenir par une étude microscopique). Suivant cette hypothèse, les déformations élastoplastiques du milieu poreux, sont supposées être directement reliées aux variations de contraintes macroscopiques appliquées. La relation entre contrainte et déformation peut alors être déterminées par des techniques d'homogénéisation (Buhan et Dormieux, 1996 ; Dormieux et al., 2006), où de manière plus simple via l'utilisation du concept de contrainte effective défini initialement par Terzaghi.

Suivant le concept de contrainte effective, la déformation élastique du squelette est déterminée simplement via l'équation constitutive suivante :

$$d\varepsilon_{ij}^{e} = C_{ijkl}^{e} d\sigma_{kl}^{'} \tag{2.20}$$

Où $d\sigma_{kl}^{'}$ est l'incrément de contrainte effective. Afin de pouvoir étudier le milieu poreux comme un milieu continu équivalent, la contrainte effective est exprimée en fonction des contraintes extérieures appliquées, de la pression interstitielle de chacun des fluides saturant.

$$d\sigma_{kl}^{'} = d\sigma_{kl} + \sum_{\alpha} \beta_{\alpha} p_{\alpha} \delta_{kl} \tag{2.21}$$

Dans cette équation β_{α} est un facteur d'échelle relié au concept de fraction volumique. Notons ici que tous les fluides sont censés réagir de façon isotrope en générant une pression identique dans chacune des directions de l'espace. Notons par ailleurs que des études micromécanique menées par De Buhan et Dormieux (1996 ; 1999) ont confirmé que le critère de rupture d'un milieu saturé peut être exprimé en employant le concept des contraintes effectives. Une validation plus générale du concept de contraintes effectives dans tout le domaine de l'écrouissage plastique a été réalisée par Lydzba et Shao (2002). Il est montré que, pour les milieux poreux composés d'un matériau squelette isotrope et homogène à l'échelle micromécanique, si le matériau squelette vérifie le critère de von-Misès, le principe de l'équivalence en contrainte est valable pour tout le domaine plastique et que le concept de contraintes effectives de Terzaghi constitue le tenseur de contraintes effectives pour les déformations plastiques.

De nombreuses études ont été réalisées pour déterminer le coefficient β_{α} (Bishop, 1959). L'une des difficultés est alors de rendre compte de l'ensemble des phénomènes mécanique que l'on peut rencontrer suivant les chemins de chargement tel que le phénomène d'effondrement des pores observé dans les sols lors de chemin d'imbibition.

Afin de rendre compte de ce phénomène d'effondrement de pore, certains auteurs (Alonso et al., 1990) proposent d'utiliser, plutôt que le concept unique de contrainte effective, une approche multi contrainte. C'est par exemple le cas du modèle dit de Barcelone (Alonso et al., 1990) qui considère la pression capillaire comme une force thermodynamique indépendante pour l'écoulement plastique. D'un point de vue général, la formulation constitutive adoptée est de la forme :

$$d\varepsilon_{ij}^{e} = C_{ijkl}^{e} d\sigma_{kl}^{net} + C_s ds\delta_{ij} \tag{2.22}$$

où C_{ijkl}^{e} , $d\sigma^{net}$, C_s et ds représente respectivement le tenseur des compliances élastique, l'incrément de contrainte nette ($d\sigma^{net} = d\sigma - p_g\delta$), le module hydrique élastique (qui relie l'incrément de déformation à la succion), et la succion ($s = p_g - p_{lq}$).

Ce concept est très répandu dans la modélisation mécanique de sols non saturés. Cependant, ce concept de multi- contraintes, présente un certain nombre de limites. On peut citer par exemple le fait que le terme C_s de la relation constitutive doit être déterminé de façon empirique sur la base des résultats d'essai. De plus, on ne peut pas obtenir une formulation identique sous les conditions saturées et non saturées pour rendre compte de l'influence de la pression liquide, la contrainte effective de Terzaghi n'étant généralement pas vérifiée en condition saturée.

Une autre approche basée sur la thermodynamique peut être employée pour déterminer la relation entre les contraintes et les déformations d'un milieu poreux. C'est par exemple le cas du modèle élastique constitutif formulé par Coussy et al. (1991, 1995, 2004). Dans ce modèle, pour un milieu poreux saturé par le mélange bi-phasique, l'énergie libre du squelette prend la forme suivante :

$$\Psi_S\left(\varepsilon, S_{lq}, T\right) = \psi_s\left(\varepsilon, T\right) + \phi U\left(S_{lq}, T\right) \tag{2.23}$$

Où ψ_s est l'énergie libre de la matrice solide et U représente l'ensemble des énergies d'interfaces (fluide- fluide et fluide- squelette)

Les relations thermoporoélastiques se déduisent alors de la manière suivante :

$$\sigma_{ij} + \pi_{ij} = \left(\frac{\partial\psi_s}{\partial\varepsilon_{ij}}\right)_T ; S_s = -\left(\frac{\partial\psi_s}{\partial T\varepsilon_{ij}}\right)_{\varepsilon_{ij}} \quad ; \quad \phi p_c = -\frac{\partial\Psi_S}{\partial S_{lq}} \tag{2.24}$$

où S_s représente l'entropie du système poreux, p_c est la pression capillaire et π_{ij} est appelée pression de pore équivalente et est fonction de la pression du fluide du degré de saturation et de l'énergie des interfaces.

$$\pi_{ij} = \left(p_g - S_l p_c\right)\delta_{ij} - \left(\frac{\partial\phi U}{\partial\varepsilon_{ij}}\right)_{S_l,T} \tag{2.25}$$

Enfin, si on considère que la saturation ne dépend que de la pression capillaire, il vient :

$$U(S_l,T)=\int_{S_l}^{1} p_c(S,T)dS \tag{2.26}$$

Finalement, de manière incrémentale :

$$\mathrm{d}\pi=\mathrm{d}p_g-S_l(p_{cp})\mathrm{d}p_{cp}\ ;\ \pi=\int \mathrm{d}\pi \tag{2.27}$$

Notons que cette approche proposé par Coussy (2004) permet de rendre compte des principaux phénomènes physique (tel que l'effondrement des pores) rencontrés dans la plupart des matériaux non saturés. De plus, cette approche permet d'avoir continuité de la réponse hydromécanique sous les conditions saturées et non saturées, ce qui est évidemment un avantage pour les modélisations numériques. Le modèle thermoporoélastique non linéaire proposé par Coussy (2004) est donc adoptée par la suite. Ce modèle est une extension au cas des milieux non saturés du modèle de Biot. En résumé, les lois constitutives thermoporoélastiques incrémentales sont les suivantes :

$$\mathrm{d}\sigma_{ij}=\left(K_b-\frac{2}{3}G\right)\mathrm{d}\varepsilon_v^e\delta_{ij}+2G\mathrm{d}\varepsilon_{ij}^e-b\mathrm{d}\pi\delta_{ij}-3\alpha_b K_b\mathrm{d}T \tag{2.28}$$

$$\frac{\mathrm{d}m_i}{\rho_i^0}=\frac{1}{M_{ij}}\mathrm{d}P_j+bS_i\mathrm{d}\varepsilon_v^e-3\alpha_m^i\mathrm{d}T \tag{2.29}$$

$$\mathrm{d}\phi=b\mathrm{d}\varepsilon_{ii}+\frac{b-\phi}{K_s}\mathrm{d}\pi-3\alpha_\phi\mathrm{d}T \tag{2.30}$$

Où M_{ij} représente le tenseur des modules de Biot et b est le coefficient de Biot. Les paramètres M_{ij} peuvent être déterminés à partir des propriétés des différents constituants du milieu poreux. Si on suppose que le degré de saturation n'est relié qu'à la pression capillaire, l'ensemble de ces paramètres peut être déterminé (Jia, 2006).

En ce qui concerne l'extension du concept de contrainte effective à la plasticité, le problème de la détermination de cette contrainte effective reste largement ouvert. Dans ce travail on fait l'hypothèse de la validité de ce concept, la contrainte effective plastique (dans le domaine d'écrouissage plastique) prenant alors la forme suivante :

$$\boldsymbol{\sigma}^{pl}=\boldsymbol{\sigma}+\beta(S_l,\sigma_{ij})\pi\boldsymbol{\delta} \tag{2.31}$$

Le coefficient des contraintes effectives plastic β peut dépendre a priori de l'état de saturation du matériau et des contraintes appliquées. La détermination de β reste encore un problème ouvert. Dans notre travail, une méthode pratique de détermination de β sera présentée dans les sections suivantes.

Courbe de sorption- désorption

Selon l'analyse ci-dessus, le comportement poroplastique du matériau partiellement saturé dépend fortement de la courbe isotherme de sorption- désorption. Cette fonction reliant le degré de saturation en eau à la pression capillaire est spécifique pour chaque matériau.

En se basant sur les résultats expérimentaux et les études existantes, les fonctions suivantes sont respectivement adoptées pour les deux matériaux qui seront étudiés dans ce chapitre :

Mortier :

En se basant sur des travaux de Lassabatères (1994), nous avons adopté l'expression suivante dans notre étude pour le mortier :

$$S_{lq} = \left[1 + (a \cdot p_{cp})^b\right]^c \tag{2.32}$$

avec les valeurs des trois paramètres : $a = 2.35 \times 10^{-8}, b = 1.83, c = -0.58$.

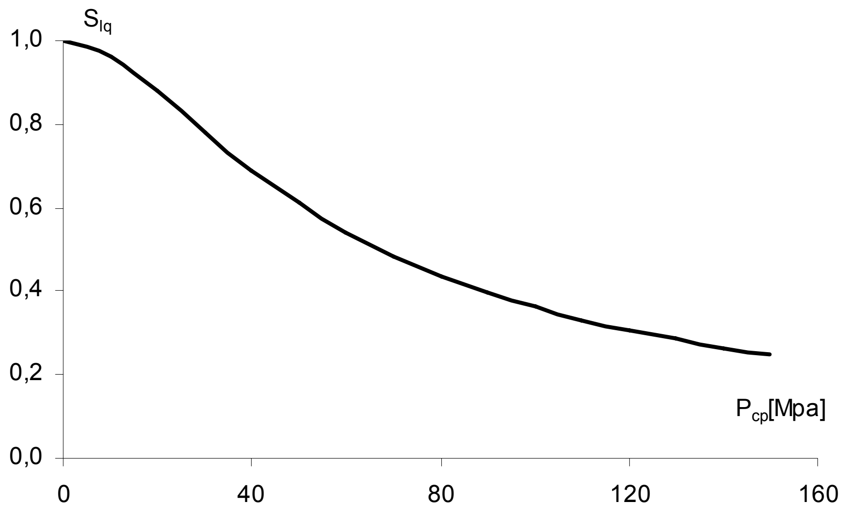


Figure 2. 1 : Corrélation entre le degré de saturation et la pression capillaire (Mortier)

La Figure 2. 1 illustre l'évolution du degré de saturation en fonction de la pression capillaire pour le mortier.

Argilite:

Pour l'argilite étudiée, la courbe adoptée est de type Van Genuchten (Andra, 2005) :

$$S_{lq} = \frac{a_{lq}}{a_{lq} + (p_{cq}/10^4)^{b_{lq}}}, a_{lq} = 2842, b_{lq} = 0.906 \tag{2.33}$$

La Figure 2. 2 présente la courbe $S_{lq} = f(p_{cp})$ en condition isotherme de l'argilite.

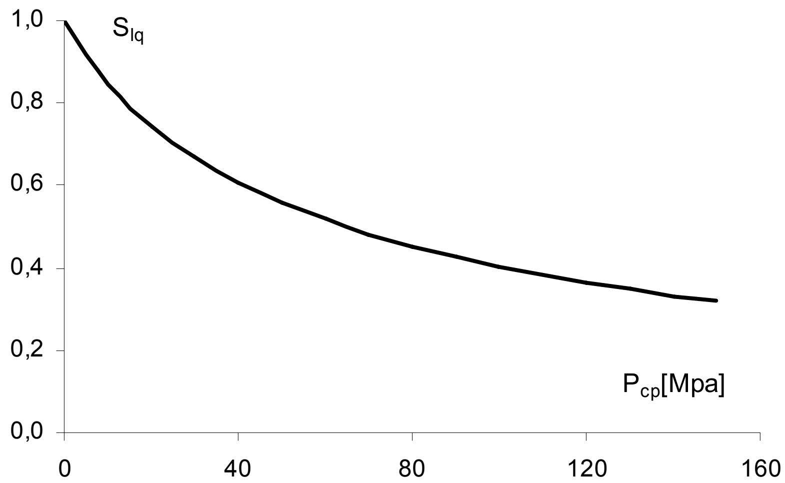


Figure 2. 2 : Corrélation entre le degré de saturation et la pression capillaire (Argilite)

2.3 Formulation d'un modèle spécifique pour les matériaux étudiés

2.3.1 Critères d'endommagement

Dans ce travail, à partir des résultats expérimentaux définis au chapitre 1, nous proposons, afin de caractériser l'évolution de l'endommagement, de définir deux fonctions de charges distinctes l'une en compression et l'autre en traction. En s'inspirant du critère d'endommagement proposé par Mazars (1984) pour les bétons, nous proposons d'adopter les critères sous forme exponentielle suivant :

$$f_c^{\omega} = \omega_{cc}\left(1-\frac{1}{\exp\left[B_c\left(Y_c^{\omega}-Y_{c,0}^{\omega}\right)\right]}\right)-\omega_c \le 0 \tag{2.34}$$

$$f_t^{\omega} = \omega_{ct}\left(1-\frac{1}{\exp\left[B_t\left(Y_t^{\omega}-Y_{t,0}^{\omega}\right)\right]}\right)-\omega_t \le 0 \tag{2.35}$$

ω_{cc} et ω_{ct} représentent respectivement les valeurs critiques des endommagements en compression et en traction dont les cinétiques d'évolution sont contrôlées par les paramètres B_c et B_t.

Y_c^{ω} désigne la force associée à l'endommagement en compression. Puisque, l'évolution de l'endommagement en compression est essentiellement liée à la déformation plastique pour les matériaux semi-fragiles, la variable d'écrouissage γ_p est adoptée comme force d'endommagement en compression :

$$Y_c^{\omega} = \max(\gamma_p, Y_{c,0}^{\omega}) \tag{2.36}$$

$Y_{c,0}^{\omega}$ est le seuil d'évolution de l'endommagement en compression.

La force associée à l'endommagement en traction Y_t^{ω} est définie, à partir de l'analyse des résultats expérimentaux, par l'expression suivante :

$$Y_t^{\omega} = \max(\varepsilon_{eq}, Y_{t,0}^{\omega}) \tag{2.37}$$

avec

$$\varepsilon_{eq} = \sqrt{\sum_{i=1}^{3} \langle \varepsilon_i \rangle^2} + \sqrt{\sum_{i=1}^{3} \left\langle \varepsilon_i - \frac{b}{3k_0}\pi \right\rangle^2} \tag{2.38}$$

Dans cette expression, ε_{eq} représente la force d'endommagement en traction. ε_{eq} est décomposée en deux parties, la première partie $\sqrt{\sum_{i=1}^{3} \langle \varepsilon_i \rangle^2}$ est la somme des composantes positives du tenseur des déformations principales. Cette rend compte de l'ouverture des microfissures qui induit un incrément de déformation positif. La seconde partie $\sqrt{\sum_{i=1}^{3} \left\langle \varepsilon_i - \frac{b}{3k_0}\pi \right\rangle^2}$ permet de prendre en considération l'influence du gradient hydrique sur l'évolution de l'endommagement pendant le processus de séchage. Enfin $Y_{t,0}^{\omega}$ est quant à lui le seuil d'évolution de l'endommagement en traction.

2.3.2 Formes retenues pour la plasticité

Selon les données expérimentales obtenues sur les matériaux semi–fragiles, la surface de charge se doit de tenir compte de la forte dépendance des contraintes à la rupture vis-à-vis de la pression de confinement ainsi que de l'évolution avec cette dernière du point de transition entre contractance et dilatance. Afin de rendre compte de ces phénomènes, on s'inspire du modèle plastique proposé par Pietruszczak et al. (1998). La forme suivante est proposée comme surface de charge :

$$f_p(\sigma_{ij}, \eta) = \tilde{q} - g(\varphi)\eta(\gamma_p)P_a(C_s + \frac{\tilde{p}}{P_a})^m = 0 \tag{2.39}$$

Où $\tilde{p} = -\frac{\sigma_{kk}}{3}, \tilde{q} = \sqrt{3J_2}, J_2 = \frac{1}{2}s_{ij}s_{ij}, s_{ij} = \sigma_{ij}^{pl} - \frac{\sigma_{kk}^{pl}}{3}\delta_{ij}$.

$\tilde{p}$, $\tilde{q}$ sont respectivement la contrainte moyenne et la contrainte déviatorique liées au tenseur des contraintes effectives. Le paramètre C_s représente la résistance hydrostatique en traction qui correspond, dans le repère des contraintes principales à l'intersection de la surface de charge avec l'axe de la contrainte moyenne. P_a est un coefficient de normalisation et une valeur de 1MPa est adoptée.

Le paramètre m définit la courbure de la surface. La fonction $g(\varphi)$ permet de prendre en compte la dépendance du comportement plastique à la direction du chargement dans le plan déviatorique qui est caractérisée par l'angle de Lode φ. Par souci de simplicité, nous avons adopté $g(\varphi)=1$.

Deux paramètres m et $\eta(\gamma_p)$ sont employés dans la surface de charge pour déterminer la forme et la position de la surface de rupture. Ces deux paramètres, sont relatifs à l'angle de frottement et à la cohésion du matériau. Notons que l'angle de frottement n'est pas constant dans un tel critère non linéaire ($m \neq 1$), mais dépend de la contrainte moyenne. Pour le cas $m=1$ et $g(\varphi)=1$, la surface de charge se réduit au critère classique de Drucker-Prager.

La fonction $\eta(\gamma_p)$ représente l'évolution de l'écrouissage plastique et tient compte du radoucissement post-pic. L'écrouissage plastique est lié essentiellement au glissement le long des microfissures alors que le radoucissement est lié au développement de la microfissuration et l'apparition de macrofissuration. En conséquence, $\eta(\gamma_p)$ doit être une fonction croissante de la variable de l'écrouissage plastique γ_p, mais aussi une fonction décroissante de l'endommagement ω. En s'inspirant des travaux précédents, la fonction suivante est proposée ici :

$$\eta(\gamma_p)=(1-\omega)\left[\eta_0+(\eta_m-\eta_0)\frac{\gamma_p}{b_1+\gamma_p}\right] \tag{2.40}$$

où η_0 définit le seuil d'élasticité initiale et η_m représente la valeur ultime du paramètre d'écrouissage. Le paramètre b_1 contrôle la vitesse de l'écrouissage plastique. La fonction $(1-\omega)$ est introduite afin de représenter le phénomène de radoucissement. Ici, nous supposons que le radoucissement du matériau est entièrement contrôlé par l'évolution de l'endommagement.

La variable γ_p est la distorsion plastique, dont la forme incrémentale est définie par :

$$d\gamma_p=\frac{\sqrt{\frac{2}{3}de_{ij}^p de_{ij}^p}}{\chi_p},\ de_{ij}^p=d\varepsilon_{ij}^p-\frac{d\varepsilon_{kk}^p}{3}\delta_{ij},\ \chi_p=\left[\frac{\langle p-P_0\rangle+P_0}{P_0}\right]^{b_2} \tag{2.41}$$

Dans cette expression, un coefficient χ_p, fonction de la contrainte hydrostatique, est introduit afin de tenir compte de la forte dépendance de l'écrouissage avec la pression de confinement. Le paramètre b_2 contrôle cette dépendance. P_0 est quant à lui défini comme le seuil de cette influence, et une value constante de $1\mathrm{MPa}$ est adoptée ici.

En intégrant la fonction (2.40) , nous pouvons obtenir l'expression de l'énergie bloquée de l'écrouissage plastique :

$$\psi_p(\gamma_p,\omega) = (1-\omega)\left[\eta_m\gamma_p - (\eta_m-\eta_0)b_1 \ln\frac{b_1+\gamma_p}{b_1}\right] \tag{2.42}$$

La direction d'écoulement plastique est contrôlée par le potentiel plastique. En considérant qu'il y a une évolution de la transition contractance/dilatance avec l'augmentation de la contrainte déviatorique, il convient d'utiliser une fonction non associée comme potentiel plastique. En s'inspirant de la fonction proposée par Pietruszczak et al (1988), le potentiel plastique suivant est adoptée :

$$Q = \tilde{q} + \mu_c(1-\omega)g(\varphi)(\tilde{p}+P_aC_s)\ln(\frac{\tilde{p}+P_aC_s}{\bar{p}}) = 0 \tag{2.43}$$

Le coefficient $\bar{p}$ correspond à l'intersection entre la surface décrite par le potentiel plastique et l'axe $(p+P_aC_s) > 0$ et rend donc compte à ce titre de l'évolution du domaine de dilatance. Le coefficient μ_c est quant à lui défini par $\dfrac{\tilde{q}}{g(\theta)(\tilde{p}+P_aC_s)}$ quand $\dfrac{\partial Q}{\partial p} = 0$.

2.3.3 Identification des paramètres du modèle proposé

Dans cette section, la procédure de détermination des paramètres du modèle proposé est présentée. Les données expérimentales obtenues sur l'argilite sont issu du rapport de l'Andra (C. RP.ADS.04.0022).

Paramètres élastiques

Le module d'Young E et le coefficient de Poisson υ peuvent être déterminés à partir du premier cycle de chargement – déchargement des essais de compression triaxiale, ou la partie linéaire de la courbe déformation-contrainte si le cycle de chargement–déchargement expérimental n'est pas disponible.

Une fois E et υ déterminés, les paramètres élastiques K_b et μ_b peuvent être déterminés à partir des relations suivantes :

$$K_b = \frac{E}{3(1-2\upsilon)},\ \mu_b = \frac{E}{2(1+\upsilon)} \tag{2.44}$$

Paramètres plastiques $(C_s, \eta_m, \eta_0, m, b_1, b_2, \mu_c)$

Selon la surface de charge (2.39) et la loi d'écrouissage(2.40), les paramètres C_s, η_m et m définissent la forme et la positon de la surface de rupture. Ils peuvent donc être déterminés à partir des contraintes à la rupture obtenues par des essais à différentes pressions de confinement.

Afin de déterminer la valeur de ces paramètres, on reporte dans le plan (p,q) (cf. Figure 2. 3) les valeurs à rupture obtenues lors des différents essais. De part le fait que la plasticité n'intervient qu'en compression, il n'est pas tenu compte des résultats expérimentaux obtenus en traction. Il est constaté, à partir des résultats expérimentaux, une distribution quasi linéaire du déviateur à rupture en fonction de la contrainte moyenne. Il vient que la valeur $m=1$ est la plus adapté ici. Les autres paramètres sont alors déterminés par simple régression linéaire (cf. Figure 2. 3).

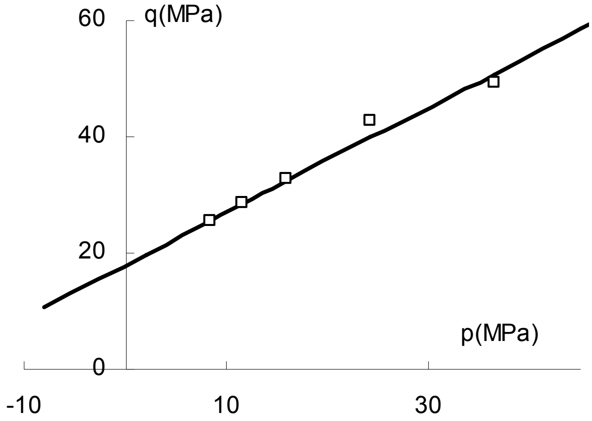


Figure 2. 3 Détermination des paramètres C_s , η_m

Le paramètre η_0 définit la surface de charge initiale. Sa valeur est donc identifiée à partir de la limite de la partie linéaire de la courbe contrainte-déformation. Pour des raisons de simplicité, il est possible de prendre $\eta_0 = 0$ ce qui revient à considérer l'inexistence d'une zone purement élastique.

Le paramètre b_1 contrôle la cinétique de l'écrouissage plastique. Si l'évolution de l'endommagement est négligée avant la rupture, à partir de la loi d'écrouissage(2.40), on obtient la relation suivante:

$$\gamma_p = b_1 \frac{(\eta - \eta_0)}{(\eta_m - \eta)} \tag{2.45}$$

Selon les cycles de chargement-déchargement des essais expérimentaux, la déformation plastique de chaque cycle peut être déterminée.

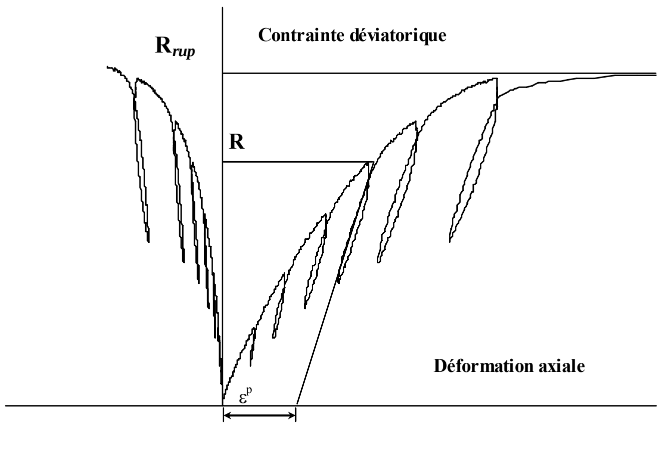


Figure 2. 4 Illustration de la détermination de b_1

Si on considère $\eta = \dfrac{R}{R_{rup}}(\eta_m - \eta_0)$, la valeur de b_1 peut être déterminée en traçant la courbe d'écrouissage dans l'espace (η, γ_p).

Paramètres de l'endommagement ($\omega_{cc}, \omega_{ct}, B_c, B_t, Y^{\omega}_{c,0}, Y^{\omega}_{t,0}$)

Le paramètre ω_{cc} définit la résistance résiduelle des essais triaxiaux. Il est déterminé avec la relation suivante :

$$\omega_{cc} = 1 - \frac{R_{res}}{R_{rup}} \tag{2.46}$$

R_{res} et R_{rup} représentent respectivement la résistance résiduelle et à la rupture.

Notons que pour la plupart des matériaux géomécaniques, avec l'augmentation de la pression de confinement, il y a une transition fragile/ductile des comportements mécaniques. De ce point de vue, le paramètre ω_{cc} est une variable fonction de la pression de confinement. En se basant sur les données expérimentales de l'argilite, la relation suivante est obtenue :

$$\begin{aligned} &\omega_{cc} = \omega_{cc0} + (\omega_u - \omega_{c0}) \exp(-a \cdot P_{pc}) \\ &\omega_u = 0.9; \omega_{c0} = 0.3; a = 0.2 \end{aligned} \tag{2.47}$$

Où ω_u présente la valeur de ω_{cc} obtenue à partir des essais en compression uniaxiale.

La variation de ω_{cc} en fonction de la pression de confinement est présentée dans la Figure 2. 5.

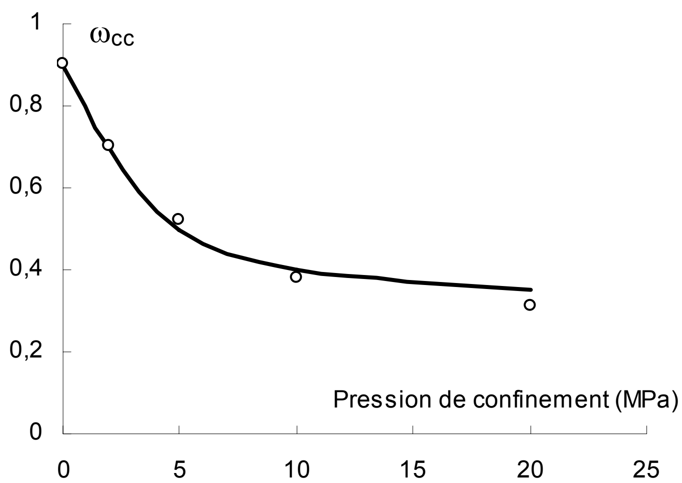


Figure 2. 5 Variation de ω_{cc} en fonction de la pression de confinement

Selon les données des essais en compression triaxiale avec des cycles de charges - décharges, on peut obtenir la valeur de l'endommagement ω_c à partir des valeurs actuelles des propriétés élastiques et de la force d'endommagement en compression Y^{ω}_c ($Y^{\omega}_c = \gamma_p$). Ensuite, en se basant sur le critère d'endommagement en compression, la valeur de B_c peut être déterminée.

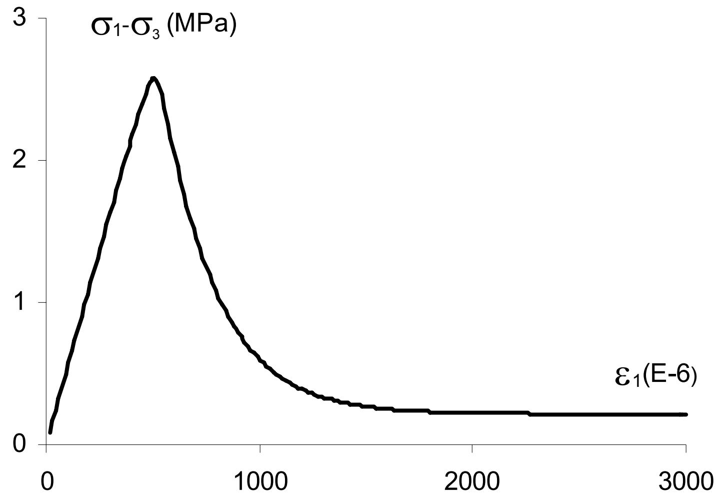


Figure 2. 6 Courbe contrainte – déformation en traction simple

Les paramètres du critère d'endommagement en traction (ω_t , B_t et $Y_{t,0}^{\omega}$) sont déterminés à partir des essais expérimentaux en traction simple. Puisque les données expérimentales des essais en traction ne sont pas disponibles, il est supposé que la résistance en traction est égale au dixième de la résistance en compression uniaxiale. Pour des raisons de simplicité, nous avons considéré $Y_{t,0}^{\omega} = 0$. Selon les observations expérimentales (Camps, 2008), la résistance résiduelle après la rupture en traction est négligeable. De ce fait, on adopte une grande valeur pour $\omega_t = 0.99$. Le paramètre B_t peut être déterminé à partir de la simulation numérique. La courbe contrainte-déformation précédante est obtenue en prenant $B_t = 2000$ (cf. Figure 2.6).

Puisque l'endommagement en traction se développe rapidement sous l'état de contrainte en traction en prenant une grande valeur de B_t, la rupture se produit avant d'atteindre le seuil rupture plastique. Dans ce cas là, la résistance du matériau en traction est donc bien contrôlée principalement par l'évolution de l'endommagement en traction. La surface de rupture réelle est présentée par la Figure 2. 7. Les points en forme de triangle sont les résultats numériques des essais uniaxiaux et triaxiaux (Pc=5MPa et Pc=10MPa) en traction obtenus en utilisant les paramètres déterminés. Comme cela peut être remarqué, la surface de charge n'est plus valable à la gauche de la ligne AB qui peut être considérée comme la limite des états de contraintes en compression et en traction.

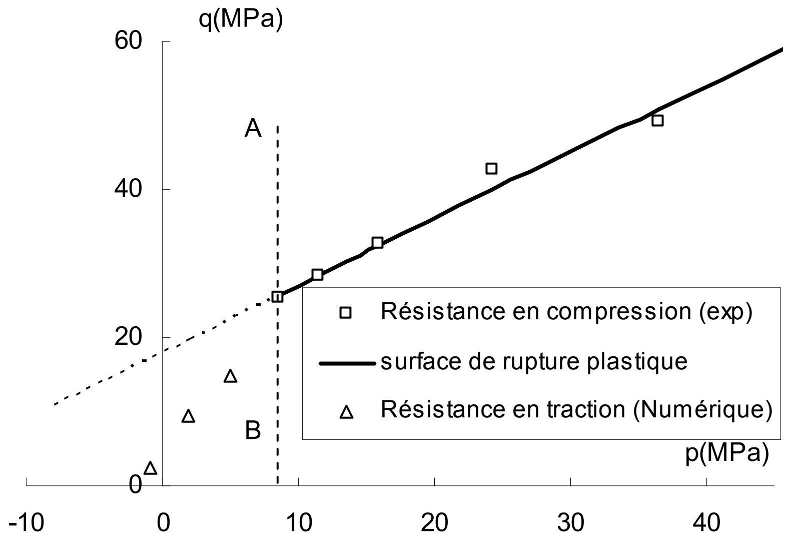


Figure 2. 7 Résistance en traction et en compression

Paramètre du couplage hydromécanique β

A partir des essais réalisés sous conditions partiellement saturées, la procédure suivante est proposée afin de déterminer la valeur de β en fonction du degré de saturation.

La surface de charge sous conditions saturées est d'abord déterminée. Ensuite, pour un degré de saturation donné, la résistance en compression est mesurée et comparée avec celle du matériau saturé. La différence nous permet de déterminer la valeur de $\beta S_l p_{cp}$. Puisque la valeur p_{cq} peut être déterminée à partir de la courbe sorption-désorption, la valeur de β correspondante peut être obtenue. Cette procédure est explicitée sur la Figure 2. 8.

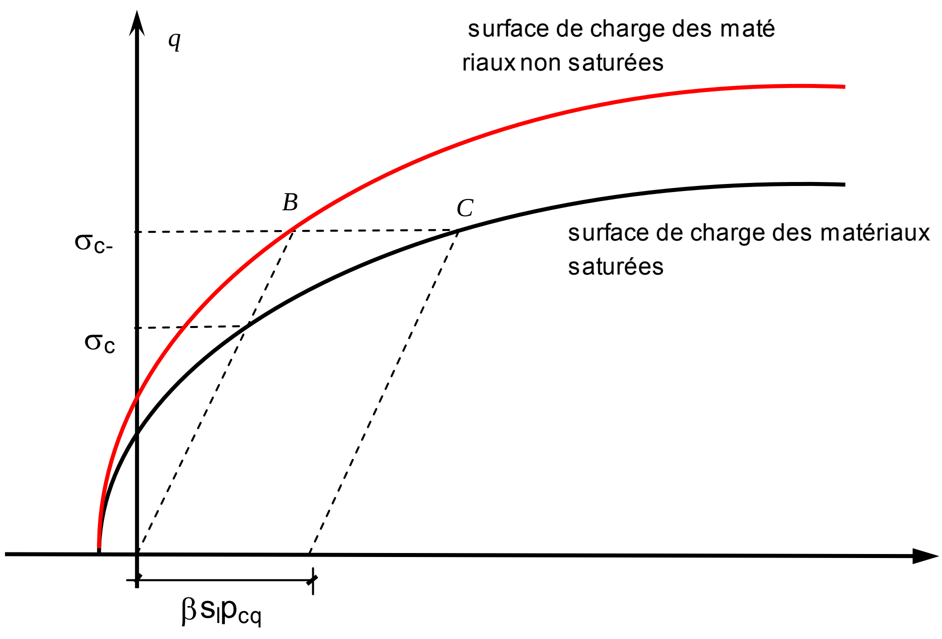


Figure 2. 8 Illustration de la détermination de β

En utilisant cette procédure pour des données expérimentales obtenues sous différentes pressions de confinement, l'influence de la pression de confinement sur β peut aussi être déterminée. Pour l'argilite étudiée ici, seules des données expérimentales sous deux pressions de confinement sont disponibles ($Pc = 0\text{MPa}$ et $Pc = 10\text{MPa}$), il semble donc difficile d'obtenir une formulation générale pour décrire l'effet de la pression de confinement. Les relations suivantes sont obtenues respectivement pour les deux pressions de confinement, et les comparaisons avec les données expérimentales sont présentées sur la Figure 2. 9.

$$\begin{cases} \beta = (1 - a_0)\exp(b(S_l - 1)) + a_0 \\ a_0 = 0.2\ b = 6,\ \text{for}\ p_c = 0\text{MPa} \\ a_0 = 0.05,\ b = 8,\ \text{for}\ p_c = 10\text{MPa} \end{cases} \tag{2.48}$$

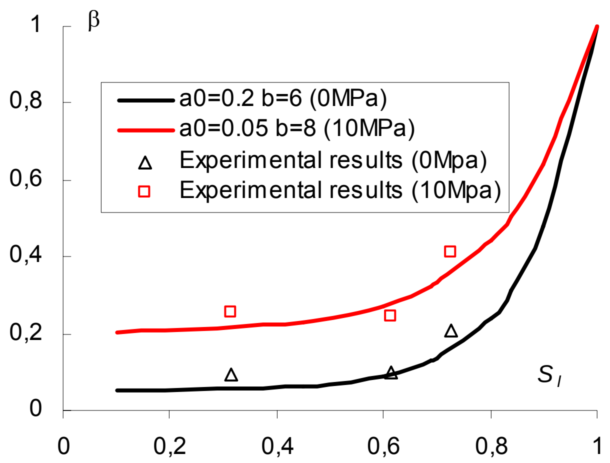


Figure 2. 9 Variation de β en fonction de degré de saturation

En résumé, les valeurs représentatives des paramètres pour l'argilite sont résumées dans le Tableau 2. 1.

Tableau 2. 1 Paramètres représentatifs pour l'Argilite

Paramètres élastiques	Paramètres plastiques	Paramètres d'endommagement
$E_0 = 5500MPa$	$C_s = 19$	$\omega_t = 0.99$
$v_0 = 0.17$	$m = 1$	$B_c = 400$
	$b_1 = 3.0E - 5$	$B_t = 2000$
	$\eta_0 = 0.0$	$Y^{\omega}_{c,0} = 0$
	$\eta_m = 1.12$	$Y^{\omega}_{t,0} = 0$
	$b_2 = 1.0$	
	$\mu_c = 1.5$	

2.3.4 Intégration locale du modèle

Dans cette section, on présente le schéma d'intégration locale du modèle dans un code de calcul par éléments finis. Le code THMPASA est développé au Laboratoire de Mécanique de Lille afin de résoudre des problèmes de couplage thermohydromécanique et chimique de matériaux poreux saturés et partiellement saturés. Dans le code, l'incrément de déformation est appliqué à chaque point de Gauss. Les incréments de déformation plastique, de contrainte, d'endommagement sont obtenus en utilisant les formulations proposées du modèle.

La procédure de calcul de la *k-ième* itération est donnée ci-dessous :

Avant la k-ième itération, les variables $\boldsymbol{\sigma}^{k-1}, \boldsymbol{\varepsilon}^{k-1}, \varepsilon^{p(k-1)}, \omega^{k-1}, \omega_c^{k-1}, \omega_t^{k-1}, \gamma_p^{k-1}$ sont connues à partir de l'itération précédente, et l'incrément de déformation $\mathrm{d}\boldsymbol{\varepsilon}^k$ est donné. La procédure est composée de la prédiction élastique, la correction par l'endommagement et la correction par la plasticité. En ce qui concerne la résolution du comportement thermoporoélastique, on pourra se référer à la thèse de Jia (Jia, 2006), nous ne présentons par la suite que l'implémentation locale du modèle élasto-plastique endommageable développé.

1) Prédiction élastique

Afin de déterminer l'incrément de déformation plastique, une prédiction triviale en élasticité est nécessaire. En utilisant la matrice d'élasticité, et supposant que la réponse du matériau est dans le domaine élastique, l'incrément de contrainte peut être obtenu par la relation :

$$\mathrm{d}\boldsymbol{\sigma}^k = \mathbb{C}(\omega^{k-1}) : \mathrm{d}\boldsymbol{\varepsilon}^k - b\mathrm{d}\pi^k \boldsymbol{\delta} - 3\alpha_b K_b \mathrm{d}T \tag{2.49}$$

$$\tilde{\boldsymbol{\sigma}}^k = \boldsymbol{\sigma}^{k-1} + \mathrm{d}\boldsymbol{\sigma}^k \tag{2.50}$$

Avant de vérifier le comportement du matériau dans le domaine plastique, il convient d'abord d'obtenir le tenseur des contraintes plastiques effectives $\sigma^{pl,k}$ avec l'expression suivante:

$$\boldsymbol{\sigma}^{pl,k} = \tilde{\boldsymbol{\sigma}}^k + \beta(S_l)\pi\boldsymbol{\delta} \tag{2.51}$$

2) Prédiction de l'incrément d'endommagement

A partir de l'état de déformation à l'incrément précédent et l'incrément de déformation prescrit, la déformation totale actuelle peut être obtenue :

$$\boldsymbol{\varepsilon}^k = \boldsymbol{\varepsilon}^{k-1} + \mathrm{d}\boldsymbol{\varepsilon}^k \tag{2.52}$$

Ensuite, le tenseur des déformations principales ε_{ii} peut être calculé. En utilisant les équations (2.37) et (2.38), la nouvelle valeur de la force associée à l'endommagement en traction $Y_t^{\omega,k}$ peut être déterminée. Avec cette valeur, on vérifie le critère d'endommagement en traction (2.35). Si $f_t^{\omega} \geq 0$, c'est-à-dire si l'endommagement évolue, la valeur actuelle d'endommagement en traction est calculée comme suit :

$$\omega_t^k = \omega_{ct}\left(1 - \frac{1}{\exp\left[B_t\left(Y_t^{\omega,k} - Y_{t,0}^{\omega}\right)\right]}\right) \quad (2.53)$$

En considérant que l'incrément de la variable d'écrouissage $d\gamma_p^k$ n'est pas encore connu, la valeur d'écrouissage de la $(k-1)$ -ième itération γ_p^{k-1} est utilisée afin de calculer la valeur actuelle de l'endommagement en compression. Selon une procédure de calcul identique à celle définie ci-dessus pour l'endommagement en traction, le critère d'endommagement en compression est d'abord vérifié. Si $f_c^{\omega} \geq 0$ (2.34) , la valeur actuelle de l'endommagement en compression est obtenue par l'expression suivante :

$$\omega_c^k = \omega_{cc}\left(1 - \frac{1}{\exp\left[B_c\left(Y_c^{\omega,k} - Y_{c,0}^{\omega}\right)\right]}\right) \quad (2.54)$$

A partir du tenseur de contraintes actuelles $\boldsymbol{\sigma}^k$, on calcul le tenseur de contraintes principales σ_{ii}^k ., L'endommagement actuel peut alors être déterminé à partir de la relation (2.9) :

$$\omega^k = (1-\alpha^k)\omega_c^k + \alpha^k\omega_t^k \quad (2.55)$$

3) Correction par la plasticité

Une fois que le tenseur de contraintes effectives et l'endommagement déterminés, on peut vérifier le critère de la plasticité $f(\boldsymbol{\sigma}^{pl,k}, \gamma_p^{k-1}, \omega^k)$. Si $f(\boldsymbol{\sigma}^{pl,k}, \gamma_p^{k-1}, \omega^k) > 0$, une correction plastique doit être effectuée pour rendre l'état de contrainte plastiquement admissible.

Le multiplicateur plastique $d\lambda_p$ est déterminé à partir de l'équation (2.18). Puis, l'incrément des déformations plastiques peut être obtenu par l'équation (2.16). Les valeurs des déformations plastiques $\boldsymbol{\varepsilon}^{p,k}$ et la variable de la loi d'écrouissage γ_p^k sont alors mises à jour grâce aux relations suivantes :

$$\boldsymbol{\varepsilon}^{p,k} = \boldsymbol{\varepsilon}^{p,k-1} + d\boldsymbol{\varepsilon}^{p,k} \quad (2.56)$$

$$\gamma_p^k = \gamma_p^{k-1} + d\gamma_p^k \quad (2.57)$$

Enfin, les valeurs des contraintes sont mises à jour :

$$\boldsymbol{\sigma}^k = \tilde{\boldsymbol{\sigma}}^k - \mathbb{C}(\omega^k) : d\boldsymbol{\varepsilon}^{p,k} \quad (2.58)$$

Le schéma d'intégration du modèle est présenté sur le Tableau 2. 2.

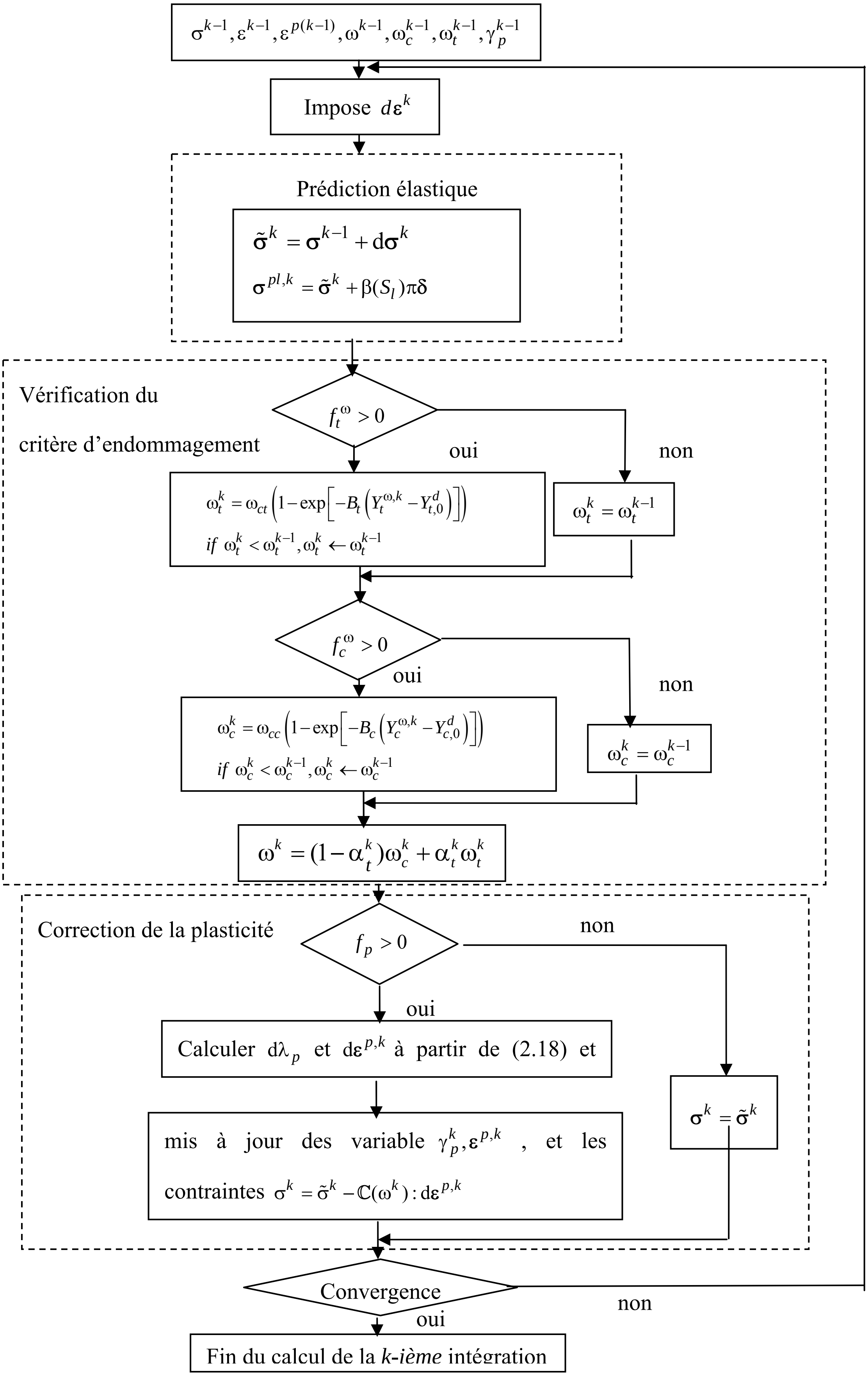


Tableau 2. 2 Algorithme d'intégration locale du modèle

2.4 Simulations numériques des essais triaxiaux

Afin de vérifier la performance du modèle proposé, des simulations numériques sont réalisées et comparées avec les données expérimentales obtenues lors des essais effectués sur l'argilite et un mortier.

2.4.1 Equation des champs

Dans cette section, nous présentons succinctement les équations générales qui gouvernent le couplage hydromécanique des milieux poreux partiellement saturés considérés dans ce travail.

Le milieu poreux est supposé être saturé par une phase liquide (indice lq) et un mélange gazeux (indice gz). Le mélange gazeux est formé d'air sec et de vapeur d'eau. Ces deux gaz (air sec et vapeur) sont supposés être des gaz parfaits. Le modèle général est donc un modèle de transfert biphasique (eau – air sec). Dans ce modèle sont pris en compte les phénomènes suivants :

- L'advection de l'eau liquide ;
- L'advection du mélange gazeux (vapeur et air sec) ;
- La diffusion dans le mélange gazeux de la vapeur d'eau.

On négligera dans ce modèle l'influence de l'air dissous dans l'eau. Les équations de champs sont alors les suivantes :

<u>L'advection de l'eau liquide et du mélange gazeux</u>

L'advection de l'eau liquide et du mélange gazeux dans le milieu poreux est représentée par la loi de Darcy généralisée qui s'exprime sous la forme suivante :

$$\frac{\vec{w}_i}{\rho_i} = \frac{k}{\mu_i} k_i^r \left(S_i\right)(-\nabla p_i + \rho_i \vec{g}) \tag{2.59}$$

où k est la perméabilité intrinsèque du milieu poreux. $k_i^r(S_i)$ représente la perméabilités relative au liquide ou au gaz $i(i = lq, gz)$ et dépend de la saturation,. ρ_i et μ_i sont respectivement la viscosité dynamique et la masse volumique de l'espèce i..

<u>La diffusion dans le mélange gazeux de la vapeur d'eau</u>

La diffusion dans le mélange gazeux de la vapeur d'eau s'exprime grâce à la loi de Fick :

$$\frac{\vec{w}_{vp}}{\rho_{vp}} - \frac{\vec{w}_{da}}{\rho_{da}} = -F_{ic}\nabla C_{vp}, C_{vp} = p_{vp} / p_{gz} \tag{2.60}$$

Le paramètre F_{ic} est le coefficient de Fick, qui est à priori fonction de la porosité, de la pression de gaz, de la température, de la saturation en eau, et C_{vp} est la concentration de vapeur dans le mélange gazeux.

Changement de phase

L'eau et sa vapeur sont supposées être en équilibre thermodynamique. Cet équilibre est exprimé par la loi de Clapeyron :

$$\mathrm{d}\left(Log\ p_{vp}\right)=\frac{LM_{vp}}{RT^2}\mathrm{d}T \tag{2.61}$$

Où p_{vp} est la pression partielle de vapeur, M_{vp} est la masse molaire de la vapeur et L est la chaleur latente de vaporisation.

La conservation de la masse :

Les équations de conservation de la masse fluide sont exprimées pour chacune des deux espèces chimiques en présence à savoir l'eau et l'air sec. Les équations de conservation de la masse s'expriment alors sous la forme suivante :

Pour l'eau :

$$\dot{m}_{lq}+\dot{m}_{vp}=-\mathrm{div}(\vec{m}_{lq}+\vec{m}_{vp}) \tag{2.62}$$

Pour l'air sec

$$\dot{m}_{da}=-\mathrm{div}(\vec{m}_{da}) \tag{2.63}$$

La loi de Fourier

Enfin, la loi de conduction thermique est supposée régie par la loi de Fourier :

$$\vec{q}_T=-\lambda\nabla T \tag{2.64}$$

λ est la conductivité thermique du milieu poreux, et $\vec{q}_T$ le vecteur flux de chaleur. T est la température absolue.

Perméabilité relative au liquide

Comme nous avons indiqué, la cinétique hydrique dépend de la variation de la perméabilité au liquide en fonction du degré de saturation. Sans avoir procédé à de nouvelles expérimentations, nous avons adopté les lois de perméabilité relative existantes dans la littérature.

L'expression suivante est utilisée pour le mortier (Lassabatères, 1994):

$$k_{lq}^r=\sqrt{sl}\,(1-(1-sl^{1/r})^r)^2 \tag{2.65}$$

avec $r=0.4$.

La perméabilité relative à l'eau pour l'argilite MHM est donnée par la relation suivante (Andra, 2005):

$$k_{lq}^r=\frac{1}{1+(a(1-S_{lq}))^b},\quad a=35,\ b=1.5 \tag{2.66}$$

2.4.2 Simulations numériques sur l'argilite

Les Figure 2. 10 à la Figure 2. 12 montrent les comparaisons entre les résultats numériques et les données expérimentales pour l'argilite. Comme cela peut être observé, une bonne concordance peut être constatée. Les comportements mécaniques principaux sont bien reproduits par le modèle proposé, incluant l'écrouissage plastique, et le radoucissement post pic de contrainte induit par l'évolution de l'endommagement. En considérant que les données expérimentales sont utilisées dans la détermination des paramètres, ces résultats peuvent seulement être considérés comme une validation de la procédure de la détermination des paramètres.

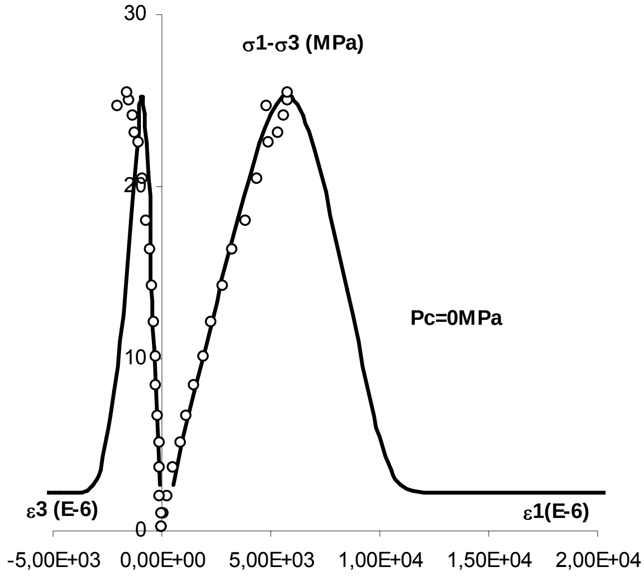


Figure 2. 10 Comparaison entres les résultats numériques et expérimentaux pour des essais en compression uniaxiale

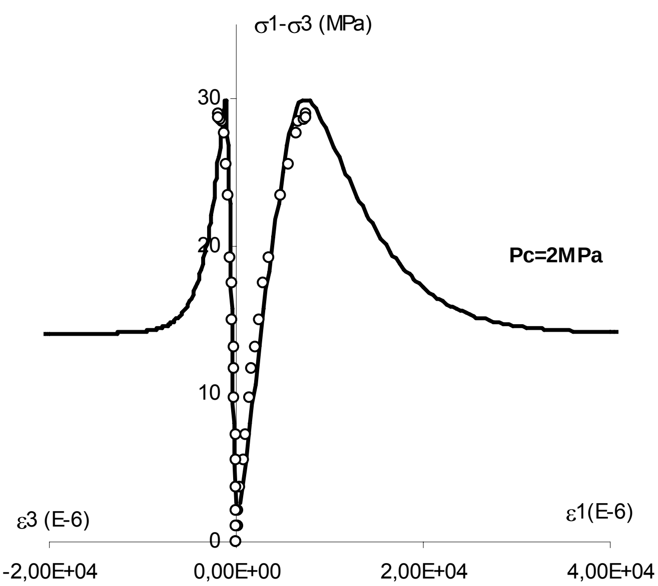


Figure 2. 11 Comparaison entres les résultats numériques et expérimentaux pour des essais triaxiaux (Pc=2MPa)

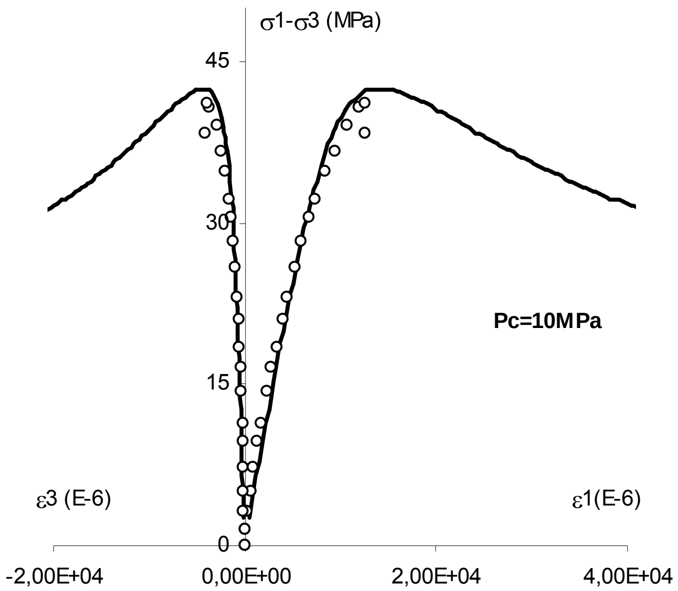


Figure 2. 12 Comparaison entres les résultats numériques et expérimentaux pour des essais triaxiaux (Pc=10MPa)

Dans la Figure 2. 13, les variations de la contrainte déviatorique en fonction du déplacement axial (LVDT) sont présentées. Il peut être constaté que le radoucissement post le pic de la contrainte est devenu moins important avec l'augmentation de la pression de confinement. Les comparaisons entre les résultats numériques et expérimentaux montre que la dépendance des résistances au pic et résiduelle à la pression de confinement peut être convenablement reproduite par le modèle proposé.

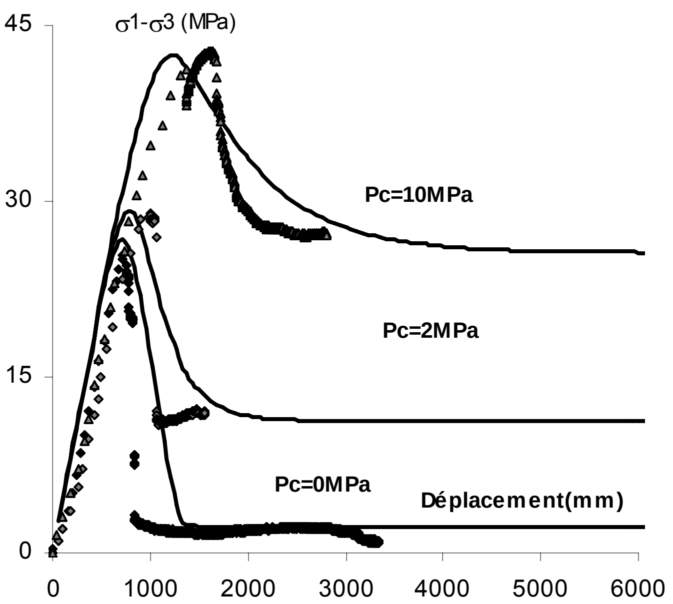
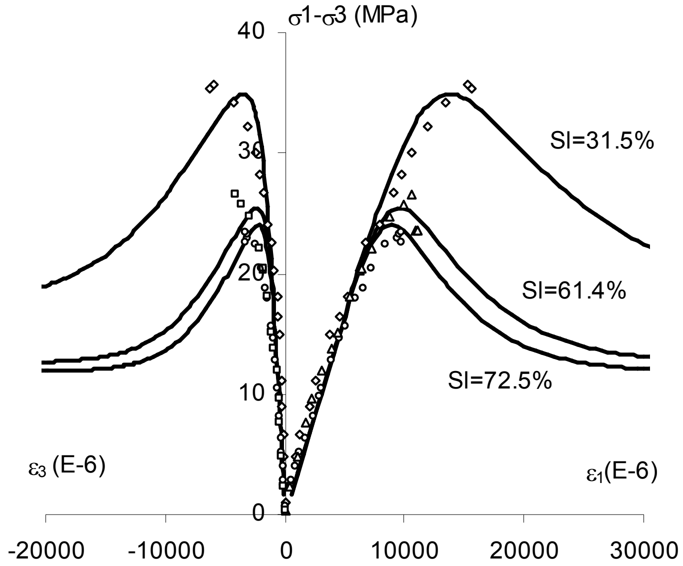
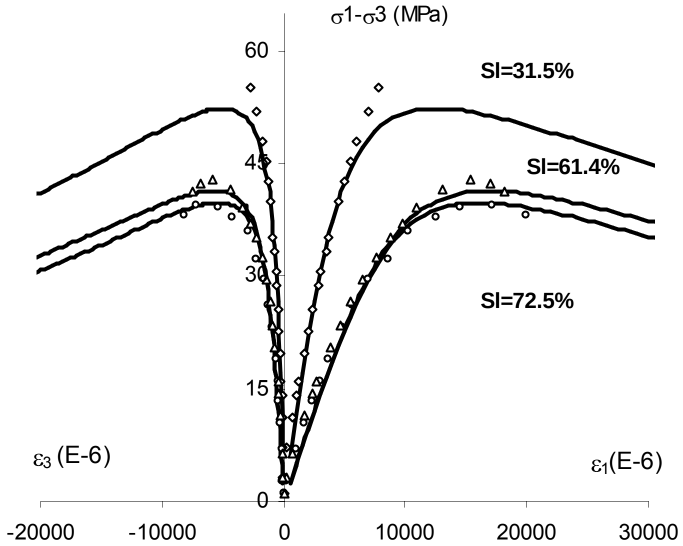


Figure 2. 13 Comparaison des courbes contrainte – déplacement entre les résultats numériques et expérimentaux

En utilisant la relation(2.48), les résultats des simulations des essais sous conditions partiellement saturées sont présentés dans la Figure 2. 14. Sur cette figure, on peut constater une bonne concordance entre les données expérimentales et les résultats numériques. L'augmentation de la résistance avec la diminution du degré de saturation est bien reproduite par le modèle proposé. De même le raidissement du matériau au cours du processus de dessiccation, est bien simulé.



(a)



(b)

Figure 2. 14 Simulations des essais de compression uniaxiaux (a) et triaxiaux Pc=10MPa (b) avec différents degrés de saturation en eau

Finalement, les résultats numériques issus du modèle confrontés aux résultats expérimentaux permettent de vérifier que, selon le processus de détermination des paramètres, le modèle proposé est capable de reproduire le comportement de l'argilite sous divers chemin de chargement hydro-mécanique.

2.4.3 Simulation des essais uniaxiaux et triaxiaux sur un mortier de béton

Selon la même procédure de détermination des paramètres présentée précédemment, les valeurs représentatives du modèle déterminé à partir des essais réalisé sur un mortier de béton par Yurtdas (2003) sont résumées dans le Tableau 2. 3.

Tableau 2. 3 Valeurs représentatives du mortier

Catégorie	Valeurs des paramètres
Paramètres élastiques	E =36400MPa, ν =0.19
Paramètres plastiques	C_s =19.0, m=1, η_0=0.0, η_m=1.42, b_1=3.0×10^{-5} , μ_c =1.5, b_2=1
Paramètre d'endommagement	$Y_{c,0}^{\omega}$ =0.0, B_c =300.0, ω_{cc} =0.2, ω_{ct} =0.99, B_t =2500, $Y_{t,0}^{\omega}$ =0.0

La surface de charge est présentée dans la Figure 2. 15.

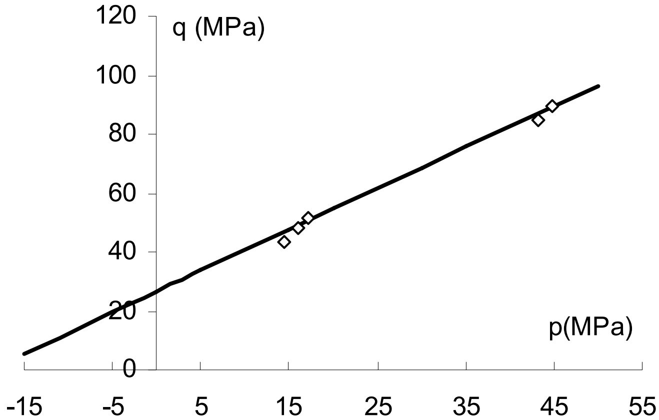


Figure 2. 15 Surface de charge

Les relations suivantes des valeurs de β en fonction du degré de saturation en eau (S_l) sont obtenues :

$$\begin{cases} \beta = (1-a_0)\exp(b(S_l-1)) + a_0 \\ a_0 = 0.2,\ b = 14,\ \text{for } p_c = 0\text{MPa} \\ a_0 = 0.25,\ b = 14,\ \text{for } p_c = 15\text{MPa} \end{cases} \tag{2.67}$$

L'évolution de β est présentée sur la Figure 2. 16.

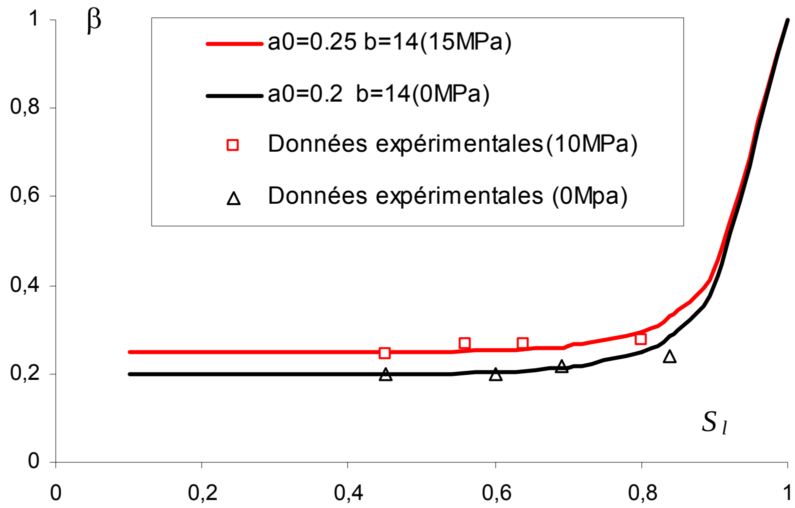


Figure 2. 16 Evolution du coefficient de contrainte effective plastique β en fonction de la saturation, sous différentes pressions de confinement

En utilisant les paramètres spécifiés précédemment, les simulations des essais uniaxiaux et triaxiaux sont réalisées.

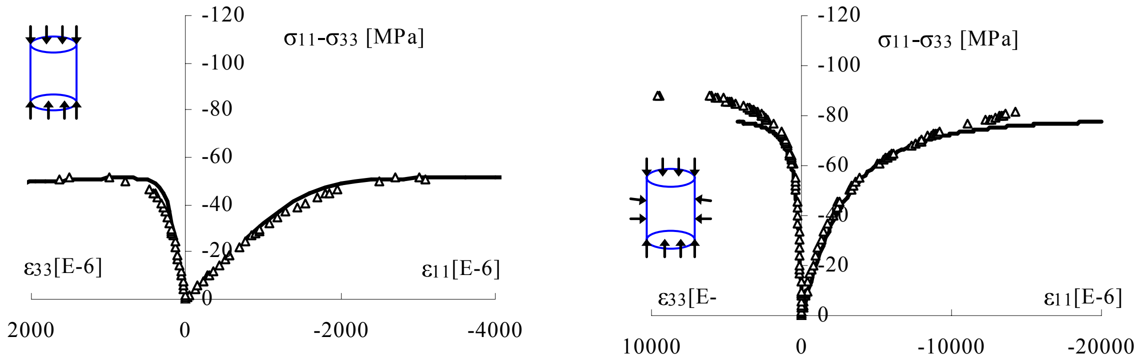


Figure 2. 17 Comparaison entre les données expérimentales et les résultats numériques des essais uniaxiaux (a) et triaxiaux (b, $\sigma_3 = 15\text{MPa}$) en compression

Les comparaisons entre les données expérimentales et les résultats numériques sont présentées sur la Figure 2. 17. Encore une fois, une très bonne concordance entre les résultats issus du modèle et les résultats expérimentaux peut être constatée.

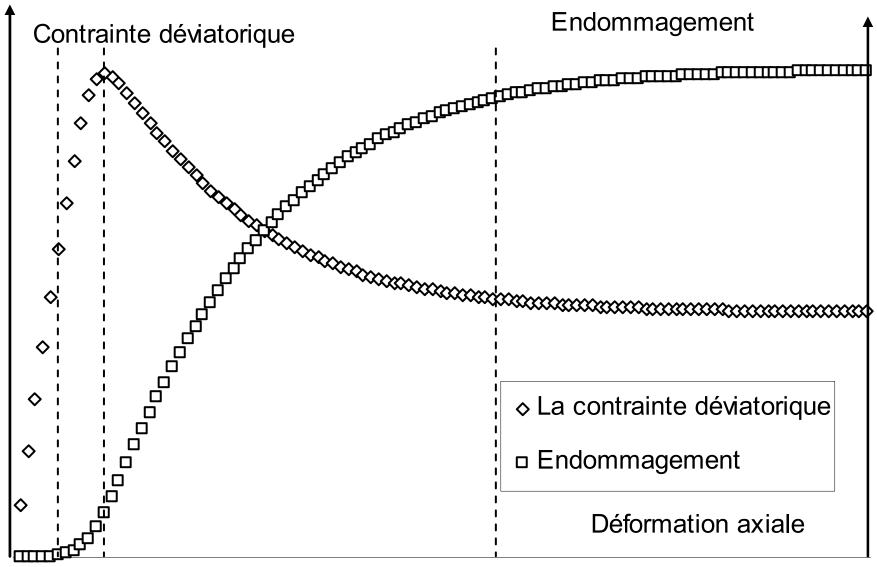


Figure 2. 18 Réponse schématique reproduite par le modèle proposé des essais en compression

Dans les données expérimentales, la phase post pic de radoucissement n'apparaît pas clairement. Aussi afin de tester le modèle avons-nous fixé arbitrairement une valeur plus grande pour ω_c ($\omega_c = 0.4$). Les résultats obtenus sont présentés sur la Figure 2. 18. Comme cela peut être remarqué, les quatre phases de l'évolution de l'endommagement présentées au chapitre 1 pour les matériaux semi–fragiles sont bien reproduites. Au début, il n'y a quasiment pas d'endommagement dans le domaine élastique. Ensuite, avec l'apparition de l'écrouissage plastique, une augmentation légère de l'endommagement peut être constatée. Dans le régime post-pic, l'endommagement se développe rapidement, et à la fin, prend une valeur constante qui contrôle la résistance résiduelle.

Le résultat numérique d'un essai en traction est présenté dans la Figure 2. 19. Les données expérimentales étant indisponibles la résistance en traction est supposée être 10 fois plus faible qu'en compression. Une valeur de contrainte résiduelle arbitraire très faible a été choisie.

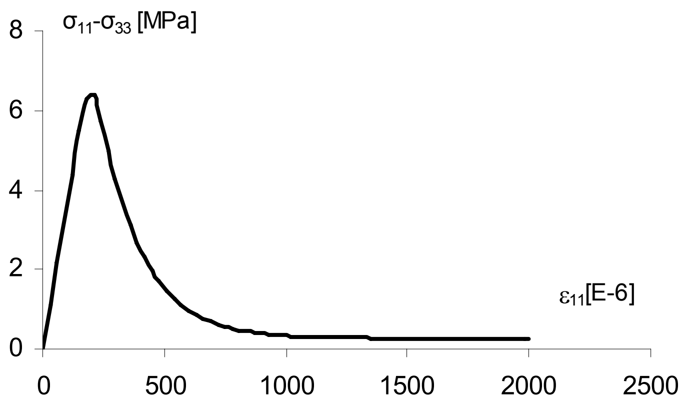


Figure 2. 19 Courbe contrainte- déformation d'un essai de traction

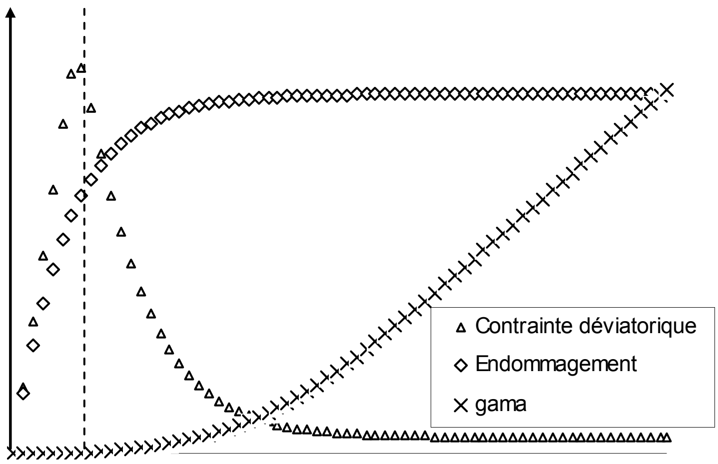


Figure 2. 20 Réponse schématique en traction par le modèle proposé

Contrairement à la compression, en traction, on peut constater que l'endommagement évolue rapidement jusqu'au pic de rupture alors que dans le même temps la plasticité reste très faible. Cette dernière évolue essentiellement dans la phase adoucissante. Ce résultat est en accord avec les observations expérimentales, la rupture en traction étant dans les matériaux semi-fragiles principalement induite par l'évolution de l'endommagement en traction.

2.4.4 Étude paramétrique

Dans cette section, nous allons étudier l'influence de certains paramètres sur la réponse mécanique du matériau, notamment ceux qui contrôlent l'évolution de la déformation plastique et de l'endommagement.

2.4.4.1 Paramètres plastiques

Influence de b_1

Le paramètre b_1 contrôle la cinétique de l'écrouissage plastique. Selon l'équation (2.40), la cinétique de l'écrouissage est d'autant plus rapide que la valeur de b_1 est petite. Il vient en corollaire que, au plus b_1 est grand, au plus de déformations plastiques seront générées avant la rupture du matériau. En conséquence, l'évolution de l'endommagement étant liée essentiellement à la déformation plastique totale, l'endommagement deviendra d'autant plus important que b_1 est grand ce qui entraîne une diminution de la résistance (cf. Figure 2. 21).

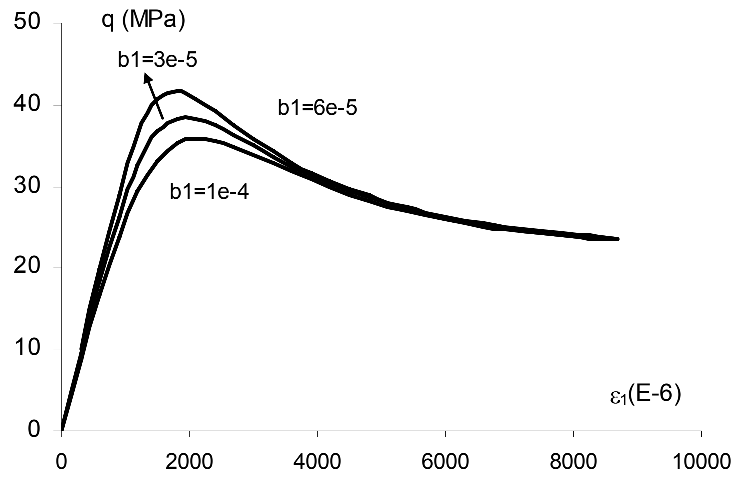


Figure 2. 21 Influence de b_1 sur la réponse mécanique en compression simple

Influence de μ_c

Le paramètre μ_c définit le point de transition contractance/dilatance volumique plastique. Comme cle montre sur la figure 2.22, plus μ_c est grand, plus la dilatance plastique apparaît tardivement. Notons que pour le cas $\mu_c = 2$, le régime reste contractant (il n'y a plus d dilatance plastique).

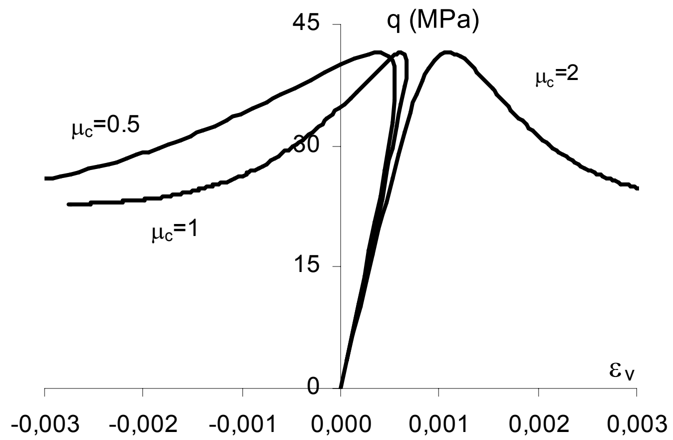


Figure 2. 22 Influence de μ_c sur la déformation volumique

2.4.4.2 Paramètres d'endommagement

Influence de ω_c

Le paramètre ω_c définit la valeur critique de l'endommagement et est lié au comportement résiduel du matériau en compression. Il vient que plus la valeur de ω_c est grande plus le radoucissement est important. Notons que l'endommagement se développe aussi avant le pic. De part l'évolution de l'endommagement choisie (fonction de ω_c), il vient que la valeur de ω_c a aussi une influence sur le pic de résistance. En effet sur la Figure 2. 23, on constate bien que la résistance du matériau diminue quand ω_c augmente.

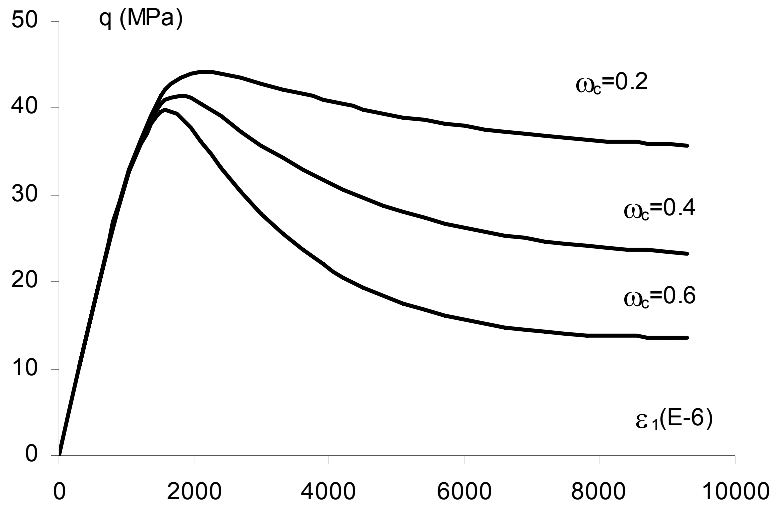


Figure 2. 23 : Influence de ω_c sur la réponse mécanique en compression simple

<u>Influence de</u> B_c

Le paramètre B_c contrôle la cinétique d'évolution de l'endommagement en compression. La Figure 2. 24 montres que l'augmentation de B_c conduit à une vitesse plus rapide de l'évolution de l'endommagement en compression, et à un comportement mécanique plus fragile du matériau.

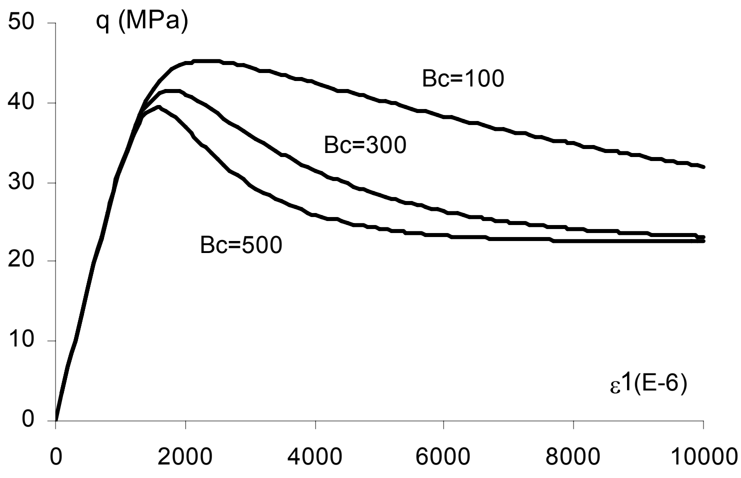


Figure 2. 24 Influence de B_c sur la réponse mécanique en compression simple

<u>Influence de</u> B_t

Le paramètre B_t contrôle la cinétique d'évolution de l'endommagement en traction. Selon la Figure 2.

25, on peut constater que B_t a une influence importante sur la résistance en traction. Cela est dû au fait que la résistance en traction est principalement contrôlée par l'évolution de l'endommagement en traction. Plus la valeur de B_t est élevée, plus la résistance en traction est faible.

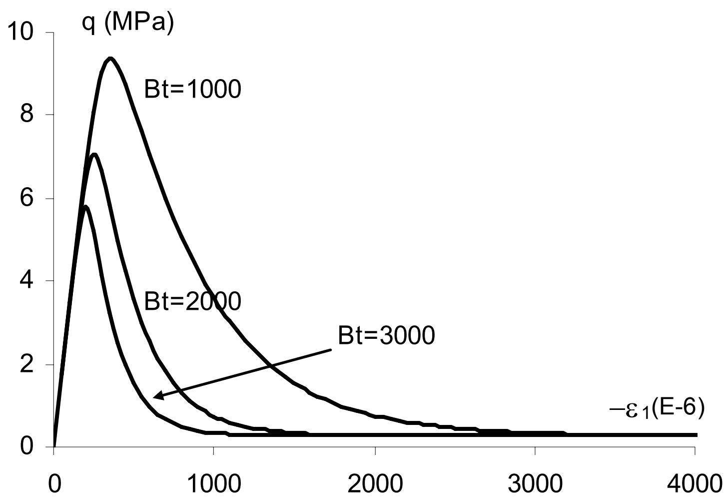


Figure 2. 25 Influence de B_d sur la réponse mécanique en traction simple

2.5 Modélisation de la dessiccation d'un mortier sous compression

Au cours du séchage, du fait de la faible perméabilité des matériaux étudié, un gradient de pression hydrique est induit. Ce gradient hydrique ainsi que la pression capillaire induite par la désaturation engendre une modification de l'état de contrainte interne ce qui a des répercussions sur les déformations. L'objectif de ce paragraphe est de reproduire, suivant les conditions réelles des essais, les résultats expérimentaux obtenus.

L'échantillon étudié est présenté dans la Figure 2.26 (a). En raison des symétries existantes du problème, un quart ($0.06\times0.01875m$) de l'échantillon est considéré dans la simulation numérique réalisée en conditions axisymétriques. Le maillage utilisé est composé de 400 éléments quadrilatères à 4 nœuds. Les conditions aux limites sont données dans la Figure 2.26 (b).

2.5.1 Simulation du processus de dessiccation

Afin d'étudier la capacité du modèle proposé à simuler le comportement hydromécanique des matériaux, une série des simulations du processus de séchage est d'abord réalisée. Au cours de la simulation, une pression capillaire correspondant à une humidité relative de 45% est imposée sur le coté latéral (AD), et la température reste constante (20°C) au cours de la simulation. Le temps de simulation de la phase de séchage est le même que celui utilisé pour chaque essai réel. Les paramètres hydromécaniques utilisés dans la simulation sont les suivants :

$$k_0 = 1.7\times10^{-21}, b = 0.8 \tag{2.68}$$

Au cours de la dessiccation, on observe une propagation des microfissures. Cette propagation est principalement induite par le gradient des pressions liquides (Yurtdas, 2003). De ce point de vue, la perméabilité aura donc une influence importante sur le processus de la dessiccation. Afin d'étudier cette influence, une simulation en utilisant une perméabilité plus élevée ($1.7E-17$) est aussi réalisée.

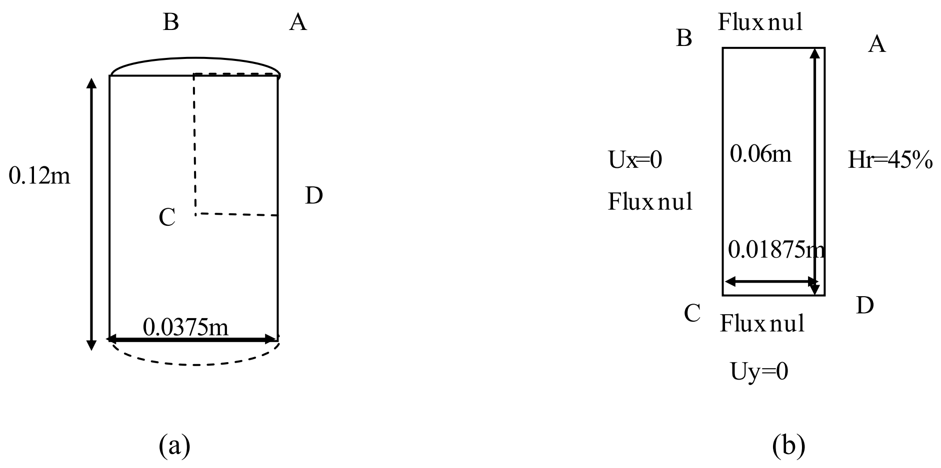


Figure 2.26 Domaine géométrique étudié et conditions aux limites d'un échantillon cylindriques

2.5.1.1 Résultats de la simulation en utilisant la perméabilité réelle ($1.7E-21$)

<u>Evolution du degré de saturation</u>

L'évolution du degré de saturation au cours de la dessiccation est présentée sur la Figure 2. 27. On peut constater que le front de désaturation pénètre progressivement à l'intérieur de l'éprouvette en fonction du temps. Après 1 an, le degré de saturation devient quasiment homogène dans l'échantillon.

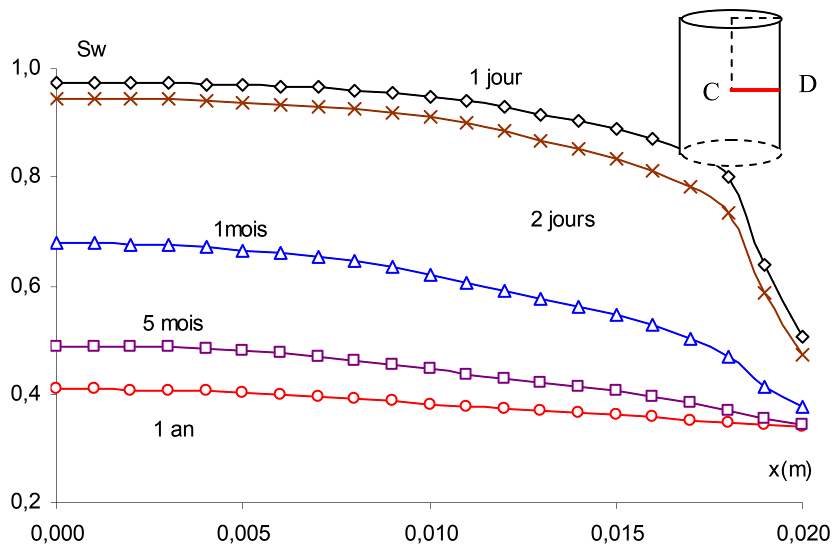


Figure 2. 27 Variation du degré de saturation en fonction du temps à la mi-hauteur de l'échantillon ($k_0 = 1.7e-21$)

<u>Evolution de la contrainte</u>

Au début du processus de séchage, en raison du retrait différentiel qui existe entre l'extrados et l'intrados de l'échantillon, il existe, au niveau de la surface externe de l'échantillon, des contraintes de traction. Dans le même temps et afin de satisfaire l'état d'équilibre, le cœur de l'échantillon est soumis à des contraintes de compression. Par la suite, le front de désaturation pénètre dans l'échantillon. L'extrados retrouve peu à peu un équilibre hydrique. Dans le même temps, l'intérieur de l'échantillon est soumis au gradient hydrique lié à sa désaturation. Cet effet conduit à une tendance contraire à celle observée au début du séchage : la surface de l'échantillon est mise progressivement en compression, et des contraintes de traction sont générées à l'intérieure de l'échantillon. Ce mécanisme est en accord avec les observations expérimentales de transition entre ouverture et fermeture des fissures observées au cours du séchage.

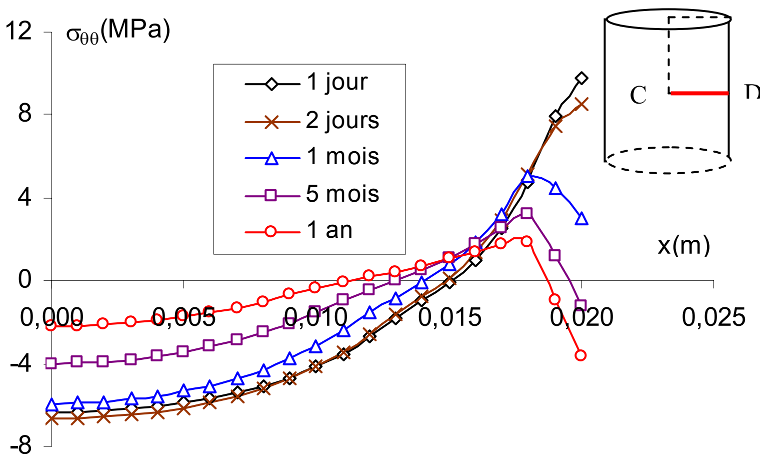


Figure 2. 28 Evolution de la distribution de la contrainte $\sigma_{\theta\theta}$ en fonction du temps au cours du séchage

$$(k_0 = 1.7e-21)$$

<u>Evolution de l'endommagement</u>

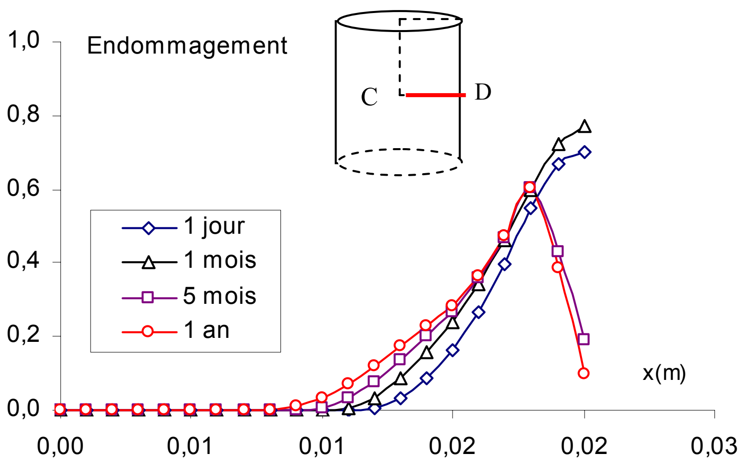
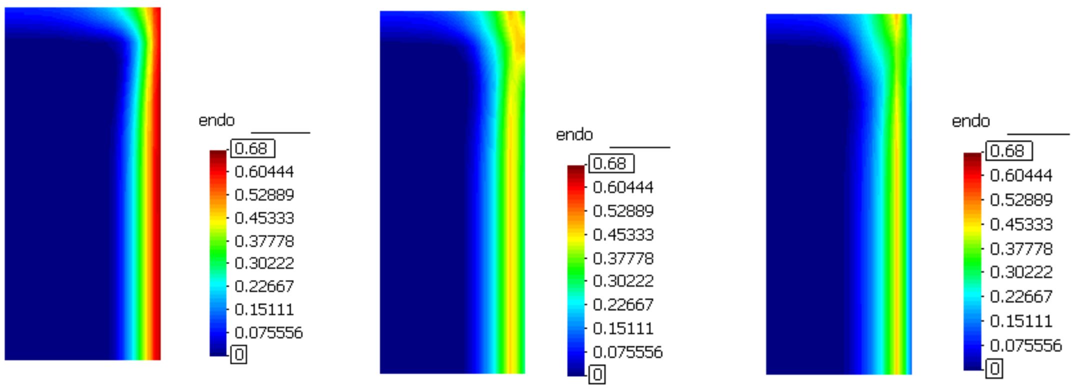


Figure 2. 29 Evolution de la distribution de l'endommagement en fonction du temps au cours du séchage

$$(k_0 = 1.7e-21)$$

La variation de la distribution de l'endommagement (cf. Figure 2. 29 et 2.30) met bien en évidence la transition indiquée dans le paragraphe précédent. Sur cette figure, on peut constater que l'endommagement se développe rapidement au début du séchage, puis, après une certaine période (5 mois), on assiste à une diminution de la valeur de l'endommagement en surface. Cette diminution peut être considérée comme étant relative à la fermeture des microfissures. En même temps, l'endommagement croît à l'intérieur de l'échantillon montrant l'influence du gradient hydrique lié au séchage sur la fissuration du matériau.



1 jour *5 mois* *1 an*

Figure 2. 30 Variation de la distribution de l'endommagement au cours du processus de séchage

Etude sur la variation de la perméabilité au cours de séchage

En raison de l'ouverture et de la propagation des microfissures, au cours de la dessiccation, les perméabilités aux gaz et aux liquides sont également affectées de manière significative (Kermani, 1991; Mass et al.,1998 ;Skoczylas, 1999). De nombreuses études ont déjà été réalisées sur ce sujet (Picandet et al., 2001; Chen, 2005). En se basant sur l'étude réalisée par Picandet (2001), afin de rendre compte de la variation de la perméabilité avec l'évolution de l'endommagement du matériau, on propose de considérer l'expression suivante:

$$\frac{k(\omega)}{k_{in}} = \exp\left[a(\omega-\omega_0)^b\right] \tag{2.69}$$

Le paramètre ω_0 peut être considéré comme le seuil de l'influence de l'endommagement sur la perméabilité. Les valeurs de ces paramètres sont déterminées par régression effectuée sur la courbe expérimentale de perte en poids.

Les résultats numériques sont montrés dans la Figure 2. 31. Les valeurs des paramètres utilisées dans la simulation sont $a = 0.8, b = 0.5, \omega_0 = 0.04$ .On peut constater sur cette figure un écart entre les résultats expérimentaux et la simulation numérique réalisé avec une perméabilité constante. Par contre, en considérant une perméabilité évolutive avec l'endommagement, on peut constater une très bonne corrélation entre résultats d'essais et simulation numérique. Même si ce résultat était attendu du fait du choix du calage de la fonction de variation de la perméabilité, ce résultat met bien en avant l'influence de la microfissuration sur la variation de la perméabilité. En effet, pour une même variation de temps identique, avec la perméabilité qui augmente lors de la microfissuration, le front de désaturation pénètre plus dans l'échantillon par rapport au cas où une perméabilité constante. La masse d'eau dans l'échantillon est donc plus faible dans le cas de la prise en compte de la variation de perméabilité ce qui est en accord avec les résultats expérimentaux.

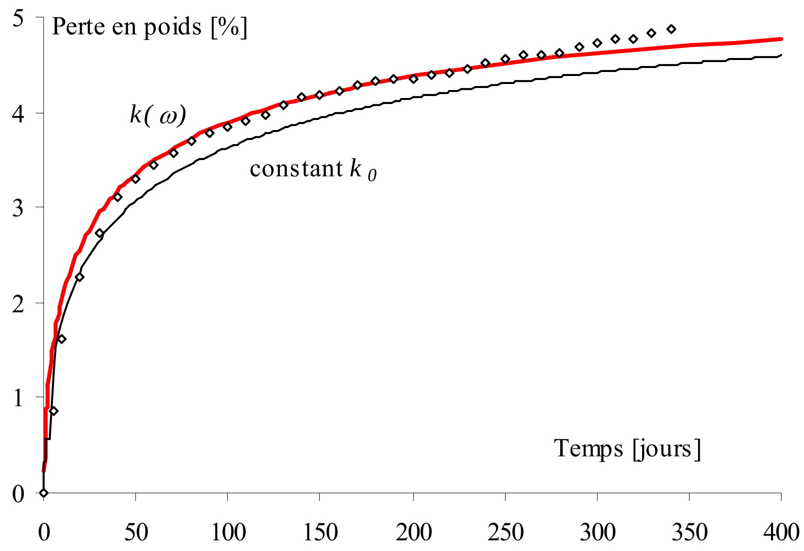


Figure 2. 31 Courbes de perte en poids en utilisant une perméabilité constante ou variables

2.5.1.2 Résultats de la simulation en utilisant une valeur de perméabilité plus élevée

Les résultats de la simulation en utilisant une valeur $k_0 = 1.0e-17$ sont montrés dans les Figure 2. 32 et Figure 2. 33.

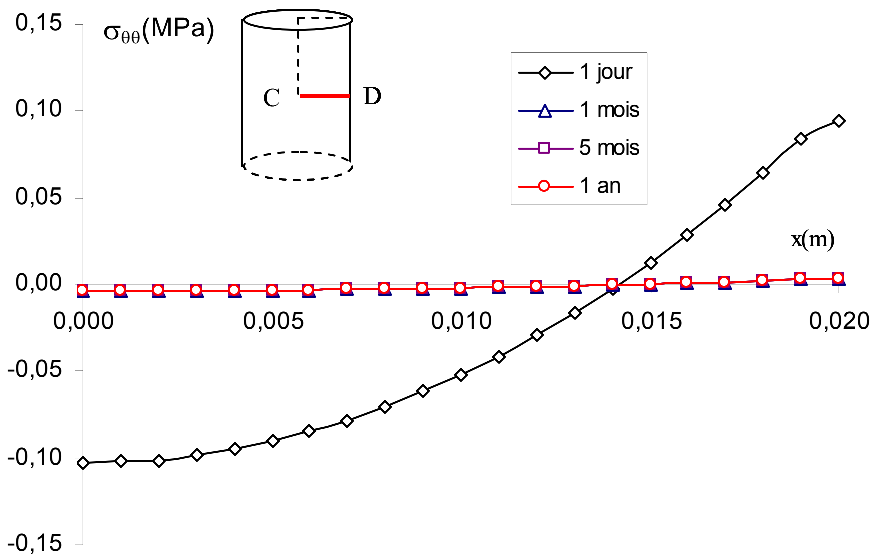


Figure 2. 32 Evolution de la distribution de la contrainte $\sigma_{\theta\theta}$ en fonction du temps au cours du séchage

($k_0 = 1.7e-17$)

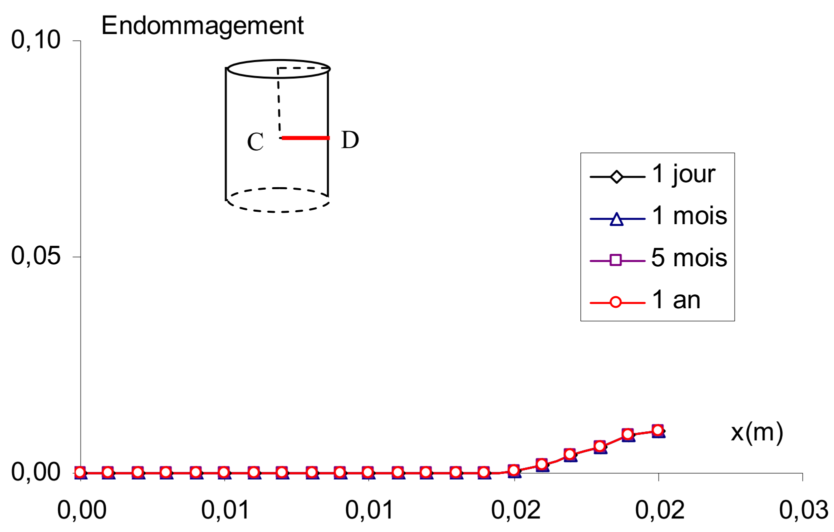


Figure 2. 33 Evolution de la distribution de l'endommagement en fonction du temps au cours du séchage ($k_0 = 1.7e-17$)

En raison de la perméabilité élevée, l'équilibre hydrique est très rapidement atteint. Le front de désaturation se propage beaucoup plus vite dans l'échantillon. De ce fait, le gradient hydrique n'engendre que peut de perturbation tant sur les contraintes que sur l'endommagement. On peut tout de même observé aux premiers instants l'apparition en surface de l'échantillon de contrainte de traction et, pour satisfaire aux conditions d'équilibre, la mise en jeu de contrainte de compression au cœur de l'échantillon. Par la suite, le gradient hydrique devient très vite nul, l'échantillon étant totalement désaturé. Les contraintes engendrées tendent alors à revenir à sa valeur initiale. En ce qui concerne l'endommagement, on observe uniquement un endommagement à la surface. Ces résultats peuvent être liés à l'influence de la courbe de sorption et en particulier à la valeur de la pression d'entrée d'air. En effet, tant que la pression capillaire n'atteint pas un certain seuil, il n'y a pas de diffusion dans l'échantillon. Le gradient hydrique entre l'extrados et le cœur reste donc important et engendre un endommagement. Par la suite, les flux de liquides se font facilement du fait de la forte perméabilité du matériau. Le gradient hydrique devient alors nul, l'endommagement ne peut se propager.

2.5.2 Comportement mécanique et effets de désaturation

Le but de ces calculs est la simulation d'essais triaxiaux effectués sur des échantillons soumis à des temps de séchage différents. Les conditions d'essais sont (Yurtdas, 2003) : Séchage en étuve des échantillons pendant certain nombre de jours comme ce qui est réalisée dans la section précédente, et ensuite les échantillons sont mis sous pression uniaxiale et triaxiale en condition imposée.

Au cours des simulations numériques, le même maillage que celui décrit dans la section précédente est utilisé. Les conditions aux limites imposées sont celles issues de l'essai et sont récapitulé sur la Figure 2. 34.

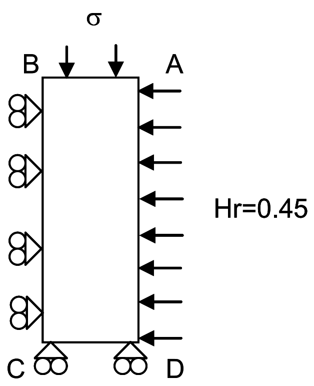


Figure 2. 34 Illustration des conditions aux limites

Du fait de l'existence d'une distribution non homogène de la pression capillaire dans l'échantillon dans la direction horizontale, nous avons considéré, afin de pouvoir déterminer le déviateur des contraintes, la valeur moyenne de la contrainte axiale le long de la coupe AB comme étant représentative de l'état de contrainte axial dans l'échantillon.

Sur la Figure 2. 35 et la Figure 2. 36, les résultats numériques obtenus en utilisant les valeurs de β déterminées précédemment, sont présentés. Une très bonne concordance avec les données expérimentales est obtenue. En particulier, l'évolution de la résistance avec le temps de séchage est bien simulée. Cette évolution est conforme aux résultats escomptés, le séchage induisant une diminution du degré de saturation.

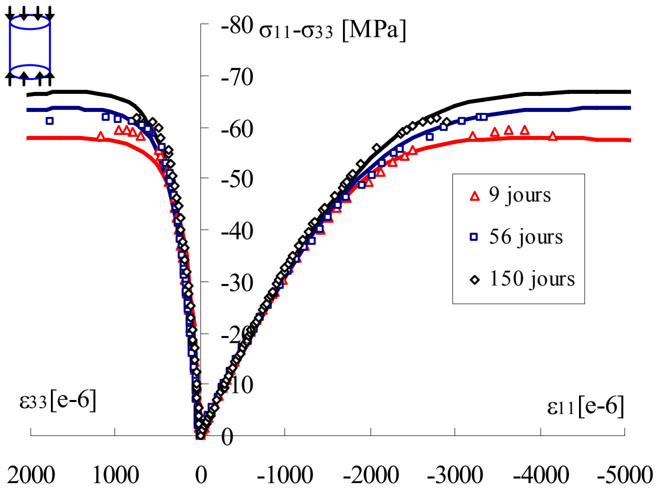


Figure 2. 35 Comparaison entre les données expérimentales et les résultats numériques du comportement uniaxial après différents temps de séchage

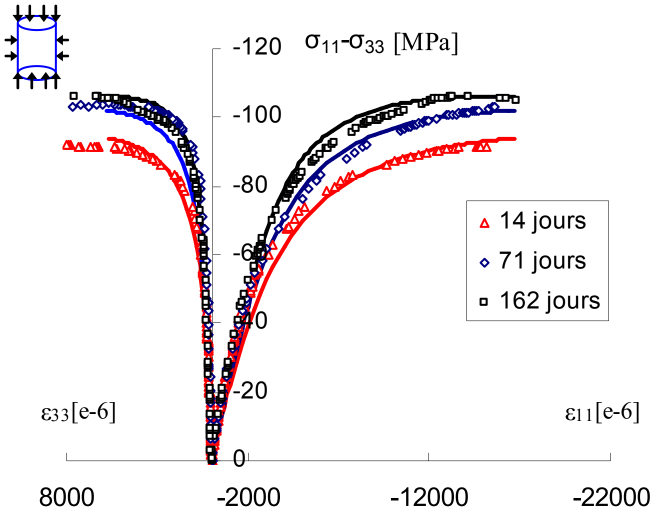


Figure 2. 36 Comparaison entre les données expérimentales et les résultats numériques du comportement triaxial après différents temps de séchage

2.6 Analyse d'une poutre de béton en flexion

Afin d'évaluer les possibilités du modèle à rendre compte du comportement des matériaux semi–fragiles en traction, une série de simulations structurales des essais réalisés par Pihlajavaara (Pihlajavaara, 1974) sont effectuées dans cette section. Ces sont des essais de flexion (trois points) mis en œuvre afin d'étudier l'évolution de la résistance à la flexion d'un mortier pour différents degrés de saturation.

2.6.1 Extension du modèle à une formulation non locale

En accord avec les données expérimentales, le comportement adoucissant en régime – post pic est pris en considération dans le modèle proposé en introduisant la variable d'endommagement dans la formulation constitutive. Cette considération est nécessaire pour étudier le processus de rupture de la structure. A contrario, la prise en compte du radoucissement peut entraîner un problème de localisation des déformations. Il convient donc d'adopter une méthode de calcul appropriée par régularisation des déformations dans la simulation structurale.

De ce point de vue, avant de commencer les calculs structuraux, l'extension du modèle proposé à une formulation non locale est réalisée. De nombreuse études ont été effectuées pour la localisation des déformations dans des géomatériaux (Hill et Hutchinson, 1975 ; Vardoulakis et al., 1978 ; Rice et Rudnicki, 1980 ; Rudnicki et Rice, 1975 ; Kolymbas, 1981 ; Raniecki et Bruhns, 1981 ; Pietruszczak et Mroz, 1981 ; Desrues, 1984 ; Chambon, 1986, 1989 ; Desrues et Chambon, 1986 ; Ortiz et al., 1987 ; Singh et Digby, 1989 ab ; Desrues et Chambon, 1989 ; Kolymbas, 1981 ; Chambon et al., 1994 ; Bésuelle, 1999 ; Assef, 2006). Dans notre travail, la méthode non locale proposée par Assef (Assef, 2006) est adoptée. Les fondements et la formulation de cette méthode sont discutés en détails dans la thèse de Assef (2006), nous nous bornerons à ne présenter dans ce travail que l'application de cette méthode à notre modèle.

L'idée principale de cette méthode consiste à remplacer une variable interne locale par sa valeur non locale définie par sa moyenne pondérée effectuée dans un volume pris au voisinage du point considéré. Le radoucissement du matériau étant induit par le développement de l'endommagement dans le modèle proposé, la formulation non locale porte donc seulement sur l'évolution de l'endommagement. La formulation des déformations élastiques et plastiques reste quant à elles dans une formulation locale.

2.6.1.1 Formulation non locale de l'endommagement

Dans cette section, la formulation non locale est appliquée à l'évolution de l'endommagement. Les variables choisies ici sont les forces d'endommagement en compression Y_c^{ω} et en traction Y_t^{ω} qui contrôlent l'évolution de l'endommagement. Les valeurs des forces d'endommagement non locales sont obtenues en moyennant des valeurs locales sur un volume élémentaire représentatif V_r pris autour du point considéré. La forme de la valeur non locale de l'endommagement est définie par l'expression suivante :

$$\overline{Y}_{\omega}(\vec{x}) = \frac{\int_{V_r} \overline{\xi}_d(\vec{y})dv}{V} = \frac{\sum_{N=1}^{N_e}\sum_{g=1}^{N_g} w_g \varphi(\vec{y}_g, \vec{x}_i)\overline{Y}_{\omega}(\vec{y}_g)\det(J)_g}{\sum_{N=1}^{N_e}\sum_{g=1}^{N_g} w_g \varphi(\vec{y}_g, \vec{x}_i)\det(J)_g} \tag{2.70}$$

Dans l'équation, N_e est le nombre total d'éléments, N_g présente le nombre des points de Gauss dans un élément, $\overline{y}_g$ est le vecteur position du point d'intégration et w_g présente le coefficient de poids associé (cf. Figure 2. 37).

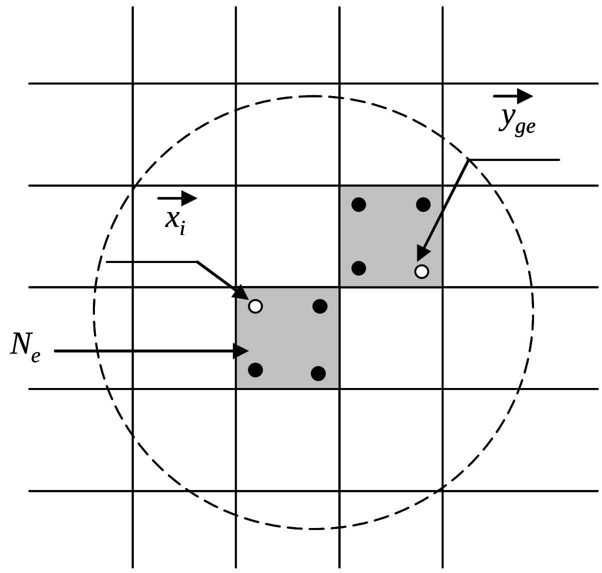


Figure 2. 37 Illustration géométrique du calcul de la variable non locale

La fonction de pondération $\varphi(\vec{y}_g, \vec{x}_i)$ est supposée homogène et isotrope. Elle dépend seulement de la distance $r = \|\vec{x} - \vec{y}\|$ entre le point x et le point de réception y. La fonction suivante est adoptée :

$$\varphi(\vec{y}, \vec{x}) = \left(\frac{1}{l\sqrt{2\pi}} \right)^{N_{\dim}} \exp\left(-\frac{\|\vec{x} - \vec{y}\|^2}{2l^2} \right) \tag{2.71}$$

Dans cette expression, la longueur caractéristique l détermine la zone d'interaction. $N_{\dim}$ est le nombre des dimensions spatiales.

2.6.1.2 Validation numérique

Comme précisé dans le chapitre précédent, le modèle couplé élastoplastique endommageable a déjà été mis en œuvre dans un code d'éléments finis. Ce même modèle est étendu à la formulation non locale. Afin d'évaluer la performance du modèle non local proposé, une validation par comparaison des résultats numérique obtenus via notre modèle sous forme locale et non locale à ceux présentés par Assef est tout d'abord réalisée. Cette simulation consiste en l'étude d'une plaque rectangulaire soumise à la compression.

Afin de simuler la compression de la plaque, un déplacement vertical uniforme sur la face supérieure et inférieure est imposé. La plaque a une largeur de 12cm et une hauteur de 15cm (cf. Figure 2. 38). Une zone de faiblesse carrée de 3cm est artificiellement créée au centre da la plaque afin de fixer le point d'amorçage de la localisation. A cette fin la valeur de l'endommagement critique en compression est augmentée de 10%. En raison des symétries, seul un quart de la plaque est étudiée dans la simulation. Dans la simulation, la longueur caractéristique est prise $l = 0.02\text{m}$.

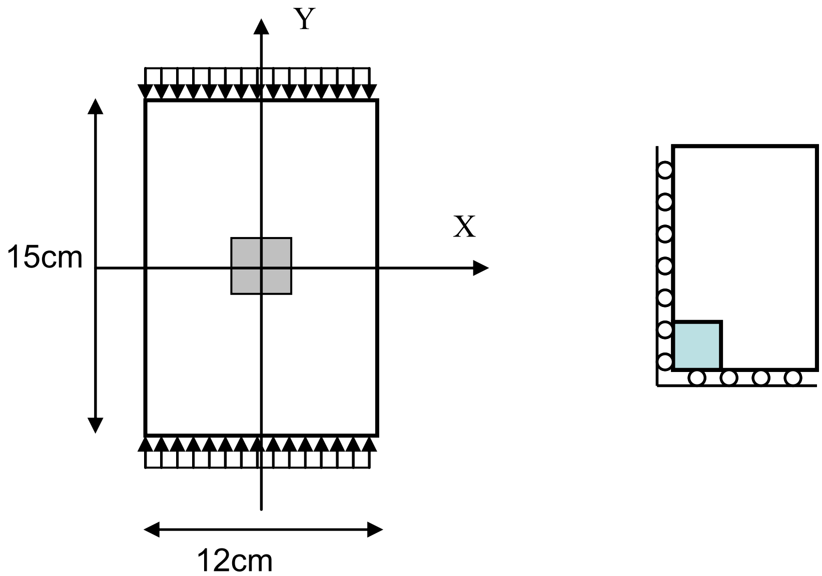


Figure 2. 38 Géométrie et les conditions aux limites de la plaque rectangulaire

Les calculs sont réalisés pour trois maillages différents qui sont respectivement composés de 20, 80 et 180 éléments. Les trois maillages sont illustrés sur la Figure 2. 39.

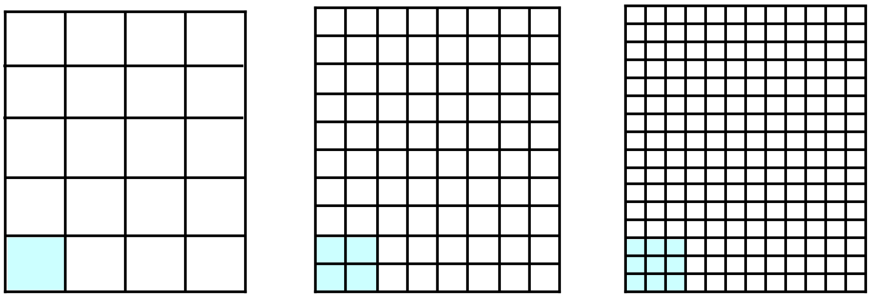
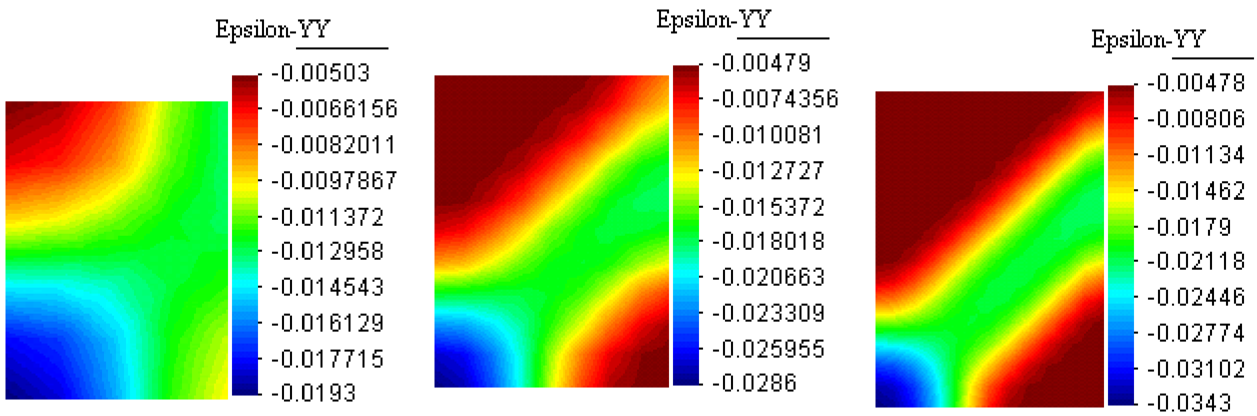


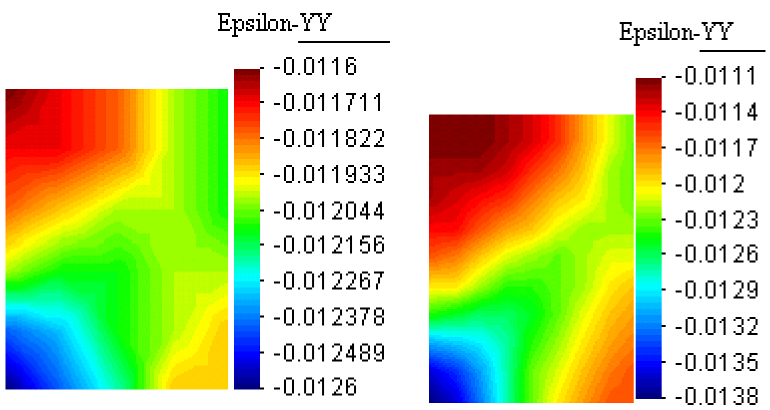
Figure 2. 39 Trois maillages différents utilisées dans les simulations

La comparaison des distributions de ε_{yy} en utilisant les formulations locale et non locale est tout d'abord effectuée. Sur la Figure 2. 40 et la Figure 2. 41, les distributions de la déformation verticale dans la plaque pour les trois maillages sont présentées. Il peut être constaté que les résultats obtenus par le modèle local sont fortement sensibles au maillage. En revanche, les résultats utilisant la formulation non locale sont quasiment indépendants du maillage. Cette comparaison peut être considérée comme une première validation de l'approche non locale.



(a) 20 éléments (b) 80 éléments (c) 180 éléments

Figure 2. 40 Distributions de la déformation axiale locale dans la plaque pour les trois maillages



(a) 20 éléments (b) 80 éléments (c) 180 éléments

Figure 2. 41 Distributions de la déformation axiale non locale dans la plaque pour les trois maillages

La courbe contrainte-déformation axiale en un point représentatif situé sur la face supérieure de la plaque est présentée sur les figures (cf. Figure 2. 42 et Figure 2. 43). Dans la formulation locale, les résultats sont identiques jusqu'au pic de contrainte, mais suite à la localisation des déformations la courbe devient instable et dépend du maillage après rupture. En revanche, les réponses données par la formulation non locale sont identiques et parfaitement stables quelque soit la phase de comportement.

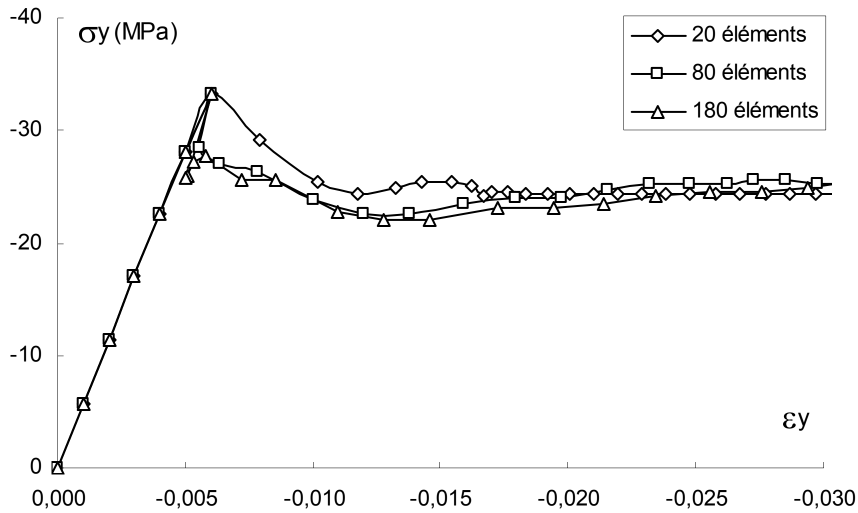


Figure 2. 42 Courbe contrainte-déformation sur le point (3cm, 0) en utilisant le modèle local.

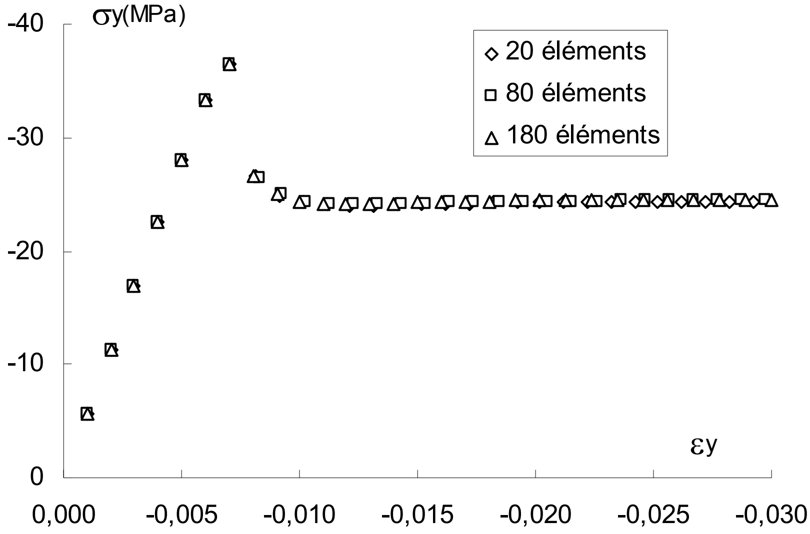


Figure 2. 43 Courbe contrainte-déformation sur le point (3cm, 0) en utilisant le modèle non local.

2.6.2 Résultats et analyses

2.6.2.1 Présentation des essais réalisés

Les essais simulés dans un second temps sont des essais de flexion trois points effectués sur deux mortiers soumis à la déssication par Pihlajavaara (1974). Les échantillons testés sont des éprouvettes prismatiques de section carrée $4cm \times 4cm$ et de longueur 16cm. Les éprouvettes sont d'abord conservées sous conditionnement étanche pendant 2 ans en cuve thermostatée, puis conditionnées dans des ambiances à différentes humidités relatives pendant 3 ans. Ce procédé permet d'obtenir des états homogènes vis-à-vis de la teneur en eau dans les différentes éprouvettes. Les essais sont ensuite réalisés immédiatement dans une salle maintenue à une température constante de 20^oC et à une humidité relative de 40%.

Au cours des essais, une force F est appliquée au milieu de la face supérieure jusqu'à rupture. La contrainte de traction correspondant sur la face inférieure de l'éprouvette peut être déterminée par l'expression suivante :

$$R = \frac{1.5Fl}{b^3} \tag{2.72}$$

Où b représente le largueur du prisme considéré.

Le comportement du mortier étant fragile, on assiste lors de l'essai à l'apparition de fissures qui conduit à la propagation très rapide d'une macrofissure. La résistance R (correspondant à $F_{\max}$) obtenue est alors caractéristique de la résistance en traction du matériau (Chen, 2003). On peut finalement considérer que $R = R_t$, représente la résistance en traction par flexion du mortier.

Les résultats expérimentaux obtenus sont présentés dans la Figure 2. 44. De part les conditions d'essais il est fait abstraction du processus de maturation du mortier qui pourrait advenir lors du conditionnement et de la mise en flexion de l'éprouvette. On considère donc qu'à la fin des deux années de conservation la maturation du mortier est intégralement obtenue. De ce fait, l'augmentation des résistance n'est lié qu'aux taux de dessiccation des éprouvettes et ne peut dépendre qu'aux effets de la pression capillaire, de la tension de surface et de la pression de disjonction..

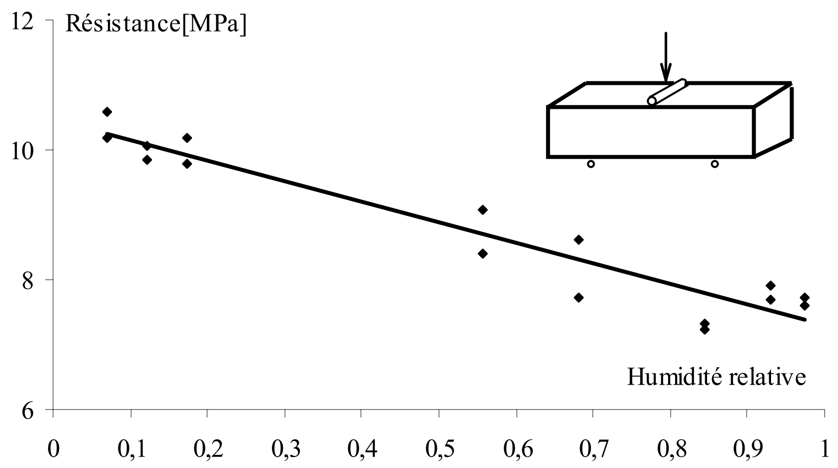


Figure 2. 44 Evolution de la résistance en traction par flexion en fonction du degré de saturation (Pihlajavaara, 1974)

2.6.2.2 Résultats de la simulation numérique

Les essais de flexion trois points présentés ci-dessus sont simulés en utilisant le modèle proposé. Une simulation bidimensionnelle suivant l'hypothèse de déformations planes est proposée. Le domaine géométrique et les conditions aux limites du calcul sont présentés dans la Figure 2. 45. Etant donné que les caractéristiques hydro-mécaniques des mortiers utilisés pour les essais par Pihlajavaara sont indisponibles, nous avons utilisé les paramètres déterminés à partir des essais de Yurtdas (2003) (Tableau 2.3). Afin de pouvoir comparer les résultats expérimentaux aux résultats numérique la valeur de η_m a été ajusté à 1.5 par approximation de la résistance obtenue pour $Hr = 0.975$. Enfin une valeur constante (0.2) de β est adoptée dans la simulation.

Les conditions limites adoptées dans la simulation numérique sont fonction de l'histoire de l'éprouvette. Dans une première phase, le processus de dessiccation des éprouvettes est simulé. Pour ce faire, on applique sur les bords libres du modèle une pression capillaire correspondant à l'humidité relative. Cette pression capillaire est maintenue constante durant toute la période de conditionnement (3 ans). Dans une seconde phase, afin de rendre compte de l'essai de flexion trois points proprement dit, un déplacement est appliqué au point A jusqu'à obtention de la rupture.

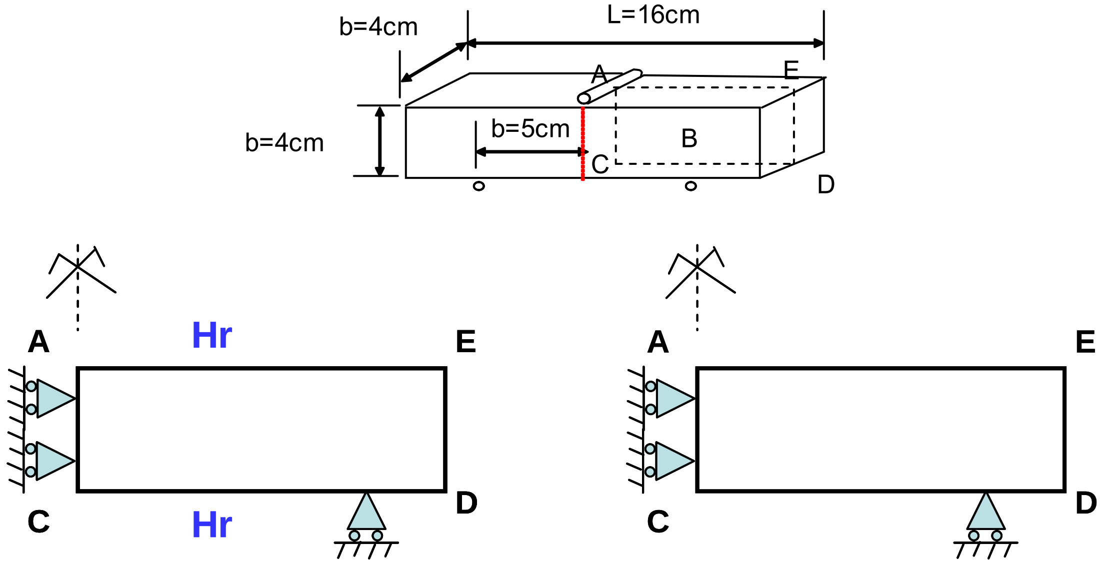


Figure 2. 45 Domaine géométrique et conditions aux limites pour la simulation numérique

La Figure 2. 46 présente, pour l'éprouvette soumise à une humidité de 50%, la variation de la distribution du degré de saturation le long de la ligne AC en fonction du temps. Du fait de la faible perméabilité du mortier, l'évolution du degré de saturation au cœur de l'éprouvette est un processus long. La désatuation du cœur se développe progressivement. On peut constater qu'au bout de 3 ans, l'éprouvette a une teneur en eau répartie de manière quasi homogène.

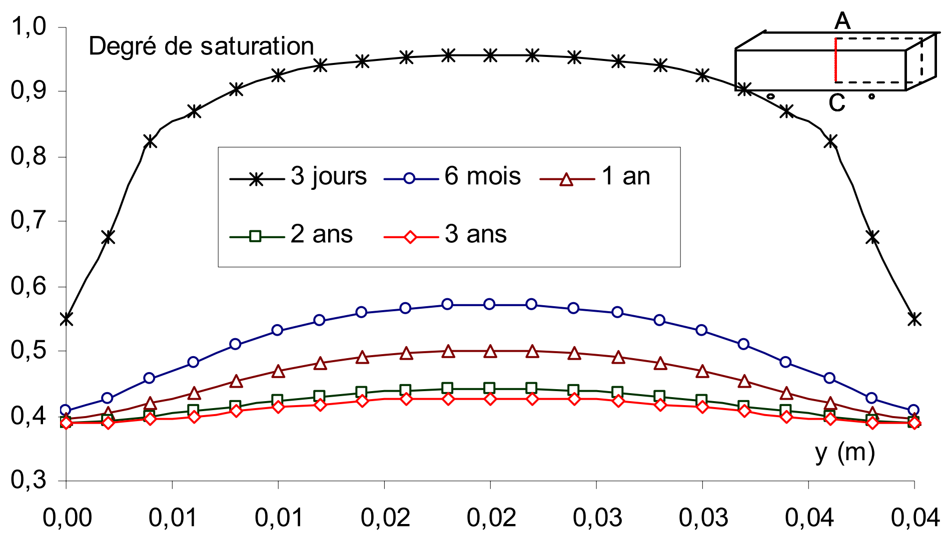


Figure 2. 46 : Evolution du degré de saturation en fonction du temps à mi-longueur de la poutre

L'évolution de la contrainte axiale en fonction de la hauteur et du temps de séchage au milieu de la poutre est présentée dans la Figure 2. 47. Comme pour les simulations des éprouvettes de mortier, des contraintes de traction liées au fort gradient hydrique apparaissent dans les premiers instants en paroi le cœur étant soumis à une contrainte de compression. Puis, le gradient hydrique se déplaçant avec le front de désaturation, des contraintes de traction apparaissent au cœur de l'échantillon. Dans le même temps, la zone proche de la paroi n'étant plus soumise à aucun gradient hydrique, les contraintes qui étaient de traction deviennent des contraintes de compression. Comme précédemment cette évolution est conforme aux observations expérimentales d'ouverture et de refermeture des microfissures qui se produit pendant le séchage.

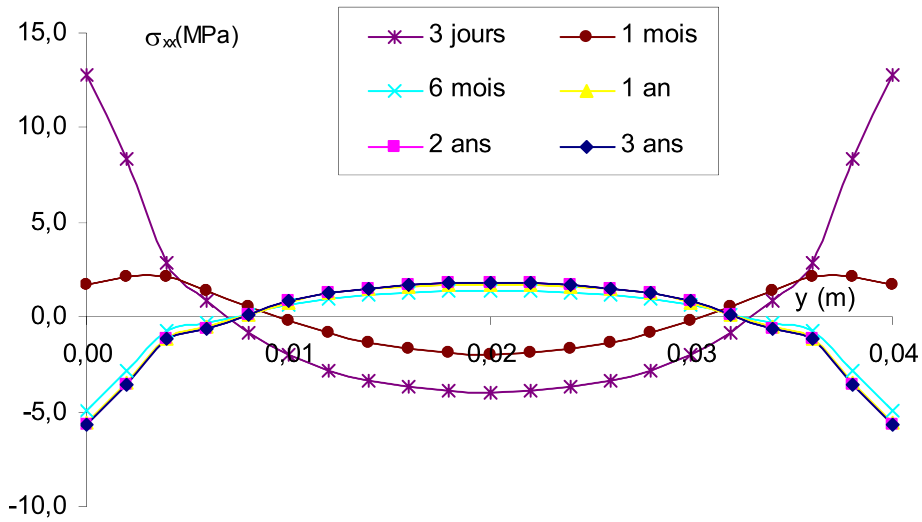


Figure 2. 47 Evolution de la contrainte normale σ_{xx} en fonction du temps à mi-longueur de la poutre

La Figure 2. 48 présente l'évolution de la force appliquée F , obtenue numériquement en fonction du déplacement imposé du point A sur l'axe y, pour les éprouvettes soumise à une humidité relative Hr=20%. Le pic correspond à la rupture de l'éprouvette en flexion. L'évolution de l'endommagement au cours de l'essai est représenté sur la figure 2.48. On peut constater, au seuil de linéarité (point A) un endommagement faible et diffus dans les fibres inférieures situées à proximité de l'axe de l'échantillon. Cet endommagement croît lors de la phase non linéaire (point B). Notons que l'accroissement n'est pas tant sur la zone endommagée mais concerne essentiellement la valeur du paramètre d'endommagement. Cela traduit le fait de l'ouverture stable des microfissures jusqu'au point de rupture (le point C). Puis il on observe en D une zone fortement endommagée localisée au centre de l'échantillon. Cette zone figure l'apparition de macrofissure. Les évolutions de la fissuration de l'éprouvette sont donc bien restituées par le modèle développé.

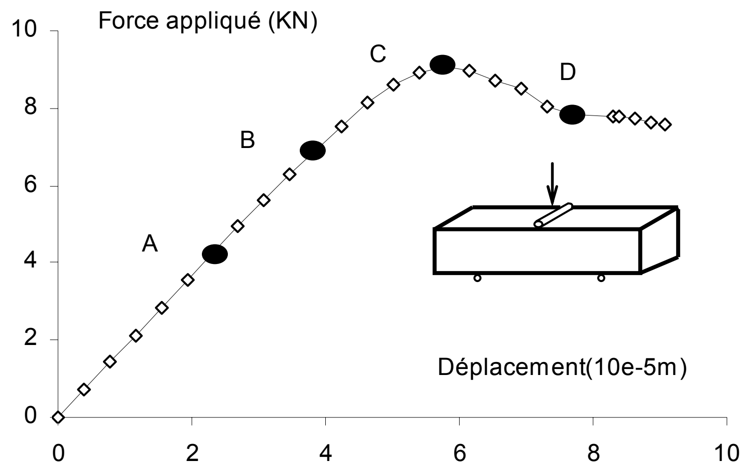


Figure 2. 48 : Relation effort-déplacement du point A : résultats de la simulation numérique pour HR= 20%

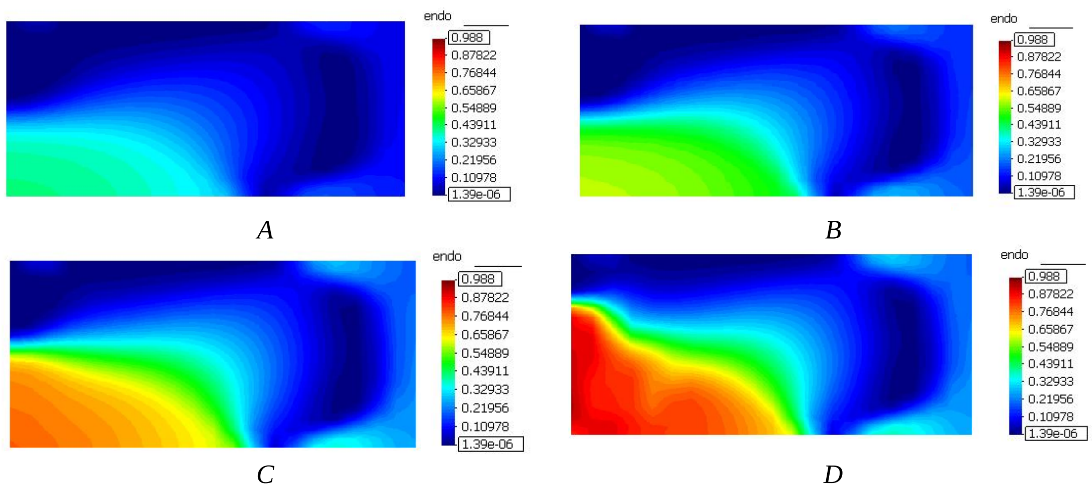


Figure 2. 49 Variation de la distribution de l'endommagement au cours du processus du séchage

Enfin, Figure 2. 50 nous comparons les résultats des résistances obtenues lors des simulations numériques aux données expérimentales. Une très bonne concordance est obtenue entre les résultats numériques et les données expérimentales.

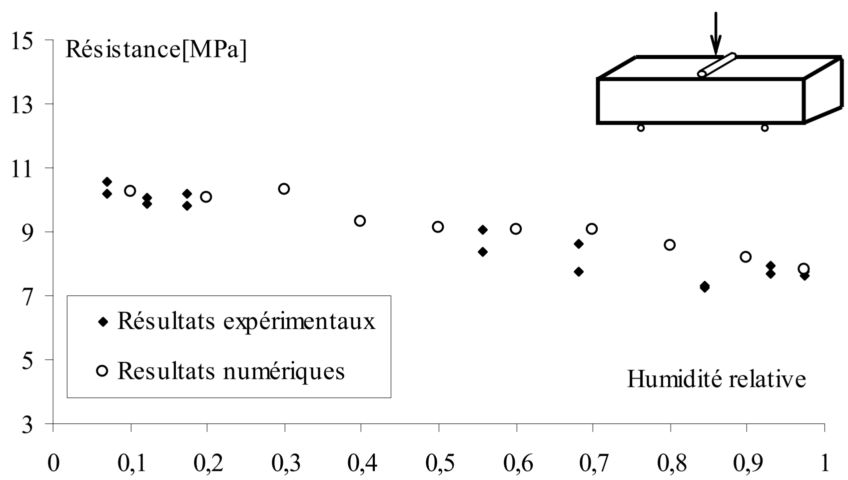


Figure 2. 50 Evolution de la résistance en flexion en fonction de l'humidité relative imposée

2.7 Conclusion

En se basant sur les résultats expérimentaux, un modèle couplé élastoplastique endommageable est proposé pour les matériaux semi-fragiles. Un accent est mis sur l'étude des mécanismes de rupture distincts sous les différents états de contraintes (traction et compression), ainsi que sur la modélisation du comportement hydromécanique au cours de la dessiccation. Formulé dans le cadre de la thermodynamique des milieux poreux initié par Biot et Coussy, le modèle est ensuite étendu aux conditions partiellement saturées en employant le concept du tenseur des contraintes effectives plastiques. Dans le cadre de ce modèle, nous considérons donc la pression capillaire comme principal moteur du couplage hydro-mécanique et négligeons à la fois les effets de la tension de surface et de la pression de disjonction.

Des simulations d'essais uniaxiaux et triaxiaux effectuées, d'une part sur l'argilite et d'autre part sur un mortier sont effectuées. La comparaisons entre les résultats numériques et expérimentaux montre l'aptitude du modèle développé à rendre compte des principaux mécanismes de comportement observés sur les matériaux semi-fragiles à savoir : la reproduction des mécanismes distincts de rupture (par développement de microfissure et/ou de déformations plastiques) ; la transition du comportement de fragile à ductile avec l'augmentation de pression de confinement ; l'influence du degré de saturation sur le comportement mécanique.

Enfin, une série de simulations d'essais de flexion 3 points effectués sur éprouvettes prismatiques désaturées sont réalisées. Ces essais ont confirmé l'aptitude du modèle développé à rendre compte de l'effet de la teneur en eau sur le comportement d'une poutre. Devant l'ensemble des résultats obtenus, nous pouvons considérer que la plupart des mécanismes de comportement hydromécanique des matériaux semi- fragiles peut être reproduit via l'utilisation d'un modèle élastoplastique couplé à l'endommagement formulé suivant le concept de contrainte effective.

Partie II: Etude du comportement hydromécanique des géomatériaux semi-fragiles anisotropes

Chapitre 3 : Modélisation du comportement plastique et de l'endommagement des matériaux anisotropes basée sur le concept du tenseur de fabrique

3.1 Introduction

Le chapitre précédent était consacré à la modélisation du comportement hydromécanique des géomatériaux semi-fragiles isotropes. Si les mortiers et à l'échelle macroscopique le béton présentent bien un comportement isotrope, nombre de roches, du fait de leur histoire, présentent des arrangements de grains les rendant anisotropes. Un modèle anisotrope couplant plasticité et endommagement est donc proposé dans ce chapitre pour la description de ces matériaux.

Afin de décrire l'anisotropie inhérente du matériau, un paramètre scalaire anisotrope basé sur le concept de tenseur de fabrique est introduit. Via l'utilisation de ce paramètre, un modèle couplé plasticité- endommagement est formulé permettant de rendre compte de l'influence de l'orientation du chargement sur la réponse du matériau.

Tout d'abord, nous présentons le cadre général du modèle. Celui-ci est formulé dans le cadre de la thermodynamique des processus irréversibles. Une forme spécifique du modèle permettant de rendre compte du comportement des matériaux semi-fragiles est ensuite construite. La procédure de la détermination des paramètres est également présentée. Finalement, en utilisant les paramètres déterminés, les simulations des essais de compression uniaxiale et triaxiale sont effectuées. Les résultats numériques de ces simulations sont comparés avec les données expérimentales obtenues sur une argilite. Les comparaisons ont confirmé que le modèle proposé est capable de reproduire les principales caractéristiques de comportement des géomatériaux anisotropes semi-fragiles.

3.2 Cadre général du modèle

3.2.1 Description de l'anisotropie inhérente

D'un point de vue général, le plupart des géomatériaux sédimentaire présente de par leur formation une anisotropie structurale. Cette anisotropie engendre une dépendance directionnelle des caractéristiques hydromécaniques telle que la résistance, la perméabilité, les caractéristiques élastiques…..

Afin de décrire le comportement des matériaux anisotropes diverses approches ont été proposées. Une première approche consiste à faire varier de façon arbitraire certains paramètres en fonction de l'orientation du chargement par rapport aux plans de symétries du matériau (Mc Lamore et Gray, 1967 ; Jaeger, 1960). Il est bien évident que dans ce type de modèle, il n'existe pas de lien véritable entre les paramètres et la microstructure. Une seconde approche plus rigoureuse consiste en l'utilisation de la théorie de représentation des fonctions tensorielles invariantes (Boelher, 1978 ; Cazacu, 1995 et bien d'autres). Ces modèles présentent l'avantage d'une représentation mathématique rigoureuse mais la détermination des paramètres est ardue et demande un grand nombre de résultats expérimentaux. Enfin, plus récemment, le comportement des matériaux anisotrope a été étudié via l'utilisation du concept de tenseur de fabrique qui est en relation directe avec la microstructure du matériau.

L'idée principale des cette méthode repose sur la description des paramètres directionnels des matériaux au moyen d'un tenseur structural : le tenseur de fabrique. Les premières définitions du tenseur de fabrique sont proposées par Kanatani (1984) qui détermine la forme de ces tenseurs cartésiens symétriques en fonction de la base spectrale choisie. Les premières applications ont été limitées dans un premier temps à l'étude du comportement élastique, le but étant de déterminer les relations existante entre le tenseur de fabrique et le tenseur des compliances élastiques (Cowin, 1985; Zysset, 1995 ; Yang, 2001).

Plus récemment, le concept du tenseur de fabrique a été employé dans la modélisation élastoplastique des matériaux anisotropes par Pietruszczak et al. (1998, 2002). La formulation proposée postule l'existence d'un paramètre scalaire exprimé en terme des invariants du tenseur des contraintes et d'un tenseur structural. Cette formulation a été utilisée avec succès pour décrire la rupture des roches sédimentaires anisotropes (Pietruszczak et Mroz, 2001). Aussi nous proposons d'adopter dans ce travail, une méthode analogue à celle développé par ces auteurs pour construire notre modèle.

Considérons tout d'abord un matériau orthotrope. Afin de représenter l'anisotropie inhérente du matériau, en s'inspirant du travail de Pietruszczak et al. (2002), un tenseur d'ordre 2, a_{ij} décrivant la microstructure est introduit. Si on se place dans le repère principal de la microstructure ($\vec{S}_1, \vec{S}_2, \vec{S}_3$) ce tenseur est représenté uniquement par ses trois valeurs principales (a_1, a_2, a_3)

$$a_{ij} = a_1 S_i^1 S_j^1 + a_2 S_i^2 S_j^2 + a_3 S_i^3 S_j^3 \tag{3.1}$$

Le vecteur de contraintes opérant sur les plans normaux aux axes principaux a pour norme :

$$L_1 = (\sigma_{11}^2 + \sigma_{12}^2 + \sigma_{13}^2)^{1/2}; L_2 = (\sigma_{21}^2 + \sigma_{22}^2 + \sigma_{23}^2)^{1/2}; L_3 = (\sigma_{31}^2 + \sigma_{32}^2 + \sigma_{33}^2)^{1/2} \tag{3.2}$$

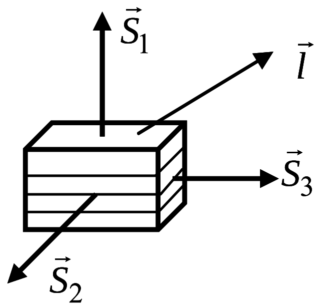


Figure 3. 1 Schématisation des axes de structure et du vecteur du chargement

Le vecteur unitaire spécifiant l'orientation du chargement l est alors défini par Pietruszczak et al. (2002) :

$$l_i = \frac{L_i}{(L_k L_k)^{1/2}};L_i = L_1\vec{S}_{1,i} + L_2\vec{S}_{2,i} + L_3\vec{S}_{3,i} \tag{3.3}$$

Notons ici que $L_k L_k = tr\boldsymbol{\sigma}^2$

La prise en considération de l'influence de l'orientation du chargement est réalisée par l'introduction d'un paramètre scalaire ς. Ce paramètre représente la projection du tenseur microstructural (***a***) sur la direction du chargement (l) et vaut :

$$\varsigma = a_{ij} l_i l_j = \frac{\mathrm{tr}(a\boldsymbol{\sigma}^2)}{\mathrm{tr}\boldsymbol{\sigma}^2} \tag{3.4}$$

Notons ici que dans la plupart des problèmes géotechniques, les géomatériaux sont soumis à des contraintes in situ initiales (σ_{ij}^0). Les déformations plastiques sont dans ce cas générées par les variations des contraintes par rapport à l'état d'équilibre initial. Afin de tenir compte de l'état initial des contraintes in situ, les modules de tractions sont alors exprimés en fonction de l'écart existant entre l'état de contrainte actuel et l'état de contrainte initial :

$$\begin{aligned} &L_1 = (\tilde{\sigma}_{11}^2 + \tilde{\sigma}_{12}^2 + \tilde{\sigma}_{13}^2)^{1/2};\ L_2 = (\tilde{\sigma}_{21}^2 + \tilde{\sigma}_{22}^2 + \tilde{\sigma}_{23}^2)^{1/2}; \\ &L_3 = (\tilde{\sigma}_{31}^2 + \tilde{\sigma}_{32}^2 + \tilde{\sigma}_{33}^2)^{1/2};\ \tilde{\sigma}_{ij} = \sigma_{ij} - \sigma_{ij}^0 \end{aligned} \tag{3.5}$$

Chaque tenseur d'ordre 2 symétrique peut être décomposé en une partie sphérique et une partie déviatorique. De ce fait le tenseur de fabrique peut être décomposé sous la forme suivante :

$$a_{ij} = \hat{\varsigma}(A_{ij} + \delta_{ij})\ ;\ \hat{\varsigma} = \frac{1}{3}a_{kk} \tag{3.6}$$

Les coefficients A_{ij} représentent les composantes d'un tenseur symétrique de trace nulle qui décrit la déviation spatiale de $\varsigma(l)$ par rapport à la valeur moyenne $\hat{\varsigma}$.

Par inversion de l'équation (3.5) on obtient :

$$A_{ij} = (a_{ij} - \hat{\varsigma}\delta_{ij})/\hat{\varsigma} \tag{3.7}$$

Le paramètre scalaire défini par l'équation (3.4) peut alors être exprimé par la forme suivante :

$$\varsigma = a_{ij}l_i l_j = \hat{\varsigma}(1 + A_{ij}l_i l_j) \tag{3.8}$$

Notons que le tenseur A_{ij} est comparable à un tenseur de fabrique tel que défini par Kanatani (1984).

Afin de mieux décrire la dépendance du comportement mécanique à l'orientation du chargement, le paramètre ci-dessus peut être étendu en une expression plus générale en utilisant des tenseurs de la microstructure d'ordre plus élevé :

$$\varsigma = \hat{\varsigma}(1 + A_{ij}l_i l_j + A_{ijkl}l_i l_j l_k l_l + A_{ijklmn}l_i l_j l_k l_l l_m l_n + ...) \tag{3.9}$$

Comme proposé par Pietruszczak et al. (2002) et Lydzba et al. (2003), une expression simplifiée du paramètre microstructurale peut être obtenu en ne considérant que les produits dyadiques de A , i.e. $A_{ijkl} = d_1 A_{ij} A_{kl}$ et $A_{ijklmn} = d_2 A_{ij} A_{kl} A_{mn}$,soit:

$$\varsigma = \hat{\varsigma}\left[1 + A_{ij}l_i l_j + d_1\left(A_{ij}l_i l_j\right)^2 + d_2\left(A_{ij}l_i l_j\right)^3 + d_3\left(A_{ij}l_i l_j\right)^4\right] \tag{3.10}$$

3.2.2 Caractérisation de la plasticité

A partir du paramètre d'anisotropie décrit ci-dessus, il est possible de déterminer les formulations de la plasticité des matériaux anisotropes dans la condition générale du chargement.

Afin de décrire les déformations plastiques, il convient de définir une surface de charge, une loi d'écrouissage et un potentiel plastique. Comme présenté dans le chapitre précédent, pour les matériaux isotropes, la surface de charge ainsi que le potentiel plastique sont des fonctions convexe à valeur scalaire contenant l'origine fonction de l'espace des contraintes, de la variable d'écrouissage η_p , du tenseur des contraintes σ et dans le cas d'un couplage plasticité endommagement, de la valeur de l'endommagement ω :

$$f = f(\sigma, \eta_p, \omega) \tag{3.11}$$

$$Q = Q_p(\sigma, \eta_p, \omega) \tag{3.12}$$

Selon Hoek and Brown (1980), la surface de charge des matériaux anisotropes peut se déduire de la surface de charge développée dans le cas de matériaux isotropes. Suivant Pietruszczak et al (2002), on postule alors que la surface de charge pour les matériaux anisotrope s'obtient en introduisant dans les fonctions précédentes la valeur scalaire du paramètre microstructural ς défini précédemment :

$$f = f(\sigma, \eta_p, \omega, \varsigma) \tag{3.13}$$

$$Q = Q_p(\sigma, \eta_p, \omega, \varsigma) \tag{3.14}$$

3.2.3 Caractérisation de l'endommagement

Le chargement des géomatériaux semi-fragiles, induit communément la nucléation et la propagation de microfissures. Il est bien connu que la fissuration se développe suivant des directions préférentielles. Ces orientations des microfissures entraînent l'apparition d'une nouvelle anisotropie appelée anisotropie induite qui se superpose à l'anisotropie initiale. La prise en compte de cette nouvelle anisotropie accroît fortement la complexité du problème posé. De plus, dans le cadre du comportement des argilites, les taux d'endommagement en compression restent faibles. Aussi, dans ce travail, nous ne nous focaliserons que sur l'anisotropie initiale (ou inhérente) du matériau. L'anisotropie induite par la microfissuration est donc négligée. L'endommagement est de ce fait considéré comme isotrope décrit par une unique variable scalaire (ω).

Nous considérons que le critère d'endommagement prend la forme générale suivante :

$$f_\omega(Y_\omega, \omega) = \omega - R(Y_\omega) \le 0 \tag{3.15}$$

Selon la théorie thermodynamique, la force associée à l'endommagement Y_ω peut être décomposée en deux parties :

$$Y_\omega = Y_\omega^e + Y_\omega^p = -\frac{\partial \psi}{\partial \omega} = -\frac{\partial \psi_e}{\partial \omega} - \frac{\partial \psi_p}{\partial \omega} \tag{3.16}$$

Les variables Y_ω^e et Y_ω^p représentent respectivement le taux de restitution d'énergie élastique du matériau endommagé et le taux d'énergie bloquée par l'écrouissage plastique.

En ce qui concerne les matériaux sédimentaires soumis à des contraintes de compression, l'évolution de l'endommagement est liée principalement à la propagation frottantes de microfissuration, qui est également l'origine de la déformation plastique. Par conséquent, on propose de négliger le taux de restitution d'énergie élastique dans le critère d'endommagement. Soit la force motrice de l'endommagement sera prise comme :

$$Y_\omega = -\frac{\partial \psi_p}{\partial \omega} \tag{3.17}$$

Si de plus on postule une loi de dissipation normale, l'évolution d'endommagement s'écrit alors :

$$\mathrm{d}\omega = \frac{\partial f_\omega}{\partial Y_\omega} \mathrm{d}Y_\omega \tag{3.18}$$

3.2.4 Couplage entre la plasticité et l'endommagement

D'un point de vue mécanique, la propagation de microfissures induit une modification de microstructure. Il s'ensuit une diminution des propriétés mécaniques du matériau. De ce fait, il parait évident que l'endommagement a une influence sur l'écrouissage plastique. De plus, comme ce qui a été indiqué précédemment, pour les matériaux sédimentaires soumis à un état de compression, la plasticité est essentiellement liée au glissement frottant le long des surfaces de microfissures fermées. De ce point de vue, la plasticité et l'endommagement sont intimement liés et simultanément activés. Les évolutions de l'endommagement et de la plasticité doivent donc être déterminées en même temps, à partir des conditions de cohérence exprimées à la fois pour la plasticité et l'endommagement :

$$\begin{cases} \mathrm{d}f = \dfrac{\partial f}{\partial \boldsymbol{\sigma}} : \mathrm{d}\boldsymbol{\sigma} + \dfrac{\partial f}{\partial \beta}\dfrac{\partial \beta}{\partial \gamma_p}\mathrm{d}\gamma_p + \dfrac{\partial f}{\partial \beta}\dfrac{\partial \beta}{\partial \omega}\mathrm{d}\omega = 0 \\ \mathrm{d}f_\omega = \dfrac{\partial f_\omega}{\partial \omega}\mathrm{d}\omega + \dfrac{\partial f_\omega}{\partial Y_\omega^p}\dfrac{\partial Y_\omega^p}{\partial \gamma_p}\mathrm{d}\gamma_p = 0 \end{cases} \tag{3.19}$$

A partir du système d'équations précédent, le multiplicateur plastique $\mathrm{d}\lambda_p$ et l'incrément de l'endommagement peuvent être obtenus :

$$\begin{cases} \mathrm{d}\lambda_p = \dfrac{\dfrac{\partial f}{\partial \boldsymbol{\sigma}} : \mathbb{C}(\omega) : \mathrm{d}\varepsilon + \left[\dfrac{\partial f}{\partial \boldsymbol{\sigma}} : \mathbb{C}'(\omega) : \varepsilon^e + \dfrac{\partial f}{\partial \eta}\dfrac{\partial \eta}{\partial \omega}\right]\mathrm{d}\omega}{\dfrac{\partial f}{\partial \boldsymbol{\sigma}} : \mathbb{C}(\omega) : \dfrac{\partial Q}{\partial \boldsymbol{\sigma}} - \dfrac{\partial f}{\partial \eta}\dfrac{\partial \eta}{\partial \gamma_p} h_r} \\ \mathrm{d}\omega = -\mathrm{d}\lambda_p \dfrac{\dfrac{\partial f_d}{\partial Y_\omega^p}\dfrac{\partial Y_\omega^p}{\partial \gamma_p} h_r}{\dfrac{\partial f_\omega}{\partial \omega}} \quad ; \quad h_r = \dfrac{\sqrt{\dfrac{2}{3}\mathrm{dev}\left(\dfrac{\partial Q}{\partial \sigma}\right) : \mathrm{dev}\left(\dfrac{\partial Q}{\partial \sigma}\right)}}{\chi_p} \end{cases} \tag{3.20}$$

3.3 Formulation d'un modèle spécifique pour une roche anisotrope

3.3.1 Comportement élastique anisotrope

Dans le cas général, le comportement élastique des matériaux est représenté par un tenseur d'ordre 4 (tenseur des compliances ou des rigidités élastiques) possédant de part les conditions de symétries, 81 composantes indépendantes. Dans le cas d'un matériau isotrope, le nombre de composantes indépendantes se réduit à deux termes, le module d'Young et le coefficient de Poisson. Avec l'augmentation du degré d'anisotropie, le nombre de variables indépendantes augmente. Une des études complètes du comportement élastique des matériaux anisotropes a été réalisée par Lekhnitski (1963). En adoptant la notation de Voigt, la relation contrainte déformation élastique peut s'écrire sous la forme matricielle suivante :

$$\{\varepsilon\} = [A^0]\{\sigma\} \tag{3.21}$$

Avec :

$$\{\varepsilon\}^T = \{\varepsilon_{11}, \varepsilon_{22}, \varepsilon_{33}, 2\varepsilon_{12}, 2\varepsilon_{13}, 2\varepsilon_{23}\} \tag{3.22}$$

et

$$\{\sigma\}^T = \{\sigma_{11}, \sigma_{22}, \sigma_{33}, \sigma_{12}, \sigma_{13}, \sigma_{23}\} \tag{3.23}$$

Pour un matériau orthotrope et dans le repère structural, la matrice des compliances élastiques s'écrit alors :

$$[A^0] = \begin{bmatrix} \frac{1}{E_1} & -\frac{v_{21}}{E_2} & -\frac{v_{31}}{E_3} & & & \\ -\frac{v_{12}}{E_1} & \frac{1}{E_2} & -\frac{v_{32}}{E_3} & & & \\ -\frac{v_{13}}{E_1} & -\frac{v_{23}}{E_2} & \frac{1}{E_3} & & & \\ & & & \frac{1}{G_{12}} & & \\ & & & & \frac{1}{G_{23}} & \\ & & & & & \frac{1}{G_{31}} \end{bmatrix} \tag{3.24}$$

Avec

$$\frac{v_{ij}}{E_i} = \frac{v_{ji}}{E_j} \tag{3.25}$$

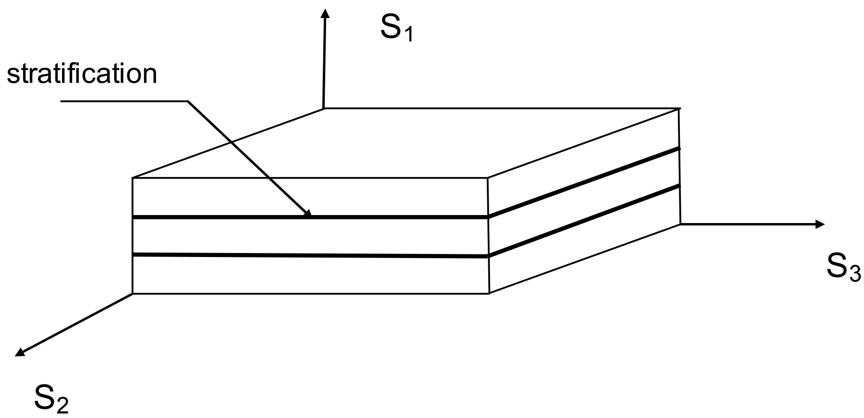


Figure 3.2 Définition des axes de structure

Il apparaît que 8 paramètres sont alors nécessaires pour décrire le comportement élastique du milieu orthotrope. Si on considère le plan S_2S_3 (cf. Figure 3.2) comme étant celui d'isotropie (cas des matériaux isotrope transverse), on a alors les relations suivantes :

$$E_2 = E_3, \nu_{12} = \nu_{13}, \nu_{23} = \nu_{32} \tag{3.26}$$

La matrice des compliances élastiques se simplifie alors (dans le repère (S_1, S_2, S_3)) :

$$[A^0] = \begin{bmatrix} \frac{1}{E_1} & -\frac{\nu_{21}}{E_2} & -\frac{\nu_{21}}{E_2} & & & \\ -\frac{\nu_{12}}{E_1} & \frac{1}{E_2} & -\frac{\nu_{23}}{E_2} & & & \\ -\frac{\nu_{12}}{E_1} & -\frac{\nu_{23}}{E_2} & \frac{1}{E_2} & & & \\ & & & \frac{1}{G_{12}} & & \\ & & & & \frac{1}{G_{23}} & \\ & & & & & \frac{1}{G_{12}} \end{bmatrix} \tag{3.27}$$

Avec

$$\frac{\nu_{12}}{E_1} = \frac{\nu_{21}}{E_2} \tag{3.28}$$

$$G_{23} = \frac{E_2}{2(1+\nu_{23})} \tag{3.29}$$

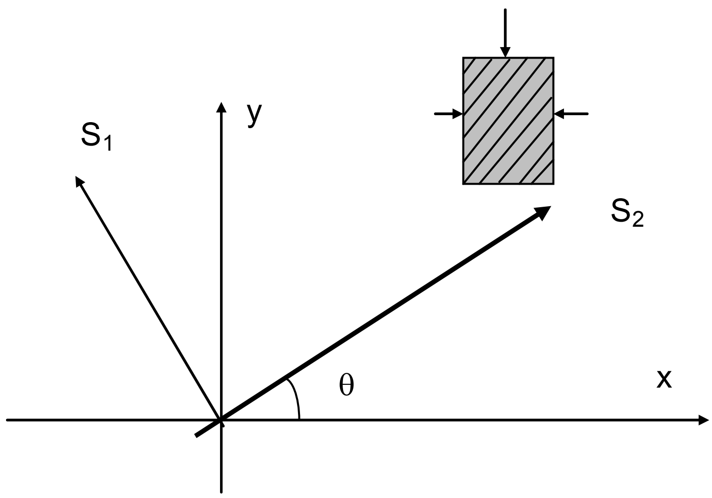


Figure 3. 3 Définition de la rotation de repère

Le tenseur des compliances élastiques ainsi exprimé est lié au repère de référence choisi. Pour des applications pratiques, il convient d'exprimer le tenseur élastique dans un repère global (x, y, z), qui ne coïncide pas avec le repère structural (S_1, S_2, S_3). Ceci se réalise aisément par un changement de repère. Prenons le cas des essais triaxiaux dit clinotropes, pour lesquels les axes de chargement font un angle $\theta = (x, S_2)$ par une rotation autour de l'axe $z = S_3$ (cf. Figure 3. 3). Dans ce cas, sur la base des changements tensoriels de base, une nouvelle matrice des compliances élastiques peut être exprimée dans le repère (x, y, z) sous la forme suivante (Duveau, 1996) :

$$[A] = {}^t[P]^{-1}[A^0][P]^{-1} \tag{3.30}$$

où

$$[P] = \begin{bmatrix} \cos^2\theta & \sin^2\theta & 0 & 0 & 0 & 2\sin\theta\cos\theta \\ \sin^2\theta & \cos^2\theta & 0 & 0 & 0 & -2\sin\theta\cos\theta \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \cos\theta & -\sin\theta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \sin\theta & \cos\theta & 0 \\ -\sin\theta\cos\theta & \sin\theta\cos\theta & 0 & 0 & 0 & \cos^2\theta-\sin^2\theta \end{bmatrix} \tag{3.31}$$

Afin de décrire les effets de l'endommagement induit sur les propriétés élastiques, il est supposé que les raideurs élastiques sont affaiblies par microfissuration. En s'inspirant de la théorie de l'endommagement isotrope, on propose d'exprimer le tenseur des raideurs élastiques su matériaux endommagé dans un repère général, $C(\omega)$, sous la forme suivante :

$$C(\omega) = (1-\omega)C^0 = (1-\omega)A^{-1} \tag{3.32}$$

Avec les vecteurs des déformations et contraintes définis par (3.22) et (3.23), l'équation d'état d'un milieu anisotrope endommagé s'écrit finalement :

$$\boldsymbol{\sigma} = C(\omega) : (\boldsymbol{\varepsilon} - \boldsymbol{\varepsilon}^p) \tag{3.33}$$

3.3.2 Formes retenues pour la plasticité

3.3.2.1 Surface de charge

Comme pour les géomatériaux isotropes, les géomatériaux anisotropes présentent une forte dépendance par rapport à la contrainte hydrostatique (Donath, 1961; McLamore and Gray, 1967; Atwell and Sandford, 1974; Hoek and Hoek, Brown, 1980; Lerau, 1981; Kwasniewski, 1993; Niandou, 1994; Niandou et al., 1997; Duveau et al., 1998). De ce fait, l'expression dans le plan (p, q) des contraintes de la fonction de charge, ne peut être linéaire. En s'inspirant du travail réalisé par Shao et al. (2006), la forme suivante est adoptée :

$$f = q - g(\varphi)\eta(\gamma_p) f_c \left(C_s + \frac{p}{f_c}\right)^m = 0 \tag{3.34}$$

avec :

$$p = -\sigma_{kk}/3, q = \sqrt{3J_2}, \varphi = \frac{1}{3}\sin^{-1}\left[-\frac{3\sqrt{3}}{2}\frac{J_3}{(J_2)^{3/2}}\right] \tag{3.35}$$

Dans ces expression, J_2 et J_3 sont respectivement les 2^{nd} et $3^{ième}$ invariants du tenseurs déviatorique des contraintes, et on a :

$$s_{ij} = \sigma_{ij} - (\sigma_{kk}/3)\delta_{ij}, J_2 = s_{ij}s_{ij}/2, J_3 = \det s_{ij} \tag{3.36}$$

p et q sont respectivement la contrainte moyenne et la contrainte déviatorique liées au tenseur des contraintes. Les paramètres C_s et m définissent la cohésion et la courbure de la surface de charge. Notons que pour $m = 1$, la surface se réduit à celle définie par le critère de Drucker-Prager.

La fonction $g(\varphi)$ permet de prendre en compte la dépendance du comportement plastique vis-à-vis du troisième invariant du tenseur des contraintes. Dans cette expression φ représente l'angle de Lode. De nombreuses formes peuvent être trouvées dans la littérature pour définir la fonction $g(\varphi)$ (Pietruszczak et al 1988 ; Willam et Warnkee, 1975 ; Van Eekelen, 1980). La forme retenue ici est celle proposée par Willam et Warnkee (1975) :

$$g(\varphi) = \frac{2(1-R^2)\cos(\varphi + \frac{\pi}{6}) + (2R-1)\left[4(1-R)^2\cos(\varphi + \frac{\pi}{6}) + 5R^2 - 4R\right]^{1/2}}{4(1-R^2)\cos(\varphi + \frac{\pi}{6}) + (2R-1)^2} \tag{3.37}$$

Le paramètre, $0.5 \le R \le 1$, permet d'assurer la convexité de la surface de charge et décrire la dissymétrie de comportement entre compression et extension. Dans l'expression (3.34), f_c représente la résistance en compression uniaxiale du matériau. Dans les modèles isotropes, ce paramètre est une constante. Afin de tenir compte de l'anisotropie inhérente, on considère que f_c est fonction du paramètre anisotrope (ς) soit suivant (3.9) :

$$f_c = \hat{f}_c\left[1 + A_{ij}l_il_j + d_1(A_{ij}l_il_j)^2 + d_2(A_{ij}l_il_j)^3 + d_3(A_{ij}l_il_j)^4\right] \tag{3.38}$$

Le tenseur déviatorique A_{ij} et la direction de charge l_i sont définis dans les équations (3.7), (3.3) et (3.5). Enfin le paramètre $\hat{f}_c$ représente la valeur moyenne de la résistance en compression uniaxiale.

Pour compléter le modèle, la fonction de l'évolution d'écrouissage doit être déterminée en se basant sur les investigations expérimentales. Dans le modèle présenté, le phénomène d'adoucissement est pris en compte. Comme pour les milieux isotropes décrits au chapitre 2, on suppose que l'adoucissement est entièrement attribué à l'endommagement induit. La même fonction de $\eta(\gamma_p)$ que celle décrite dans le second chapitre est donc adoptée ici:

$$\eta(\gamma_p) = (1\text{-}\omega)\left[\eta_0 + (\eta_m - \eta_0)\frac{\gamma_p}{b_1 + \gamma_p}\right] \qquad (3.39)$$

En intégrant la fonction (2.40) , nous pouvons obtenir l'expression de l'énergie bloquée de l'écrouissage plastique :

$$\psi_p(\gamma, \omega) = (1-\omega)\left[\eta_m\gamma - (\eta_m - \eta_0)b_1 \ln\frac{b_1 + \gamma}{b_1}\right] \qquad (3.40)$$

3.3.2.2 Surface du potentiel plastique

La direction de l'écoulement plastique est contrôlée par le potentiel plastique. Considérant qu'il y a une transition contractance/dilatance avec l'augmentation de la contrainte déviatorique, il convient d'utiliser une loi d'écoulement non associée via le potentiel plastique. En s'inspirant des travaux de Pietruszczak et al (1988), on adopte le potentiel plastique suivant :

$$Q = q + \mu_c(1-\omega)g(\varphi)\overline{p}\ln(\frac{\overline{p}}{\overline{p}_0}); \ \overline{p} = p + f_c(\varsigma)C_s \qquad (3.41)$$

Le variable $\overline{p}_0$ représente la valeur de $\overline{p}$ à l'intersection de la surface du potentiel et de l'axe p . μ_c représente la valeur de $q/\left((1-\omega)g(\theta)\overline{p}\right)$ pour laquelle se produit la transition contractance-dilatance. L'évolution de la transition contractance dilatance est supposée suivre la loi suivante :

$$q - \overline{\mu}(1-\omega)g(\theta) f_c \overline{P}_c = 0 \ ; \ \ \overline{P}_c = \left[C_s + \frac{p}{f_c}\right]^m \qquad (3.42)$$

Où $\overline{\mu}$ est une constante. Finalement, μ_c s'exprime par :

$$\mu_c = \overline{\mu}\, f_c \frac{\overline{P}_c}{\overline{p}} \qquad (3.43)$$

Il est à noter que μ_c dépend de f_c .Cela signifie que l'écoulement plastique est aussi fonction de l'orientation du chargement.

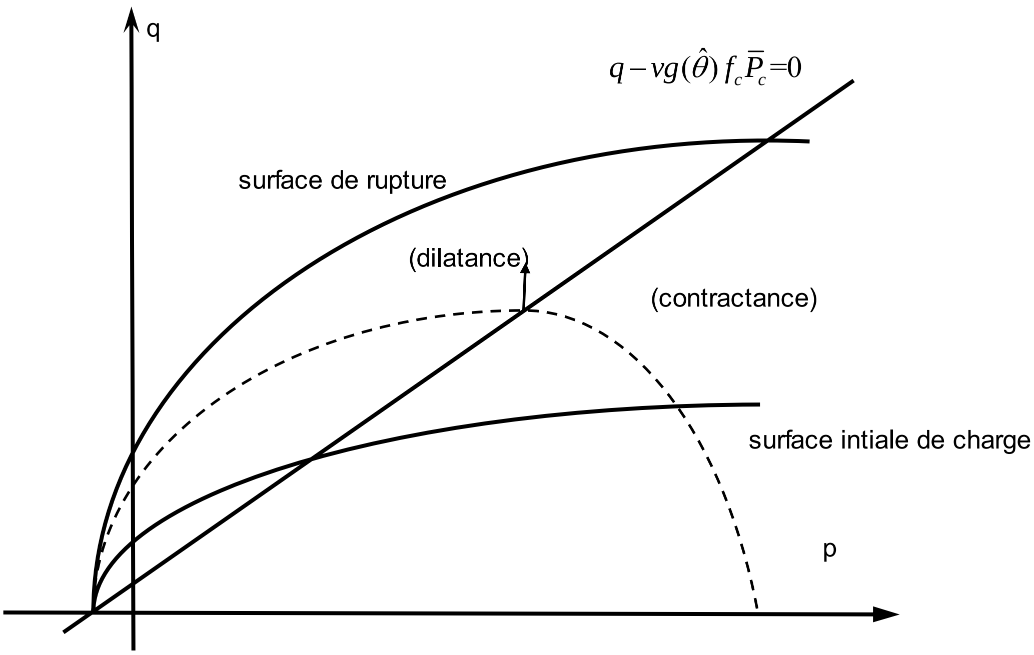


Figure 3. 4 Illustration de la surface initiale de charge, de la surface de rupture, de la surface de potentiel, et du seuil de transition contractance-dilatance

La direction de l'écoulement plastique est définie par :

$$\frac{\partial Q}{\partial \sigma_{ij}} = \left(\frac{\partial Q}{\partial p}\frac{\partial p}{\partial \sigma ij} + \frac{\partial Q}{\partial q}\frac{\partial q}{\partial \sigma_{ij}} + \frac{\partial Q}{\partial \theta}\frac{\partial \theta}{\partial \sigma_{ij}}\right) + \frac{\partial Q}{\partial f_c}\frac{\partial f_c}{\partial \sigma_{ij}} \tag{3.44}$$

Les trois termes dans la parenthèse sont les dérivées des invariants du tenseur des contraintes. La dernière partie représente l'influence de l'orientation du chargement sur l'écrouissage plastique. Pour les matériaux isotropes, ce terme disparaît, la résistance en compression uniaxiale étant constante. Par application aux fonctions du modèle proposé, on obtient :

$$\frac{\partial Q}{\partial f_c} = \mu_c (1-\omega) g(\theta) C_s \left[1 + \ln\left(\frac{\bar{p}}{\bar{p}_0}\right)\right] + (1\text{-}\omega) g(\varphi)\, \bar{p} \ln\left(\frac{\bar{p}}{\bar{p}_0}\right)\frac{\partial \mu_c}{\partial f_c} \tag{3.45}$$

et

$$\frac{\partial \mu_c}{\partial f_c} = \bar{\mu}\frac{\bar{P}_c}{\bar{p}} - \bar{\mu} m \frac{p}{\bar{p}\, f_c}\left[C_s + \frac{p}{f_c}\right]^{m-1} \tag{3.46}$$

Selon les définitions (3.4) et (3.38), la dérivé de f_c peut être exprimée par :

$$\frac{\partial f_c}{\partial \sigma_{ij}} = \frac{\partial f_c}{\partial \zeta}\frac{\partial \zeta}{\partial \sigma_{ij}} \; ; \; \zeta = A_{pq} l_p l_q = \frac{\mathrm{tr}(\boldsymbol{A}\sigma^2)}{\mathrm{tr}(\sigma^2)} = \frac{A_{pk}\sigma_{pq}\sigma_{kq}}{\sigma_{mn}\sigma_{mn}} \tag{3.47}$$

et

$$\frac{\partial f_c}{\partial \sigma_{ij}} = 2\,\hat{f}\,(1+2b_1\zeta+3b_2\zeta^2+4b_3\zeta^3+\ldots)\frac{A_{ki}\sigma_{kj}\sigma_{pq}\sigma_{pq}-A_{pk}\sigma_{pq}\sigma_{kq}\sigma_{ij}}{(\sigma_{mn}\sigma_{mn})^2} \qquad (3.48)$$

3.3.3 Critère d'endommagement

Comme indiqué précédemment, il est supposé que l'évolution de l'endommagement est associée principalement à l'énergie bloquée de l'écrouissage plastique. A partir de l'équation (2.42), on peut déduire la force thermodynamique associée à d'endommagement :

$$Y_\omega = Y_\omega^p(\gamma) = -\frac{\partial \psi_p}{\partial \omega} = \eta_m\gamma - (\eta_m - \eta_0)b_1 \ln\frac{b_1+\gamma}{b_1} \qquad (3.49)$$

Selon des résultats expérimentaux obtenus sur des matériaux sédimentaires, le processus d'évolution de l'endommagement peut être décomposé en trois parties : Avant d'atteindre la rupture, le taux d'évolution de l'endommagement reste assez limité ; Puis l'endommagement augmente rapidement après la rupture; Enfin l'endommagement atteint une valeur asymptotique qui détermine la résistance résiduelle du matériau. En s'inspirant du critère d'endommagement proposé par Mazars (1984), la fonction suivante est proposée ici :

$$f_\omega(Y_\omega^p,\omega) = \omega_c \tanh(B_\omega Y_\omega^p) - \omega \le 0 \qquad (3.50)$$

Le paramètre B_ω contrôle la cinétique de l'endommagement, enfin ω_c représente la valeur critique de l'endommagement qui définit la résistance résiduelle.

3.4 Implémentation et validation du modèle proposé

Dans cette section, afin de vérifier la performance du modèle proposé, le modèle est appliqué à l'argilite de Tournemire qui est un matériau sédimentaire anisotrope. Les paramètres du modèle sont déterminés à partir des données expérimentales et une première étape de validation du modèle est réalisée par comparaisons des résultats numériques avec les données expérimentales.

3.4.1 Identification des paramètres du modèle

On présente dans cette section la méthodologie d'indentification des paramètres du modèle en utilisant les données expérimentales de l'argilite de Tournemire. Les principales données expérimentales sont présentées dans le chapitre 1.

Au total, le modèle possède 21 paramètres qui peuvent être classés en trois catégories respectivement liées aux comportements élastique et plastique ainsi qu'à l'évolution de l'endommagement. Tous les paramètres sont résumés dans le Tableau 3.2.

Tableau 3.2 : Classification des paramètres du modèle proposé

Catégorie	Paramètres
Propriétés élastiques	$E_1,\ v_1, E_2,\ v_2, G_{23}$
Paramètres plastiques	$C_s, \hat{m}, M_1, \eta_0, \eta_m, b_1, \mu, b_2, \hat{f}_c, A_1, d_1, d_2, d_3, R$
Caractérisation de l'endommagement	ω_c, B_ω

3.4.1.1 Paramètres élastiques

Comme présenté dans le premier chapitre, l'argilite de Tournemire peut être considérée comme un matériau isotrope transverse. Ses propriétés élastiques sont caractérisées par cinq paramètres indépendants : deux modules de Young (E_1, E_2), deux coefficient de Poisson (ν_{12}, ν_{23}) et le module de cisaillement (G_{12}).

Les données expérimentales (Niandou, 1994 ; Niandou et al. ,1997) montrent une forte influence de l'orientation des échantillons et de la pression de confinement sur les propriétés élastiques. Une étude complète sur les propriétés élastiques est réalisée dans la thèse de Niandou (1994). La modélisation de la dépendance des modules à la pression moyenne a été réalisée par Cazucu (1995) via l'utilisation d'un modèle hyper élastique. Dans cette étude, on se concentre principalement sur la modélisation du comportement plastique et de l'endommagement induit. Le comportement non linéaire élastique n'est donc pas considéré dans ce travail. Les valeurs des paramètres élastiques déterminés par Niandou et al. (1997) sous différentes pressions de confinement sont utilisées directement dans les simulations. Les valeurs sont récapitulées dans le Tableau 3.3 :

Tableau 3. 3 Valeurs représentatives des propriétés élastiques de l'argilite de Tournemire

P_c (MPa)	E_1 (MPa)	E_2 (MPa)	v_{12}	v_{23}	G_{12} (MPa)
5	4900	10000	0.202	0.164	5886
30	5000	18000	0.228	0.170	7091
40	9000	21000	0.253	0.173	8013
50	12000	21000	0.232	0.177	8349

3.4.1.2 Paramètres plastiques

Les valeurs expérimentales de l'évolution de la résistance uniaxiale f_c en fonction de l'orientation du chargement sont présentées dans la Figure 3.5.

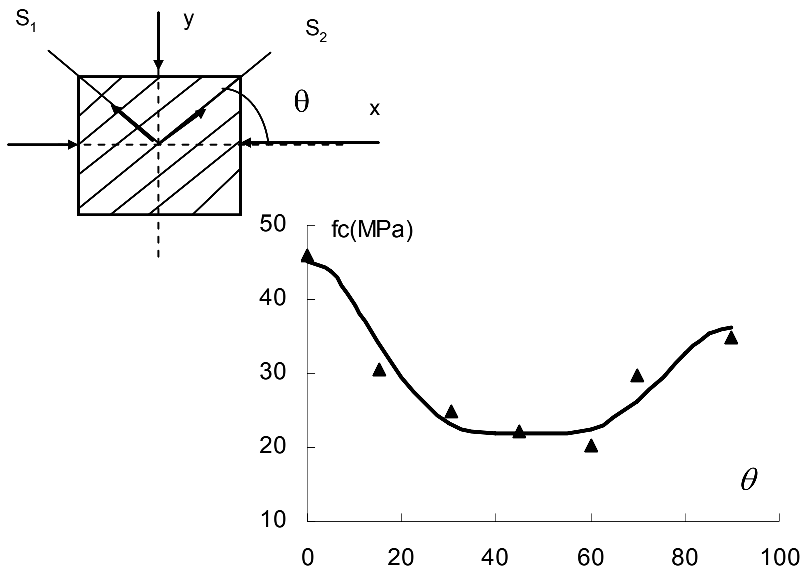


Figure 3.5 : Variation de la résistance en compression simple en fonction de l'orientation du chargement

Sur cette figure, on peut constater que la résistance maximale en compression uniaxiale est atteinte dans le cas d'une compression perpendiculaire à la stratification ($\theta = 0^o$). La résistance minimale se situe quant à elle autour d'un angle d'inclinaison de 60^o, et représente une réduction de plus de 50% par rapport à la valeur maximale.

Dans le repère structural, le tenseur de fabrique s'exprime suivant 3 composantes A_1, A_2 et A_3. Du fait de l'isotropie du plan S_2, S_3 il vient $A_2 = A_3$ et $A_1 + A_2 + A_3 = 0$. Dans le cas d'un essai uniaxial avec s_y >0 et $s_x = s_z = 0$ les équations (3.1) et (3.2) s'expriment sous la forme suivante :

$$A_{ij} l_i l_j = A_1(1-3l_2^2); l_2^2 = \cos^2\theta \tag{3.51}$$

En se limitant à un développement tensoriel d'ordre 4 (Pietruszczak et al. (2002)), la variation de la résistance en compression uniaxiale avec l'orientation du chargement prend la forme suivante:

$$f_c = \hat{f}(1 + \mathrm{A}_1(1-3\cos^2\alpha) + d_1\mathrm{A}_1{}^2(1-3\cos^2\alpha)^2 + d_2\mathrm{A}_1{}^3(1-3\cos^2\alpha)^3 + d_3\mathrm{A}_1{}^4(1-3\cos^2\alpha)^4)$$

Les valeurs de $\hat{f}, A_1, d_1, d_2, d_3$ peuvent être déterminées à partir des résultats expérimentaux par approximation numérique :

$A_1 = 0.0170251$; $\hat{f} = 22MPa$; $d_1 = 515.49$; $d_2 = 61735.3$; $d_3 = 2139820.0$;

La comparaison de la courbe théorique de variation de f_c avec les résultats expérimentaux est donnée Figure 3.5. On peut constater une très bonne concordance avec les données expérimentales.

Les paramètres de la surface de charge (C_s , m , η_m) sont déterminés à partir des valeurs expérimentales de la résistance obtenues sous différentes pressions de confinement et différentes orientations du chargement. Cependant, et comme l'ont montré diverses études expérimentales (Niandou, 1994), l'évolution de la résistance avec la pression de confinement dépend de l'orientation du chargement. La dépendance à la pression moyenne est contrôlé par le paramètre m. Aussi a-t-on du déterminer, pour chacune des orientations de chargement, une valeur de m (cf. Figure 3. 6).

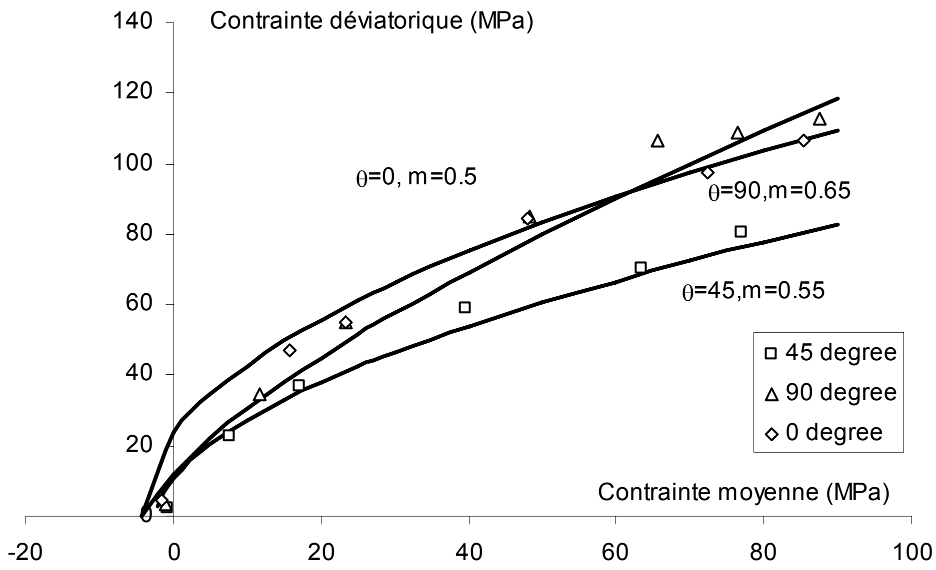


Figure 3. 6 Surface de charge pour différentes orientations du chargement

Finalement, le paramètre m, qui détermine la courbure du critère, doit aussi être exprimé en fonction du paramètre scalaire d'anisotropie (ς). En utilisant une approche similaire à celle décrite ci-dessus pour le paramètre f_c, nous postulons l'existence d'un tenseur de fabrique m_{ij} qui décrit la dépendance de m à l'orientation du chargement :

$$m = m_{ij} l_i l_j = \hat{m}\left[1 + M_{ij} l_i l_j\right] \tag{3.52}$$

Dans cette équation M_{ij} est un tenseur symétrique de trace nulle qui décrit la distribution spatiale de m.

Si M_i représente les valeurs de M_{ij} dans le repère structural, il vient dans le cas d'un essai uniaxial :

$$m = m_{ij} l_i l_j = \hat{m}\left[1 + M_1 (1 - 3\cos^2\theta)\right] \tag{3.53}$$

où $M_1 = M_3 = -0.5 M_2$. A partir des données expérimentales, les valeur de $\hat{m}$ et M_1 sont déterminées : $\hat{m} = 0.6$ et $M_1 = 0.09$. La distribution spatiale de m est représentée sur la Figure 3. 7.

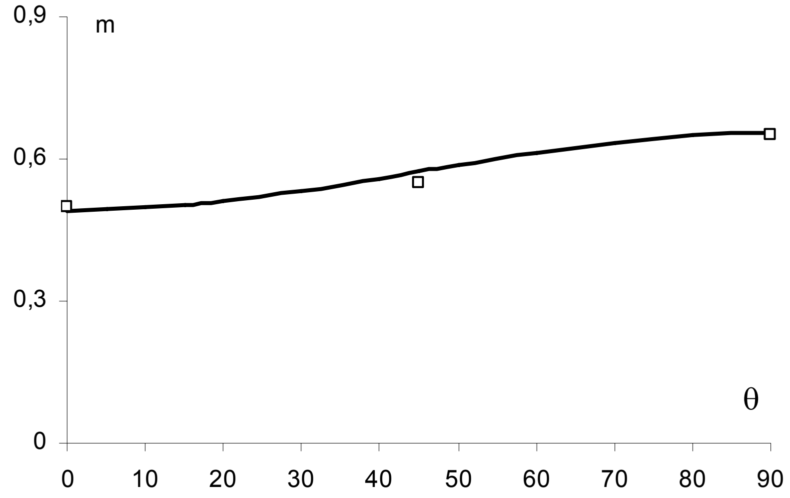


Figure 3. 7 Distribution de m en fonction de l'orientation du chargement

Le processus de détermination du paramètre b_1 est identique à celui réalisé dans le chapitre précédent, et n'est pas détaillée ici. Notons cependant que, par souci de simplicité, la valeur du seuil initial de plasticité η_0 est prise égale à zéro. Enfin, le paramètre $\overline{\mu}$ définit le point de transition entre les zones de contractance et de dilatance. En identifiant ce point sur la courbe des déformations volumiques, la valeur de $\overline{\mu}$ peut être déterminée.

3.4.1.3 Paramètres de l'endommagement

Les propriétés élastiques sont affectées par l'évolution de l'endommagement. Comme évoqué précédemment, par souci de simplicité, l'endommagement est supposé isotrope. Le critère fait alors intervenir 2 paramètres ω_c et B_ω à déterminer sur la base des résultats d'essais.

Paramètre ω_c

Le paramètre ω_c représente la valeur asymptotique de l'endommagement et détermine la résistance résiduelle. Il peut donc être identifié à partir de la dégradation de la résistance dans la phase résiduelle de la courbe contrainte- déformation. A partir des résultats expérimentaux, on trouve que la résistance résiduelle dépend de l'orientation du chargement.

Paramètre B_ω

Le paramètre B_ω contrôle le cinétique de l'évolution de l'endommagement. Si on considère la dégradation du module d'Young comme étant représentative de la valeur de l'endommagement, à partir des courbes de chargement- déchargement, on peut déterminer l'évolution de l'endommagement en fonction de la valeur de la variable d'écrouissage. En ce basant sur le critère de l'endommagement, la valeur de B_ω peut alors être déterminée. Le Tableau 3.4 récapitule les valeurs des paramètres utilisés dans les simulations :

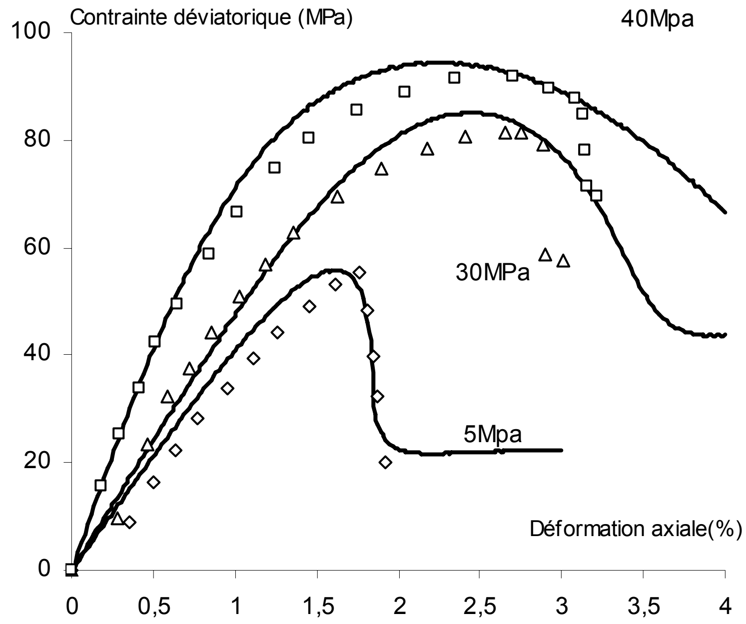
Tableau 3.4 : Valeurs des paramètres utilisés

Paramètres	Valeurs
Constantes élastiques	Dans le tableau 3.3
Paramètres plastiques	C_s=0.1 , $\hat{m}=0.6$, $M_1=0.09$, β_m=2.9 , β_0=0.0 , b_1=5.0E−4 , μ=1.0 , $\hat{f}_c$=22 MPa , A_1=0.017 , d_1=515 , d_2=61735 , d_3=2139820
Caractérisation de l'endommagement	B_ω=100 , ω_c=0.7(θ=0^0) ω_c=0.5(θ=45^0 et 90^0)

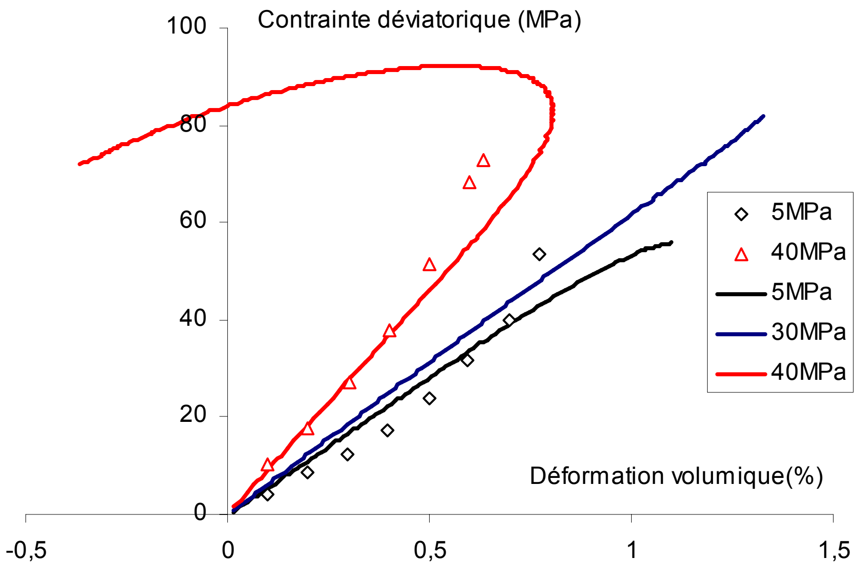
3.4.2 Simulation des essais en laboratoire

A partir des valeurs des paramètres déterminées ci-dessus, la simulation des différents essais triaxiaux effectués sur l'argilite de Tournemire est réalisée à l'aide du modèle proposé. On notera que certains résultats expérimentaux ont été utilisés pour l'identification des paramètres du modèle. La simulation de ces essais a donc pour l'objectif de vérifier la cohérence de l'ensemble des paramètres identifiés. Par contre, les essais qui n'ont pas été utilisés pour la détermination des paramètres, permettent de vérifier la capacité du modèle proposé à reproduire le comportement mécanique du matériau étudié. Dans ce qui suit, l'accent est mis sur la description de l'influence de l'anisotropie inhérente et de l'endommagement induit. Diverses pressions de confinement et orientations de chargement sont considérées. Les résultats numériques sont présentés de la Figure 3. 8 à Figure 3. 11 .

La Figure 3. 8 permet la comparaison entre les prédictions numériques et les résultats expérimentaux pour les essais triaxiaux réalisés pour $\theta = 0^o$. La Figure 3. 8(a) montre l'évolution de la contrainte déviatorique en fonction de la déformation axiale. L'influence de la pression de confinement sur la résistance du matériau est bien reproduite. De même, le modèle rend bien compte de l'évolution de la transition fragile- ductile avec l'augmentation de la pression de confinement (cf. Figure 3. 8b). On peut constater que le modèle définit un comportement uniquement contractant pour les faibles pressions de confinement alors que le comportement devient dilatant pour les grands confinements. Ce résultat est en accord avec les données d'essais. L'évolution de l'endommagement en fonction de la déformation axiale est mise en évidence dans la Figure 3. 9. En l'absence de résultats expérimentaux au niveau du comportement résiduel, nous ne pouvons conclure que sur la cinétique du radoucissement qui est en accord avec les données expérimentales obtenues. Suivant l'ensemble des comparaisons réalisées nous pouvons considérer que le modèle est apte à décrire le comportement du matériau pour cette orientation donnée.



a) Courbe déformation- contrainte déviatorique



b) Variation de la déformation volumique

Figure 3. 8 Simulation des essais triaxiaux pour $\theta = 0$: comparaisons entre les résultats expérimentaux (points) et numériques (lignes continues) (les données expérimentales en déformation volumique pour la pression de confinement 30MPa ne sont pas disponibles)

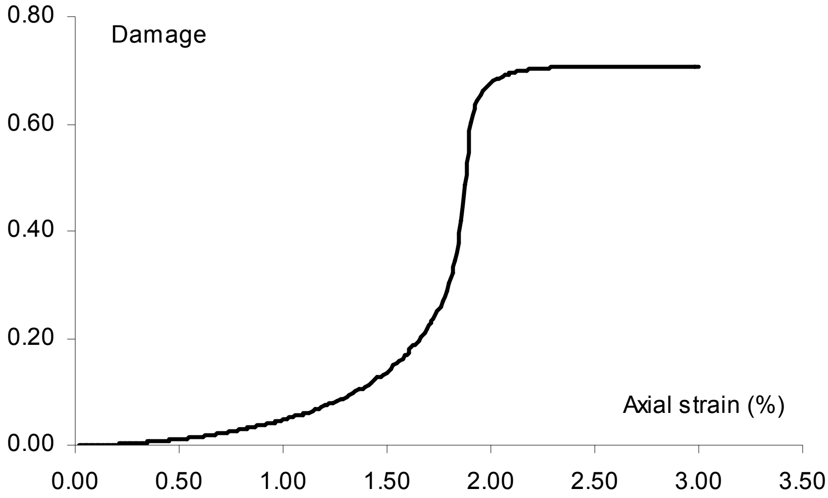
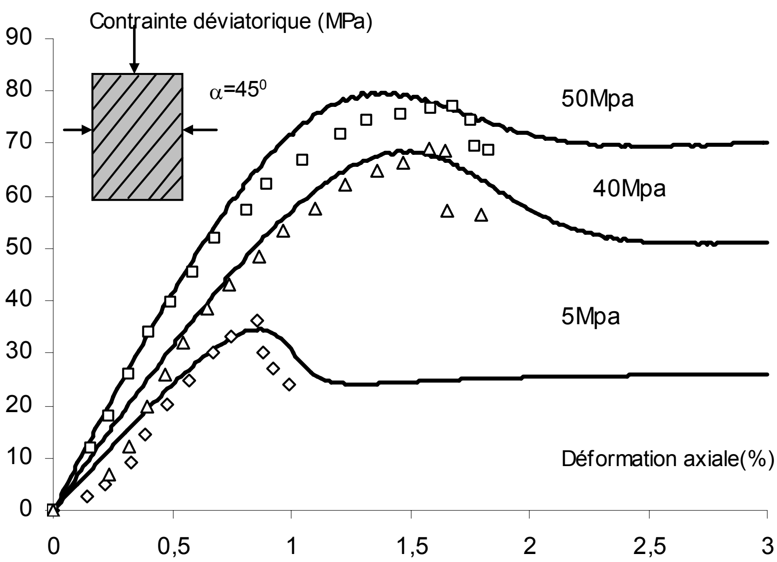
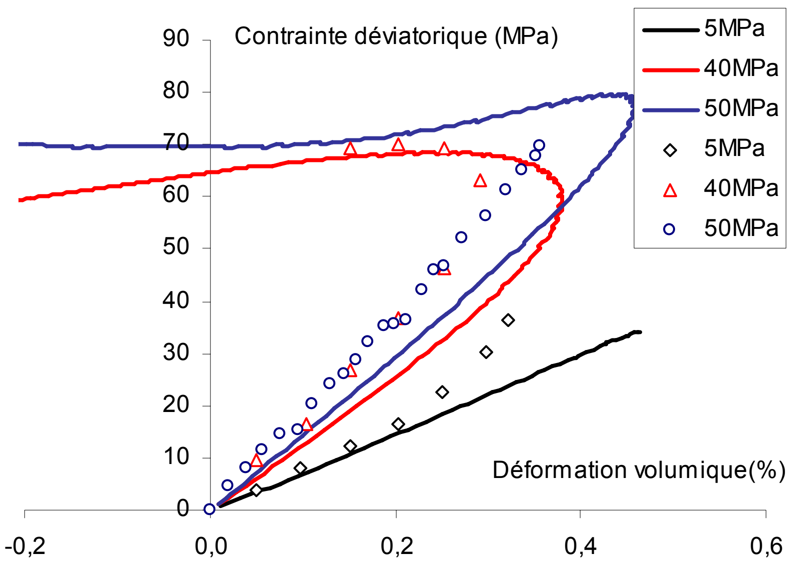


Figure 3. 9 Evolution de l'endommagement en fonction de la déformation axiale

La Figure 3. 10 montre les comparaisons entre les résultats expérimentaux des essais réalisés pour $\theta = 45^o$ et les simulations numériques. De la même façon que précédemment, le modèle permet de bien reproduire le comportement du matériau pour cette orientation. Plus particulièrement, on constate que le modèle rend bien compte de la plus faible résistance obtenue pour ces essais clinotropes par rapport aux celles observées pour $\theta = 0^o$ sous la même pression de confinement. De plus, on peut constater que le modèle est aussi capable de reproduire la diminution des déformations axiales à rupture enregistrée lors de ces essais. Ces dernières constatations permettent de confirmer l'aptitude du modèle à reproduire le comportement anisotrope du matériau.



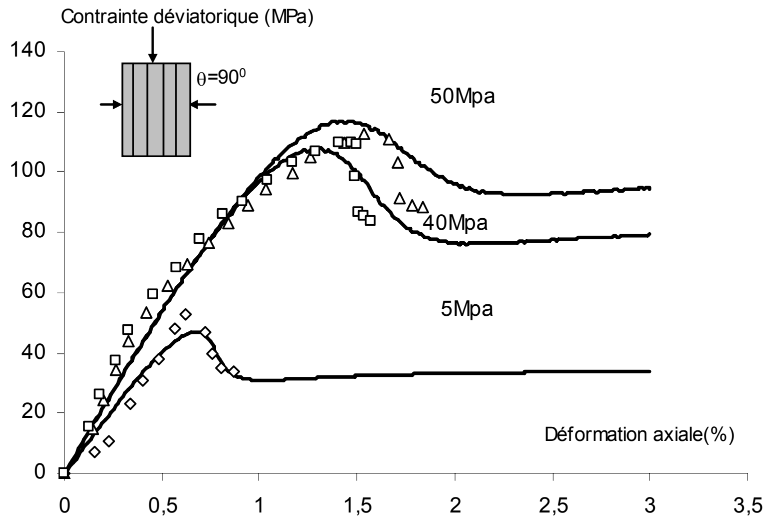
a) contrainte déviatorique en fonction de la déformation axiale



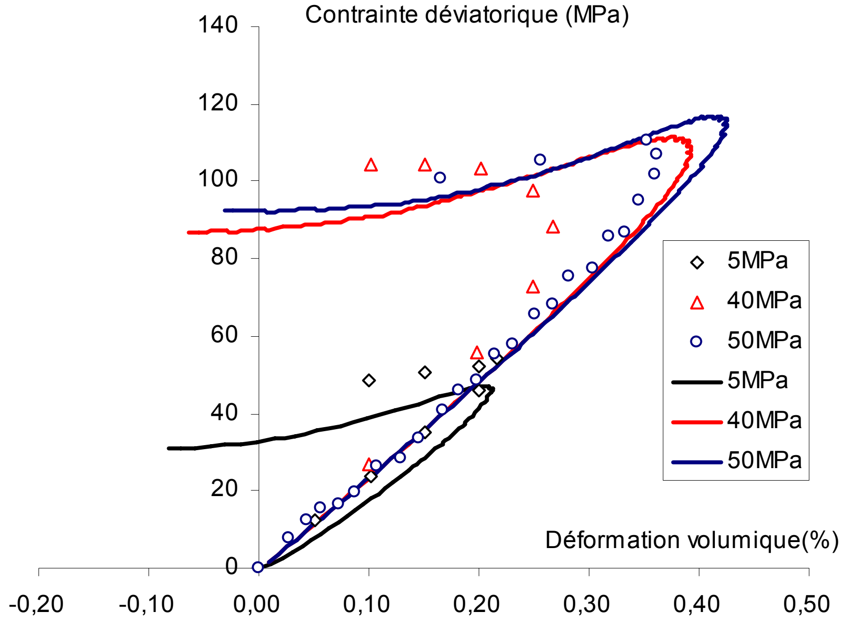
b) variation de la déformation volumique

Figure 3. 10 Simulation des essais triaxiaux pour $\theta = 45^o$: Comparaisons entre les résultats expérimentaux (points) et numériques (lignes continues)

Enfin, les comparaisons entre les prédictions par le modèle et les données expérimentales sont présentés pour l'orientation $\theta = 90^o$ (cf. Figure 3. 11). Comme pour les orientations précédentes, on peut constater une bonne corrélation entre résultats expérimentaux et prédictions numériques. Plus particulièrement on peut constater que le comportement devient toujours dilatant même aux faibles pressions de confinement, alors que pour les autres orientations, le comportement pouvait ne pas présenter de dilatance plastique (cf. Figure 3. 8 et Figure 3. 11). Cette absence ou présence de comportement dilatant en fonction de l'orientation de l'éprouvette est bien reproduite par le modèle considéré.



a) contrainte déviatorique en fonction de la déformation axiale



b) variation de la déformation volumique

Figure 3. 11 Simulation des essais triaxiaux pour $\theta = 90^o$: comparaisons entre les résultats expérimentaux (points) et numériques (lignes continues)

Finalement, au vu de l'ensemble des comparaisons présentées, il semble que le comportement anisotrope de l'argilite de Tournemire soit bien reproduit par le modèle proposé.

3.5 Conclusion

Dans ce chapitre, un modèle élastoplastique couplé à l'endommagement a été proposé pour des matériaux anisotropes, basé sur le concept de tenseurs de fabrique. Ce travail peut être considéré comme une extension du modèle plastique proposé par Pietruszczak et al. (2002) par l'introduction de l'endommagement induit par la microfissuration couplé aux déformations plastiques. Dans le modèle, l'influence de l'anisotropie inhérente sur la déformation plastique est représentée par un paramètre scalaire défini par un tenseur structural (le tenseur de fabrique). Notons que l'endommagement induit une anisotropie supplémentaire (qui doit se superposer à l'anisotropie inhérente) du fait de l'orientation préférentielle des microfissures. Cependant, par souci de simplicité, l'endommagement est assumé comme isotrope dans cette partie du travail, et n'affecte pas l'anisotropie structurale initiale. Le processus d'identification des paramètres est présenté. Les comparaisons entre les prédictions numériques et les données expérimentales ont confirmé l'aptitude du modèle proposé à reproduire les principaux mécanismes de comportements des géomatériaux anisotropes. Quelques écarts quantitatifs sont cependant observés. Ces derniers peuvent cependant être mis pour partie sur le compte de la très grande dispersion qui existe sur les résultats expérimentaux rendant difficile la détermination des essais caractéristiques nécessaires au processus de détermination des paramètres. Finalement d'autres campagnes d'essais avec des chemins de chargement différents sont nécessaires pour parfaire la justification du modèle proposé. Enfin, afin de mieux rendre compte du comportement réel du matériau sous charge, il est nécessaire de prendre en considération l'anisotropie induite par l'endommagement. De plus, le comportement radoucissant du matériau est généralement associé au phénomène de localisation des déformations ; Ceci nécessitera la formulation d'un modèle régularisé pour décrire le processus de rupture des matériaux et des structures.

Chapitre 4. Formulation d'un modèle anisotrope basé sur l'approche discrète

4.1 Introduction

Dans ce chapitre, l'accent sera mis sur le couplage qui peut exister entre l'anisotropie inhérente et l'anisotropie induite par l'endommagement. L'idée de base est d'étendre la formulation largement utilisée pour la modélisation du couplage plasticité- endommagement, comme présentée dans les chapitres précédents, au cas de l'anisotropie induite en utilisant l'approche thermodynamique discrète.

Dans un premier temps, on aborde la formulation générale de l'approche thermodynamique discrète proposée par Zhu et al. (2008). Selon cette approche, la déformation plastique totale est considérée comme une conséquence du glissement frottant le long de plans de faiblesse (ou de microfissures), qui sont distribués aléatoirement dans la matrice solide.

En se basant sur l'approche thermodynamique discrète, un modèle anisotrope de plasticité endommagement couplé est proposé. Les formulations de la plasticité et de l'endommagement sont écrites dans le cadre de la thermodynamique des processus irréversibles et ce pour chaque orientation structurale du matériau. L'influence de l'anisotropie structurale sur l'évolution de la plasticité est réalisée en introduisant des paramètres directionnels dans les fonctions plastiques. Les paramètres directionnels sont déterminés, comme dans le chapitre 3, par l'utilisation de tenseurs de fabrique. En même temps, une variable d'endommagement discrète est introduite afin de tenir compte de la dégradation des propriétés mécaniques du matériau. Cet endommagement sera de plus responsable du radoucissement du matériau. L'évolution de l'endommagement le long de chaque orientation de microfissure est supposée liée au glissement plastique frottant.

Afin d'étudier la performance du modèle proposé, les simulations des essais de compression uniaxiale et triaxiale réalisés sur l'argilite de Tournemire sont effectuées. La comparaison entre les résultats numériques et les données expérimentales montre que le modèle décrit bien les principaux comportements du matériau considéré, notamment le couplage entre les anisotropies inhérente et induite.

A la fin de ce chapitre, une comparaison entre les deux modèles anisotropes proposés est réalisée. Les avantages et limites de chaque modèle seront analysés.

4.2 Introduction à l'approche discrète de la plasticité

Dans cette section, on présente la formulation générale de l'approche thermodynamique discrète. Notons que le concept de la plasticité discrète a été utilisé sous différentes formes pour décrire les comportements mécaniques non-linéaires des géomatériaux, par exemple l'approche multi-laminate

(Pietruszczak et Pande, 2001) et des micro-plans modèles (Carol et Bazant, 1996 ; Cudny et Vermeer, 2004). Ici est présenté principalement le travail réalisé par (Zhu et al., 2008) dans lequel la formulation du modèle proposé est construite dans le cadre de la théorie thermodynamique et en plus, l'évolution de l'endommagement induit par la propagation des microfissures est bien prise en compte.

L'hypothèse de petites déformations est adoptée, et la déformation totale $\mathbf{E}$ peut être décomposée en une partie élastique $\mathbf{E}^e$ et une partie plastique $\mathbf{E}^p$:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}^e + \mathbf{E}^p \tag{4.1}$$

Selon les résultats expérimentaux, pour la plupart des géomatériaux, les fissures se développent dans des orientations privilégiées au cours du chargement. Dans le cadre de l'approche thermodynamique discrète, il est supposé que le matériau présente une distribution aléatoire de plans de faiblesse (des microfissures et des défauts au sens large). Chaque famille de plans de faiblesse peut être identifiée par son vecteur normal (cf. Figure 4. 1). Autrement dit, chaque famille se compose de plusieurs plans de faiblesse parallèles avec la même orientation.

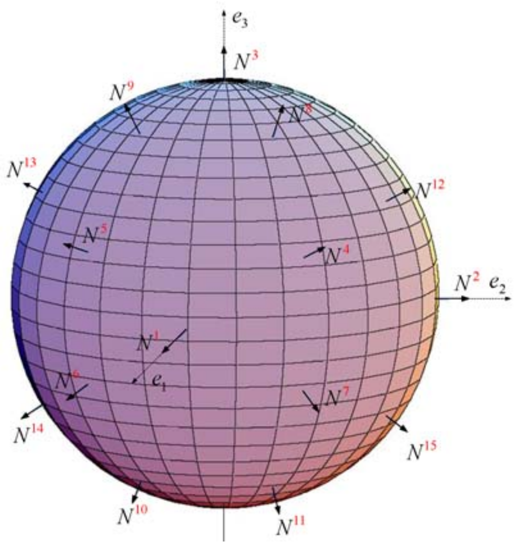


Figure 4. 1 Illustration des vecteurs normaux de plans de faiblesses (15 directions par exemple)

On note $\varepsilon^p(\underline{n})$ comme le tenseur de la déformation plastique locale du plan de faiblesse de normale $\underline{n}$. Comme indiqué précédemment, il est supposé que la déformation plastique totale est le résultat du glissement le long des plans de faiblesse. En conséquence, la déformation plastique peut être calculée par intégration de la déformation $\varepsilon^p(\underline{n})$ sur la surface d'une sphère unité S^2 soit :

$$\mathbf{E}^p = \frac{1}{4\pi}\int_{S^2} \varepsilon^p(\underline{n})dS \tag{4.2}$$

L'hypothèse de microfissures sous forme de disque (penny shape) nous permet de décomposer $\varepsilon^p(\underline{n})$ en une partie normale $\varepsilon^{p,n}$ et une partie tangente $\varepsilon^{p,t}$, comme suit :

$$\varepsilon^{p}(\underline{n}) = \varepsilon^{p,n}(\underline{n}) + \varepsilon^{p,t}(\underline{n}) = \beta(\underline{n})\underline{n} \otimes \underline{n} + \underline{\gamma}(\underline{n}) \overset{s}{\otimes} \underline{n} \tag{4.3}$$

Le variable scalaire $\beta(\underline{n})$ est liée à la déformation plastique volumique et le vecteur $\underline{\gamma}(\underline{n})$ représente la déformation plastique tangente, comme présentés sur la Figure 4. 2.

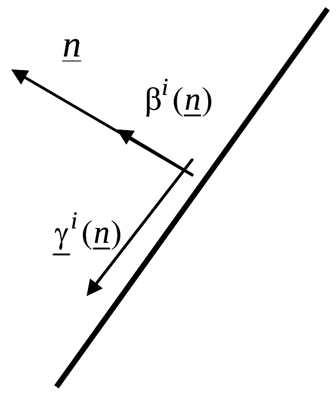


Figure 4. 2 Illustration de la décomposition de la déformation plastique locale

La fonction de distribution de $\varepsilon^{p}(\underline{n})$ est généralement difficile à déterminer, de ce fait, il est proposé de remplacer la forme intégrale (4.2) par une forme discrète. On suppose alors que le matériau est composé de *N* familles de plans de faiblesse, et désignés par leurs vecteurs normaux $\underline{n}^{i}$ ($r = 1,.....N$). Sur la base de considération mathématique et statistique, on peut déterminer les relations qui relient la formulation intégrale à la formulation discrète :

$$\frac{1}{4\pi}\int_{S^2} \underline{n} \otimes \underline{n} dS = \sum_{i=1}^{N} \underline{n}^{i} \otimes \underline{n}^{i} w_g^{i} \tag{4.4}$$

et

$$\frac{1}{4\pi}\int_{S^2} \underline{n} \otimes \underline{n} \otimes \underline{n} \otimes \underline{n} dS = \sum_{i=1}^{N} \underline{n}^{i} \otimes \underline{n}^{i} \otimes \underline{n}^{i} \otimes \underline{n}^{i} w_g^{i} \tag{4.5}$$

w_g^{i} représente les coefficients de poids associés à chaque famille de plans de faiblesse. En conséquence, la déformation plastique totale peut être exprimée sous la forme discrète suivante :

$$\mathbf{E}^{p} = \sum_{i=1}^{N} \mathbf{E}^{p,i} w_g^{i} \tag{4.6}$$

Avec

$$\mathbf{E}^{p,i} = \beta^{i} \underline{n}^{i} \otimes \underline{n}^{i} + \underline{\gamma}^{i} \overset{s}{\otimes} \underline{n}^{i} \tag{4.7}$$

4.3 Formulation thermodynamique du modèle discrète

4.3.1 Description de la plasticité et de l'endommagement

Pour des raisons de simplicité, l'interaction entre les différentes familles de plans de faiblesse est considérée comme négligeable. La forme discrète de l'énergie bloquée plastique ψ_p s'écrit alors :

$$\psi^p = \frac{1}{4\pi}\int_{S^2} \psi^p(\gamma^p(\underline{n}), \omega(\underline{n}))dS = \sum_{i=1}^{N} \psi^{p,i}(\gamma^{p,i}, \omega^i)t^i \tag{4.8}$$

où $\gamma^{p,i}(\underline{n}^i)$ représente la variable d'écrouissage associée à la famille de plans de faiblesse de vecteur normal $\underline{n}^i$. $\gamma^{p,i}(\underline{n}^i)$ est définie par (Zhu et al., 2008):

$$\gamma^{p,i} = \int \dot{\gamma}^{p,i}, \ \dot{\gamma}^{p,i} = (2\mathrm{d}\mathbf{E}^{p,i} : \mathbb{T}^i : \mathrm{d}\mathbf{E}^{p,i})^{1/2} = (\mathrm{d}\underline{\gamma}^i \cdot \mathrm{d}\underline{\gamma}^i)^{1/2} \tag{4.9}$$

Selon la thermodynamique des processus irréversibles, les forces associées à l'évolution de l'endommagement et de l'écrouissage plastique peuvent être déduites de l'énergie bloquée :

$$Y^{\omega,i} = -\frac{\partial \psi^{p,i}}{\partial \omega^i}, \ \eta^{p,i} = \frac{\partial \psi^{p,i}}{\partial \gamma^{p,i}} \tag{4.10}$$

L'incrément de déformation plastique $\mathrm{d}\mathbf{E}^{p,i}$ peut être déterminé à partir de l'écoulement plastique pour chaque orientation. Comme nous l'avons présenté dans les chapitres précédents, afin de déterminer l'écoulement plastique et l'évolution de l'endommagement de chaque orientation, il nécessaire de définir la surface plastique $f^{p,j}$, le potentiel plastique $g^{p,j}$ et le critère d'endommagement $f^{\omega,j}$. Pour les matériaux anisotropes, les fonctions plastiques et l'endommagement peuvent être exprimés comme suit :

$$f^{p,i}(\sigma_n^i, \sigma_t^i, \gamma^{p,i}, \omega^i, p^i) \le 0 \tag{4.11}$$

$$g^{p,i}(\sigma_n^i, \sigma_t^i, \gamma^{p,i}, \omega^i, p^i) = 0 \tag{4.12}$$

$$f^{\omega,i}(\omega^i, Y_\omega^{p,i}) \le 0 \tag{4.13}$$

Dans ces expressions, σ_n^i et σ_n^t représentent respectivement la projection normale et tangentielle suivant chaque orientation du tenseur des contraintes Σ. Sous forme discrète, les valeurs de σ_n^i et σ_n^t sont déterminées par les expressions suivantes :

$$\sigma_n^i = \Sigma : \left(\underline{n}^i \otimes \underline{n}^i\right), \quad \tau^i = \Sigma.\underline{n}^i.\left(\delta - \underline{n}^i \otimes \underline{n}^i\right) \tag{4.14}$$

ω^i est la valeur d'endommagement. Le paramètre directionnel p^i représente l'effet de l'anisotropie structurale du matériau sur l'évolution de la plasticité.

Une fois toutes les fonctions ci-dessus définies, l'écoulement plastique et l'évolution de l'endommagement pour chaque orientation peuvent être déterminés à partir des règles de normalité :

$$\mathrm{d}\mathbf{E}^{p,i} = \mathrm{d}\lambda^{p,i}\frac{\partial g^{p,i}}{\partial \boldsymbol{\Sigma}} = \mathrm{d}\lambda^{p,i}\left(\frac{\partial g^{p,i}}{\partial \sigma_n^i}\frac{\partial \sigma_n^i}{\partial \boldsymbol{\Sigma}} + \frac{\partial g^{p,i}}{\partial \sigma_t^i}\frac{\partial \sigma_t^i}{\partial \boldsymbol{\Sigma}}\right) \tag{4.15}$$

$$\mathrm{d}\omega^i = \frac{\partial f^{\omega,i}}{\partial Y_\omega^{p,i}}\mathrm{d}Y_\omega^{p,i} \tag{4.16}$$

Avec

$$\frac{\partial \sigma_n^i}{\partial \Sigma} = \underline{n}^i \otimes \underline{n}^i,\ \frac{\partial \sigma_n^t}{\partial \Sigma} = \underline{t}^i \overset{s}{\otimes} \underline{n}^i \tag{4.17}$$

Le vecteur $\underline{t}^i = \frac{1}{\sigma_t^i}\Sigma \cdot \underline{n}^i \cdot (\delta - \underline{n}^i \otimes \underline{n}^i)$ représente la direction de la déformation plastique tangente.

Par comparaison de (4.15) et (4.7), on obtient les relations suivantes :

$$\mathrm{d}\beta^i = \mathrm{d}\lambda^{p,i}\frac{\partial g^{p,i}}{\sigma_n^i},\ \mathrm{d}\underline{\gamma}^i = \mathrm{d}\lambda^{p,i}\frac{\partial g^{p,i}}{\partial \sigma_t^i}\underline{t}^i \tag{4.18}$$

La matrice du multiplicateur plastique $\mathrm{d}\lambda^{p,i}$ peut être déterminée par la condition de consistance $\dot{f}^{p,i} = 0$ et $\dot{f}^{\omega,i} = 0$, avec

$$\mathrm{d}\boldsymbol{\Sigma} = \mathbb{C}(\omega) : \mathrm{d}\mathbf{E} - \mathbb{C}(\omega) : \sum_{i=1}^{N}\mathrm{d}\mathbf{E}^{p,i}w_g^i + \mathbb{C}^{'}(\omega)\mathbf{E}^e\mathrm{d}\boldsymbol{\omega} \tag{4.19}$$

Il vient alors :

$$\mathrm{d}\lambda^{p,i} = [\mathbf{M}^{\mathbf{p}}]^{-1} : \left\{\mathbb{C}(\omega) : \frac{\partial f^{p,i}}{\partial \Sigma}\right\} : \mathrm{d}\mathbf{E} \tag{4.20}$$

M^p est la matrice d'interaction entre orientations et ayant les composantes suivantes:

$$M_{ij}^p = \frac{\partial f^{p,i}}{\partial \boldsymbol{\Sigma}} : \mathbb{C}(\omega) : \frac{\partial g^{p,j}}{\partial \boldsymbol{\Sigma}}w_g^j - \frac{\partial f^{p,i}}{\partial \boldsymbol{\Sigma}} : \mathbb{C}^{'}(\omega) : \varepsilon^e\frac{\partial \omega^j}{\partial \gamma^{p,j}} - \frac{\partial f^{p,i}}{\partial \gamma^{p,i}}\frac{\partial g^{p,i}}{\partial \sigma_t^i} \tag{4.21}$$

4.3.2 Couplage entre l'élasticité et l'endommagement

Pour la plupart des géomatériaux et comme cela a déjà été rappelé, les microfissures se développent le long d'orientations privilégiées. En conséquence, la dégradation des propriétés élastiques est aussi anisotrope. Ce phénomène est maintenant pris en compte dans le modèle proposé. Avant de présenter la formulation du modèle dans le cas de matériaux présentant une anisotropie initiale, nous présentons dans un premier temps la formulation discrète du modèle d'anisotropie induite par l'endommagement pour le cas de matériaux isotropes tel que développé par Zhu et al. (2008).

4.3.2.1 Couplage élasticité - endommagement induit d'un matériau isotrope

En utilisant l'approche discrète, la dégradation du tenseur d'élasticité $\mathbb{C}(\omega)$ du matériau isotrope endommagé peut être exprimé par l'expression suivante :

$$\mathbb{C}(\omega) = 2\mu(\omega)\mathbb{K} + 3k(\omega)\mathbb{J} \tag{4.22}$$

Il est supposé que seul le module de cisaillement μ est dégradé par la fissuration induite. Il vient :

$$\mathrm{k}(\omega) = \mathrm{k}, \quad \mu(\omega) = \mu(1-\omega) \tag{4.23}$$

En reportant (4.23) dans l'équation(4.22), on obtient :

$$\mathbb{C}(\omega) = 2\mu(1-\omega)\mathbb{K} + 3k\mathbb{J} = \mathbb{C} - 2\mu\omega\mathbb{K} \tag{4.24}$$

On peut considérer le terme $2\mu\omega\mathbb{K}$ comme étant représentatif de l'effet de l'endommagement sur les propriétés élastiques du matériau sain $\mathbb{C}$. Du fait de l'anisotropie induite par la propagation de plans de faiblesses suivant diverses directions préférentielles, il est nécessaire de remplacer la variable isotrope d'endommagement ω par une fonction $\omega(\underline{n})$ qui représente la distribution spatiale de l'endommagement. Introduisons par soucis de simplification de la formulation mathématique du modèle le tenseur d'ordre 4 $\mathbb{T}$ suivant :

$$T_{ijkl} = \frac{1}{2}(\delta_{ik}n_j n_l + \delta_{il}n_j n_k + \delta_{jk}n_i n_l + \delta_{jl}n_i n_k - 4n_i n_j n_k n_l) \tag{4.25}$$

Dans la base de Walpole (1981), le tenseur d'ordre 4, $\mathbb{T}$, peut directement être relié à la dégradation du module de cisaillement. Le terme $\omega\mathbb{K}$ est alors exprimé par la forme intégrale suivante :

$$\omega\mathbb{K} = \varsigma\frac{1}{4\pi}\int_{S^2}\omega(\underline{n})\mathbb{T}(\underline{n})dS \tag{4.26}$$

Avec

$$\frac{1}{4\pi}\int_{S^2}\mathbb{T}(\underline{n})dS = \frac{2}{5}\mathbb{K}.$$

En introduisant (4.26) dans l'expression (4.24) il vient :

$$\mathbb{C}(\omega) = 2\mu(1-\omega)\mathbb{K} + 3k\mathbb{J} = \mathbb{C} - 2\mu\varsigma\int_{S^2}\omega(\underline{n})\mathbb{T}(\underline{n})\mathrm{d}S \tag{4.27}$$

Finalement, sous forme discrète le tenseur d'élasticité du matériau initialement isotrope soumis à un endommagement induit (4.27) prend la forme :

$$\mathbb{C}(\omega) = \mathbb{C} - 2\mu\sum_{i=1}^{N}\omega^i\mathbb{T}^i w_g^i = 3k\mathbb{J} + 2\mu\varsigma(\mathbb{I} - \sum_{i=1}^{N}\omega^i\mathbb{T}^i w_g^i) : \mathbb{K} \tag{4.28}$$

4.3.2.2 Extension au cas d'un matériau initialement anisotrope

Afin de formuler le tenseur d'élasticité endommagé du matériau anisotrope, nous procédons à une analyse microstructurale du matériau. Au niveau microstructural, l'hypothèse de 'micro-isotropie' (Cheng, 1991), rappelée ci-dessous, est adoptée. Pour les matériaux anisotropes, les grains solides peuvent être considérés isotropes à l'échelle microscopique, et l'anisotropie inhérente est principalement induite par des défauts et des plans de faiblesse orientés dans la matrice solide. En se basant sur cette hypothèse de 'micro- isotropie', pour les matériaux anisotropes, on définit des valeurs constantes du module de compressibilité k^s et de cisaillement μ^s du solide de la matrice. La matrice d'élasticité macroscopique endommagée $\mathbb{C}(\omega)$ peut alors être considérée comme la superposition de trois états, comme présenté dans la Figure 4. 3.

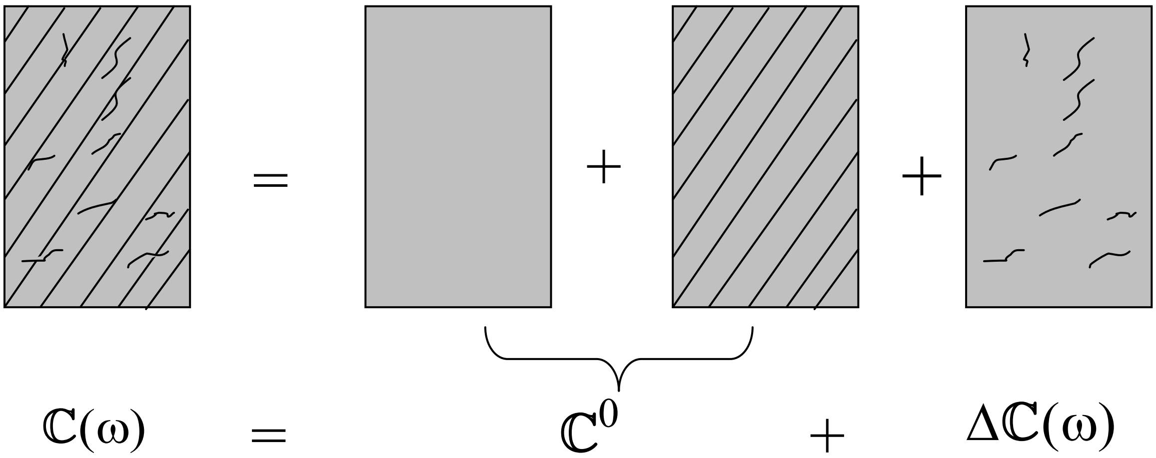


Figure 4. 3 Illustration de la combinaison de la matrice d'élasticité

Finalement, pour les matériaux anisotropes endommagés, la matrice d'élasticité actuelle $\mathbb{C}(\omega)$ peut être défini par l'équation suivante :

$$\mathbb{C}(\omega) = \mathbb{C}^0 + \Delta\mathbb{C}_{ijkl}(\omega) \tag{4.29}$$

où $\mathbb{C}^0$ représente la matrice d'élasticité issue de la combinaison de la matrice solide isotrope et des plans de stratification. La formulation de $\mathbb{C}^0$ a déjà été abordé dans le chapitre précèdent. Le terme $\Delta\mathbb{C}(\omega)$ représente la modification de la matrice d'élasticité provoquée par l'endommagement induit au cours du chargement. Par comparaison de (4.29) à l'équation(4.28), il vient :

$$\Delta\mathbb{C}(\omega) = -2\mu^s \varsigma \sum_{i=1}^{N} \omega^i \mathbb{T}^i w_g^i \tag{4.30}$$

Et on a :

$$\mathbb{C}'(\omega) = \Delta\mathbb{C}'(\omega) = -2\mu^s \varsigma \sum_{i=1}^{N} \mathbb{T}^i w_g^i \tag{4.31}$$

Dans cette équation, μ^s représente le module de cisaillement du solide de la matrice.

4.4 Modèle spécifique pour l'argilite de Tournemire

4.4.1 Formes retenues pour la plasticité

Une surface de charge plastique de type Mohr-Coulomb est adoptée pour décrire le glissement frottant au niveau des plans de faiblesse. Cette surface de charge prend en compte l'écrouissage plastique et le radoucissement pendant le processus de glissement. Suivant l'approche discrète, pour la *i*-ème orientation, la surface de charge (la condition de glissement) peut être exprimée sous la forme suivante:

$$f^{p,i} = \sigma_t^i + \eta^i (m^i \sigma_n^i - c^i) \tag{4.32}$$

Dans cette équation, l'anisotropie inhérente structurale est prise en considération via les paramètres directionnels m^i et c^i qui sont liés respectivement à l'angle de frottement et la cohésion pour chaque orientation.

L'écrouissage plastique et le radoucissement sont décrits par la fonction d'écrouissage, $\eta^i(\gamma^p)$. La forme suivante pour $\eta^i(\gamma^p)$ est adoptée dans cette étude :

$$\eta^i = (1\text{-}\omega^i) \frac{\gamma^{p,i}}{b_1 + \gamma^{p,i}} \tag{4.33}$$

Inspirés par la formulation de la plasticité isotrope, nous proposons la formulation de la variable d'écrouissage $\gamma^{p,i}$:

$$\gamma^{p,i} = \frac{\int (2\mathrm{d}\mathbf{E}^{p,i} : \mathbb{T} : \mathrm{d}\mathbf{E}^{p,i})^{1/2}}{\chi_p}, \quad \chi_p = \left[\frac{\langle p - p_0 \rangle + p_0}{p_0} \right]^{b_2} \tag{4.34}$$

$\mathrm{d}\mathbf{E}^{p,i}$ est le tenseur incrémental de déformation plastique. Le coefficient de normalisation χ_p est introduit aussi dans ce modèle afin de mieux décrire la forte sensibilité de l'écrouissage plastique à la contrainte moyenne. p_0 est le seuil de cette influence, et une valeur constante de 1MPa est adoptée ici.

Comme nous l'avons souligné, les deux paramètres m^i et c^i dépendent de l'anisotropie inhérente des matériaux. Nous présentons ici l'évolution du paramètre m avec l'orientation du chargement en employant le concept du tenseur de fabrique, (le paramètre c peut être déterminé par une procédure identique). La forme exponentielle proposée par Lee et Pietruszczak (2008) est utilisée ici. En comparaison avec les autres formulations proposées dans la littérature (Pietruszczak et al.,1998 ; Lydzba et al., 2003), les paramètres utilisés dans cette formulation peuvent facilement être déterminés. , Cela présente évidemment est d'un grand intérêt pour la modélisation du comportement du matériau. La distribution spatiale de m est donc définie par l'expression suivante :

$$m^i = a_1^m + a_2^m \exp(\underline{n}^i \cdot \Omega^m \underline{n}^i) \tag{4.35}$$

où Ω^m est le tenseur de second ordre qui décrit la distribution spatiale du paramètre m. Dans cette fonction, $\underline{n}^i$ représente le vecteur normal de la i-ème famille de plans de faiblesse dans le repère structural (S, $\underline{N}$) où $\underline{N}$ représente le vecteur normal à la stratification (cf. Figure 4. 4).

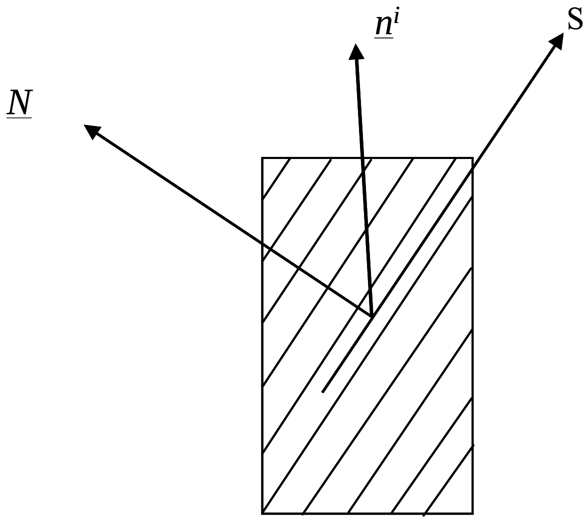


Figure 4. 4 Définition du repère $(S, \underline{N})$

Concernant le potentiel plastique, dans cette étude, afin de reproduire l'évolution de la transition contractance/dilatance, une loi d'écoulement non associé est adoptée :

$$Q = \sigma_t^i + (\eta^i - \beta_0)(1-\omega^i)m^i\sigma_n^i \tag{4.36}$$

Où β_0 définit le point de transition de contractance /dilatance.

4.4.2 Critère d'endommagement

Une fonction identique à celle utilisée dans le chapitre 4, est adoptée comme critère d'endommagement pour chaque orientation du matériau:

$$f_\omega(Y_\omega^{p,i}, \omega^i) = \omega_c \tanh\left(B_\omega Y_\omega^{p,i}\right) - \omega^i \le 0 \tag{4.37}$$

Le paramètre ω_c est la valeur critique d'endommagement. Le paramètre B_d contrôle la cinétique de l'endommagement. $Y_d^{p,i}$ est la force thermodynamique associée à l'endommagement:

$$Y_\omega^{p,i}(\gamma^{p,i}) = -\frac{\partial \psi_p^i}{\partial \omega^i} = \gamma^{p,i} - b_1 \ln \frac{b_1 + \gamma^{p,i}}{b_1} \tag{4.38}$$

4.5 Schéma d'intégration

Dans cette section, l'implémentation numérique du modèle proposé est présentée. Le modèle est mis en œuvre dans un code d'intégration à un élément et un point d'intégration développé dans le laboratoire 'Valrock'. Le transfert vers un code de calcul par éléments finis est très facile. Dans ce code, à chaque pas de temps, un incrément de déformation est déterminé au point de Gauss.

L'algorithme général d'intégration du *k-ième* incrément de charge est le suivant :

1, Au début de la *k*-ième étape, les valeurs des variables suivantes sont connues :

$$\mathbf{\Sigma}_{k-1}, \mathbf{E}_{k-1}, \omega^i_{k-1}, \underline{\gamma}^i_{k-1}, \beta^i_{k-1}, \gamma^{p,i}_{k-1}$$

2, démarrage de la boucle itérative sur les j ;

3, Calcul de la déformation totale actuelle $\mathbf{E}_{k,j} = \mathbf{E}_{k,j-1} + \Delta\mathbf{E}_{k,j}$;

4, Mise à jour de la matrice d'élasticité $\mathbb{C}(\omega_{k,j-1})$ et estimation des contraintes et des déformations élastiques

$$\mathbf{\Sigma}_{k,j} = \mathbb{C}(\omega_{k,j-1}) : (\mathbf{E}_{k,j} - \mathbf{E}^p_{k,j-1})$$

Avec $\mathbf{E}^p_{k,j-1} = \sum_{i=1}^{N} (\beta^i_{k,j-1} \underline{n}^i \otimes \underline{n}^i + \underline{\gamma}^i_{k,j-1} \overset{s}{\otimes} \underline{n}^i)$.

5, Vérification de la surface de charge $f^{p,i}_{j-1}(\mathbf{\Sigma}_{k,j}, \eta_{k,j-1}, m_i, c_i) \le 0$ pour chacune des orientations et détermination du multiplieur plastique avec l'équation (4.20).

6, Pour le cas $f^{p,i}_{j-1} > 0$, calcul de l'incrément $d\underline{\gamma}^i_{k,j}$ et $d\beta^i_{k,j}$, mise à jour des variables $\underline{\gamma}^i_{k,j}$, $\beta^i_{k,j}$, $\gamma^{p,i}_{k,j}$ ($\gamma^{p,i}_{k,j} = \gamma^{p,i}_{k,j-1} + d\gamma^{p,i}_{k,j}$);

7, Calcul de la force d'endommagement $Y_\omega(\gamma^{p,i}_{k,j})$, et vérification du critère d'endommagement $f^i_\omega \le 0$. Pour le cas $f^i_\omega > 0$, détermination de l'incrément d'endommagement $d\omega^i_{k,j}$;

8, Mise à jour de la matrice d'élasticité $\mathbb{C}(\omega_{k,j})$, et des variables internes $\mathbf{E}^p_{k,j}$ $\mathbf{\Sigma}_{k,j}$, $\eta^i_{k,j}$, $\frac{\partial f^{p,i}}{\partial \mathbf{\Sigma}}$, $\frac{\partial g^{p,j}}{\partial \mathbf{\Sigma}}$;

9, Retour à l'étape N°5 si $f^{p,i}_{j-1}(\mathbf{\Sigma}_{k,j}, \eta_{k,j-1}, m_i, c_i) \le 0$ n'est pas satisfaite pour toutes les orientations, poursuite du calcul à partir de la 5éme étape ;

10, Vérification de la condition de convergence $\sqrt{\Delta\mathbf{E}_{k,j} : \Delta\mathbf{E}_{k,j}} \Big/ \sqrt{\Delta\mathbf{E}_k : \Delta\mathbf{E}_k} < \zeta$ (ζ représente la tolérance vis-à-vis de la convergence). Si la condition est remplie, sortie de la boucle itérative. Dans le cas contraire, incrémentation $j = j+1$, et redémarrage du calcul à partir de l'étape 3. Retour de l'opérateur tangent

$$\mathbb{C}^{\tan} = C_{ijkl}(\omega)C - \{C_{ijrs}\frac{\partial g^{p,i}}{\partial \Sigma_{rs}}\}^t [\mathbf{M}^p]^{-1}_{ij}\{C_{klpq}\frac{\partial f^{p,j}}{\partial \Sigma_{pq}}\}w_g^j$$

11, Mise à jour des variables $\Sigma_k = \Sigma_{k,j}$, $\underline{\gamma}_k^i = \underline{\gamma}_{k,j}^i$, $\beta_k^i = \beta_{k,j}^i$, $\omega_k^i = \omega_{k,j}^i$, $\gamma_k^{p,i} = \gamma_{k,j}^{p,i}$, et début du calcul du $(k+1)$ -ième pas de calcul.

4.6 Validation du modèle proposé

4.6.1 Identification des paramètres

Les paramètres du modèle sont déterminés à partir des résultats expérimentaux obtenus sur l'argilite de Tournemire (Niandou, 1994).

Dans le modèle proposé, l'influence de l'anisotropie inhérente sur l'écoulement plastique est représentée par les paramètres directionnels m et c. Pour les matériaux isotropes transverses, l'équation (4.35) peut être transformée comme suit:

$$m^i = a_1^m + a_2^m \exp\left[\Omega_0^m\left(1-3\cos^2\beta^i\right)\right] \quad (4.39)$$

où $\Omega_0^m = \Omega_1^m = \Omega_3^m = -\Omega_2^m/2$ représente les composante de la partie déviatorique du tenseur de fabrique dans le repère structural, et β^i représente l'angle entre le vecteur normal de la stratification $\underline{N}$ et celui de la i-ème famille de plans de faiblesse $\underline{n}^i$, comme présenté dans la Figure 4. 5 et la Figure 4. 6.

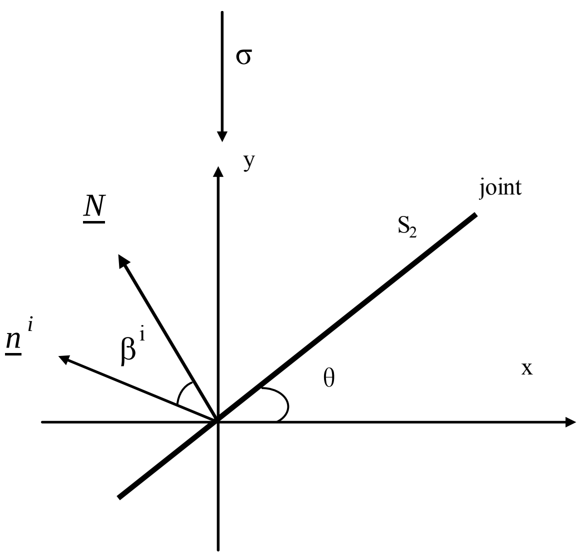


Figure 4. 5 *Définition du repère structural*

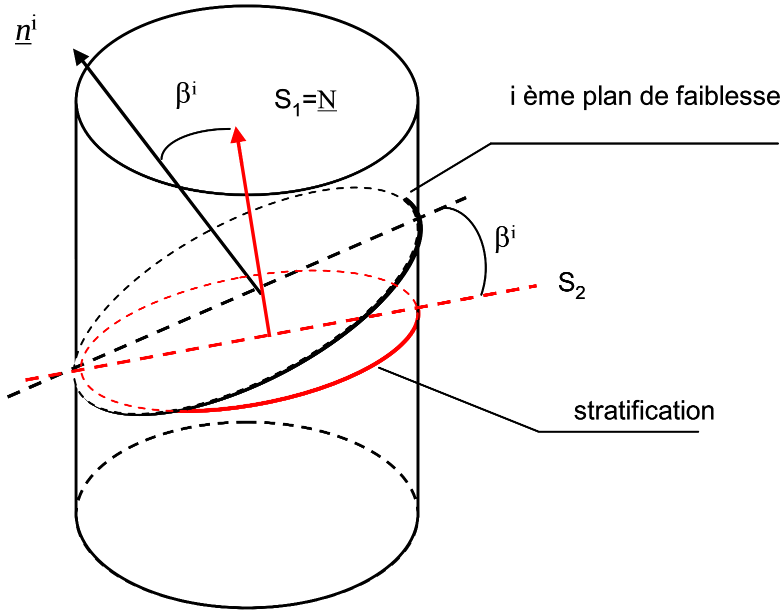


Figure 4. 6 Illustration de l'angle β^i en 3D

De la même façon, le paramètre c s'exprime sous la forme suivante :

$$c^i = a_1^c + a_2^c \exp\left[\Omega_0^c\left(1-3\cos^2\beta^i\right)\right] \tag{4.40}$$

La dépendance directionnelle des paramètres m et c est donc décrite via les six paramètres $\left\{a_1^m, a_2^m, \Omega_0^m\right\}$ et $\left\{a_1^c, a_2^c, \Omega_0^c\right\}$. Ces paramètres peuvent être déterminés à partir des essais de cisaillement direct (le long des orientations différentes par rapport à la stratification) ou à partir des essais triaxiaux en compression sur les échantillons ayant des angles d'inclinaison différents.

Selon les expressions (4.39) et (4.40), une fois les valeurs de m et c pour $\beta^i = 0$ et $\beta^i = \beta^*$ déterminées, on peut obtenir les valeurs de $a_1^m, a_2^m, a_1^c, a_2^c$ en utilisant les relations suivantes :

$$a_1^m = \frac{m_{\beta^*}\exp(-2\Omega_0^m) - m_0\exp(\lambda\Omega_0^m)}{\exp(-2\Omega_0^m) - \exp(\lambda\Omega_0^m)} \tag{4.41}$$

$$a_2^m = \frac{m_0 - m_{\beta^*}}{\exp(-2\Omega_0^m) - \exp(\lambda\Omega_0^m)} \tag{4.42}$$

$$a_1^c = \frac{c_{\beta^*}\exp(-2\Omega_0^c) - c_0\exp(\lambda\Omega_0^c)}{\exp(-2\Omega_0^c) - \exp(\lambda\Omega_0^c)} \tag{4.43}$$

$$a_2^c = \frac{c_0 - c_{\beta^*}}{\exp(-2\Omega_0^c) - \exp(\lambda\Omega_0^c)} \tag{4.44}$$

Où $\lambda = (1 - 3\cos^2 \beta^*)$

Dans le cas des géomatériaux isotropes transverses, deux mécanismes de rupture peuvent généralement être mis en évidence. Le premier mécanisme est un mécanisme de rupture par glissement le long des plans de stratification que l'on observe lors des essais clinotropes. Le second, observé lors des essais avec une direction de chargement perpendiculaire aux plans de stratification est un mécanisme de rupture par cisaillement de la matrice (à travers les plans). Afin de déterminés les paramètres m et c pour $\beta_i = 0$ et $\beta_i = \beta^*$, nous supposerons que les deux mécanismes sont distincts et n'interagissent pas.

Rupture par glissement

Dans le cas d'une rupture par glissement, l'orientation de la rupture suit l'orientation de la stratification (cf. Figure 4. 7). La contrainte de cisaillement et la contrainte normale à ce plan valent respectivement :

$$2\tau = (\sigma_1 - \sigma_3)\cos(2\alpha) = (\sigma_1 - \sigma_3)\cos\phi \tag{4.45}$$

$$2\sigma_n = (\sigma_1 + \sigma_3) - (\sigma_1 - \sigma_3)\sin(2\alpha) = (\sigma_1 + \sigma_3) - (\sigma_1 - \sigma_3)\sin\phi \tag{4.46}$$

La variable ϕ représente l'angle de frottement le long du plan de rupture, et α désigne l'angle entre le plan de rupture et la direction horizontale. En considérant $\alpha = \theta$ pour le cas d'une rupture par glissement, les valeurs de τ et σ_n peuvent être obtenues à partir des équations (4.45) et (4.46). Les couples (τ, σ_n) sont alors déterminés à partir des essais triaxiaux effectués pour une unique orientation mais diverses pressions de confinement. Par application du critère de rupture, on peut alors obtenir, par régression linéaire, les paramètres m et c des plans de faiblesse parallèles à la stratification (cf. Figure 4. 8).

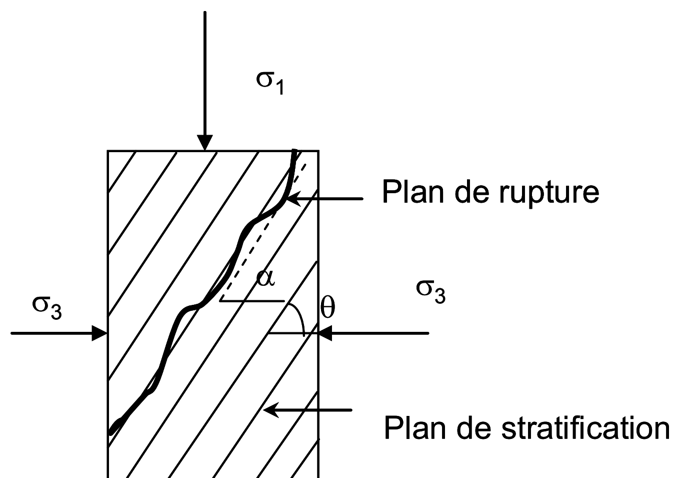


Figure 4. 7 Principe de la rupture de glissement

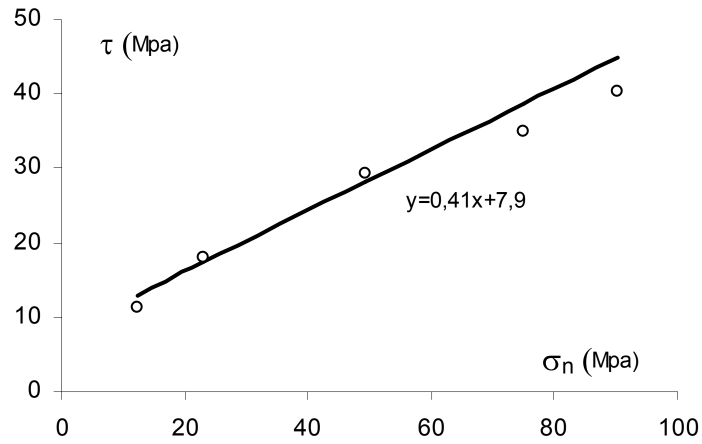


Figure 4. 8 Détermination des paramètres m et c ($\theta = 45^o$)

Les valeurs obtenues à partir des essais effectués pour l'orientation θ=45° sont m=0.41,c=7.9MPa.

Rupture de cisaillement

Lors de la rupture par cisaillement à travers les plans, l'angle de rupture n'est pas connu à l'avance. Le calcul de σ_n et τ n'est donc pas possible.

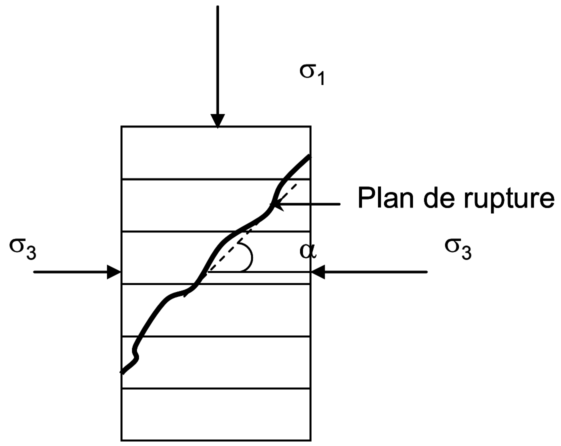


Figure 4. 9 Illustration de la rupture en matrice

Afin de déterminer les valeurs du plan de rupture, la méthode de Raleigh et Paterson (1965) est adoptée dans ce travail. Cette méthode consiste à déterminer la droite de régression reliant les déviateurs à la rupture à la pression de confinement. Suivant les notations de la Figure 4. 10 , la cohésion et l'angle de frottement peuvent être déterminés par les relations suivantes :

$$\sin\phi = \frac{\tan\gamma}{2+\tan\gamma} \qquad et \qquad c = g\frac{\tan\phi}{\tan\gamma} \tag{4.47}$$

Et

$$m = \tan\phi \tag{4.48}$$

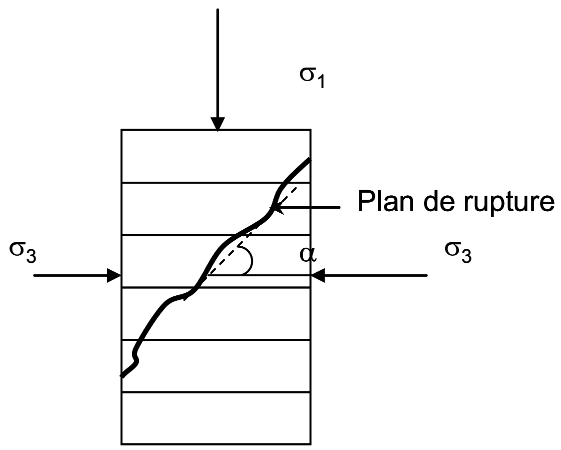


Figure 4. 10 : Relation entre les paramètres du critère de Mohr-Coulomb et les valeurs de la régression linéaire

En se basant sur les données expérimentales pour le cas $\theta = 0^o$, les couples de points ($\sigma_3, (\sigma_1 - \sigma_3)_{rup}$) et la droite de régression associée sont représentés sur la Figure 4. 11.

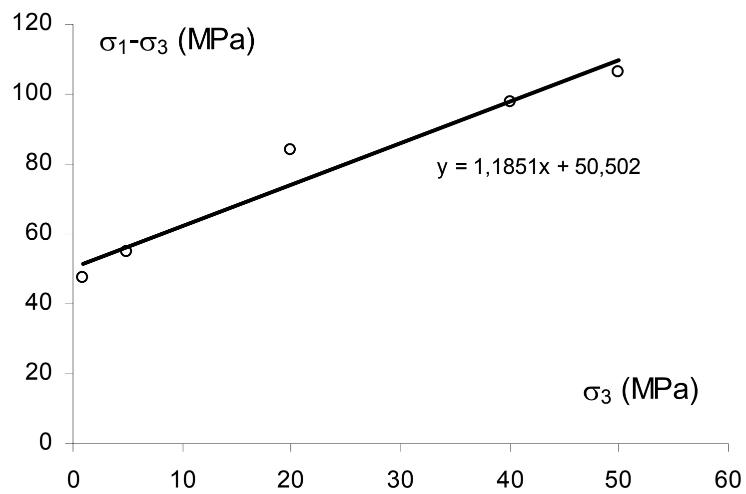


Figure 4. 11 : Détermination des paramètres c et $\tan\phi$ (m) pour la rupture en matrice

Les valeurs des paramètres c et m sont ensuite obtenues pour $\theta = 0^o$:

$$c = 16.91\text{MPa} \quad m = \tan\phi = 0.405$$

A partir de la relation (4.45) et (4.46), on obtient $\alpha = 55^o$. Les valeurs obtenues peuvent donc être considérées comme celles de la famille des plans de faiblesse ayant un angle de 55^o avec la stratification, i.e. $\beta^* = 55^o$.

Comme on peut le constater, les valeurs de m pour $\beta = 0^o$ et $\beta = 55^o$ évoluent oeu. Aussi une unique valeur de m est retenue quelque soit l'orientation. En considérant qu'une très petite variation de m est observée pour les cas, une valeur constante de m est retenue. Une fois que la valeur de Ω_0^c est fixé, les valeurs a_1^c et a_2^c peuvent être déterminées à partir des relations (4.43) et (4.44) dont $\beta^* = 55^o$.

La valeur de Ω_0^c détermine la distribution de la résistance en fonction de d'inclinaison de la stratification. Dans notre étude, trois valeurs différentes ($-0.5, -1, -2$) de Ω_0^c sont étudiées. Les distributions spatiales de c pour ces trois valeurs sont présentées dans la Figure 4. 11.

Les résultats numériques de la résistance en fonction de l'inclinaison de la stratification sont quant à eux présentés sur la Figure 4. 12. On peut remarquer que Ω_0^c contrôle essentiellement la cinétique de la variation de la résistance en fonction de l'orientation. Par comparaison à la distribution expérimentale de la résistance, $\Omega_0^c = -0.5$ est la valeur retenue dans les simulations. Il faut souligner ici que, avec l'approche discrète, la prédiction numérique est sensible au nombre d'orientation choisi. Pour les matériaux isotropes, il est trouvé qu'une distribution de 15 orientations (famille des plans de faiblesse) est déjà suffisante d'obtenir des résultats stables (Zhu et al. 2008). Cependant, à cause de l'existence de l'anisotropie inhérente, cela ne suffit plus pour les matériaux initialement anisotropes. Dans les simulations, une distribution de 61 orientations (Bazant et Oh, 1986) est adoptée.

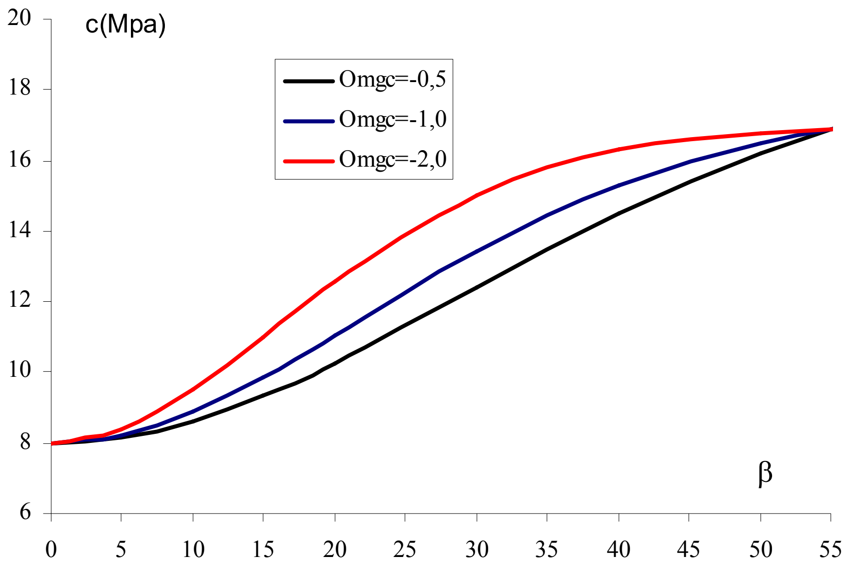


Figure 4. 12 Distribution directionnelle de c en fonction de $\beta(m = 0.41; c_0 = 7.9, c_{55} = 16.9)$

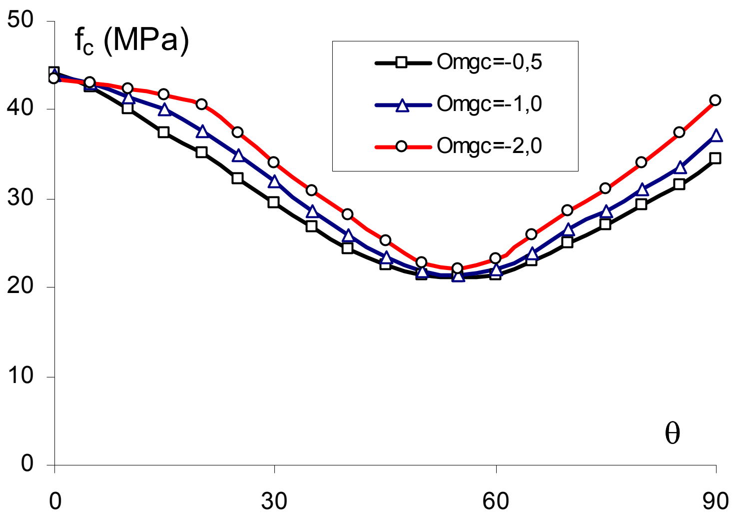


Figure 4. 13 Influence de Ω_c^0 sur la résistance

Les autres paramètres dans les fonctions plastiques et le critère d'endommagement peuvent être déterminés suivant les méthodes exposées dans les chapitres précédents.

L'ensemble des valeurs utilisées dans les simulations est récapitulé dans le Tableau 4. 1. Comme nous l'avons indiqué dans le chapitre précédent, la pression de confinement a une très grande influence sur les propriétés élastiques, qui ne peuvent pas être considérées comme constantes. Les valeurs des propriétés élastiques dans le chapitre précédent sont utilisées directement dans les simulations

Tableau 4. 1 Valeurs représentatives des paramètres de l'argilite Tournemire

Classe	Notations et Valeurs
Paramètres plastiques	m=0.41, Ω_0^c=-0.5, $a_1^c = 22.03213$, $a_2^c = -5.16213$, b_1=5.0$E-3$, β_0=0.4, $b_2 = 0.1$
Paramètres d'endommagement	B_ω=1.0,ω_c=0.8

4.6.2 Simulation numérique

La Figure 4. 14 présente la comparaison entre les données expérimentales et les prédictions numériques de la résistance à la compression uniaxiale pour les différentes orientations θ. Comme cela peut être remarqué, une bonne concordance est obtenue.

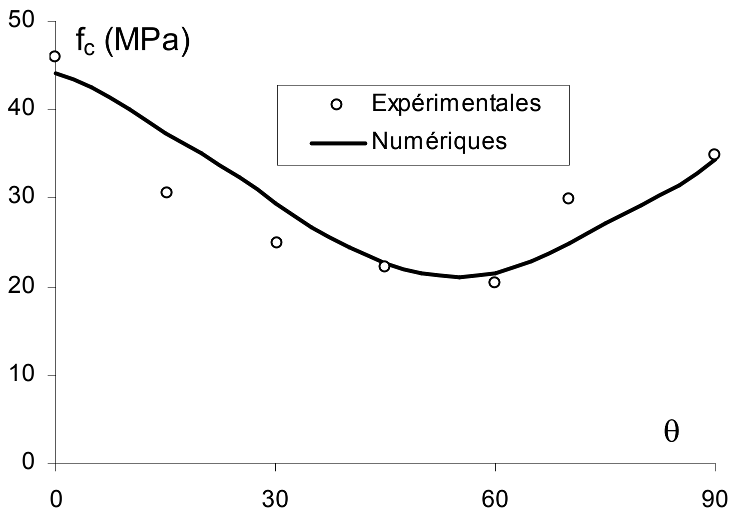
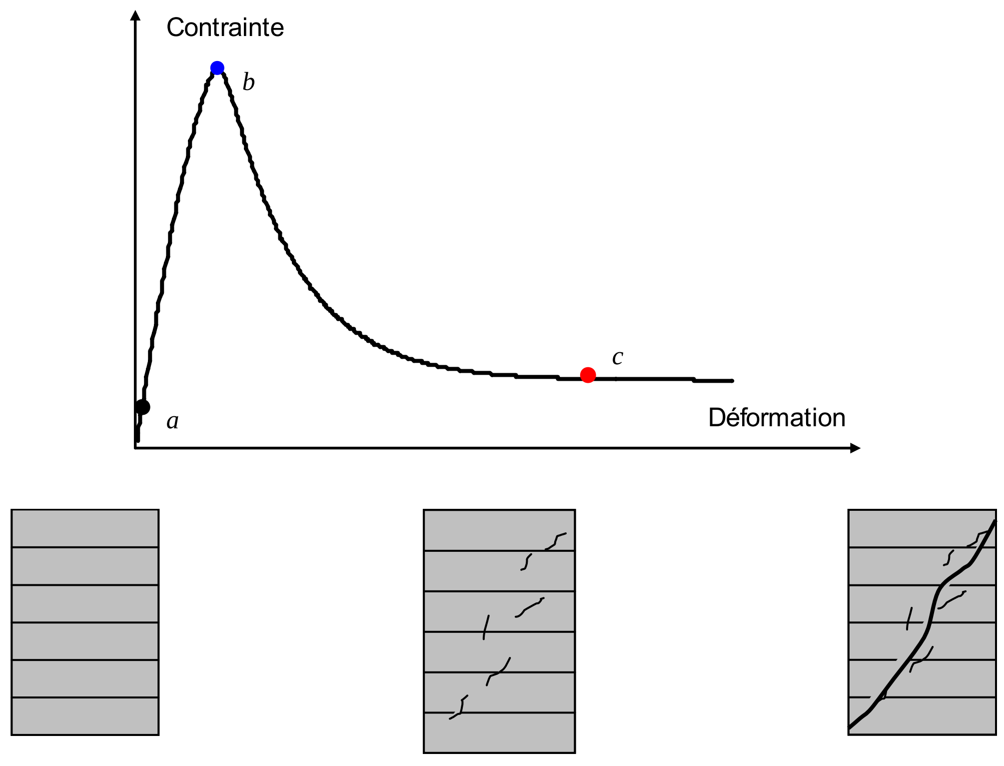


Figure 4. 14 Variation de la résistance des essais en compression uniaxiale

Comme souligné en introduction, la prise en compte du couplage entre les anisotropies inhérente et induite est l'objectif principal de cette étude. Si on considère $(1-\omega^i)$ comme le coefficient traduisant l'effet de l'endommagement induit de chaque orientation sur le paramètre directionnel c^i qui est contrôlé par l'anisotropie inhérente, la variable $(1-\omega^i)c^i$ peut être considéré comme valeur représentative du couplage entre les anisotropies inhérente et induite.



(a) phase élastique (b) au pic (c) phase résiduelle

Figure 4. 15 Evolution de la fissuration au cours du chargement

Afin d'étudier l'évolution de la distribution de cette variable, trois états représentatifs atteint au cours du chargement sont étudiés : la phase élastique, la rupture, et la phase résiduelle (cf. Figure 4. 15).

La variation de $(1-\omega^i)c^i$ pour $\theta = 0^o$ d'essai en compression uniaxiale est présentée sur la Figure 4. 16 dans le repère (S_1, S_2). Dans la phase élastique (cf. Figure 4. 15(a)), puisqu'il n'y a pas de glissement plastique, $\omega^i = 0$ pour toutes les orientations. Dans le repère (S_1, S_2), la ligne noir seul apparaît la distribution initial du paramètre directionnel c qui est contrôlé par l'anisotropie inhérente. Avec l'augmentation du niveau des contraintes, des glissements plastiques se développent et s'orientent suivant des orientations privilégiées. Au pic de rupture qui est un point limite pour la propagation stable des microfissures, on observe bien l'effet de l'endommagement qui induit une diminution de la valeur de $(1-\omega^i)c^i$ suivant diverses directions. Cela est en accord avec l'observation expérimentale de l'apparition de microfissures avant rupture des échantillons (cf. Figure 4. 15(b)). Après rupture, il y a propagation instable de la microfissuration qui se localise donnant naissance à une macrofissure. (cf. Figure 4. 15(c)). Le modèle met bien en évidence cette localisation des microfissures. En effet, la valeur de $(1-\omega^i)c^i$ chute dans une direction unique qui est donc représentative de l'orientation de la macrofissure. Cela est en accord avec les observations expérimentales (Niandou, 1994).

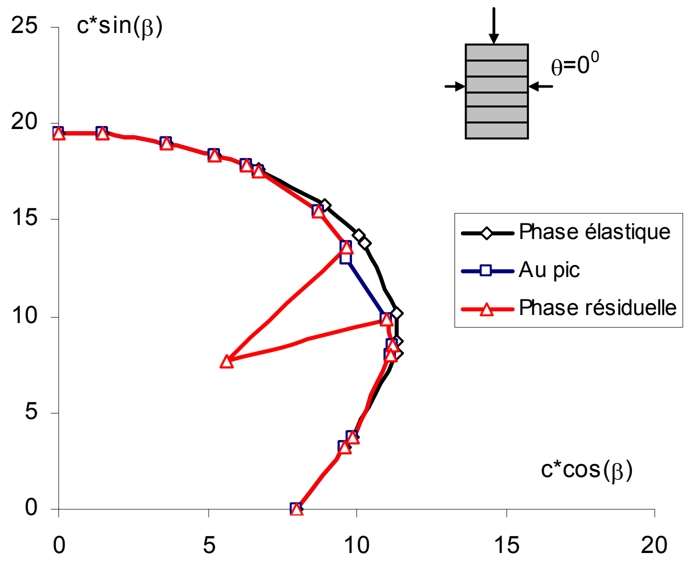


Figure 4. 16 Variation de $(1-\omega^i)c^i$ au cours du chargement ($\theta = 0^o$)

De même, les variations de $(1-\omega^i)c^i$ pour $\theta = 45^o$ et $\theta = 90^o$ sont présentées sur la Figure 4. 17 et la Figure 4. 19. Pour le cas $\theta = 45^o$ (cf. Figure 4. 17), on peut observer que l'effet de l'endommagement reste très limité jusqu'au pic. Cela indique que le moteur du comportement pour cette orientation est bien la plasticité qui se développe par glissement le long des plans de stratification. Puis, lors de la phase résiduelle, la dégradation de $(1-\omega^i)c^i$ apparaît pour une orientations avec une valeur de β très petite. L'endommagement se localise donc suivant une orientation proche de l'orientation de la stratification (quasi parallèle). La macrofissure est donc essentiellement localisé dans un plan de stratification ce qui correspond bien à la rupture par glissement, expérimentalement observée et présentée sur la Figure 4. 18.

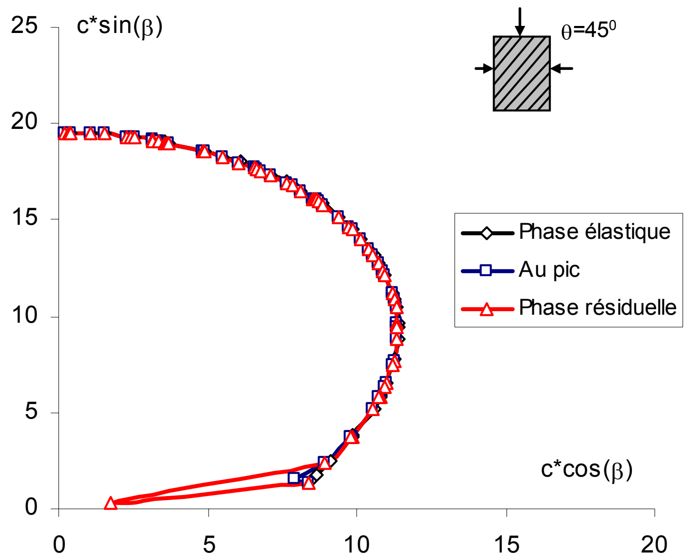


Figure 4. 17 Variation de $(1-\omega^i)c^i$ au cours du chargement ($\theta = 45^o$)

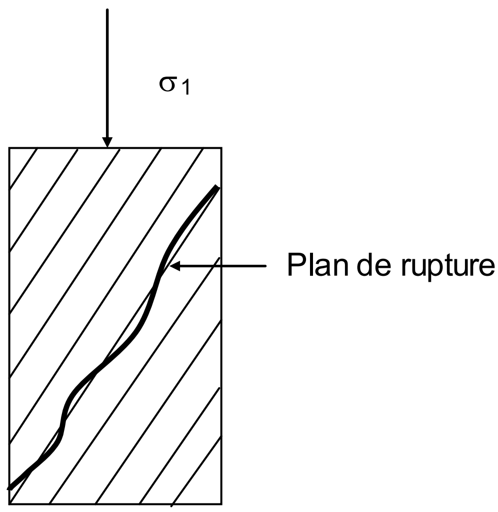


Figure 4. 18 Illustration de la rupture de glissement

Pour l'orientation $\theta = 90^o$, on peut constater que l'endommagement se développe initialement le long d'une orientation d'environ $\beta = 20^o$. Puis, dans la phase post pic, la microfissuration se localise suivant une direction proche de l'orientation des plans de stratification. Cela peut être mis en rapport avec le mode de rupture observé lors des essais qui fait intervenir à la fois une rupture par cisaillement de la matrice mais aussi une rupture en colonnette liée à l'ouverture des plans de stratification et à leurs fluage.

En conclusion, on peut considérer que les modes d'endommagement et de rupture sont bien reproduites par le modèle.

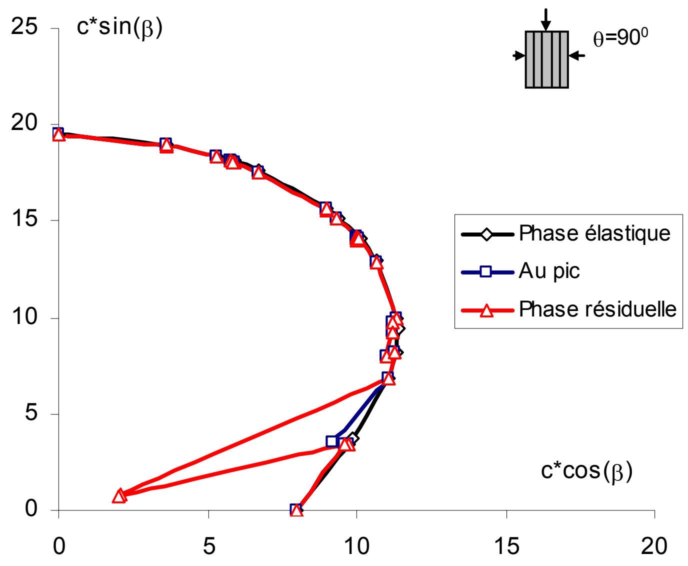


Figure 4. 19 Variation de $(1-\omega^i)c^i$ au cours du chargement ($\theta = 90^o$)

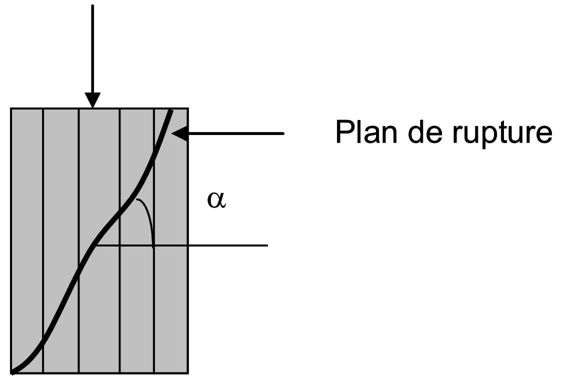
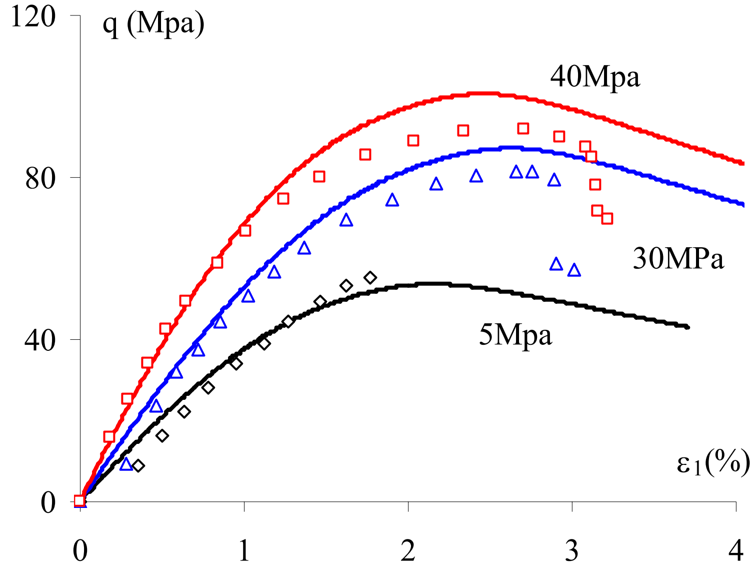
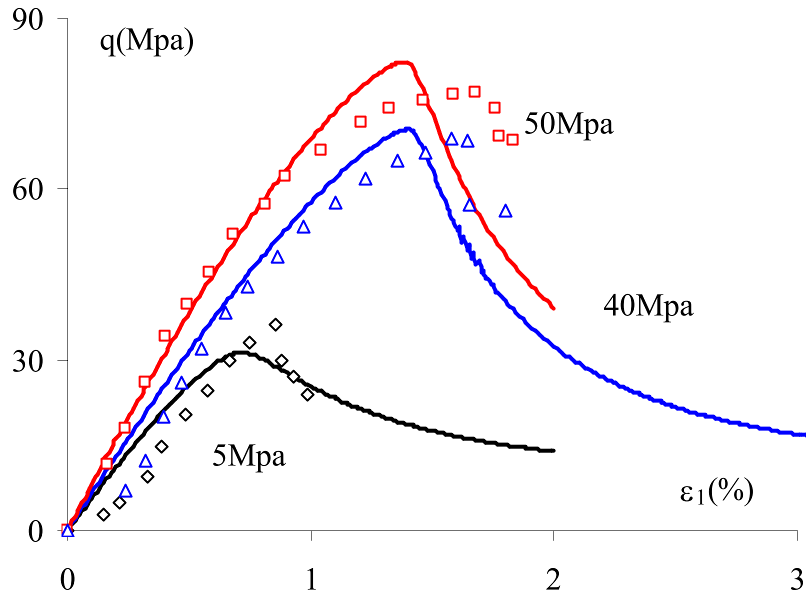


Figure 4. 20 Illustration de la rupture pour $\theta = 90^o$

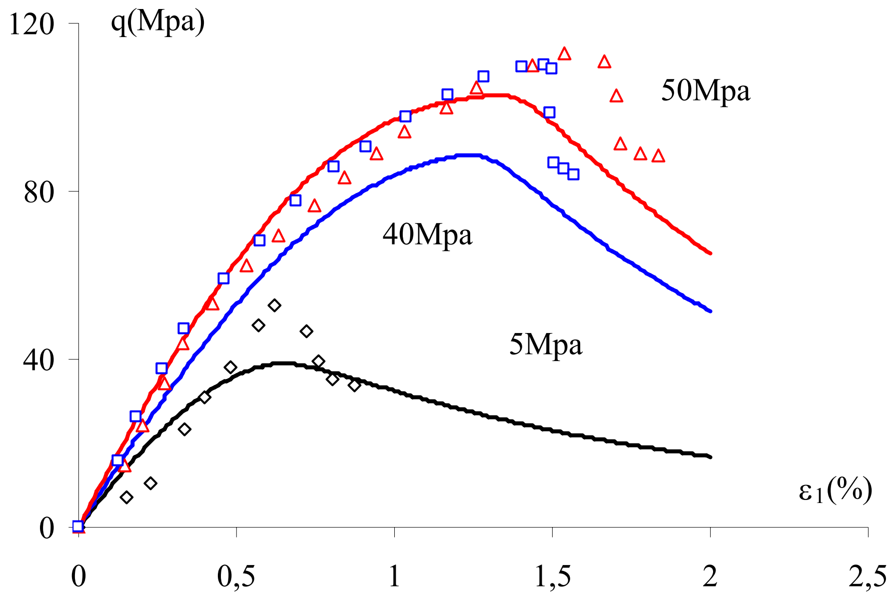
La Figure 4. 21, permet la comparaison des résultats numériques et expérimentaux des essais en compression triaxiale sous diverses pressions de confinement. D'un point de vue qualitatif, les résultats numériques s'accordent bien avec les données expérimentales. Toutefois, des écarts sont observables. Cela peut être attribué d'une part à la forte anisotropie inhérente du matériau, mais aussi à l'existence d'une importante variabilité dans les données expérimentales



(a) $\theta = 0^o$



(b) $\theta = 45^o$



(c) $\theta = 90^o$

Figure 4. 21 Comparaison entre données expérimentales et simulations des essais de compression triaxiale pour différentes orientations de chargement

4.6.3 Etudes paramétriques

Dans le modèle proposé, l'anisotropie inhérente (structurale) est représentée par les paramètres directionnels m et c. Dans la simulation précédente, une valeur constante pour m a été adoptée. Afin d'étudier l'influence de ce paramètre, une étude paramétrique en considérant une variation spatiale de ce paramètre est réalisée dans cette section.

Afin de rendre compte que de l'influence de la variation spatiale de m, nous considérons dans les simulations suivante valeur constante de c ($c = 16\text{MPa}$). Il est en outre supposé que $m_0 = 0.3$ *et* $m_{70} = 1$. Ces deux dernières valeurs sont des valeurs posées arbitrairement afin d'étudier l'effet de la variation spatiale de m. Enfin, en vue d'étudier l'influence de Ω_0^m , trois valeurs différentes ($\Omega_0^m = -0.5; -1; -2$) sont considérées dans les simulations suivantes. Les distributions spatiales de m pour les trois valeurs de Ω_0^m sont présentées sur la Figure 4. 22.

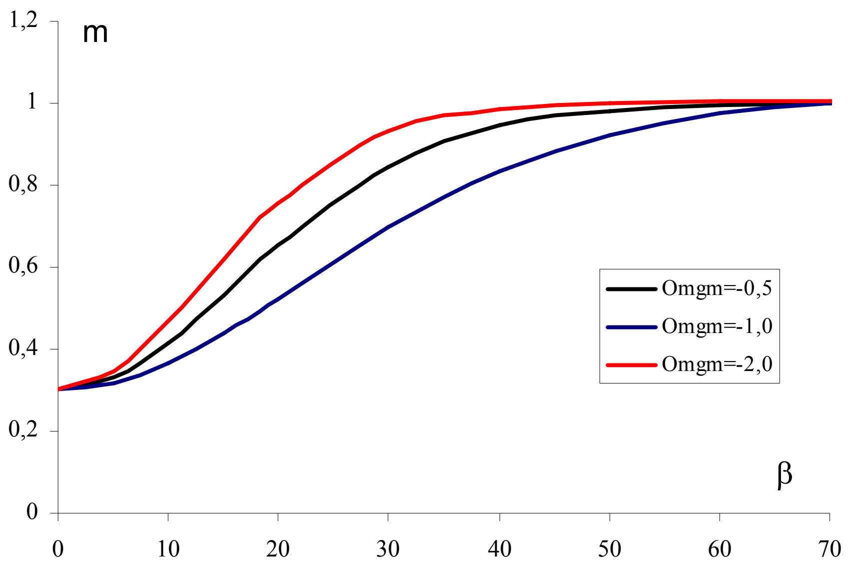


Figure 4. 22 Distributions directionnelles de *m* ($m_0 = 0.3, m_{70} = 1$)

Afin de rendre compte de l'influence du paramètre m, des essais en compression uniaxiale et triaxiale sous une pression de confinement de 20MPa sont simulés. Les résultats numériques sont présentés dans la Figure 4. 23. Sur cette figure, on peut constater que les valeurs maximum et minimum de la résistance sont peu influencée par le paramètre Ω_0^m . Par contre, la distribution de la résistance suivant les différentes orientation est sensible à la valeur de Ω_0^m. Avec l'augmentation de $\left|\Omega_0^m\right|$, on observe une plus faible variation de la résistance avec l'orientation pour les faibles valeurs de θ. Cette faible variation est liée au fait que la distribution spatiale de m montre une évolution vers la valeur asymptotique de 1 plus rapide avec l'orientation β quand $\left|\Omega_0^m\right|$ augmente. Notons que cette faible variation de la résistance pour les orientations θ petites pourrait traduire le fait que, pour les orientation θ proche de 0° , le mécanisme principal de rupture reste le cisaillement à travers les plans de stratification comme cela a été observé par exemple sur les schistes ardoisier (Hammade, 1992). Enfin, Suivant la surface de charge (4.32) choisie, avec l'augmentation de *m*, l'influence de la pression de confinement sur la résistance devient plus marquée. Or comme nous l'avons vu lors du paragraphe précédent, la rupture intervient pour des valeurs de β faible pour les orientations 45° et 90° et une valeur plus grande de β pour l'orientation 0°. Du fait de l'évolution spatiale de m il est alors logique d'obtenir une plus grande sensibilité à la pression moyenne pour l'orientation 0° que pour les autres orientations.

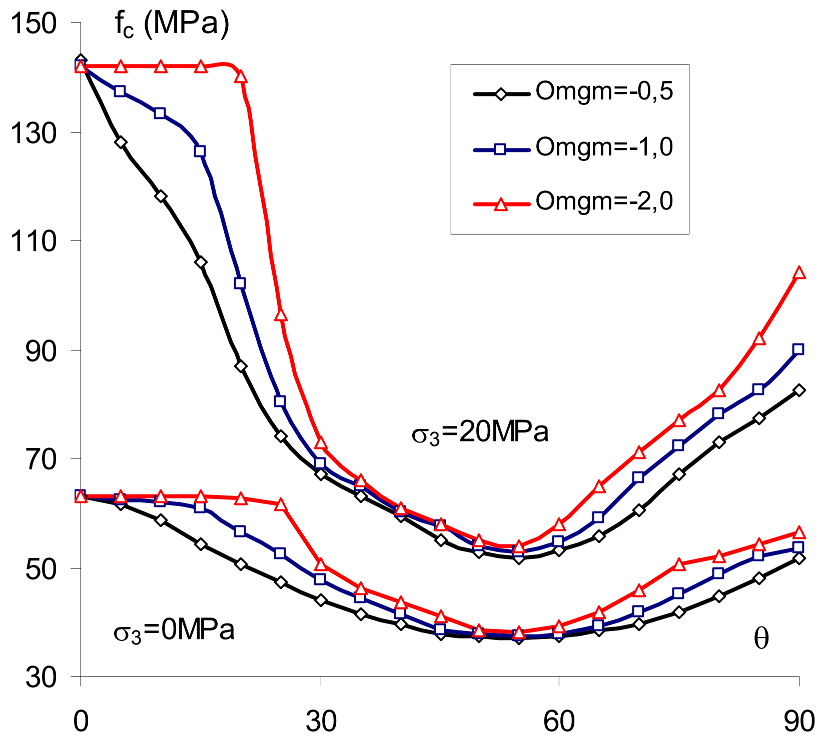


Figure 4. 23 Influence de Ω_0^m sur la résistance en compression

4.7 Comparaison entre les deux modèles anisotropes proposés

Maintenant, il est possible de réaliser une comparaison entre les deux modèles anisotropes proposés.

Selon des analyses numériques, on peut conclure que le modèle macroscopique proposé dans le chapitre précédent peut bien reproduire macroscopiquement le comportement mécanique des géomatériaux anisotropes, surtout l'évolution de la déformation plastique et la dépendance de la résistance à l'orientation du chargement. De plus, en gardant une rigueur mathématique, le modèle est aussi facile pour être programmé et être utilisé dans la pratique. Mais en utilisant ce modèle, il ne peut pas de bien reproduire les mécanismes phsiques distincts de rupture pour les différentes orientations de chargement. D'ailleurs, comme un modèle macroscopique, le modèle rend difficilement compte du couplage entre les anisotropes inhérente et induite.

En revanche, le modèle discret proposé dans ce chapitre est capable de traiter proprement le couplage entre les anisotropies inhérente et induite, et les différents mécanismes de rupture. Mais le défaut de ce modèle se trouve dans sa difficulté à être appliqué dans la pratique. Du fait que plusieurs directions sont considérées pour chaque point de Gauss, le calcul est gourmand en temps, et parfois il est difficile d'avoir convergence. Des travaux complémentaires devront être entrepris sur la base de cette première proposition de modèle.

4.8 Conclusions

En utilisant l'approche discrète et le tenseur de fabrique, un nouveau modèle constitutif est proposé pour prendre en compte le couplage entre l'anisotropie inhérente et celle induite du comportement mécanique des géomatériaux anisotropes. Pour la plasticité, un critère du type de Mohr-Coulomb est employé pour décrire le glissement frottant le long des plans de faiblesse. La prise en considération de l'anisotropie structurale est réalisée par l'introduction de 2 variables directionnelles m et c qui sont décrits par le tenseur de fabrique. Dans le cadre de l'approche plastique discrète, chaque orientation des matériaux contribue à la déformation plastique et influence la résistance des matériaux, ce qui semble préférable en comparaison avec l'approche du plan critique. La comparaison entre des simulations numériques et des données expérimentales montre que le modèle reproduit bien les principaux aspects des comportements mécaniques des matériaux anisotropes. Notamment le problème de couplage entre l'anisotropie inhérente et induite est bien traité par l'approche thermodynamique discrète.

Chapitre 5 Modélisation du couplage poromécanique des matériaux anisotropes

5.1 Introduction

La théorie poroélastique, établie par Biot en 1941, est largement utilisée pour décrire les comportements hydromécaniques des matériaux poreux saturés. Cependant, dans la majorité des études, le comportement poromécanique du matériau est supposé isotrope. De plus, si quelques formulations du comportement poromécanique pour les matériaux anisotropes existent (Biot ,1955 ; Caroll, 1979; Thompson et Wills ,1993 ; Cheng ,1997) celles-ci se limitent généralement aux matériaux ne présentant qu'une anisotropie initiale.

Comme nous l'avons indiqué précédemment, pendant le processus de chargement, les fissures se développent le long d'orientations privilégiées. L'étude réalisée par Lydzba et Shao (2000) a confirmé que la géométrie microstructurale (distribution de la microfissuration) a une influence importante sur le comportement poromécanique dont les propriétés doivent dépendre de l'endommagement induit. En ce sens, l'anisotropie induite (l'endommagement induit) doit aussi être prise en compte dans la modélisation poromécanique. L'objectif principal de ce chapitre est donc de proposer un modèle de comportement poromécanique pour les matériaux présentant à la fois une anisotropie inhérente et une anisotropie induite. Par contre, la présente étude sera limitée à des milieux poreux saturés.

Dans ce chapitre, en premier lieu, la formulation générale de la poroplasticité proposée par Coussy (2004) sera rappelée. Ensuite, le modèle anisotrope proposé dans le chapitre précédant, basé sur l'approche discrète, sera étendu à la formulation poromécanique. L'influence des anisotropies inhérente et induite sur le couplage poromécanique sera prise en compte. Devant le peu de données expérimentales sur le comportement poromécaniques sur des matériaux anisotropes, une simulation numérique sur un matériau initialement isotrope est réalisée dans un premier temps, et afin de vérifier la pertinence du modèle proposé. Finalement, des analyses numériques qualitatives du comportement poromécanique des matériaux anisotropes endommagés sont réalisées. Il est en particulier vérifié que le modèle proposé est capable de reproduire les principales tendances des comportements poromécaniques des matériaux anisotropes.

5.2 Formulation générale de la poroplasticité

Dans le cadre de la poroplasticité, la déformation ε_{ij} et la porosité ϕ ne sont plus uniquement décrites par des paramètres élastiques. Des variables internes doivent être ajoutées pour rendre compte du comportement irréversible lié à l'écoulement plastique. Ces variables supplémentaires sont la déformation plastique ε_{ij}^{p} et la porosité plastique ϕ^{p}. On considère un milieu poreux plastique qui est soumis à une contrainte actuelle σ_{ij} et une pression de liquide p. Suivant l'hypothèse des petites transformations, on considère que les incréments de déformation et de porosité peuvent être décomposés en une partie élastique et une partie plastique :

$$d\varepsilon_{ij} = d\varepsilon_{ij}^{e} + d\varepsilon_{ij}^{p},\ d\phi = d\phi^{e} + d\phi^{p} \tag{5.1}$$

La déformation plastique totale ε_{ij}^{p} est définie comme la somme des incréments de déformation plastique à soit :

$$\varepsilon_{ij}^{p} = \int d\varepsilon_{ij}^{p}\ ;\ \varepsilon_{ij} = \varepsilon_{ij}^{e} + \varepsilon_{ij}^{p} \tag{5.2}$$

De même pour la porosité, on écrit :

$$\phi^{p} = \int d\phi^{p}\ ;\ \phi - \phi_{0} = \phi^{e} + \phi^{p} \tag{5.3}$$

où ϕ_0 est la porosité initiale du milieu poreux.

Soit $\dfrac{dm^{f}}{\rho_{f}}$ la variation de la masse fluide par l'unité de volume initial. Dans le cas d'un milieu saturé déformable, la variation de masse fluide peut être exprimée par:

$$\frac{dm^{f}}{\rho_{f}} = d\phi + \phi\frac{d\rho_{f}}{\rho_{f}} \tag{5.4}$$

Dans l'expression (5.4), $\phi\dfrac{d\rho_{f}}{\rho_{f}}$ correspond à l'apport de masse de fluide lié à la compressibilité du fluide saturant. Si on suppose que le liquide est incompressible ($d\rho_f = 0$), l'expression (5.4) se simplifie à :

$$\frac{dm^{f}}{\rho_{f}} = d\phi = d\phi^{e} + d\phi^{p} \tag{5.5}$$

Par intégration de l'expression ci-dessus, il vient :

$$\frac{m^{f}}{\rho_{f}} = \phi - \phi_{0} = \phi^{e} + \phi^{p} - \phi_{0} \tag{5.6}$$

Dans l'équation (5.6), la variable ϕ^{p} est définie comme la variation irréversible de la porosité. La dilatation volumique irréversible de la matrice ε_{v}^{p} est attribuée d'une part à la variation plastique de la porosité et d'autre part à la variation volumique plastique de la matrice solide ε_{s}^{p} soit:

$$\varepsilon_v^p = (1-\phi_0)\varepsilon_s^p + \phi^p \tag{5.7}$$

Dans le cas des sols, la plasticité est principalement liée au glissement relatif des grains constituants. Il vient que les déformations volumiques irréversibles de la matrice solide peuvent être négligés. L'équation (5.6) prend alors la forme triviale suivante :

$$\varepsilon_v^p = \phi^p \tag{5.8}$$

Dans le cadre général de la thermodynamique des milieux poreux saturés, il est supposé que l'énergie libre de la matrice est liée seulement à la déformation élastique et à la variation de porosité réversible (Coussy, 2004). En notant w_s l'énergie libre du squelette d'un milieu poreux saturé, il vient :

$$w_s = w_s(\varepsilon_{ij} - \varepsilon_{ij}^p, \phi - \phi_p, \tilde{\omega}) \tag{5.9}$$

La variable $\tilde{\omega}$ désigne un état d'endommagement donné. On suppose de plus que w_s peut être décomposée en deux parties :

$$w_s = w_1(\varepsilon_{ij} - \varepsilon_{ij}^p, \tilde{\omega}) + w_2(\varepsilon_{ij} - \varepsilon_{ij}^p, \phi - \phi_p, \tilde{\omega}) \tag{5.10}$$

où w_1 représente l'énergie libre du squelette sec, et l'expression suivante est adoptée :

$$w_1 = \frac{1}{2}(\varepsilon_{ij} - \varepsilon_{ij}^p) : \mathbb{C}(\tilde{\omega}) : (\varepsilon_{ij} - \varepsilon_{ij}^p) \tag{5.11}$$

Et w_2 représente le couplage poroélastique dans le milieu poreux saturé endommagé. En s'inspirant du potentiel définit pour les matériaux endommagés par Shao (1998), l'expression de w_2 suivante est proposée:

$$w_2 = g_v^0 \phi^e + \phi^e M(\tilde{\omega})\alpha_{ij}(\tilde{\omega}) : (\varepsilon_{ij} - \varepsilon_{ij}^p) + \frac{1}{2} M(\tilde{\omega})(\phi^e)^2 \tag{5.12}$$

Dans l'expression, le paramètre g_v^0 est l'enthalpie libre massique du fluide, $\alpha_{ij}(\tilde{\omega})$ est le tenseur des coefficients anisotropes de Biot et $M(\tilde{\omega})$ représente le module de Biot endommagé. Par dérivation standard, on obtient les équations d'état :

$$\sigma_{ij} = \mathbb{C}_{ijkl}^u(\tilde{\omega}) : (\varepsilon_{ij} - \varepsilon_{ij}^p) - M(\tilde{\omega})\alpha(\tilde{\omega})\phi^e \tag{5.13}$$

$$\begin{aligned} p &= M(\tilde{\omega})(\phi - \phi_0 - \phi^p - \alpha_{ij}(\tilde{\omega}) : (\varepsilon_{ij} - \varepsilon_{ij}^p)) \\ &= M(\tilde{\omega})(\frac{m^f}{\rho_f} - \phi^p - \alpha_{ij}(\tilde{\omega}) : (\varepsilon_{ij} - \varepsilon_{ij}^p)) \end{aligned} \tag{5.14}$$

En introduisant l'équation (5.8) dans l'équation (5.14), la pression interstitielle est reliée aux déformations :

$$p = M(\tilde{\omega})(\frac{m^f}{\rho_f} - \varepsilon_v^p - \alpha_{ij}(\tilde{\omega}):(\varepsilon_{ij} - \varepsilon_{ij}^p)) \tag{5.15}$$

Dans l'équation (5.13), $\mathbb{C}_{ijkl}^u(\tilde{\omega})$ représente le tenseur d'élasticité endommagé en condition non drainée ($\frac{\mathrm{d}\,m^f}{\rho_f} = 0$). En reportant l'équation (5.14) dans l'équation (5.13), on obtient l'équation d'état en condition drainée:

$$\sigma_{ij} = \mathbb{C}_{ijkl}(\tilde{\omega}):(\varepsilon_{ij} - \varepsilon_{ij}^p) - \alpha_{ij}(\tilde{\omega})\,p \tag{5.16}$$

Où $\mathbb{C}_{ijkl}(\tilde{\omega})$ est le tenseur d'élasticité en condition drainée, et:

$$\mathbb{C}_{ijkl}^u(\tilde{\omega}) = \mathbb{C}_{ijkl}(\tilde{\omega}) + M(\tilde{\omega})\alpha_{ij}(\tilde{\omega})\alpha_{kl}(\tilde{\omega}) \tag{5.17}$$

5.2.1 Identification des paramètres du milieu poreux endommagé

En se basant sur l'analyse micromécanique (Biot, 1995 ; Cheng, 1996 ; Thompson et Willis, 1994 ; Cheng, 1997), les relations suivantes, liant les différents paramètres définis dans les équations d'états, sont adoptées:

$$\alpha_{ij}(\tilde{\omega}) = \delta_{ij} - C_{ijkl}^b(\tilde{\omega})A_{klmm}^s \tag{5.18}$$

$$M(\tilde{\omega}) = \frac{1}{C_{ijmn}(\tilde{\omega})A_{mnll}^s(A_{ijkk}^b(\tilde{\omega}) - A_{ijkk}^s) + \phi(C_f - c_{ii}^s)} \tag{5.19}$$

où A_{klmn}^s représente le tenseur des souplesses de la matrice solide supposé constant ; C_f est le coefficient de compressibilité du fluide ; et c_{ii}^s est un tenseur symétrique d'ordre 2 (introduit afin de décrire la déformation hétérogène du solide soumis à la pression de liquide. Afin de simplifier les équations ci-dessus, deux hypothèses complémentaires sont utilisées :

L'hypothèse de 'micro- homogénéité' qui suppose que le squelette poreux est homogène à l'échelle microscopique, le milieu pouvant être hétérogène à l'échelle macroscopique du fait de la distribution de différentes phases matérielles dans la matrice (Nur et Byerlee, 1991)

L'hypothèse de 'micro- isotropie', qui considère que le solide est isotrope à l'échelle microscopique, l'anisotropie inhérente étant alors attribuée à l'orientation des défauts et de la porosité dans la matrice.

En adoptant ces hypothèses, les relations (5.18) et (5.19) peuvent être simplifiées comme suit (Cheng, 1997):

$$\alpha_{ij}(\tilde{\omega}) = \delta_{ij} - \frac{C_{ijkl}^b(\tilde{\omega})}{3K_s} \tag{5.20}$$

$$M(\tilde{\omega}) = \frac{K_s}{(1-\dfrac{K^*}{K_s}) - \phi(1-\dfrac{K_s}{K_f})} \tag{5.21}$$

Où K_s est le module de compressibilité de la matrice solide.

$$K^* = \frac{C^b_{iijj}(\tilde{\omega})}{9} \tag{5.22}$$

5.2.2 Critère plastique en milieux poreux saturés

Dans cette section, nous proposons d'étendre le modèle purement mécanique développé au chapitre 4 au cas du couplage poromécanique afin de rendre en compte de l'influence de la pression interstitielle sur le comportement du matériau poreux anisotrope.

Selon l'approche discrète, la surface de charge et le potentiel plastique sont exprimés à partir des projections tangente σ_t^i et normale σ_n^i du tenseur des contraintes σ_{ij} appliqué sur chaque plan de faiblesse. Il est supposé que la pression interstitielle n'a d'influence que sur la projection normale σ_n^i. Selon le concept des contraintes effectives (Bishop, 1963; Coussy, 2004), l'expression suivante est adoptée :

$$\sigma_n^{i,eff} = \sigma_n^i + \beta \cdot p \tag{5.23}$$

Dans cette l'équation, β représente le coefficient de contrainte effective plastique. De nombreuses études ont confirmé que β augmente avec l'évolution de la microfissure, traduisant le fait que l'influence de la pression interstitielle est d'autant plus importante que les fissures sont ouvertes Nous supposons donc que la valeur de β augmente avec l'évolution de l'endommagement, et l'expression suivante est adoptée :

$$\beta^i = (\frac{\omega^i}{\omega_c})^b \tag{5.24}$$

ω^i représente la variable d'endommagement dans la direction i, ω_c représente la valeur maximale de l'endommagement au niveau du palier résiduel et le paramètre b contrôle la cinétique de l'évolution de β.

Notons que suivant cette évolution de β , lorsque le matériau n'est pas fissuré ($\omega^i = 0$), la pression interstitielle n'a pas l'influence sur la contrainte effective plastique ($\beta^i = 0$). La valeur maximum de β est atteinte quand les fissures sont totalement développées ($\omega^i = \omega_c$).

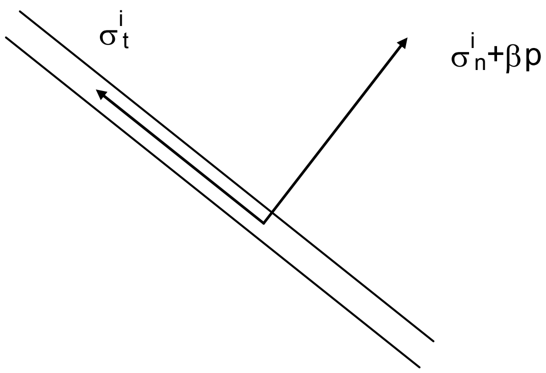


Figure 5. 1 Illustration de la contrainte effective

Suivant cette définition de contrainte effective plastique, le critère de plasticité et le potentiel plastique développé au chapitre 4 sont étendus au cas du milieu poreux saturé et s'écrivent :

$$f^{p,i} = \sigma_t^i + \eta^i (m^i \sigma_n^{i,eff} - c^i) \tag{5.25}$$

et

$$Q = \sigma_t^i + (\eta^i - \beta_0)(1-\omega^i) m^i \sigma_n^{i,eff} \tag{5.26}$$

5.3 Premières simulations numériques

5.3.1 Simulations des matériaux isotropes

Devant le peu de données expérimentales sur le comportement hydromécanique des matériaux anisotropes, le modèle proposé ici est dans un premier temps confronté aux résultats expérimentaux obtenus sur une matériau isotrope : le grès des Vosges.

Le grès fin des Vosges est un matériau assez homogène, de couleur jaune -rose à matrice quartzeuse. La taille de grains varie de 200 à 300 μm. La porosité (ϕ) totale ouverte est égale à $20.22 \pm 0.03\%$, la porosité ouverte par immersion dans l'eau est de $17.25 \pm 1.4\%$. La masse volumique à sec est de 2.15 g/cm^3 et la perméabilité intrinsèque varie de 1.2 à $2.18\times10^{-4}\ cm/s$. Les données expérimentales obtenues par Khazraei (1995) sont utilisées dans les simulations.

5.3.1.1 Détermination des paramètres du modèle poromécanique

La procédure de détermination des paramètres du modèle mécanique à partir des données expérimentales a été détaillée au chapitre 4. La même procédure est alors utilisée pour déterminer les valeurs des paramètres du modèle. En considérant que le matériau est initialement isotrope, une valeur constante pour m et c est adoptée dans les simulations. L'ensemble des paramètres obtenus est récapitulé dans le tableau 5.1.

Tableau 5. 1 Valeurs représentatives des paramètres du grès de Vosges

Classe	Notations et Valeurs
Paramètres élastiques	E=20MPa, v=0.3, $K_f = 1790$MPa
Paramètres plastiques	m=1.1 , $c =$ 30, b_1=7.0$E-3$, β_0=0.3 , $b_2 = 0.1$
Paramètres d'endommagement	B_ω=20.0 , ω_c=0.8

5.3.1.2 Essai de compression triaxiale drainée

Les essais de compression triaxiaux en condition drainée ont été simulés et les résultats numériques sont comparés aux données expérimentales. Les résultats sont présentés de la Figure 5. 2 à la Figure 5. 4. Comme cela peut être observé, une bonne concordance est obtenue entre les résultats numériques et les données expérimentales. La dépendance des réponses mécaniques à la pression de confinement est bien reproduite. La Figure 5. 4 représente la variation du coefficient de Biot. On peut constater que la variation du coefficient de Biot dans la direction latérale est plus importante que celle observée dans la direction axiale. Cela peut être considéré comme une conséquence du développement préférentiel des microfissures suivant la direction du chargement et donc de leur ouverture dans la direction latérale. Ces résultats sont en accord avec les données expérimentales qui montrent un développement préférentiel de la microfissuration suivant l'axe de chargement dans les essais triaxiaux.

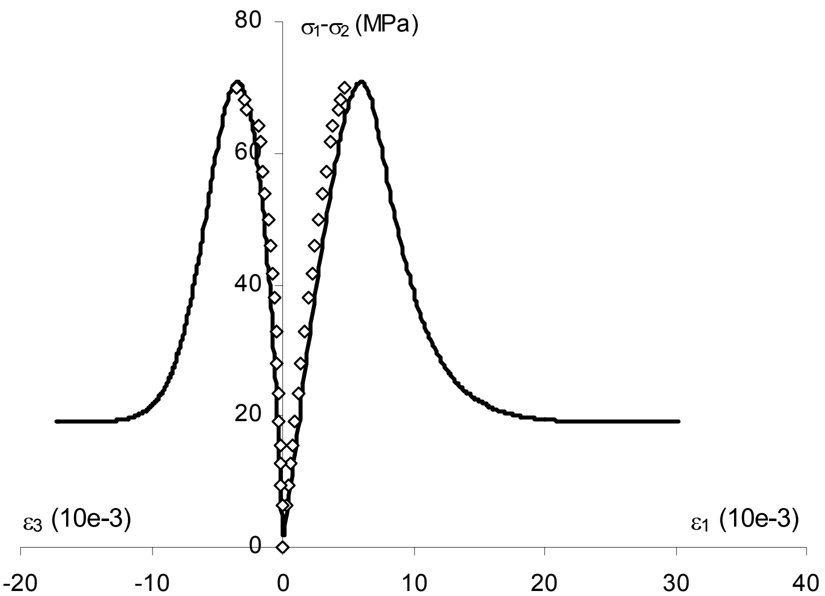


Figure 5. 2 Simulation (courbe continue) d'un essai de compression triaxiale avec une pression de confinement de 5 MPa

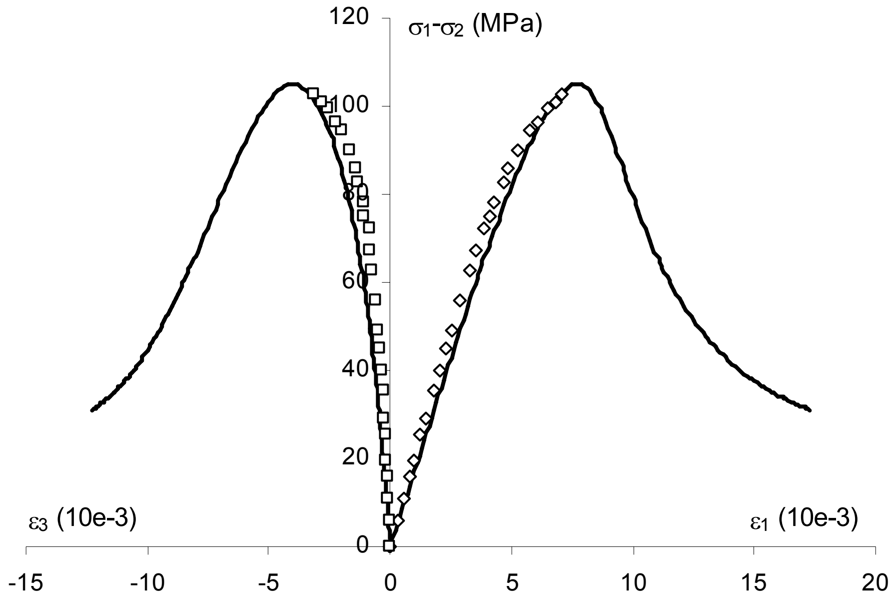


Figure 5. 3 Simulation (courbe continue) d'un essai de compression triaxiale avec une pression de confinement de 10 MPa

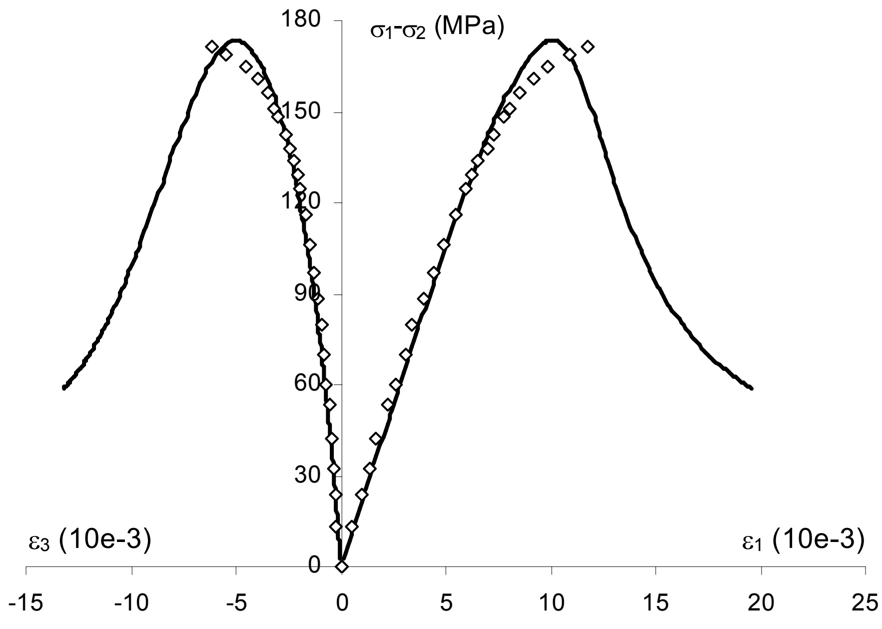


Figure 5. 4 Simulation (courbe continue) d'un essai de compression triaxiale avec la pression de confinement (40MPa)

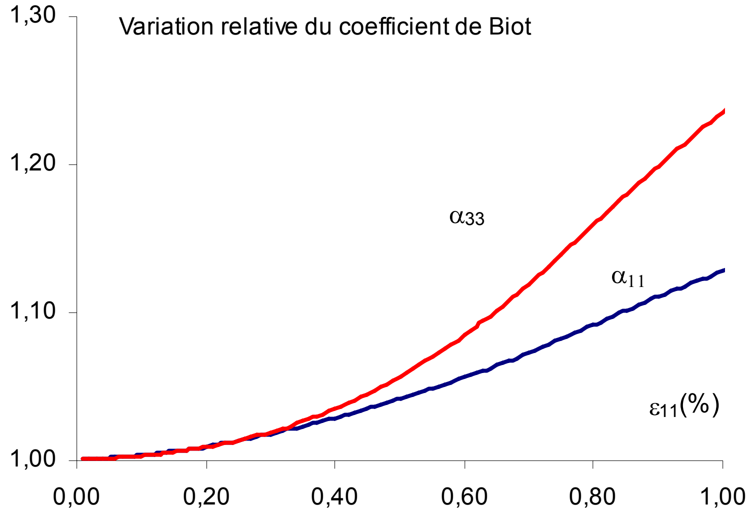


Figure 5. 5 Variation relative du coefficient de Biot (Pc=5MPa)

5.3.1.3 Essai de compression triaxiale avec montée en pression interstitielle sous différents niveaux de déviateur (ECMP)

Dans ce type d'essai, les échantillons saturés sont d'abord soumis à une compression triaxiale jusqu'à un certain niveau du déviateur de contrainte don un certain niveau d'endommagement. Ensuite, en maintenant les contraintes axiales et latérales constantes, la pression interstitielle (p) est augmentée jusqu'à une valeur choisie. L'objectif de ces essais est de mettre en évidence les conséquences de l'endommagement induit par le déviateur de contraintes sur les réponses poromécanique du matériau soumis à une sollicitation hydrostatique.

On présente sur la Figure 5. 6 les résultats expérimentaux obtenus par (Karami, 1998). Ces essais ont été réalisés sur un grès présentant un comportement mécanique similaire à celui des Vosges. Les résultats obtenus permettent mettre en exergue les effets de la microfissuration ainsi que l'effet de la pression interstitielle. En effet, la microfissuration s'orientant principalement dans la direction axiale on observe des déformations latérales plus importantes avec l'augmentation du déviateur (de l'endommagement). D'autre part, suite à l'augmentation de la pression de pore il apparaît un comportement non linéaire que l'on peut attribuer au développement de déformations plastiques. Enfin, pour le déviateur le plus élevé, on observe l'effet de la dilatance plastique qui induit de forte déformation dilatante dans la direction latérale alors que dans le même temps on observe un affaissement dans la direction axiale. Cet état peut être relié à l'augmentation de l'ouverture des fissures dans la direction latérale induite par la pression de pore et donc la dégradation des caractéristiques mécaniques du matériau.

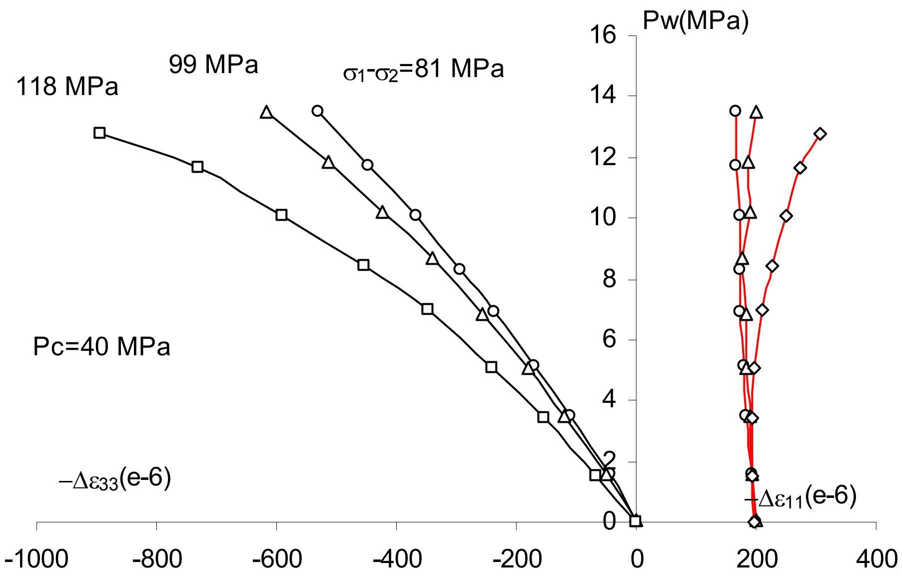


Figure 5. 6 Réponse expérimentale de la déformation durant le processus de montée en pression interstitielle pour différentes valeurs du déviateur sous une pression de confinement 40MPa (N.B : L'abscisse $\Delta\varepsilon_{11} = 200\times10^{-6}$ est une valeur fictive permettant une bonne lisibilité des courbes).

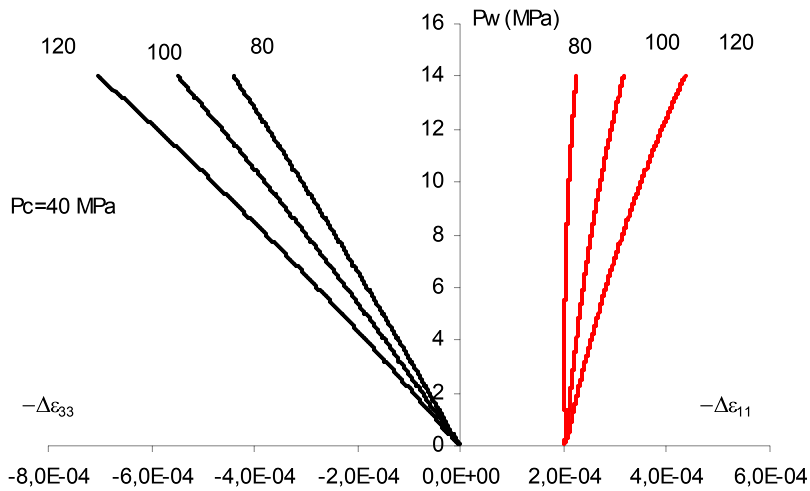


Figure 5. 7 Réponses numériques des déformations durant la montée en pression interstitielle pour différentes valeurs du déviateur (20MPa, 60 MPa, 98 MPa) sous une pression de confinement 40MPa (N.B : L'abscisse $\Delta\varepsilon_{11} = 2\times10^{-4}$ est une valeur fictive permettant une bonne lisibilité des courbes)

La Figure 5. 7 présente les résultats numériques d'un tel essai (essai de compression triaxiale (Pc=40MPa) avec montée en pression interstitielle en utilisant les paramètres déterminés sur le grès des Vosges. Dans ces simulations, une relation linéaire entre β et l'endommagement est retenu ($b = 1$). Les déformations induites par la pression interstitielle sont évidements anisotropes. La variation de déformation latérale est plus importante que la variation de déformation axiale pendant l'essai. Comme précédemment cela est lié au développement préférentiel des microfissures dans la direction du chargement. De plus, suite à l'augmentation de la pression interstitielle, la contrainte effective se trouve modifiée, et le seuil de plasticité se trouve dépassé. Des déformations plastiques apparaissent induisant un comportement non linéaire. Finalement on peut constater qu'il y a une bonne concordance qualitative entre les résultats numériques et les observations expérimentales.

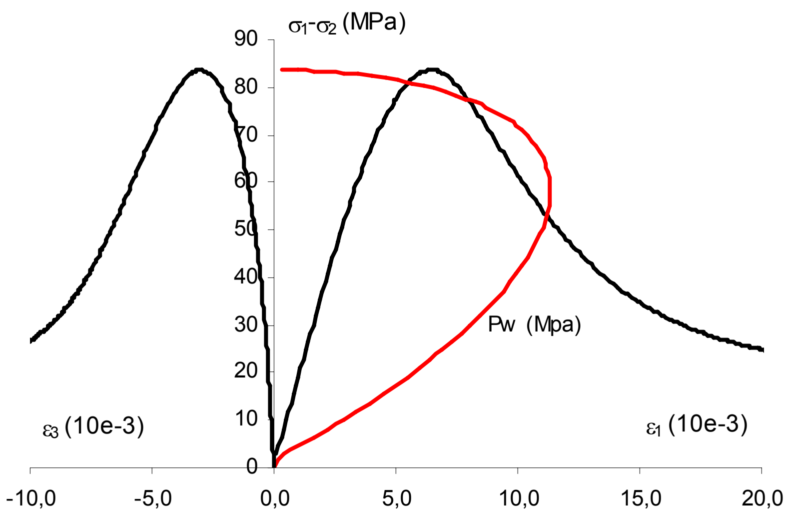
5.3.1.4 Essai de compression triaxiale non drainée

Les essais de compression triaxiale non drainée sont des essais pour lesquels il n'y a aucun échange de masse fluide avec l'extérieur ($\frac{\Delta m_f}{\rho_f}=0$). L'objectif principal de ces essais est alors d'étudier l'influence de la microfissuration induite sur la variation de la pression de liquide. En reportant $\frac{\Delta m_f}{\rho_f}=0$ dans l'équation (5.14), on a:

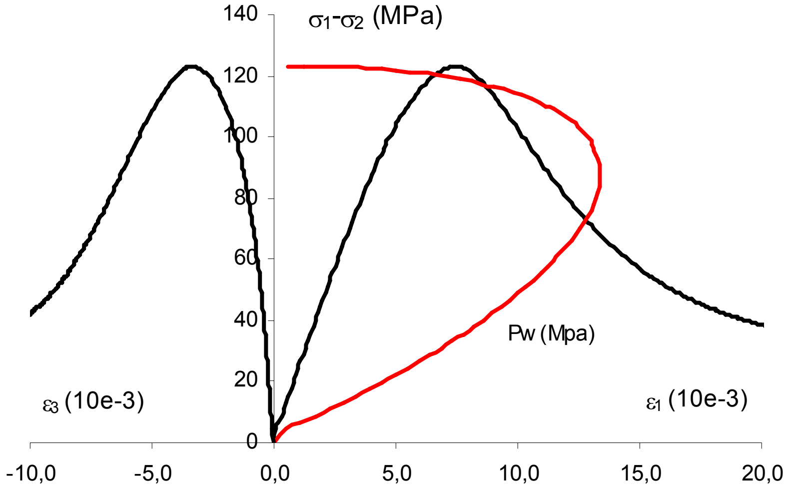
$$p-p_0=-M(\tilde{\omega})\alpha_{ij}(\tilde{\omega}):(\varepsilon_{ij}-\varepsilon_{ij}^p)-\phi^p \tag{5.27}$$

On peut alors remarquer qu'en condition non drainée, la variation de pression interstitielle est liée aux déformations élastique et plastique.

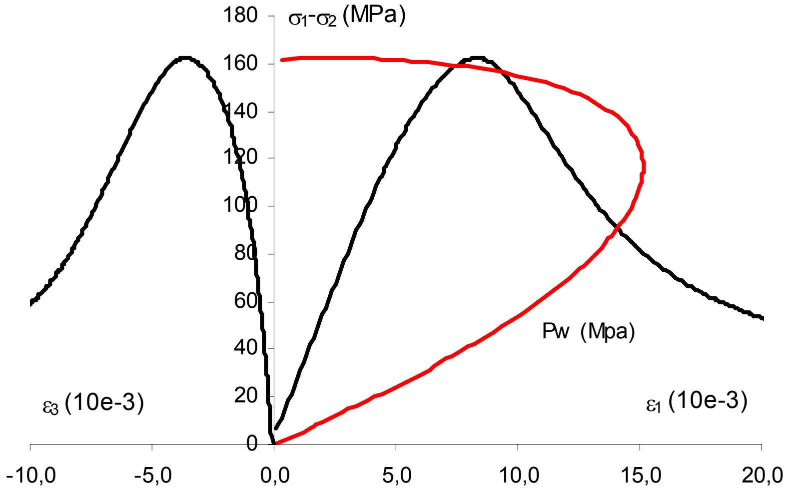
Dans la Figure 5. 8, les simulations numériques des essais triaxiaux en compression non drainés sous différentes pressions de confinement sont présentées. En comparaison avec les données expérimentales obtenues par Karami (1998), comme présenté dans la Figure 5. 9, on peut remarquer ici aussi une bonne concordance qualitative. La cinétique de variation de la pression interstitielle au cours de chargement est bien reproduite par le modèle proposé. En particulier, on peut observer que le modèle reproduit bien les effets de la transition contractance/dilatance. La vitesse d'évolution de la pression de pore dans le domaine contractant est bien nettement supérieure à celle obtenue dans le domaine dilatant.



(a) Pc=10MPa



(b) Pc=30MPa



(c) Pc=50MPa

Figure 5. 8 Simulation des essais triaxiaux en compression non drainé sous des pressions de confinement différentes (10MPa, 30MPa, 50MPa)

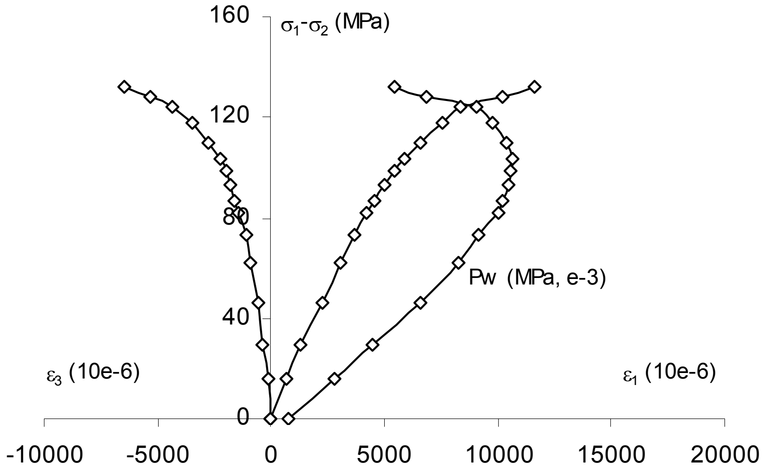


Figure 5. 9 Essais de compression triaxiale non drainée sous pression de confinement Pc=10MPa

5.3.2 Simulations des matériaux isotropes transverses

Afin d'étudier la performance du modèle proposé sur les comportement poromécanique des matériaux anisotropes, quelques simulations numériques sont réalisées ici en prenant pour paramètres du modèle ceux déterminés pour l'argilite de Tournemire. L'ensemble des paramètres utilisés est donné dans le Tableau 5.2. Devant l'absence de résultats expérimentaux, seules les analyses qualitatives, en rapport avec ce qui a pu être observé pour les matériaux isotropes, seront formulées.

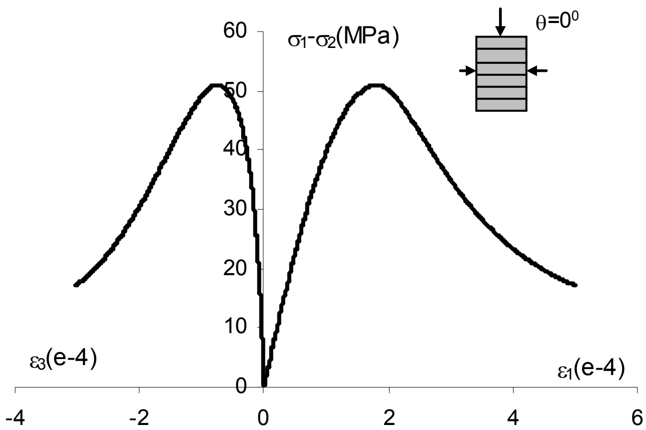
Tableau 5. 2: Récapitulatif des valeurs des paramètres

Paramètres élastiques initiaux	E_1	6000MPa
	υ_{12}	0.23
	E_2	15000MPa
	υ_{23}	0.17
	G_{12}	4000MPa
	K_s	20000MPa
	μ_s	4000MPa
	K_f	1790MPa
Paramètres de la plasticité	m	0.45
	Ω_o^c	−2.0
	a_1^c	17.17

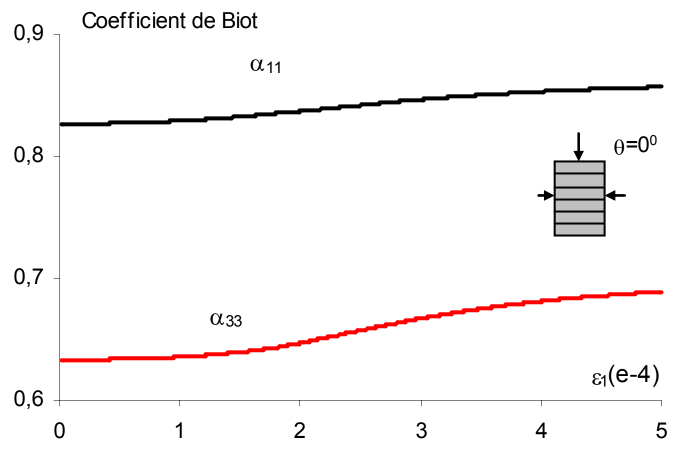
	a_2^c	-0.167
	b_1	5×10^{-3}
	b_2	0.1
	β_0	0.4
Paramètres de l'endommagement	ω_c	0.8
	b_ω	1

5.3.2.1 Essai de compression triaxiale drainée

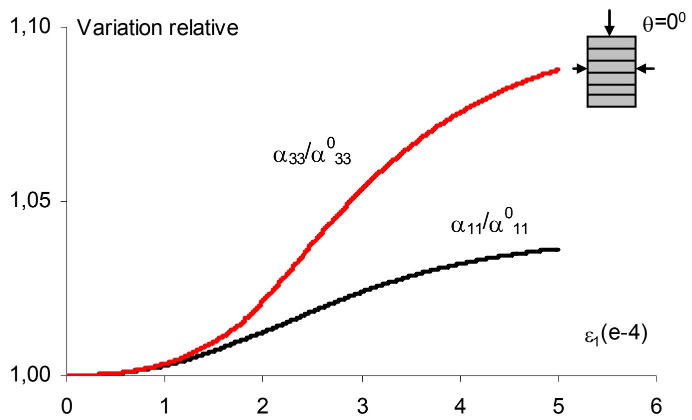
Les résultats numériques des essais drainés sont présentés dans cette section. La Figure 5. 10 présente les résultats pour l'orientation $\theta = 0^o$. Du fait de l'existence d'une anisotropie inhérente, les valeurs initiales des coefficients de Biot dans les deux directions structurales sont différentes. De plus, si on considère les plans de stratification comme étant des plans de microfissures, on observe bien un coefficient de Biot dans la direction axiale (normale au plan) plus grand que celui dans la direction latérale. Enfin, le mode de rupture étant principalement lié au développement d'une microfissuration axiale, on observe bien une augmentation relative plus marquée du coefficient de Biot dans la direction latérale.



(a) Courbe contrainte déviatorique-déformation



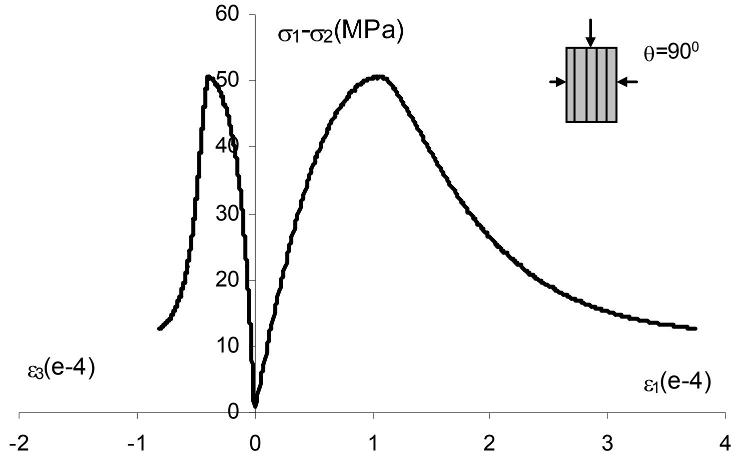
(b) Variation des coefficients de Biot



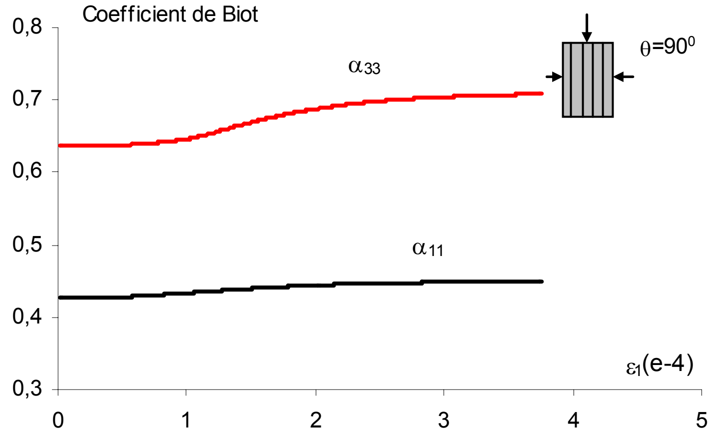
(c) Variation relative des coefficients de Biot

Figure 5. 10 Courbes d'essai en compression uniaxiale pour $\theta = 0^o$

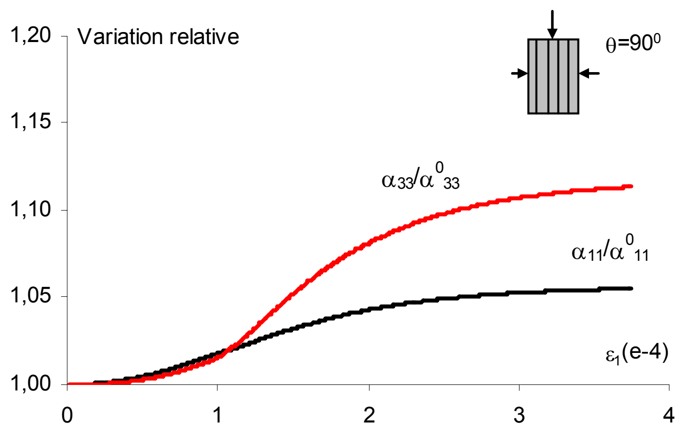
Pour l'orientation $\theta = 90^o$ (cf. Figure 5. 11), à l'inverse du cas précédent, c'est le coefficient de Biot latéral qui est initialement plus grand que celui axial. De la même façon, ce résultat traduit le fait que la normale aux plans de stratification est ici suivant la direction latérale. De plus, la microfissuration induite par le chargement se développe parallèlement au plan de stratification. La variation relative du coefficient de Biot est donc plus marquée dans cette direction que dans la direction axiale.



(a)



(b)



(c)

Figure 5. 11 Courbes d'essai en compression uniaxiale pour $\theta = 90^o$

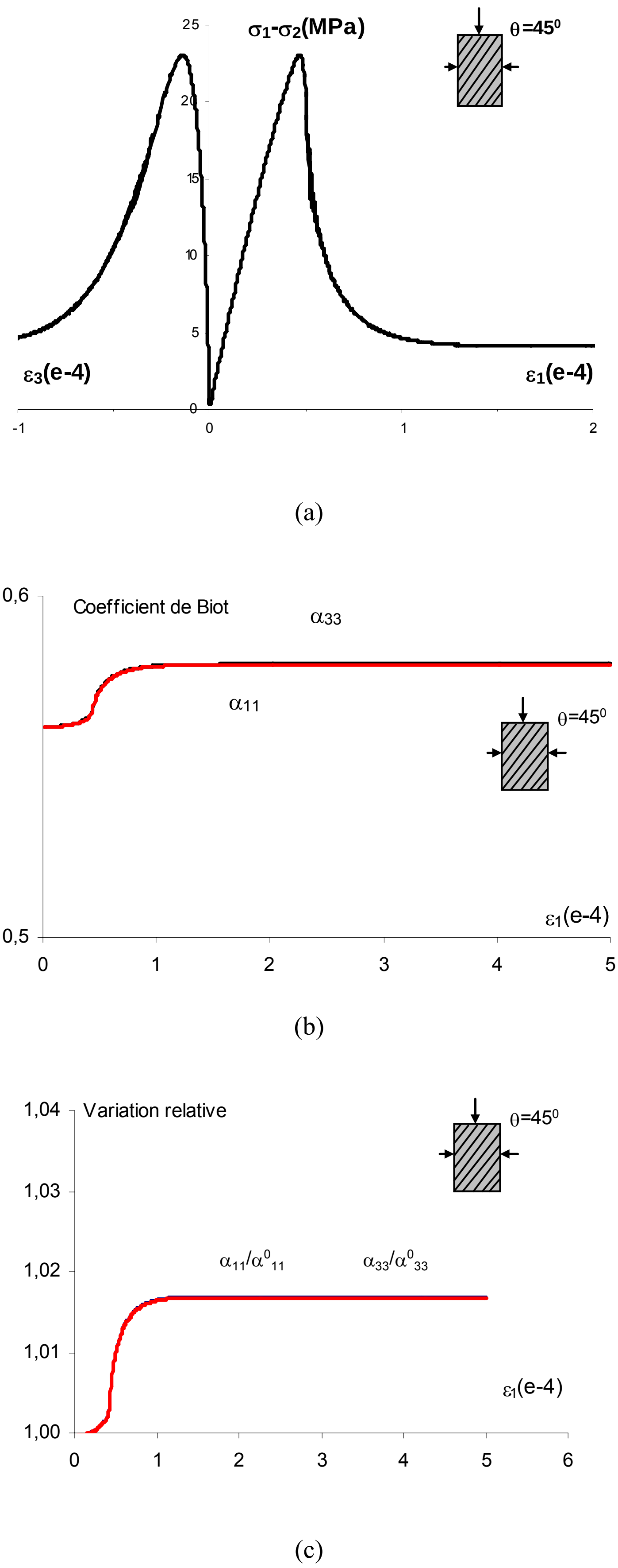


Figure 5. 12 Courbes d'essai en compression uniaxiale pour $\theta = 45^{o}$

Enfin, pour l'orientation $\theta = 45^o$, du fait de la position des plans de stratification, nous obtenons bien des valeurs des coefficients de Biot initialement égaux dans les deux directions (axiale et latérale). De plus, comme nous l'avons évoqué au chapitre 4, la rupture dans ce cas est principalement due au glissement le long des plans de stratification. La microfissuration induite se trouve donc orientée essentiellement suivant l'orientation des plans de stratification. Les coefficients directeurs de la normale au plan de stratification et de microfissuration étant, dans le repère de l'essai, égaux, il est logique d'obtenir dans ce cas des variations identiques du coefficient de Biot dans les deux directions.

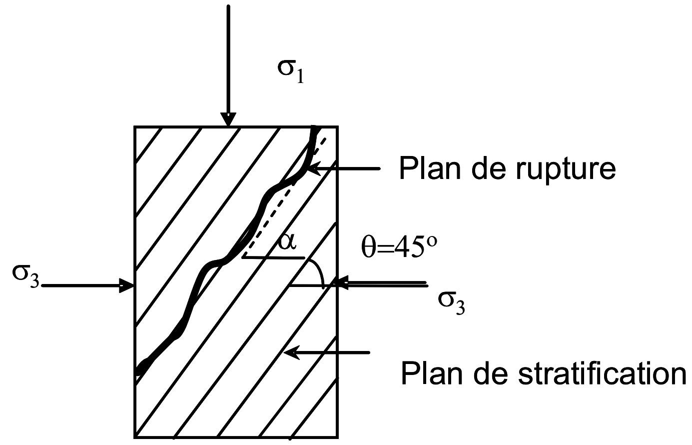


Figure 5. 13 Mode de rupture pour $\theta = 45^o$ (caractères sont un peu grand)

Qualitativement, la réponse du modèle est donc bien en accord avec les observations effectuées dans le cas isotrope qui indiquait un coefficient de Biot plus important dans la direction normale aux plans de microfissuration. En effet, si on considère l'anisotropie inhérente comme étant un mode de fissuration initiale, la valeur du coefficient de Biot est bien plus grande dans la direction normale au plan de stratification. De plus, avec le développement de la microfissuration on observe bien une variation plus importante du coefficient de Biot dans la direction normale à la direction préférentielle des microfissures.

5.3.2.2 Essai de compression triaxiale avec montée en pression interstitielle sous différents déviateurs

Les essais de compression triaxiale avec montée en pression interstitielle pour différentes orientations des plans de stratification sont simulés dans cette section. Les variations des déformation avec l'augmentation de la pression de liquide pour $\theta = 0^o$ sont montrées sur la Figure 5. 13 pour différentes valeurs du déviateur de contrainte appliquée.

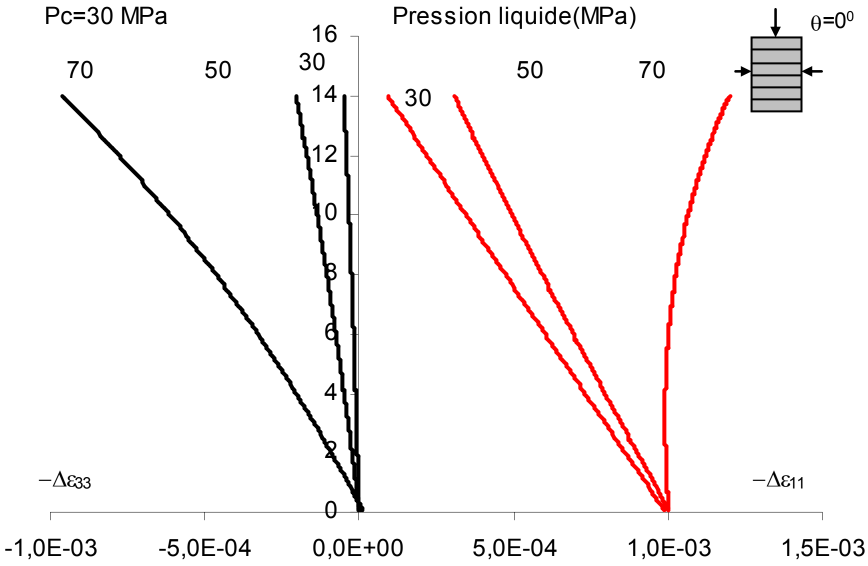


Figure 5. 14 Essai de compression triaxiale avec montée en pression interstitielle sous pression de confinement Pc= 30 MPa pour $\theta = 0^o$: évolution des déformations durant le processus de montée en pression interstitielle pour les différentes valeurs du déviateur (30MPa, 50MPa, 70MPa) (N.B. : L'abscisse $\Delta\varepsilon_{11} = 1\times10^{-3}$ est une valeur fictive permettant une meilleure lisibilité des courbes)

Pour le déviateur le plus faible, la microfissuration induite par le chargement est faible. Aussi, l'effet de l'augmentation de la pression de liquide se fait essentiellement ressentir dans la direction axiale (par ouverture des plans). Ces résultats sont liés d'une part aux valeurs des modules de compressibilité (plus faible dans la direction axiale) mais aussi aux différences qui existent entre les coefficients de Biot dans les deux directions. En effet, le module d'Young axial étant moins important que le module d'Young latéral, pour une même variation de contrainte, la déformation sera plus importante dans la direction axiale. De plus, du fait d'une valeur plus importante du coefficient de Biot dans la direction axiale ; l'augmentation de la pression interstitielle entraîne une variation de contrainte effective dans la direction axiale plus importante que celle déterminée dans la direction latérale. Mécaniquement, tout se passe comme si, dans la direction axiale, on induisait un chargement lié à la pression interstitielle $(\alpha_{11} - \alpha_{33})\Delta p$ (cf. Figure 5. 15).

Avec l'augmentation du déviateur de contrainte, la microfissuration axiale se développe et la pression de pore va pouvoir se faire ressentir à la fois dans la direction axiale (par ouverture des plans) et dans la direction latérale (ouverture des microfissures). La pression interstitielle fait donc croître l'endommagement et on induit une diminution des caractéristiques mécaniques. Les déformations latérales augmentent donc sous l'effet conjugué de la pression de pore et de la diminution de la rigidité du matériau. Dans la direction axiale les deux mécanismes entre en compétition : sous l'effet de la pression de pore les déformations sont de type dilatante alors que la perte de rigidité entraîne une déformation contractante. Avec l'augmentation de la pression de pore, le phénomène s'accentue du fait de l'augmentation de l'endommagement. Le comportement devient de fait non linéaire avec l'augmentation de la pression interstitielle.

Enfin, pour le déviateur le plus important, se superpose au phénomène précédent la dilatance plastique. L'augmentation de la pression interstitielle se fait alors ressentir exclusivement dans la direction normale aux microfissures. Dans cette phase, le développement des microfissures est très rapide. L'augmentation de la pression de pore induit donc une augmentation importante de l'endommagement. Le mécanisme dilatant lié à l'augmentation de la pression de pore ne peut alors pas contrebalancer le mécanisme contractant lié à la dégradation des caractéristiques mécaniques du matériau dans la direction axiale. Dans la direction latérale les deux mécanismes se superposent et lié au développement rapide de la microfissuration, le comportement devient fortement non linéaire.

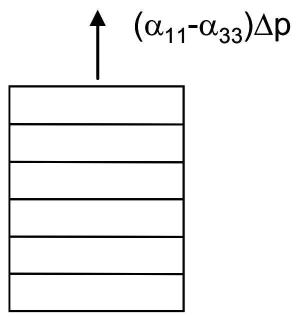


Figure 5. 15 Illustration de la pression interstitielle déviatrorique

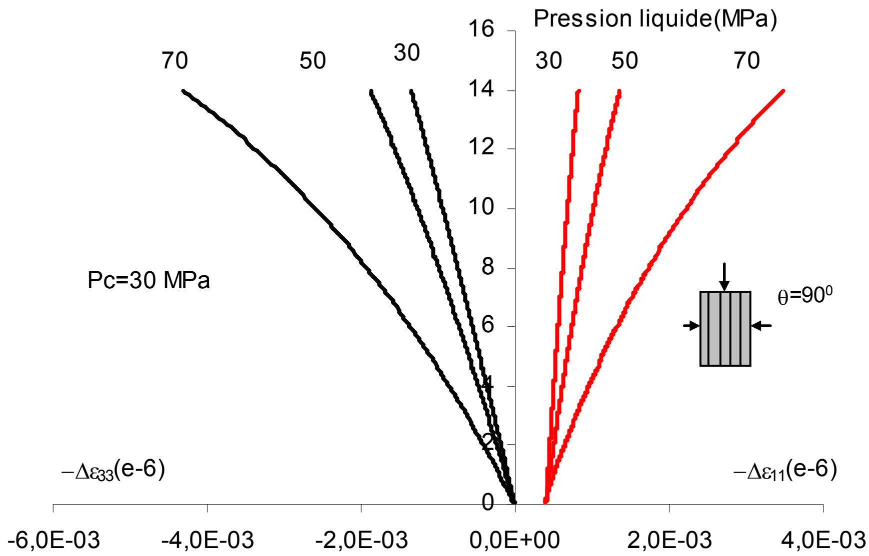


Figure 5. 16 Essai de compression triaxiale avec montée en pression interstitielle sous pression de confinement Pc= 30 MPa pour $\theta = 90^o$: évolution des déformations durant le processus de montée en pression interstitielle pour différentes valeurs du déviateur (30MPa, 50MPa, 70MPa)

Les résultats numériques pour l'orientation $\theta = 90^o$ sont présentés sur la Figure 5. 16. Contrairement au cas précédent, les plans de stratification et de microfissuration sont parallèles à la direction du chargement axial. La pression interstitielle se fait alors ressentir essentiellement dans la direction latérale (le coefficient de Biot étant plus important dans cette direction). Avec l'augmentation de la pression interstitielle, les plans de stratification et de microfissuration s'ouvrent. Cela induit une dégradation des modules et donc un affaissement dans la direction axiale. Notons, qu'avec l'augmentation du déviateur le phénomène augmente du fait de la dilatance plastique.

Enfin, les résultats numériques pour $\theta = 45^o$ sont présentés dans la Figure 5. 17. Pour le faible déviateur de contrainte, la microfissuration étant peu développé et les modules élastiques dans les deux directions axiale et latérale égaux, l'effet de la pression de pore est identique dans les deux directions engendrant une dilatation du matériau. Avec l'augmentation du déviateur, la fissuration est plus importante. Suite à l'augmentation de la microfissuration, le module de cisaillement diminue entraînant dans la direction axiale un glissement des plans les uns sur les autres et donc une déformation contractante dans cette direction. Comme précédemment ce phénomène est amplifié avec l'apparition de la dilatance plastique.

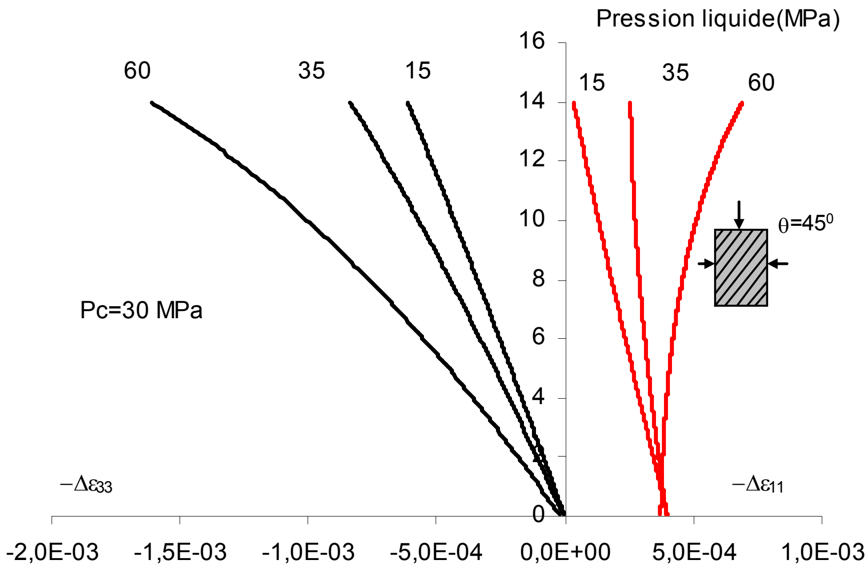


Figure 5. 17 Essai de compression triaxiale avec montée en pression interstitielle sous pression de confinement Pc= 30 MPa pour $\theta = 45^o$: évolution des déformations durant le processus de montée en pression interstitielle pour différentes valeurs du déviateur (30MPa, 50MPa, 70MPa)

5.4 Conclusion

Dans ce chapitre, en se basant sur des études réalisées, une extension du modèle élastoplastique couplé à l'endommagement est proposée pour la description du comportement poromécanique des matériaux anisotropes. Le tenseur des coefficients de Biot est déterminé à partir des propriétés élastiques endommagées. Les deux hypothèses de 'micro- homogénéité' et 'micro- isotropie' sont adoptées. Des simulations numériques des matériaux isotropes et anisotropes sont réalisées afin de vérifier la formulation proposée. Les comparaisons entre les résultats expérimentaux et numériques sur un grès ont confirmé que le modèle est capable de reproduire les principaux comportements poromécaniques, en particulier la variation du coefficient de Biot au cours du chargement. Finalement, quelques études numériques qualitatives sont réalisées sur le matériau anisotrope. L'ensemble des résultats montre bien les couplages qui peuvent exister entre la pression de pore et les différentes anisotropies. D'un point de vue qualitatif, ils sont en accord avec les résultats que l'on pourrait escompter. Cependant afin de valider totalement l'approche proposée une confrontation directe aux données expérimentales reste nécessaire. En particulier le bien fondé des hypothèses de micro- homogénéité et de micro- isotropie reste à vérifier. Dans le cas où ces hypothèses seraient mise en défaut, des lois supplémentaires de variation du coefficient de Biot devront être formulées.

Conclusion générale et perspective

L'objectif du travail présenté dans ce mémoire consiste à modéliser le comportement poromécanique et hydromécanique des géomatériaux semi-fragiles. Le travail effectué est divisé en deux parties. La première partie aborde l'étude du comportement hydromécanique des géomatériaux initialement isotropes. Dans cette première partie, un accent particulier est mis sur l'étude de l'influence de la dessiccation sur le comportement mécanique des géomatériaux. L'objectif de la deuxième partie était d'étudier les comportements mécaniques et poromécaniques des matériaux ayant une anisotropie inhérente. Les aspects fondamentaux du comportement des matériaux anisotropes sont pris en compte : la dépendance du comportement mécanique à l'orientation du chargement, le couplage des anisotropies inhérente et induite, aussi que le couplage hydromécanique.

Pour mener à bien ce travail, nous avons d'abord effectué une analyse bibliographique qui a permis de cerner de nombreux problèmes existants et de fixer les objectifs principaux de notre recherche quant à la prise en considération des couplages hydromécaniques des matériaux semi-fragiles.

Dans la première partie, en se basant sur les observations expérimentales, un modèle élastoplastique couplé à l'endommagement a été développé. La formulation plastique est non associée, une fonction de charge et un potentiel plastique sont proposés afin de décrire les comportements plastiques des géomatériaux étudiés dans ce travail. Un critère d'endommagement est proposé. Dans ce critère, les évolutions de l'endommagement en compression et en traction sont traitées séparément. Grâce à cette formulation, on a pu rendre compte des différents mécanismes de rupture. Puis, les couplages hydromécaniques ont pu être pris en considération en employant le concept des contraintes effectives généralisées pour la déformation plastique. Une méthode pratique est proposée pour déterminer le coefficient des contraintes effectives plastiques. Les simulations des essais réalisés sur deux matériaux semi-fragiles différents (mortier et argilite), et les simulations de structures soumises à de la flexion sont ensuite réalisées pour déterminer la performance du modèle proposé. Il apparaît que, en utilisant le concept des contraintes effectives généralisées, le modèle proposé est capable de reproduire les principales caractéristiques du comportement poromécanique et hydromécanique des matériaux isotropes semi-fragiles.

Dans la deuxième partie, l'attention est portée sur l'étude du comportement mécanique et hydromécanique des matériaux anisotropes sous contraintes de compression. Afin d'étudier et de simuler l'influence de l'anisotropie initiale sur le comportement mécanique, un modèle de comportement mécanique élastoplastique anisotrope couplé à un endommagement isotrope induit a d'abord été présenté au chapitre 3. La formulation du modèle proposé repose sur le concept du tenseur de fabrique. Ce travail peut être considéré comme une extension du modèle proposé par Pietruszczak (1998) par introduction de l'effet de l'endommagement sur le comportement des matériaux semi-fragiles initialement anisotropes. En particulier, le comportement post-pic est pris en compte dans le modèle via l'évolution de l'endommagement dans la formulation du modèle. Les simulations des essais sur l'argilite de Tournemire ont montré la capacité du modèle développé à reproduire les principaux mécanismes du comportement des matériaux anisotropes

Cependant les microfissures qui se développent dans le matériau lors du chargement s'orientent suivant des orientations privilégiées. La dégradation des propriétés des matériaux est elle aussi directionnelle. En ce sens, une anisotropie induite existe et se superpose à l'anisotropie initiale du matériau. Pour prendre en compte ce phénomène dans les modèles macroscopiques, des tenseurs d'ordre supérieurs sont introduits. Dans ce cas, la formulation du modèle devient complexe et les composants du tenseur sont difficiles à déterminer et manquent généralement de sens physique.

Afin d'étudier le couplage entre les anisotropies inhérente et induite, un nouveau modèle anisotrope est proposé au chapitre 4. Ce modèle de comportement se base sur l'approche thermodynamique discrète. Suivant cette approche, la déformation plastique est considérée comme une conséquence macroscopique du glissement le long des plans de faiblesse. Pour chaque famille de plans de faiblesse, la règle d'écoulement plastique et le critère d'endommagement sont construits dans le cadre de la thermodynamique irréversible. En prenant en compte le couplage entre l'endommagement et le glissement frottant, l'influence de l'anisotropie induite (endommagement induit) sur le comportement mécanique est modélisée. La procédure de détermination des paramètres dans le modèle a été présentée. En étudiant la variation de la distribution des propriétés directionnelles, il est vérifié que, l'approche proposée permet de bien rendre compte du comportement des matériaux anisotropes. En particulier, les différents mécanismes de rupture qui interviennent en fonction de l'orientation du chargement ont pu être décrits.

Finalement, le modèle discret proposé est étendu à la modélisation du comportement poromécanique des matériaux anisotropes dans le cadre de la théorie poroélastique et poroplastique couplée à l'endommagement. Les évolutions des propriétés poromécaniques sont déterminées en fonction de l'endommagement induit. Devant le manque de données expérimentales, des analyses principalement qualitatives sont réalisées sur le comportement poromécanique des matériaux anisotropes. Il apparaît que les résultats obtenus sont en accord avec les tendances générales des réponses des géomatériaux anisotropes et conformes à des résultats issus des études micromécaniques.

Finalement, notre travail a permis de bien rendre compte des principaux traits du comportement poromécanique et hydromécanique des géomatériaux semi-fragiles, à savoir :

1) Les principaux comportements mécaniques des géomatériaux semi-fragiles isotropes, incluant les divers mécanismes de rupture sous différents états des contraintes, l'évolution de la déformation plastique, la dégradation des propriétés élastiques, la transition contractance/dilatance plastique, la forte influence de la pression de confinement ;
2) L'influence de la dessiccation sur le comportement mécanique des matériaux isotropes. Les observations expérimentales au cours du séchage sont bien reproduites, incluant l'augmentation de la résistance, la transition ouverture/fermeture des microfissures, et l'évolution de la perméabilité ;
3) Le comportement mécanique directionnel des matériaux semi-fragiles ayant une anisotropie inhérente, notamment la dépendance de la résistance à l'orientation du chargement ;
4) Le couplage des anisotropies inhérente et induite permettant de rendre compte des mécanismes de rupture observés expérimentalement;
5) Le couplage poromécanique des matériaux anisotropes qui montre l'influence de l'orientation du chargement sur la réponse du matériau.

Cependant, il reste encore des sujets ouverts et des travaux à réaliser pour compléter ceux menés jusqu'à présent. Les perspectives de ce travail sont nombreuses :

1) Une des hypothèses fondamentales de ce travail est l'emploi du concept des contraintes effectives. De plus, nous avons postulé que le moteur du couplage poromécanique en condition non saturée est la pression capillaire. La validité de ces deux concepts reste un sujet encore ouvert. En particulier, les effets tels que ceux de la pression de disjonction, ou des tensions de surface doivent être analysés pour les forts taux de désaturation. De même, des études sur la validité du concept des contraintes effectives à l'échelle microscopique devraient permettre de valider notre approche.

2) De plus, le modèle de comportement des matériaux anisotropes a été formulé uniquement dans le cadre des états de contraintes de compression. Comme pour les matériaux isotropes, les mécanismes physiques de comportement en traction sont différents de ceux en compression. L'endommagement devient en traction le principal moteur du comportement. Une extension du modèle pour rendre compte du comportement en traction des matériaux anisotropes est donc nécessaire. Notons enfin que l'endommagement se localise. Une approche régularisée est alors nécessaire afin de pouvoir mener des analyses du processus de rupture des structures.

3) Pour finir, les modèles de comportement poromécanique anisotrope n'ont pu être confrontés qu'aux données expérimentales en laboratoire. La comparaison des performances du modèle par rapport à d'autres résultats expérimentaux, en particulier des mesures in situ, doit être réalisée pour déterminer la validité de notre approche.

Bibliographie

Akroyd Z.N.W.(1961). *Concrete under triaxial stress*. Magazine of Concrete Research, vol.13, n° 39.

Allirot D., Boehler J.P., Sawczuk A. (1977). *Irreversible deformation of an anisotropic rock under hydrostatic pressure.* Int. J. Rock Mech. Min. Sci & Geomech. Abstr. Vol. 14, pp. 77- 83.

Alonso E.E., Gens A. and Josa A. (1990). *A constitutive model for partially saturated soils.* Géotechnique 40 (3), pp. 405-403.

Amadei B. (1983). *Rock anisotropy and the theory of stress measurements.* Springer- Verlag, Heidelberg.

Andra (2005). Référentiel du site, Rapport d'Andra No C.PR. ADS. 04.0022.

Attewell P.B. et Sandford M.R. (1974). *Intrinsic shear strength of a brittle anisotropic rock-I. Experimental and mechanical interpretation.* Int. J. Rock Mech. Min. Sci &Geomech. Abstr., Vol 11, pp. 423- 430.

Bartlett F.M., MacGregor J.G. (1994). *Effect of moisture condition on concrete core strengths.* ACI Materials Journal 91 (3), pp. 227-236.

Basant Z.P., Oh B.H. (1986). *Efficient numerical integration on the surface of a sphere.* Z.A.M.M., 66, pp.37-49.

Benboudjema F. (2002). *Modélisation des déformations différées du béton sous sollicitation biaxiales. Apllication aux enceintes de confinement de bâtiments réacteurs des centrales nucléaires*. Thèse de Doctorat de l'Université de Marne la Vallée, U.F.R. de Sciences et Technologies, Marne la Vallée.

Bésuelle P. (1999). *Déformation et rupture dans les roches tendres et sols indurés : comportement homogène et localisation.* Thèse de doctorat de l'Université de Grenoble I, France.

Biot M.A. (1941). *General theory of three-dimensional consolidation.* J. Appl. Phys. 12, pp. 155-164.

Biot M.A. (1995). *Theory of elasticity and consolidation for a porous anisotropic solid.* J. Appl. Phys, 26, pp. 182-185.

Bishop A.W. (1959) *The principle of effective stress.* In: Lecture Delivered in Oslo, Norway, published in Teknisk Ukeblad 160 (39), pp. 859-863.

Bishop A.W., Blight G.E. (1963) *Some aspects of effective stress in saturated and partly saturated soils.* Geotechnique 13(3), pp. 177-197.

Brooks J.J., Neville A.M. (1977) *A comparison of creep, elasticity, and strength of concrete in tension and compression.* Magazine of Concrete Research, Vol. 29, No. 100, pp. 131-141.

Boehler J.P.(1975). *Contributions théoriques et expérimentales à l'étude des milieux plastiques anisotropes.* Thèse de Doctorat, Grenoble.

Boehler, J.P., Sawczuk, A. (1970). *Equilibre limite des sols anisotropes.* J. de Mécanique 3, pp.5–33.
Brooks J.J., Neville A.M. (1977). A *comparison of creep, elasticity, and strength of concrete in*

tension and compression. Magazine of Concrete Research, vol. 29, n° 100, pp. 131-141.

Butcher W.S. (1958). *The effect of air drying before test : 28-day strength of concrete*. Constructional Review, pp. 31-32, Sydney.

Carol I., Bazant Z.P. (1996). *Damage and plasticity in microplane.* Solids Structures 34 (29): 3807-3825.

Caroll M. M. (1979). *An effective stress law for anisotropic elastic deformation.* J. Geophys. Res., 84, pp. 7510-7512.

Cazacu O.(1995). *Contribution à la modélisation du comportement élasto-viscoplastique des roches annisotropes.* Thèse de Doctorat. USTL.

Cazacu O., N. Cristescu, J.F. Shao & J.P. Henry (1998). *A new anisotropic failure criterion for transversely isotropic solids*. Int. J. Mechanics of Cohesive-frictional materials 3(1), pp.89-103.

Chambon R. (1986). *Bifurcation par localisation en bande de cisaillement, une approache avec les lois incrémentalement non linéaires.* Journal de Mécanique Théorique et Appliquée 5, pp. 277-298.

Chambon R. (1989). *Bases théoriques d'une loi de comportement incrémentale consistante pour les sols.* Rapport de Recherche COSM, IMG, Grenoble, France.

Chambon R., Desrues J., Charlier R., Hammad W. (1994). *Cloe, a new rate type constitutive model for geomaterial : Theoretical basis and implementation.* Int. J. Num. Anal. Meth. Geom. 18 (4), pp. 253-278.

Chang C.S., Hicher P.-Y. (2005). *An elasto-plastic model for granular materials with microstructural consideration.* International Journal of Solids and Structures, 42, pp. 4258-4277.

Chen D. (2003). *Modélisation du comportement hydromécanique d'un mortier sous compression et dessiccation.* Thèses de doctorat, Univ. des Science et technologies de Lille,Lille, France.

Chenevert M.E. et Gatlin. (1965). *Mechanical anisotropies of laminated sedmentary rocks.* Soc. Petrol. Eng. J. 5, pp. 67- 77.

Cheng A.H.-D. (1997). *Material coefficients of anisotropic poroelasticity.* Int. J. Rock. Mech. Min. Sci. Vol. 34, No.2, pp. 199-205.

Coussy O. (1995). *Mechanics of Porous Continua.* John Wiley & Sons, UK.

Coussy O. (1991). *Mécanique des milieux poreux.* Ed, Technip, Paris.

Cudny, M. et Vermeer, P.A. (2004). *On the modelling of anisotropy and destructuration of soft clays within the multi-laminate framework.* Computer and geotechnics. Vol. 31, pp. 1-22.

Dantec P., Terme G. (1996). *Séchage et comportement différé du béton : influence de la cinétique de dessiccation sur le comportement des bétons*. Rapport du LCPC, n° 1.41.02.5.

De Buhan P., Dormieux L. (1996). *On the validity of the effective stress tensor concept for assessing the strength of saturated porous materials : a homagenization approach.* J. Mech. Phys. Solids, 44, pp. 1649-1667.

De Buhan P., Dormieux L. (1999). *A micromechanical appoach to the behavior of a non-associated porous medium.* C.R. Acad. Sci. Paris t326 (Série II b), pp.533-538.

Desrues J. (1984). *Localisation de la déformation dans les matériaux granulaires.* Thèse d'Etat, INP Grenoble.

Desrues J., Chambon R. (1989). *Shear band analysis for granular material :the equation of incremental non linearity.* Ingenieur Archiv 59, pp. 187-196.

Donath F.A. (1961). *Experimental study of shear failure in anisotropic rocks.* Bull, Geol. Soc. Am, Vol. 72, pp. 985- 990.

Donath F.A. (1963). *Fundamental problems in dynamic structural geology.* In the Earth Scienc es (Edited by T.W. Donnelly), The University of Chicago Press, Chicago, pp. 83-103.

Donath F.A. (1964). *Strength variation and deformational behaviour in anisotropic rock.* In State of stress in the Earth's crust., Judd W.R. (Editor), Elsevier, Amsterdam, pp. 281- 297.

Donath F. A.,Cohen C. I. (1960). *Anisotropy and failure rocks (abstract).* Geol. Soc. Am. Bull. 71.

Donath F.A. (1972). *Effects of cohesion granularity on deformational behaviour of anisotropic rock. In studies in mineralogy and Precambrian geology (Edited by B. R. Doc and D.K. Smith)*, Vol 135, pp. 95- 128. Geological Society of America, Boulder. Co.

Dormieux L., Sanahuja J., Maghous S. (2006). *Influence of capillary effects on strength of non-saturated porous media.* C.R.Mécanique, 334, pp. 19-24.

Dormieux L. , Kondo D. (2006). F.J. Ulm, Microporomechanics, Wiley.

Duveau, G., Shao,J.F., Henry, J.P.(1998). *Assessment of some failure criteria for strongly anisotropic materials.* Mech. Cohesive Frict. Mater. 3, p. 1-26.

Gamps G. (2008). *Etude des interactions chemo- mécaniques pour la simulation du cycle de vie d'un élément de stockage en béton.* Thèse de doctorat, Univ. de Toulouse, France.

Gilkey H.J. (1937). *The moist curing of concrete* , Engineering news-record 119, pp. 630-633.

Hammade A. (1992). *Etude expérimentale du comportement d'un matériau anisotrope (schiste ardoisier) : Caratérisation de la rupture et déterminations des paramètres élastiques.* Thèse de Doctorat, USTL.

Hansen N.R., Scheryer H.L. (1993). *A thermodynamically consistent framework for theories of elasoplasticity coupled with damage.* Int. J. Solid struct., 31, pp. 359-389.

Hill R. and Hutchinson J.W. (1975). *Bifurcation phenomena in the plane tension test.* J. Mech. Phys. Solids 23, pp. 239-264.

Hoek E. (1964). *Fracture of anisotropic rock.* J.S.Afr. Inst. Min. Metall, Vol 64, No 10, pp. 501- 518.

Jaeger J.C. (1960) *Shear failure of anisotropic rocks. Geol.* Mag., Vol. 97, pp. 65-72.

Jamet P., Millard A., Nahas G. (1986). *Triaxial behaviour of a micro-concrete complete stress-strain for confining from 0 to 100 MPa.* Proc. of International Conference on concrete under Multiaxial Conditions, Presses de l'Université Paul Sabatier, Toulouse, vol 36, pp. 17-30.

Jia Y. (2005). *Contribution à la modélisation thermo-hydro-mécanique des roches partiellement saturées : application au stockage des déchets radiaactifs.* Thèse de doctorat, Univ. des Science et technologies de Lille,Lille, France.

Ju J.W.(1989). *On energy based coupled elastoplastic damage theories: constitutive modelling and computational aspects.* Int. J. Solid Structures, Vol. 25, No.7, pp. 803-833.

Kanatani KEN-ICHI. (1984). *Distribution of directional data and fabric tensors.* Int, J. Engng. Vol. 22. pp. 149-164.

Karami, H. (1998). *Experimental investigation of poroelastic behaviour of a brittle rock.* Doctoral Thesis, University of Lille1.

Kermani A. (1991). *Permeability of stressed concrete. Building research and information.* vol. 19, No. 6.

Khazraei, R. (1995). *Experimental investigations and numerical modelling of the anisotropic damage of a Vosges sandstone.* Doctroal Thesis, University of Lille1.

Kolymbas D. (1981). *Bifurcation analysis for sand samples with non linear constitutive equation.* Ing. Arch. 50, pp.131-140.

Kwasniewski M.A. (1993). *Mechanical behavior of anisotropic rocks.* In comprehensive Rock Engineering. Vol I : Fundamentals, Pergamon Press, Oxford, pp. 285- 312.

Lassabatère T. (1994). *Couplages hydromécaniques en milieux poreux non saturé avec changement de phase : Application au retrait de dessiccation.* Thèse de doctorat, ENPC.

Lassabatère T. (1994). *Couplages hydromécaniques en milieux poreux non saturé avec changement de phase: Application au retrait de dessiccation.* Thèse de Doctorat, ENPC.

Lee Y-K, Pietruszczak S. *Application of critical plane approach to the prediction of strength anisotropy in transversely isotropic rock masses.* International Journal of Rock Mechanics& Mining Sciences, 2008, 45, pp. 513-523.

Lekhnitski S.G (1963). *Theory of elasticity of an anisotropic elastic body.* Holden Day, Inc. San Francisco.

Lydzba D., Pietruczczak S., Shao J.F. (2003). *On anisotropy of stratified rocks: homogenization and fabric tensor approach.* Computer and Geotechnics, 30, pp. 289-302.

Lydzba D., Shao J.F. (2000). *Study of poroelasticity material coefficients as response of microstructure.* Mechanics of cohesive-frictional material, 5, pp. 149-171.

Lydzba D., Shao J.F. (2002). *Stress equivalence principle for saturated porous media.* C.R. Mécanique 330, pp. 297-303.

Maclamore R. and Gray K.E. (1967). The *mechanical behaviour of anisotropic sedimentary rocks.* Journal of Engineering for Industry, Trans. of the ASME, Vol 89, pp. 62- 73.

Mass P., Francois R., Gagne R. (1998). *Outils expérimentaux pour l'étude de l'influence de la fissuration sur les propriétés de transfert des bétons.* Proceedings of the 1st International Meeting- Material Science and Concrete Properties, Toulouse, France, pp. 109-116.

Mazars J. (1984). *Application de la mécanique de l'endommagement au comprotement non linéaire du béton de structure.* Thèse de l'Université Paris 6.

McLamore R. and Gray K. E. (1967). *The mechanical behaviour of anisotropic sedimentary rocks.* J. Engng Ind., Trans. ASME 89, pp. 62-73.

Mills R.H. (1960). *Strength-maturity relationship for concrete which is allowed to dry.* RILEM Int. Symp. on Concrete and Reinforced Concrete in Hot Country, Haîfa.

Nemat- Nasser S., Hori M. (1993). *Micromechanics: Overall properties of heterogeneous materials.* North-Holland, Amsterdam.

Neville A. M. (2000). *Propriétés des bétons*. Eyrolles, Paris, France.

Niandou, H. (1994). *Etude du comportement rhéologique et modélisation de l'argilite de Tournemire : Application a la stabilité d'ouvrages souterrains* . Ph .D. Thesis (In French), University of Lille.

Niandou H., Shao J.F., Henry J.P., Fourmaintraux D.(1997). *Laboratory investigation of the mechanical behaviour of Tournemire shale.* Int. J. Rock Mech. Min. Sci, 34, pp. 3-16.

Nur A. Buerlee J.D. (1971). *An exact effective stress law for elastic deformation of rock with fluids.* J. Geophys. Res. 76, pp. 6414-6419.

Okajima T., Ishikawa T., Ichise K. (1980). *Moisture effect on the mechanical properties of cement mortar*. Transactions of the Japan Concrete Institute, vol. 2, pp.125-132.

Ortiz M., Leroy Y. et Needelman A. (1987). *A finite element method for localized failure analysis.* Comp. Meth. Appl. Mech. Eng. 61, pp. 189-214.

Picandet V., Khelidj A., Bastian G. (2001). *Effect of axial compressive damage on gas permeability of ordinary and high-performance concrete.* Cement and Concrete Research. 31, pp. 1525-1532.

Pietruseczak S., Jiang J. and Mirza F.A.(1988). *An elastoplastic constitutive model for concrete.* Int. J. Solid and Structures 24(7), pp. 705-722.

Pietruszczak S., Lydzda D., Shao J.F.(2002). *Modeling of inherent anisotropy in sedimentary rocks.* International of Solids and Structure, 39, pp. 637-648.

Pietruszczak S., Pande G.N. (2001). *Description of soil anisotropy based on multi-laminate framework.* Int.J. Numer. Anal. Meth. Geomech. 25: 197-206.

Pietruszczak S. and Mroz Z. (2001). *On failure criterial for anisotropic cohesive-frictional materials.* International journal for numerical and analytical methods in geomechanics 25, pp. 509-524.

Pietruszczak S., Mroz Z. (1981). *Finite element analysis of deformation of strain-softening materials.* Int. J. Num. Meth. Eng. 17, pp. 327-334.

Pihlajavaara S.E. (1974). *A review of some of the main results of a research on the ageing phenomena of concrete, effect of moisture conditions on strength, shrinkage and creep of mature concrete*. Cement and Concrete Research, 4, pp. 761-771.

Popovics S. (1986). *Effect of curing method and moisture condition on compressive strength of concrete*. ACI Journal, 83 (4), pp. 650-657.

Raleigh C.B., Paterson M.S. (1965). *Experimental deformation of serpentinite and its tectonic implications.* J. Geophys. Res **70** (16), pp. 3965–3985.

Raniecki B., Bruhns O.T. (1981). *Bounds to bifurcation stresses in solids with non associated plastic flow law at finit strain.* J. Mech. Phys. Solids 29, pp. 153-172.

Rice J.R., Rudnicki J.W.(1980). *A note on some features of the theory of localization of deformation.* Int. J. Solids Mech., pp. 597-605.

Rougelot T. (2008). *Etude expérimentale multi-échelles des couplages hydriques, mécaniques et chimiques dans les matériaux cimentaires.* Thèse de doctorat, Univ. des Science et technologies de Lille,Lille, France.

Rudnicki J.W., Rice J.R. (1975). *Conditions for the localization of deformation in pressure-sensitive dilatant materials.* Journal of the Mechanics and Physics of Solids, 23, pp.371-391.

Saint Leu C., Lerau J. et Sirieys P. (1978) *Mécanique de rupture des schistes de Lacaune (Tarn). Influence de la pression isotrope.* Bull. Soc. Fr. Min. Cristal, No.101, pp. 437-442.

Schrefler B.A., Simoni L. (2001). *An Elastoplastic Constitutive Model for Partially Saturated Soils.* Handbook of Materials Behavior Models, pp. 1134-1145.

Shao J.F. (1998). *Poroelastic behaviour of brittle rock materials with anisotropic damage.* Mechanics of material, 30, pp. 41-53.

Skoczylas F. (1999). *Perméabilité et endommagement de mortier sous sollicitation triaxiale. La dégradation des bétons- Couplage fissuration- dégradation chimique.* Edité par Torrenti J.M. ,Didry O., Ollivier J.P., Plas F., Hermès.

Singh J., Ramamurthy T. et Rao G.V. (1988). *Strength anisotropies in rocks.* Indian geotech. J., Vol. 19, pp. 319- 349.

Sirieys P. (1982). *Anisotropie mécanique des roches.* Colloq. Int. Du CNRS sur le comportement mécanique des solides anisotropes, No.295, pp. 481- 532.

Singh U.K., Digby P.J. (1989a). *A continuum damage model for simulation of the progressive failure of brittle rocks.* Int. J. Solids Struct. 25, pp. 647-663.

Singh U.K., Digby P.J. (1989b). *The application of a continuum damage model in the finite element simulation of the progressive failure and localization of deformation in brittle rock structures.* Int. J. Solids Struct. 25, pp. 1023-1038.

Thompson M., Willis J.R. (1991). *A reformulation of the equations of anisotropic poroelasticity.* J. Appl. Mech. ASME 58, 1991, pp. 612-616.

Torrenti J.-M. (1987). *Comportement multiaxial du béton : aspects expérimentaux et modélisation*. Thèse de Doctorat de l'Ecole Nationale des Pons et Chaussées, Paris.

Toutlemonde F. (1995). *Résistance aux chocs des structures en béton*. Thèse de doctorat de l'Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, Paris.

Van Eekelen H.A.M. (1980). *Isotropic yield surfaces in three dimensions for use in soil mechanics.* International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics 4, pp. 89-101.

Vardoulakis I., Goldschneider M., Gudehus Q.G. (1978). *Formulation of shear bands in sand bodies as a bifurcation problem.* Int. J. Num. Anal. Meth. Geomech. 2, pp. 99-128.

Walker S., Bloem D.L. (1957). Effects of curing and moisture distribution on measured strength of concrete. Proc. Highw. Res. Bd., 63, pp. 334-346.

Willam K.J., Warnkee E.D.(1975). *Constitutive model for the triaxial behaviour of concrete.* Proc. Int. Ass. For Bridge and Struct. Engng. 19, ISMES, Bergama, pp. 174-186.

Wittmann F.H.(1968). *Surface tension, shrinkage and strength of hardened cement paste*. Materials and Structures, vol. 1, n° 6, pp. 547-552.

Yang Q., Li Z.K. et Tham G. (2001). *An explicit expression of second- order fabric dependent elastic compliance tensor.* Mechanics Research Communication, 28, pp. 255-260.

Yurtdas I.(2003). *Couplage comportement mécanique et dessication des matériaux à matrice cimentaire: étude expérimentale sur mortier.* Thèse de Doctorat de l'Ecole Centrale de Lille.

Zhu Q.Z., Shao J.F., Kondo D. (2008). *A discrete thermodynamic approach for modeling anisotropic coupled plasticity-damage behavior in geomaterials.* Comptes rendus mecanique, 336, pp.376-383.

Zysset P.K., Curnier A. (1995). *An alternative model for anisotropic elasticity based on fabric tensors.* Mechanics of Materials, 21, pp.243-250.