



**HAL**  
open science

# Modélisation explicite de l'initiation et la propagation de fractures

Jabrane Khalil Hamdi

► **To cite this version:**

Jabrane Khalil Hamdi. Modélisation explicite de l'initiation et la propagation de fractures. Sciences de la Terre. Université de Lorraine, 2017. Français. NNT : 2017LORR0353 . tel-01835297

**HAL Id: tel-01835297**

**<https://theses.hal.science/tel-01835297v1>**

Submitted on 11 Jul 2018

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



## AVERTISSEMENT

Ce document est le fruit d'un long travail approuvé par le jury de soutenance et mis à disposition de l'ensemble de la communauté universitaire élargie.

Il est soumis à la propriété intellectuelle de l'auteur. Ceci implique une obligation de citation et de référencement lors de l'utilisation de ce document.

D'autre part, toute contrefaçon, plagiat, reproduction illicite encourt une poursuite pénale.

Contact : [ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr](mailto:ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr)

## LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 335.2- L 335.10

[http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg\\_droi.php](http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php)

<http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm>

UNIVERSITE DE LORRAINE

Ecole Nationale Supérieure des Mines de Nancy

Laboratoire GeoRessources

Ecole Doctorale RP2E

THESE

Présentée en vue du grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE LORRAINE

en Géosciences

Par

Jabrane Khalil HAMDJ

# Modélisation explicite de l'initiation et la propagation de fractures

Soutenue publiquement le 18 décembre 2017

Devant le jury composé de

<b>Véronique MERRIEN-SOUKATCHOFF (Pr)</b>	Conservatoire National des Arts et Métiers	Rapporteur
<b>Frédéric Victor DONZE (Pr)</b>	Université de Grenoble Alpes	Rapporteur
<b>Fanny DESCAMPS (Dr)</b>	Université de Mons	Examineur
<b>Albert GIRAUD (Pr)</b>	Université de Lorraine	Examineur
<b>Mountaka SOULEY (HDR)</b>	INERIS	Directeur de thèse
<b>Marwan AL HEIB (HDR)</b>	INERIS	Co-Directeur de thèse



UNIVERSITE DE LORRAINE

Ecole Nationale Supérieure des Mines de Nancy

Laboratoire GeoRessources

Ecole Doctorale RP2E

THESE

Présentée en vue du grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE LORRAINE

en Géosciences

Par

Jabrane Khalil HAMDJ

# Modélisation explicite de l'initiation et la propagation de fractures

Soutenue publiquement le 18 décembre 2017

Devant le jury composé de

<b>Véronique MERRIEN-SOUKATCHOFF (Pr)</b>	Conservatoire National des Arts et Métiers	Rapporteur
<b>Frédéric Victor DONZE (Pr)</b>	Université de Grenoble Alpes	Rapporteur
<b>Fanny DESCAMPS (Dr)</b>	Université de Mons	Examinateur
<b>Albert GIRAUD (Pr)</b>	Université de Lorraine	Examinateur
<b>Mountaka SOULEY (HDR)</b>	INERIS	Directeur de thèse
<b>Marwan AL HEIB (HDR)</b>	INERIS	Co-Directeur de thèse

## Résumé:

L'étude du comportement des roches nécessite de comprendre leur réponse sous diverses sollicitations. L'étude énergétique de l'endommagement des roches est indispensable pour prédire les phénomènes dynamiques. Ces phénomènes sont dus au développement de fissures dans les roches soumises à des fortes contraintes initiales et induites. La fissuration est une forme de dissipation d'énergie qui permet de rétablir l'équilibre du milieu. L'objectif de la thèse est de modéliser la fissuration dans les milieux rocheux dans la perspective d'étudier le comportement des ouvrages souterrains à grande profondeur. Le développement des modèles capables de représenter la fissuration, la coalescence des fissures et leur interaction avec des fractures préexistantes est indispensable. De la littérature, il ressort deux principales approches théoriques et numériques de modélisation de la fissuration : continue et discrète. Une synthèse critique de ces approches nous a conduit à retenir l'approche discrète et plus particulièrement le code Yade dans le cadre de cette thèse. Ce code permet de simuler explicitement la fissuration avec ou sans fractures pré-existantes. Des développements ont été effectués afin de tenir compte des différentes formes d'énergie intervenant dans le comportement des roches soumises à de sollicitations. En particulier une corrélation entre l'énergie de fissuration numérique et l'activité microsismique observée sur des échantillons en laboratoire en compression. Les différentes composantes énergétiques explicitées puis implémentées dans Yade sont : le travail externe, l'énergie potentielle, l'énergie élastique, l'énergie dissipée en frottement, l'énergie de fissuration, l'énergie cinétique et l'énergie dissipée en amortissement. La validation de l'approche énergétique a été réalisée grâce à la simulation des essais de laboratoire. L'évolution des différentes composantes énergétiques a permis de vérifier que le bilan des énergies est correctement évalué. Le bilan énergétique a également été vérifié à échelle de structures en simulant l'excavation souterraine d'un Mine-by Experiment (URL Manitoba). L'extension de la zone endommagée induite par l'excavation prédite numériquement a été comparée à celle observée in-situ autour du Mine-by Experiment. Il a été constaté que l'endommagement prédit est similaire à celui observé dans les directions des contraintes initiales mineure et majeure. Par ailleurs la formulation énergétique permet d'étudier numériquement les processus de fissuration des roches. Wassermann (2006) a réalisé des essais de compression uniaxiale et triaxiale sur des échantillons de minerai de fer lorrain. Nous avons modélisé ces essais. La comparaison qualitative des événements acoustiques et des énergies de fissuration issues respectivement des essais et des simulations numériques a montré des tendances similaires. Par contre, la comparaison d'un point de vue quantitatif a montré que le nombre des événements acoustiques numériques est plus important que celui déterminé expérimentalement. L'énergie dissipée par fissuration numérique est également plus importante que celle obtenue sur les essais. Cette différence est expliquée par le fait que les capteurs du dispositif expérimental ne détectent pas tous les événements acoustiques. Les résultats obtenus pourront permettre de mieux comprendre les cinétiques des phénomènes dynamiques dans les ouvrages souterrains profonds. Une autre application a consisté à modéliser un pilier de mine de fer de Joeuf (Lorraine). Le modèle numérique montre deux modes de fissuration dans le pilier : (a) écaillage en peau de pilier, (b) deux bandes de rupture s'initiant du mur et toit du pilier pour se propager vers le cœur du pilier. Ce travail offre de bonnes perspectives pour mieux comprendre la propagation de la fissuration à plus grande échelle, mais aussi de progresser dans la recherche de corrélation entre la géomécanique et la géophysique.

Mots clefs : Fissuration, Initiation, Propagation, Bilan énergétique, Elements discrets, Energie de fissuration

**Abstract:**

The study of rock mass behavior requires the understanding of their response under various loadings. The study of rock damage from an energetic point of view is essential in order to predict dynamic phenomena. These phenomena are due to the development of cracks in rocks subjected to strong initial and induced stresses. Fracturing is a form of energy dissipation that restores the balance of the involved medium. The aim of the thesis is to model rock cracks and study the behavior of underground structures at great depths. The development of models able to simulate the fracturing, the coalescence of cracks and their interaction with pre-existing fractures is essential. In the literature, there are two main theoretical and numerical approaches for crack modeling: continuous and discrete. A detailed analysis of these approaches has led us to choose the discrete approach and more particularly the code Yade. This code enables to simulate explicitly cracks propagation with or without pre-existing fractures. Developments have been made to evaluate the different forms of energy involved in rock behavior. In particular, a correlation between the cracks energy determined numerically and the microseismic activity observed in laboratory samples has been performed. The various energy components developed and then implemented in Yade are: external work, potential energy, elastic energy, friction energy, cracks energy, kinetic energy and damping energy. Validation of the energy approach was carried out by simulating laboratory tests. The evolution of the various energy components permits to verify that the energy balance is correctly evaluated. The energy balance was also verified at a structure scale by simulating the underground excavation of a Mine-by Experiment (URL Manitoba). The extension of the damaged zone induced by excavation and predicted by numerical simulations was compared with that observed in-situ around the Mine-by Experiment. It has been found that the predicted and the observed damage are similar in the directions of initial minor and major stresses. In addition, the energy formulation enables to study numerically the fracturing process of rocks. Wassermann (2006) performed uniaxial and triaxial compression tests on samples of iron ore from Lorraine. We have modeled these tests. The qualitative comparison of acoustic events and cracks energies determined from tests and numerical simulations showed similar trends. On the other hand, the quantitative comparison showed that the number of numerical acoustic events is greater than the number of experimental acoustic events. Also, the energy dissipated by cracks determined numerically is greater than the energy measured in the tests. This difference is explained by sensors accuracy of the experimental device, which are not able to detect all the generated acoustic events. The results obtained will allow us to better understand the dynamic phenomena in the deep underground structures. Another application consisted in modeling an iron ore pillar of Joeuf (Lorraine). The numerical model shows two modes of cracking in the pillar: (a) flaking of pillar wall, (b) two breaking bands initiating from the wall and the roof of the pillar to propagate towards his core. This provides good perspectives for better understanding cracks propagation at a larger scale, also to progress in the understanding of the correlation between geomechanics and geophysics.

**Key words:** Cracking, Initiation, Propagation, Energy balance, Discrete element, Cracks energy





# Remerciements

Ce manuscrit constitue la synthèse de trois ans de doctorat effectué à la Direction des Risques Sol et Sous-Sol (DRS) de l'Institut National de l'Environnement Industriel et des Risques (INERIS) et à l'équipe Géomatériaux, Ouvrages et Risques (GOR) du laboratoire GéoRessources UMR 7359 au sein de l'Université de Lorraine (UL). La thèse a été financée par l'INERIS.

Tout d'abord, je tiens à remercier mon directeur de thèse Monsieur Mountaka SOULEY, Ingénieur de Recherche à l'INERIS, qui m'a fait profiter de son savoir, de sa rigueur, de son expérience des méthodes numériques dédiées aux fissures et avec qui j'ai pu découvrir le vaste monde de la mécanique des roches. J'aimerais également remercier mon co-directeur de thèse Monsieur Marwan AL HEIB, Ingénieur de Recherche à l'INERIS pour avoir mis à ma disposition son savoir, son expérience, ses conseils et également sa vaste connaissance en mécanique des roches.

J'adresse un remerciement particulier à Monsieur Luc SCHOLTES, Maître de Conférences à l'Université de Lorraine, pour son rôle déterminant dans l'encadrement de ma thèse à travers le partage de son savoir et de sa passion du développement numérique des codes de calculs. Je lui suis également reconnaissant pour ses conseils et sa pédagogie.

Je remercie sincèrement Madame Véronique MERRIEN-SOUKATCHOFF, Professeur au Conservatoire National des Arts et Métiers de Paris, ainsi que Monsieur Frédéric Victor DONZE, Professeur à l'Université de Grenoble Alpes, pour l'intérêt qu'ils ont témoigné à l'égard de mon travail en acceptant la charge de rapporteurs.

J'exprime ma reconnaissance à Madame Fanny DESCAMPS, Assistante de Recherche à l'Université de Mons (Belgique), et Monsieur Albert GIRAUD, Professeur à l'Université de Lorraine pour leur participation au jury en tant qu'examineurs. Je les remercie également d'avoir été attentif à mon travail et pour leurs conseils.

Je veux également remercier Messieurs Jean-Bernard KAZMIERCZAK, Délégué Scientifique à la DRS, Franz LAHAIE Responsable de l'Unité RNOS (Risques Naturels Ouvrages et Stockages) de l'INERIS et Alain THORAVAL, Ingénieur de Recherche au sein de l'unité RNOS, pour leur disponibilité, leur conseil et leur écoute. J'exprime ma reconnaissance à Monsieur Yann GUNZBURGER, Maître de Conférences à l'Université de Lorraine, ainsi que Madame Isabelle CONTRUCCI et Monsieur Farid LAOUAFA, Ingénieurs de Recherche à l'INERIS, pour leur participation et leur écoute durant les différentes réunions de pilotage de thèse.

Je remercie mes amis et mes collègues de l'INERIS avec qui j'ai partagé des beaux souvenirs : Régis TOUSSAINT, Régis PACOT, Benoit BEAUFILS, Nicolas SPITZENSTEDER, Virginie MONNIER, Christian BOUFFIER, Vincent RENAUD, Roxanne MULLER, Cyrille BALLAND, Armand LIZEUR, Alice TONNELIER, Stella COCCIA,

Emmanuelle KLEIN et Jannes KINSCHER. Une pensée particulière à Catherine PAJOR que je remercie profondément pour la correction des différents rapports rédigés durant la thèse ainsi que du manuscrit de thèse. J'ai également une pensée particulière pour Danièle KLING à qui je souhaite de passer une très bonne retraite.

Je remercie également mes amis et mes collègues de l'équipe GOR avec qui j'ai passé des beaux moments : Olivier DECK, Marianne CONIN, Rasool MEHDIZADEH, Christian MARIGNAC, Bernard LAUMONIER, Judith SAUSSE, Brigitte SIATKA et Marie MOREL-GERTSCH.

Je tiens à remercier mes amis doctorants et post-doctorants. Je me permets de commencer par la maman des doctorants la chère Mimi EDJOSSAN-SOSSOU avec qui j'ai partagé des souvenirs inoubliables, elle est l'exemple de la gentillesse, elle a toujours su me soutenir durant les moments difficiles de cette thèse. Elle m'a également fait découvrir la cuisine africaine, surtout togolaise. Je remercie ma grande sœur de thèse Noémie LAFRANCE avec qui j'ai eu de grandes discussions sur le féminisme, l'ancien et le nouveau testament ainsi que le fameux « Thermomix ». Mes remerciements vont aussi à Kamila BENACHENHOU pour ses blagues quotidiennes et sa bonne humeur ; Clément JUDEK pour sa gentillesse et surtout ses invitations à manger et qui m'ont permis de mieux découvrir la cuisine française en particulier la raclette ; Jana JABER pour ses discussions sur divers sujets liés au monde arabe même si le problème avec toi c'est que tu gagnes souvent les débats ; Samar AHMED pour ton encouragement et tes conseils pour la rédaction de l'article ; Thomas HAUQUIN pour les discussions philosophiques et culturelles ; Bakri BASMAJI, mon voisin du bureau, qui m'a permis de connaître de manière plus palpable la Syrie à travers son organisation sociale et sa cuisine ; Rafid ALBORESHA pour son apport à ma culture générale de l'Irak ; Jamil SERHAL pour sa façon si particulière de faire face à toutes les situations avec la fameuse phrase « Tout passe » et bien sûr la combattante Francesca DE SANTIS avec qui j'ai également partagé le bureau, merci pour son enthousiasme au travail qui a le mérite d'être très contagieux. Je souhaite bon courage aux collègues nouvellement engagés dans l'aventure de la thèse : Elio, Ottone, Ever-Dennys et Dalija.

Je remercie mes amis Houda, Sabrina, Amine, Youssef, Riadh, Haythem, Walid, Nabil et Ahmed pour leurs encouragements et les beaux moments passés ensemble.

Au final je tiens à remercier ma famille et plus particulièrement ma mère. Grâce à ses encouragements et ses prières, j'ai pu finaliser ma thèse. Je remercie profondément ma grand-mère, « une dame battante qui n'a jamais été scolarisée », pour son encouragement depuis mon enfance à acquérir toujours plus de connaissances.

Je crois que ces trois ans de thèse m'ont permis d'élargir mes connaissances intellectuelles et humaines. En effet, avoir des interactions avec des personnes des quatre coins du monde est une chance unique et fantastique. Ces interactions m'ont permis d'accepter l'être humain tel qu'il est indépendamment de la race, de la couleur, de la religion, etc...

Mon expérience durant cette thèse m'a permis de chercher le commun entre les humains et l'utiliser pour coopérer et surpasser les différences quelles que soient leurs origines.

# Table des matières

Liste des figures .....	x
Liste des tableaux.....	xvi
Introduction générale .....	1
CHAPITRE 1. De l'interprétation des mécanismes de fissuration vers leur modélisation .....	6
1. Introduction .....	6
2. Notions élémentaires de la mécanique de la rupture.....	7
2.1. Modes de propagation des fissures .....	7
2.2. Mécanique linéaire de la rupture.....	8
2.3. Analyse asymptotique : champ des contraintes à la pointe de la fissure.....	10
3. Propagation de fissures dans les roches.....	11
3.1. Ténacité .....	11
3.2. Taux de restitution d'énergie .....	11
3.3. Etude de la fissuration à l'échelle du laboratoire.....	13
3.4. Etude de fissuration à grande échelle .....	19
4. Méthodes expérimentales de caractérisation de l'endommagement des roches .....	21
4.1. Mesure de la ténacité .....	21
4.2. Détection de la propagation des fissures et mesure de l'énergie dissipée par fissuration par mesures acoustiques .....	23
5. Modélisation numérique de la propagation des fissures .....	26
5.1. Méthode des éléments finis (MEF) .....	26
5.2. Méthode des éléments finis étendus (XFEM) .....	29
5.3. Méthode des éléments discrets (MED) .....	31
5.4. Méthode choisie pour le travail de thèse.....	35
6. Conclusion .....	36
CHAPITRE 2. Modélisation avec la méthode des éléments discrets.....	39
1. Introduction .....	39
2. Présentation succincte du code de calcul Yade .....	40
2.1. Schéma de résolution.....	40
2.2. Quasi-staticité.....	42
2.3. Lois de contact .....	42
2.4. Nombre de coordination .....	45
3. Sensibilité du modèle vis-à-vis de ses paramètres d'entrée .....	46
3.1. Essai de traction directe sur un échantillon préfissuré.....	47

3.2. Essai de compression triaxiale sur un échantillon intact.....	57
3.3. Conclusion.....	62
4. Approche énergétique .....	62
4.1. Théorie des composantes énergétiques .....	62
4.2. Vérification de la formulation énergétique .....	67
5. Conclusions.....	71
CHAPITRE 3. Simulation de la fissuration à l'échelle du laboratoire .....	75
1. Introduction .....	75
2. Simulation de la propagation des fissures en mode I .....	76
2.1. Présentation du problème .....	76
2.2. Essai de traction directe .....	77
2.3. Essai de flexion trois points .....	79
2.4. Volume de la zone de processus de la fissuration (FPZ).....	82
3. Corrélation entre l'énergie de fissuration et l'activité microsismique mesurée en laboratoire .....	89
3.1. Propriétés mécaniques du minerai du fer et calibration des microparamètres. 90	
3.2. Essais de compression uniaxiale .....	93
3.3. Essai de compression triaxiale pour la couche brune de minerai du fer .....	109
4. Conclusions.....	113
CHAPITRE 4. Simulation de la fissuration pour une grande dimension .....	116
1. Introduction .....	116
2. Simulation de la propagation de fissuration à grande échelle : cas du Mine-by Experiment de l'URL, Manitoba.....	117
2.1. Présentation de la problématique .....	117
2.2. Simulation du tunnel du Mine-by Experiment.....	122
3. Simulation de la propagation fissuration à grande échelle : cas de pilier d'une mine du bassin ferrifère lorrain.....	130
3.1. Problématique.....	130
3.2. Calibration des microparamètres à partir des caractéristiques « massif » du minerai de fer .....	131
3.3. Simulation explicite de la fissuration d'un pilier.....	133
4. Conclusions.....	141
Conclusions générales & Perspectives .....	144
Références bibliographiques .....	148



## LISTE DES FIGURES

Figure 1 : Modes de sollicitation et les types de rupture associés (Jaeger et al. 2007).....	8
Figure 2. La distribution de champs de contrainte au voisinage de pointe de l'entaille (Withers 2015). ....	8
Figure 3 : Zones (1 à 3) délimitant le voisinage d'une pointe de fissure. ....	10
Figure 4. Propagation d'une fissure préexistante : (a) l'hypothèse de Griffith 1921 ; (b) cas réel (Brady et Brown 2006). ....	12
Figure 5 : Gauche : la fissure en état initial ; Droite : la fissure après la propagation (Jaeger et al. 2007). ....	13
Figure 6 : Modèle de rupture en mode I (Hillerborg et al. 1976). ....	14
Figure 7. Modèle de rupture en mode II d'un matériau (Tatone et Grasselli 2015). ....	15
Figure 8 : Propagation de la fissure dans un échantillon de roche pré-fissuré dans une compression uniaxiale (Bobet et Einstein 1998).....	16
Figure 9 : Echantillon pré-fissuré de marbre de Fangshan (Huang et al. 1990). ....	16
Figure 10 : Courbe contrainte-déformation pour un échantillon dont l'inclinaison est de 45° (Huang et al. 1990). ....	17
Figure 11 : Configuration de Huang et al. (1990). (1) : fissures de traction primaires ; (2) : fissures de traction secondaire ; (3) : fissures de traction ; (4) : bandes de cisaillement ; (5) : bandes de cisaillement (Huang et al. 1990). ....	18
Figure 12 : Différents mécanismes d'initiation et propagation des fissures à partir d'une fracture préexistante. T : fissure de traction. S : fissure de cisaillement. (Wong et Einstein 2008).....	19
Figure 13. Illustration de champ de contrainte in-situ (Martin 1997). ....	20
Figure 14. Rupture fragile au voisinage d'un tunnel souterrain (Mine-by Test) : (a) vue d'une section du tunnel (Martin 1997) ; (b) illustration des zones de rupture autour du tunnel (Read 1994). ....	20
Figure 15. Analogie des différents types d'endommagement entre l'échelle de laboratoire et la grande échelle (Kaiser et al. 2000).....	21
Figure 16 : (a) Présentation de l'essai de flexion 3 points d'une éprouvette pré-fissurée d'une fissure de longueur a (Grange 2007) ; (b) courbe typique de force-déplacement de l'essai de flexion 3 points (Lim et al. 1994). ....	22
Figure 17 : Schématisation de l'essai de cisaillement : N chargement normal et S chargement tangentiel (Brady et Brown 2006).....	22
Figure 18 : Présentation de l'essai de torsion (Paterson et Olgaard 2000 modifié). ....	23
Figure 19 : Réseau de capteurs acoustiques utilisé pour un essai de compression (Wassermann 2006). ....	24
Figure 20 : Impact du seuil de détection sur le comptage des événements acoustiques (Moradian et al. 2016).....	24
Figure 21 : Localisation des accéléromètres micro-sismiques triaxiales autour du tunnel Mine-by Test (Martin 1997). ....	25
Figure 22. Localisation des événements micro-sismiques pour le 17 <sup>ème</sup> tour de l'excavation, les événements micro-sismiques forment des zones d'endommagement en forme V (Martin 1997). ....	26
Figure 23 : Eléments joints en MEF (2D et 3D) ; (a) Goodman et al. (1968) ; (b) Ghaboussi et al. (1973) ; (c) : Zienkiewicz et al. (1970) ; (d) Buczkowski et Kleiber (1997). (Jing 2003).....	27
Figure 24 : Modèle de fissuration cohésive pour Mode I ; $\sigma_t = f_t$ : la résistance à traction ; $o$ : ouverture de fissure ; $G_I$ : taux de restitution d'énergie Mode I (Lisjak et al. 2013). ....	28
Figure 25 : Modèle de fissuration par glissement pour Mode II ; $\tau_s = f_s$ : la résistance de cisaillement ; $\tau_r = f_r$ : la résistance frictionnelle pure ; $s$ : glissement de fissure (Lisjak et al. 2013). ....	29
Figure 26 : Découpage d'un élément qui contient une fissure simple ; Gauche : triangle originale de maillage ; Droite : un triangle et un trapèze conformes contenant deux régions différentes. (Richardson et al. 2009). ....	30

Figure 27 : Découpage d'un élément qui contient une fissure complexe ; Gauche : triangle originale de maillage ; Droite : trois polygones conformes contenant trois régions. (Richardson et al. 2009).	30
Figure 28 : Découpage d'un maillage contenant deux fissures ; Gauche : Maillage contenant deux fissures ; Centre : L'algorithme traite chaque triangle de manière séparé en créant des duplicatas pour chaque région ; Droite : La production nouveau maillage. (Richardson et al. 2009).	30
Figure 29 : Dissipation d'énergie de la fissuration en mode I modélisé par XFEM (Paul 2016).	31
Figure 30 : Discrétisation de bloc ; (a) : Discrétisation en utilisant des éléments triangulaires ; (b) : Discrétisation en utilisant des éléments tétraédriques ; (c) : un élément tétraédrique.	31
Figure 31 : Algorithme de résolution du problème de fissuration en MED explicite (d'après Hart 1993).	32
Figure 32 : Illustration du modèle de liaison parallèle (BPM) (Zhang et Wong 2012).	33
Figure 33 : Définition de la fissuration entre deux particules, $R$ est le rayon moyen entre les particules ; a : fissuration en traction ; b : fissuration en cisaillement (Zhang et Wong 2012).	33
Figure 34 : Construction d'une fissure en connectant des microfissures (d'après Zhang et Wong 2012).	33
Figure 35. Illustration des différents modèles de contacts utilisés dans la MED : Modèle de contact élasto-plastique dans le cas de rigidité linéaire dans (a) la direction normale (Scholtès 2008) ; (b) la direction tangentielle (Scholtès 2008) ; Modèle de contact élastique dans (c) la direction normale (Peng 2014), (d) la direction tangentielle (Peng 2014) ; Modèle de contact ductile dans (e) la direction normale (Peng 2014), (f) la direction tangentielle (Peng 2014).	35
Figure 36 : Modélisation de la propagation de fissure avec le code de calcul Yade : (a) Essai de traction directe sur un échantillon intact (Scholtès et Donzé 2013) ; (b) Essai de cisaillement directe sur un échantillon pré-fissuré (Harthong et al. 2012).	36
Figure 37. (a) Modèle géométrique en 3D d'un échantillon de roche simulé avec YADE Open DEM, (b) illustration des lois de contact entre deux particules (Hamdi et al. 2017b).	43
Figure 38. Evolution de la force normale en fonction du déplacement normal entre deux particules : (a) illustration des états de compression de traction ; (b) illustration des phases d'interaction.	44
Figure 39. Evolution de la force tangentielle en fonction du déplacement tangentiel entre deux particules et illustration des différentes phases d'interaction.	44
Figure 40. Enveloppe de rupture pour un contact interparticulaire : rupture de traction (mode I) et résistance maximale et résiduelle pour la rupture en cisaillement (mode II).	45
Figure 41. Illustration de l'effet du coefficient d'interaction à distance sur la création des contacts entre les particules : (a) les contacts créés pour $\gamma_{int} = 1$ ; (b) les contacts créés pour $\gamma_{int} > 1$ (Scholtès et Donzé 2013).	46
Figure 42. Modélisation numérique de l'essai de traction directe sur un échantillon pré-fissuré avec YADE.	47
Figure 43. Sensibilité du modèle vis-à-vis de la vitesse de chargement : (a) courbes contrainte-déformation ; (b) évolution de l'« Unbalanced Force » durant l'essai.	49
Figure 44. Effet de la vitesse de chargement sur la durée de la simulation.	49
Figure 45. Illustration de la propagation de la fissure pré-existante de longueur 100 mm durant la simulation de l'essai de traction directe.	50
Figure 46. Sensibilité du modèle vis-à-vis de la taille du défaut pour un échantillon de 200x400x200 mm <sup>3</sup> : (a) courbes contrainte-déformation ; (b) résistance à la traction en fonction de la taille de défaut.	51
Figure 47. Résistance à la traction d'un échantillon numérique contenant une fissure préexistante de variable, orientée à 45° (Cai et Kaiser 2004).	51
Figure 48. Sensibilité du modèle vis-à-vis de l'orientation de la fissure préexistante : (a) courbes de contrainte-déformation ; (b) résistance à la traction en fonction de l'orientation de défaut.	52
Figure 49. Illustration de la propagation de la fissure pré-existante d'orientation 15° durant la simulation de l'essai de traction directe.	53
Figure 50. Evolution de la résistance à la traction en fonction de l'orientation de stratification des différents échantillons d'argilite (Liao et al. 1997).	54



Figure 51. Sensibilité du modèle vis-à-vis de la discrétisation : courbes de contrainte-déformation. ....	56
Figure 52. La sensibilité du modèle à l'amortissement numérique : courbes de contrainte-déformation.....	56
Figure 53. Evolution de nombre des microfissures pour différentes valeurs d'amortissement durant l'essai de traction directe.....	56
Figure 54. Effet de l'échelle sur le comportement mécanique et le temps de calcul : (a) courbes contraintes-déformation ; (b) courbes contraintes-nombre d'itération.....	57
Figure 55. Configuration numérique de l'essai de compression triaxial (Hamdi et al. 2017 a).....	58
Figure 56. Sensibilité du modèle vis-à-vis de la vitesse de chargement pour l'essai de compression triaxiale : (a) courbes contrainte-déformation ; (b) évolution de l'« Unbalanced Force » durant l'essai. ....	58
Figure 57. Effet de la vitesse de chargement sur la durée de la simulation de l'essai de compression triaxiale. ....	59
Figure 58. Sensibilité du modèle vis-à-vis de la discrétisation pour l'essai de compression triaxiale : courbes contrainte-déformation. ....	60
Figure 59. La sensibilité du modèle à l'amortissement numérique pour l'essai de compression triaxiale : courbes de contraintes-déformation. ....	61
Figure 60. Evolution des contacts rompus (microfissures) durant l'essai de compression triaxiale pour différentes valeurs d'amortissement. ....	61
Figure 61. L'effet de l'amortissement numérique sur la résistance à la compression pour le code de calcul PFC2D : (a) $\alpha = 0.7$ ; (b) $\alpha = 0.015$ (Hazzard et al 2000). ....	62
Figure 62. Évolution de contrainte déviatorique et des différentes composantes énergétiques durant l'essai de compression triaxial. ....	68
Figure 63. Evolution de la contrainte axiale et des différents composants énergétiques lors du test de tension directe. ....	69
Figure 64. Illustration de l'essai de cisaillement direct (Hamdi et al. 2017a).....	70
Figure 65. Évaluation de la contrainte de cisaillement et de différentes composantes énergétiques pour l'essai de cisaillement direct. ....	71
Figure 66. Modèles numériques de l'essai de traction direct (a) et l'essai de flexion trois points (b) simulés sur des échantillons pré-fissurés, conditions aux limites et chargement.....	77
Figure 67. Influence de la discrétisation sur la réponse macroscopique des échantillons numériques dans le cas de l'essai de traction directe (k=1000 particules) : (a) courbes de contrainte/déformation axiale, (b) énergie élastique cumulée.....	78
Figure 68. Effet de la discrétisation sur la réponse macroscopique de l'échantillon pour l'essai de flexion trois points (k=1000 particules) : (a) courbe de force-déplacement, (b) courbe de l'énergie élastique accumulée-déplacement durant le chargement. ....	81
Figure 69. Illustration de l'épaisseur $w$ , la longueur $L$ et la profondeur $D$ de la zone de processus de fissuration (FPZ) (Galouei et Fakhimi 2015 avec des rajouts). ....	83
Figure 70. Histogrammes des microfissures pour la flexion trois points : (a) sur l'axe X, (b) sur l'axe Y et, (c) sur l'axe Z.....	84
Figure 71. Histogrammes des microfissures pour la traction directe : (a) sur l'axe X, (b) sur l'axe Y et (c) sur l'axe Z. ....	84
Figure 72. Traction directe : Sensibilité à la discrétisation (a) du volume de FPZ (b) de l'énergie dissipée par les microfissures. ....	86
Figure 73. Flexion trois points : Sensibilité à la discrétisation (a) du volume de FPZ (b) de l'énergie dissipée par microfissures.....	86
Figure 74. Histogrammes des microfissures pour l'essai de traction directe de la largeur de FPZ pour deux discrétisations : (a) 5 k ; (b) 40 k. ....	87
Figure 75. Histogrammes des microfissures pour l'essai de flexion trois points de la largeur de FPZ pour deux discrétisations : (a) 5 k ; (b) 40 k.....	87
Figure 76. Illustration de l'effet de la discrétisation sur la rupture des contacts au voisinage de la fissure préexistante. ....	88

Figure 77. Influence de la discrétisation sur la dispersion des microfissures dans l'essai de traction directe. ....	88
Figure 78. Courbes de contrainte-déformation et contrainte-déplacement des essais de compression uniaxiale (a et b) et triaxiale (c et d) effectués par sur la couche grise et brune, respectivement, de minerai de fer (2006) : (a) et (c) courbes de contrainte-déformations axiale, latérale et volumique ; (b) et (d) courbe de contrainte déplacement axiale (Wassermann 2006). ....	91
Figure 79. Illustration de l'effet de vitesse de chargement sur le comportement mécanique macroscopique. ....	94
Figure 80. Influence de la vitesse de chargement sur la durée de la simulation.....	95
Figure 81. Réponse macroscopique du minerai de la couche brune. Comparaison entre l'essai de compression uniaxiale (Wassermann 2006) et la simulation numérique. ....	96
Figure 82. Evolution de nombre des émissions acoustiques (Wassermann 2006) et des microfissures (numériques) au cours d'une compression uniaxiale sur la couche brune du minerai de fer. ....	97
Figure 83. Trois étapes d'un EA composé de trois fissures. Les fissures (rupture de contact) sont représentées sous forme de lignes rouges (Hazzard et Young 2000). ....	98
Figure 84. Evolution des événements acoustiques enregistrés (Wassermann 2006) et des événements acoustiques numériques de la couche brune : cas de l'essai de compression uniaxiale. ....	100
Figure 85. Evolution des énergies dissipées par les émissions acoustiques au cours d'une compression uniaxiale sur la couche brune (déduites des EA enregistrées par Wassermann 2006 et d'une valeur d'impédance de 10 k $\Omega$ ) et les microfissures (prédites numériquement). ....	102
Figure 86. Illustration de la fréquence normalisée des événements acoustiques expérimentale et numérique et déviateur de contrainte en fonction du déplacement axial durant l'essai de compression uniaxiale. ....	104
Figure 87. Illustration de la fréquence des énergies dissipées expérimentale et numérique durant l'essai de compression uniaxiale. ....	105
Figure 88. Réponse macroscopique mécanique. Comparaison entre l'essai de compression uniaxiale sur la couche grise (Wassermann 2006) et la simulation numérique. ....	106
Figure 89. Evolution des événements acoustiques (enregistrées par Wassermann 2006) et des événements acoustiques numériques (échantillonnés des microfissures) de la couche grise du minerai durant l'essai de compression uniaxiale. ....	106
Figure 90. Evolution des énergies dissipées par les émissions acoustiques de la couche grise du minerai (déduites des EA enregistrées par Wassermann 2006) et les microfissures (prédites numériquement) durant l'essai de compression uniaxiale. ....	107
Figure 91. Illustration de la fréquence des événements acoustiques expérimentale et numérique durant l'essai de compression uniaxiale. ....	108
Figure 92. Illustration de la fréquence de l'énergie dissipée (non cumulée) durant l'essai de compression uniaxiale. ....	109
Figure 93. Réponse macroscopique mécanique. Comparaison entre l'essai de compression triaxiale à 5 MPa de confinement sur la couche brune (Wassermann 2006) et la simulation numérique. ....	110
Figure 94. Evolution des événements acoustiques enregistrés (Wassermann 2006) et des événements acoustiques numériques (échantillonnés des microfissures) de la couche brune : cas de la compression triaxiale. ....	110
Figure 95. Evolution des énergies dissipées par les émissions acoustiques au cours d'une compression triaxiale sur la couche brune (déduites des EA enregistrées par Wassermann 2006 et d'une valeur d'impédance de 10 k $\Omega$ ) et les microfissures (prédites numériquement). ....	111
Figure 96. Illustration de la fréquence des événements acoustiques expérimentale et numérique durant l'essai de compression triaxiale. ....	112
Figure 97. Illustration de la fréquence de l'énergie dissipée (non cumulée) durant l'essai de compression triaxiale. ....	112
Figure 98. Excavations et expérimentations géomécaniques à l'URL, Manitoba (Read 2004). ....	118
Figure 99. Caractéristiques de l'EDZ autour du tunnel du Mine-by Experiment et les directions de contraintes principales initiales (Read 2004). ....	119
Figure 100. Extension des zones endommagées prédite et iso-valeurs de longueur (mm) des fissures autour de tunnel (Shao et al. 1999). ....	120

Figure 101. Extension des zones plastiques autour du tunnel de l'URL (Manitoba) par différents modèles constitutifs : (a) modèle élasto-plastique parfait ; (b) modèle élasto-fragile ; (c) modèle CWFS (Hajiabdolmajid et al. 2002).	121
Figure 102. Modélisation du tunnel du Mine-by test par la MED. Influence de la taille des particules sur l'extension des zones endommagées (contacts rompus) (a) $D_{avg}=32$ mm (75 microfissures, traction/cisaillement=59/16) ; (b) $D_{avg}=16$ mm (412 microfissures, traction/cisaillement=325/87) ; (c) $D_{avg}=8$ mm (3428 microfissures, traction/cisaillement=2865/563), (Potyondy et Cundall 2004).	121
Figure 103. Illustration du creusement de tunnel simulé avec Yade en utilisant une discrétisation de 40k particules.	122
Figure 104. Déplacement radial autour de tunnel du Mine-by test : comparaison entre les mesures in situ (Read et Martin 1996), les résultats de Souley et al. (1998), et nos prédictions avec un maillage de 200k particules (Hamdi et al. 2017 b).	124
Figure 105. Champ de la contrainte déviatorique ( $\sigma_1 - \sigma_3$ ) et les microfissures (jaune) obtenus pour une discrétisation de 200k (contrainte de compression est négative) (Hamdi et al. 2017 b).	125
Figure 106. Champ de la contrainte principale majeure ( $-\sigma_3$ ) et microfissures (jaune) obtenus pour une discrétisation de 200 k particules (contrainte de compression est négative) (Hamdi et al. 2017 b).	125
Figure 107. Champ de la contrainte déviatorique ( $\sigma_1 - \sigma_3$ ) et les microfissures (jaune) obtenus pour une discrétisation de 40k (contrainte de compression est négative).	126
Figure 108. Champ de la contrainte principale majeure ( $-\sigma_3$ ) et microfissures (jaune) obtenus pour une discrétisation de 40 k particules (contrainte de compression est négative).	126
Figure 109. Illustration de la distribution des fissures : (a) toutes les fissures créées dans le modèle ; (b) fissures dans la direction verticale associée au domaine comprimé ; (c) e fissures dans la direction horizontale de relaxation des contraintes.	127
Figure 110. Distribution de positions des microfissures dans les directions de : (a) X, (b) Y, (c) Z pour 200 k particules (Hamdi et al. 2017 b).	128
Figure 111. Distribution de positions des microfissures dans la direction de : (a) X, (b) Y, (c) Z pour 40 k particules (Hamdi et al. 2017 b).	129
Figure 112. Distribution de microfissures autour de tunnel pour la discrétisation de 200 k : (a) dans la direction de la contrainte initiale majeure, dans la direction de la contrainte initiale mineure (Hamdi et al. 2017b).	129
Figure 113. Energie dissipée par les microfissures en fonction de la discrétisation (Hamdi et al. 2017 b).	129
Figure 114. Illustration d'une exploitation souterraine par chambres et piliers sur deux niveaux.	133
Figure 115. Modèle de référence avec FLAC (Fougeron 2007).	134
Figure 116. Définition de la zone d'inclusion de PFC dans FLAC (Fougeron 2007).	134
Figure 117. Géométrie du modèle d'une 3/8-chambre et d'un demi-pilier.	135
Figure 118. Chargement aux limites imposées pour le modèle proposé de chambre et pilier.	135
Figure 119. Champ de contrainte verticale : (a) distribution prédite ; (b) distribution obtenue avec FLAC par Fougeron (2007).	136
Figure 120. Champ de contrainte horizontale : (a) distribution prédite ; (b) distribution obtenue avec FLAC par Fougeron (2007).	136
Figure 121. Forces aux contacts entre les particules : (a) distribution prédite ; (b) distribution obtenue avec PFC par Fougeron (2007).	137
Figure 122. Présentation des microfissures au pilier : (a) distribution prédite ; (b) la distribution obtenue avec PFC par Fougeron (2007).	138
Figure 123. Champ de déplacement des particules à la fin de la simulation : (a) champ de déplacement prédit ; (b) champ de déplacement obtenu avec PFC par Fougeron (2007).	139
Figure 124. Les zones d'étude locale de la distribution des microfissures dans le pilier.	140
Figure 125. La distribution prédite de la fissuration dans les zones étudiées.	140



## LISTE DES TABLEAUX

Tableau 1. Valeurs des rayons moyens pour les différentes discrétisations utilisées dans la simulation de l'essai de traction directe. k=1000 particules. ....	77
Tableau 2. Valeurs de ténacité en mode I calculées pour l'essai de traction directe pour différentes discrétisations (k=1000) .....	78
Tableau 3. Valeurs du rayon moyen des discrétisations utilisées pour l'essai de flexion trois points (k=1000). ....	80
Tableau 4. Valeurs de ténacité en mode I obtenues dans les simulations de l'essai de flexion trois points en fonction de discrétisation. ....	82
Tableau 5. Valeurs de la moyenne, l'écart-type et l'épaisseur de FPZ en fonction de la discrétisation pour les simulations d'essais de traction directe et de flexion trois points. ....	85
Tableau 6. Propriétés mécaniques des couches grise et brune du minerai de fer. ....	91
Tableau 7. Valeurs des micro-paramètres déterminées par calibration du comportement macroscopique du minerai de fer des couches brune et grise. ....	93
Tableau 8. Valeurs des composantes énergétiques à la fin de la simulation pour les différentes discrétisations. ....	130
Tableau 9. Propriétés mécaniques « massif » du minerai de fer pour le secteur de Joeuf. ....	132
Tableau 10. Valeurs des micro-paramètres déterminées par calibration des caractéristiques « massif » du minerai de fer (site de Joeuf). ....	132

# INTRODUCTION GENERALE

## Problématique et contexte

Les ouvrages géotechniques/souterrains et les cavités souterraines exploitées sont sujets à des phénomènes d'instabilité. Des endommagements importants affectent le niveau souterrain et la surface. Parmi les instabilités récurrentes dans les mines souterraines, on peut citer les coups de terrains (rockburst). La production des coups de terrain dépend de nombreuses conditions naturelles et anthropiques. Un coup de terrain est associé à libération d'une énergie sismique, liée aux tenseurs de contraintes et déformations.

La prédiction des zones susceptibles d'instabilité s'appuie sur deux outils : l'écoute et la surveillance micro-sismique et la modélisation numérique. L'association de ces outils doit permettre d'améliorer les conditions de stabilité et de sécurité des ouvrages et des cavités souterraines. La modélisation numérique ne cesse de progresser grâce au développement des moyens de calcul. Le défi aujourd'hui est de pouvoir prédire la sismicité. La vérification des résultats de la modélisation numérique (calcul des paramètres sismiques) s'appuie en continu sur les paramètres calculés à partir de la surveillance micro-sismique.

Dans ce cadre, l'étude de l'initiation et la propagation de la fissure est indispensable. D'une part, les instabilités dans les ouvrages et les cavités souterraines sont liées à une énergie sismique dissipée. D'autre part, le coup de terrain est lié à la rupture fragile de la roche. La compréhension des aspects mécanique et énergétique de la fissure dans la roche doit être effectué afin de pouvoir établir une corrélation entre le phénomène de fissuration, l'écoute et la surveillance micro-sismique.

Une fissure instable est une crrique qui craque (Lemaitre et Chaboche, 1988). La stabilité des ouvrages dépend de leur intégrité, les premiers signes d'endommagement sont associés à la formation et la propagation des fissures visibles ou cachées, micro ou macro. Les moyens numériques, expérimentaux sont en progrès continu afin de détecter et de prédire le comportement des ouvrages.

On distingue généralement deux types de fissures : une fissure passive stable et une fissure active qui se développe, se propage donc instable. Cette instabilité est généralement induite par différents types de sollicitation : mécaniques, hydrauliques et thermiques ou une association de deux ou plusieurs types de sollicitations. Des sollicitations statique/pérenne ou dynamique/transitoire.

L'initiation et la propagation de fissuration est étudiée pour divers types de matériaux comme le verre, la céramique, le métal, la roche et le béton. On suppose que ces matériaux sont élastiques jusqu'à un certain seuil d'effort à partir duquel une chute brutale de résistance est observée. Cette chute de résistance est généralement corrélée à l'apparition et à la propagation de fissures dans le matériau.

Le comportement du matériau dépend de l'initiation et de la propagation des fissures. Afin de modéliser l'initiation et la propagation des fissures, la mécanique linéaire de la rupture est souvent utilisée. Les méthodes numériques dédiées à la simulation de la fissuration sont basées sur la comparaison de certains paramètres tels que le taux de restitution de l'énergie et/ou le facteur d'intensité des contraintes à des valeurs seuils telles que le taux de restitution de l'énergie critique et/ou le facteur d'intensité des contraintes critiques (ténacité) qui sont des valeurs intrinsèques au matériau simulé.

A partir de ces critères, des méthodes numériques basées sur la mécanique linéaire de la rupture ont été développées pour étudier le comportement de la fissuration. Le schéma numérique le plus utilisé pour les problématiques de fissuration est basé sur la méthode des éléments finis. Il est à souligner que des problèmes ont été détectés tels que le raffinement important au niveau de la pointe de la fissure et la nécessité de remailler progressivement le milieu lors de l'avancement de la fissure. La méthode des éléments finis étendus (XFEM) a permis de surmonter ces problèmes conceptuels. Néanmoins, il persiste encore des problèmes au niveau de convergence numérique. Un autre problème détecté, associé à ces méthodes, concerne l'intégration des critères de rupture macroscopique en l'absence de fissures préexistantes.

Dans les méthodes discrètes, le matériau est présenté comme un assemblage des particules qui interagissent entre elles via des lois de contact prédéfinis. Ce type de méthodes permet de rendre compte de l'initiation et la propagation des fissures. Les forces appliquées sur le matériau sont propagées par les forces de contact.

## **Objectif et démarche proposée**

Le principal objectif de cette thèse est de proposer une approche discrète capable de modéliser explicitement l'initiation et la propagation des fissures en intégrant les dimensions mécaniques et énergétique. L'objectif de la thèse est également, grâce à cette approche, de proposer une corrélation mécanique-géophysique, entre l'énergie dissipée par la fissuration calculée par le modèle et l'activité sismique enregistrée.

La démarche proposée dans cette thèse repose sur l'étude de comportement des fissures avec une approche discrète. La démarche scientifique à savoir : développement, vérification, validation et application.

La première partie de la thèse concerne l'étude de la fissuration en mode I à l'échelle de laboratoire. En effet, des essais de traction directe et de flexion trois points ont été simulés. L'étude énergétique de la fissuration a également été effectuée pour différents chemins de chargement : compression, traction et cisaillement. De plus, la corrélation entre l'énergie dissipée par fissuration et l'activité sismique a été établie en s'appuyant sur les résultats des essais expérimentaux de Wassermann (2006).

La deuxième partie de la thèse repose sur l'étude de l'endommagement à l'échelle de l'ouvrage géotechnique, notamment, le Mine-by Experiment situé au laboratoire souterrain (URL) à la profondeur de 420 mètres de l'agence Energie Atomique du Canada Limited (AECL) situé à Manitoba, Canada. Dans cet objectif, l'excavation du Mine-by Experiment a été simulée. L'endommagement de pilier d'une mine souterraine a également été modélisé. Les résultats obtenus ont été comparés avec ceux obtenus avec un code aux éléments discrets différent (Particle Flow Code PFC) par Fougeron (2007).

## **Plan de thèse**

Ce mémoire est articulé autour de quatre chapitres. Le premier chapitre a pour but de présenter les notions fondamentales de la mécanique de la rupture. On présente les différents paramètres qui permettent de quantifier la propagation des fissures et les modèles de propagation. Les méthodes expérimentales de mesure de ténacité et de l'énergie dissipée par fissuration sont également montrées. Finalement, les différentes méthodes numériques dédiées à simuler le comportement des fissures sont présentées et une discussion concernant leurs avantages et inconvénients est proposée.

Dans le deuxième chapitre, on présente le code Yade Open DEM basé sur la méthode des éléments discrets de manière approfondie. Une étude de sensibilité est effectuée pour deux essais de laboratoire : l'essai de compression triaxiale et l'essai de traction directe, afin de mieux comprendre l'influence des paramètres d'entrée du modèle sur sa réponse macroscopique. Les formulations mathématiques des différentes composantes énergétiques sont d'abord présentées puis implémentées dans le code Yade. A la fin du chapitre, l'approche énergétique est vérifiée pour différents chemins de chargement.

Le troisième chapitre propose une application de l'approche numérique proposée à l'échelle du laboratoire. L'analyse s'est focalisée sur l'évaluation de la non-dépendance de la réponse mécanique macroscopique et l'énergie dissipée par fissuration à la discrétisation pour les essais de rupture en mode I (essai de traction



directe et essai de flexion trois points sur échantillons avec une pré-fissure et une entaille, respectivement). La corrélation entre l'énergie dissipée par fissuration et les événements micro-sismiques est également étudiée sur la base des travaux de Wassermann (2006).

Le quatrième chapitre aborde l'application de l'approche proposée à l'échelle de l'ouvrage en souterrain. La propagation et l'énergie dissipée par fissuration est étudiée pour une excavation souterraine. Il s'agit d'un cas bien documenté de Mine-by Experiment (URL de l'AECL) à Manitoba au Canada (Martin et Chandler 1994, Read et Martin 1996, Martin et al. 1997 et Read et Chandler 1999). Une seconde application, à cette échelle, a porté sur la modélisation la fissuration d'un pilier d'une mine de fer lorrain. Le comportement mécanique du pilier est comparé aux résultats obtenus par Fougeron (2007).

Enfin, nous présentons en dernière partie de ce manuscrit de thèse les principales conclusions du travail effectué et ses perspectives.



## 1.Introduction

L'étude du comportement des roches nécessite de comprendre leur réponse à des sollicitations mécaniques (en conditions quasi statique et/ou dynamique), hydrauliques (et/ou hydrique) et thermiques. Dans le cadre de cette thèse, nous nous limiterons à la composante mécanique qui constitue, en soit, un sujet d'étude suffisamment complexe.

La déformation plastique ou la fissuration de la roche se développe/s'initie lorsque les contraintes dépassent certaines valeurs seuils définies par des critères de rupture ou lorsque les facteurs d'intensité de contraintes atteignent certaines valeurs critiques. Pour prédire l'initiation des fissures, plusieurs critères de rupture ont été proposés, tels que les critères de Mohr-Coulomb (1773), de Griffith (1921, 1928) pour les roches isotropes et ceux de Pariseau (1972) et de Jaeger (1960) pour les roches anisotropes. Dans le cadre de cette thèse, nous limiterons notre étude aux cas des roches isotropes.

Dans ce chapitre nous abordons :

- les notions fondamentales relatives à la mécanique de la rupture ;
- les méthodes numériques actuellement disponibles permettant de modéliser la fissuration ;
- l'aspect énergétique de la fissuration ;
- la méthode numérique que nous utiliserons pour notre étude.

Le mathématicien américain John Wilder Tukey dit « Il vaut mieux une réponse approximative à la bonne question, souvent vague, qu'une réponse exacte à la mauvaise question, qui peut toujours être précise ».

Dans ce chapitre, nous posons les « bonnes » questions suivantes :

Que signifient "initiation" et "propagation" des fissures ?

Quels sont les outils qui nous permettent de prédire, de surveiller et de calculer l'énergie dissipée par la propagation de fissure dans un milieu rocheux ?

Quelle est la méthode numérique la plus adaptée pour résoudre le problème de la fissuration ?

## 2. Notions élémentaires de la mécanique de la rupture

Dans ce paragraphe nous présentons les modes d'initiation et de propagation des fissures et les conditions physiques de l'initiation. En effet, si le champ de contraintes imposé sur une roche sans fissuration préalable dépasse la résistance de la roche étudiée, des microfissures se forment. De plus, vu que tous les matériaux contiennent des défauts, certains défauts perturbent le champ de contraintes et provoquent une concentration des contraintes qui favorisent la propagation de fissures à partir des défauts préexistants.

La question qui se pose est : comment ces microfissures et ces défauts finissent par former des fissures. Pour y répondre, nous avons besoin d'étudier les conditions de propagation des fissures. En effet, certaines microfissures ne vont pas se développer par contre d'autres microfissures vont se développer selon l'état de contrainte dans leur voisinage.

La mécanique de la rupture permet de répondre à la question en définissant les conditions de la rupture pour les matériaux intacts ou contenant une fissure préexistante. Elle permet également de calculer les champs des contraintes et de déformations et les conditions de propagation des fissures. L'étude du comportement des fissures est généralement basée sur l'examen des contraintes et des déformations au voisinage de la pointe de la fissure (Griffith 1921, 1928, Irwin 1958, Lawn et Wishaw 1975, Maugis 2000, Jaeger et al. 2007, Hoek et Bieniawski 1984, Latjai 1971, Shen *et al.* 1995, Bobet et Einstein 1998, Huang *et al.* 1990, Wong et Einstein 2008). Les conditions de propagation des microfissures sont, elles, basées sur les facteurs d'intensité des contraintes, le taux de restitution d'énergie, la théorie de Griffith (1928) et les critères de Mohr-Coulomb (1773) pour les roches isotropes et les critères de Pariseau (1972) et de Jaeger (1960) pour les roches anisotropes.

### 2.1. Modes de propagation des fissures

La fissure est définie comme étant une discontinuité géométrique au sein d'un milieu continu. Une fissure peut se propager selon 3 mécanismes élémentaires (ou "mode") qui peuvent également se combiner les uns avec les autres (on parle alors de "mode mixte") :

Mode I : le mode d'ouverture.

Mode II : le mode de cisaillement plan.

Mode III : le mode de cisaillement anti plan.

Ces différents modes de rupture sont illustrés dans la Figure 1.

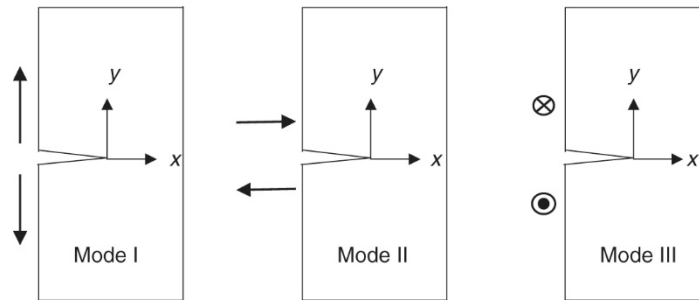


Figure 1 : Modes de sollicitation et les types de rupture associés (Jaeger et al. 2007).

## 2.2. Mécanique linéaire de la rupture

Dans un matériau homogène soumis à une contrainte uniaxiale, l'effort se transmet d'un atome à l'autre en suivant des lignes de force qui sont parallèles entre elles. Dans un matériau qui possède une entaille, les lignes de force doivent contourner cette entaille, ce qui conduit à une concentration de ces lignes au voisinage de la pointe de l'entaille, donc une concentration de la contrainte dans cette région, appelée tête ou pointe de fissure (Figure 2).

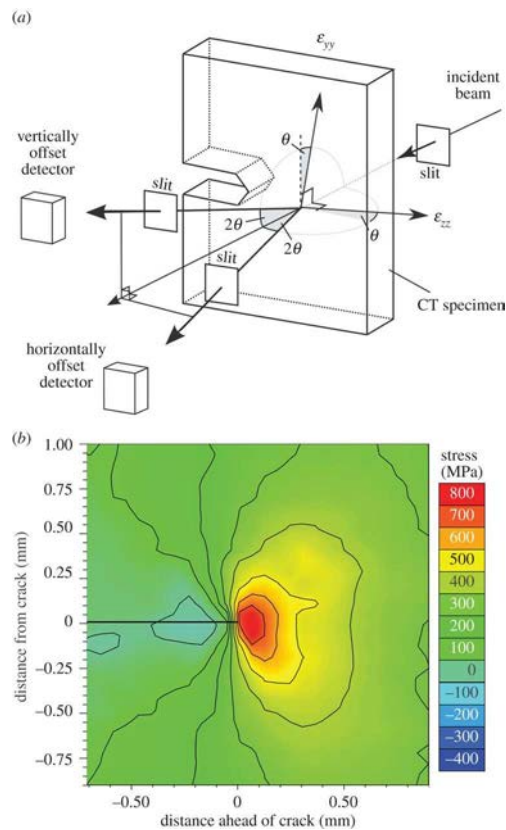


Figure 2. La distribution de champs de contrainte au voisinage de pointe de l'entaille (Withers 2015).

La mécanique de la rupture étudie l'interaction entre la fissure (c'est-à-dire la discontinuité géométrique) et le milieu continu avoisinant, ainsi que l'évolution de cette discontinuité. D'un point de vue mécanique, on peut distinguer schématiquement, dans un milieu fissuré, trois zones successives illustrées dans la Figure 3 :

- Zone 1 : elle se trouve à la pointe de la fissure et dans le sillage laissé par la fissure au cours de sa propagation. Elle est discontinue au sens de la mécanique des solides. La théorie classique de la mécanique de la rupture réduit cette zone à un point pour les problèmes plans et à une courbe pour les problèmes tridimensionnels ;
- Zone 2 : zone de singularité dans laquelle les champs de déplacements, déformations et contraintes sont continus et possèdent une formulation indépendante de la géométrie lointaine de la structure. On démontre que dans cette zone, les composantes du champ de contraintes sont infinies au voisinage du front de fissure ( $r \rightarrow 0$ , soit  $(r, \theta)$  les coordonnées polaires tel que  $x = r \cos \theta$  et  $y = r \sin \theta$ ) ;

Comme nous le verrons par la suite, la singularité est en  $(1/r)$  pour un milieu élastique linéaire. Le matériau ayant une limite élastique, il existe un rayon « dit plastique »  $r_p$  autour de la pointe de fissure qui détermine la forme de la zone plastique. En fonction de la valeur de  $r_p$ , on dira que la rupture est fragile pour  $r_p$  petit et qu'elle est ductile pour  $r_p$  grand. Cette distinction sur la base du paramètre  $r_p$  est très importante car elle conditionne la validité de la théorie utilisée :

- la Mécanique Linéaire de la Rupture pour les ruptures fragiles ;
- la Mécanique Non Linéaire de la Rupture dans le cas de zone plastique non négligeable (rupture ductile).
- Zone 3 (extérieur) : elle comprend les champs lointains se raccordant d'une part, à la zone singulière, et d'autre part aux conditions aux limites en chargements et en déplacements. Dans cette zone, les champs de déplacements, déformations et contraintes varient peu et peuvent être approchés par des polynômes communément utilisés dans la méthode des éléments finis.

Diverses méthodes d'analyse permettent d'étudier les champs de déplacements, déformations et contraintes au voisinage d'une fissure. On regroupe l'ensemble de ces méthodes sous deux types d'approches :

- approches directes : qui sont fondées sur l'utilisation des fonctions d'Airy. Ces approches résolvent des problèmes plans et font appel à la recherche de fonctions analytiques (Irwin 1958) ;
- approches énergétiques qui sont basées sur l'analyse énergétique du milieu continu contenant une fissure. Il s'agit d'un bilan énergétique global intégrant le taux de restitution d'énergie dû à un accroissement virtuel de la fissure (Griffith 1928).

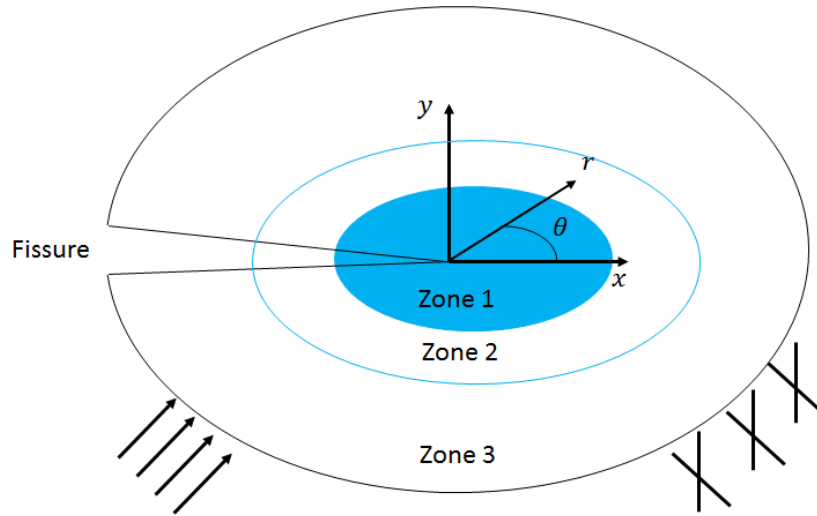


Figure 3 : Zones (1 à 3) délimitant le voisinage d'une pointe de fissure.

### 2.3. Analyse asymptotique : champ des contraintes à la pointe de la fissure

Soit un matériau homogène et isotrope dont le comportement est élastique linéaire.

En s'appuyant sur les fonctions d'Airy et sur l'approche de Westergaard (1939), Irwin (1957) a montré que les contraintes peuvent s'écrire au voisinage de la pointe de la fissure comme suit en coordonnées polaires (voir Figure 3) :

$$\begin{cases} \sigma_{rr} = \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \cos \frac{\theta}{2} \left( 1 + \sin \frac{\theta^2}{2} \right) + \frac{K_{II}}{\sqrt{2\pi r}} \left( -\frac{5}{4} + \frac{3}{4} \sin \frac{3\theta}{2} \right) \\ \sigma_{\theta\theta} = \frac{K_{II}}{\sqrt{2\pi r}} \cos \frac{\theta}{2} \left( 1 + \sin \frac{\theta^2}{2} \right) + \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \left( -\frac{3}{4} + \frac{3}{4} \sin \frac{3\theta}{2} \right) \\ \sigma_{r\theta} = \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{\theta^2}{2} + \frac{K_{II}}{\sqrt{2\pi r}} \left( \frac{1}{4} \cos \frac{\theta}{2} + \frac{3}{4} \cos \frac{3\theta}{2} \right) \end{cases} \quad (1)$$

avec  $K_I$  et  $K_{II}$  les facteurs d'intensité de contraintes en mode I et mode II respectivement. Il a été constaté que les contraintes à la pointe de la fissure sont proportionnelles à  $\frac{1}{\sqrt{r}}$ . Les contraintes sont donc infinies en pointe de fissures ( $r = 0$ ). Les facteurs d'intensité des contraintes qui sont des fonctions du chargement et de la géométrie permettent de caractériser l'importance des contraintes à la pointe de fissure.

### 3. Propagation de fissures dans les roches

Dans cette partie, nous présentons les concepts et critères qui permettent d'identifier les conditions pour lesquelles les fissures vont se propager et les modèles de propagation.

#### 3.1. Ténacité

Irwin (1957) a proposé un critère qui permet de prévoir la propagation des fissures, basé sur les facteurs d'intensité des contraintes. Les facteurs d'intensité des contraintes mesurent l'importance de la singularité au voisinage de la pointe de fissure.

Le facteur d'intensité des contraintes critique correspond à la valeur minimale de facteur d'intensité des contraintes à partir duquel la fissure peut se propager. Pour chaque mode de fissuration, il existe un facteur d'intensité des contraintes critique.

Si  $K_{ic}$  (avec  $i=1, 2, 3$ ) représente le facteur d'intensité des contraintes critique en mode  $i$ , alors :

- si  $K_i < K_{ic}$  la fissure ne se propage pas ;
- si  $K_i = K_{ic}$  la fissure se propage en Mode  $i$ .

Tous les facteurs d'intensité de contrainte s'expriment en unité de contrainte multiplié par la racine carrée d'une unité de longueur ( $MPa \cdot \sqrt{m}$ ).

Le facteur d'intensité des contraintes critiques, aussi appelé la ténacité, est propre à chaque matériau.

#### 3.2. Taux de restitution d'énergie

Afin que l'initiation et la propagation de la fissure se produisent, il faut que la fissure dispose d'une quantité d'énergie suffisante. Dans ce contexte, l'aspect énergétique de la fissuration est étudié pour déterminer le seuil minimal d'énergie à partir duquel la fissuration se produit.

Soit un échantillon d'épaisseur  $t$  qui contient une fissure de longueur  $2c$ , on définit  $\gamma$  comme étant l'énergie de surface par unité de surface. D'après Brady et Brown (2006), il est important de noter que l'énergie de surface est une propriété fondamentale des matériaux. Des études expérimentales montrent que, pour la roche, une fissure préexistante ne s'étend pas comme une seule fissure, mais plutôt comme une zone contenant un grand nombre de microfissures qui se développent en aval de la fissure. La Figure 4 montre l'hypothèse de Griffith sur la propagation des fissures et la propagation réelle des fissures.



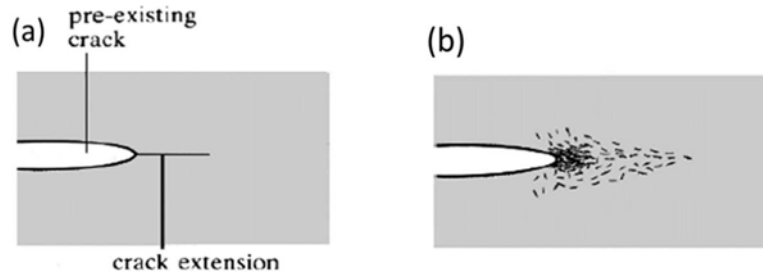


Figure 4. Propagation d'une fissure préexistante : (a) l'hypothèse de Griffith 1921 ; (b) cas réel (Brady et Brown 2006).

Pour comprendre le comportement de la fissure, il est nécessaire de connaître l'évolution de l'énergie libérée par la fissure durant sa propagation. En effet, on perturbe  $c$  (Figure 5) et on calcule la variation de l'énergie libérée par rapport à la variation de longueur de la fissure. On obtient la formulation ci-dessous d'après Griffith (1928) :

$$\frac{\delta E_{libéré}}{\delta c} = \frac{2\pi\sigma_T^2 t c}{E} \quad (2)$$

Avec  $E$  le module de Young et  $\sigma_T$  la contrainte de traction.

Griffith a défini la contrainte de traction critique ( $\sigma_{Tc}$ ) à partir de laquelle la fissuration se produit :

$$\sigma_{Tc} = \sqrt{\frac{2\gamma E}{\pi c}} \quad (3)$$

En reprenant le mode I de fissuration, on a  $K_I = \sigma_T \sqrt{\pi c}$  et on obtient :

$$\frac{\delta E_{libéré}}{\delta c} = \frac{2K_I^2 t}{E} \quad (4)$$

D'où, on définit le taux de restitution de l'énergie comme étant l'énergie libérée par unité de surface durant la fissuration. On le note  $G$  et  $[G] = Jm^{-2}$ .

On peut alors calculer le taux de restitution de l'énergie dans une demi-fissure par unité d'épaisseur :

$$G = \frac{\delta E_{libéré}}{\delta c} = \frac{K_I^2}{E} \quad (5)$$

En utilisant l'équation 3, on détermine  $K_{Ic} = \sqrt{2\gamma E}$  donc  $G_c = \frac{K_{Ic}^2}{E} = 2\gamma$  avec  $G_c$  le taux de restitution d'énergie critique. Finalement :

- si  $G < 2\gamma$  la fissure ne se propage pas ;
- si  $G \geq 2\gamma$  la fissure se propage.

Lawn et Wishaw (1975) ont retrouvé les résultats de Griffith en calculant l'énergie élastique stockée au cours de la déformation :

$$G = 2 \int_c^{c+\delta c} \frac{1}{2} \sigma_{yy} \nu dx = \frac{K_I^2}{E} \quad (6)$$

avec  $\nu$  représente la propagation de la fissure.

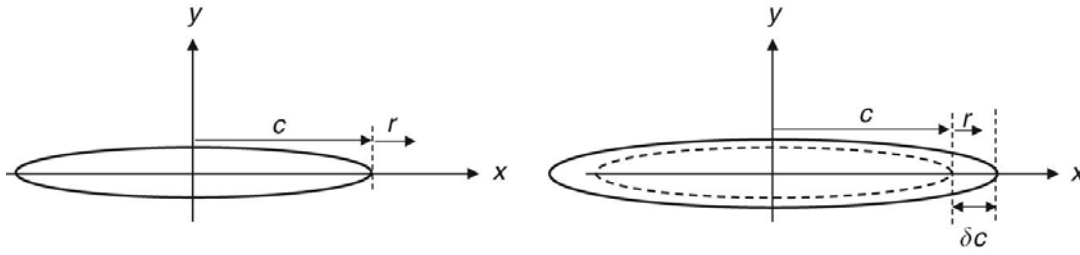


Figure 5 : Gauche : la fissure en état initial ; Droite : la fissure après la propagation (Jaeger et al. 2007). Lawn et Wilshaw (1975) et Maugis (2000) ont déterminé la valeur du taux de restitution de l'énergie  $G$  en prenant en compte tous les facteurs d'intensité des contraintes :

$$G = \frac{1}{E} [K_I^2 + K_{II}^2 + K_{III}^2 (1 + \nu)] \text{ en contraintes planes} \quad (7)$$

$$G = \frac{(1-\nu^2)}{E} [K_I^2 + K_{II}^2 + K_{III}^2 / (1 + \nu)] \text{ en déformations planes} \quad (8)$$

On remarque que dans les milieux élastiques, le taux de restitution de l'énergie et les facteurs d'intensité des contraintes sont très liés. Il suffit d'étudier l'évolution du facteur d'intensité des contraintes pour comprendre les variations de  $G$  et inversement.

De manière générale, d'après Griffith (1928) pour un solide élastique contenant une fissure, on peut écrire la loi de conservation de l'énergie totale d'un solide lorsque la fissure se propage d'une surface élémentaire  $ds$  comme suit :

$$dW_{totale} = dW_{élastique} + dW_{ext} + dW_s + dW_{cinétique} = 0 \quad (9)$$

$dW_{élastique}$  est la variation de l'énergie élastique

$dW_{ext}$  est la variation de l'énergie potentielle des forces extérieures

$dW_s$  est la variation d'énergie de surface,  $2\gamma \cdot ds$

$dW_{cinétique}$  est la variation de l'énergie cinétique

On peut dire que la propagation est instable si  $dW_{cinétique} > 0$ , c'est à dire si :

$$\frac{\partial}{\partial s} (dW_{élastique} + dW_{ext}) + 2\gamma < 0 \quad (10)$$

Selon l'évolution de  $G$  au cours de l'avancement de la fissure, le mode de propagation peut être stable ou instable :

si  $G = 2\gamma$  correspond à une propagation stable

si  $G > 2\gamma$  correspond à une propagation instable avec augmentation de l'énergie cinétique.

### 3.3. Etude de la fissuration à l'échelle du laboratoire

Dans cette partie, les modèles de fissuration sont présentés. Le modèle de fissuration en ouverture (mode I) (Hillerborg *et al.* 1976) et le modèle de fissuration en cisaillement plan (mode II) (Tatone et Grasselli 2015) sont présentés.

En complément, les essais de laboratoire destinés à étudier les processus de fissuration sont également discutés (Hoek et Bieniawski 1984, Latjai 1971, Shen *et al.* 1995, Bobet et Einstein 1998, Huang *et al.* 1990, Wong et Einstein 2008).

### 3.3.1. Modèle de fissuration en mode I

D'après Hillerborg et al. (1976), le modèle de fissuration est une fonction de la valeur de la contrainte normale s'appliquant sur la fissure pré-existante. Soit  $\sigma(o)$  la contrainte normale qui s'applique sur le plan de la fissure (Figure 6). La contrainte normale atteint une valeur critique à partir de laquelle l'initiation de la fissure se produit. Soit  $o(x_1)$  l'ouverture de la fissure au point  $x_1$  (la pointe de la fissure). Quand la contrainte normale atteint sa valeur critique, l'ouverture  $o(x_1)$  devient de plus en plus importante et la valeur de la contrainte décroît en  $x_1$ .

La fissure se propage suivant les points  $x > x_1$ , l'ouverture  $o(x_1)$  atteint son maximum et la contrainte normale s'annule en  $x_1$ .

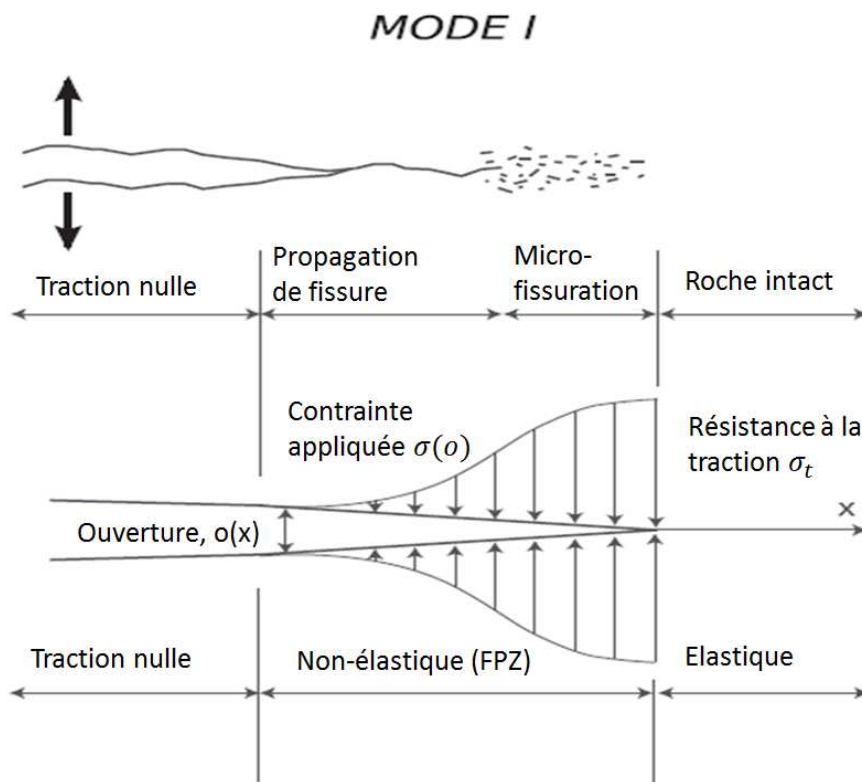


Figure 6 : Modèle de rupture en mode I (Hillerborg et al. 1976).

### 3.3.2. Modèle de fissuration en mode II

Le modèle de fissuration est une fonction de la valeur de la contrainte tangentielle. Soit  $\tau(s)$  la contrainte tangentielle qui s'applique sur le plan de la fissure (Figure 7).

La contrainte tangentielle atteint une valeur critique. Soit  $u(s_1)$  le déplacement tangentiel de la fissure en  $s_1$ . Quand la contrainte tangentielle atteint sa valeur critique, le déplacement  $u(s_1)$  atteint sa valeur critique et la valeur de la contrainte décroît en  $s_1$ .

La fissure se propage pour les points  $s > s_1$ , le déplacement  $u(s_1)$  décroît pour atteindre le déplacement résiduel  $u_r(s_1)$  et la contrainte tangentielle diminue pour une valeur résiduelle de  $\tau_r(s_1)$ .

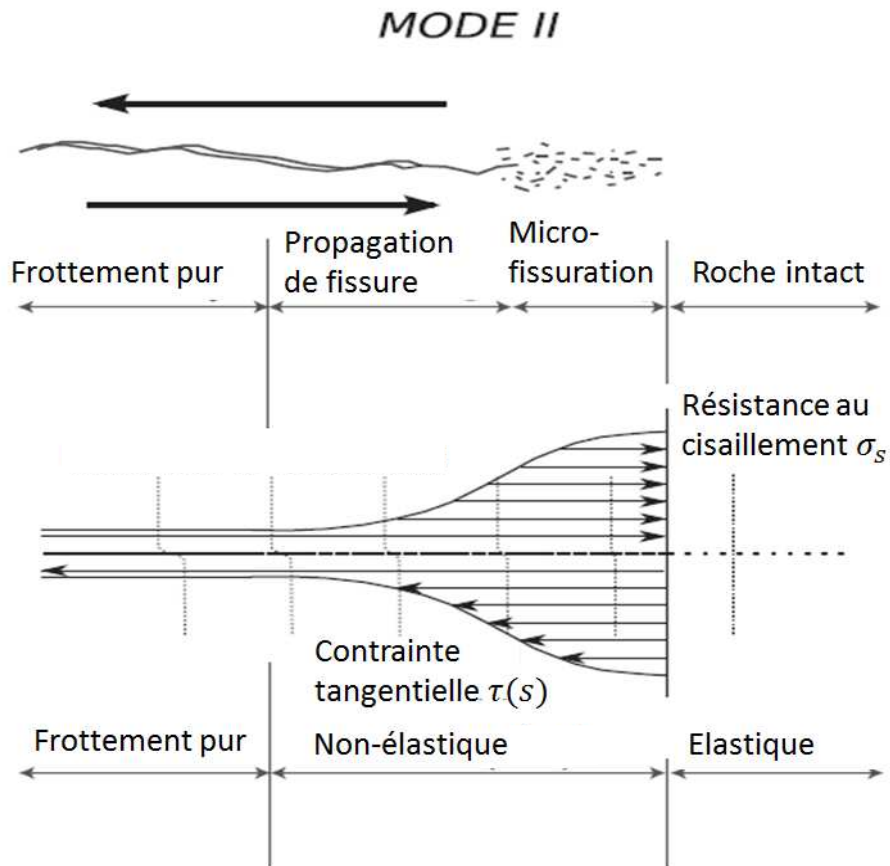


Figure 7. Modèle de rupture en mode II d'un matériau (Tatone et Grasselli 2015).

### 3.3.3. Modèle de propagation mixte dans les essais de laboratoire

Plusieurs études ont été menées pour étudier la fissuration à partir d'une fissure préexistante. Hoek et Bieniawski (1984) ont mené leur étude sur du verre, Latjai (1971) a mené son étude sur du plâtre de Paris, Shen *et al.* (1995) sur du gypse. Malgré le fait que les roches sont différentes de ces matériaux, ces derniers présentent des comportements similaires pour ce qui concerne la fissuration. Durant l'essai de compression uniaxiale d'un échantillon pré-fissuré, deux types de fissures sont observés : les fissures primaires et les fissures secondaires (Figure 8).

En premier lieu, les fissures primaires apparaissent. Il s'agit des fissures de traction qui s'initient aux pointes de la fissure préexistante. Les fissures primaires se propagent dans la direction qui correspond à la direction de la contrainte principale majeure.

Dans un deuxième temps, les fissures secondaires apparaissent, généralement les fissures secondaires ont plus d'influence sur la rupture de matériau que les fissures primaires.

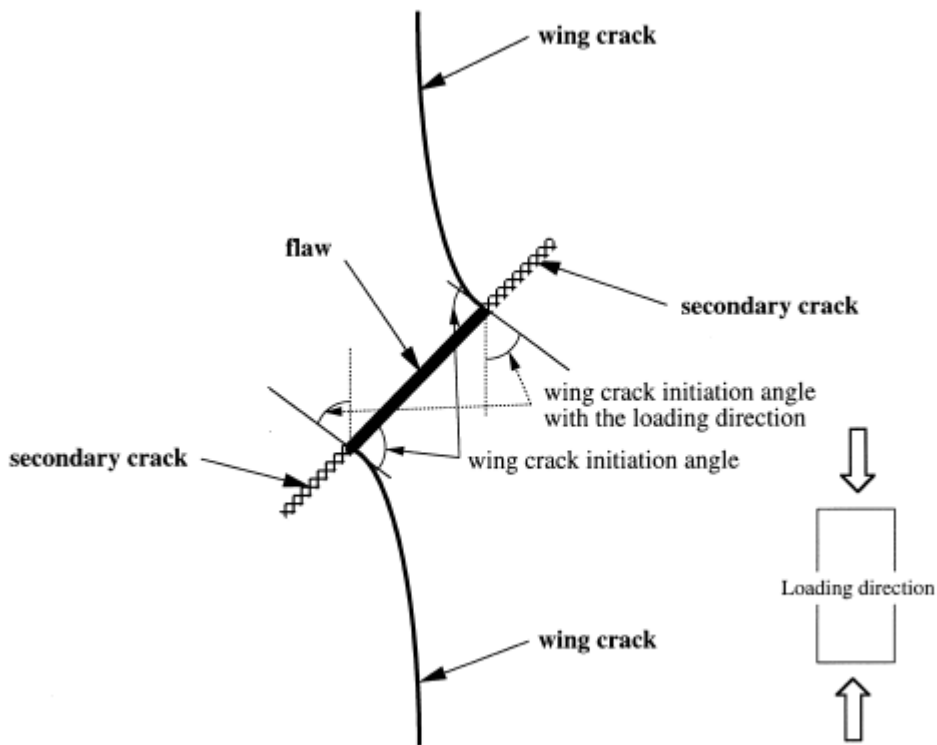


Figure 8 : Propagation de la fissure dans un échantillon de roche pré-fissuré dans une compression uniaxiale (Bobet et Einstein 1998).

Dans le même objectif (étude de l'influence des fissures préexistantes sur le comportement de fissuration), Huang *et al.* (1990) ont réalisé des tests de compression uniaxiale (en configuration biaxiale) sur des échantillons de marbre de Fangshan de taille  $104 \times 80 \times 6 \text{ mm}^3$  dont le module de Young  $E = 63,5 \text{ GPa}$  et la résistance à la compression uniaxiale  $\sigma_c = 175 \text{ MPa}$  contenant une fracture inclinée préexistante de longueur  $20 \text{ mm}$  (Figure 9).

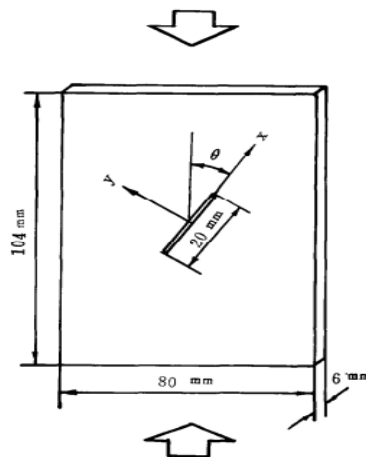


Figure 9 : Echantillon pré-fissuré de marbre de Fangshan (Huang et al. 1990).

Un chargement uniaxial est effectué jusqu'à la valeur maximale de  $\sigma_{max} = 120 \text{ MPa}$  (Figure 10). Deux inclinaisons de fissure préexistante ont été considérées dans leur étude :

$$\theta = 45^\circ \text{ et } \theta = 60^\circ$$

Huang *et al.* (1990) ont déterminé un processus de rupture d'une plaque de marbre de Fangshan (Figure 11). En effet, à un certain niveau de chargement ( $0,4 \sigma_c$ ), deux fissures primaires de traction s'initient proches des pointes de la fissure préexistante. En augmentant le chargement, des nouvelles fissures s'initient très proches de la fissure préexistante : les fissures secondaires de traction.

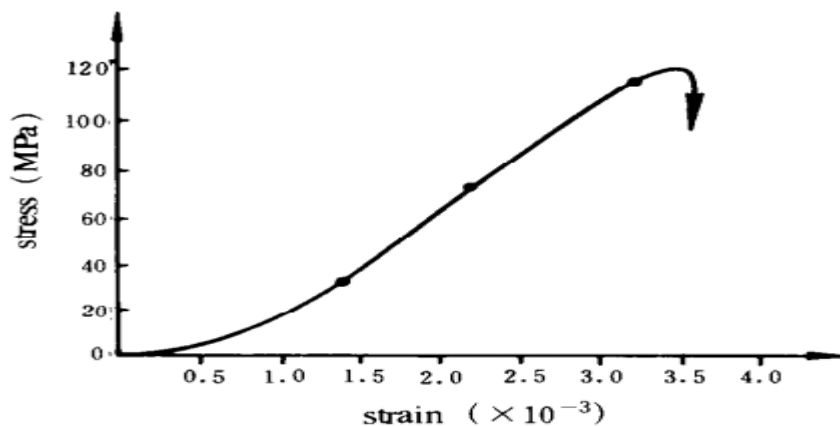


Figure 10 : Courbe contrainte-déformation pour un échantillon dont l'inclinaison est de  $45^\circ$  (Huang *et al.* 1990).

Les bandes de cisaillement se forment aux pointes de la fissure préexistante et se propagent vers les coins de l'échantillon et deux autres fissures de traction se forment aux pointes de la fissure préexistante et se propagent rapidement dans la direction de chargement.

En augmentant le chargement, les fissures de traction s'allongent et les fissures de cisaillement s'intensifient. La rupture de l'échantillon se produit par la scission le long des fissures de traction ou les fissures de cisaillement le long de la bande de cisaillement ou par la combinaison des deux. La Figure 11 résume les modes de ruptures obtenus par Huang *et al.* (1990).

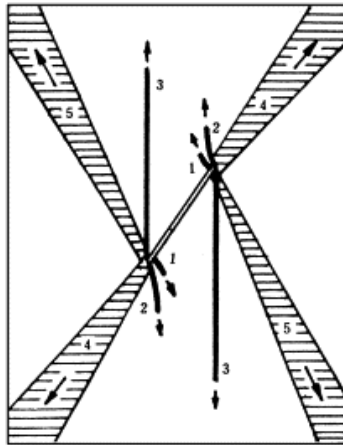


Figure 11 : Configuration de Huang et al. (1990). (1) : fissures de traction primaires ; (2) : fissures de traction secondaire ; (3) : fissures de traction ; (4) : bandes de cisaillement ; (5) : bandes de cisaillement (Huang et al. 1990).

Wong et Einstein (2008) ont mené des études expérimentales du chargement uniaxial sur des échantillons de gypse prismatique moulé et le marbre de Carrare pour déterminer le comportement de la fissuration à partir d'une fissure préexistante. Les échantillons sont de dimension  $152 \times 76 \times 32 \text{ mm}^3$  et la fissure préexistante est de longueur  $12,5 \text{ mm}$ .

Les échantillons de marbre et de gypse sont chargés de manière uniaxiale par une machine à chargement contrôlé par le logiciel MTEST. Pour déterminer le processus de fissuration, les auteurs ont utilisé les observations vidéo via un système d'enregistrement à grande vitesse.

Grâce à la nouvelle technique d'observation, Wong et Einstein (2008) ont déterminé 7 mécanismes d'initiation et de propagation des fissures à partir d'une fracture préexistante, 3 types de fissuration de traction, 3 types de fissuration de cisaillement et 1 type de fissuration mixte (Figure 12).

En guise de conclusion, les études expérimentales sont indispensables pour comprendre les mécanismes d'initiation et de propagation des fissures. Par contre, l'approche expérimentale est dépendante des conditions de chargement.

Dans la prochaine section, nous présenterons les méthodes expérimentales pour mesurer la ténacité de la roche et l'énergie dissipée par fissuration.

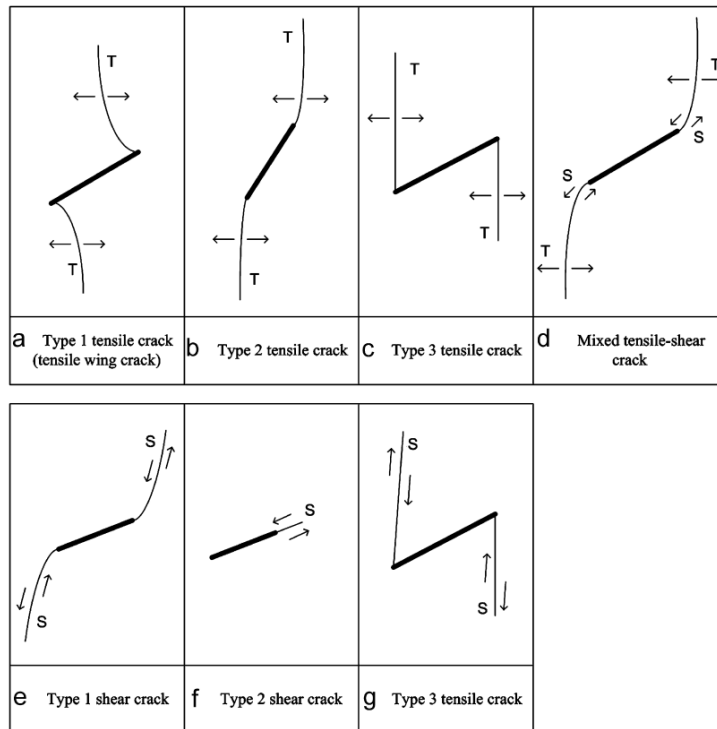


Figure 12 : Différents mécanismes d'initiation et propagation des fissures à partir d'une fracture préexistante. T : fissure de traction. S : fissure de cisaillement. (Wong et Einstein 2008).

### 3.4. Etude de fissuration à grande échelle

Diverses études ont été effectuées afin de comprendre les mécanismes de fissuration à grande échelle surtout au niveau des excavations souterraines, ce qui nous intéresse dans le cadre de la thèse.

Parmi les cas les plus étudiés et les mieux documentés, on peut citer le Mine-by Test effectué dans un tunnel situé à Pinawa dans la province de Manitoba au Canada. De 1990 à 1995, l'Agence Atomique du Canada (Atomic Energy of Canada Limited) a mené une étude sur la fissuration induite autour des excavations souterraines. En effet, un tunnel souterrain d'un diamètre de 3,5 mètre, à 420 mètre de profondeur a été excavé. L'objectif de cette excavation est l'étude des processus de rupture fragile au voisinage du tunnel. Les déplacements, les contraintes, les variations de contraintes et les émissions acoustiques ont été suivies à l'aide d'écoute microsismique. Le champ de contraintes initial est tel que :  $\sigma_1 = 60 \text{ MPa}$ ,  $\sigma_2 = 45 \text{ MPa}$  et  $\sigma_3 = 11 \text{ MPa}$  comme montré par la Figure 13.



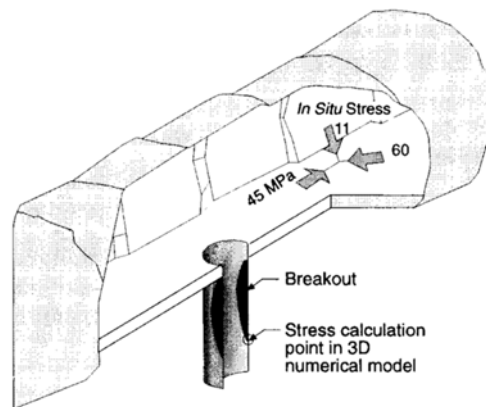


Figure 13. Illustration de champ de contrainte in-situ (Martin 1997).

Martin *et al.* (1997) ont rapporté des observations du processus de rupture fragile, qui ont donné lieu à des entailles classiques en V, dans la direction de la compression maximale. Read (1994) a montré que l'extension de l'endommagement induit par les contraintes de compression était limitée aux régions d'entailles. En dehors des entailles, peu d'endommagement pouvait être observé.

Martin (1997) a noté que l'extension de l'endommagement au niveau du toit était supérieure à celle observée au niveau du sol car l'état de contrainte dans le sol était significativement différent de celui du toit.

Read (1994) a noté que les zones de traction dans les parois latérales du tunnel ont été endommagées, même si aucune fissuration n'a pu être observée visuellement. La Figure 14 illustre le tunnel après l'excavation et les zones de rupture.

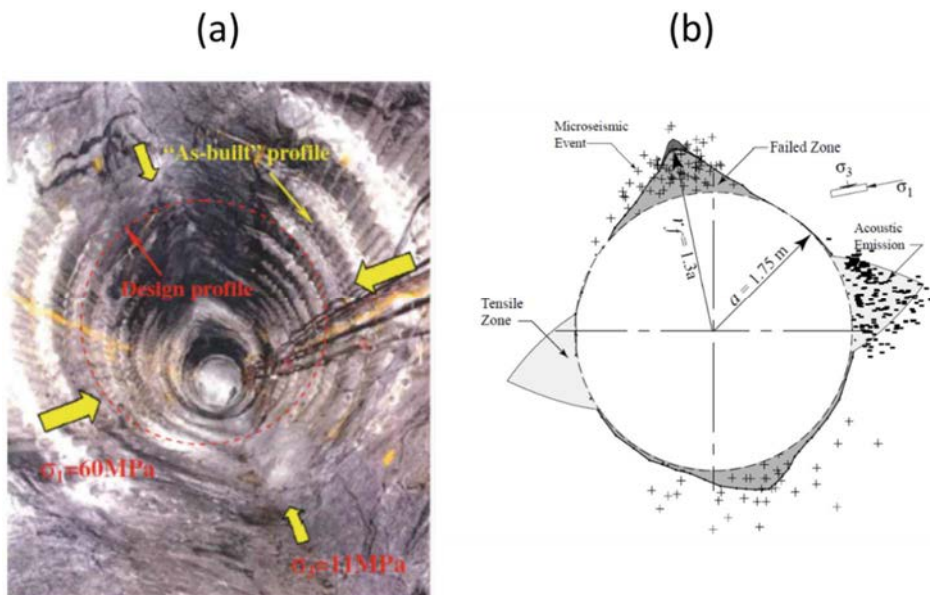


Figure 14. Rupture fragile au voisinage d'un tunnel souterrain (Mine-by Test) : (a) vue d'une section du tunnel (Martin 1997) ; (b) illustration des zones de rupture autour du tunnel (Read 1994).

Kaiser *et al.* (2000) ont proposé une analogie entre les mécanismes de rupture à l'échelle de laboratoire et les mécanismes de rupture à grande échelle. En effet, la rupture en traction à l'échelle du laboratoire correspond à l'écaillage de la paroi du tunnel. La rupture en compression correspond, elle, à la rupture par écaillage (spalling failure). Kaiser *et al.* (2000) ont également illustré de manière analogue l'endommagement à l'échelle de l'échantillon en laboratoire et celle de l'ouvrage. Finalement Kaiser *et al.* (2000) ont illustré l'analogie de la rupture en cisaillement entre l'échantillon et le tunnel souterrain. La Figure 15 montre les différentes analogies proposées par Kaiser et al. (2000).

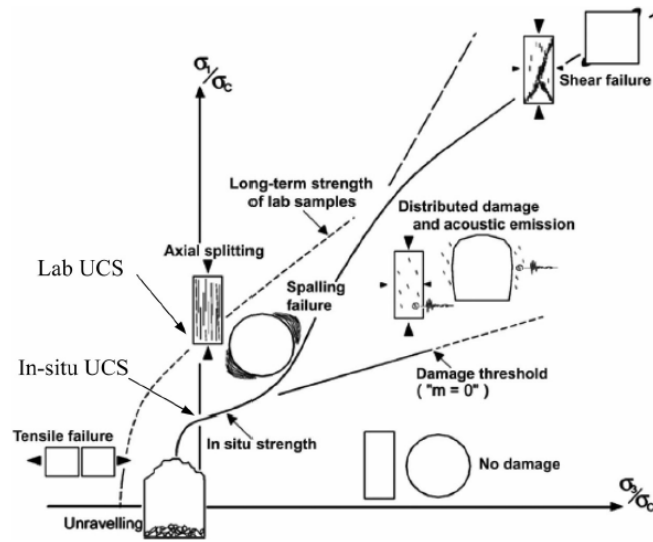


Figure 15. Analogie des différents types d'endommagement entre l'échelle de laboratoire et la grande échelle (Kaiser et al. 2000).

## 4. Méthodes expérimentales de caractérisation de l'endommagement des roches

Dans cette section, nous présentons les méthodes expérimentales qui nous permettent de caractériser la fissuration dans les roches à l'aide de la mesure de la ténacité et des événements acoustiques.

### 4.1. Mesure de la ténacité

Les facteurs d'intensité critique des matériaux sont déterminés en fonction du mode de fissuration. Pour le mode I, le facteur  $K_{Ic}$  est déterminé à l'aide d'essais de flexion 3 points, en mode II le facteur  $K_{IIc}$  est déterminé avec des essais de cisaillement et en mode III,  $K_{IIIc}$  est déterminé à l'aide des essais de torsion.

L'essai de flexion 3 points est réalisé sur une éprouvette pré-fissurée (c'est-à-dire avec une entaille rectangulaire ou triangulaire) en appliquant un effort croissant jusqu'à la rupture au niveau de l'entaille (Figure 16). L'effort à la rupture et les caractéristiques géométriques de l'éprouvette et de l'entaille permettent de déterminer la valeur critique de la ténacité en mode I.

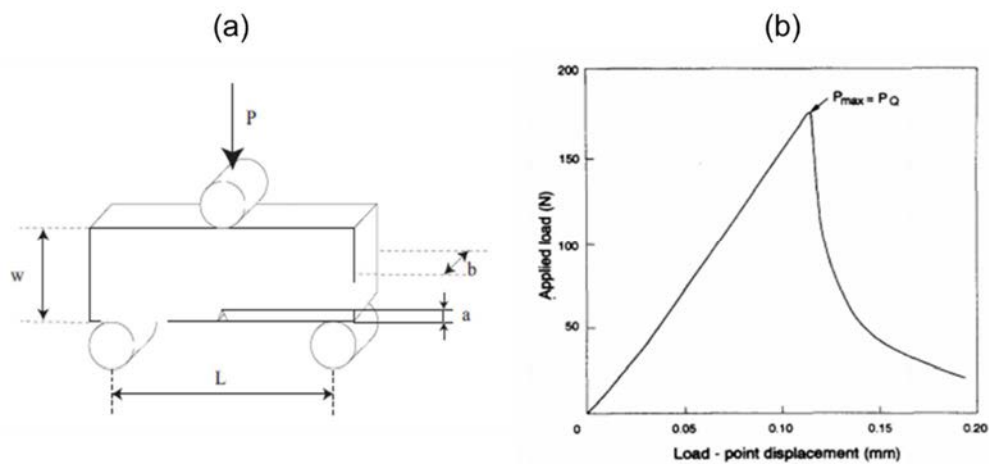


Figure 16 : (a) Présentation de l'essai de flexion 3 points d'une éprouvette pré-fissurée d'une fissure de longueur  $a$  (Grange 2007) ; (b) courbe typique de force-déplacement de l'essai de flexion 3 points (Lim et al. 1994).

A titre d'exemple, si  $P_c$  représente l'effort à la rupture de la poutre, les relations de Srawley (1974) permettent de calculer le facteur d'intensité de contrainte critique  $K_{Ic}$  telle que :

$$K_{Ic} = \frac{LP_c}{bw^2} f(\alpha) \quad (9)$$

avec  $\alpha = \frac{a}{w}$ ,  $L = 4w$ ,  $f(\alpha) = \frac{3}{2} \sqrt{\alpha} \frac{1,99 - \alpha(1-\alpha)(2,15 - 3,93\alpha + 2,7\alpha^2)}{(1+2\alpha)(1-\alpha)^{3/2}}$  et  $b$  la largeur de l'éprouvette.

L'essai de cisaillement (Figure 17) est réalisé sur une éprouvette soumise à une contrainte normale constante. Une contrainte tangentielle est appliquée sur l'éprouvette afin de la cisiller. La valeur critique de ténacité en mode 2 est déterminée à l'aide de la relation ci-dessous (Jaeger et al. 2007) :

$$K_{IIc} = \tau_{max} \sqrt{\pi c} \quad (10)$$

avec  $\tau_{max}$  la contrainte tangentielle maximale et  $c$  la longueur initiale de la fissure.

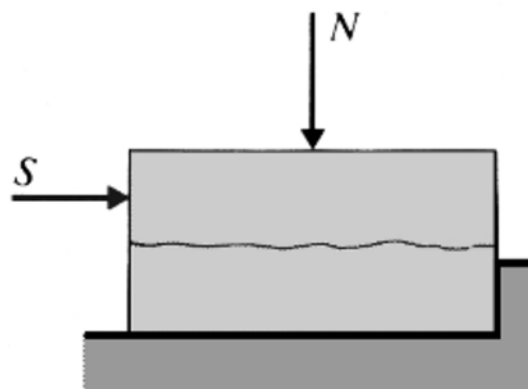


Figure 17 : Schématisation de l'essai de cisaillement : N chargement normal et S chargement tangential (Brady et Brown 2006).

Pour déterminer le facteur d'intensité des contraintes critique  $K_{IIIc}$ , on utilise l'essai de torsion (Figure 18). En effet, l'éprouvette est fixée au centre de la presse de torsion. On exerce un moment de force  $\vec{M}$  sur la première extrémité et un moment de force  $-\vec{M}$  sur la deuxième extrémité. La valeur critique de la ténacité en mode 3 est calculée comme suit d'après Jaeger et al. 2007 :

$$K_{IIIc} = \tau_{xy,max} \sqrt{\pi c} \quad (11)$$

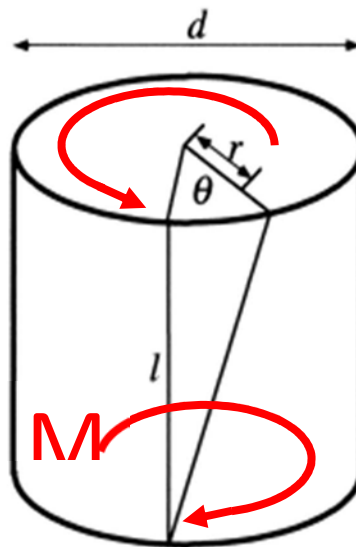


Figure 18 : Présentation de l'essai de torsion (Paterson et Olgaard 2000 modifié).

## 4.2. Détection de la propagation des fissures et mesure de l'énergie dissipée par fissuration par mesures acoustiques

Afin de calculer l'énergie dissipée par fissuration, un réseau de capteurs est souvent disposé autour de l'échantillon à l'échelle de laboratoire et dans des forages dans le cas des expérimentations à grande échelle. Les capteurs acoustiques sont utilisés pour mesurer la microsismicité et la vitesse de propagation des ondes P. Le réseau est constitué par des émetteurs d'ondes et des récepteurs. La Figure 19 illustre le réseau de capteurs acoustiques à l'échelle de laboratoire établi pour un essai de compression (Wassermann 2006).

L'activité acoustique détectée par les récepteurs est associée à la fissuration du milieu rocheux étudié. La détection d'évènement acoustique permet de détecter l'initiation et/ou la propagation des fissures.

Dans ce cadre, l'énergie dissipée par fissuration est calculée à l'aide des énergies des signaux enregistrés par les récepteurs.

En effet, d'après la théorie des signaux, l'énergie totale d'un signal  $x(t)$  est calculée comme suit :

$$E_x = \int_{-\infty}^{+\infty} |x(t)|^2 dt \quad (10)$$

L'énergie dissipée par fissuration est calculée via l'intégrale discrète suivante (Wassermann 2006) :

$$E_S = \frac{1}{N_k} \sum_{k=1}^{N_k} (\sum_j A_{jk}^2 \cdot \Delta t) \quad (11)$$

avec  $N_k$  le nombre de récepteurs,  $A_{jk}$  l'amplitude de l'onde P à chaque pas d'échantillonnage et  $\Delta t$  le pas d'échantillonnage.

Il faut noter qu'il existe un seuil à partir duquel les amplitudes sont prises en compte dans le calcul de l'énergie. Ce seuil est défini par l'expérimentateur. La Figure 20 présente un exemple pour lequel le seuil utilisé pour sélectionner les amplitudes à partir desquels l'énergie dissipée par fissuration est calculée.

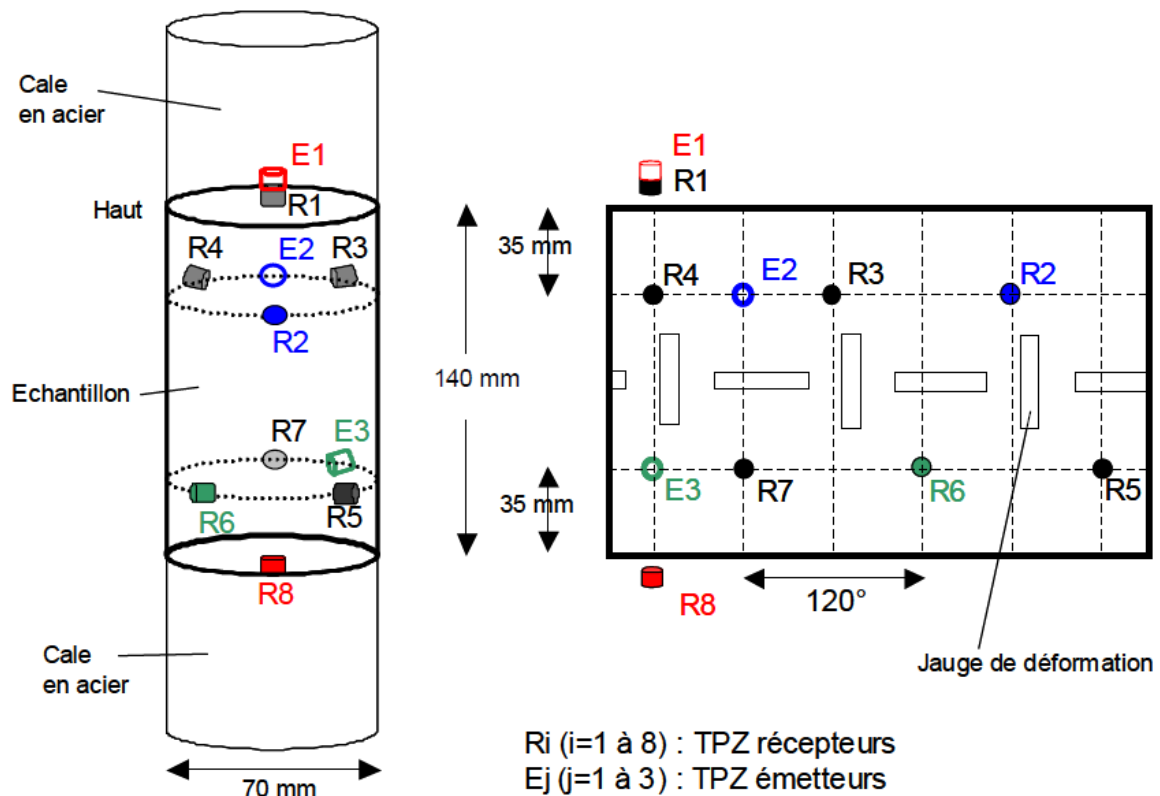


Figure 19 : Réseau de capteurs acoustiques utilisé pour un essai de compression (Wassermann 2006).

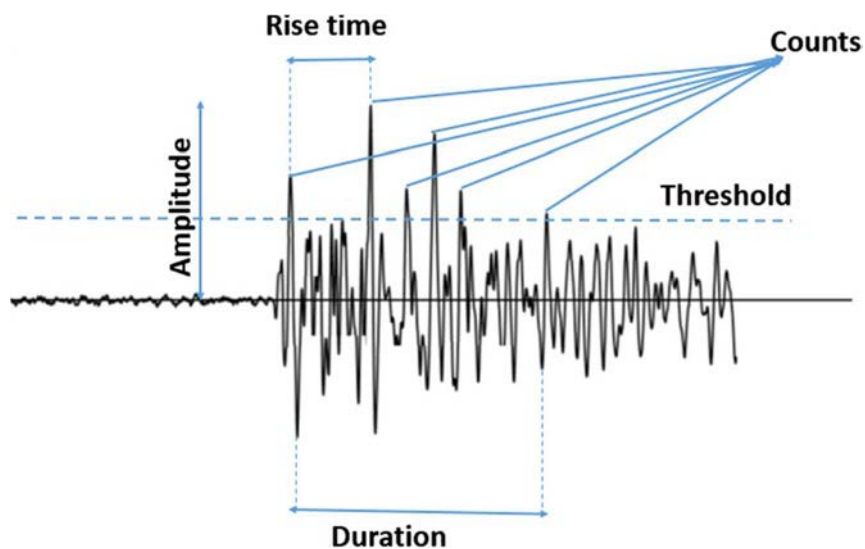


Figure 20 : Impact du seuil de détection sur le comptage des événements acoustiques (Moradian et al. 2016).

A l'échelle des structures minières, les techniques de surveillance micro-sismique sont utilisés pour détecter la propagation des fissures. Dans le cadre du tunnel Mine-by Test, un réseau d'accéléromètres micro-sismiques triaxial a été mis en place afin de surveiller la propagation des fissures. Il faut noter que l'accéléromètre micro-sismique triaxiale mesure l'accélération de l'onde dans les trois directions. Les capteurs ont été placés autour du tunnel comme illustré sur la Figure 21.

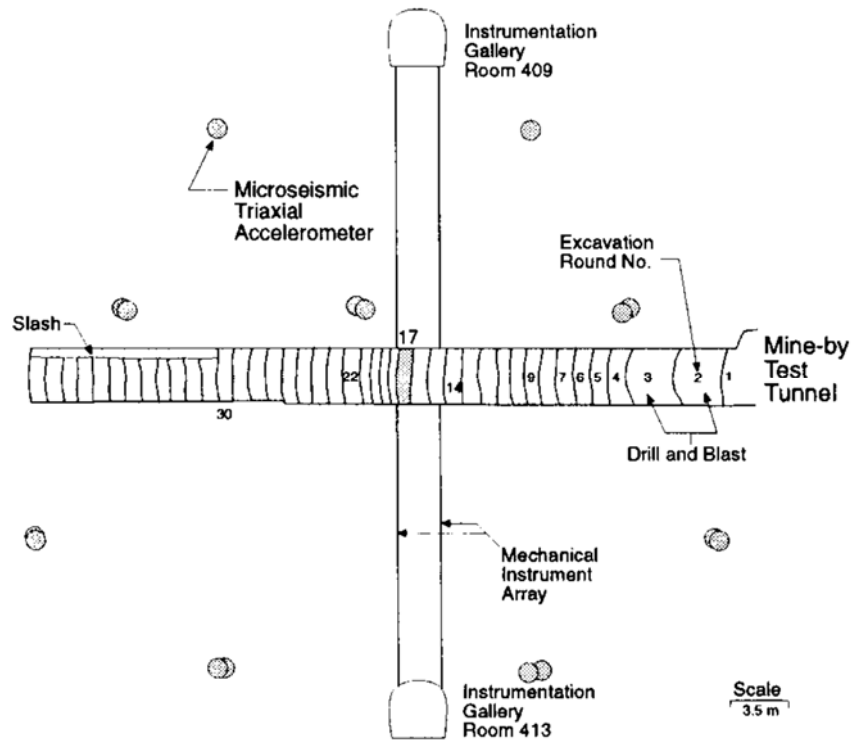


Figure 21 : Localisation des accéléromètres micro-sismiques triaxiaux autour du tunnel Mine-by Test (Martin 1997).

Grâce à la surveillance micro-sismique, la propagation des fissures est détectée et localisée.

Un cluster d'événements micro-sismiques a été détecté au toit et au plancher du tunnel correspondant à des zones d'endommagement en forme V. La Figure 22 montre les événements micro-sismiques détectés au 17<sup>ème</sup> tour d'excavation qui a été surveillé pendant 19 jours.

La caractérisation expérimentale des roches nous permet de déterminer les caractéristiques intrinsèques et d'étudier la propagation des fissures via l'énergie dissipée. Les caractéristiques des roches étudiées sont utilisées afin de simuler numériquement les différentes problématiques liées à la fissuration dans les mines souterraines.

Dans la section suivante, les différentes méthodes numériques utilisées dans les problématiques liées à la fissuration sont présentées. Les avantages et les inconvénients de chaque méthode sont également détaillés.

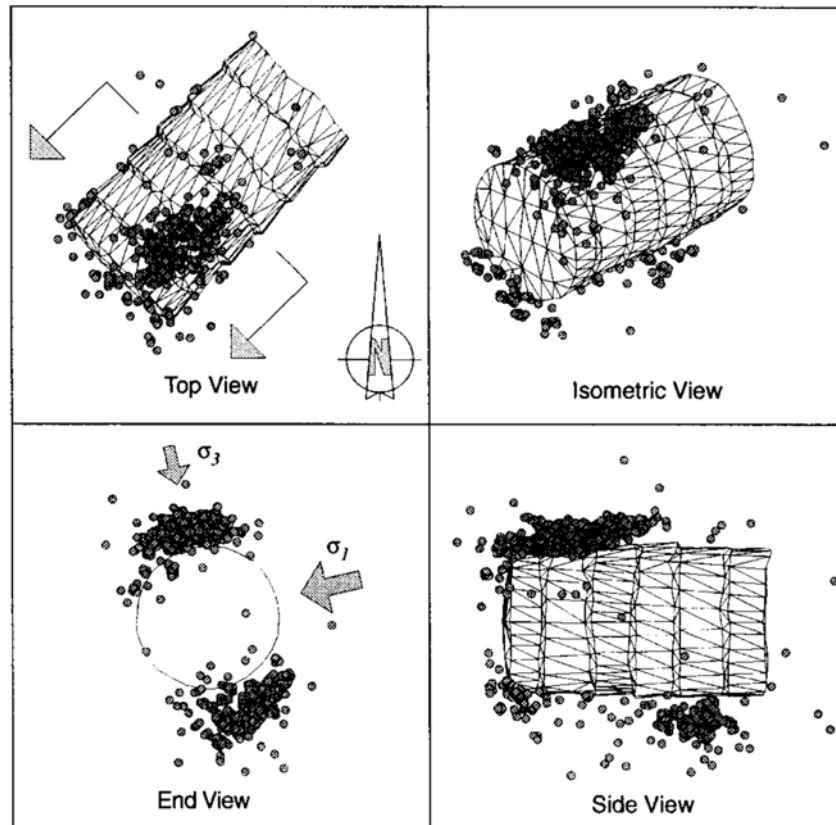


Figure 22. Localisation des événements micro-sismiques pour le 17<sup>ème</sup> tour de l'excavation, les événements micro-sismiques forment des zones d'endommagement en forme V (Martin 1997).

## 5. Modélisation numérique de la propagation des fissures

Dans cette section, les méthodes numériques les plus utilisées pour étudier la propagation des fissures dans les roches sont présentées en discutant leurs avantages et leurs inconvénients. Le calcul des énergies est également discuté pour chacune d'entre elles.

### 5.1. Méthode des éléments finis (MEF)

La méthode des éléments finis est une méthode numérique utilisée dans beaucoup de domaines d'ingénierie comme l'aéronautique, la mécanique des fluides, les génies civil, pétrolier et minier ou la géomécanique, etc.

De nombreuses études ont été réalisées sur le comportement de roches et de fissures en se basant sur des calculs avec la méthode des éléments finis (Goodman *et al.* (1968), Ghaboussi *et al.* (1973), Zienkiewicz *et al.* (1970), Buczkowski et Kleiber (1997), Wan (1990), Belytschko et Black (1999) et Belytschko *et al.* (2001)). Cette méthode a acquis sa popularité grâce à sa flexibilité dans la prise en compte de l'hétérogénéité et l'anisotropie du milieu, des conditions aux limites et sollicitations complexes, ainsi que du comportement non linéaire des roches.

Afin de résoudre les problèmes de mécanique avec la méthode des éléments finis, on définit le domaine de discrétisation, l'approximation locale de solution, les matrices élémentaires et leur assemblage, et la résolution du système global dont les inconnues sont les forces et les déplacements aux nœuds.

La discrétisation du domaine est réalisée par le biais d'éléments triangulaires ou quadrilatères en 2D et des tétraèdres ou polyèdres en 3D.

La modélisation du problème de fissuration à l'aide de la méthode des éléments finis est effectuée localement. En effet, on établit le système de résolution au niveau de la fissure préexistante. Cette technique a été initiée par Goodman *et al.* (1968) qui a introduit un élément appelé l'élément joint. L'équation établie pour l'élément joint est intégrée dans l'équation de milieu. L'équation de joint est écrite à l'aide de l'écriture matricielle suivante :

$$A^J w^J = b^J \quad (13)$$

où  $A^J$  est une matrice symétrique dont les composantes sont les raideurs normales et tangentielles du joint,  $w^J$  est le vecteur de déplacement nodal pour les nœuds de joint et  $b^J$  représente les forces appliquées sur les nœuds de joint.

Depuis, plusieurs auteurs ont progressivement mieux pris en compte la géométrie et le comportement mécanique de ces éléments. La Figure 23 montre quelques types d'éléments joints pour modéliser les fissures préexistantes avec la méthode des éléments finis. Les relations constitutives entre les contraintes normales et de cisaillement et les déplacements normaux et de cisaillement généralement formulés dans un formalisme incrémental ou élastoplastique sont utilisées pour évaluer la matrice de rigidité de l'élément « joint » et sera par la suite assemblé dans le système global. Par exemple, Kleiber et Buczkowski (1997) proposent un modèle constitutif anisotrope basé sur la théorie de la plasticité.

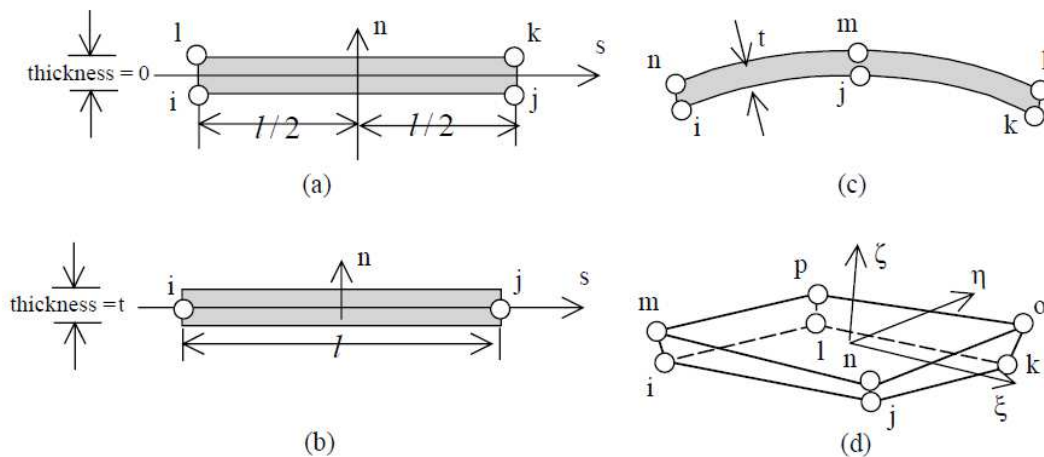


Figure 23 : Eléments joints en MEF (2D et 3D) ; (a) Goodman *et al.* (1968) ; (b) Ghaboussi *et al.* (1973) ; (c) Zienkiewicz *et al.* (1970) ; (d) Buczkowski et Kleiber (1997). (Jing 2003).

Nous venons de présenter brièvement la prise en compte d'une fissure par la MEF. Il se trouve que la simulation de la propagation des fissures pose quelques problèmes dont le remaillage car la propagation des fissures nécessite de disposer d'un maillage adaptatif, ce qui conduit à une multiplication du temps de calcul. L'implémentation numérique et le chemin de propagation dépendent également du



maillage. Dans les années 90, plusieurs chercheurs ont contribué au développement théorique et numérique de maillages adaptatifs (Wan 1990, Belytschko et Black 1999, Belytschko *et al.* 2001).

Carin (2000) a développé une méthode numérique dans laquelle on peut modéliser l'initiation et la propagation d'une fissure. Cette méthode appelée méthode de déboutonnage rompt progressivement les nœuds qui se trouvent sur le trajet de la fissure. Même si l'approche semble être intéressante, elle n'a pas été suivie dans la littérature.

D'un point de vue énergétique, l'énergie dissipée par fissuration est calculée en s'appuyant sur les résultats proposés par Hillerborg *et al.* (1976) qui ont suggéré un processus de fissuration par l'approche de quantité d'énergie absorbée par unité de fissure formée. D'après le bilan énergétique, si la quantité d'énergie libérée durant le processus de fissuration est supérieure ou égale à  $G_c$ , la fissure se propage.

Pour les fissures en mode I, quand la contrainte à la pointe de la fissure atteint la valeur de la résistance à la traction  $\sigma_t$ , l'ouverture de la fissure se produit. La contrainte à la pointe de la fissure diminue avec la croissance de l'ouverture de la fissure. La contrainte normale à la direction de la fissure s'annule à partir d'une certaine valeur d'ouverture maximale (Figure 6).

La Figure 24 illustre l'approche utilisée pour calculer l'énergie dissipée par fissuration en mode I dans la MEF. Il faut souligner le fait que l'évolution de la contrainte normale à la fissure ne varie pas linéairement à la rupture. L'énergie dissipée par fissuration en mode I s'écrit :

$$G_{Ic} = \int_0^{o_1} (\sigma(o)) do \quad (14)$$

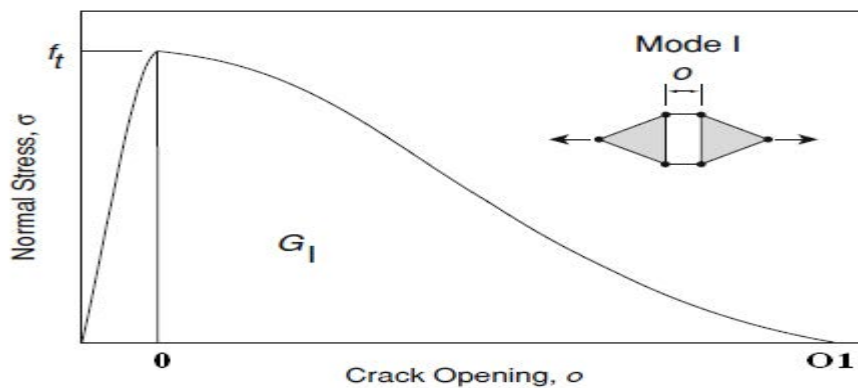


Figure 24 : Modèle de fissuration cohésive pour Mode I ;  $\sigma_t = f_t$  : la résistance à traction ;  $o$  : ouverture de fissure ;  $G_I$  : taux de restitution d'énergie Mode I (Lisjak *et al.* 2013).

L'approche proposée par Hillerborg *et al.* (1976) est également utilisée pour le cas du mode II (Figure 25). En effet, la contrainte de cisaillement augmente avec le déplacement tangentiel jusqu'à atteindre la résistance au cisaillement, puis elle diminue de  $\tau_s = f_s$  qui correspond à la résistance au cisaillement résiduel à  $\tau_r = f_r$ .

L'énergie dissipée par fissuration en mode II s'écrit :

$$G_{IIc} = \int_0^{s_1} (\tau(s) - f_r) ds \quad (15)$$

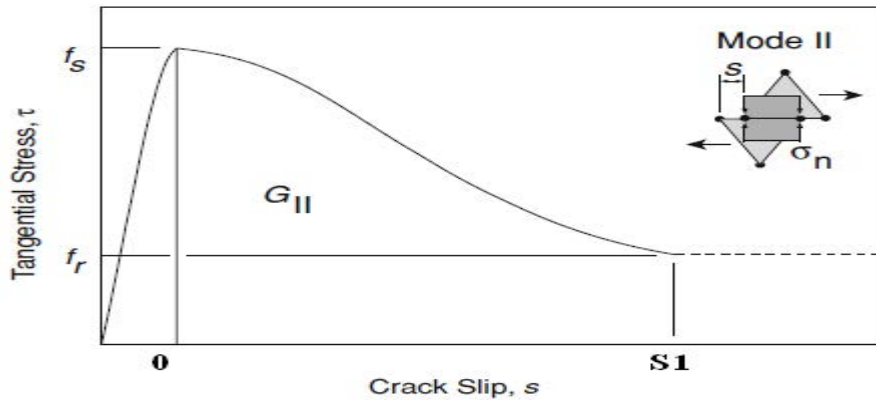


Figure 25 : Modèle de fissuration par glissement pour Mode II ;  $\tau_s = f_s$  : la résistance de cisaillement ;  $\tau_r = f_r$  : la résistance frictionnelle pure ;  $s$  : glissement de fissure (Lisjak et al. 2013).

Le principal inconvénient de MEF est que la fissure doit être décrite par le maillage. De plus, la description de la propagation de fissure en MEF nécessite un remaillage ce qui est coûteux en temps. Afin de surmonter la dépendance au maillage, la méthode des éléments finis étendus (XFEM) a été développée. Dans la section qui suit, cette méthode est décrite en détail.

## 5.2.Méthode des éléments finis étendus (XFEM)

La méthode des éléments finis étendus est une technique numérique qui étend l'approche de la méthode des éléments finis classiques en mettant l'accent sur les problèmes de propagation de fissure. Par rapport à la MEF standard, XFEM a l'avantage de traiter efficacement l'initiation, la propagation et la coalescence de fissures avec ou sans fissures préexistantes sans la problématique de remaillage (Karihaloo et Xiao 2003, Abdelaziz et Hamouine 2008, Belytschko *et al.* 2009, Richardson *et al.* 2009). L'idée de base pour la méthode XFEM est d'enrichir l'espace d'éléments finis classiques avec des degrés de liberté supplémentaires qui intègrent les solutions asymptotiques près de la pointe de fissure et permettent aux déplacements d'être discontinus sur la face de la fissure.

Richardson *et al.* (2009) ont étudié la propagation des fissures dans des matériaux fragiles en se basant sur XFEM. Ils définissent la propagation de la fissure par le déplacement nodal des éléments de la fissure.

La fonction de propagation de la fissure  $u$  est composée par la combinaison linéaire des fonctions de base associées aux nœuds, l'enrichissement de fonction Heaviside et les fonctions d'enrichissement près des pointes de la fissure.

L'algorithme de découpage du milieu contenant les fissures est un processus qui permet de produire un maillage qui prend en compte la propagation de la fissure. En effet, si on détecte une fissure dans un triangle (par exemple) de maillage, on découpe ce triangle en différentes régions et on crée des triangles conformes au triangle initial et des nœuds virtuels qui contiennent les régions déterminées. La Figure 26, la Figure 27 et la Figure 28 illustrent graphiquement la procédure de découpage des triangles.

Dans la XFEM, le calcul de l'énergie dissipée par fissuration est similaire à celui de la MEF. En effet, le principe de Hillerborg *et al.* (1976) est utilisé pour les modes

de fissuration I et II. A titre d'exemple, Paul (2016) a calculé l'énergie dissipée par fissuration en mode I en intégrant la contrainte effective par rapport au déplacement entre les lèvres de fissure. Le calcul est illustré sur la Figure 29.

En guise de conclusion, la XFEM a permis de surmonter le problème de dépendance au maillage pour MEF. La MEF et la XFEM présente la roche comme étant un matériau continu dans lequel on peut insérer des fissures préexistantes. Cette approche n'est pas justifiée vu que les discontinuités présentes (de l'échelle microscopique jusqu'à les fissures observables) dans les roches favorisent l'initiation et la propagation des fissures. Dans la prochaine section, une méthode numérique basée sur la discontinuité de milieu est abordée.

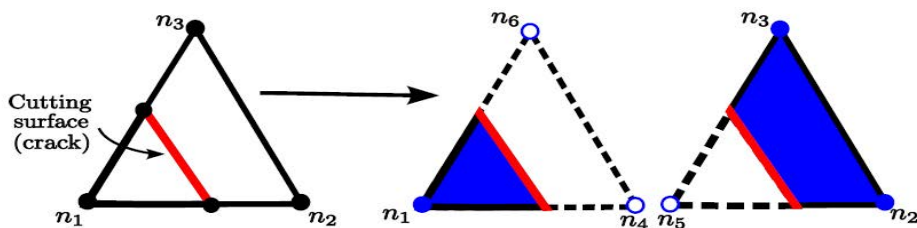


Figure 26 : Découpage d'un élément qui contient une fissure simple ; Gauche : triangle originale de maillage ; Droite : un triangle et un trapèze conformes contenant deux régions différentes. (Richardson et al. 2009).

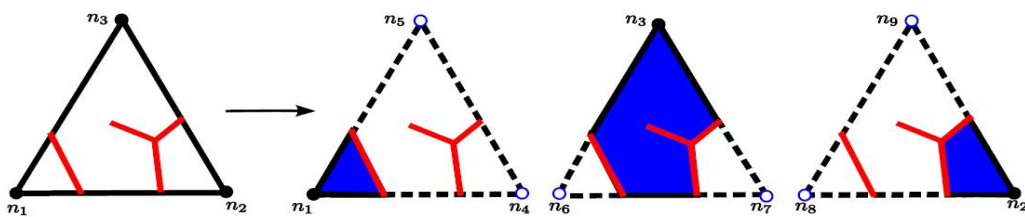


Figure 27 : Découpage d'un élément qui contient une fissure complexe ; Gauche : triangle originale de maillage ; Droite : trois polygones conformes contenant trois régions. (Richardson et al. 2009).

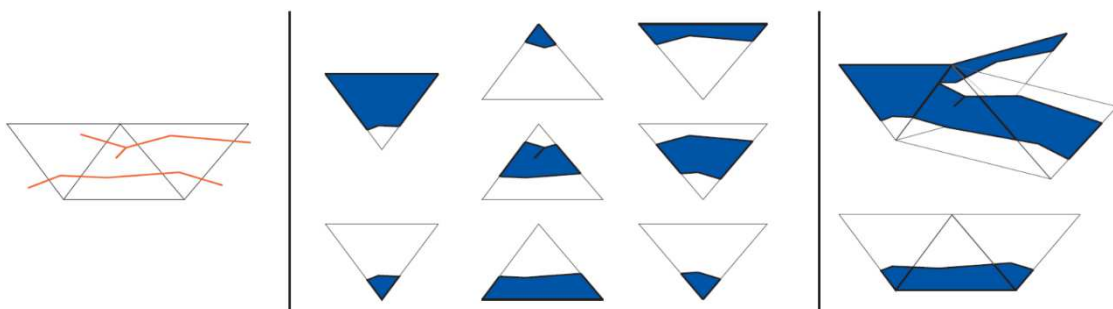


Figure 28 : Découpage d'un maillage contenant deux fissures ; Gauche : Maillage contenant deux fissures ; Centre : L'algorithme traite chaque triangle de manière séparé en créant des duplicatas pour chaque région ; Droite : La production nouveau maillage. (Richardson et al. 2009).

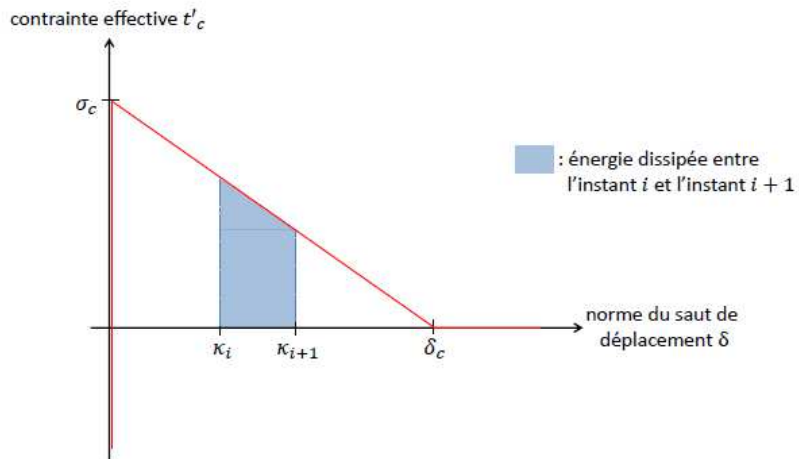


Figure 29 : Dissipation d'énergie de la fissuration en mode I modélisé par XFEM (Paul 2016).

### 5.3.Méthode des éléments discrets (MED)

La méthode des éléments discrets est utilisée pour étudier le comportement mécanique de milieux granulaires et discontinus. La MED est basée sur le fait que chaque particule (élément constitutif de milieux étudié) de la matière est identifiée par sa masse, son rayon et son moment d'inertie. Pour cette méthode, deux approches sont généralement proposées : schéma de résolution explicite et implicite.

La MED explicite est une approche initiée par Cundall (1971). Cette approche considère que le milieu est un assemblage de blocs (éléments) rigides ou déformables. Les blocs sont représentés en 2D par des polygones et en 3D par des polyèdres (Figure 30). Les blocs sont formés par des plans (lignes) correspondant à des fissures préexistantes dans le domaine à étudier. Les blocs peuvent être déformables, dans ce cas, ils sont discrétisés avec des éléments triangulaires en 2D ou des éléments tétraédriques en 3D.

Le comportement élastique de contact (discontinuité, joint ou fissure) entre les blocs est décrit par deux raideurs : dans la direction normale et dans la direction tangentielle. De plus, le contact est caractérisé par un angle de frottement, une cohésion et une résistance à la traction.

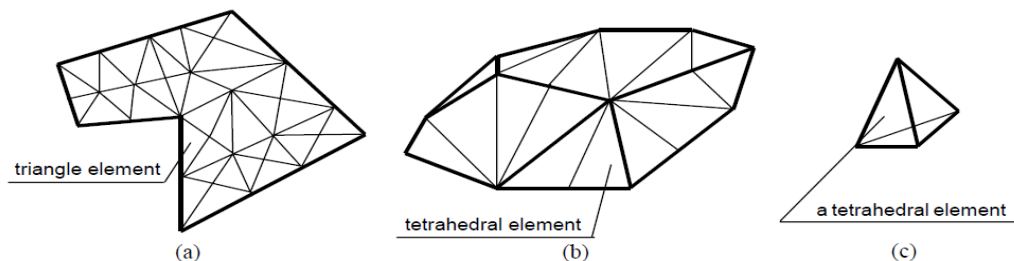


Figure 30 : Discrétisation de bloc ; (a) : Discrétisation en utilisant des éléments triangulaires ; (b) : Discrétisation en utilisant des éléments tétraédriques ; (c) : un élément tétraédrique. (Jing 2003).

Pour les blocs rigides, la description de la propagation de la fissure revient à décrire le mouvement des blocs (ou particules) les uns par rapport aux autres comme illustré dans la Figure 31 et à identifier les contacts en rupture (dépassant le critère).

A titre d'exemple, le modèle de particules collées (Bonded Particle Model) est largement utilisé pour prédire l'initiation et la propagation des fissures pour les milieux rocheux composés de particules rigides. Il utilise des disques en 2D et des sphères en 3D pour créer le milieu que l'on étudie (Figure 32).

Les liens (de type ciment) entre les particules peuvent résister aux contraintes jusqu'à un certain seuil à partir duquel ils peuvent rompre.

Si le contact est rompu en traction, cette rupture est considérée comme étant une microfissure en mode I. Si la rupture du contact se produit en cisaillement, elle est considérée comme étant une microfissure en mode II. Les ruptures en mode I et II entre les particules sont illustrées sur la Figure 33.

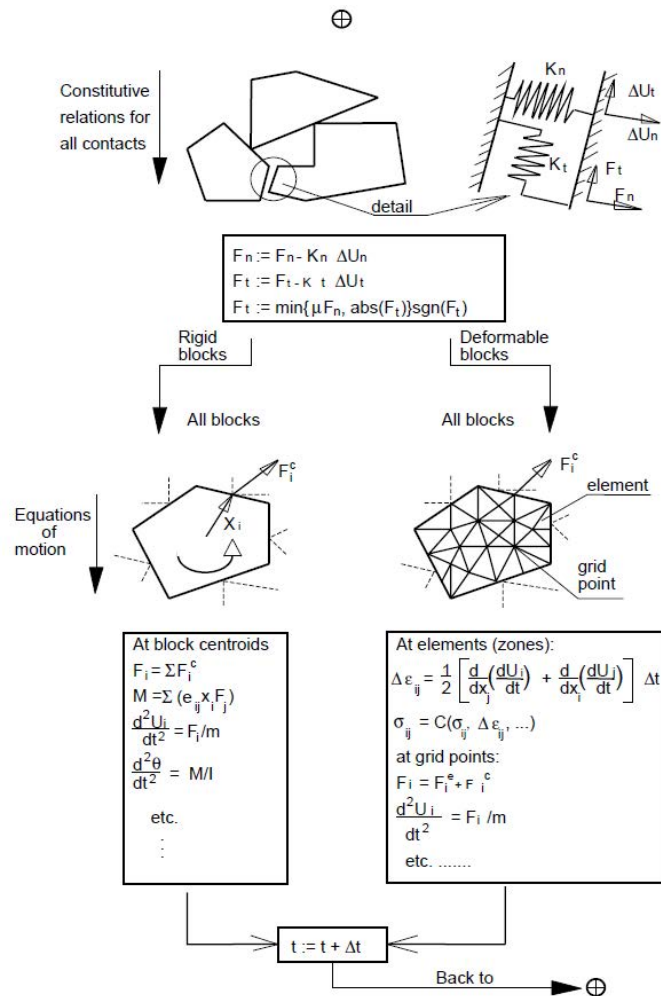


Figure 31 : Algorithme de résolution du problème de fissuration en MED explicite (d'après Hart 1993).

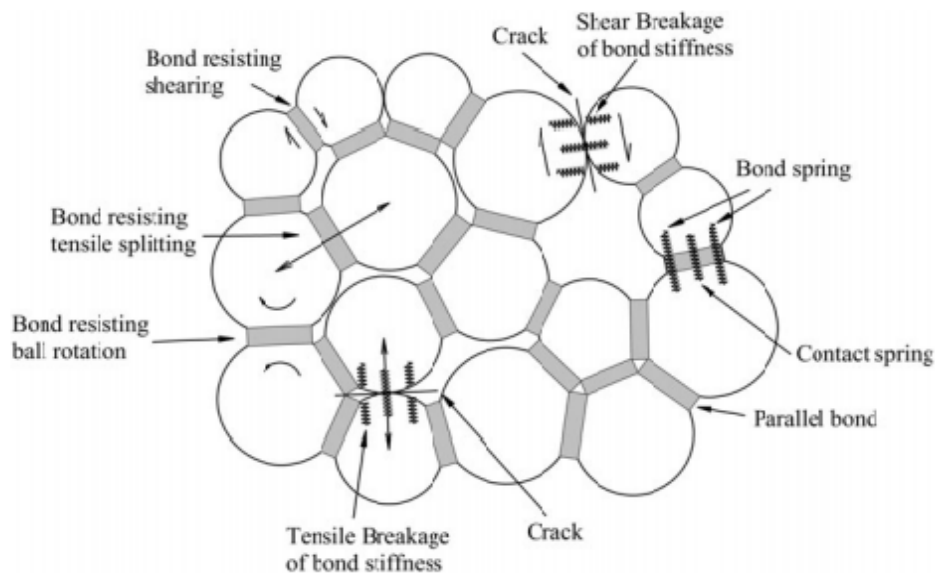


Figure 32 : Illustration du modèle de liaison parallèle (BPM) (Zhang et Wong 2012).

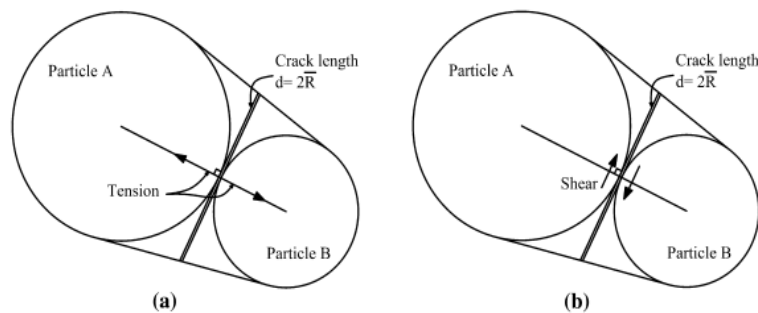


Figure 33 : Définition de la fissuration entre deux particules,  $\bar{R}$  est le rayon moyen entre les particules ; a : fissuration en traction ; b : fissuration en cisaillement (Zhang et Wong 2012).

Les microfissures qui se forment entre particules sont discrètes et non connectées. Afin de former des fissures résultant de leur coalescence, les microfissures sont liées artificiellement. Zhang et Wong (2012) ont introduit une technique pour relier les microfissures. Dès que  $a/c \leq 1$  (la distance entre deux microfissures et  $c$  la longueur d'une microfissure illustrés sur la Figure 34) les deux microfissures sont considérées comme connectées et constituent une seule fissure continue.

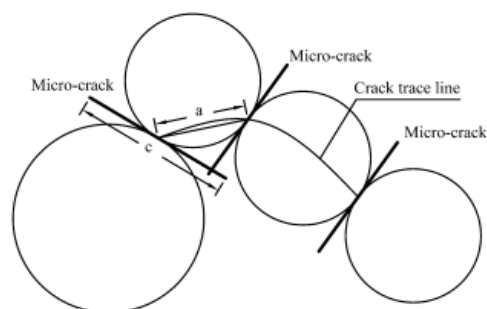


Figure 34 : Construction d'une fissure en connectant des microfissures (d'après Zhang et Wong 2012).

Si le nombre de microfissures de traction est supérieur à celui des microfissures de cisaillement, les auteurs considèrent que la macro-fissure est une fissure de traction.

Si le nombre de microfissures de cisaillement est supérieur à celui des microfissures de traction, les auteurs considèrent que la macro-fissure est une fissure de cisaillement.

Si le nombre de microfissures de traction est égal à celui des microfissures de cisaillement, les auteurs considèrent que la macro-fissure est une fissure mixte.

L'approche implicite de MED a été initiée par Shi et Goodman (1985). En se basant sur la deuxième loi de la thermodynamique, le système doit se déplacer ou se déformer dans la direction dans laquelle l'énergie est minimale. Dans ce contexte, les blocs qui constituent le milieu étudié doivent se déformer et/ou se déplacer dans la direction minimisant l'énergie. La minimisation de l'énergie par bloc revient à minimiser l'équation de mouvement du bloc.

Pour un modèle contenant  $N$  blocs, chacun contient un nombre fini de nœuds et chaque nœud possède deux déplacements orthogonaux. Si le système contient  $M$  nœuds, il faut donc déterminer un vecteur de  $2M$  éléments, ce vecteur représente les déplacements des nœuds du milieu. La minimisation de déplacements revient à résoudre  $2M$  équations :

$$Kd = F$$

Avec  $K$  matrice globale de raideur ;  $F$  le vecteur représentant les forces appliquées sur les blocs et  $d$  le vecteur de déplacement des nœuds.

Le calcul de l'énergie dissipée par fissuration dans la méthode des éléments discrets revient à calculer l'énergie associée à la rupture des contacts entre les particules. Le calcul de l'énergie dissipée par fissuration n'est pas standard dans la méthode des éléments discrets. En effet, les lois de contact diffèrent d'un code à un autre et le comportement des contacts diffèrent suivant le problème traité qui est illustré dans la Figure 35 (élasto-fragile, élasto-plastique, etc.).

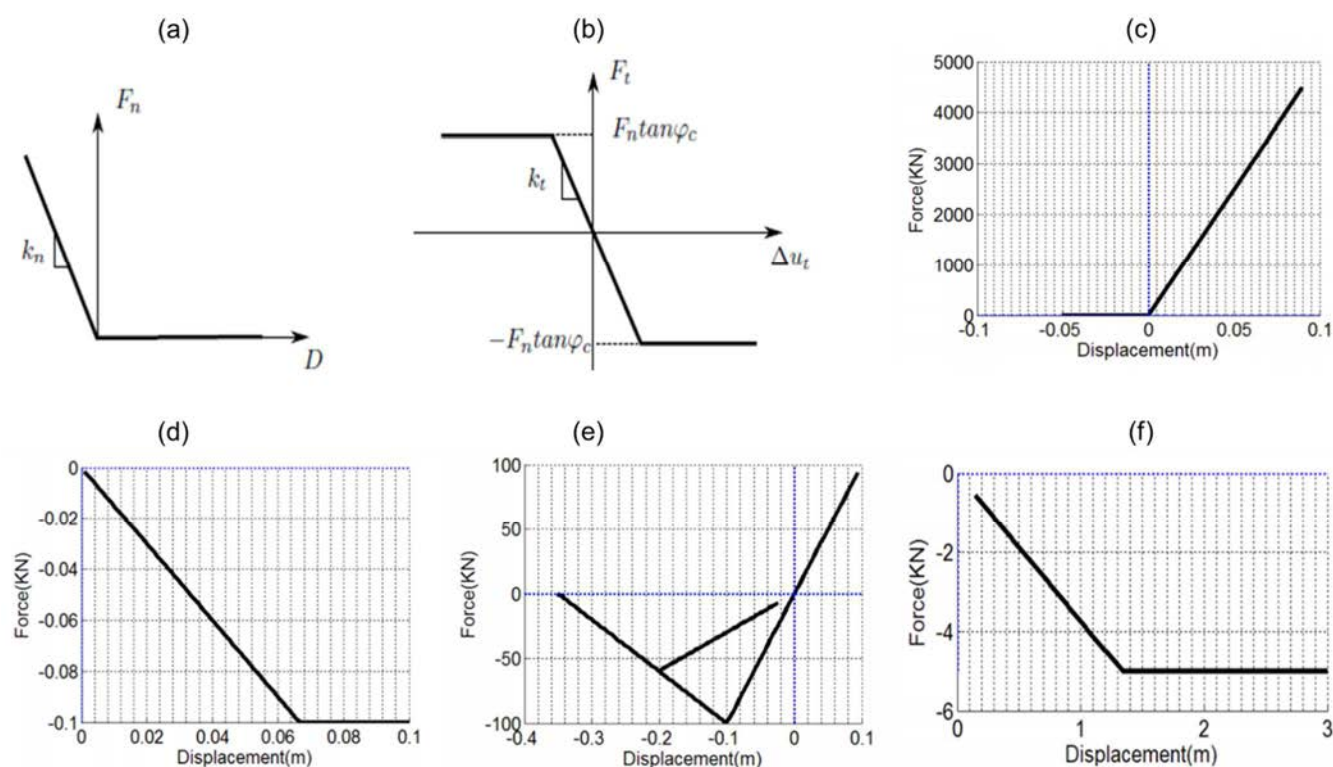


Figure 35. Illustration des différents modèles de contacts utilisés dans la MED : Modèle de contact élasto-plastique dans le cas de rigidité linéaire dans (a) la direction normale (Scholtès 2008) ; (b) la direction tangentielle (Scholtès 2008) ; Modèle de contact élastique dans (c) la direction normale (Peng 2014), (d) la direction tangentielle (Peng 2014) ; Modèle de contact ductile dans (e) la direction normale (Peng 2014), (f) la direction tangentielle (Peng 2014).

En guise de conclusion, nous allons utiliser la MED pour modéliser l'initiation et la propagation des fissures. Dans la MED, la fissure est un ensemble de microfissures en coalescence ce qui est le plus proche de la réalité en comparant avec MEF et XFEM. Les problèmes de remaillage ne sont pas posés dans MED. De plus, pour simuler les différents comportements des roches (élasto-fragile, élasto-plastique, ductile, etc.) il suffit d'introduire la loi de contact la plus adéquate.

Après la présentation de la MED, la MEF et la XFEM, qui sont les méthodes numériques les plus utilisées dans l'étude de la fissuration dans les roches, le choix de la méthode numérique utilisée dans la thèse est évoqué dans la section suivante.

## 5.4.Méthode choisie pour le travail de thèse

Dans le cadre de la thèse, nous avons fait le choix d'utiliser la méthode des éléments discrets pour étudier le problème de la fissuration dans les roches et plus particulièrement, nous avons choisi d'utiliser le code de calcul Yade Open DEM du fait de son caractère open source qui nous a permis d'intégrer de nouvelles fonctionnalités en lien avec les calculs énergétiques. Les systèmes physiques sont tridimensionnels et constitués d'un assemblage de particules. L'interaction inter-particulaire est gouvernée par des lois de contact prédéfinies. Le comportement des contacts interparticulaires dépend des raideurs normale et tangentielle, de la résistance à la traction, de la cohésion et de l'angle de frottement. La



modélisation de l'initiation et la propagation de la fissure est explicite. La création d'une microfissure est équivalente à la rupture d'un contact entre deux particules. Dans le code de calcul Yade, une fissure est présentée comme étant un ensemble de microfissures en coalescence. La Figure 36 illustre les résultats de la modélisation explicite de la propagation de la fissure en utilisant le code de calcul Yade pour les essais de traction et de cisaillement direct obtenus par Scholtès et Donzé (2013) et Harthong *et al.* (2012).

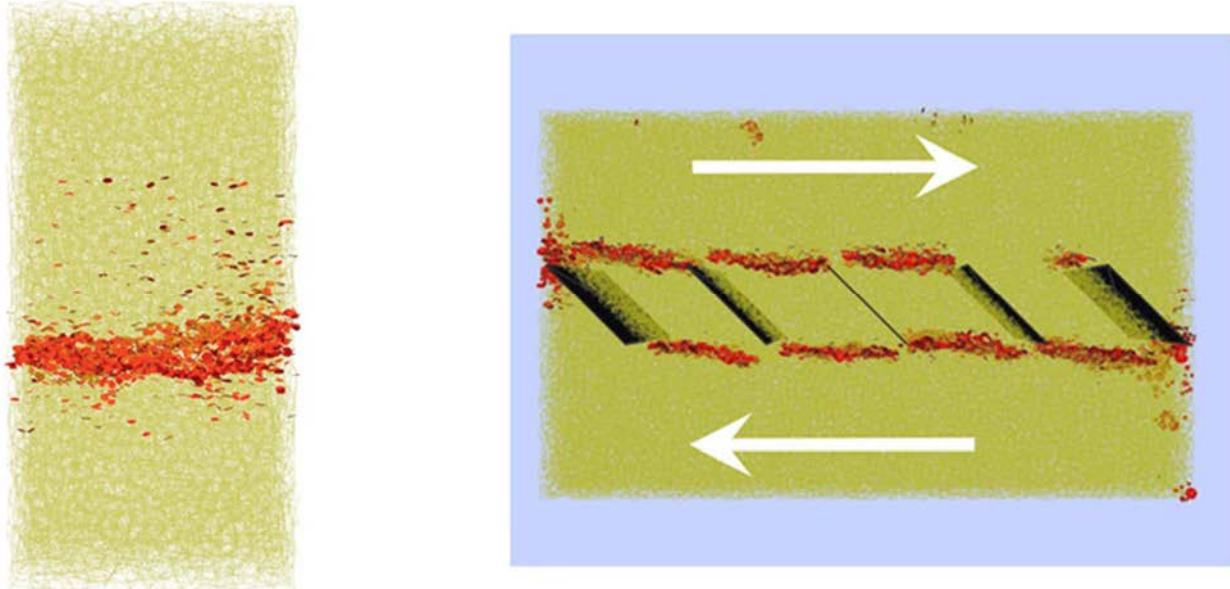


Figure 36 : Modélisation de la propagation de fissure avec le code de calcul Yade : (a) Essai de traction directe sur un échantillon intact (Scholtès et Donzé 2013) ; (b) Essai de cisaillement directe sur un échantillon pré-fissuré (Harthong et al. 2012).

Le code de calcul Yade est Open Source, ce qui permet d'installer de nouvelles fonctionnalités suivant les besoins de l'utilisateur. Dans ce contexte, de nouvelles fonctionnalités ont été développées dans le cadre de la thèse. En effet, nous nous sommes intéressés à l'aspect énergétique de la fissuration. Le calcul de bilan des énergies est indispensable afin de calculer correctement l'énergie dissipée par fissuration. Les différentes composantes énergétiques seront présentées en détail dans le deuxième chapitre

## 6. Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre les différents modes et mécanismes de propagation des fissures dans un milieu rocheux. Trois modes de propagation de fissures ont été identifiés : mode d'ouverture, mode de cisaillement plan et mode de cisaillement anti-plan.

La distribution du champ de contrainte au voisinage de la pointe de la fissure est décomposée en trois zones : la première est la pointe de la fissure dans laquelle le champ des contraintes est très important, la deuxième est la zone de singularité dans laquelle les champs de déplacements, de déformations et de contraintes sont continus et la troisième est la zone lointaine qui raccorde la zone de singularité aux conditions limites en chargement et en déplacement.

On note que le facteur d'intensité des contraintes mesure l'importance de la singularité au voisinage de la pointe de la fissure. Le taux de restitution d'énergie mesure la quantité d'énergie dont la fissure dispose. Les méthodes expérimentales pour la détermination de la ténacité et l'énergie dissipée ont été présentées. La ténacité peut être déterminée par l'essai de flexion 3 points pour le mode I, l'essai de cisaillement direct pour celle en mode II et l'essai de torsion la ténacité en mode III. La surveillance de la propagation des fissures peut être réalisée à l'aide d'un réseau de capteurs acoustiques ou sismiques (accéléromètres, vélocipède etc.) à l'échelle du laboratoire et à grande échelle.

Finalement, différentes méthodes numériques ont été introduites pour simuler l'initiation et la propagation des fissures : la méthode des éléments finis (MEF), la méthode des éléments finis étendues (XFEM) et la méthode des éléments discrets (MED). L'analyse des avantages et des inconvénients de chaque méthode nous a permis de choisir la méthode la plus adéquate pour modéliser l'initiation et la propagation des fissures de manière explicite avec éventuellement une interaction avec des fractures pré-existantes. La méthode des éléments discrets (MED) a été choisie et par la suite, le code de calcul Yade Open DEM sera utilisé pour étudier l'initiation et la propagation des fissures dans un milieu rocheux.



### 1.Introduction

Afin de simuler la fissuration dans les milieux rocheux, la méthode des éléments discrets a été choisie. En particulier, le code de calcul YADE Open DEM a été sélectionné pour ses capacités à modéliser l'initiation et la propagation des fissures explicitement. De plus, le code de calcul YADE est un code Open Source développé en C++ qui simule les phénomènes physiques en 3D. Le code est en évolution permanente grâce aux efforts de ses utilisateurs. Dans le cadre de ce travail de thèse des fonctionnalités ont été introduites dans le code afin de développer les calculs énergétiques qui seront détaillés un peu plus loin dans le chapitre.

Comme la plupart des codes basés sur MED, les systèmes physiques sont présentés par un assemblage de particules sphériques (en 3D) identifiées de manière indépendante par leur masse propre  $m$ , leur moment d'inertie  $I$  et leur rayon  $R$ . Les positions des particules sont calculées en intégrant le Principe Fondamental de la Dynamique (PFD) à partir des forces résultantes s'appliquant sur chacune d'entre elles. L'intégration du PFD est effectuée via un schéma de différence fini centré.

Dans ce chapitre, la loi de contact définissant le comportement interparticulaire est présentée.

Pour mieux comprendre l'effet des paramètres d'entrée du modèle sur la réponse mécanique simulée par Yade, deux essais classiques de mécanique des roches sont simulés : un essai de compression triaxiale et un essai de traction directe. Les paramètres d'entrée étudiés pour l'essai de traction directe sont : la vitesse de chargement, la longueur de la fissure préexistante, l'épaisseur de l'échantillon, l'orientation de la fissure, le nombre de particules et le coefficient d'amortissement numérique. Pour l'essai de compression triaxial, les paramètres étudiés sont : la vitesse de chargement, le nombre des particules et le coefficient d'amortissement numérique.

Dans la dernière partie du chapitre, différentes composantes énergétiques ont été identifiées : le travail externe, l'énergie potentielle, l'énergie cinétique, l'énergie dissipée par fissuration, l'énergie dissipée par frottement, l'énergie élastique et l'énergie dissipée par amortissement. La formulation des différents termes énergétiques est présentée.

## 2. Présentation succincte du code de calcul Yade

Dans cette section, le code de calcul Yade est présenté à travers le schéma de résolution, la définition de la quasi-staticité, les lois de contact et le nombre de coordination.

### 2.1. Schéma de résolution

La MED modélise le milieu par un assemblage de particules, l'algorithme de calcul utilise un schéma de résolution explicite, il est constitué de deux étapes : le calcul des positions des particules et le calcul des forces résultantes des interactions entre les particules. La première partie du calcul consiste à identifier les particules en interaction les unes avec les autres.

Quand la détection des interactions entre les particules est faite, la deuxième partie du calcul consiste à calculer les forces et les moments appliqués à chaque particule. Les forces et les moments appliqués aux particules sont calculés via les lois d'interaction entre les particules et les éventuelles forces de volume (e.g. gravité). Les forces et les moments appliqués permettent d'évaluer les accélérations en translation ( $\ddot{x}$ ), les accélérations angulaires ( $\ddot{\omega}$ ), les vitesses en translation ( $\dot{x}$ ), les vitesses angulaires ( $\dot{\omega}$ ) et les positions en translation ( $x$ ) et les angles de rotation ( $\omega$ ) des particules. Nous considérons un espace orienté par les directions  $i$  ( $i = 1, 2, 3$  en 3D) et appliquons le principe fondamental de la dynamique.

$$\ddot{x}_i = F_i/m \quad (16)$$

$$\ddot{\omega}_i = M_i/I \quad (17)$$

$m$  et  $I$  sont, respectivement, la masse et le moment d'inertie de particule ;

$F_i$  et  $M_i$  les composantes des résultantes de force et de moment associées à la particule.

Afin de déterminer le déplacement des particules à chaque instant de la simulation, les vitesses sont calculées pour tous les pas de temps  $\Delta t$  en intégrant l'accélération via un schéma de différences finies centrées au premier ordre exprimé à l'instant  $t + \Delta t/2$  :

$$\dot{x}_i^{(t+\Delta t/2)} = \dot{x}_i^{(t-\Delta t/2)} + \ddot{x}_i^{(t)} \cdot \Delta t \quad (18)$$

$$\dot{\omega}_i^{(t+\Delta t/2)} = \dot{\omega}_i^{(t-\Delta t/2)} + \ddot{\omega}_i^{(t)} \cdot \Delta t \quad (19)$$

Les positions des particules sont calculées à  $t + \Delta t$  selon :

$$x_i^{(t+\Delta t)} = x_i^{(t)} + \dot{x}_i^{(t+\Delta t/2)} \cdot \Delta t \quad (20)$$

$$\omega_i^{(t+\Delta t)} = \omega_i^{(t)} + \dot{\omega}_i^{(t+\Delta t/2)} \cdot \Delta t \quad (21)$$

Afin d'assurer la stabilité du schéma de résolution, il faut choisir le pas de temps utilisé dans le cycle de calcul de manière à ce qu'il ne perturbe pas le schéma de résolution. En effet, le schéma de résolution explicite impose un pas de temps critique basé sur la vitesse de l'onde P. Le pas de temps critique est défini comme étant la valeur maximale de pas du temps qui permet de maintenir la stabilité du schéma de la résolution.

L'onde P ne doit pas se propager plus loin que la distance minimale ( $l_{min}$ ) entre les centres des particules durant un pas de temps donné. La distance minimale entre les centres de deux particules de rayons  $R_1$  et  $R_2$  est égale à  $\min(R_1, R_2)$ . Puisque  $E_{micro}$  (le module d'élasticité de particule) et  $\rho$  (la masse volumique de particule) sont des paramètres d'entrée préalablement fixés, nous obtenons :

$$\Delta t_{critique} = R_{min} \sqrt{\frac{\rho}{E_{micro}}} \quad (22)$$

avec  $R_{min}$  le rayon minimal des particules. Après la détermination du pas de temps critique  $\Delta t_{critique}$ , il est facile de déterminer le pas de calcul à utiliser dans les simulations numériques. Le pas de temps  $\Delta t$  est calculé comme suit :

$$\Delta t = \beta \Delta t_{critique} \quad (23)$$

Avec  $0 < \beta < 1$  de sorte à assurer la stabilité du schéma de résolution. Les travaux présentés dans cette thèse ont été effectués avec un pas de temps égale à  $\Delta t = 0.1 \Delta t_{critique}$ .

Dans ce contexte, le bon choix de pas du calcul garantit l'équilibre dynamique des particules. En effet, toute force appliquée sur l'assemblage produit des ondes qui se propagent dans le milieu granulaire via l'interaction entre les particules. Pour les ondes à faibles amplitudes, si les interactions entre les particules sont purement élastiques, le frottement ne peut pas dissiper l'énergie et les ondes sont présentes dans le milieu.

Afin de surmonter ce problème qui perturbe la résolution numérique, l'amortissement du système de particules est introduit. L'amortissement peut être introduit à l'échelle locale au niveau de loi des contacts entre les particules (Asmar *et al.* 2003) comme étant une dissipation visqueuse. L'amortissement est introduit à l'échelle globale également. En effet, il s'applique de manière indépendante sur chaque particule afin d'amortir les vibrations en agissant sur la force et le moment résultants. Autrement dit, avant d'appliquer le principe fondamental de la dynamique (PFD) au niveau des particules, la force et le moment d'amortissement ( $F_d, M_d$ ) sont ajoutés à la force et le moment résultant ( $F, M$ ) tel que :

$$\|F_d^i\| = -\alpha \|F^i\| \text{sign}(\dot{x}) \quad (24)$$

$$\|M_d^i\| = -\alpha \|M^i\| \text{sign}(\dot{\omega}) \quad (25)$$

Avec  $\alpha$  le coefficient d'amortissement qui est adimensionnel et compris entre 0 et 1,  $\text{sign}$  est une fonction qui donne le signe d'un scalaire et  $\dot{x}$  et  $\dot{\omega}$  sont les vitesses en translation et rotationnelle de particule.

En conclusion, l'amortissement agit sur les forces résultantes qui influencent la vitesse des particules. En effet, il est lié à la vitesse des sollicitations, ses effets sont négligeables pour les faibles vitesses de sollicitation et sont importantes pour les fortes vitesses de sollicitation.

## 2.2. Quasi-staticité

La quasi-staticité est définie comme étant une succession d'états d'équilibre. Autrement dit, la simulation est quasi-statique si les effets inertiels liés au chargement sont négligeables ou absents.

La quasi-staticité peut être évaluée en étudiant la sensibilité du modèle vis-à-vis de l'amortissement numérique. Si la réponse mécanique est dépendante à l'amortissement numérique pour un chemin de chargement défini, alors le chargement est dynamique sinon le chargement est quasi-statique.

Afin de quantifier la quasi-staticité d'une simulation, le coefficient de déséquilibre des forces désignées par « Unbalanced Force » est utilisé. Ce coefficient (UnbF) est égal au ratio entre la moyenne des forces résultantes de toutes les particules et la moyenne des forces extérieures appliquées.

$$UnbF = \frac{\frac{1}{N} \|\sum_{i=1}^N \vec{F}_i\|}{\frac{1}{n} \|\sum_{j=1}^n \vec{f}_j\|} \quad (26)$$

avec N nombre de particules du système simulé,  $\vec{F}_i$  la force résultante agissant sur la particule i, n le nombre de forces externes appliquées au système et  $\vec{f}_j$  force externe appliquée au système.

Via ce coefficient, la comparaison entre les forces internes liées aux interactions entre les particules et les forces externes est effectuée, ce qui permet de quantifier la quasi-staticité. Smilauer *et al.* (2015) considèrent que la simulation est quasi-statique si le coefficient de déséquilibre des forces est inférieur à 1%. Pour notre cas, la simulation est considérée quasi statique si l'Unbalanced Force est inférieur ou égale à 2%. Ce choix nous permet d'appliquer une vitesse de chargement plus importante avec de temps de calcul raisonnable.

## 2.3. Lois de contact

La roche est représentée par un assemblage de particules sphériques rigides qui interagissent les unes avec les autres selon une loi de contact élastique-fragile (Figure 37). Les forces d'interaction entre les particules se décomposent en une composante normale  $F_n$  et une composante tangentielle  $F_t$ .

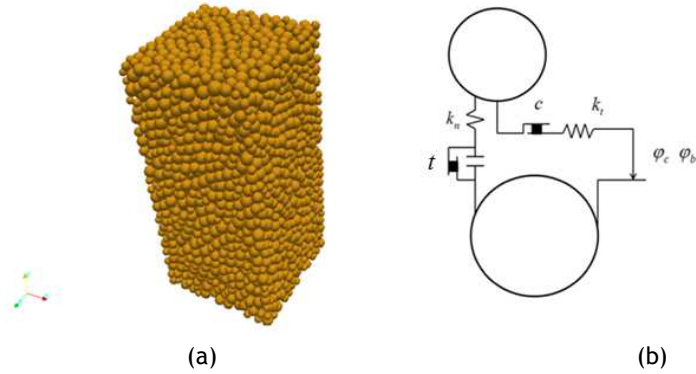


Figure 37. (a) Modèle géométrique en 3D d'un échantillon de roche simulé avec YADE Open DEM, (b) illustration des lois de contact entre deux particules (Hamdi et al. 2017b).

Dans la direction normale,  $F_n$  est calculée comme suit :

$$F_n = k_n u_n \quad (27)$$

Où  $k_n$  est la rigidité normale et  $u_n$  le déplacement normal relatif entre les particules.

La valeur de  $k_n$  est exprimée en fonction d'un module d'élasticité  $E_{micro}$  et de la taille des particules afin d'assurer l'indépendance du comportement vis-à-vis de la taille des particules :

$$k_n = E_{micro} \frac{2R_1 R_2}{R_1 + R_2} \quad (28)$$

Avec  $R_1$  et  $R_2$  les rayons de deux particules en contact. Les rayons des particules sont variables d'où une valeur de  $k_n$  variable selon taille des particules au contact dédié.

En compression (fermeture de contact),  $F_n$  peut augmenter de manière infinie. En traction,  $F_n$  est majorée par la force normale maximale  $F_{n,max}$  définie comme fonction de la résistance à la traction entre les particules,  $t$  :

$$F_{n,max} = -t A_{int} \quad (29)$$

Avec  $A_{int} = \pi \min(R_1, R_2)^2$  la surface d'interaction entre les particules.

Si  $F_n = F_{n,max}$ , une rupture de contact dans la direction normale se produit (rupture en mode I), ainsi une microfissure est créée à l'emplacement du contact rompu qui disparaît après la rupture.

La Figure 38 illustre la loi de contact dans la direction normale du contact et les différentes phases d'interaction entre les particules dans cette direction.



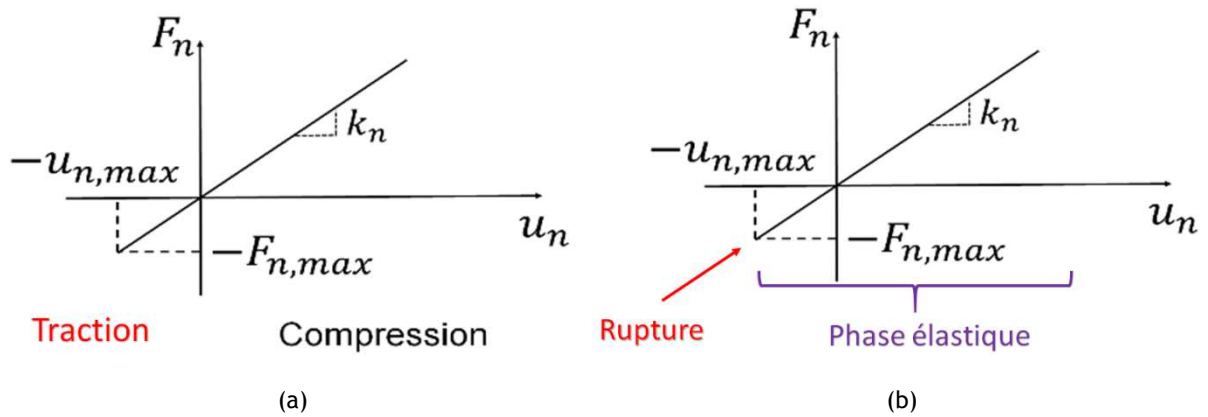


Figure 38. Evolution de la force normale en fonction du déplacement normal entre deux particules : (a) illustration des états de compression de traction ; (b) illustration des phases d'interaction.

Dans la direction tangentielle ou de cisaillement,  $F_t$  est calculée de manière incrémentale en fonction du déplacement tangential relatif  $\Delta u_t$  qui se développe sur un pas de temps ( $\Delta t$ ) tel que :

$$F_t^{(t+\Delta t)} = F_t^{(t)} + k_t \Delta u_t \tag{30}$$

Avec  $F_t^{(t)}$  la force de cisaillement à l'instant  $t$ ,  $F_t^{(t+\Delta t)}$  la force de cisaillement à l'instant  $t + \Delta t$  et  $k_t$  la raideur tangentielle. La force tangentielle maximale  $F_{t,max}$  est définie à l'aide d'un critère de Mohr-Coulomb défini tel que :

$$F_{t,max} = F_n \tan \varphi_b + c_{micro} A_{int} \tag{31}$$

avec la cohésion entre les particules  $c_{micro}$ , et l'angle de frottement  $\varphi_b$ . Lorsque  $F_t \geq F_{t,max}$ , la rupture en cisaillement se produit (en mode II) et l'interaction entre les particules devient purement frottant. La force de cisaillement est ensuite calculée comme suit :

$$F_t = F_{t,res} = F_n \tan \varphi_c \tag{32}$$

Avec  $\varphi_c$  est l'angle de frottement résiduel local.

La Figure 39 illustre la loi de contact dans la direction tangentielle du contact et la Figure 40 illustre l'enveloppe de rupture à l'échelle interparticulaire.

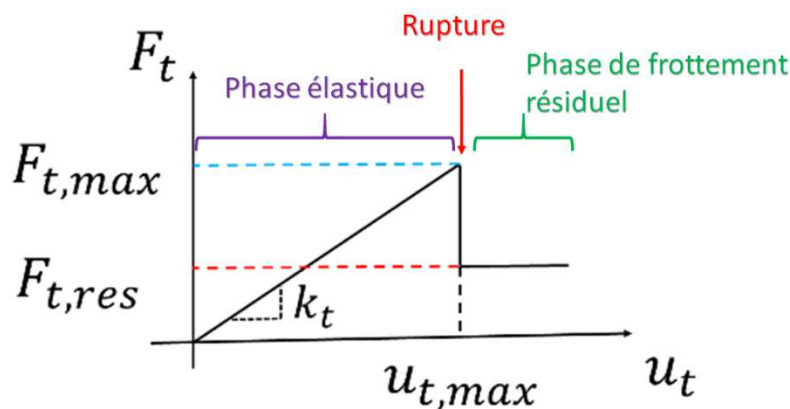


Figure 39. Evolution de la force tangentielle en fonction du déplacement tangential entre deux particules et illustration des différentes phases d'interaction.

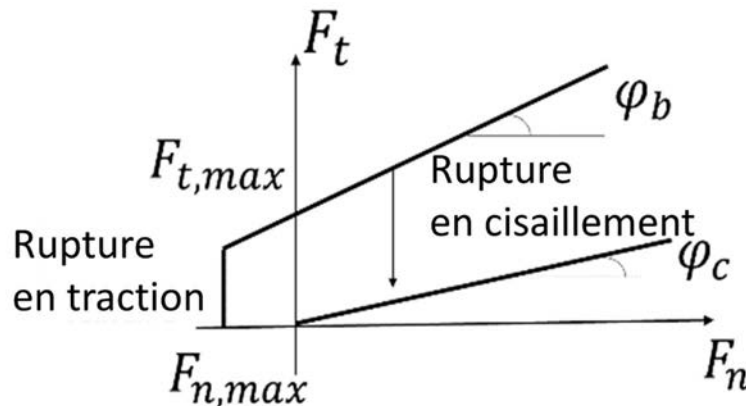


Figure 40. Enveloppe de rupture pour un contact interparticulaire : rupture de traction (mode I) et résistance maximale et résiduelle pour la rupture en cisaillement (mode II).

Après la rupture du contact dans la direction tangentielle, les particules interagissent par frottement. Après la disparition des contacts rompus dans la direction normale, des contacts résiduels se créent entre les particules proches. Par conséquent le frottement entre ces particules se produit.

## 2.4. Nombre de coordination

Un coefficient supplémentaire, proposé par Scholtès et Donzé (2013), a été ajouté dans YADE afin de créer des liaisons entre des particules qui ne sont pas directement en contact mais dans un voisinage proche. L'un des objectifs de cette fonctionnalité est de simuler de manière précise les rapports élevés de résistance à la compression et à la traction ainsi que des enveloppes de rupture non linéaires. Pour cela, un coefficient de rayon d'interaction  $\gamma_{int}$  est introduit. Le rayon d'interaction ( $R_{int}$ ) d'une particule est calculé :  $R_{int} = \gamma_{int} R_p$ , avec  $R_p$  est le rayon de particule.

Ce coefficient permet de contrôler la densité de contact entre les particules constitutives du milieu. La densité de contact peut être quantifiée par le nombre moyen de contacts par particule ci-après nommée nombre de coordination ( $N$ ).

Pour une valeur donnée de  $\gamma_{int}$  (coefficient de rayon d'interaction) des liens sont établis entre les particules de rayon  $R_i$  et les particules dans leur plage d'interaction respective définie par  $\gamma_{int} R_i$  (Donzé *et al.* 1997). Par conséquent, si  $\gamma_{int} = 1$ , des liens sont créés entre des particules strictement en contact (Figure 41-a) et rendent l'approche pertinente pour la modélisation des roches tendres faiblement résistantes. Si  $\gamma_{int} > 1$ , des liens sont créés entre des particules sans contact direct (Figure 41-b), ce qui augmente la densité de contact et permet de mieux simuler le comportement des roches compétentes en assurant une description plus précise de leur critère de rupture non linéaire et de valeurs élevées du rapport de résistance à la traction et à la compression. Pour une discrétisation donnée, si  $\gamma_{int}$  augmente,  $N$  augmente également. Par conséquent, afin de garder  $N$  constant quel que soit la discrétisation considérée,  $\gamma_{int}$  doit être ajusté pour chaque discrétisation.

Cette approche est similaire à (a) la logique de « clump » (particules liées qui se comportent collectivement sous la forme d'un seul corps rigide incassable) proposée par Cho *et al.* (2007) et (b) au modèle de contact à joint plat (une formulation de contact où les contacts de particules en forme de disque simulent une interface à longueur finie) introduit par Potyondy (2012). La possibilité d'interactions à distance définie par le biais du coefficient d'interaction fournit une alternative relativement simple et facile à utiliser par rapport aux techniques citées.

Dans cette section, le schéma de résolution de la MED est présenté de manière détaillée en montrant les équations de mouvement des particules basées sur le principe fondamental de la dynamique et sur le schéma de résolution des différences finies centrées. De plus, la quasi-staticité a été présentée et quantifiée à l'aide du paramètre numérique Unbalanced Force. L'interaction entre les particules est introduite via la loi de contacts inter-particulaire élasto-fragile pour laquelle les conditions de rupture entre les particules sont exhibées. Finalement, la densité des contacts a été quantifiée via le nombre de coordination qui correspond au nombre moyen de contacts par particule.

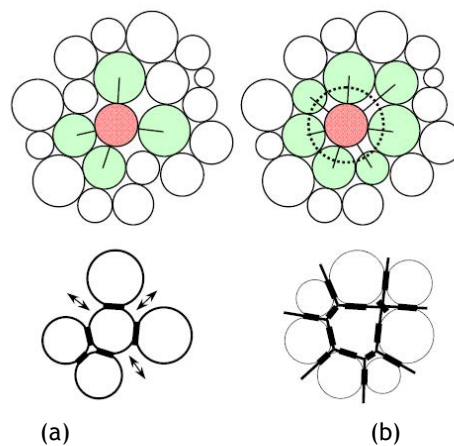


Figure 41. Illustration de l'effet du coefficient d'interaction à distance sur la création des contacts entre les particules : (a) les contacts créés pour  $\gamma_{int} = 1$  ; (b) les contacts créés pour  $\gamma_{int} > 1$  (Scholtès et Donzé 2013).

### 3.Sensibilité du modèle vis-à-vis de ses paramètres d'entrée

Afin de mieux comprendre le code de calcul YADE Open DEM, une étude de sensibilité a été menée pour deux chemins de chargement différents : compression et traction. Un essai de traction direct sur un échantillon pré-fissuré est simulé. Les paramètres d'entrée étudiés sont la vitesse de chargement, la longueur de la fissure initiale, l'orientation de la fissure initiale, la discrétisation et l'amortissement numérique. Un essai de compression triaxiale sur un échantillon intact a été simulé. Les paramètres étudiés sont la vitesse de chargement, la discrétisation et l'amortissement numérique.

Pour la résistance à la traction des études de sensibilité similaires ont été effectués. Cai et Kaiser (2004) ont étudié l'impact de la longueur de la fissure préexistante sur la résistance à la traction via un essai brésilien sur un échantillon préfissuré avec différentes tailles de fissures orientées à 45°.

Liao *et al.* (1997) ont étudié l'influence de l'orientation de défaut sur la résistance à la traction. Ils ont effectué des essais expérimentaux de traction directe sur des échantillons d'argilite stratifiées avec orientations allant de 0° à 90°. Ils ont conclu que plus l'angle est important, plus la résistance à la traction est importante.

Pour les résistances à la compression, une étude de sensibilité à l'amortissement numérique a été effectuée par Hazzard et Young (2000). L'essai de compression uniaxiale a été simulé avec le code de calcul des éléments discrets PFC2D avec différentes valeurs d'amortissement numérique.

Il faut noter que les essais de compression triaxiale et de traction directe ont été simulés sur des échantillons numériques calés sur le comportement mécanique du granite du lac du Bonnet (Scholtès et Donzé 2013).

### 3.1. Essai de traction directe sur un échantillon préfissuré

#### 3.1.1. Vitesse de chargement

Une étude visant à préciser l'influence de la vitesse de chargement sur le comportement de l'échantillon numérique a été effectuée. Une série de simulations est ainsi réalisée avec différentes vitesses de chargement,  $v=0,0001 \text{ ms}^{-1}$ ,  $v=0,002 \text{ ms}^{-1}$ ,  $v=0,008 \text{ ms}^{-1}$  et  $v=0,016 \text{ ms}^{-1}$  sur un échantillon de dimensions  $200 \times 400 \times 200 \text{ mm}^3$  constitué de 5000 particules. L'essai est simulé en appliquant la vitesse de chargement sur la partie supérieure et inférieure de l'échantillon comme illustré dans la Figure 42.

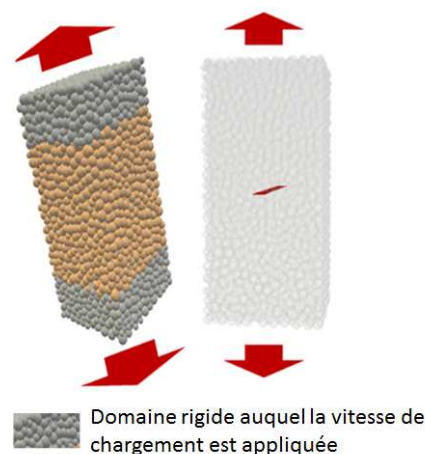


Figure 42. Modélisation numérique de l'essai de traction directe sur un échantillon préfissuré avec YADE.

Avec le code de calcul YADE, la contrainte axiale dans l'essai de traction directe est calculée en fonction de chargement ( $F$ ) et les surfaces de chargement supérieure ( $A_{sup}$ ) et inférieure ( $A_{inf}$ ) comme suit :  $\sigma_1 = \frac{F}{A_{sup} + A_{inf}}$ .

La déformation axiale est calculée en fonction de la longueur initiale ( $L_0$ ) et la longueur instantannée ( $L_t$ ) comme suit :  $\varepsilon_1 = 1 - \frac{L_t}{L_0}$

La Figure 43-a montre la sensibilité du modèle vis-à-vis de la vitesse de chargement. Il a été constaté qu'avant le pic des contraintes, la réponse du modèle n'est pas affectée par la vitesse de chargement. La valeur de la contrainte maximale est légèrement affectée par la vitesse de chargement, elle devient plus importante en augmentant la vitesse de chargement. Dans la phase post-pic, on voit bien l'effet de la vitesse de chargement sur le comportement du modèle, la rupture devient moins fragile en augmentant la vitesse. La simulation est considérée quasi-statique si l'Unbalanced Force est inférieur ou égal à 2%.

Pour les vitesses de  $0,016 \text{ ms}^{-1}$  et  $0,008 \text{ ms}^{-1}$ , l'Unbalanced Force est très importante, il est supérieur à 1. Alors que pour les vitesses de chargement de  $0,0001 \text{ ms}^{-1}$  et  $0,002 \text{ ms}^{-1}$ , l'Unbalanced Forces est inférieur à 1 (0,4 pour la vitesse de  $0,0001 \text{ ms}^{-1}$  et 0,7 pour la vitesse de  $0,002 \text{ ms}^{-1}$ ).

Dans la phase post-pic, UnbF est importante pour les deux vitesses  $0,008 \text{ ms}^{-1}$  et  $0,016 \text{ ms}^{-1}$ . Mais pour les vitesses de  $0,0001 \text{ ms}^{-1}$  et  $0,002 \text{ ms}^{-1}$  sont plus faibles et quasi-égales. Il a été observé que l'évolution de la contrainte en fonction de la déformation est similaire et la résistance à la traction, elle est égale pour les deux vitesses de chargement. D'où les vitesses  $0,0001 \text{ ms}^{-1}$  et  $0,002 \text{ ms}^{-1}$  sont les plus adéquates pour simuler l'essai de traction directe.

Les courbes présentant l'évolution de l'Unbalanced Force pour les différentes vitesses (Figure 43-b) montrent que la simulation est dynamique au début de l'essai numérique, il s'agit de l'application de vitesse de chargement au niveau des particules du domaine rigide (Figure 42). Pour les vitesses faibles ( $v=0,0001 \text{ ms}^{-1}$  et  $v=0,002 \text{ ms}^{-1}$ ), il a été constaté que l'Unbalanced Force décroît brutalement et la simulation devient quasi-statique alors que pour les vitesses importantes ( $v=0,008 \text{ ms}^{-1}$ ,  $v=0,016 \text{ ms}^{-1}$ ) la décroissance de l'Unbalanced Force est progressive. A la rupture, il a été remarqué que l'Unbalanced Force est supérieur à 0,1 % pour toutes les vitesses de chargement ce qui veut dire que la simulation est dynamique au pic. Cette tendance est logique parce que à la rupture les contacts entre les particules sont rompus ce qui provoque des effets inertiels. Ces effets rendent les accélérations en translation et angulaire plus importantes, par conséquent la force résultante de particule augmente. Par contre, il a été remarqué que les valeurs des Unbalanced Force à la rupture augmentent en augmentant la vitesse de chargement.

Afin de comparer la durée de la simulation pour les deux vitesses, la Figure 44 montre l'évolution de l'essai en fonction du nombre d'itération. Il a été constaté que la durée de la simulation avec la vitesse  $0,002 \text{ ms}^{-1}$  est très faible par rapport à la durée avec la vitesse  $0,0001 \text{ ms}^{-1}$ .

Par conséquent, la simulation de l'essai de traction directe dans le reste du chapitre est effectuée avec vitesse de chargement  $0,002 \text{ ms}^{-1}$  car cette vitesse est considérée comme un compromis entre la simulation quasi-statique de l'essai et la durée de simulation.

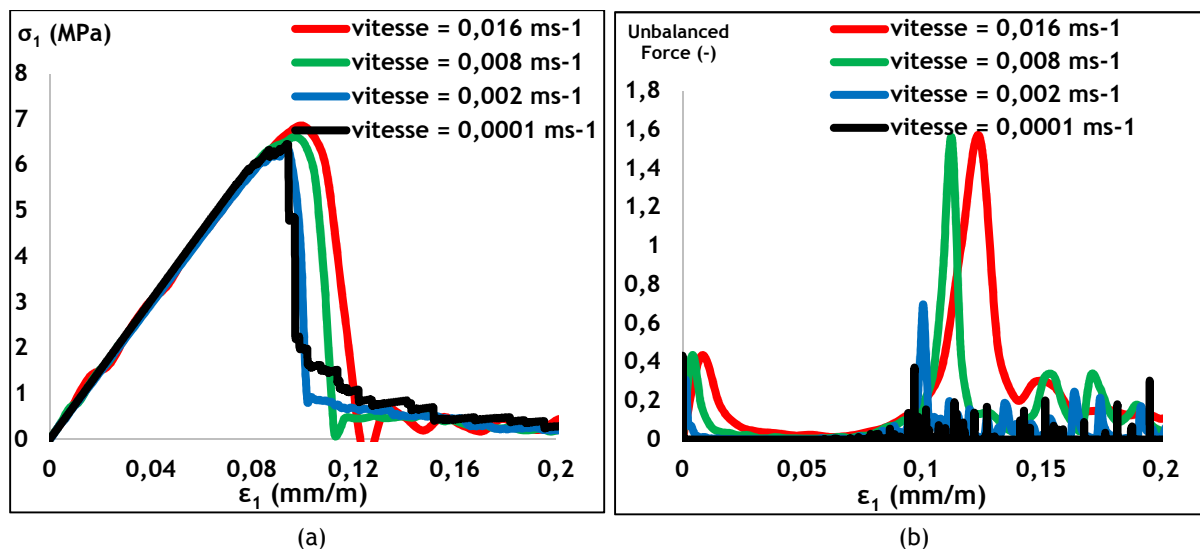


Figure 43. Sensibilité du modèle vis-à-vis de la vitesse de chargement : (a) courbes contrainte-déformation ; (b) évolution de l'« Unbalanced Force » durant l'essai.

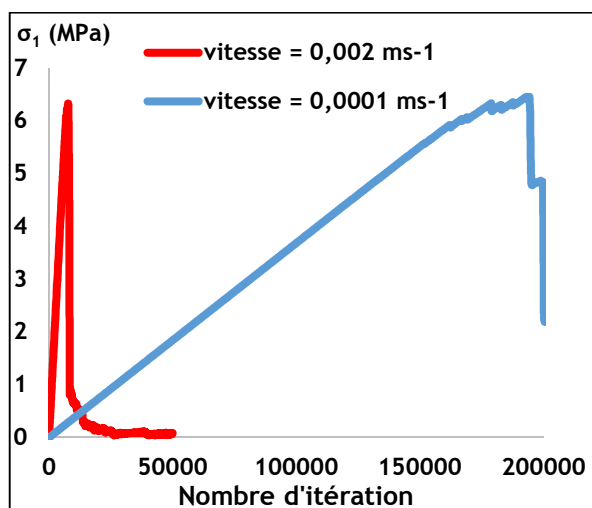


Figure 44. Effet de la vitesse de chargement sur la durée de la simulation.

### 3.1.2. Longueur initiale de la fissure

Cette partie a pour objectif d'étudier l'influence de la taille du défaut (la longueur de fissure préexistante) sur le comportement macroscopique de l'échantillon. Une série de simulations a été réalisée avec différentes longueurs de fissure : 10 mm, 20 mm, 40 mm et 100 mm sur un échantillon de dimensions 200x400x200 mm<sup>3</sup> constitué de 5000 particules. L'essai de traction est simulé en appliquant une vitesse de chargement égale à 0,002 ms<sup>-1</sup>.

La propagation de la fissure à partir de la fissure préexistante de longueur 100 mm est illustrée explicitement via un nuage de points dans la Figure 45. Ce nuage de points présente les contacts rompus durant la simulation. Le point fort de YADE est de simuler explicitement la propagation des fissures dans les milieux rocheux.

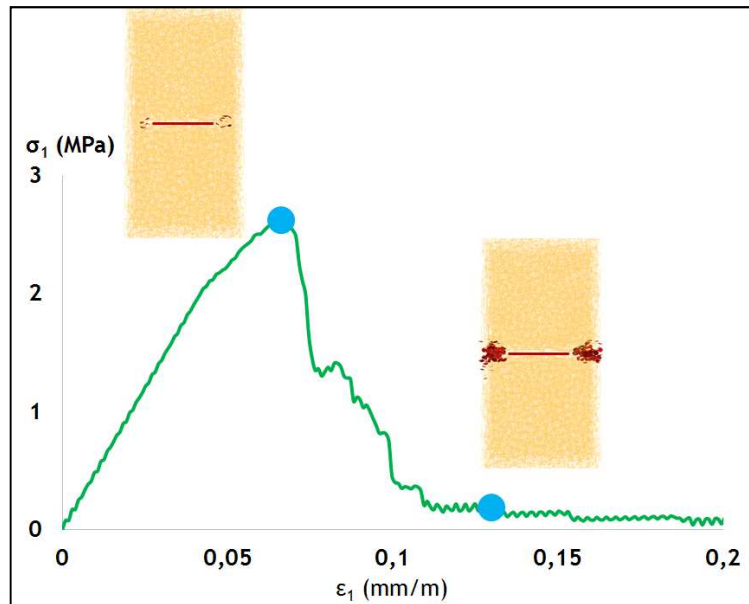


Figure 45. Illustration de la propagation de la fissure pré-existante de longueur 100 mm durant la simulation de l'essai de traction directe.

La Figure 46 montre l'influence de la taille du défaut (fissure) sur le comportement de l'échantillon. La valeur de la contrainte maximale est impactée par la longueur de la fissure. En effet, la résistance à la traction diminue en augmentant la longueur de fissure. Cette tendance est logique. Car en augmentant la taille de défaut, la résistance de l'échantillon devient plus faible. Cette tendance est similaire à celle obtenue par Cai et Kaiser (2004).

Par exemple, Cai et Kaiser (2004) ont simulé un essai brésilien sur un échantillon pré-fissuré avec différentes tailles de fissures orientées à  $45^\circ$ . La simulation de l'essai a été effectuée avec le code ELFEN qui est basé sur la méthode hybride des éléments finis et des éléments discrets (MEF/MED) développé par Rockfield Software Ltd. Les propriétés de la roche simulée sont : module de Young  $E = 50 \text{ GPa}$  ; le coefficient de Poisson  $\nu = 0,25$  ; la résistance à la traction  $\sigma_t = 5 \text{ MPa}$  et l'énergie de fracture  $G_f = 0,05 \text{ N/mm}$ . Ils ont pu montrer que la résistance diminue avec l'augmentation de la taille de la fissure (Figure 47).

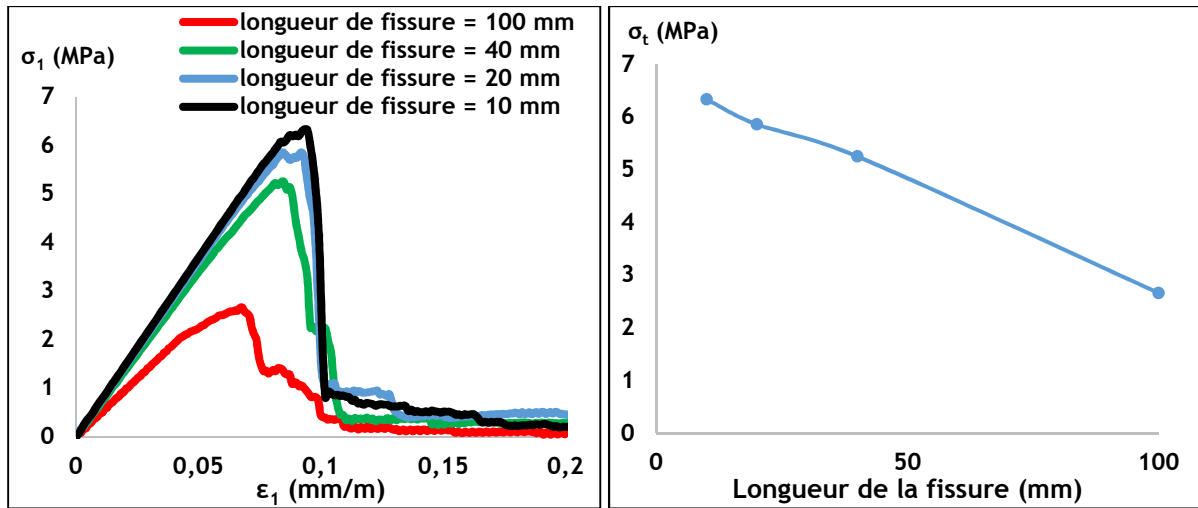


Figure 46. Sensibilité du modèle vis-à-vis de la taille du défaut pour un échantillon de  $200 \times 400 \times 200 \text{ mm}^3$  : (a) courbes contrainte-déformation ; (b) résistance à la traction en fonction de la taille de défaut.

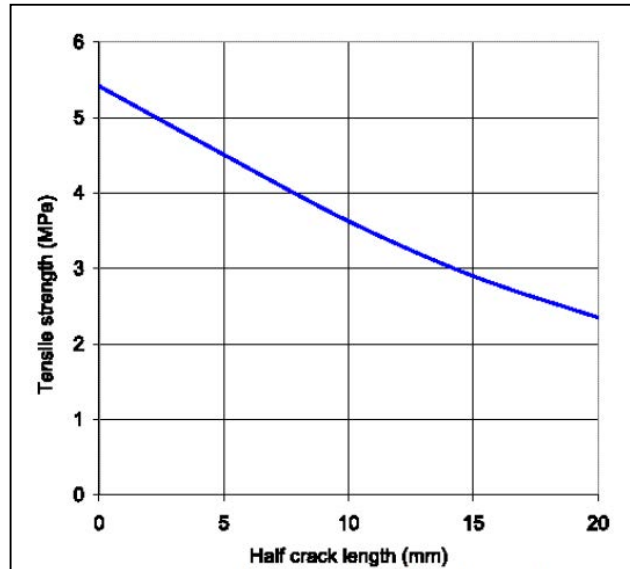


Figure 47. Résistance à la traction d'un échantillon numérique contenant une fissure préexistante de variable, orientée à  $45^\circ$  (Cai et Kaiser 2004).

La résistance à la traction pour l'essai brésilien est calculée en fonction de chargement au pic  $P$ , le rayon de disque  $R$  et l'épaisseur de disque  $t$  comme suit :

$\sigma_t = \frac{P}{\pi R t}$ . D'où le chargement au pic est dépendant de la taille de la fissure préexistante vu que le rayon et l'épaisseur de disque sont constants. En effet, en augmentant la taille de la fissure préexistante, le chargement au pic diminue. Par conséquent, la résistance à la traction diminue en augmentant la taille de la fissure préexistante.



Pour l'essai de traction directe, la résistance à la traction est calculée :  $\sigma_t = \frac{F}{A_{sup} + A_{inf}}$  avec  $F$  le chargement au pic,  $A_{sup}$  et  $A_{inf}$  les surfaces de chargement supérieure et inférieure. Les surfaces de chargement sont constantes durant l'essai. D'où le chargement au pic est influencé par la taille de la fissure préexistante. Le chargement au pic diminue en augmentant la taille de la fissure préexistante.

En guise de conclusion, la taille de défaut impacte le chargement au pic comme expliqué ci-dessus et par conséquent impacte la résistance à la traction.

### 3.1.3. Orientation de la fissure

Une étude visant à préciser l'influence de l'orientation de la fissure pre-existante de taille 50 mm, sur le comportement macroscopique de l'échantillon a été effectuée. Une série de simulations a été réalisée avec différentes orientations de la fissure ( $\theta$ ) :  $0^\circ$ ,  $15^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $45^\circ$ ,  $60^\circ$ ,  $75^\circ$  et  $90^\circ$  sur un échantillon de dimensions  $200 \times 400 \times 200 \text{ mm}^3$  constitué de 5000 particules. L'essai est simulé en appliquant une vitesse de chargement égale à  $0,002 \text{ ms}^{-1}$ .

La Figure 48 montre la sensibilité du modèle vis-à-vis de l'orientation de fissure. La valeur de la contrainte maximale est sensible à l'orientation de la fissure.

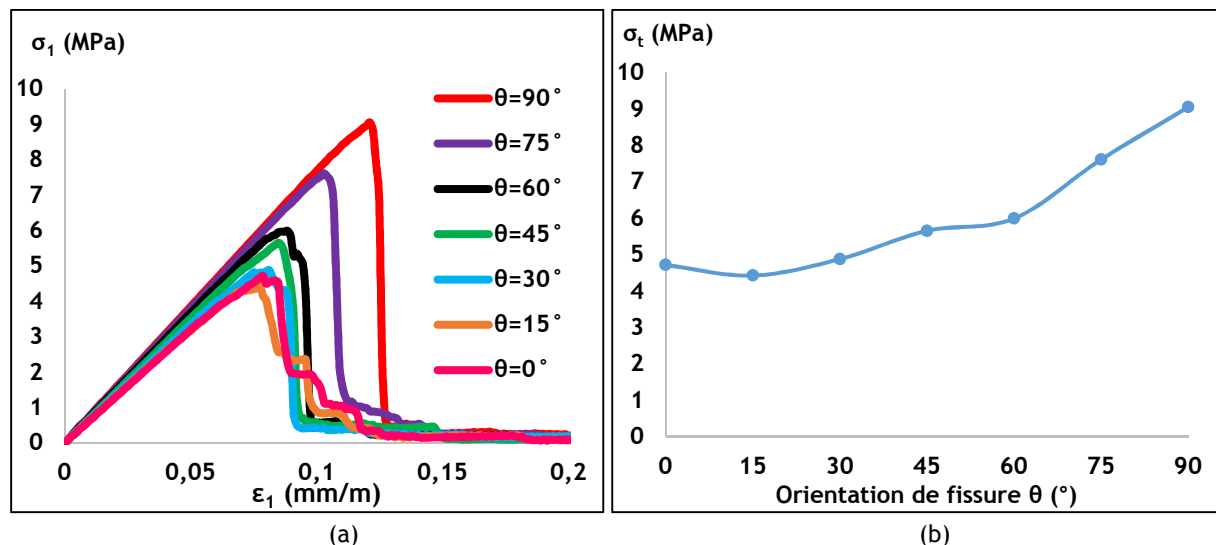


Figure 48. Sensibilité du modèle vis-à-vis de l'orientation de la fissure préexistante : (a) courbes de contrainte-déformation ; (b) résistance à la traction en fonction de l'orientation de défaut.

Il a été constaté que la résistance à la traction est fonction de l'orientation de la fissure d'une longueur identique. La valeur maximale de la résistance à la traction est atteinte à  $\theta = 90^\circ$ .

Pour les angles  $\theta = 0^\circ$ ,  $\theta = 15^\circ$  et  $\theta = 30^\circ$ , on remarque que la résistance à la traction évolue peu. Une légère augmentation de la résistance à la traction est observée pour les angles  $\theta = 45^\circ$  et  $\theta = 60^\circ$ .

Pour les angles  $\theta = 75^\circ$  et  $\theta = 90^\circ$ , une grande augmentation de la résistance à la traction a été constatée. La propagation de la fissure à partir de la fissure préexistante s'effectue via la rupture des contacts entre les particules (les microfissures). La propagation de la fissure préexistante est illustrée par la coalescence entre les microfissures (Figure 49). La tendance de la résistance à la traction en fonction de l'orientation de la fissure est retrouvée pour les essais de traction directe effectués dans le laboratoire. En effet, Liao *et al.* (1997) ont effectué des essais de traction directe sur des échantillons d'argilite stratifiées avec différentes orientations de la fissure allant de  $0^\circ$  à  $90^\circ$ . La Figure 50 illustre l'évolution de la résistance à la traction en fonction de l'orientation de stratification.

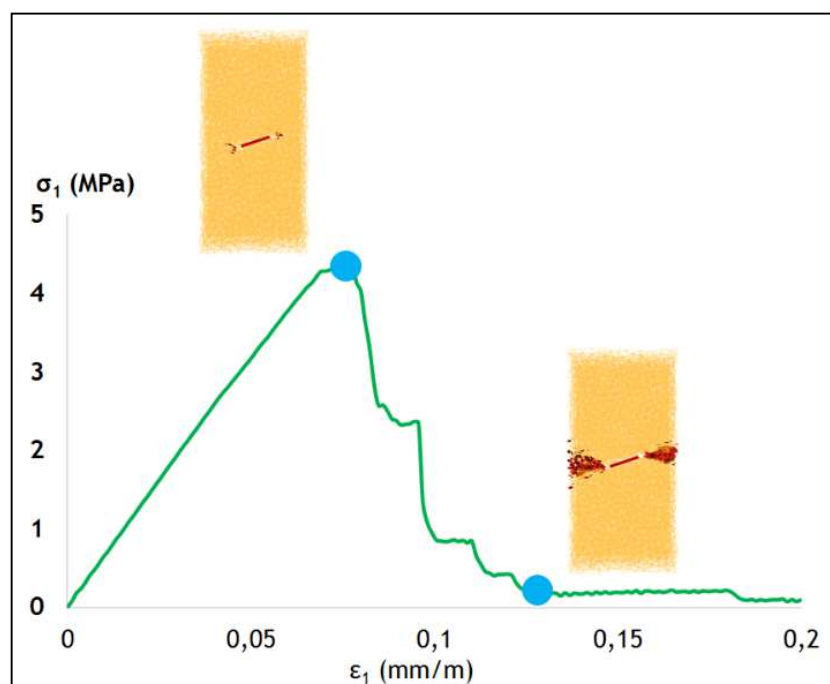


Figure 49. Illustration de la propagation de la fissure pré-existante d'orientation  $15^\circ$  durant la simulation de l'essai de traction directe.

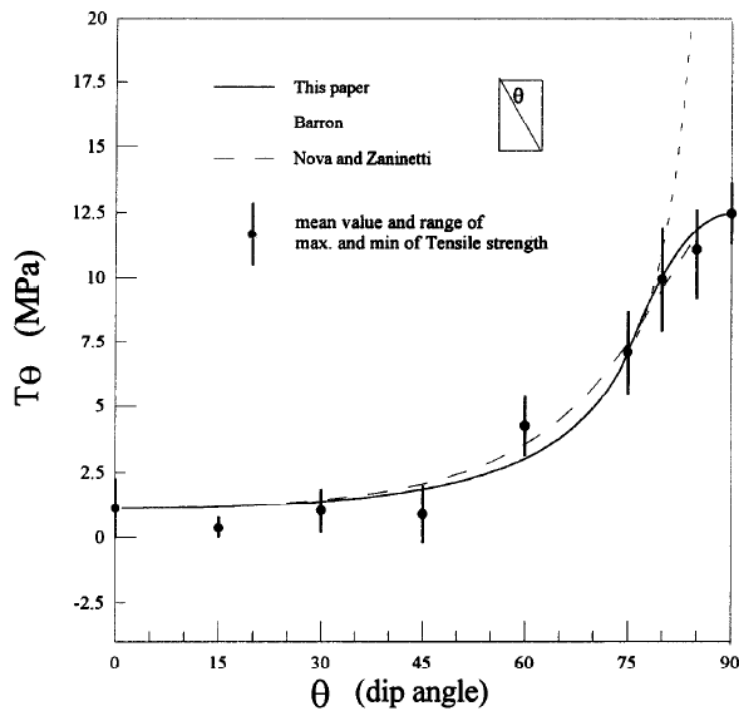


Figure 50. Evolution de la résistance à la traction en fonction de l'orientation de stratification des différents échantillons d'argilite (Liao et al. 1997).

Pour les essais de traction simulés par YADE correspondant à des essais de laboratoire, on peut constater que la résistance à la traction est croissante en fonction de l'orientation de fissure. Egalement il a été constaté que la valeur minimale de la résistance à la traction est obtenue pour  $\theta = 15^\circ$ , et la valeur maximale de la résistance à la traction est obtenue pour  $\theta = 90^\circ$ .

Les échantillons avec les orientations de fissure préexistante de  $0^\circ$ ,  $15^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $45^\circ$  et  $60^\circ$  sont rompus le long du plan de rupture de la fissure préexistante. Cela veut dire que la rupture des échantillons est induite par la propagation des extrémités de la fissure préexistante.

Pour l'échantillon avec la fissure d'orientation  $75^\circ$  et  $90^\circ$ , le plan de rupture n'est pas dans la continuité de la fissure préexistante. La rupture de l'échantillon n'est pas induite par la propagation de la fissure préexistante. Cette tendance est bien claire pour le cas de  $\theta = 90^\circ$ . En effet, la résistance à la traction pour le granite de Lac de Bonnet est égale à 9,3 MPa (Martin 1997). Dans la Figure 48-a, le chargement au pic pour  $\theta = 90^\circ$  est égal à la résistance à la traction du granite. Cela veut dire que la résistance de l'échantillon n'a pas été impactée par la présence de la fissure préexistante parallèle au sens de chargement.

En guise de conclusion, la similarité des tendances obtenues entre les essais numériques simulés avec YADE Open DEM et les essais effectués au laboratoire montre que le code de calcul reproduit correctement la sensibilité vis-à-vis de l'orientation de défaut pour l'essai de traction directe.

#### **3.1.4. Discrétisation**

Une étude visant à étudier l'influence de la discrétisation, du nombre de particules, sur le comportement macroscopique de l'échantillon a été effectuée. Une série de simulations des essais de traction a été réalisée avec différents nombre de particules, 5 k, 10 k, 20 k et 40 k particules ( $k=1000$  particules) sur un échantillon de dimension  $200 \times 400 \times 200 \text{ mm}^3$  avec une fissure préexistante de longueur 10 mm horizontale, perpendiculaire à la direction du chargement. L'essai est simulé en appliquant une vitesse de chargement égale à  $0,002 \text{ ms}^{-1}$ .

La Figure 51 montre la sensibilité du modèle vis-à-vis de la discrétisation. On peut constater que la réponse du modèle n'est pas sensible à la discrétisation du milieu. En effet, dans la phase pré-pic, les courbes contrainte-déformation sont superposées. De plus, la résistance à la traction est quasi-égale pour les différentes discrétisations. Par conséquent, on peut dire que la réponse mécanique des échantillons numériques est non-dépendante de la discrétisation.

#### **3.1.5. Amortissement**

Une étude visant à étudier l'influence de l'amortissement numérique sur le comportement macroscopique de l'échantillon a été effectuée. Une série de simulations a été réalisée avec différentes valeurs du coefficient d'amortissement allant de 0,1 (la force d'amortissement appliquée aux particules est faible) à 0,8 (la force d'amortissement appliquée aux particules est forte) sur un échantillon de dimensions  $200 \times 400 \times 200 \text{ mm}^3$  constitué de 5000 particules. L'essai est simulé en appliquant une vitesse de chargement égale à  $0,002 \text{ ms}^{-1}$ .

La Figure 52 montre la sensibilité du modèle vis-à-vis de l'amortissement numérique. Dans la phase pré-pic, les courbes contrainte-déformation sont superposées et les contraintes maximales sont quasi-égales pour les différentes valeurs d'amortissement.

Dans la phase post-pic, il a été constaté que, plus l'amortissement est faible, plus la rupture est fragile. Le fait que l'amortissement est faible implique l'importance de l'effet inertiel au niveau de particule à la rupture. La Figure 53 illustre l'effet de l'amortissement sur la création des microfissures et par conséquent la fragilité de rupture.

La simulation de l'essai de traction a été effectuée avec un échantillon pré-fissuré, où la rupture sera produite dans une zone réduite, elle est au voisinage de la fissure préexistante. Dans cette configuration, l'effet de l'amortissement sera réduit au voisinage de la fissure préexistante vu que dans cette zone le déplacement des particules est très important alors que dans le reste de l'échantillon le déplacement des particules est faible ou nul.

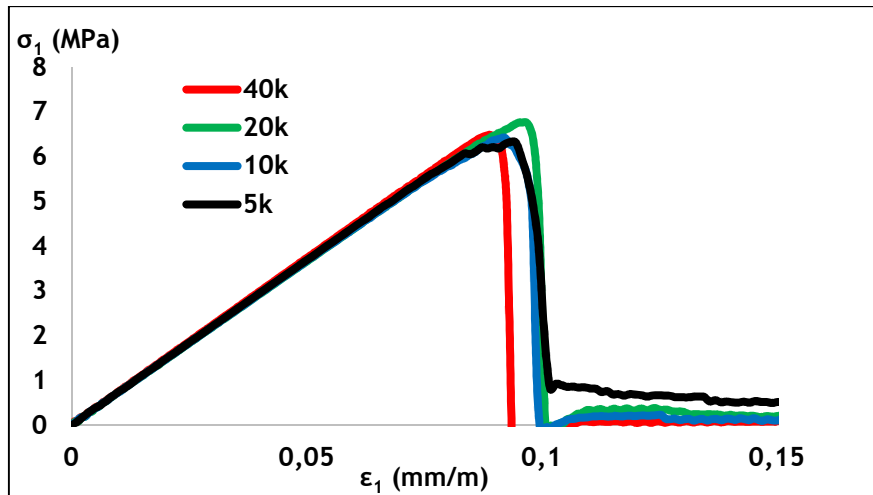


Figure 51. Sensibilité du modèle vis-à-vis de la discrétisation : courbes de contrainte-déformation.

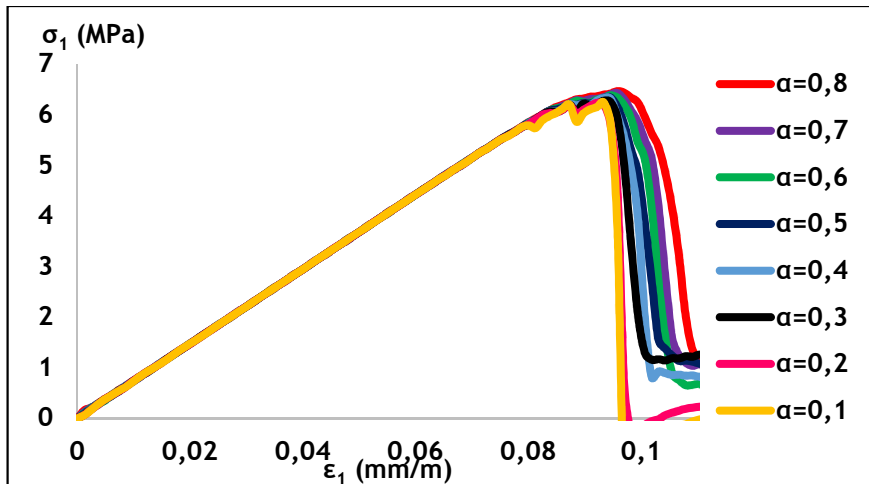


Figure 52. La sensibilité du modèle à l'amortissement numérique : courbes de contrainte-déformation.

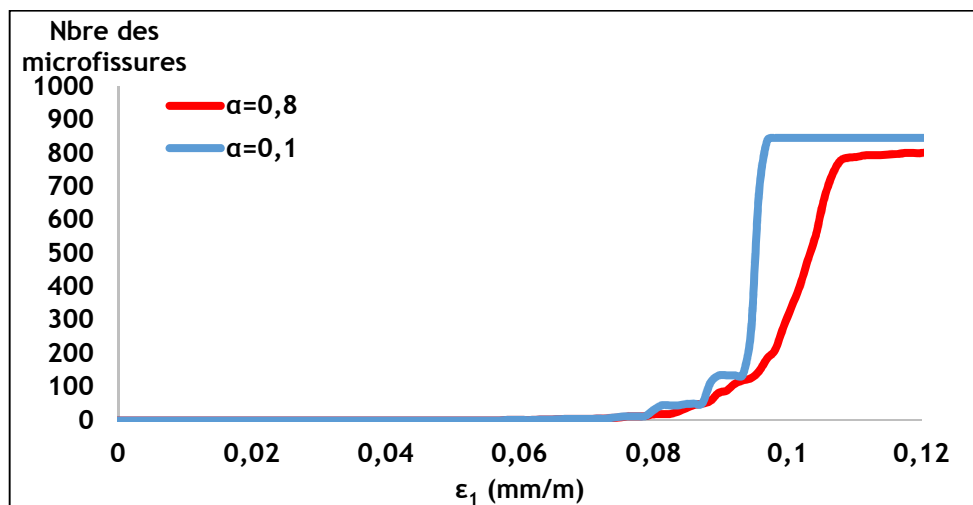


Figure 53. Evolution de nombre des microfissures pour différentes valeurs d'amortissement durant l'essai de traction directe.

### 3.2. Essai de compression triaxiale sur un échantillon intact

Afin d'étudier l'effet de l'échelle sur le temps de calcul et le comportement mécanique, un essai de compression uniaxiale a été simulé sur deux échantillons de différentes dimensions calibrées sur le granite de Lac du Bonnet. Le premier échantillon est de dimension  $1 \times 2 \times 1 \text{ m}^3$  et le deuxième échantillon est de dimension  $70 \times 140 \times 70 \text{ mm}^3$ . Les deux échantillons ont été construits avec 5000 particules. La Figure 54 illustre l'effet de l'échelle sur le comportement mécanique et le temps de calcul.

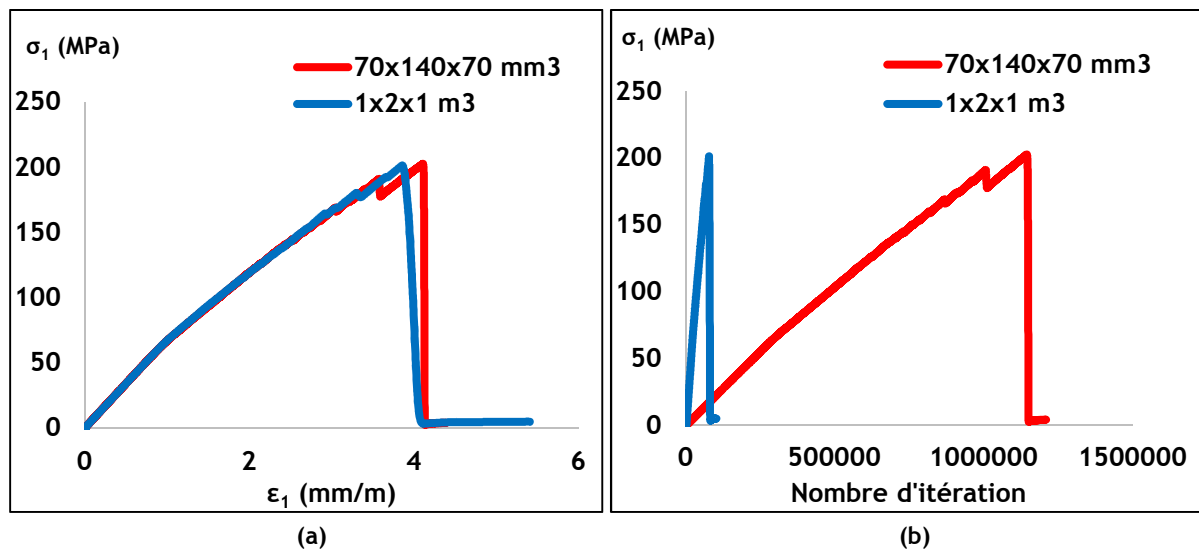


Figure 54. Effet de l'échelle sur le comportement mécanique et le temps de calcul : (a) courbes contraintes-déformation ; (b) courbes contraintes-nombre d'itération.

D'après la Figure 54-a, la réponse mécanique des échantillons ne dépend pas de l'échelle. Par contre, le temps de calcul est largement plus important pour l'échantillon de  $70 \times 140 \times 70 \text{ mm}^3$  (1200000 itérations) que pour l'échantillon de  $1 \times 2 \times 1 \text{ m}^3$  (100000 itérations). L'étude de sensibilité pour l'essai de compression sera donc effectuée avec l'échantillon de  $1 \times 2 \times 1 \text{ m}^3$  afin de minimiser le temps de calcul.

#### 3.2.1. Vitesse de chargement

Une étude visant à comprendre l'influence de la vitesse de chargement sur le comportement macroscopique de l'échantillon  $1 \times 2 \times 1 \text{ m}^3$  a été effectuée pour un essai de compression triaxiale avec confinement de 5 MPa illustrée dans la Figure 55.

L'échantillon numérique est calé sur le comportement mécanique macroscopique de granite de Lac du Bonnet (Scholtès et Donzé 2013).

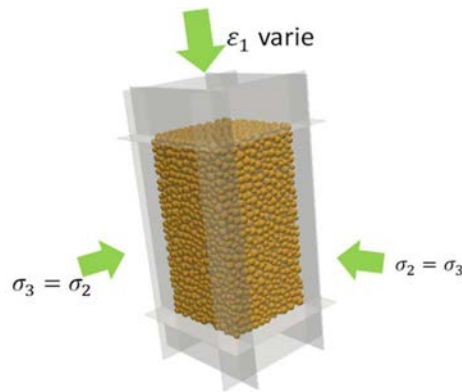


Figure 55. Configuration numérique de l'essai de compression triaxial (Hamdi *et al.* 2017 a).

Une série de simulation a été effectuée avec différentes valeurs de vitesse de chargement :  $0,01 \text{ ms}^{-1}$ ,  $0,02 \text{ ms}^{-1}$ ,  $0,04 \text{ ms}^{-1}$  et  $0,1 \text{ ms}^{-1}$ . La Figure 56-a montre la sensibilité du modèle vis-à-vis de la vitesse de chargement.

Avant le pic, les courbes de contrainte-déformation sont superposées pour l'ensemble des simulations. Il a été constaté que la résistance à la compression est dépendante de la vitesse de chargement. Les courbes contrainte-déformation obtenues pour les vitesses de chargement  $v=0,01 \text{ ms}^{-1}$  et  $v=0,02 \text{ ms}^{-1}$  sont identiques.

L'évolution de l'Unbalanced Force au cours de l'essai est illustrée dans la Figure 56-b. Pour une vitesse de chargement de  $0,1 \text{ ms}^{-1}$ , il a été constaté que l'Unbalanced Force est importante au début de la simulation contrairement aux vitesses de chargement  $0,01 \text{ ms}^{-1}$ ,  $0,02 \text{ ms}^{-1}$  et  $0,04 \text{ ms}^{-1}$ .

En s'appuyant sur le fait que les courbes de contrainte déviatorique-déformation sont identiques pour  $v=0,01 \text{ ms}^{-1}$  et  $v=0,02 \text{ ms}^{-1}$ , la quasi-staticité de la simulation et la durée de la simulation (Figure 57), la vitesse de chargement  $v=0,02 \text{ ms}^{-1}$  est retenue pour le reste des essais de compression triaxiale.

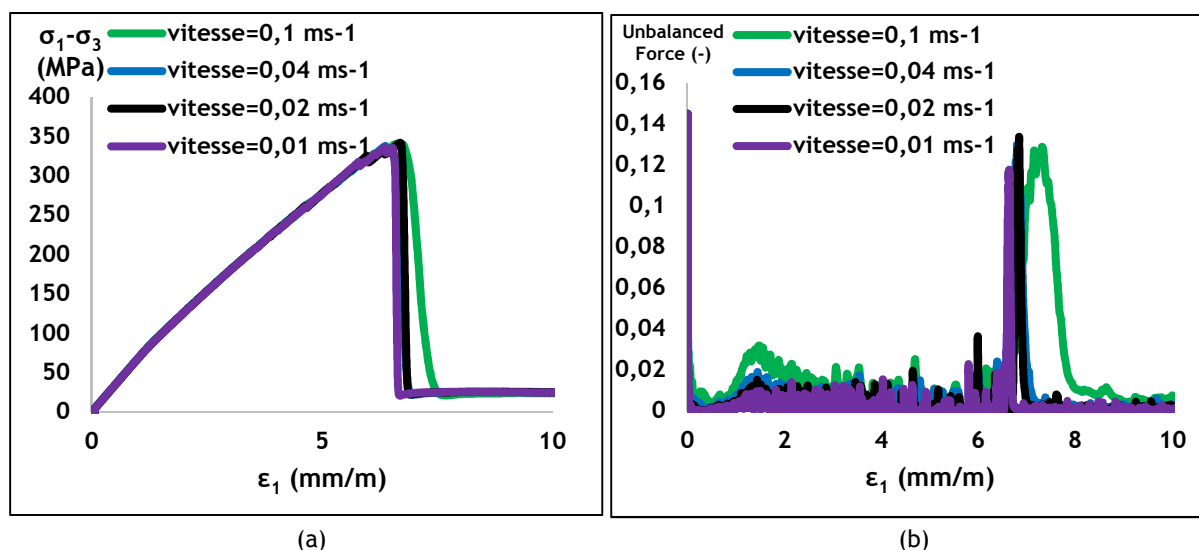


Figure 56. Sensibilité du modèle vis-à-vis de la vitesse de chargement pour l'essai de compression triaxiale : (a) courbes contrainte-déformation ; (b) évolution de l'« Unbalanced Force » durant l'essai.

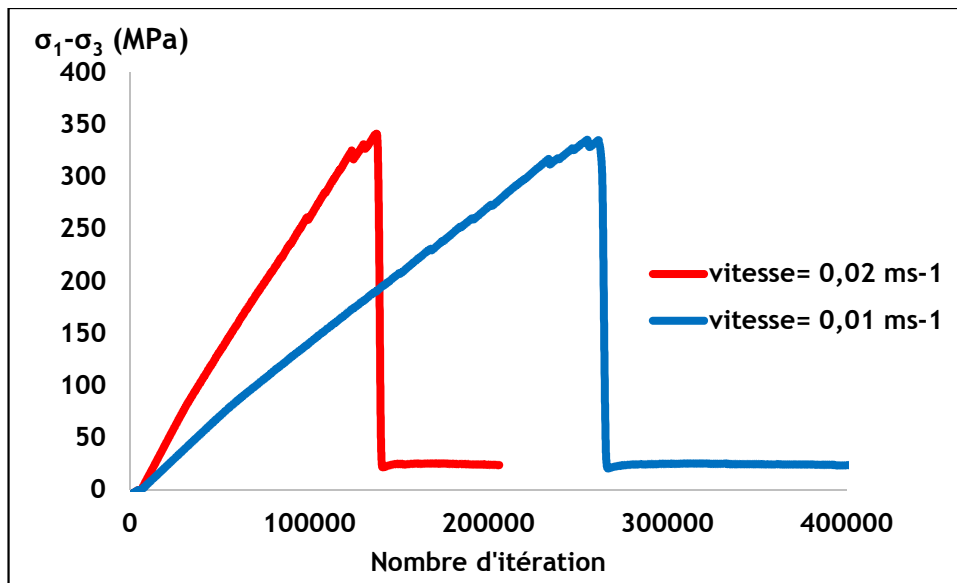


Figure 57. Effet de la vitesse de chargement sur la durée de la simulation de l'essai de compression triaxiale.

### 3.2.2. Discrétisation

Une étude a été effectuée pour étudier l'influence de la discrétisation sur le comportement macroscopique de l'échantillon durant l'essai de compression triaxiale. Une série de simulations a été réalisée avec différentes discrétisations : 10 k, 20 k et 40 k ( $k=1000$  particules) particules sur un échantillon de dimensions  $1 \times 2 \times 1 \text{ m}^3$ . L'essai est simulé en appliquant une vitesse de chargement de  $0,02 \text{ ms}^{-1}$ .

La Figure 58 montre la sensibilité du modèle vis-à-vis de la discrétisation. Le modèle n'est pas sensible à la discrétisation du milieu. En effet, dans la phase pré-pic, les courbes contrainte-déformation sont superposées. De plus la contrainte déviatorique maximale est quasi-égale pour les différentes discrétisations. Cette tendance est retrouvée dans l'essai de compression triaxiale. La non-dépendance à la discrétisation observée est due au rayon d'interaction introduit entre les particules. La non-dépendance à la discrétisation permet de simuler correctement l'essai numérique avec une discrétisation grossière. Cette caractéristique conduit à minimiser le temps de calcul.



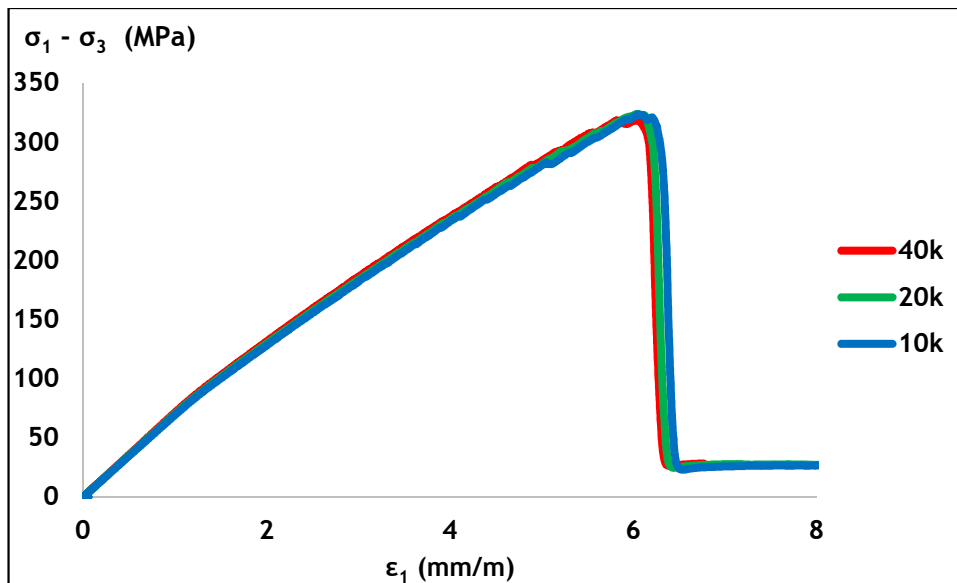


Figure 58. Sensibilité du modèle vis-à-vis de la discrétisation pour l'essai de compression triaxiale : courbes contrainte-déformation.

### 3.2.3. Amortissement

Une étude a été effectuée afin d'étudier l'influence de l'amortissement numérique sur le comportement macroscopique de l'échantillon pour l'essai de compression triaxiale. Une série de simulations a été réalisée pour différentes valeurs du coefficient d'amortissement : 0,2 ; 0,4 ; 0,6 et 0,8 sur un échantillon de dimensions  $1 \times 2 \times 1 \text{ m}^3$  constitué de 5000 particules. L'essai est simulé en appliquant une vitesse de chargement égale à  $0,02 \text{ ms}^{-1}$ .

La Figure 59 montre la sensibilité du modèle vis-à-vis de l'amortissement numérique. Plus l'amortissement est important, plus la contrainte maximale l'est aussi. Cette tendance n'a pas été observée dans l'essai de traction directe. En effet, dans le cas de l'essai de traction directe, la rupture des contacts a été produite dans une zone bien limitée au voisinage de la fissure préexistante. Dans l'essai de compression triaxiale, la rupture se produit dans l'ensemble de l'échantillon, donc pas d'effet de localisation. De plus, le fait que l'amortissement numérique soit faible implique que l'effet inertiel au niveau des particules est plus important.

Par conséquent, l'amortissement numérique influence le nombre des contacts rompus et l'évolution du nombre des contacts rompus durant l'essai. Cette influence est bien illustrée dans la Figure 60. En effet, il a été constaté que le nombre des contacts rompus est plus important pour l'amortissement de 0,2 que celui de 0,8. Ce phénomène peut être décrit par l'effet inertiel des particules durant l'essai.

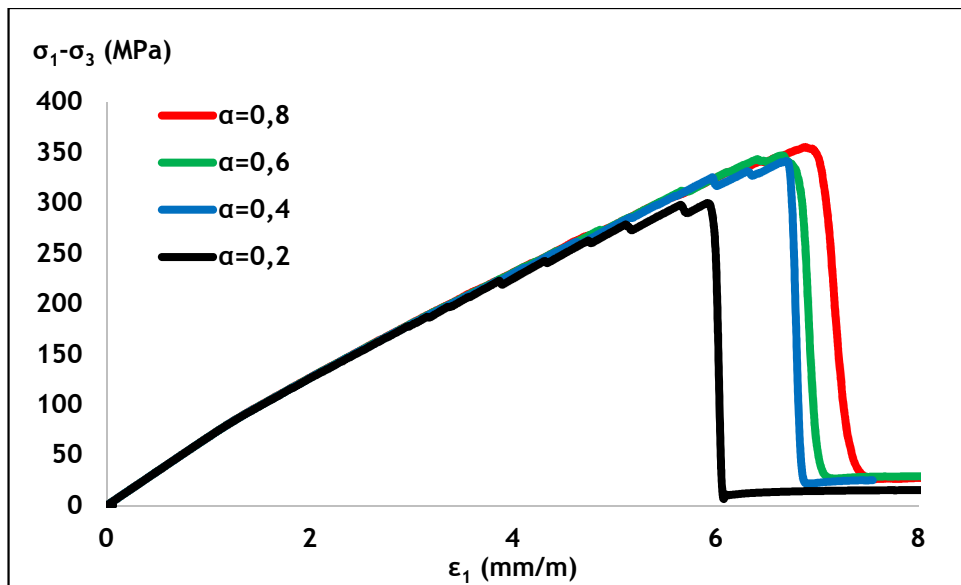


Figure 59. La sensibilité du modèle à l'amortissement numérique pour l'essai de compression triaxiale : courbes de contraintes-déformation.

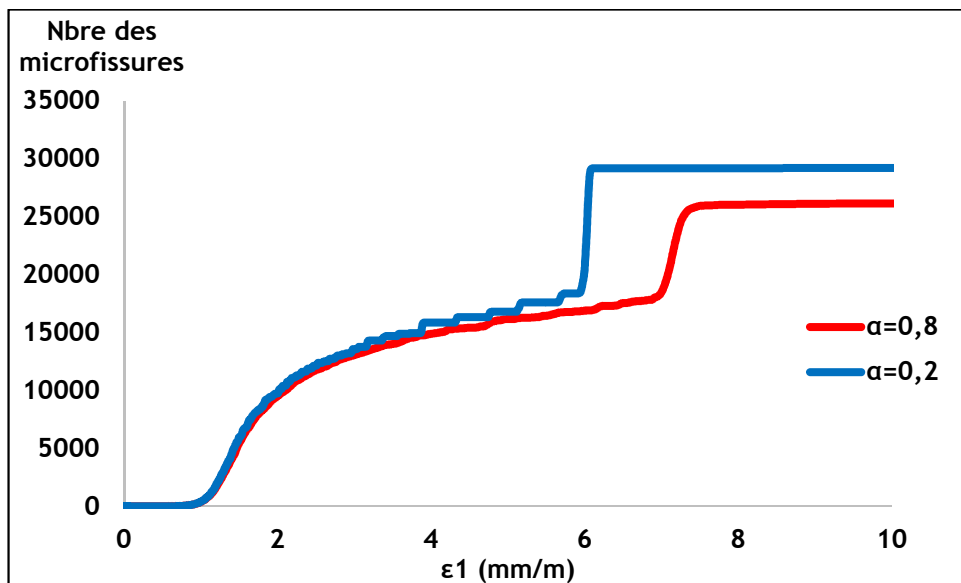


Figure 60. Evolution des contacts rompus (microfissures) durant l'essai de compression triaxiale pour différentes valeurs d'amortissement.

Cette tendance a été retrouvée dans les travaux de Hazzard et al (2000) en simulant un essai de compression uniaxiale sur un échantillon calibré sur les propriétés mécaniques de granite du Lac du Bonnet avec le code des éléments discrets PFC2D. Le code de calcul PFC2D est simulé par les systèmes physiques en 2 dimensions, il est développé et commercialisé par ITASCA. Il a été remarqué que la résistance à la compression augmente en augmentant l'amortissement numérique. La Figure 61 illustre l'effet de l'amortissement numérique sur la résistance à la compression avec le code PFC2D.

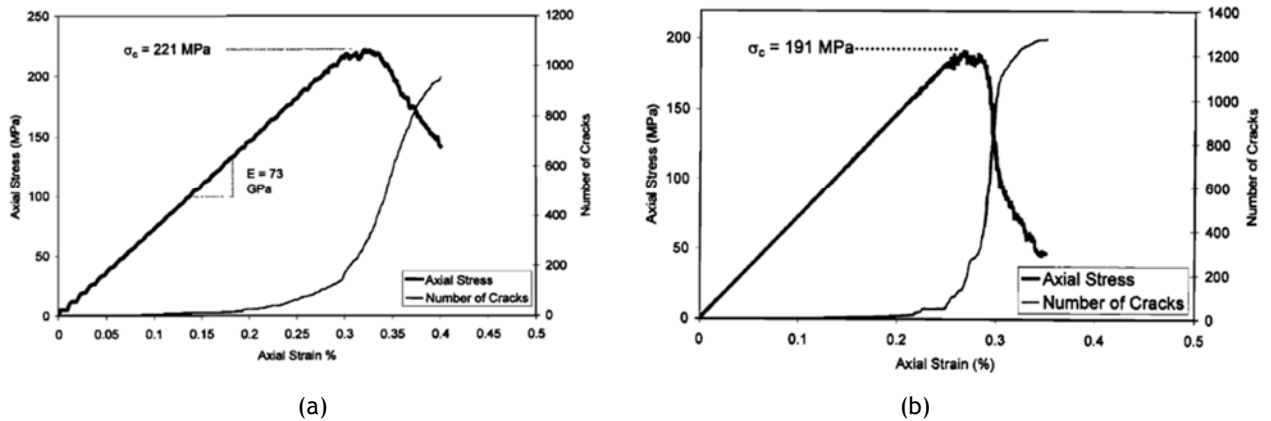


Figure 61. L'effet de l'amortissement numérique sur la résistance à la compression pour le code de calcul PFC2D : (a)  $\alpha = 0.7$  ; (b)  $\alpha = 0.015$  (Hazzard *et al* 2000).

### 3.3.Conclusion

Dans cette partie, la sensibilité du modèle vis-à-vis de ses paramètres d'entrée numérique et physique a été étudiée. Des sensibilités similaires du code de calcul YADE Open DEM ont été remarquées pour l'essai de traction directe à l'orientation et la longueur de la fissure aux résultats obtenus dans la littérature. Le paramètre numérique Unbalanced Force est un très bon indicateur de la quasi-staticité de la simulation qui permet de choisir la vitesse de chargement convenable pour les essais. Le point fort du code calcul YADE Open DEM est la non-dépendance de la réponse mécanique simulée à la discrétisation du modèle contrairement aux autres codes de la méthode MED tel que PFC3D (Potyondy et Cundall 2004, Cho *et al.* 2007) grâce à la capacité du code de contrôler la densité de contact quel que soit la discrétisation. Ce point sera traité dans le chapitre 3. La sensibilité du modèle à l'amortissement numérique est relative à l'essai simulé. Pour l'essai de traction, l'influence de l'amortissement est faible vu la zone réduite de la rupture qui est au voisinage de la fissure préexistante. Par contre, l'amortissement influence fortement la réponse mécanique simulée pour l'essai de compression triaxiale.

## 4.Approche énergétique

### 4.1.Théorie des composantes énergétiques

Afin de mieux simuler l'initiation et la propagation de la fissure, nous nous sommes intéressés à l'énergie des fissures. La quantification de l'énergie dissipée par fissuration est indispensable dans la mécanique de rupture et ses conséquences sur la stabilité des ouvrages.

Afin de garantir que l'énergie dissipée par fissuration est calculée correctement, le bilan des énergies doit être correctement évalué. Différentes composantes énergétiques ont été déterminées à partir de la loi de contact et la deuxième loi

de Newton qui gouverne l'interaction entre les particules. Les différentes composantes énergétiques établies sont :

- L'énergie élastique ( $E_{el}$ )
- L'énergie cinétique ( $E_k$ )
- L'énergie dissipée par amortissement ( $E_d$ )
- L'énergie dissipée par microfissure ( $E_c$ )
- L'énergie dissipée par frottement entre les particules ( $E_f$ )
- Le travail externe ( $W_{ext}$ )
- L'énergie potentielle ( $E_p$ )

#### 4.1.1. Energie élastique ( $E_{el}$ )

L'énergie élastique est calculée à partir de l'interaction élastique des contacts entre les particules. L'interaction élastique entre les particules est définie comme étant la phase élastique de l'interaction entre les particules. On rappelle que les particules interagissent dans les directions normale et tangentielle (Figure 38 et Figure 39).

Pour l'interaction normale, deux phases sont définies : la phase élastique et la phase de rupture. L'interaction tangentielle est définie par trois phases : la phase élastique, la phase de rupture et la phase résiduelle.

Dans la direction normale l'énergie élastique est calculée comme suit :

$$E_{el,c,n} = \frac{1}{2} k_n u_n^2 = \frac{1}{2} k_n \left( \frac{F_n}{k_n} \right)^2 = \frac{1}{2} \frac{F_n^2}{k_n} \quad (33)$$

avec  $E_{el,c,n}$  l'énergie élastique dans la direction normale pour un seul contact,  $k_n$  la raideur normale,  $F_n$  la force normale et  $u_n$  le déplacement normal.

De la même manière, on calcule l'énergie élastique dans la direction tangentielle comme suit :

$$E_{el,c,t} = \frac{1}{2} \frac{F_t^2}{k_t} \quad (34)$$

avec  $E_{el,c,t}$  l'énergie élastique dans la direction tangentielle pour un seul contact,  $k_t$  la raideur tangentielle et  $F_t$  la force tangentielle.

Par conséquent, l'énergie élastique totale se développant entre deux particules est la somme de deux composants, calculée comme suit :

$$E_{el,c} = E_{el,c,n} + E_{el,c,t} = \frac{1}{2} \left( \frac{F_n^2}{k_n} + \frac{F_t^2}{k_t} \right) \quad (35)$$

L'incrément d'énergie élastique totale est calculé comme étant la différence entre les énergies élastiques calculées dans tous les contacts qui interagissent dans la phase élastique aux instants  $t + \Delta t$  et  $t$  comme suit :

$$\Delta E_{el} = E_{el}^{(t+\Delta t)} - E_{el}^{(t)} = \left( \frac{1}{2} \sum_{N_{ec}(t+\Delta t)} \frac{F_n^2}{k_n} + \frac{F_t^2}{k_t} \right)^{(t+\Delta t)} - \left( \frac{1}{2} \sum_{N_{ec}(t)} \frac{F_n^2}{k_n} + \frac{F_t^2}{k_t} \right)^{(t)} \quad (36)$$

avec  $N_{ec}(t + \Delta t)$  et  $N_{ec}(t)$  le nombre de contacts interagissant dans la phase élastique aux instants  $t + \Delta t$  et  $t$ .

#### 4.1.2. Energie cinétique ( $E_k$ )

L'énergie cinétique de l'échantillon numérique est la somme des énergies cinétiques dues au mouvement de toutes les particules constituantes. L'énergie cinétique d'une particule est calculée pour les composantes linéaire et rotationnelle de mouvement comme suit :

$$E_{k,p} = \frac{1}{2}mv^2 + \frac{1}{2}I\dot{\theta}^2 \quad (37)$$

avec  $m$  la masse,  $v$  la vitesse,  $I$  le moment d'inertie et  $\dot{\theta}$  la vitesse angulaire de la particule.

L'incrément de l'énergie cinétique de l'échantillon est calculé comme la différence entre les énergies cinétiques totales (la somme des énergies cinétiques de toutes les particules) aux instants  $t + \Delta t$  et  $t$  comme suit :

$$\Delta E_k = \left( \sum_{N_p} \frac{1}{2} (mv^2 + I\dot{\theta}^2) \right)^{(t+\Delta t)} - \left( \sum_{N_p} \frac{1}{2} (mv^2 + I\dot{\theta}^2) \right)^{(t)} \quad (38)$$

avec  $N_p$  nombre des particules.

#### 4.1.3. Energie dissipée par amortissement ( $E_d$ )

L'énergie dissipée par amortissement est la somme des énergies d'amortissement dus à la force d'amortissement appliquée sur toutes les particules constituantes dans les directions linéaire et rotationnelle de mouvement. La force d'amortissement est intégrée dans la deuxième loi de Newton au niveau de chaque particule comme suit :

$$\vec{F} + \vec{F}_d = (1 - \alpha \text{sign}(\dot{x}))\vec{F} = m\vec{a} \quad (39)$$

$$\vec{M} + \vec{M}_d = (1 - \alpha \text{sign}(\dot{\theta}))\vec{M} = I\vec{\ddot{\theta}} \quad (40)$$

avec  $\vec{F}$  et  $\vec{M}$  la force et le moment résultants de l'interaction entre les particules,  $\vec{F}_d$  et  $\vec{M}_d$  la force et le moment d'amortissement et  $\alpha$  le coefficient d'amortissement.

L'énergie dissipée par amortissement pour une particule ( $\Delta E_{d,p}$ ) est calculée via la force et le moment d'amortissement et les déplacements linéaire et angulaire qui sont calculés à travers les vitesses linéaire et angulaire et le pas de temps comme suit :

$$\Delta E_{d,p} = \langle \vec{F}_d | \vec{u} \rangle + \langle \vec{M}_d | \vec{\theta} \rangle = \alpha \left( \langle \vec{F} | \vec{v} \rangle + \langle \vec{M} | \vec{\dot{\theta}} \rangle \right) \Delta t \quad (41)$$

avec  $\langle \vec{x} | \vec{y} \rangle$  est le produit scalaire entre deux vecteurs  $\vec{x}$  et  $\vec{y}$  et  $\Delta t$  est le pas de temps.

Par conséquent, l'incrément de l'énergie dissipée par amortissement dans l'échantillon est égal à l'énergie dissipée par toutes les particules constituantes :

$$\Delta E_d = \sum_{N_p} \alpha \left( \langle \vec{F} | \vec{v} \rangle + \langle \vec{M} | \vec{\theta} \rangle \right) \Delta t \quad (42)$$

avec  $N_p$  le nombre de particules.

#### 4.1.4. Energie dissipée par microfissure ( $E_c$ )

L'énergie dissipée par les microfissures est l'énergie dissipée par la rupture des contacts durant un pas de temps  $\Delta t$ . Cette énergie est calculée comme suit :

$$\Delta E_c = \sum_{N_c(\Delta t)} \frac{1}{2} \left( \frac{F_n^2}{k_n} + \frac{F_t^2}{k_t} \right) \quad (43)$$

avec  $N_c(\Delta t)$  le nombre de contacts rompus (microfissures créées) durant un pas de temps  $\Delta t$ .

#### 4.1.5. Energie dissipée par frottement entre les particules ( $E_f$ )

L'énergie dissipée par frottement entre les particules est calculée au niveau des contacts. L'incrément de l'énergie dissipée par frottement interparticulaire (pour un contact)  $\Delta E_{f,c}$  se calcule comme suit :

$$\Delta E_{f,c} = \left\langle \vec{F}_t^{(t+\Delta t)} \middle| \overrightarrow{\Delta u}_t^{(t+\Delta t)} \right\rangle = \left\langle \vec{F}_t^{(t+\Delta t)} \middle| \frac{1}{k_t} \left( \vec{F}_t^{(t+\Delta t)} - \vec{F}_t^{(t)} \right) \right\rangle \quad (44)$$

Par conséquent, l'incrément de l'énergie dissipée par frottement entre les particules est calculé via cette formulation :

$$\Delta E_f = \sum_{N_{fc}} \left\langle \vec{F}_t^{(t+\Delta t)} \middle| \frac{1}{k_t} \left( \vec{F}_t^{(t+\Delta t)} - \vec{F}_t^{(t)} \right) \right\rangle \quad (45)$$

avec  $N_{fc}$  le nombre de contacts en phase de frottement résiduel (Figure 39).

#### 4.1.6. Travail externe ( $W_{ext}$ )

Le travail externe est l'énergie que le système emmagasine en tenant compte des sollicitations mécaniques qui lui sont appliquées. Le travail externe est toujours calculé en fonction de la force exercée sur le système et le déplacement induit. Le calcul de déplacement est effectué sur des composantes différentes (murs ou particules) suivant la configuration numérique de l'essai simulé. La première configuration pour simuler les essais de mécanique des roches est basée sur les murs. En effet, pour l'essai de compression triaxiale, le calcul du déplacement induit revient à calculer le déplacement des murs. Pour l'essai de traction, le calcul du déplacement induit revient à calculer le déplacement des particules aux limites. La Figure 55 illustre la configuration numérique de l'essai de compression triaxiale et la Figure 42 illustre la configuration numérique de traction directe.

Dans cette configuration, l'incrément de travail externe est calculé en fonction de la force appliquée et du déplacement des murs comme suit :

$$\Delta W_{ext} = \sum_{N_w} \langle \vec{F}^{(t+\Delta t)} | \Delta \vec{u}^{(t+\Delta t)} \rangle = \sum_{N_w} \langle \vec{F}^{(t+\Delta t)} | \vec{u}^{(t+\Delta t)} - \vec{u}^{(t)} \rangle \quad (46)$$

avec  $\vec{F}^{(t+\Delta t)}$  la force appliquée au mur à l'instant  $t + \Delta t$ ,  $\Delta \vec{u}^{(t+\Delta t)}$  l'incrément de déplacement du mur à l'instant  $t + \Delta t$ ,  $\vec{u}^{(t+\Delta t)}$  le déplacement du mur à l'instant  $t + \Delta t$ ,  $\vec{u}^{(t)}$  le déplacement du mur à l'instant  $t$  et  $N_w$  le nombre de murs dans le modèle étudié.

La deuxième configuration utilisée pour simuler des essais de mécanique des roches est basée sur les particules. En effet, l'essai de traction directe est simulé en appliquant la vitesse de chargement au niveau de particules (Figure 42). Dans cette configuration, l'incrément de travail externe est calculé en fonction de la force appliquée et du déplacement des particules asservies comme suit :

$$\Delta W_{ext} = \sum_{N_{pb}} \langle \vec{F}^{(t+\Delta t)} | \vec{u}^{(t+\Delta t)} - \vec{u}^{(t)} \rangle \quad (47)$$

avec  $\vec{F}^{(t+\Delta t)}$  la force calculée au niveau des particules asservies (particules aux limites du modèle : particules grises dans la Figure 42) à l'instant  $t + \Delta t$ ,  $\vec{u}^{(t+\Delta t)}$  le déplacement des particules aux limites à l'instant  $t + \Delta t$ ,  $\vec{u}^{(t)}$  le déplacement des particules aux limites à l'instant  $t$  et  $N_{pb}$  le nombre de particules aux limites.

#### 4.1.7. Energie potentielle ( $E_p$ )

L'énergie potentielle du système est la somme de l'énergie potentielle de toutes ses particules constituantes. L'incrément d'énergie potentielle d'une particule ( $E_{p,p}$ ) est calculé comme suit :

$$\Delta E_{p,p} = m \langle \vec{g} | \Delta \vec{u} \rangle = m \langle \vec{g} | \vec{v} \rangle \Delta t \quad (48)$$

avec  $\vec{g}$  l'accélération gravitationnelle.

Par conséquent, l'énergie potentielle du système simulé est calculée par la relation suivante :

$$\Delta E_p = \sum_{N_p} m \langle \vec{g} | \vec{v} \rangle \Delta t \quad (49)$$

L'ensemble de composantes d'énergie ci-dessus explicitées ont été implémentées dans le code Yade de manière incrémentale (c'est-à-dire tous les termes sont évalués à chaque pas de temps), il en est de même pour leur bilan.

Au final, l'incrément du bilan énergétique ( $\Delta W$ ) est la différence entre les énergies apportées au système rocheux et les énergies dissipées. Les énergies apportées au système rocheux sont le travail externe ( $W_{ext}$ ) et l'énergie potentielle ( $E_p$ ). Les énergies dissipées sont l'énergie élastique ( $E_{el}$ ), l'énergie cinétique ( $E_k$ ), l'énergie dissipée par amortissement ( $E_d$ ), l'énergie dissipée par fissuration ( $E_c$ ) et l'énergie dissipée par frottement entre les particules ( $E_{fr}$ ).

$$\Delta W = (\Delta W_{ext} + \Delta E_p) - (\Delta E_{el} + \Delta E_k + \Delta E_d + \Delta E_c + \Delta E_{fr}) \quad (50)$$

Par la suite, on parlera de bilan énergétique « correct » lorsque le bilan cumulé  $W = \sum \Delta W$  dans une phase de calcul est négligeable. On parlera également du ratio de bilan énergétique,  $W^*$ , défini dans la prochaine section.

## 4.2. Vérification de la formulation énergétique

Afin de vérifier la formulation mathématique des différentes composantes énergétiques, trois essais de laboratoire, qui illustrent trois chemins de chargement différents, ont été simulés : essai de compression triaxiale, essai de traction directe et essai de cisaillement direct. Un échantillon numérique de dimensions  $1 \times 2 \times 1 \text{ m}^3$  a été constitué avec 5000 particules. Il a été calé sur le comportement mécanique du granite du Lac du Bonnet (Scholtès et Donzé 2013), le même échantillon est utilisé dans la simulation des trois essais.

L'évolution des différents composants énergétiques et le bilan des énergies durant la simulation sont présentés pour les différents essais. Afin de quantifier la robustesse de la formulation énergétique proposée, le ratio de bilan énergétique ( $W^*$ ) est introduit et calculé comme suit :  $W^* = W/W_{ext}$ . D'où plus le ratio  $W^*$  est faible, plus la formulation est robuste.

### 4.2.1. Essai de compression triaxiale

Un essai de compression triaxiale avec un confinement de 5 MPa est simulé. La simulation a été effectuée en deux étapes : chargement hydrostatique avec une vitesse constante égale à  $0,001 \text{ ms}^{-1}$  jusqu'à obtenir  $\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_3 = 5 \text{ MPa}$ , et chargement déviatorique avec une vitesse constante égale à  $0,02 \text{ ms}^{-1}$ . La valeur de la vitesse de chargement déviatorique a été choisie à l'aide d'une analyse de sensibilité afin d'assurer un comportement quasi-statique et d'autre part diminuer le temps de calcul. La Figure 19 illustre la simulation de l'essai de compression triaxiale.

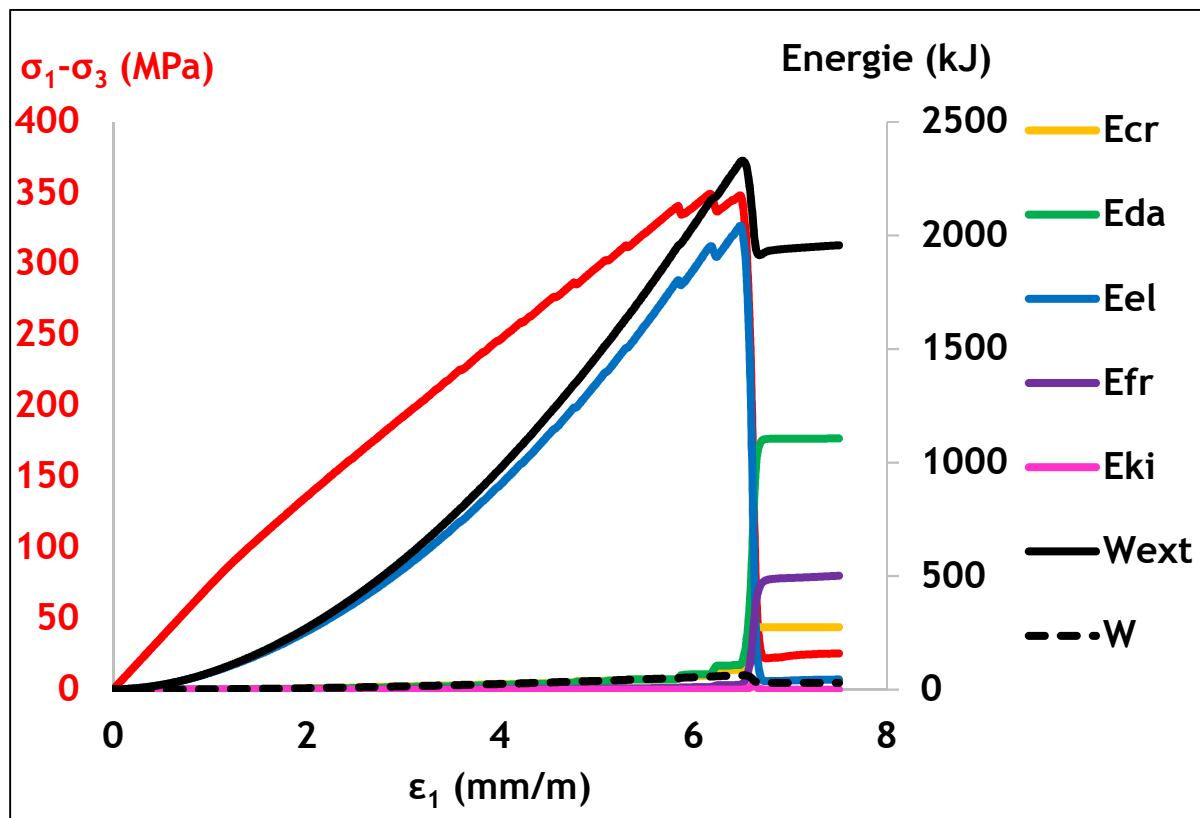
Les différentes composantes énergétiques ont été évaluées au cours de l'essai, comme l'illustre la Figure 62 où la courbe contrainte déviatorique/déformation a également été présentée.

Dans la phase pré-pic, le travail externe et l'énergie élastique augmentent de manière significative avec l'augmentation de la contrainte déviatorique, certaines fissures apparaissent dans l'échantillon et l'énergie est légèrement dissipée par fissuration et par frottement entre les particules. En outre, l'énergie dissipée par l'amortissement est faible.

Au pic, le travail externe et l'énergie élastique atteignent leurs valeurs maximales. Le nombre de fissures devient important, ce qui se traduit par une augmentation de l'énergie dissipée par les fissures et par le frottement entre les particules.



Dans la phase post-pic, l'incrément de travail externe diminue légèrement et le travail externe cumulé atteint un plateau. L'énergie élastique devient quasi nulle. Le nombre de fissures (contacts rompus) augmente considérablement, l'énergie dissipée par les fissures augmente et atteint sa valeur maximale avant de devenir constante. L'augmentation du nombre de fissures signifie l'augmentation des contacts rompus. Ainsi, l'énergie dissipée par le frottement entre les particules augmente de manière significative parce que le frottement entre les particules se produit lorsque le contact est rompu. Il atteint son maximum et reste constant. L'énergie dissipée par l'amortissement augmente de manière importante. En fait, lorsque le contact est rompu, les particules deviennent libres dans le mouvement. D'où, la force et le moment d'amortissement deviennent importants par rapport à l'augmentation des accélérations linéaires et angulaires. L'énergie associée atteint sa valeur maximale et reste constante. L'énergie cinétique est faible dans la phase pré-pic. Au pic, elle atteint son maximum. Dans la phase post-pic, l'énergie cinétique devient faible.



#### 4.2.2. Essai de traction directe

Afin d'examiner le bilan énergétique pour le chargement en traction, l'essai de traction directe a été simulé. L'essai, illustré à la Figure 6, a été réalisé avec une vitesse de chargement égale à  $0,002 \text{ ms}^{-1}$ . Cette vitesse a été choisie en effectuant une analyse de sensibilité pour assurer un comportement quasi-statique.

Les différentes composantes énergétiques ont été évaluées au cours de l'essai, comme l'illustre la Figure 63 où la courbe contrainte axiale/déformation a également été présentée.

Dans la phase pré-pic, le travail externe et l'énergie élastique augmentent significativement avec l'augmentation de la contrainte axiale. Les fissures ne sont pas créées dans cette étape, de sorte qu'aucune énergie n'est dissipée. L'énergie cinétique est faible dans cette phase.

Au pic, le travail externe et l'énergie élastique maximales se situent au pic. Au post-pic, la rupture de l'échantillon se produit, le travail externe devient constant, l'énergie élastique diminue et reste constante. Les fissures sont créées, de sorte que l'énergie dissipée par les fissures augmente. L'énergie dissipée par le frottement entre les particules reste faible. Comme dans le chemin de compression triaxial, l'énergie cinétique atteint son maximum au pic de chargement et devient de nouveau faible dans le stade post-pic. Les différents composants énergétiques et le ratio de bilan énergétique ont été évalués. On a également noté que les valeurs de  $W^*$  étaient comprises entre 2% et 3%.

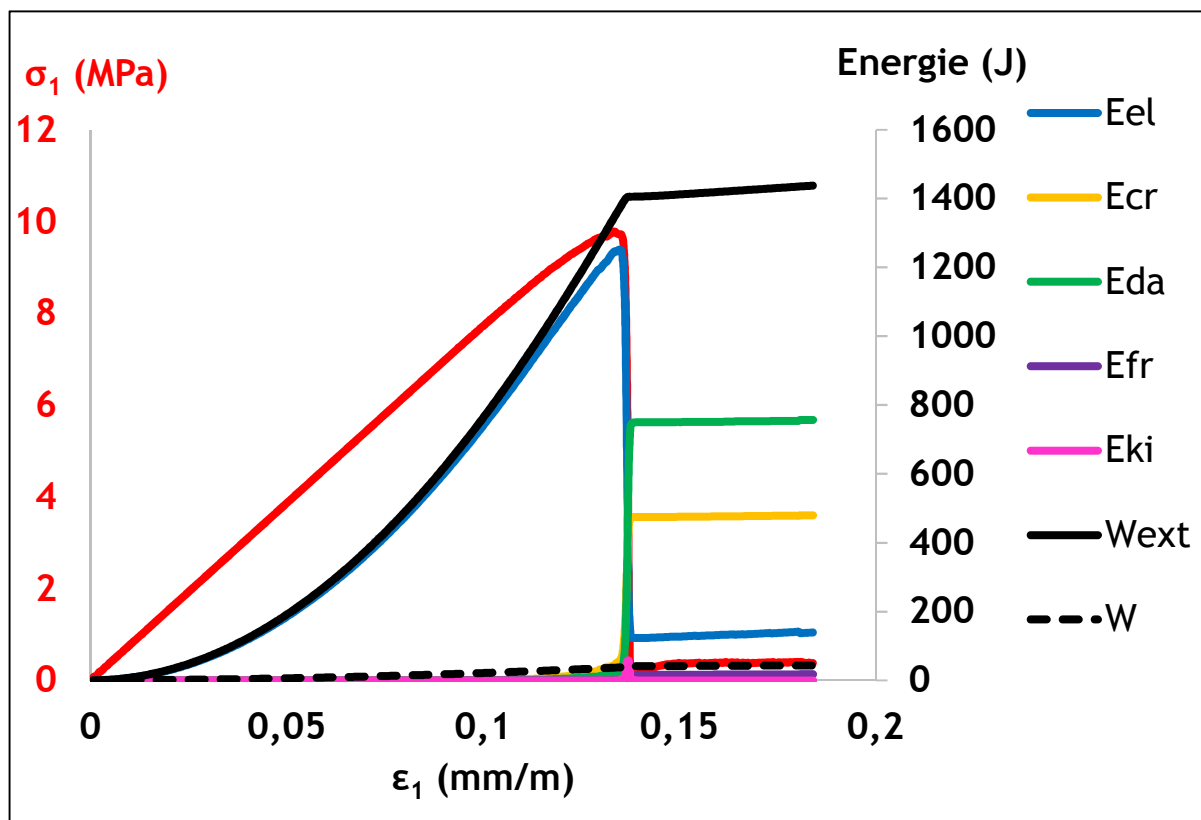


Figure 63. Evolution de la contrainte axiale et des différents composants énergétiques lors du test de tension directe.

### 4.2.3. Essai de cisaillement direct

Afin d'évaluer le bilan énergétique pour un trajet de chargement par cisaillement, un essai de cisaillement direct a été simulé sur un échantillon pré-fracturé et soumis à une contrainte normale de 5 MPa. Le test consiste en deux étapes : appliquer d'abord la contrainte normale jusqu'à l'obtention de l'équilibre de l'échantillon, puis appliquer la charge de cisaillement en appliquant la vitesse de déplacement sur le compartiment supérieur de la caisse de cisaillement. L'essai est illustré par la Figure 64.

Les différentes composantes énergétiques ont été évaluées au cours de l'essai, comme l'illustre la Figure 65. En effet, l'énergie dissipée par l'amortissement et les fissures est nulle car aucune fissure n'a été créée. L'énergie cinétique est faible pendant la simulation. Travail externe, énergie élastique et énergie dissipée par le frottement entre les particules ont évolué durant l'essai.

Dans la première étape de l'essai (application de la contrainte normale), le travail externe et l'énergie élastique augmentent de la même manière avec les mêmes valeurs. En outre, l'énergie dissipée par le frottement entre les particules est nulle car le chargement par cisaillement n'est pas commencé.

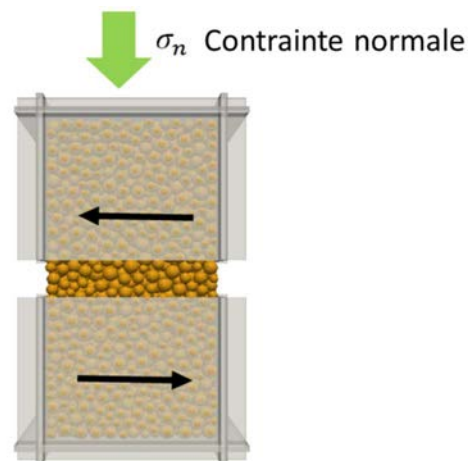


Figure 64. Illustration de l'essai de cisaillement direct (Hamdi et al. 2017a).

Dans la deuxième étape de l'essai (processus de cisaillement), l'énergie élastique devient constante. Au-delà de la limite élastique, le travail externe et l'énergie dissipée par le frottement entre les particules augmentent suivant la même pente. Dans d'autres termes, pendant la phase du cisaillement, le travail des forces extérieures se dissipe par frottement. Enfin, le ratio de bilan des énergies  $W^*$  est inférieur à 0,1%.

En guise de conclusion, des essais à différents chemins de chargement (compression, traction et cisaillement) ont été simulés et les différentes composantes énergétiques ont été évaluées. Il a été constaté que le bilan des énergies est correctement évalué et il a été quantifié via le ratio de bilan des énergies  $W^*$ . Pour les trois essais le ratio  $W^*$  a varié de 0.1% à 3%. On peut dire que le code de calcul est robuste vis-à-vis l'aspect énergétique et problématique de la fissuration. Cette robustesse nous permet d'étudier le lien entre l'énergie de fissuration et l'activité microsismique à l'échelle du laboratoire.

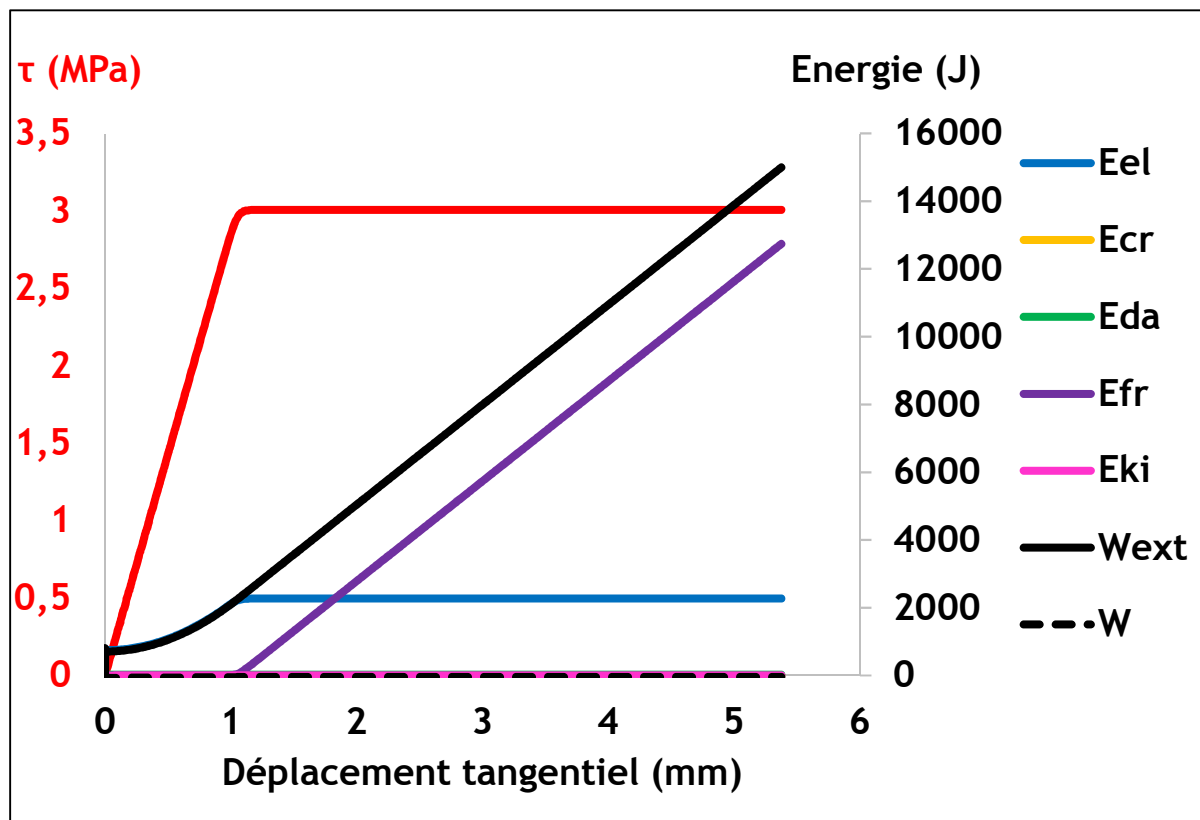


Figure 65. Évaluation de la contrainte de cisaillement et de différentes composantes énergétiques pour l'essai de cisaillement direct.

## 5. Conclusions

Dans ce deuxième chapitre, la modélisation de la fissuration avec le code de calcul YADE Open DEM est présentée de manière détaillée. Dans la première partie du chapitre, le schéma de résolution est présenté. La quasi-staticité a été définie et quantifiée via le paramètre Unbalanced Force. La loi de contacts inter-particulaire est présentée. Les conditions de la rupture entre les particules, qui signifie les microfissures, sont définies. Finalement, le rayon d'interaction entre les particules a été introduit pour surmonter l'effet de la discrétisation. Ce paramètre permet de contrôler la densité de contact entre les particules constitutives du milieu. La densité de contact est quantifiée par le nombre de coordination.

Dans la deuxième partie du chapitre, une étude de sensibilité a été effectuée à partir de simulations des essais de compression triaxiale et d'essai de traction directe. L'étude de sensibilité à la vitesse de chargement a exhibé l'importance du choix de la vitesse de chargement pour garantir la quasi-staticité de la simulation quel que soit la configuration numérique de l'essai. L'étude de sensibilité à l'orientation de la fissure a démontré que la résistance à la traction augmente en fonction de l'augmentation de l'angle d'orientation. Cette tendance est similaire à celle trouvée expérimentalement par Liao *et al.* (1997). L'étude de sensibilité du modèle à la taille de fissure a révélé que la résistance à la traction diminue en augmentant la taille de la fissure préexistante. Cette sensibilité est identique à celle constatée par Cai et Kaiser (2004). L'étude de sensibilité à la discrétisation a montré que la discrétisation (équivalent au maillage pour un calcul par la méthode des éléments finis) n'influe pas sur la réponse mécanique macroscopique du modèle. Ce résultat est important vu que les codes de calcul basés sur la MED sont généralement dépendants à la discrétisation (Potyondy et Cundall 2004, Tarock et Fakhimi 2013, Cho *et al.* 2007).

Ce résultat conduit à utiliser des maillages grossiers pour simuler les problèmes de mécanique des roches. L'utilisation des maillages grossiers minimise le temps de calcul. La sensibilité du modèle à l'amortissement est relative à l'essai simulé. Pour l'essai de compression triaxiale, l'amortissement numérique influe sur la valeur de la résistance à la compression. Cette influence est expliquée par l'effet inertiel des particules sur tout l'échantillon. Avec une faible valeur de l'amortissement, l'effet inertiel des particules est important. D'où la création des microfissures est bien intense et la résistance de l'échantillon est plus faible.

Pour l'essai de traction directe sur un échantillon pré-fissuré, la rupture des contacts est produite dans une zone réduite qui est au voisinage de la fissure préexistante. D'où, l'effet inertiel des particules est réduit à la zone de rupture des particules. Par conséquent, l'amortissement numérique n'est pas influant sur la résistance à la traction.

Dans la dernière partie du chapitre, les différentes composantes énergétiques ont été déterminées : l'énergie élastique, l'énergie dissipée par fissuration, l'énergie dissipée par frottement entre les particules, l'énergie dissipée par amortissement, l'énergie cinétique, le travail externe et l'énergie potentielle. Le bilan des énergies est calculé en soustrayant les énergies dissipées : énergie élastique, énergie dissipée par fissuration, énergie dissipée par frottement entre les particules, l'énergie dissipée de l'amortissement et l'énergie cinétique, des énergies fournies : le travail externe et l'énergie potentielle.

Afin de vérifier la formulation des différents composants énergétiques, le bilan énergétique a été évalué. Trois chemins de chargement ont été simulés : essai de compression triaxiale pour le chemin de compression, essai de traction directe pour le chemin de traction et essai de cisaillement direct pour le chemin de cisaillement. Le bilan des énergies obtenu est correctement pour les trois essais. Le ratio de bilan des énergies ( $W^*$ ) est inférieur à 3% pour l'essai de compression triaxiale, est égale à 2% pour l'essai de traction directe et est égale à 0,1%. Par conséquent, on peut dire que la formulation des composantes énergétiques est robuste.

Après la phase de la vérification des composantes énergétiques, nous envisageons d'étudier la propagation des fissures en mode I à l'échelle de l'échantillon du laboratoire en prenant en compte l'aspect mécanique (facteur d'intensité des contraintes et le volume de la zone de processus de fissuration FPZ), l'aspect énergétique (l'énergie dissipée par fissuration) et l'aspect numérique (l'influence du maillage sur les deux aspects précédents). La corrélation entre l'énergie dissipée et l'activité microsismique est également étudiée à l'échelle du laboratoire en s'appuyant sur les travaux de thèse de Wassermann (2006).



## CHAPITRE 3. SIMULATION DE LA FISSURATION A L'ECHELLE DU LABORATOIRE

---

### 1.Introduction

Dans ce chapitre on évalue les capacités du MED pour traiter le mécanisme de propagation des fissures en mode I et la rupture macroscopique, à l'échelle de laboratoire. En s'appuyant sur le concept de rayon d'interaction proposé et implémenté dans le code Yade par Scholtès et Donzé (2013), nous montrons que ce code peut être utilisé indépendamment de l'effet de la discrétisation sur la réponse macroscopique de l'échantillon, ainsi que sur les caractéristiques des zones de processus de fracture (FPZ), en étudiant la réponse mécanique simulée pour différents chemins de chargement avec différentes discrétisations de l'échantillon numérique.

Deux essais typiques de fissuration en mode I ont été simulés : essai de traction direct avec un échantillon pré-fissuré au centre et essai de flexion trois points avec une entaille. Différentes discrétisations ont été générées, les comportements macroscopiques, la ténacité en mode I, l'énergie dissipée par les microfissures et le volume de FPZ ont été analysés.

La caractérisation en laboratoire des roches ferrifères lorraines par des essais de compression uniaxiale et triaxiale a fait l'objet de nombreuses études notamment dans le cadre des travaux du GISOS : Groupement de recherche sur l'Impact et la Sécurité des Ouvrages Souterrains (Grgic 2001, Homand 2004, Wassermann 2006, ...). En particulier, dans sa caractérisation de laboratoire des couches brune et grise de minerai du fer, Wassermann (2006) a couplé les mesures mécaniques (contraintes, déformations) à celle de l'activité acoustique grâce à un dispositif spécifique de mesures géophysiques. Dans ce chapitre nous avons également investigué numériquement la corrélation entre l'énergie de fissuration et l'activité sismique à partir des résultats des essais réalisés par Wassermann (2006). Les microparamètres qui gouvernent la réponse mécanique de l'échantillon numérique ont été préalablement calés à partir des courbes expérimentales des deux couches



de minerai du fer et des propriétés mécaniques obtenues par Wassermann (2006). Deux essais de compression uniaxiale et un essai de compression triaxiale ont été simulés. L'évolution de l'énergie de fissuration et des événements acoustiques numériques a été comparée à celle obtenue sur essais expérimentaux de Wassermann (2006).

## 2. Simulation de la propagation des fissures en mode I

### 2.1. Présentation du problème

La rupture du mode I est la plus fréquente dans les géomatériaux fragiles. Ce mode de rupture peut être étudié en laboratoire en effectuant deux types d'essai sur des échantillons pré-fissurés : (a) essai de traction direct, (b) essai de flexion trois points.

Afin d'évaluer les capacités du modèle en termes de propagation de la fracture, les simulations des deux tests ont été réalisées puis discutées en termes de ténacité en mode I ( $K_{IC}$ ) caractéristique intrinsèque de la roche comme indicateur global de la résistance du matériau.

Les simulations présentées ont été réalisées sur des échantillons calés sur la réponse mécanique du granite du Lac du Bonnet. Ce choix est motivé pour deux raisons principales : (a) le mécanisme d'initiation et de propagation de fissures ainsi que la rupture fragile de cette roche ont été largement étudiés et bien documentés dans la littérature, tant en laboratoire qu'in situ (Martin et Chandler 1994, Read et Martin 1996, Martin *et al.* 1997), (b) les microparamètres d'entrée ont déjà été calés et discutés par Scholtès et Donzé (2013), mais également utilisés dans le précédent chapitre. En outre, plusieurs études de modélisation basées sur le MED ont été menées sur ce matériau (Potyondy et Cundall 2004 ; Fakhimi 2004 ; Cho et al. 2007, Wang et Tonon 2010).

Les échantillons numériques utilisés pour les deux tests sont présentés sur la Figure 66. L'échantillon utilisé dans l'essai de traction directe est un parallélépipède  $200 \times 400 \times 200 \text{ mm}^3$  qui contient une entaille préexistante (fissure centrale) de  $10 \times 200 \text{ mm}^2$  pour une longueur caractéristique de l'entaille  $l_c = 10 \text{ mm}$ . Celui utilisé pour l'essai de flexion trois points est un parallélépipède  $240 \times 80 \times 30 \text{ mm}^3$  et contient une entaille préexistante de  $30 \times 30 \text{ mm}^2$  conduisant à un rapport entre la longueur caractéristique d'entaille ( $l_c = 30 \text{ mm}$ ) et la hauteur de la poutre égale à 0.375. Pour l'essai de flexion trois points, le chargement est simulé en appliquant la vitesse de déplacement sur le piston supérieur (Figure 66-b) alors que, pour le test de traction directe, le chargement est simulé en appliquant une vitesse de déplacement sur les particules situées aux limites inférieure et supérieure de l'échantillon comme illustré sur la Figure 66.

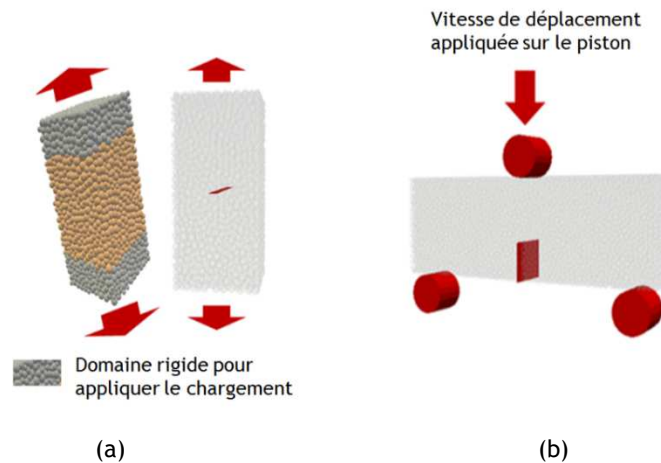


Figure 66. Modèles numériques de l'essai de traction direct (a) et l'essai de flexion trois points (b) simulés sur des échantillons préfissurés, conditions aux limites et chargement.

## 2.2. Essai de traction directe

Afin d'étudier l'effet de la discrétisation sur le comportement macroscopique, la ténacité en mode I, le volume de FPZ et l'énergie dissipée par fissuration, plusieurs échantillons numériques ont été simulés avec un nombre de particules allant de 5 k à 200 k particules ( $k = 1000$  particules), en gardant, pour tous les cas, un rapport entre les rayons minimum et maximum de particules égal à 0,5 ( $R_{min}/R_{max} = 0.5$ ). Afin d'assurer les mêmes propriétés macroscopiques pour tous les échantillons, le coefficient de rayon d'interaction doit être ajusté pour chaque échantillon afin de maintenir le nombre de coordination constant ( $N = 13$ ). Les échantillons ont un rayon moyen de particules  $\bar{r}$  allant de 0,75 à 0,25 mm comme illustré sur le Tableau 1.

Tableau 1. Valeurs des rayons moyens pour les différentes discrétisations utilisées dans la simulation de l'essai de traction directe.  $k=1000$  particules.

Nombre de particules ( $k=1000$ )	5 k	10 k	20 k	40 k	100 k	200 k
Rayon moyen $\bar{r}$ (mm)	0,75	0,6	0,48	0,38	0,28	0,25

Les échantillons sont chargés avec une vitesse égale à  $2 \times 10^{-3} \text{ ms}^{-1}$  comme expliqué dans le chapitre 2

La ténacité en mode I du matériau dans l'essai de traction directe est classiquement donnée par la valeur de contrainte axiale maximale  $\sigma_{max}$  comme suit :

$$K_{IC} = \sigma_{max} \sqrt{\pi \frac{l_c}{2}} \quad (51)$$

Par ailleurs, l'énergie élastique du système peut être considérée comme un bon et simple indicateur de l'interaction entre les particules. En d'autres termes, la rupture de contact (rupture dans la direction normale) ou le glissement (rupture en cisaillement) signifie l'absence d'énergie élastique au niveau de contact rompu.

Cette énergie est évaluée, comme il a été longuement expliqué au chapitre 2, à partir des forces et des déplacements des contacts par la relation :

$$E_{el} = \frac{1}{2} \sum_{N_{ec}} \left( \frac{F_n^2}{k_n} + \frac{F_t^2}{k_t} \right) \quad (52)$$

avec  $N_{ec}$  le nombre des contacts interagissant dans la phase élastique,  $F_n$  et  $F_t$  les forces normal et tangentiel et  $k_n$  et  $k_t$  les raideurs normal et tangentiel.

La Figure 67 illustre les réponses contraintes-déformation axiale de tous les échantillons numériques ainsi que les évolutions de l'énergie élastique durant les simulations. Le Tableau 2 présente les valeurs de  $K_{IC}$  obtenues pour les différentes discrétisations.

Tableau 2. Valeurs de ténacité en mode I calculées pour l'essai de traction directe pour différentes discrétisations (k=1000)

Nombre de particules	5 k	10 k	20 k	40 k	100 k	200 k
$K_{IC} (MPa \sqrt{m})$	0,79	0,8	0,82	0,81	0,85	0,79

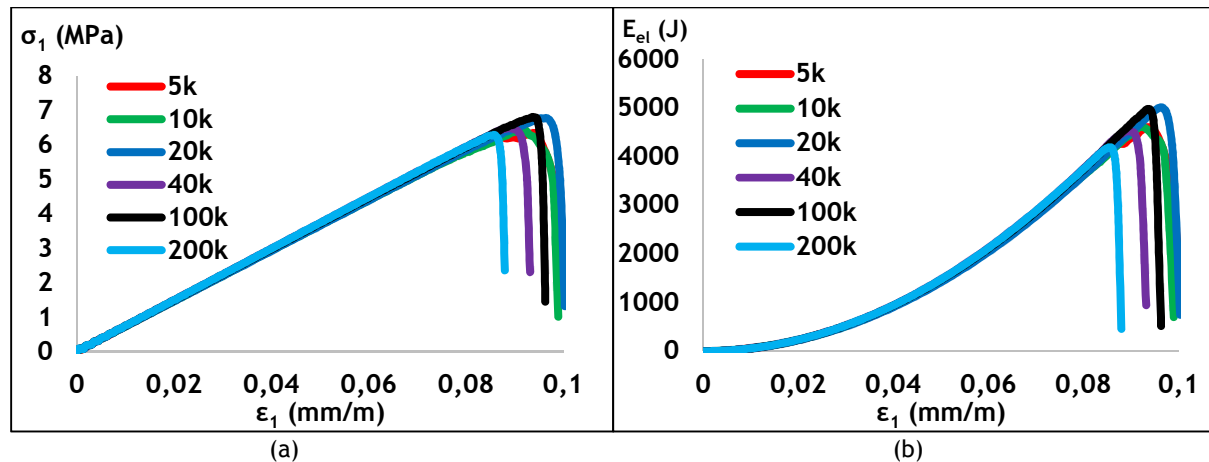


Figure 67. Influence de la discrétisation sur la réponse macroscopique des échantillons numériques dans le cas de l'essai de traction directe (k=1000 particules) : (a) courbes de contrainte/déformation axiale, (b) énergie élastique cumulée.

Les courbes contrainte-déformation présentées sur la Figure 67-a confirment que les différents échantillons numériques présentent des caractéristiques élastiques macroscopiques (module de Young) et de résistance presque identique. Le comportement prédit par le modèle MED est donc non-dépendant à la discrétisation (taille de particules). De même, la Figure 67-b indique que l'énergie élastique accumulée tout au long de la simulation ne change pas avec la discrétisation du modèle.

La ténacité de granite du Lac du Bonnet a été caractérisée en laboratoire par les essais de flexion trois points effectués par Lajtai et al. (1987) qui ont trouvé une valeur de  $K_{IC}$  égale à  $0.8 MPa \sqrt{m}$ . Comme le montre le Tableau 2, les valeurs

obtenues à partir des simulations numériques sont en très bon accord avec celles déterminées avec les essais expérimentaux. Ceci est encore plus remarquable vu que le calage du modèle a été réalisée par Scholtès et Donzé (2013) en considérant des chemins de chargement (traction directe et compression triaxiale sur des échantillons numériques non pré-fissurés) différents de ceux étudiés dans ce chapitre. En s'appuyant sur les résultats présentés sur la Figure 67 et le Tableau 2, on peut dire que les prédictions du modèle ne dépendent pas de la discrétisation. Ces résultats fondamentaux diffèrent de ceux publiés par Potyondy et Cundall (2004), Fakhimi (2004) et Cho et al. (2007) qui concluent que la ténacité mode I de leurs modèles MED dépend de la taille des particules utilisées. Pour étudier l'influence de la discrétisation sur la ténacité, Potyondy et Cundall (2004) ont simulé une série d'essai brésilien avec des rayons de particules allant de 2.975 mm à 0.765 mm. En effet, Potyondy et Cundall (2004) ont obtenu une relation linéaire entre  $K_{IC}$  et la racine carrée du rayon de la particule. Compte tenu de leurs résultats, ils ont recommandé que la taille des particules soit choisie en fonction de la ténacité de la fracture du matériau souhaitée lors de la modélisation de la propagation de la fracture avec leur modèle MED. Fakhimi (2004) a également étudié l'influence de la discrétisation sur la réponse macroscopique du modèle. Il a effectué des essais de compression triaxiale avec des rayons de particule de 0,27 mm, 0,263 mm et 0,258 mm. Il a obtenu que les contraintes maximales augmentent en augmentant le rayon des particules. Il a également insisté sur le fait que la ténacité en mode I est proportionnelle à la racine de rayon de particule dans son modèle des éléments discrets. Les travaux de Fakhimi et Tarokh (2013), Galouei et Fakhimi (2015), Fakhimi et Wan (2016) présentent également des dépendances similaires.

Nous montrons ici qu'il est possible de simuler la rupture en mode I des roches fragiles avec le MED sans subir d'effets de discrétisation. Il est connu que la durée des calculs est un inconvénient majeur de mise en œuvre des approches MED. Nous montrons qu'il n'est pas nécessaire d'utiliser un grand nombre de particules pour assurer un comportement macroscopique précis et représentatif. Ces caractéristiques intéressantes résultent de l'utilisation de coefficient de la zone d'interaction qui garantit que l'énergie élastique (et donc le comportement macroscopique) soit équivalente quelle que soit la discrétisation utilisée.

### **2.3.Essai de flexion trois points**

Afin de confirmer les résultats obtenus dans la précédente section, les simulations de l'essai de flexion trois points ont été effectuées sur des échantillons numériques avec différentes discrétisations allant de 5 k à 40 k (les rayons moyens sont égales à 0,24 mm pour la discrétisation 5k, 0,19 mm pour 10k, 0,15 pour 20k et 0,12 pour 40k), en gardant, pour tous les cas, un rapport entre les rayons minimal et maximal de particules égal à 0,5. Afin d'assurer les mêmes propriétés macroscopiques pour chacun d'eux, le coefficient de zone d'interaction a été ajusté pour chaque échantillon.

Dans le cas de flexion, nous nous sommes limités à la discrétisation de 40k car les valeurs des rayons moyennes des particules sont proches de celles utilisés dans les travaux de Fakhimi et Tarokh (2014) qui portent l'étude de sensibilité de leur modèle des éléments discrets à la discrétisation. Ils ont également simulé l'essai de flexion trois points avec différentes discrétisations. Les valeurs des rayons moyens des particules utilisés par Fakhimi et Tarokh (2014) sont égales à 0,3 mm, 0,6 mm et 1,2 mm.

La poutre est chargée par l'intermédiaire du piston supérieur avec une vitesse de 0,001 ms<sup>-1</sup>. Cette vitesse a été choisie en fonction des résultats d'une analyse de sensibilité pour garantir une réponse quasi statique de l'échantillon simulé. Pour ce cas particulier, la ténacité en mode I est calculée selon la relation empirique déterminée à partir des essais de laboratoire et proposée par Srawley 1976 :

$$K_{Ic} = \frac{LP_c}{bw^{\frac{3}{2}}} \frac{3}{2} \sqrt{\alpha} \frac{1,99 - \alpha(1-\alpha)(2,15 - 3,93\alpha + 2,7\alpha^2)}{(1+2\alpha)(1-\alpha)^{3/2}} \quad (53)$$

avec  $L$  la distance entre les supports,  $P_c$  la force maximale appliquée à la poutre,  $w$  la hauteur de la poutre,  $b$  l'épaisseur de la poutre,  $l_c$  la longueur caractéristique de la fissure et  $\alpha = \frac{l_c}{w}$ .

Il faut souligner que la valeur de  $P_c$  a été déterminée pour chaque discrétisation à partir des courbes de force-déplacement illustrées sur la Figure 68-a. Le Tableau 3 présente les rayons moyens de particules pour chaque discrétisation.

Tableau 3. Valeurs du rayon moyen des discrétisations utilisées pour l'essai de flexion trois points (k=1000).

Nombre de particules	5 k	10 k	20 k	40 k
Rayon moyen $\bar{r}$ (mm)	0,24	0,19	0,15	0,12

La Figure 68 présente l'évolution de la force et de l'énergie élastique durant les simulations en fonction de la discrétisation. Comme le montre le Tableau 4, les valeurs prédites de  $K_{IC}$  sont, une fois de plus, en accord avec la valeur déterminée expérimentalement par Lajtai et al. 1987, Homand et al. (1998).

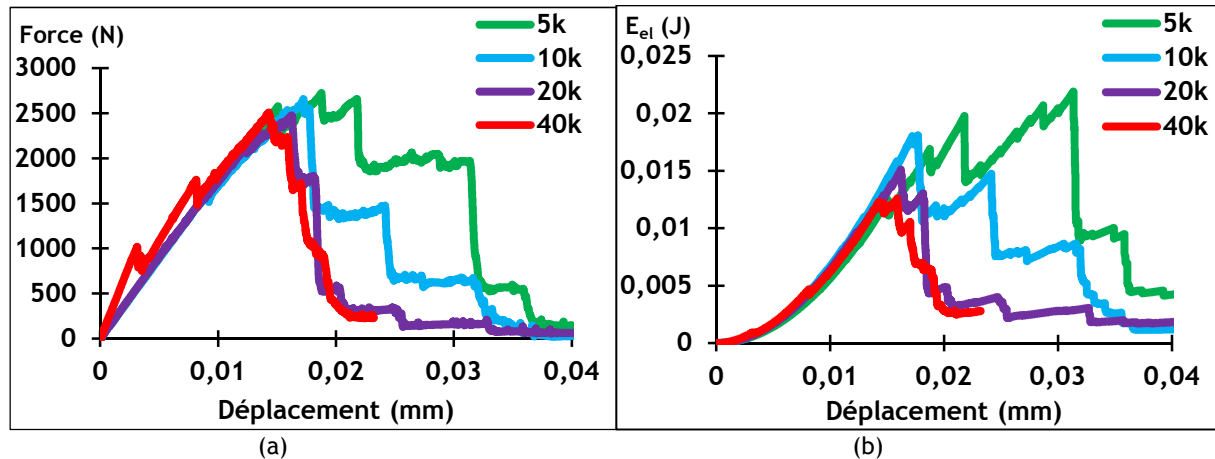


Figure 68. Effet de la discrétisation sur la réponse macroscopique de l'échantillon pour l'essai de flexion trois points ( $k=1000$  particules) : (a) courbe de force-déplacement, (b) courbe de l'énergie élastique accumulée-déplacement durant le chargement.

Ces résultats confirment d'une part que le comportement macroscopique prédit par le modèle est indépendant de la discrétisation. On peut noter que, par rapport aux résultats précédents de la simulation de la traction directe, la pente des courbes force-déplacement diminuent lorsqu'on s'approche progressivement du pic.

Pour expliquer cette observation, il est nécessaire de comprendre l'interaction des particules localement au voisinage de la pointe de fissure préexistante. La configuration de test régit le chemin de propagation des fissures. On peut voir sur la Figure 68-a que, dans l'étape de pré-pic, les courbes sont superposées, à l'exception de la poutre constituée de 40 k particules. En effet, la densité de contact au voisinage de la pointe de l'entaille est plus importante par rapport aux autres discrétisations. Ceci entraîne une rigidité plus élevée de l'assemblage des particules au début de la simulation, mais aussi une rupture plus rapide de quelques contacts que dans les autres cas en raison d'un plus grand nombre de contacts proches de la pointe d'entaille (surface libre). La force maximale, c'est-à-dire la résistance de la poutre, est similaire pour les différentes discrétisations.

Il a été constaté que l'évolution des courbes contrainte-déformation axiale et de force-déplacement dans la phase pré-pic est différente entre les deux essais. Cette différence est due à la différence de configurations des essais. Pour l'essai de traction direct, l'échantillon subit un champ de contrainte de traction pure. De plus, la propagation de fissure commence au pic. Ceci permet d'avoir une pente constante jusqu'au pic. Pour l'essai de flexion trois points, la poutre subit, à la fois, la traction dans la partie inférieure et la compression dans la partie supérieure. La propagation de fissure commence légèrement avant le pic c'est-à-dire au début de la diminution de la pente. Ainsi la configuration de l'essai influence l'évolution des courbes de contrainte-déformation et de force-

déplacement. Enfin, dans la phase post-pic, la chute de la force semble dépendre de la discrétisation. Cela s'explique par la propagation de fissures qui est différente pour chaque échantillon. Le résultat de cela est que plus la taille de particule est petite, moins le comportement macroscopique devient fragile. En fait, les ruptures se font par palier. On peut noter cependant que la résistance résiduelle est la même dans tous les cas de discrétisation.

En termes d'énergie élastique, l'évolution dépend de la discrétisation comme le montre la Figure 68-b. Contrairement à l'essai de traction directe, une partie du milieu est soumise à une compression (la partie au-dessus de la fissure). Cette zone stocke de l'énergie selon l'interaction entre les particules. En fait, par la nature de l'essai de flexion trois points, la zone dans laquelle les particules interagissent est limitée et se trouve au voisinage de la pointe de l'entaille. Vu que la densité de contacts est plus importante pour la discrétisation de 40 k particules, la fracture macroscopique résultante est plus plane, ce qui entraîne une accumulation d'énergie élastique moindre.

Tableau 4. Valeurs de ténacité en mode I obtenues dans les simulations de l'essai de flexion trois points en fonction de discrétisation.

Nombre de particules	5 k	10 k	20 k	40 k
$K_{Ic} (MPa \sqrt{m})$	0,86	0,85	0,79	0,81

## 2.4. Volume de la zone de processus de la fissuration (FPZ)

La zone de processus de la fissuration (FPZ) est définie comme étant la région où les processus de fissuration (rupture de contact) se produisent au voisinage de la pointe de fissure résultant de sa propagation. Fakhimi et Tarock (2013), Tarock et Fakhimi (2014), Galouei et Fakhimi (2015) et Fakhimi et Wan (2016) ont étudié la taille de la FPZ dans le cas de rupture en mode I pour différents matériaux quasi fragiles (granite, grès, roches synthétiques) et ont constaté que la taille de FPZ est influencée généralement par la taille de l'échantillon et le rapport entre la longueur de l'entaille (ou longueur caractéristique) et la hauteur de l'échantillon, disons « élancement ». Tarokh et Fakhimi (2014) ont également examiné l'effet de la taille des particules sur les dimensions du FPZ et ont montré qu'une augmentation de la taille des particules entraîne celle la largeur FPZ. Plus précisément, une analyse dimensionnelle de leurs résultats numériques a montré que la largeur de la zone de processus est une fonction linéaire du rayon moyen de particule.

Dans cette section, nous allons évaluer le développement et les dimensions de la FPZ des deux essais précédemment simulés afin d'examiner l'effet de la discrétisation sur la largeur de FPZ en particulier, et sur le volume de FPZ en général. Le volume de la FPZ a été calculé pour chaque cas. En effet, le volume FPZ a été calculé comme suit :

$$V_{FPZ} = w * L * D \quad (54)$$

avec  $L$  et  $D$  sont respectivement la hauteur et la profondeur FPZ. Il faut noter que l'épaisseur  $w$ , la longueur  $L$  et la profondeur  $D$  de FPZ sont présentés sur la Figure 69.

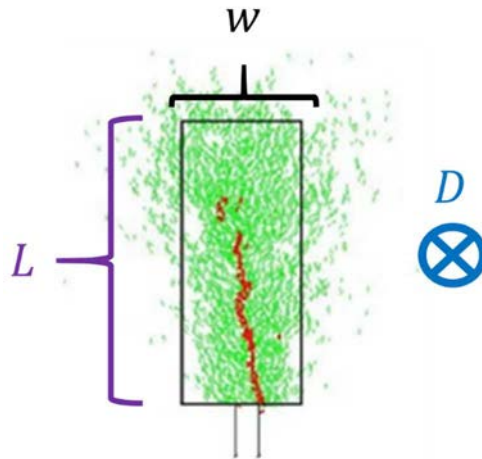


Figure 69. Illustration de l'épaisseur  $w$ , la longueur  $L$  et la profondeur  $D$  de la zone de processus de fissuration (FPZ) (Galouei et Fakhimi 2015 avec des rajouts).

Sur la Figure 70-a, les fissures se développant dans la simulation de flexion trois points sont indiquées pour deux étapes de chargement : phases post-pic et résiduelle. La Figure 70-b présente la répartition des fissures obtenues pour la simulation de la traction directe au pic et en fin de simulation.

Afin d'évaluer le volume de la FPZ, il est essentiel d'évaluer la distribution des fissures dans le milieu. Les Figure 70 et 71 présentent la distribution des fissures dans la direction des axes X, Y et Z pour les deux essais. Le long de l'axe X, la distribution de la FPZ correspond à sa largeur dans le cas de la simulation de l'essai de flexion trois points. L'histogramme (Figure 70-a) montre que les fissures suivent une distribution normale dans la direction perpendiculaire à l'entaille avec la moyenne  $\mu$  et l'écart type  $sd$ , respectif de 120 mm et 0,65 mm. Le long de l'axe Y, la distribution de la FPZ correspond à sa longueur. Les fissures sont réparties de manière homogène (Figure 70-b) le long de la direction de propagation. Enfin, le long de l'axe Z, la distribution de la FPZ correspond à sa profondeur. L'extension du FPZ le long de la profondeur de l'échantillon est homogène (Figure 70-c). Pour la traction directe, la Figure 71 illustre la distribution des fissures dans le sens de l'axe X (pour lequel l'étendue de FPZ correspond à sa longueur), les axes Y et Z (correspond à la profondeur FPZ). Il semble que les fissures soient réparties de manière homogène de chaque côté de l'entaille préexistante (Figure 71-a). Sur l'axe Y, la distribution de la FPZ correspond à sa largeur et l'histogramme de la Figure 71-b indique une répartition normale des fissures dans la direction perpendiculaire à l'entaille avec une moyenne  $\mu$  et un écart type  $sd$  égaux respectivement à 200 mm et 9 mm. La largeur de la zone de processus de fissuration  $w$  est calculée sur la



base des valeurs maximales ( $\mu + 2sd$ ) et minimales ( $\mu - 2sd$ ) atteintes dans chaque cas :  $w = (\mu + 2sd) - (\mu - 2sd) = 4sd$ .

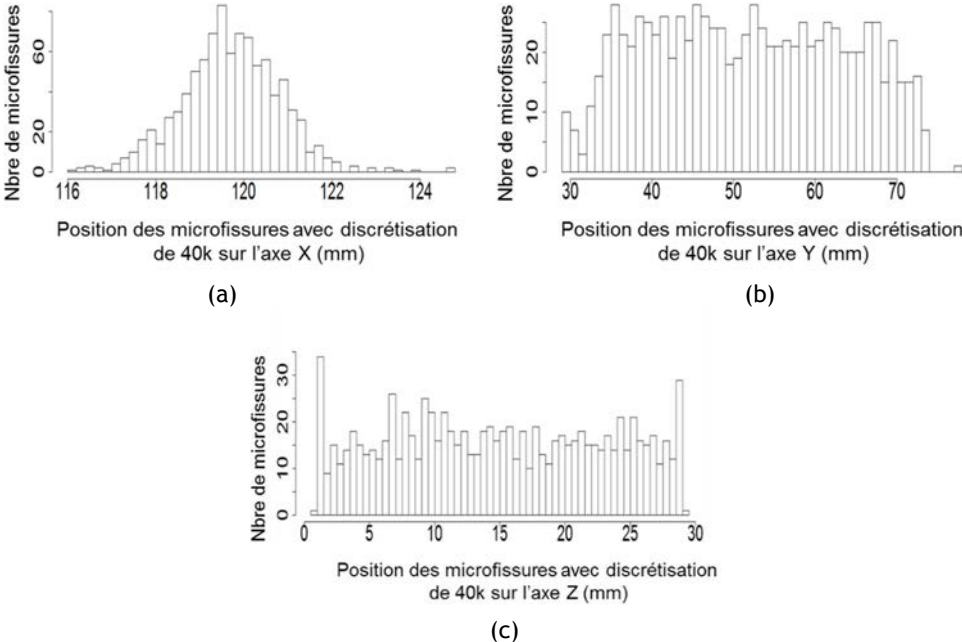


Figure 70. Histogrammes des microfissures pour la flexion trois points : (a) sur l'axe X, (b) sur l'axe Y et, (c) sur l'axe Z.

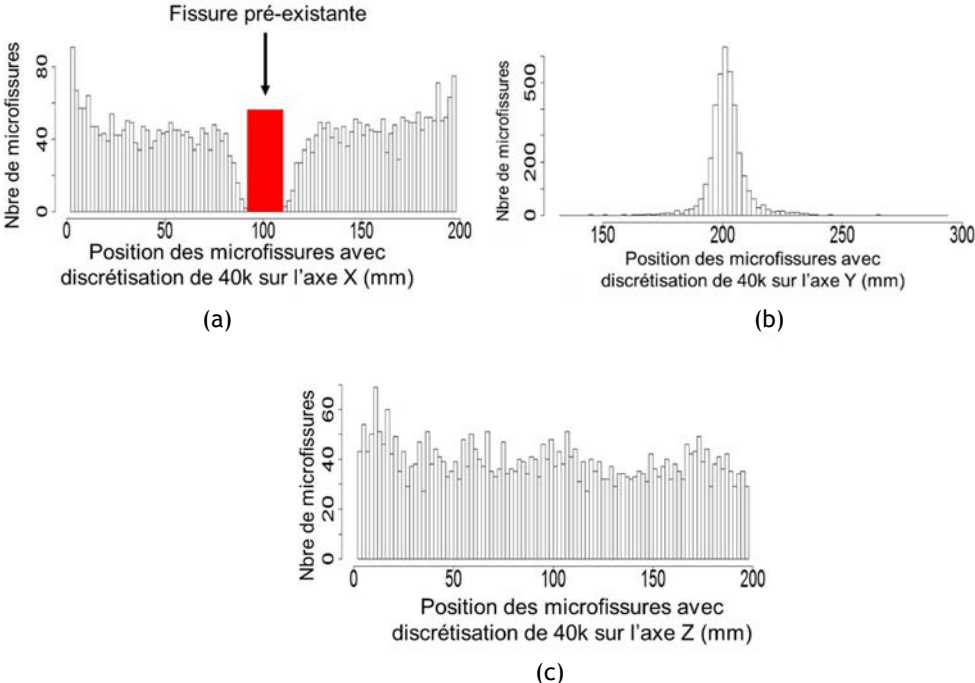


Figure 71. Histogrammes des microfissures pour la traction directe : (a) sur l'axe X, (b) sur l'axe Y et (c) sur l'axe Z.

Le Tableau 5 synthétise les valeurs de la moyenne ( $\mu$ ), de l'écart type ( $sd$ ) et de la largeur ( $w$ ) de la FPZ pour les simulations des deux essais en fonction de la

discrétisation. La largeur de FPZ correspond à sa distribution dans les directions de Y et X pour l'essai de traction directe et de l'essai de flexion trois points, c'est-à-dire dans la direction perpendiculaire à la direction principale de la propagation. On peut dire que la moyenne de la distribution de largeur de FPZ reste invariable pour les différentes discrétisations pour un même type d'essai.

Dans le cas de la simulation de la flexion trois points, la distribution des fissures dans les axes Y et Z, qui correspond respectivement à la longueur et à la profondeur, est quasi équivalente. A partir des distributions des fissures dans les axes Y et Z, on a  $L = 50 \text{ mm}$  et  $D = 30 \text{ mm}$ .

Dans le cas de la traction directe, la distribution des fissures sur l'axe X (autour de la fissure préexistante) et l'axe Z, qui correspondent respectivement à la longueur et à la profondeur de la FPZ, sont quasi équivalentes. De ces distributions des fissures dans les directions X et Z, on a  $L = 200 - l_c = 190 \text{ mm}$  et  $D = 200 \text{ mm}$ .

L'énergie dissipée par la fissuration ( $E_c$ ) a également été évaluée pour établir une corrélation avec le volume FPZ, mais aussi évaluer une fois de plus si celle-ci est impactée par la discrétisation. On rappelle que l'énergie dissipée par fissuration ( $E_c$ ) est définie comme l'énergie dissipée par rupture des contacts entre les particules et peut être calculée comme la somme de l'énergie dissipée à chaque pas de temps  $\Delta E_c$ , comme discuté dans le chapitre 2 :

$$\Delta E_c = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{N_{bc}(\Delta t)} \left( \frac{F_n^2}{k_n} + \frac{F_t^2}{k_t} \right) \quad (55)$$

avec  $N_{bc}(\Delta t)$  est le nombre de contacts rompus durant un pas de temps  $\Delta t$ .

Figure 72-a et Figure 73-a présentent le volume FPZ calculé à la fin des simulations en fonction du nombre de particules. La Figure 72-b et la Figure 73-b illustrent l'énergie dissipée par les microfissures. Les valeurs obtenues montrent que le volume de la FPZ et l'énergie dissipée par fissures ne dépendent pas de la discrétisation à partir d'un seuil de discrétisation de 20 k particules pour les deux essais.

Tableau 5. Valeurs de la moyenne, l'écart-type et l'épaisseur de FPZ en fonction de la discrétisation pour les simulations d'essais de traction directe et de flexion trois points.

Nombre de particules (k = 1000)	Moyenne $\mu$ (mm)	Écart-type $sd$ (mm)	Epaisseur $w$ (mm)
	Flexion trois points / traction directe	Flexion trois points / traction directe	Flexion trois points / traction directe
5 k	120 / 200	1 / 20	4 / 80
10 k	120 / 200	0,8 / 15	3,2 / 60
20 k	120 / 200	0,7 / 10	2,8 / 40
40 k	120 / 200	0,65 / 9	2,6 / 36
100 k	- / 200	- / 9,1	- / 36,4
200 k	- / 200	- / 8,7	- / 34,8

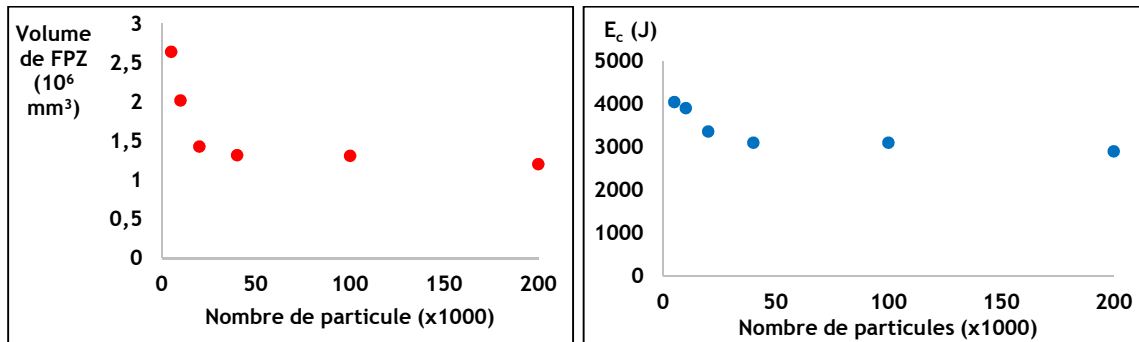


Figure 72. Traction directe : Sensibilité à la discrétisation (a) du volume de FPZ (b) de l'énergie dissipée par les microfissures.

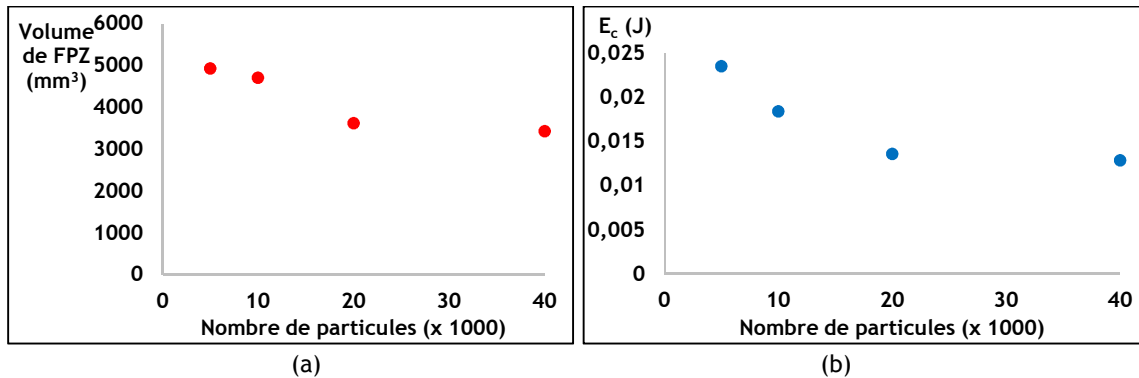


Figure 73. Flexion trois points : Sensibilité à la discrétisation (a) du volume de FPZ (b) de l'énergie dissipée par microfissures.

L'évolution de l'énergie dissipée par les fissures suit la même tendance que le volume de FPZ. Plus précisément, les valeurs de l'énergie dissipée et du volume FPZ à la fin des simulations diminuent en fonction de la discrétisation pour tendre vers des paliers atteints à partir de la discrétisation de 20 k. Cette valeur indique que l'énergie dissipée et le volume FPZ sont indépendants de la discrétisation du milieu si on utilise un échantillon numérique constitué par un nombre suffisant de particules.

La Figure 74 et Figure 75 présentent la distribution de la largeur FPZ pour les échantillons constitués par 5 k et 40 k particules respectivement pour la traction directe et la flexion trois points. La distribution est plus dispersée avec une discrétisation grossière qu'avec le maillage fin. A l'inverse la distribution des microfissures est moins dispersée pour l'essai de flexion trois points.

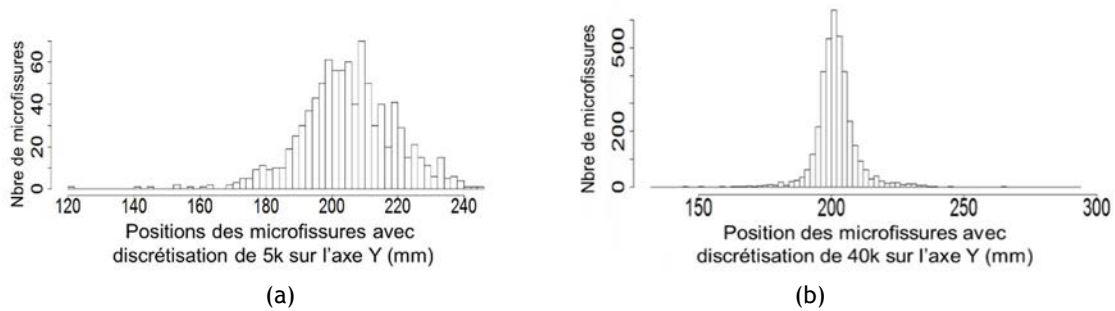


Figure 74. Histogrammes des microfissures pour l'essai de traction directe de la largeur de FPZ pour deux discrétisations : (a) 5 k ; (b) 40 k.

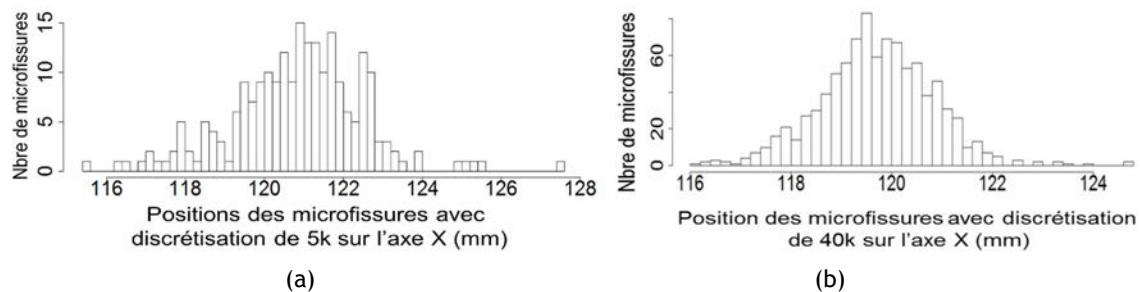


Figure 75. Histogrammes des microfissures pour l'essai de flexion trois points de la largeur de FPZ pour deux discrétisations : (a) 5 k ; (b) 40 k.

La dispersion de la distribution des microfissures est liée à la discrétisation. L'augmentation du nombre des particules entraîne l'augmentation du nombre des contacts dans l'échantillon numérique. Prenons le cas de l'essai de traction directe, le rayon moyen de la discrétisation la plus grossière (5 k particules) est égal à 0,75 mm et celui de la discrétisation la plus fine (200 k particules) est égal à 0,25 mm. Ceci veut dire qu'une particule d'une discrétisation grossière occupe plus de volume qu'une particule dans la discrétisation fine. Par conséquent, dans le voisinage de la fissure préexistante, le nombre de contacts est plus important dans la discrétisation fine. La Figure 76 présente une illustration de la discrétisation au voisinage de la fissure préexistante. On peut observer que dans la discrétisation grossière les microfissures sont dispersées à cause de la taille des particules.

Cette tendance est confirmée dans notre simulation de la fissuration dans les essais de flexion trois points et de traction directe. D'après les Figure 74 et 75, la dispersion est plus importante dans l'essai de traction directe. Par conséquent, on choisit de présenter la dispersion de la traction directe sur la Figure 77.

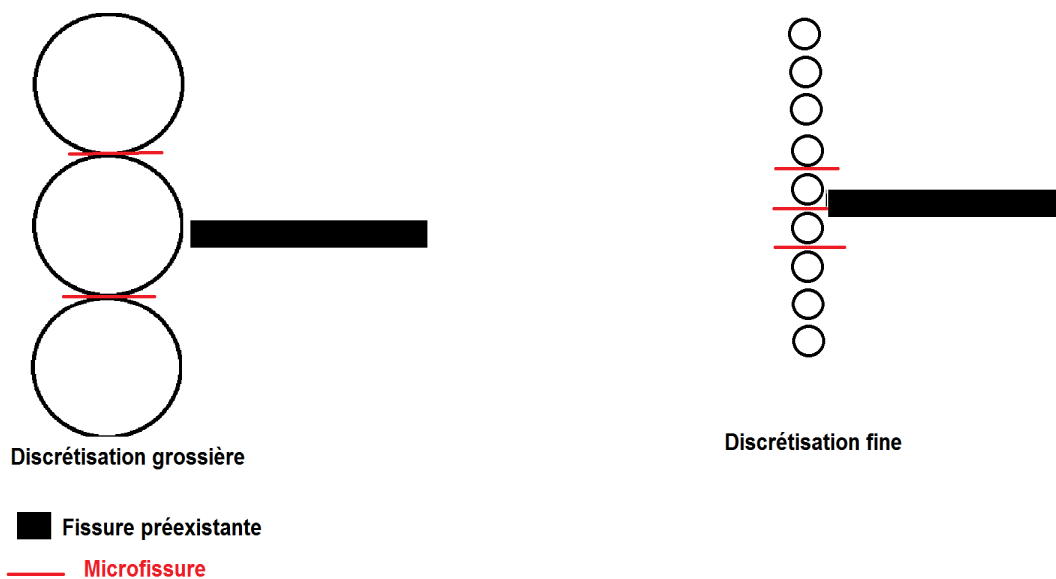


Figure 76. Illustration de l'effet de la discrétisation sur la rupture des contacts au voisinage de la fissure préexistante.

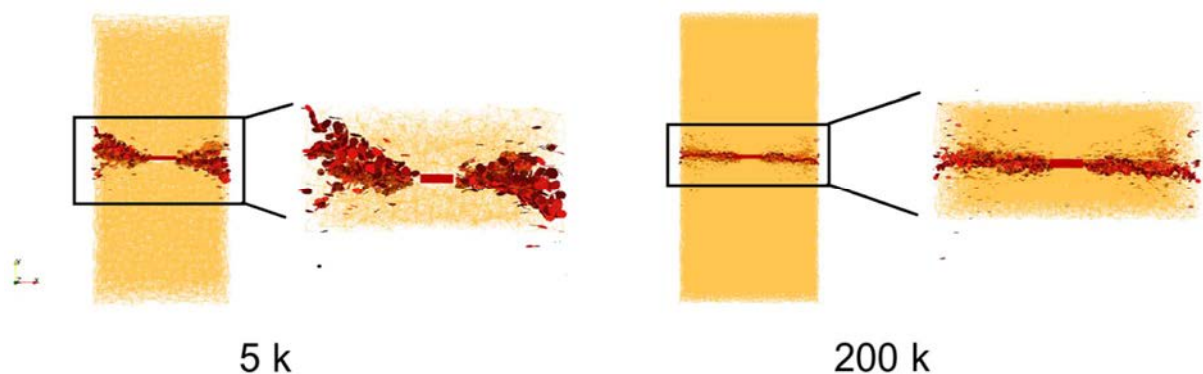


Figure 77. Influence de la discrétisation sur la dispersion des microfissures dans l'essai de traction directe.

L'examen de l'effet de discrétisation sur la propagation de la fracture du mode I à l'échelle de laboratoire permet de déterminer la discrétisation optimale qui est un compromis de l'indépendance de la discrétisation et du temps du calcul, dans l'objectif de modélisations à plus grande échelle. Pour l'essai de traction directe, le temps de calcul pour simuler l'essai avec la discrétisation 5000 particules prend 15 minutes. Par contre, le calcul prend 12 heures avec la discrétisation de 200000 particules. Pour l'essai de flexion trois points, l'essai est simulé en 3 heures pour la discrétisation de 5000 particules. Néanmoins, avec la discrétisation de 40000 particules, le temps de calcul est égal à 48 heures. Il faut noter que les calculs ont été effectués avec une machine dont le processeur est Intel XEON à 64 Go de RAM. Par conséquent, la recherche de compromis entre la qualité des résultats et le temps de calcul est indispensable pour les éléments discrets.

En considérant l'absence de l'influence de discrétisation comme critère à partir duquel le volume FPZ et l'énergie dissipée des fissures,  $E_c$ , ne changent plus significativement en fonction de la discrétisation, il est clair que l'assemblage de

20 k de particules représente cette valeur limite dans les deux cas de tests de laboratoire. De plus, en examinant les rapports entre le rayon moyen de particules et la longueur caractéristique de l'entaille préexistante (10 et 30 mm, respectivement pour les essais de traction directe et de flexion trois points), la discrétisation de 20 k est associée à un ratio  $\bar{r}/l_c$  de 0,05 ; c'est-à-dire  $\bar{r}$  égal à 5 % de la longueur caractéristique peut représenter le rayon de particules suffisant pour une réponse représentative du matériau. C'est ce critère qui sera mis en avant pour le choix d'assemblage de particules dans les modélisations à l'échelle des structures qui sont présentées dans le prochain chapitre.

En conclusion, la fissuration en mode I simulée à l'échelle du laboratoire prouve que notre modèle des éléments discrets est capable de prédire correctement la réponse mécanique macroscopique d'une roche fragile. En outre, la réponse mécanique et les valeurs  $K_{IC}$  ne dépendent pas de la discrétisation du modèle. Enfin, il est également montré qu'à partir d'un certain seuil d'assemblage de particules, le volume FPZ et l'énergie dissipée par les fissures ne dépendent pas de la discrétisation. Ce qui permet de simuler un milieu de roche fragile sans compromettre le comportement macroscopique intrinsèque en raison de problèmes de discrétisation.

### **3.Corrélation entre l'énergie de fissuration et l'activité microsismique mesurée en laboratoire**

Le but de cette section est d'établir une corrélation entre le comportement mécanique d'une roche et l'activité microsismique en relation avec son endommagement induit par une sollicitation mécanique, à partir de modélisation avec le code Yade. Pour cela nous nous sommes appuyés des travaux de Wassermann (2006) relativement aux couches grise et brune du minerai de fer lorrain. Il s'agit d'une caractérisation en laboratoire des roches ferrifères lorraines par des essais de compression uniaxiale et triaxiale. Les travaux de Wassermann (2006) ont été effectués dans le cadre de programme de recherche intitulé GISOS qui a regroupé le Bureau de Recherches Géologiques et Minières (BRGM), l'Institut National de l'Environnement Industriel et des Risques (INERIS), et l'Institut National Polytechnique de Lorraine (INPL) représenté par le Laboratoire Environnement Géomécanique et Ouvrages (LaEGO) (actuellement GéoRessources).

Afin d'établir une corrélation entre l'énergie de fissuration discutée dans le précédent chapitre et l'activité micro-sismique, nous avons entrepris une étude comparative qualitative et quantitative entre les résultats obtenus numériquement et ceux issus d'essais de laboratoire avec mesures d'atténuation menés par Wassermann (2006). Cette caractérisation en laboratoire a porté sur le minerai de fer lorrain et les marnes intercalaires. Nous allons comparer le nombre et l'évolution des événements acoustiques déterminés expérimentalement et l'énergie de fissuration et le nombre cumulé de microfissures prédits numériquement.

### 3.1. Propriétés mécaniques du minerai de fer et calibration des microparamètres

L'endommagement est généralement caractérisé en laboratoire par l'analyse de l'évolution des modules élastiques sur des cycles de charges-décharges, les mesures de vitesses de propagation des ondes et d'atténuation et celles des émissions acoustiques. Wassermann (2006) et Wassermann et al. (2009) ont effectué des essais de compressions uniaxiale et triaxiale sur des échantillons de minerai de fer (couches grise et brune) et de marnes intercalaires. Ces essais de compression ont été effectués à une vitesse de déformation axiale moyenne constante de  $10^{-5} s^{-1}$ . Pour l'essai de compression triaxiale le confinement est égal à 5 MPa. La contrainte de confinement est atteinte par la montée hydrostatique et maintenue constante durant l'essai. Pour les essais de compression uniaxiale, les échantillons sont de diamètre 70 mm et d'élanement 2. Pour les essais de compression triaxiale les échantillons ont des diamètres de 50 mm et un élanement égal à 2. Les courbes types contrainte-déformations et contrainte-déplacement axial du minerai de fer issues des essais effectués par Wassermann (2006) sont données à titre indicatif sur la Figure 78.

Afin de caler numériquement le comportement mécanique des couches grise et brune à partir des micro-paramètres (ou paramètres d'entrée pour le code Yade), il est nécessaire de disposer des propriétés mécaniques macroscopiques suivantes :

- module de Young  $E$
- coefficient de Poisson  $\nu$
- résistance à la compression uniaxiale  $\sigma_c$
- résistance à la compression avec différentes valeurs de confinement  $\sigma_3$  (c'est-à-dire, enveloppe de rupture)
- résistance à la traction  $\sigma_t$

Le module de Young, le coefficient de Poisson, les résistances à la compression simple et triaxiale sont déterminées à partir des courbes de contrainte/déformations issues des essais. Ces caractéristiques mécaniques macroscopiques ont été identifiées par Wassermann (2006).

La valeur de la résistance à la traction est tirée de la synthèse géotechnique effectuée par Al Heib (2002) autour du site pilote de Tressange.

Les propriétés mécaniques résultantes des deux références sont résumées dans le Tableau 6.

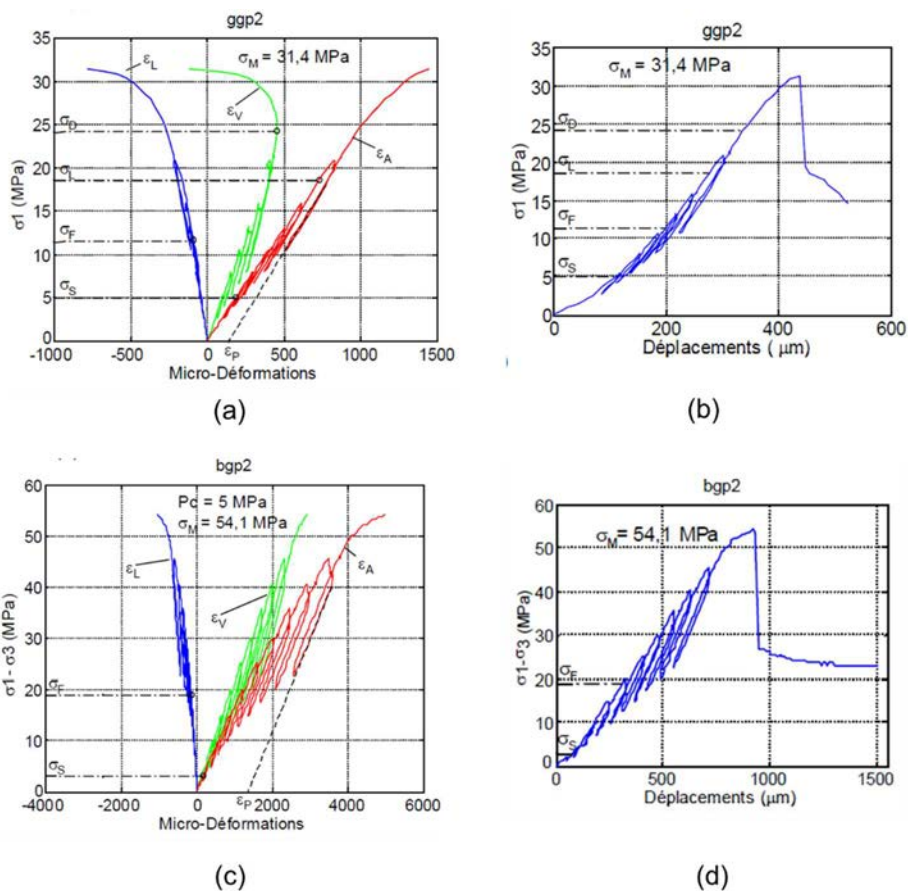


Figure 78. Courbes de contrainte-déformation et contrainte-déplacement des essais de compression uniaxiale (a et b) et triaxiale (c et d) effectués par sur la couche grise et brune, respectivement, de minerai de fer (2006) : (a) et (c) courbes de contrainte-déformations axiale, latérale et volumique ; (b) et (d) courbe de contrainte déplacement axiale (Wassermann 2006).

Tableau 6. Propriétés mécaniques des couches grise et brune du minerai de fer.

	Couche brune	Couche grise
$E(GPa)^{(*)}$	16,5	24,9
$\vartheta^{(*)}$	0,1	0,2
$\sigma_c(MPa)^{(*)}$	40	30
$\sigma_1 - \sigma_3$ pour $\sigma_3 = 5(MPa)^{(*)}$	54,1	-
$\sigma_t(MPa)^{(**)}$	3,5	2,5
$c(MPa)^{(***)}$	5,7	4,42
$\varphi(^{\circ})^{(***)}$	56	57,14

(\*) D'après Wasserman (2006), (\*\*) d'après Al Heib (2002) (\*\*\*) valeurs calculées en retour à partir de  $\sigma_c$  et  $\sigma_t$ .

Il faut noter que  $\sigma_M$  présente la valeur maximale de la contrainte déviatorique appliquée à l'échantillon de couche brune de minerai du fer.



Les micro-paramètres à caler dans Yade pour le minerai de fer sont :

- le module d'élasticité des particules ( $E_{micro}$ ) : la raideur normale  $k_n$  de contact entre les particules est alors calculée à partir de ce module et des rayons des particules en contact ;
- le rapport entre les raideurs de contact entre les particules  $k_t/k_n$  avec  $k_t$  la raideur tangentielle et  $k_n$ .
- la résistance à la traction de contact entre les particules ( $t$ )
- la cohésion entre les particules ( $c_{micro}$ )
- l'angle de frottement entre les particules ( $\varphi_{b,micro}$ )

A ces paramètres constitutifs, il faut ajouter un paramètre pseudo-constitutif qui est le nombre de coordination ( $N$ ) dont la détermination permet de reproduire le ratio  $\sigma_c/\sigma_t$  des résistances macroscopiques. Le calage s'effectue en 5 étapes :

1. Détermination du nombre de coordination ( $N$ ). La procédure essai-erreur est utilisée c'est-à-dire on choisit un nombre de coordination et on effectue les étapes de calibration. Dans le cas du granite de Lac du Bonnet, le ratio des résistances macroscopiques est égal à 20,5 et le nombre de coordination est égal à 13 d'après Scholtès et Donzé 2013. Le nombre de coordination a été déterminé par la procédure essai-erreur.
2. Détermination des paramètres élastiques. Le module d'élasticité des particules  $E_{micro}$  et le ratio  $k_t/k_n$  en simulant un essai de compression uniaxiale afin de reproduire les caractéristiques élastique (module de Young et coefficient de Poisson) du minerai à l'échelle du laboratoire. Afin de maintenir le comportement élastique, il suffit de « bloquer » la rupture des contacts entre particules en attribuant des valeurs importantes (un facteur multiplicatif de  $10^6$ ) à la résistance à la traction  $t$  et à la cohésion  $c_{micro}$  entre les particules.
3. Détermination de la valeur de  $t$  avec l'essai de traction direct. La valeur de  $t$  à retenir est celle qui approche le mieux la résistance à la traction macroscopique.
4. Détermination de la valeur de  $c_{micro}$  avec l'essai de compression uniaxiale. La valeur de  $c_{micro}$  à retenir est celle qui donne la résistance à la compression uniaxiale macroscopique. On peut avoir une idée sur l'ordre de grandeur de  $c_{micro}$  à choisir en considérant que le rapport de résistance est invariant entre les échelles micro et macro :  $\frac{\sigma_c}{\sigma_t} = \frac{c_{micro}}{t}$ . Cette hypothèse donne ainsi une indication sur la valeur de  $c_{micro}$  mais pas forcément la valeur à retenir.
5. Détermination de la valeur de  $\varphi_{b,micro}$  à partir des valeurs de pic des contraintes axiales issues des essais de compression triaxiale à différents confinements.

Les valeurs des différents micro-paramètres calés sont résumées sur le Tableau 7.

Tableau 7. Valeurs des micro-paramètres déterminées par calibration du comportement macroscopique du minerai de fer des couches brune et grise.

	Couche brune	Couche grise
Nombre de coordination ( $N$ )	12	12
Rapport des raideurs ( $k_t/k_n$ )	0,4	0,4
Module d'élasticité des particules ( $E_{micro}$ )	17 GPa	25 GPa
Cohésion entre les particules ( $c_{micro}$ )	17 MPa	12 MPa
Angle de frottement entre particules ( $\varphi_{b,micro}$ )	1°	30°
Résistance à la traction entre les particules ( $t$ )	3,2 MPa	2,3 MPa

## 3.2. Essais de compression uniaxiale

### 3.2.1. Cas de la couche brune

L'essai est réalisé avec des cycles successifs chargement-relaxation-déchargement. Cet essai a été simulé avec le code Yade en utilisant un échantillon parallélépipédique de dimensions 70x140x70 mm<sup>3</sup> (en respectant l'éclatement) constitué de 5000 particules piloté en vitesse de déplacement de 0,02 ms<sup>-1</sup>. Cette valeur a été choisie à l'issue d'une étude de sensibilité menée sur la vitesse de chargement et illustrée sur la Figure 79.

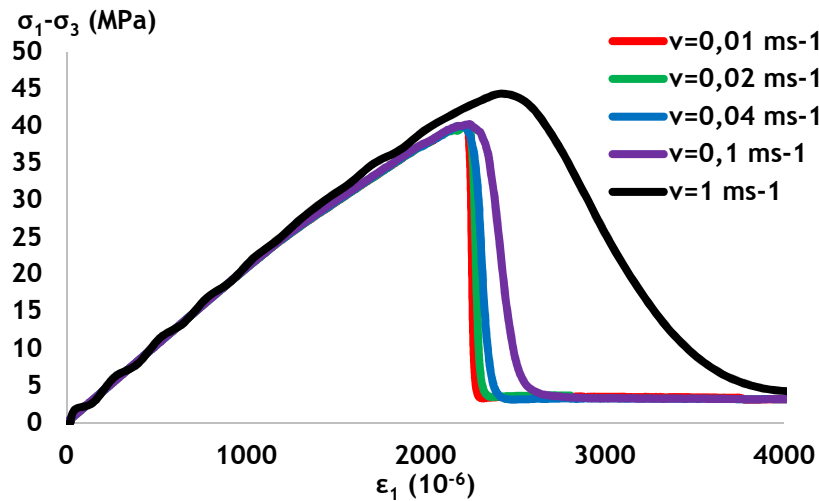


Figure 79. Illustration de l'effet de vitesse de chargement sur le comportement mécanique macroscopique.

A partir de la Figure 79, on peut constater que la vitesse de chargement impacte le comportement mécanique macroscopique de l'échantillon, en termes de résistance au pic et de comportement post-pic. Les critères de choix de la vitesse sont basés sur les courbes contrainte-déformation, mais également la durée de la simulation. En effet, les courbes correspondantes aux vitesses de chargement  $v = 0,01 \text{ ms}^{-1}$  et  $v = 0,02 \text{ ms}^{-1}$  sont quasi-superposés. Par contre pour les vitesses de chargement de  $v = 1 \text{ ms}^{-1}$ ,  $v = 0,1 \text{ ms}^{-1}$  et  $v = 0,04 \text{ ms}^{-1}$ , il est également à noter des différences dans la phase post-pic. L'adoucissement dans la phase post-pic, est plus important (pente moins raide en post-pic) en augmentant la vitesse de chargement. Plus la vitesse du chargement est importante, moins la rupture sera fragile. De plus, la résistance au pic devient plus importante pour la vitesse de chargement  $v = 1 \text{ ms}^{-1}$ . Sur la base du comportement mécanique macroscopique, deux valeurs de vitesse de chargement peuvent être retenues :  $v = 0,01 \text{ ms}^{-1}$  et  $v = 0,02 \text{ ms}^{-1}$ . En ajoutant la durée de simulation comme critère dans le choix qui augmente lorsque la vitesse diminue, la valeur de  $v = 0,02 \text{ ms}^{-1}$  a été retenue. La Figure 80 illustre l'effet de vitesse du chargement sur la durée de la simulation (nombre d'itérations).

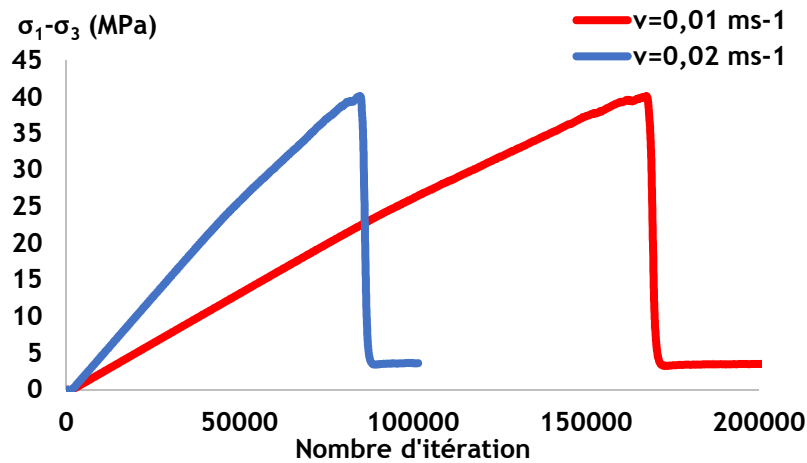


Figure 80. Influence de la vitesse de chargement sur la durée de la simulation.

Enfin, l'essai de compression uniaxiale a été simulé avec le code Yade en deux étapes : l'application d'une vitesse de chargement isotrope de  $0,001 \text{ ms}^{-1}$  jusqu'à atteindre  $0,1 \text{ MPa}$ <sup>1</sup>, suivi d'une montée en déviateur avec un chargement axial de  $0,02 \text{ ms}^{-1}$ . La réponse mécanique issue de la simulation a été comparée à celle issue de l'essai effectué par Wassermann (2006) comme le montre la Figure 81 en termes de déviateur en fonction du déplacement axial<sup>2</sup>.

<sup>1</sup> En fait, la compression uniaxiale a été simulée par une compression triaxiale de confinement égal à la pression atmosphérique pour prévenir des instabilités numériques.

<sup>2</sup> Expérimentalement, ce déplacement a été mesuré à l'aide de capteurs externes placés entre les plateaux de la presse afin de suivre le comportement post-pic du minerai, inaccessible avec les jauges de déformations qui donnent des mesures ponctuelles et continues, mais surtout cessent généralement de fonctionner quand elles se trouvent dans les plans de rupture macroscopique ou dans des blocs isolés de part et d'autre des plans de fractures induits dans la phase post pic.

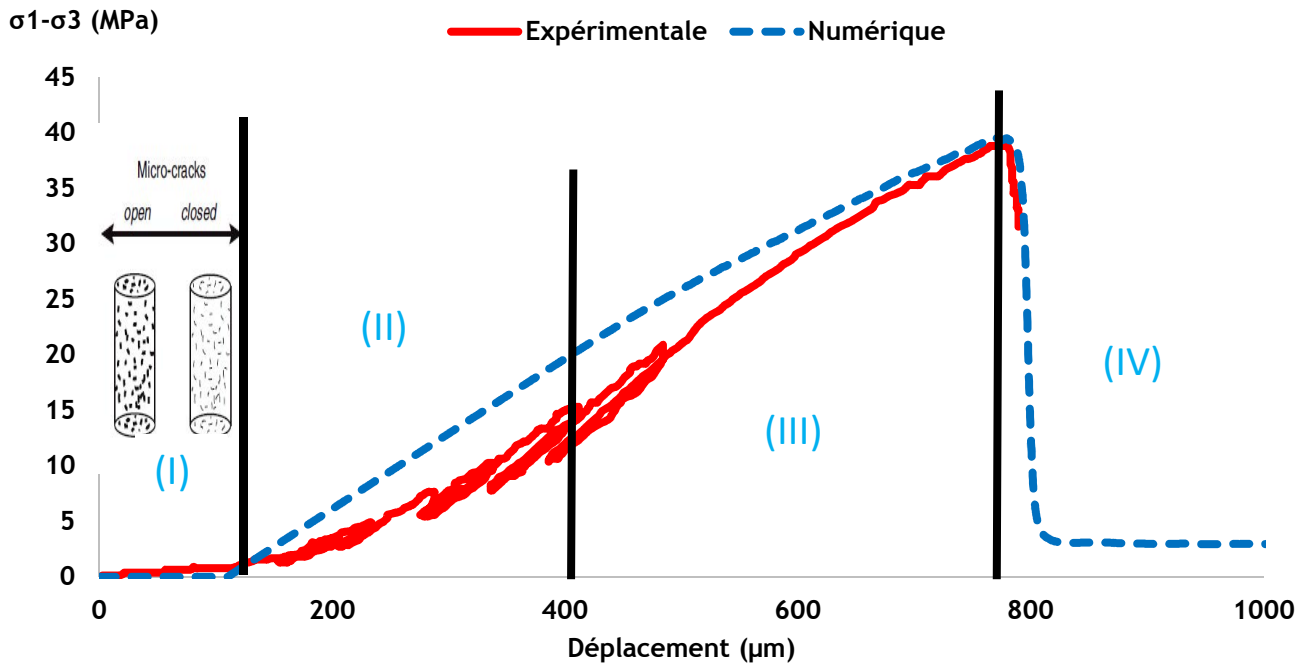


Figure 81. Réponse macroscopique du minerai de la couche brune. Comparaison entre l'essai de compression uniaxiale (Wassermann 2006) et la simulation numérique.

On peut constater que la réponse mécanique simulée correspond bien à celle obtenue expérimentalement.

A partir de la courbe contrainte/déplacement on peut différencier 4 phases :

- (I) La phase de serrage, est caractérisée par une augmentation progressive de la pente de la courbe qui correspond à l'accroissement de la rigidité de l'échantillon. Il s'agit également d'une manifestation macroscopique de la fermeture des microfissures préexistantes sub-orthogonales à la direction de la contrainte majeure. Dans la réponse mécanique de l'essai numérique, la phase de serrage est absente car l'échantillon numérique est intact et initialement préconsolidé. Par la suite, la courbe numérique a été translatée de sorte que les deux parties élastiques linéaires coïncide dans le but de mener plus facilement la comparaison entre l'essai et la simulation ;
- (II) La phase élastique est la partie linéaire. D'un point de vue physique, elle est associée à la déformation élastique des grains constitutifs de la roche ainsi que de glissement à travers les fissures préexistantes et/ou aux limites de grains (Wassermann 2006). Numériquement, elle correspond à la déformabilité élastique des contacts dans les directions normale et tangentielle, puisque les particules sont rigides (indéformables) ;

- (III) La phase d'endommagement et/ou de plasticité correspond à la diminution de la pente durant l'augmentation de la contrainte jusqu'au pic où la pente est nulle, dans cette phase on constate des changements réversibles et irréversibles liés à l'initiation et la croissance des fissures et/ou au comportement plastique de la roche ;
- (IV) La phase de rupture (en post pic) caractérisée par une pente négative de la courbe contrainte-déformation (/déplacement), et généralement par les fractures macroscopiques qui mènent à la rupture de l'échantillon. Cette phase est suivie d'un plateau résiduel, qui traduit un comportement purement frottant à travers les fractures ainsi formées.

La Figure 82 présente l'évolution du nombre d'émissions acoustiques enregistrées par Wasserman (2006) et de microfissures numériques créées durant notre simulation. Sur la même figure, nous avons également rappelé les quatre phases caractéristiques du comportement généralement observé sur les roches, et celui du minerai de fer lorrain en particulier. Enfin, cette figure montre une différence en termes d'amplitudes d'EA entre les mesures et la simulation. D'un point de vue qualitatif, les ruptures de contacts obtenues numériquement sont bien corrélées aux émissions acoustiques mesurées.

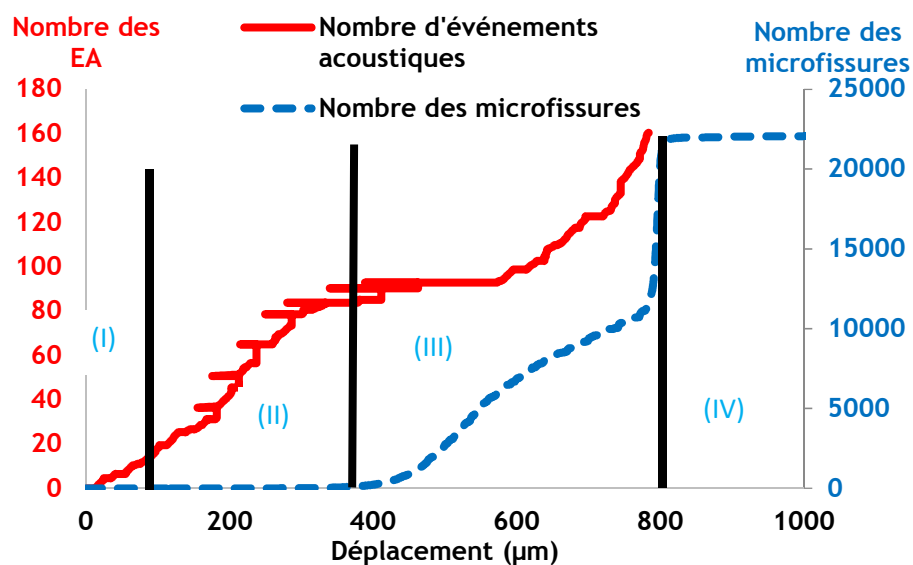


Figure 82. Evolution de nombre des émissions acoustiques (Wassermann 2006) et des microfissures (numériques) au cours d'une compression uniaxiale sur la couche brune du minerai de fer.

Il a été observé une différence d'amplitude entre le nombre des microfissures et celui des événements acoustiques. Néanmoins, la comparaison entre le nombre des événements acoustiques détectés durant un essai expérimental et le nombre des microfissures (rupture des contacts) déterminés pour un essai simulé n'est pas justifiée. En effet, une fissure observée dans un échantillon rocheux est une coalescence des microfissures préexistantes et/ou des microfissures induites des sollicitations appliquées sur l'échantillon.

Dans ce contexte, Hazzard et Young (2000) ont proposé une technique qui permet de compter les événements acoustiques. En effet, ils ont simulé avec PFC2D un essai de compression uniaxiale sur un échantillon préalablement calibré sur le granite du Lac du Bonnet. Le comptage des événements acoustiques est basé sur l'échantillonnage des microfissures créées en espace et en temps. Ils considèrent que les microfissures, qui se produisent ensemble dans un voisinage limité pendant une période courte (dans la thèse de Khazaei 2016, la période choisie est égale à 40 itérations), peuvent faire partie du même événement acoustique de rupture macroscopique.

Autrement dit, une rupture macroscopique est un ensemble de microfissures en coalescence créées en même temps. Ils considèrent que cette hypothèse est réaliste, car la plupart des événements sismiques sur le terrain sont constitués de nombreuses ruptures à plus petite échelle et du cisaillement des aspérités (Scholz 1990) et que les fractures de cisaillement se développent généralement à une vitesse finie (Madariaga 1976). Ainsi d'un point de vue numérique, Hazzard et Young (2000) proposent des étapes de calculs d'EA à 3 fissures sur la base de simulation de compression uniaxiale réalisée avec PFC2D et de calculs d'énergies (Figure 83).

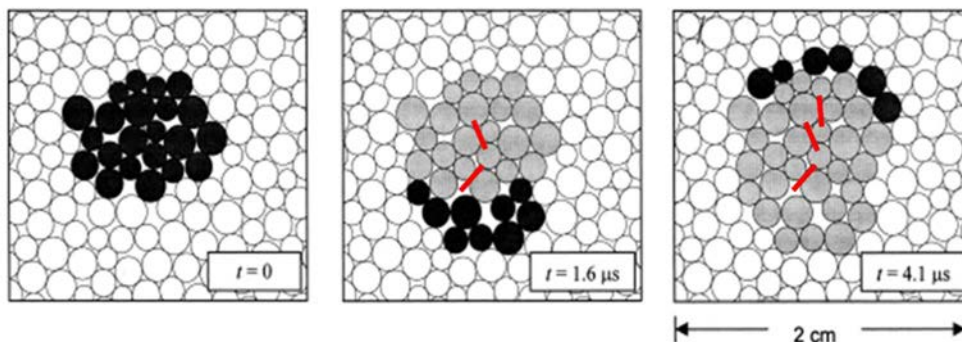


Figure 83. Trois étapes d'un EA composé de trois fissures. Les fissures (rupture de contact) sont représentées sous forme de lignes rouges (Hazzard et Young 2000).

Diverses approches ont été utilisées avec PFC pour compter les événements acoustiques et calculer les magnitudes sismiques. Hazzard et Young (2000, 2002 et 2004) ont utilisé une méthode basée sur les variations de forces autour de chaque nouvelle rupture de contact dans un voisinage bien limité, puis de calculer les magnitudes des moments. Cependant, des études effectuées par Young et al. (2005) ont montré que cette méthode peut surestimer les magnitudes.

Une deuxième approche a été proposée par Hazzard et Damjanac (2013). Celle-ci s'articule autour du calcul de l'énergie élastique dans un petit volume autour des fissures nouvellement créées pendant une courte durée de temps et calculer la magnitude en utilisant cette formule :  $M_e = \frac{2}{3} \log E_{el} - 3,2$ .

Avec cette méthode, les valeurs des magnitudes sont dépendantes du volume par le fait que l'énergie élastique calculée dans le volume choisi est dépendante du

volume choisi, ainsi que de la position des événements par rapport aux limites externes de l'échantillon (Damjanac 2010).

Khazaei (2016) a utilisé cette approche pour calculer la magnitude des événements acoustiques. Il a surveillé un volume limité autour d'une fissure créée durant une période dans laquelle la fissure est considérée « active ». Si chaque rupture de contact est considérée comme un événement acoustique, toutes les magnitudes seront proches les unes des autres, ce qui n'est pas réaliste. Afin de surmonter ce problème, les fissures sont regroupées dans les modèles PFC. Dans le but de regrouper les événements acoustiques, si une nouvelle fissure est créée dans le voisinage spatiale d'une ancienne fissure et l'énergie élastique est encore surveillée alors les deux fissures sont considérées comme étant une partie d'un événement acoustique. Hazzard et Damjanac (2013) ont considéré qu'un ensemble de fissures forment un événement acoustique si la distance entre les microfissures est inférieure ou égale à  $2D_{moy}$  ( $D_{moy}$  : diamètre moyen des particules) et la différence de temps de création des fissures est inférieure ou égale à 40 itérations. Khazaei (2016) a utilisé les mêmes hypothèses pour regrouper les événements acoustiques en PFC.

Le fait que le nombre des événements acoustiques soit sous-estimé par rapport à celui qui s'est réellement produit peut-être lié au système d'acquisition et la nature de matériau. Dans les essais effectués par Wassermann (2006), la détection des événements acoustiques a été effectuée via des capteurs TPZ (Transducteur Piezoélectrique) placés au niveau de l'échantillon. Il faut noter que les événements acoustiques sont engendrés par des processus microscopiques non-élastiques tels que l'amorçage, la croissance et la coalescence des microfissures.

Quand les événements acoustiques se produisent, leurs signaux sont captés. Ces signaux peuvent être caractérisés par l'amplitude maximale et l'énergie. L'énergie de signal est calculée à l'aide de l'amplitude maximale de signal enregistré par chaque voie de réseau de capteurs disposés autour de l'éprouvette de roche pour chaque événement comme suit :

$$W_S = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N (\sum_j A_{jk} \Delta t) \quad (56)$$

avec  $W_S$  l'énergie moyenne de signal (en  $V^2s$ ),  $N$  le nombre de traces où l'événement a été identifié,  $A_j$  la valeur des amplitudes à chaque pas d'échantillonnage du signal,  $\Delta t$  le pas d'échantillonnage.

Wassermann (2006) déduit que l'énergie de signal des événements acoustiques est égale à l'énergie dissipée par fissuration, car les événements acoustiques sont produits à l'issue de l'initiation et la propagation des fissures. L'énergie dissipée par fissuration calculée par Wassermann (2006) est en  $V^2s$  (Volt au carré multiplié par seconde). Par contre, l'énergie de fissuration déterminée numériquement est exprimée en Joule. D'où la nécessité d'homogénéiser ces deux énergies afin de mener une comparaison directe. Pollock (2013) a effectué le changement d'unité de l'énergie dissipée de  $V^2s$  en  $J$  en divisant l'énergie en  $V^2s$  par l'impédance d'entrée de préamplificateur comme suit :

$$E_S = W_S / R = \left( \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N (\sum_j A_{jk} \Delta t) \right) / R \quad (57)$$



avec  $R$  l'impédance d'entrée de préamplificateur. :  $E_S$  l'énergie de signal des événements acoustiques

Dans les essais de Wassermann (2006), le préamplificateur utilisé est PAC 1220A et l'impédance d'entrée est égale à  $10\text{ k}\Omega$ .

Il faut noter que les amplitudes du signal ne sont pas toutes détectées. Cette information nous mène à définir le seuil de détection.

Le seuil de détection est l'amplitude minimale de signal à partir de laquelle on démarre le comptage du nombre d'amplitudes d'un signal. C'est aussi connu, par le nombre de « coups » d'après Amitrano (1999).

Le seuil de détection est introduit par l'expérimentateur afin de déterminer la b-value (la constante  $b$  de la loi de Gutenberg-Richter) qui a son tour peut être corrélée à la fissuration (Scholz 1968, Amitrano 1999, Main et al. 1989, Main et al. 1994, Lockner et Byerlee 1991 et Lockner 1993) notamment au cours des essais mécaniques.

Wassermann (2006) n'a pas pu étudier la variation de b-value au cours de ses essais car le nombre des événements acoustiques reste relativement faible (112 événements acoustiques ont été détectés pour l'essai de compression uniaxiale) : seule une valeur de b-value par essai a été calculée par l'auteur.

Afin de comparer le nombre des événements acoustiques détectés dans les essais et celles évaluées à partir de nos simulations numériques, on a procédé au regroupement des événements acoustiques dans les mêmes conditions que celles utilisées par Khazaei (2016), à la différence d'un regroupement à toute les itérations contre 40 itérations dans le cas de l'auteur. En conséquence, même d'un point de vue numérique notre procédure de comptage d'évènements acoustiques surestimerait leur nombre par rapport à celle de Khazaei (2016) : la distance entre deux microfissures créées est inférieure ou égale à  $2 D_{moy}$  (diamètre moyen), et la période maximale qui sépare la création de deux microfissures est égal à 40 itérations. La Figure 84 illustre l'évolution du nombre d'évènements acoustiques détectés expérimentalement et prédits numériquement.

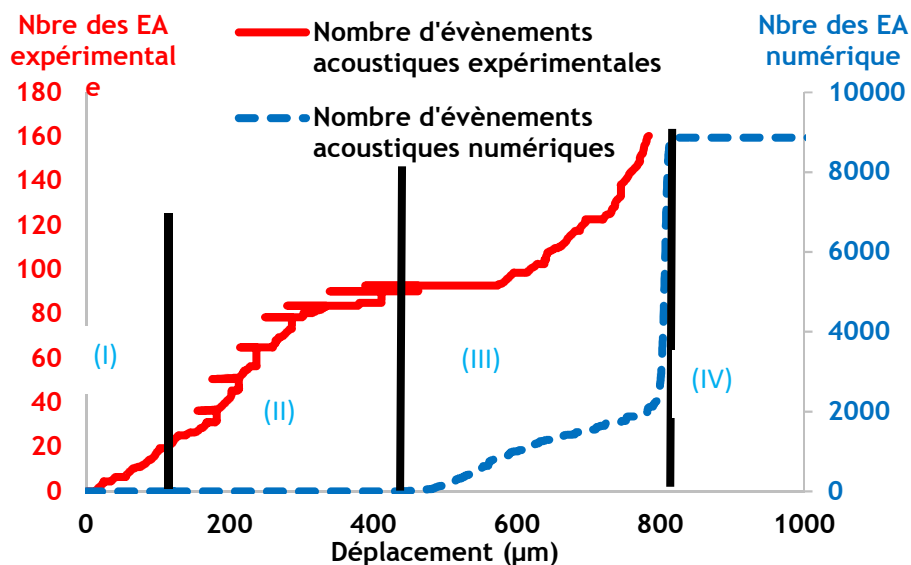


Figure 84. Evolution des événements acoustiques enregistrés (Wassermann 2006) et des événements acoustiques numériques de la couche brune : cas de l'essai de compression uniaxiale.

Dans la phase de serrage (I) : le nombre des événements acoustiques augmentent de manière importante. Cette augmentation résulte de la fermeture des microfissures.

Dans la phase élastique (II) : le nombre des émissions acoustiques expérimentales augmente et la forte activité des événements constatée dans la phase de serrage s'est poursuivie dans cette phase. Pour l'essai numérique, le nombre des émissions acoustiques est nul dans cette phase. En effet, les microfissures sont spatialement créées de manière isolée et le nombre d'itérations entre les microfissures créées est important, en conséquence les événements acoustiques numériques ne sont pas détectés dans cette phase.

Dans la phase d'endommagement (III) : pour les événements acoustiques expérimentaux, on distingue deux sous-phases. La première concerne la plage de déplacement comprise entre 400 et 600  $\mu\text{m}$ , et caractérisée par une absence d'activité microsismique. Dans la deuxième sous-phase de 600  $\mu\text{m}$  au pic, l'activité acoustique est de nouveau forte et le nombre des émissions acoustiques augmente de manière importante. Cette tendance peut être expliquée par le fait que dans la plage de déplacement de 400 à 600  $\mu\text{m}$ , des microfissurations sont produites dans l'échantillon mais le système d'acquisition n'a pas pu les détecter. Par contre, pour la phase de déplacement 600  $\mu\text{m}$  au pic, la fissuration produite a été détectable par le système d'acquisition. Pour les événements acoustiques numériques, on constate une augmentation progressive. Cette augmentation est due au fait que les microfissures se produisent. Ceci permet de dire que la fissuration commence à se produire à partir de cette phase.

Dans la phase post-pic (IV) : pour les émissions acoustiques expérimentales, un très faible nombre d'événements est détecté : 6 événements acoustiques, les données de Wassermann (2006) ne couvrent pas suffisamment cette phase. Pour les émissions acoustiques numériques, on remarque une forte augmentation due à la rupture macroscopique de l'échantillon. Le nombre des événements acoustiques atteint son maximum et un plateau est obtenu après le pic.

La Figure 85 présente l'évolution des énergies expérimentales et numériques dissipées par la fissuration durant l'essai de compression uniaxiale. Il peut être constaté que les deux courbes d'énergies dissipées ont la même allure.

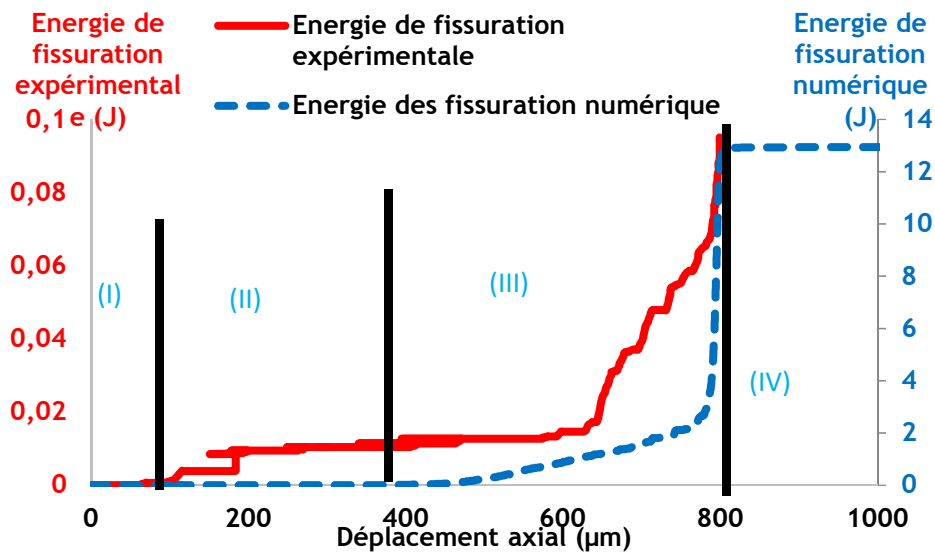


Figure 85. Evolution des énergies dissipées par les émissions acoustiques au cours d'une compression uniaxiale sur la couche brune (déduites des EA enregistrées par Wassermann 2006 et d'une valeur d'impédance de 10 kΩ) et les microfissures (prédites numériquement).

Phase de serrage (I) : expérimentalement, l'énergie dissipée par les événements acoustiques sont nulles (ou très faible)

Phase élastique (II) : l'énergie dissipée par les événements acoustiques augmentent de manière faible jusqu'à un plateau cela veut surtout dire que les événements acoustiques libèrent peu d'énergie. Numériquement, l'énergie dissipée par les microfissures augmente progressivement de  $2 \times 10^{-4}$  J au début de la phase jusqu'à 0,28 J à la fin de la phase. A la fin de cette phase, il a été constaté que l'énergie dissipée de l'échantillon numérique est largement plus importante que celle mesurée en laboratoire.

Phase d'endommagement (III) : comme déjà décrit, on distingue deux sous-domaines : le premier correspond au prolongement du plateau de la phase (II), le deuxième se traduit par une augmentation importante de l'énergie dissipée qui est associée à une accélération de la fissuration voire une limite entre deux modes de propagation (stable et instable). D'un point de vue numérique, l'énergie dissipée augmente progressivement, cette tendance est similaire à l'évolution de nombre des événements acoustiques dans cette phase.

Phase post-pic (IV) : pour l'énergie dissipée par les événements acoustiques dans l'essai, les événements acoustiques les plus forts énergétiquement se produisent car le mécanisme principal est celui du cisaillement le long de macro-fractures formées résultantes de la coalescence de microfissures. Numériquement, l'énergie dissipée augmente de manière importante et on peut même dire qu'on a un saut jusqu'à atteindre un plateau.

La comparaison d'un point de vue quantitatif entre les énergies dissipées confirme la différence d'amplitudes entre les événements acoustiques expérimentaux et celles numériques. Cette différence peut être expliquée par plusieurs facteurs liés d'une part à l'essai en lui-même et d'autre part au modèle numérique utilisé dans

la simulation. L'impédance d'entrée du préamplificateur utilisée dans le système est un facteur important dans le calcul de l'énergie dissipée.

Le choix du seuil de détection joue également un rôle clé dans le calcul de l'énergie dissipée à partir des mesures des événements microsismiques. En effet, si le seuil est faible le nombre des événements acoustiques devient plus important et l'énergie dissipée aussi. Wassermann (2006) n'a pas donné le seuil de détection.

Le nombre des événements enregistrés durant un essai est lié au système d'acquisition et la nature de matériau.

Les microfissures créées durant une simulation numérique sont facilement détectables avec le code Yade, d'autant plus le calcul de leur énergie vient d'être implémenté. Mais le nombre de microfissures dépend de la discrétisation. Si l'on augmente le nombre de particules, celui de contacts interparticulaires augmente également et par conséquent le nombre de contacts susceptibles de rompre augmentera vraisemblablement.

Le nombre des microfissures créées détecté avec le code est plus important que le celui des événements acoustiques enregistrés de par la :

- La difficulté à détecter la totalité des événements acoustiques au cours d'un essai expérimental qui est due au système d'acquisition, à la procédure et à la valeur du seuil de détection des événements, comme il a été discuté plus haut ;
- Les hypothèses utilisées dans le comptage des événements acoustiques issues des essais numériques.

Alors que l'activité microsismique est enregistrée dès le début de l'essai (et ce même dans les phases de serrage des microfissures préexistantes), d'un point de vue numérique, la phase élastique se caractérise par la contractance élastique de l'échantillon et une quasi absence de tractions locales et donc de microfissuration et d'énergie associée.

La fréquence des événements acoustiques est définie comme étant le nombre des événements acoustiques détectés entre les instants  $t$  et  $t + \Delta t$ . Le calcul des fréquences est effectué en soustrayant les valeurs consécutives des événements acoustiques cumulées. Sur la Figure 86, la fréquence instantanée des événements acoustiques expérimentaux (en bleu) et la fréquence des événements acoustiques numériques (rouge) et les courbes déviateur/déplacement axial expérimentale et numérique sont illustrées. Il faut noter que les fréquences des événements acoustiques expérimentales et numériques ont été normalisées par le maximum dans chaque cas.

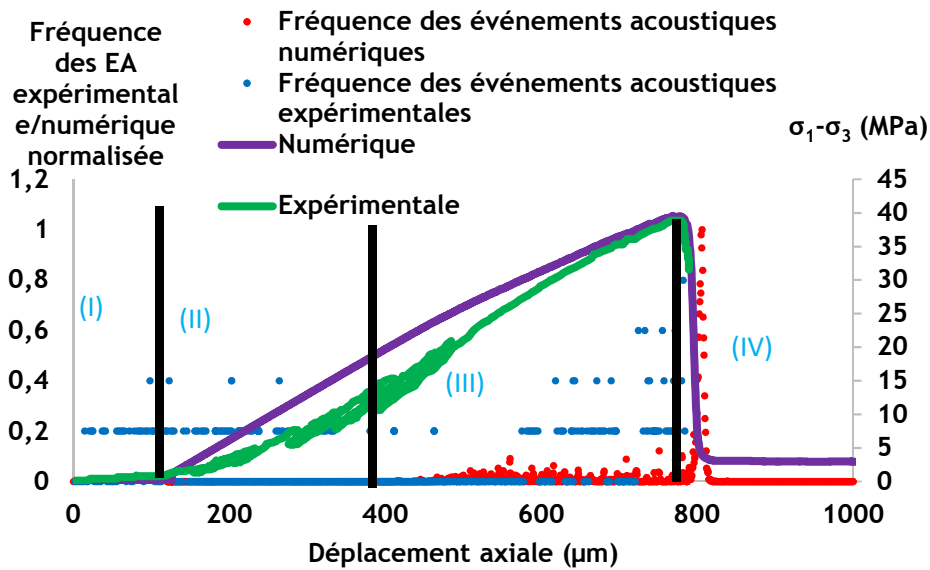


Figure 86. Illustration de la fréquence normalisée des événements acoustiques expérimentale et numérique et déviateur de contrainte en fonction du déplacement axial durant l'essai de compression uniaxiale.

L'analyse fréquentielle nous permet de comprendre l'évolution de l'activité acoustique de manière instantanée durant l'essai. Dans la phase de serrage, la fréquence des événements acoustiques expérimentale est plus importante que celle prédite numériquement. Il est dû à la fermeture des fissures dans l'essai expérimental et l'absence de phase de serrage dans l'essai numérique. Dans la deuxième phase, la fréquence des événements acoustiques est importante pour l'essai expérimental et elle est très faible (voir nulle) pour l'essai numérique. Dans la troisième phase, la fréquence des événements acoustiques s'intensifie pour l'essai expérimental dans la deuxième phase. De plus, la fréquence des événements acoustiques dans l'essai numérique est faible à partir du déplacement axial égale à 500  $\mu\text{m}$ . On peut constater, au niveau de la courbe contrainte-déplacement, que le module de Young décroît légèrement ce qui annonce le début de fissuration dans l'essai numérique. Dans la dernière phase, les fréquences atteignent leurs valeurs maximales pour les deux essais ce qui annonce la fissuration macroscopique de l'échantillon. Pour l'essai numérique la fréquence diminue pour une valeur nulle ce qui est expliqué par le plateau.

Dans la même manière, la fréquence de l'énergie dissipée (essai et simulation) a été présentée dans la Figure 87. Les fréquences de l'énergie dissipée mesurées ont également été adimensionnées par leur valeur maximale. Dans les deux premières phases, la fréquence de l'énergie dissipée sont très faibles. On peut constater que les deux fréquences de l'énergie dissipée sont globalement similaires : ce qui s'explique par l'absence de fissuration, expérimentalement et numériquement.

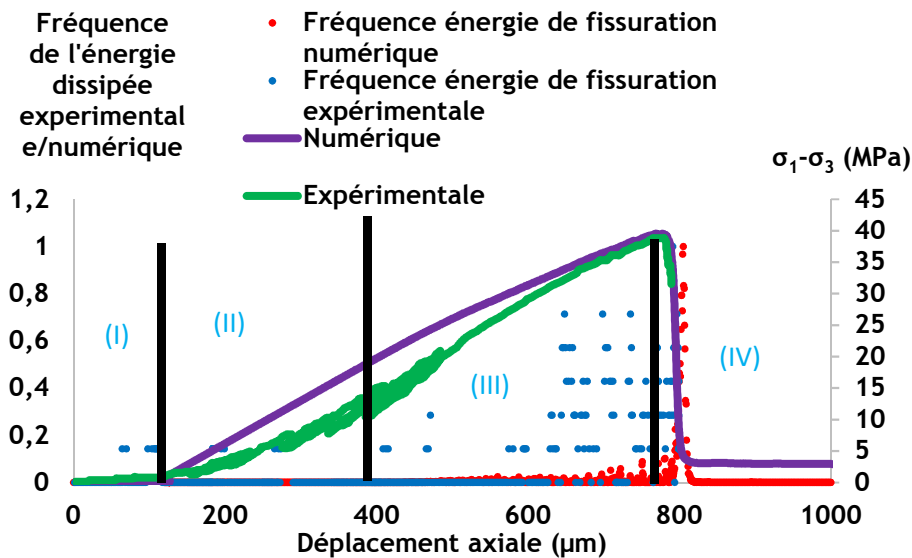


Figure 87. Illustration de la fréquence des énergies dissipées expérimentale et numérique durant l'essai de compression uniaxiale.

Dans la phase III, la fréquence de l'énergie dissipée expérimentalement s'intensifie en s'approchant du pic. Cette évolution est expliquée par le processus de fissuration de l'échantillon. Pour la simulation numérique, la fréquence de l'énergie dissipée est nulle au début de la phase et elle est faible à partir de déplacement de 550  $\mu\text{m}$ . La pente de la courbe de contrainte-déplacement devient légèrement plus faible lorsque la fissuration prend place. Dans la dernière phase, la fréquence atteint sa valeur maximale pour l'essai et la simulation. Ceci est expliqué par la rupture macroscopique de l'échantillon, dans les deux cas.

### 3.2.2. Cas de la couche grise

Comme pour la couche brune, l'essai de compression uniaxiale réalisé par Wassermann (2006) sur la couche grise a également été simulé avec le code Yade dans les mêmes conditions. La réponse mécanique simulée a été comparée à celle obtenue expérimentalement par Wassermann (2006), comme illustré sur la Figure 88.

La réponse mécanique issue prédite numériquement correspond bien à celle obtenue sur l'essai.

Comme dans le cas de la couche brune, Figure 89, Figure 90, Figure 91 et Figure 92 présentent les comparaisons entre l'essai et simulation à travers les événements acoustiques et l'énergie dissipée cumulée et instantanée (fréquence).

La Figure 89 présente l'évolution du nombre des événements acoustiques expérimentaux et numériques.

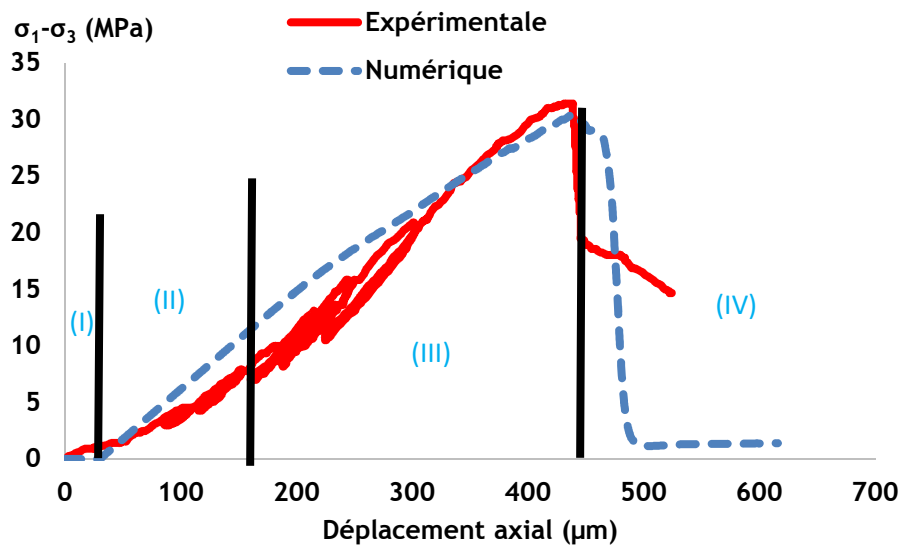


Figure 88. Réponse macroscopique mécanique. Comparaison entre l'essai de compression uniaxiale sur la couche grise (Wassermann 2006) et la simulation numérique.

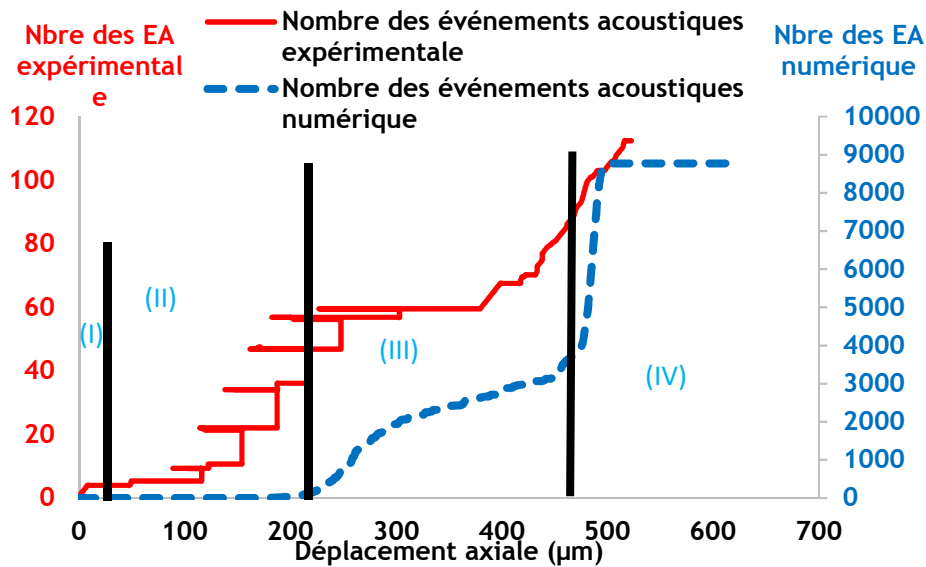


Figure 89. Evolution des événements acoustiques (enregistrées par Wassermann 2006) et des événements acoustiques numériques (échantillonnés des microfissures) de la couche grise du minerai durant l'essai de compression uniaxiale.

Dans la première phase le nombre des événements acoustiques est faible pour l'essai. Dans la phase II, le nombre des événements acoustiques augmente légèrement. Il faut noter que les phases de relaxation et de déchargement sont asismiques (Wassermann 2006). Les événements acoustiques détectés sont rapides c'est-à-dire leur durée est inférieure au pas d'échantillonnage ce qui explique l'allure « marche escalier ». Pour la simulation numérique, il peut être noté que le nombre des événements acoustiques est très faible en relation aux microfissures induites de manière isolée spatialement et temporellement. Dans la troisième phase, le nombre des événements acoustiques a augmenté à la fin de la phase. Dans l'essai numérique, une augmentation progressive a été constatée pour le

nombre des événements acoustiques. La création des microfissures devient plus intense vu l'importance de la sollicitation au niveau de l'échantillon numérique. Dans la dernière phase, le nombre des événements acoustiques de l'essai expérimental continue à augmenter. Il atteint sa valeur maximale. Egalement, le nombre des événements acoustiques numérique augmente jusqu'à atteindre sa valeur maximale. Cette similarité est due à la rupture macroscopique de l'échantillon dans les deux essais.

La comparaison des énergies dissipées dans les essais expérimental et numérique est montrée sur la Figure 90.

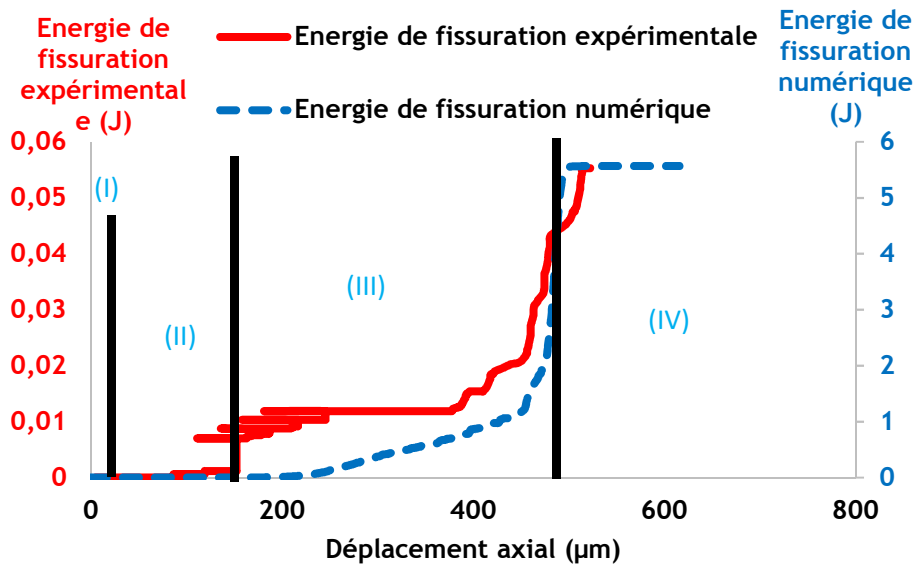


Figure 90. Evolution des énergies dissipées par les émissions acoustiques de la couche grise du minerai (déduites des EA enregistrées par Wassermann 2006) et les microfissures (prédites numériquement) durant l'essai de compression uniaxiale.

Dans la première phase, l'énergie dissipée est nulle pour les deux essais. Dans la deuxième phase, l'énergie dissipée est nulle pour l'essai numérique et très faible pour l'essai expérimental. Dans la troisième phase, il a été constaté une augmentation brusque au début, l'énergie dissipée est constante au milieu et une deuxième augmentation à la fin de la phase pour l'essai. Cette évolution est expliquée par les processus de fissuration détecté à travers les événements acoustiques qui ont augmenté au début et à la fin de phase. Pour la simulation, une augmentation progressive de l'énergie dissipée a été constatée durant la phase. Il s'agit du processus de microfissuration dans l'échantillon qui est marqué par la légère diminution du module de Young. De plus, une forte augmentation a été remarquée en s'approchant du pic qui est résultant de la création des fractures de l'échantillon. Dans la dernière phase, l'énergie dissipée continue à augmenter jusqu'à atteindre la valeur maximale dans les deux cas.

La comparaison des fréquences permet de comprendre d'avantage les processus instantanés de fissuration tout au long de l'essai et de la simulation. La Figure 91 illustre la fréquence des événements acoustiques.



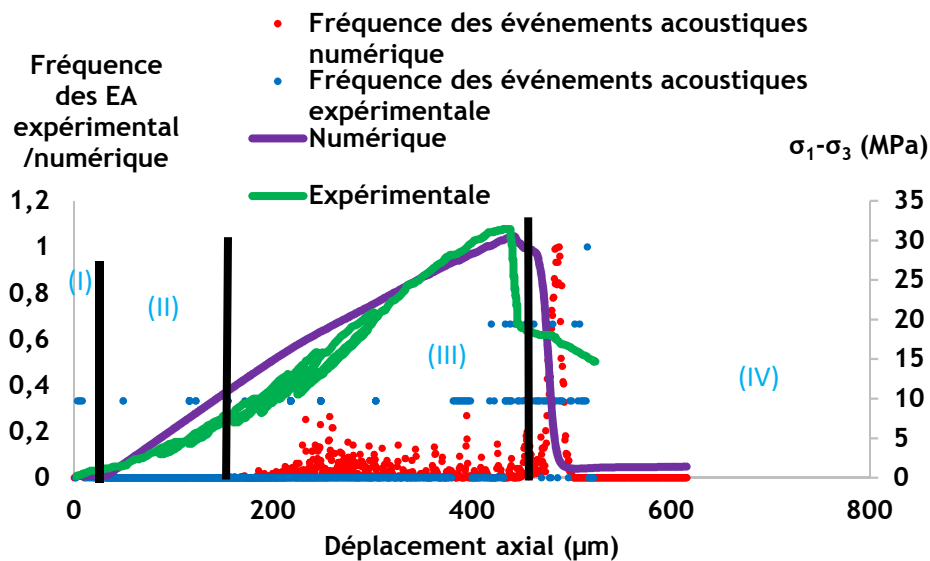


Figure 91. Illustration de la fréquence des événements acoustiques expérimentale et numérique durant l'essai de compression uniaxiale.

Dans la première phase, la fréquence des événements acoustiques est très faible pour l'essai avec un nombre très faible de fréquence non nulle : ce qui est dû au regard de la fermeture des microfissures. Dans la deuxième phase, la fréquence des événements acoustiques est également faible pour l'essai. Ceci confirme la faible activité acoustique. Pour la simulation, la fréquence est nulle, en accord avec l'absence de microfissures induites dans ces deux phases. La troisième phase est caractérisée par l'augmentation de la fréquence des événements acoustiques expérimentaux et numériques. Pour l'essai, la fréquence des événements acoustique s'intensifie en s'approchant du pic en relation avec le caractère dilatant de cette roche. Pour la simulation numérique, la fréquence des événements acoustiques est non nulle. Ceci est dû au processus de fissuration (rupture des contacts) au sein de l'échantillon. Dans la dernière phase, la fréquence atteint sa valeur maximale dans les deux cas, avant de décroître vers une valeur nulle.

La Figure 92 présente la fréquence de l'énergie dissipée pour l'essai et la simulation. A partir des fréquences de l'énergie dissipée par fissuration, on peut dire que la fréquence de l'énergie dissipée enregistrée dans l'essai et déterminé dans la simulation est nulle ou très faible jusqu'au pic. Une forte augmentation est observée dans la phase post-pic. En observant les tendances des fréquences des événements acoustiques et celle de l'énergie dissipée par fissuration, on peut dire que la fréquence des événements acoustiques enregistrés dans la troisième phase est importante mais énergétiquement faible. Par ailleurs dans la phase post-pic, on peut dire que les événements acoustiques sont fortement énergétiques.

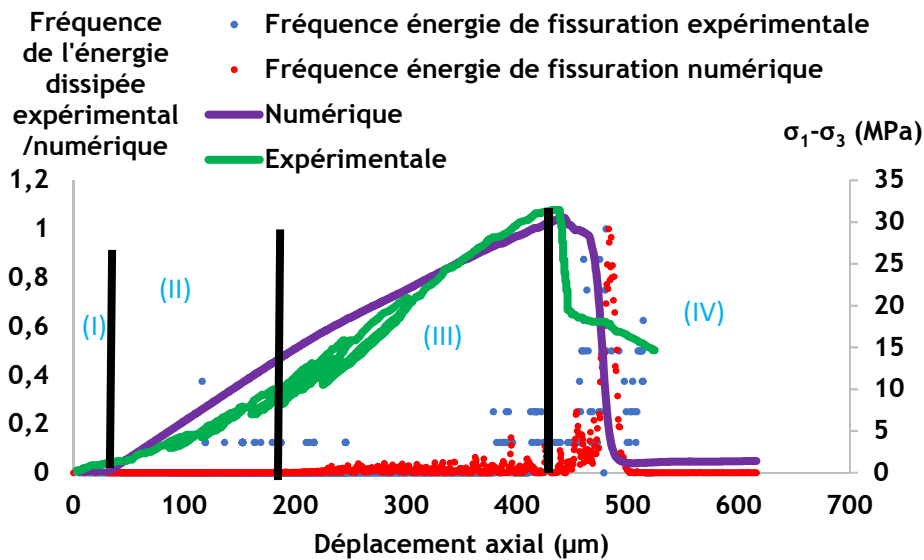


Figure 92. Illustration de la fréquence de l'énergie dissipée (non cumulée) durant l'essai de compression uniaxiale.

### 3.3. Essai de compression triaxiale pour la couche brune de minerai du fer

Pour l'essai de compression triaxiale, Wassermann (2006) a utilisé un échantillon cylindrique de la couche brune avec diamètre de 50 mm et élancement égale à 2, piloté à la vitesse de déformation axiale de  $10^{-5} s^{-1}$  avec des cycles successifs chargement-relaxation-déchargement.

Cet essai a été simulé avec Yade en utilisant un échantillon parallélépipédique de dimension  $50 \times 100 \times 50 \text{ mm}^3$  constitué par 5000 particules avec des vitesses de chargement de  $0,001 \text{ ms}^{-1}$  dans la phase de chargement isotrope, jusqu'à atteindre la pression de 5 MPa et  $0,02 \text{ ms}^{-1}$  pour la montée en déviateur. La Figure 93 montre les réponses mécaniques de l'essai et la simulation numérique.

La réponse mécanique enregistrée de l'essai expérimental est similaire à celle prédite de la simulation numérique (Figure 93).

Comme pour les essais de compression uniaxiale et leur simulation numérique précédemment présentés, nous discuterons des résultats en termes d'énergies dissipées, d'événements acoustiques et leurs fréquences associées.

La Figure 94 présente l'évolution du nombre d'émissions acoustiques et des microfissures. On rappelle que nous avons utilisé la même procédure de comptage d'événements acoustiques numériques basée sur les travaux Khazaei (2016) et appliquée dans les deux simulations de compression uniaxiale. La procédure de comptage est : la distance maximale entre deux microfissures est égale à  $2D_{moy}$  ( $D_{moy}$  diamètre moyen) et la période maximale qui sépare la création de deux microfissures est égale à 40 itérations.

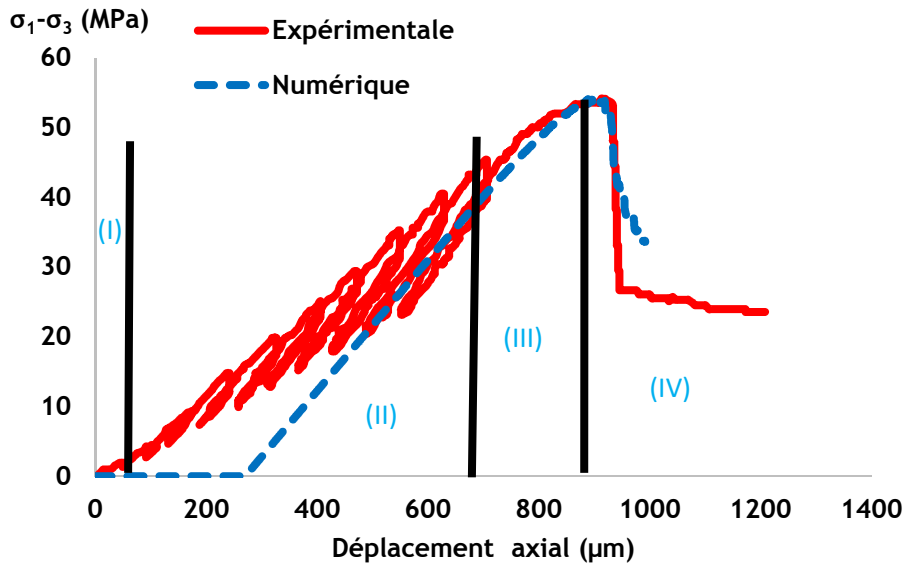


Figure 93. Réponse macroscopique mécanique. Comparaison entre l'essai de compression triaxiale à 5 MPa de confinement sur la couche brune (Wassermann 2006) et la simulation numérique.

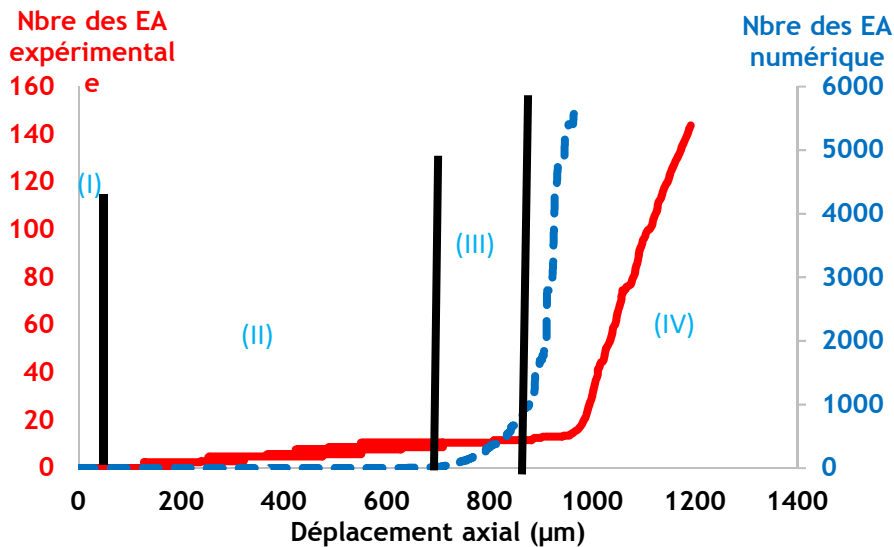


Figure 94. Evolution des événements acoustiques enregistrés (Wassermann 2006) et des événements acoustiques numériques (échantillonnés des microfissures) de la couche brune : cas de la compression triaxiale.

D'un point de vue qualitatif, les courbes des événements acoustiques expérimentaux et numériques sont similaires. D'un point de vue quantitatif, la comparaison est possible.

Dans la phase de serrage (I) : le nombre des événements acoustiques est très faible durant cette phase. Seuls trois événements acoustiques ont été détectés.

Dans la phase élastique (II) : le nombre des émissions acoustiques expérimentales augmente progressivement avec une très faible activité. Pour la simulation numérique car il n'y a pas eu de fissures créées.

Dans la phase d'endommagement (III) : pour les événements acoustiques mesurés, aucun événement acoustique n'est détecté. Il faut noter que l'activité acoustique dans cet essai est très faible : 14 événements acoustiques sur un total de 144 durant tout l'essai. Pour les événements acoustiques numériques, on constate une augmentation progressive liée aux microfissures se produisant de manière intense, concentrée localement.

Dans la phase post-pic (IV) : pour les émissions acoustiques expérimentales, l'activité s'intensifie et atteint sa valeur maximale. Elle reste soutenue dans la phase post-pic. Pour les émissions acoustiques numériques, on remarque une forte augmentation. Le nombre des événements acoustiques atteint son maximum.

La Figure 95 présente l'évolution des énergies dissipées par la fissuration durant l'essai de compression uniaxiale.

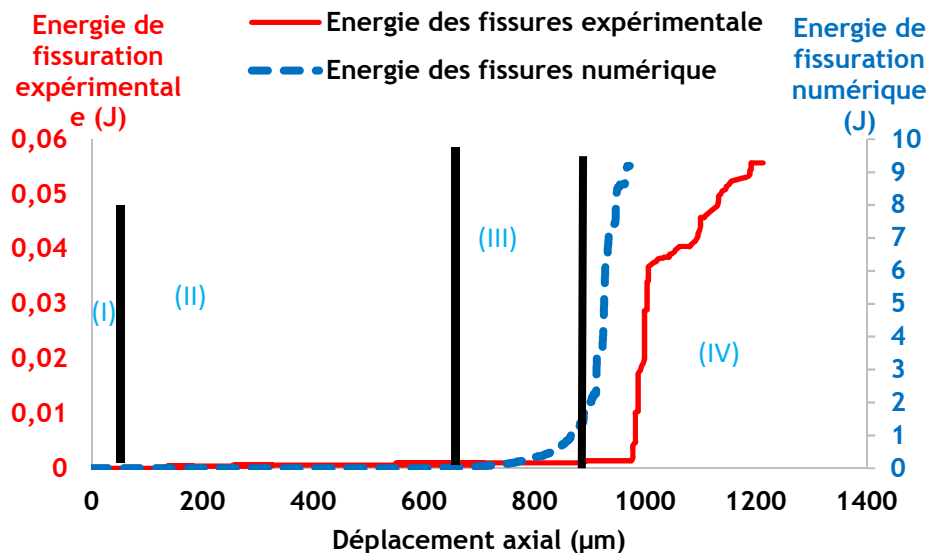


Figure 95. Evolution des énergies dissipées par les émissions acoustiques au cours d'une compression triaxiale sur la couche brune (déduites des EA enregistrées par Wassermann 2006 et d'une valeur d'impédance de 10 kΩ) et les microfissures (prédites numériquement).

Dans la première phase, l'énergie dissipée est nulle vu l'absence de fissuration pour l'essai. Dans la deuxième phase, l'énergie dissipée est très faible pour l'essai. La troisième phase est considérée comme une continuité de la deuxième phase pour l'essai. Par contre, une légère augmentation est constatée dans la simulation numérique qui indique le début du processus de fissuration. La dernière phase est caractérisée par une augmentation significative de l'énergie dissipée dans les deux cas.

La Figure 96 montre la fréquence des événements acoustiques dans le cas de la compression triaxiale et sa simulation numérique. On retrouve les mêmes conclusions que celles discutées dans l'analyse comparative des énergies dissipées par les émissions acoustiques mesurées et numériques. En particulier, l'essentiel de l'activité acoustique démarre à l'approche du pic de résistance pour s'accroître dans la phase post-pic.

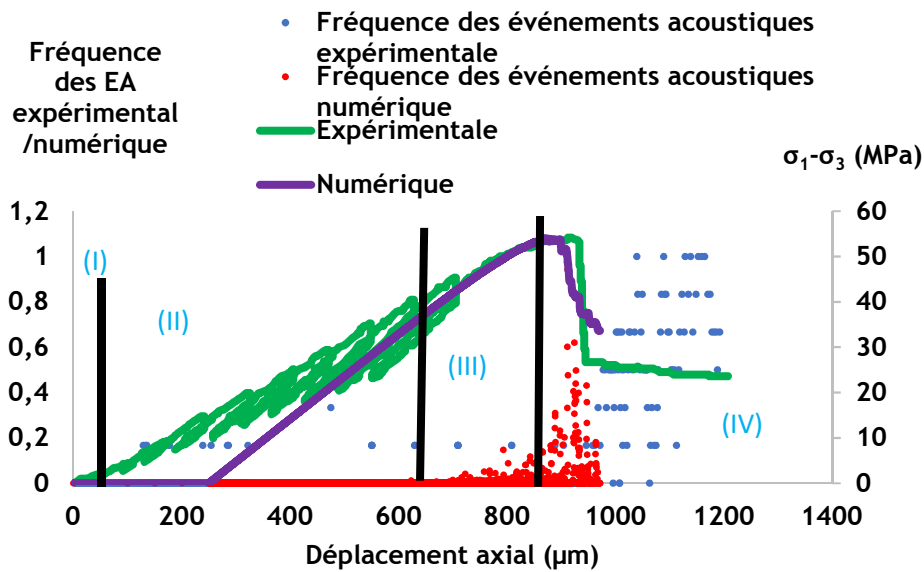


Figure 96. Illustration de la fréquence des événements acoustiques expérimentale et numérique durant l'essai de compression triaxiale.

La Figure 97 montre la fréquence de l'énergie dissipée. La fréquence de l'énergie dissipée est similaire à celle des événements acoustiques. Les événements acoustiques sont faibles énergétiquement avant le pic et forts énergétiquement dans la phase post-pic.

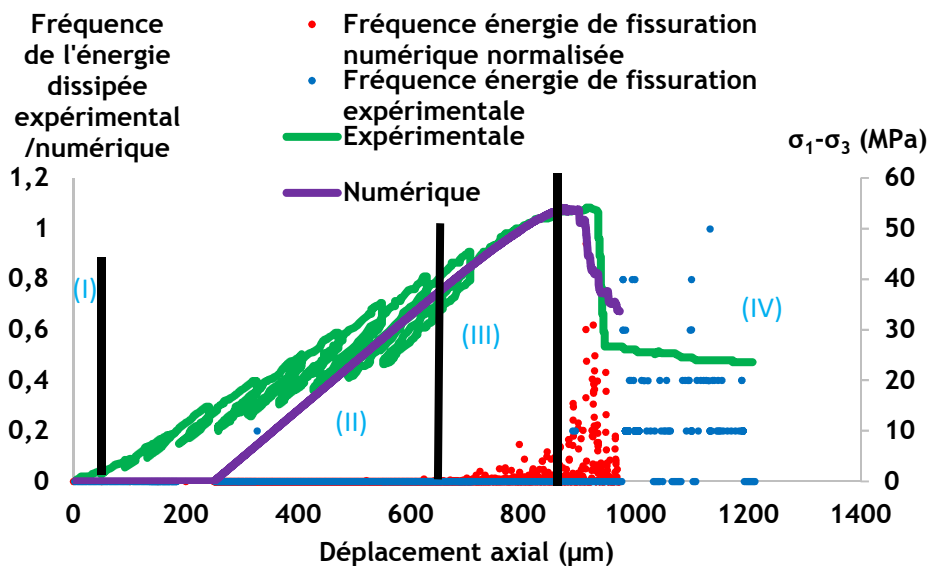


Figure 97. Illustration de la fréquence de l'énergie dissipée (non cumulée) durant l'essai de compression triaxiale.

Trois essais de compressions uniaxiale et triaxiale réalisés sur des échantillons de minerai de fer par Wassermann (2006) ont été simulés avec le code de la MED, Yade, choisi dans le cadre de cette thèse. Les réponses mécaniques, les énergies dissipées dans les émissions acoustiques et les fréquences des événements acoustiques ont été analysées et comparées. D'un point de vue qualitatif, le modèle reproduit correctement le comportement mécanique, l'évolution de

l'énergie de fissuration et l'évolution des événements acoustiques. Quantitativement, il ressort une différence en termes d'amplitudes de l'énergie et du nombre d'évènements acoustiques entre l'essai et la simulation numérique. Cette différence est due au fait que vraisemblablement la méthodologie utilisée dans les essais ne permet pas de détecter tous les événements acoustiques qui se sont produits et par la suite de calculer l'énergie dissipée effectivement par toutes les fissures durant l'essai. D'un autre côté, du fait que toute rupture de contact dans la simulation numérique est une source d'évènement acoustique, le nombre d'évènements prédits est sûrement surestimé par rapport aux observations.

## 4. Conclusions

Le code de calcul aux éléments discrets (MED) tridimensionnel, Yade, a été utilisé pour étudier les mécanismes de rupture des roches fragiles à l'échelle du laboratoire. Étant donné que la dépendance au maillage (ou la taille des particules) représente une limitation majeure de la MED lors de l'étude des processus de fissuration à grande échelle, l'influence du maillage sur les résultats prédits a été soigneusement étudiée. Grâce à la possibilité de contrôler la densité des contacts introduite par Scholtès et Donzé (2013) à travers le nombre de coordination,  $N$ , nous avons montré que le modèle proposé ne dépend pas du maillage et garantit une réponse mécanique indépendante de la discrétisation pour la fissuration en mode I, au-delà d'un assemblage donné de particules.

Des simulations de propagation de la fracture en mode I ont été effectuées à l'échelle du laboratoire grâce à des essais de traction directe et de flexion trois points sur des échantillons pré-fissurés calibrés sur le granite du Lac du Bonnet. Les résultats ont montré que les valeurs de  $K_{IC}$  (facteur d'intensité des contraintes critique qui est une caractéristique macroscopique intrinsèque à chaque matériau) obtenues à partir des simulations numériques sont en très bon accord avec celles déterminées dans les expériences de laboratoire. Ce résultat est important puisque le modèle a été calibré en considérant des chemins de chargement totalement différents (essais de traction et de compression) effectués sur des échantillons intacts. En outre, le volume FPZ (Zone de processus de fracture) et l'énergie dissipée par fissuration ne dépendent pas de la discrétisation au-delà d'une certaine limite de rayon moyen des particules (ou assemblage de particules), généralement voisin de 5% de la longueur caractéristique de l'entaille préexistante. Le calcul des différentes composantes énergétiques dont celle associée à la rupture des contacts nous a permis d'étudier la corrélation entre la fissuration numérique et l'activité microsismique mesurée durant des essais de laboratoire de Wassermann (2006). Les comparaisons ont été effectuées en termes d'énergies dissipées par fissuration et d'évènements acoustiques en utilisant les données des essais expérimentaux et en développant dans le code Yade des procédures de calcul des évènements acoustiques, leur énergie et leur fréquence.

La comparaison d'un point de vue qualitatif des événements acoustiques et des énergies de fissuration issues respectivement des essais et des simulations numériques a montré des tendances similaires. Par contre la comparaison quantitative a montré que le nombre des événements acoustiques numériques est plus important que celui des événements acoustiques enregistrés expérimentalement. Il en est de même pour l'énergie dissipée par fissuration numérique plus importante que l'énergie dissipée par la fissuration enregistrée. Cette différence d'amplitude est expliquée par le fait que les capteurs du dispositif expérimental ne détectent pas forcément tous les événements acoustiques émis. De plus, le fait qu'il y ait une amplitude « seuil » à partir de laquelle les événements acoustiques sont détectés expérimentalement réduit, de fait, le nombre d'évènements acoustiques et leur énergie associée. L'énergie dissipée des événements acoustiques éliminés ne sont pas pris en compte dans le calcul de l'énergie dissipée par fissuration.





## CHAPITRE 4. SIMULATION DE LA FISSURATION POUR UNE GRANDE DIMENSION

---

### 1.Introduction

Dans ce chapitre on s'intéresse à la problématique de l'endommagement qui se produit autour des ouvrages creusés dans un massif rocheux. Dans ces ouvrages, il règne déjà un état de contrainte initial. Le creusement de ces ouvrages souterrains (génie civil, génie pétrolier, exploitation minière, stockage de déchets radioactifs, du CO<sub>2</sub>, géothermie, etc.) entraîne une modification et une redistribution des contraintes initiales qui se traduit pour la plupart des roches par l'initiation, la propagation des fissures et leur coalescence donnant lieu à des fractures. De fait une zone endommagée, dont la terminologie chez les anglo-saxons est EDZ (Excavation Damage Zone) se développe autour des ouvrages souterrains.

L'objectif de ce chapitre est l'évaluation des EDZ qui se développent autour des ouvrages souterrains avec la méthode MED utilisée tout au long de la thèse.

Deux ouvrages ont été étudiés. Le premier est un Mine-by test de l'URL (Underground Research Laboratory) situé à Manitoba (Canada). Ce laboratoire souterrain a été creusé dans une roche très fragile (granite de Lac du Bonnet) longuement étudiée dans la littérature même si cet URL est fermé depuis Décembre 2005.

Le deuxième ouvrage concerne un pilier de la mine de Joeuf dans le bassin ferrifère lorrain qui a également fait l'objet de nombreuses études de caractérisation de laboratoire, d'expérimentation spécifique in situ notamment dans le cadre de GISOS (Groupement de recherche sur l'Impact et la Sécurité des Ouvrages Souterrains). La raison de ce choix de pilier de mine résulte du fait qu'il a fait objet de modélisations par Fougeron (2007) avec un code de la même famille que Yade, PFC3D développé par ITASCA et des caractéristiques géomécaniques aux échelles d'échantillon et du massif sont disponibles.

Enfin, toutes les méthodologies développées dans les chapitres précédents seront passées en revue : le comportement macroscopique, la fissuration, le bilan des énergies et l'énergie de fissuration. Comme pour les simulations des tests sur éprouvette menées précédemment, l'influence de la discrétisation sera étudiée. Cela constituera un point clé au regard des limitations bien connues de mise en

œuvre des éléments discrets appliqués à des modèles de grandes dimensions relativement au TPU (temps pratique d'utilisation), en dépit des avancées sur la puissance des calculateurs, autrement dit, de la difficulté à trouver un compromis entre la capacité des modèles numériques discrets à reproduire convenablement les phénomènes physiques en grand avec un temps de calcul raisonnable.

## 2. Simulation de la propagation de fissuration à grande échelle : cas du Mine-by Experiment de l'URL, Manitoba

### 2.1. Présentation de la problématique

A partir des années 80, la communauté internationale nucléaire a effectué des études approfondies sur le stockage des déchets radioactifs dans des ouvrages souterrains rocheux. Ce qui a conduit à la construction de deux laboratoires de recherche souterrains : Hard Rock Laboratory (HLR) construit par la Société Suédoise de Gestion de Combustible et des Déchets Nucléaires (SKB) à Äspö (Suède) et Underground Research Laboratory (URL) à Pinawa, au Manitoba (Canada). Dans cette partie du chapitre on s'intéresse à étudier le processus de fissuration dans le cas de l'URL, Manitoba.

Le laboratoire de recherche souterrain (URL), creusé dans le granite du Lac du Bonnet, constitue une référence pour étudier le processus d'endommagement autour des excavations souterraines. Nombreuses études ont été effectuées en laboratoire et in situ de ce laboratoire au cours de plusieurs décennies (Martin et Chandler 1994, Read et Martin 1996, Martin *et al.* 1997, Potyondy et Cundall 1998, Souley *et al.* 1998, Read et Chandler 1999, Shao *et al.* 1999, Hajiabdolmajid *et al.* 2002, Potyondy and Cundall 2004, Martino et Chandler 2004, Diederichs 2007 et Edelbro 2010 etc.).

L'importante anisotropie des contraintes in situ et les nombreuses mesures in situ bien documentées (Martin et Chandler 1994, Read et Chandler 1999 et Martin *et al.* 1997) font de ce site un défi pour la validation de la modélisation rhéologique et numérique. Le tunnel Mine-by Experiment a été excavé à une profondeur de 420 m dans une zone où le champ de contraintes in situ a été mesuré en termes de magnitude et d'orientations (azimut/pendage) :  $\sigma_1=60$  MPa ( $135^\circ/11^\circ$ ),  $\sigma_2=45$  MPa ( $44^\circ/5^\circ$ ) et  $\sigma_3=11$  MPa ( $290^\circ/79^\circ$ ). Le tunnel Mine-by Experiment (Figure 98) est orienté approximativement dans la direction de la contrainte principale intermédiaire ( $\sigma_2$ ) ; la section du tunnel se trouve alors dans un plan où le déviateur de contrainte initial est maximal, entraînant de fait une amplitude et une extension d'EDZ maximales.

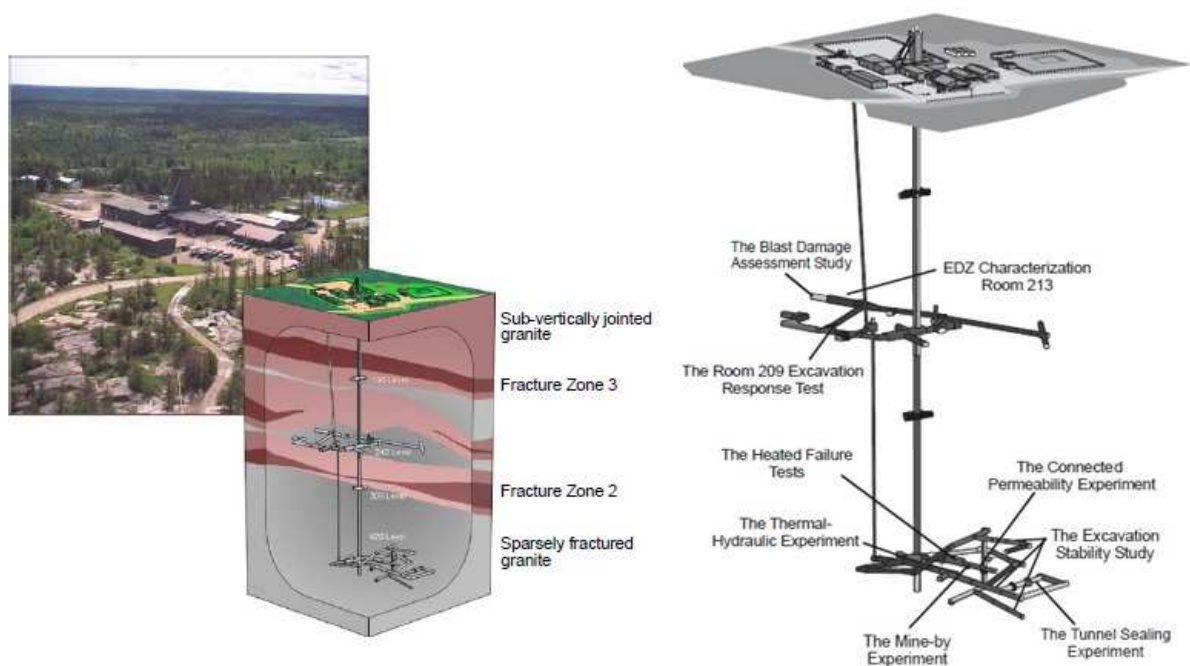


Figure 98. Excavations et expérimentations géomécaniques à l'URL, Manitoba (Read 2004).

La Figure 99 illustre le développement progressif d'endommagement en forme de V (6 mois après le creusement) observé dans une section transversale du tunnel. Une fois que la zone endommagée a été formée, elle est restée stable excepté à des endroits perturbés par certaines conditions environnementales telles que : une augmentation de la température, une variation des contraintes induites soit par des excavations voisines (généralement de faibles amplitudes) ou soit des événements sismiques ou les dynamitages induits par le creusement d'ouvrages environnants, et dont l'incidence est plus importante.

Les contraintes de traction ont provoqué des processus de microfissuration dans les parois latérales du tunnel. Même si cette microfissuration a pu être détectée grâce à la surveillance micro-sismique, aucune rupture macroscopique en traction n'a été observée aux parois latérales du tunnel (Read et Martin 1996).

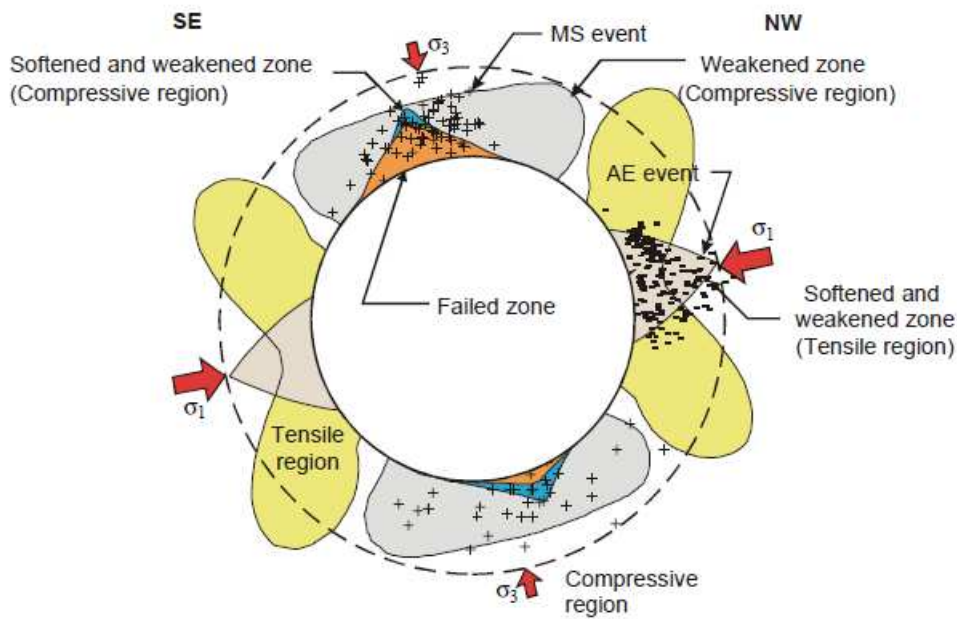


Figure 99. Caractéristiques de l'EDZ autour du tunnel du Mine-by Experiment et les directions de contraintes principales initiales (Read 2004).

Le Mine-by Experiment a fait l'objet de plusieurs modélisations phénoménologiques numériques dont les plus avancées ont été proposées par Potyondy et Cundall (1998), Souley *et al.* (1998), Shao *et al.* (1999), Hajiabdolmajid *et al.* (2002), Potyondy et Cundall (2004), Diederichs (2007) et Edelbro (2010). Toutes ces simulations ont été effectuées en 2D en conditions de déformations planes justifiées par le fait que la longueur du tunnel (46 m) est importante par rapport à son diamètre (3,5 m). Par la suite nous synthétisons ces différentes simulations et les résultats associés déjà publiés dans la littérature.

Les simulations réalisées par Souley *et al.* (1998) et Shao *et al.* (1999) utilisent un modèle d'endommagement continu anisotrope développé dans le cadre de la thermodynamique des processus irréversibles et sur la base de la mécanique linéaire de fractures, et implémenté dans le code UDEC (Universal Distinct Element Code) de la société ITASCA. Comme l'illustre la Figure 100, les auteurs ont noté un très bon accord entre la zone rompue autour du tunnel prédite par leur modèle et les zones de rupture observés in situ, particulièrement en voûte et radier: la profondeur de l'entaille observée sur le terrain rapportée par Read & Martin (1996) variait entre 0,43 (en radier) et 0,53 m (au toit), et les prédictions de Souley *et al.* (1998) ou Shao *et al.* (1999) de la profondeur des zones coalescées égale à 0,52 m (Figure 100).

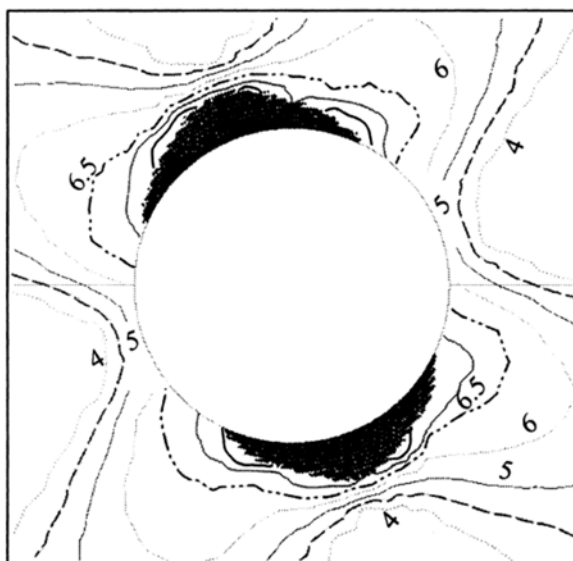


Figure 100. Extension des zones endommagées prédite et iso-valeurs de longueur (mm) des fissures autour de tunnel (Shao et al. 1999).

La modélisation du tunnel du Mine-by Experiment a également été effectuée par Hajiabdolmajid et al. (2002), Diederichs (2007) et Edelbro (2010) dans le cadre d'une approche continue avec FLAC (Fast Lagrangian Analysis in 2D) basée sur plusieurs modèles rhéologiques. La Figure 101 montre les résultats numériques obtenus avec trois types de modèles constitutifs (élastoplastique parfait, élasto-fragile et élastoplastique avec écrouissages de la cohésion et du frottement) en termes d'extension des zones plastiques en compression et en traction. Les modèles élastiques parfaitement plastique (Figure 101a) et élasto-fragile (Figure 101b) prédisent une zone endommagée (plastique en l'occurrence) autour du tunnel avec des formes et des extensions très différentes de celles observées in situ. Par contre, le modèle élastoplastique (Figure 101c) avec mobilisation des composantes cohésive et frottante de la résistance (CWFS) avec le critère de rupture de Mohr-Coulomb (Hajiabdolmajid *et al.* 2002) ou le critère de rupture de Hoek-Brown (Diederichs 2007) a permis de mieux reproduire les entailles en V observées in situ. En particulier lorsque la résistance de la roche intacte coïncide avec la cohésion maximale (Edelbro 2010). Même si les simulations avec les modèles CWFS permettent de prédire la zone endommagée qui se développe autour du tunnel du Mine by Experiment, ils ne permettent pas de reproduire le comportement réel de la roche étudiée à l'échelle de l'échantillon. En effet, de par leur formulation, ils prédisent d'abord une rupture fragile, suivie d'un écrouissage positif de la déformation entraînant une mobilisation du frottement (Hajiabdolmajid et al. 2002), ce qui est discutable pour ce matériau dont le comportement est et reste fragile à toutes les échelles pour des confinements nuls à modérés.

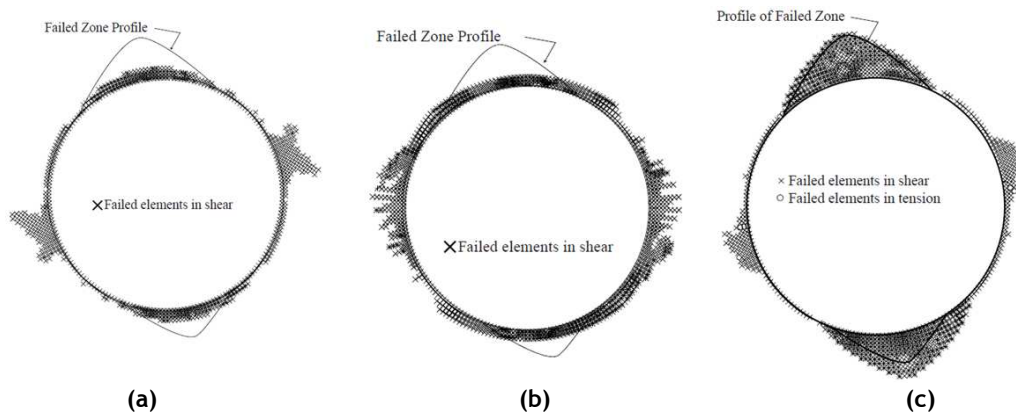


Figure 101. Extension des zones plastiques autour du tunnel de l'URL (Manitoba) par différents modèles constitutifs : (a) modèle élasto-plastique parfait ; (b) modèle élasto-fragile ; (c) modèle CWFS (Hajibdolmajid et al. 2002).

Le même tunnel a également été modélisé par une approche hybride 2D couplant FLAC (MDF) à PFC2D (MED) par Potyondy et Cundall (1998, 2004). Pour réduire le temps de calcul nécessaire pour simuler un modèle discret à l'échelle de la structure de l'URL, seules les domaines susceptibles de s'endommager au toit et au radier ont été modélisés avec le code PFC2D comme inclusion dans le domaine complet lui modélisé avec le code continu FLAC. Ce qui a permis aux auteurs de mener une analyse très fine des phénomènes de microfissuration qui se produisent dans l'inclusion. Cependant, les auteurs ont clairement mentionné la dépendance de leurs résultats à la taille de particules considérées dans le modèle, comme illustré sur la Figure 102 qui présente l'extension des contacts rompus pour plusieurs valeurs moyennes de diamètre de particules  $D_{avg}$ . L'influence de la taille des particules (ou maillage pour les approches classiques continues) a été longuement discutée par Potyondy et Cundall (2004). Selon les auteurs, cette dépendance s'explique par l'influence de la taille des particules sur le facteur d'intensité de critique  $K_{IC}$  du milieu simulé. En effet, ils ont établi une relation linéaire entre la ténacité en mode I et la racine carrée de rayon moyen des particules. Vu nos résultats sur l'absence d'influence du maillage sur les valeurs de  $K_{IC}$  obtenus à l'échelle de laboratoire présentés dans les chapitres précédents, il a paru alors intéressant d'évaluer également la dépendance à la discrétisation à grande dimension telles que celle de l'URL.

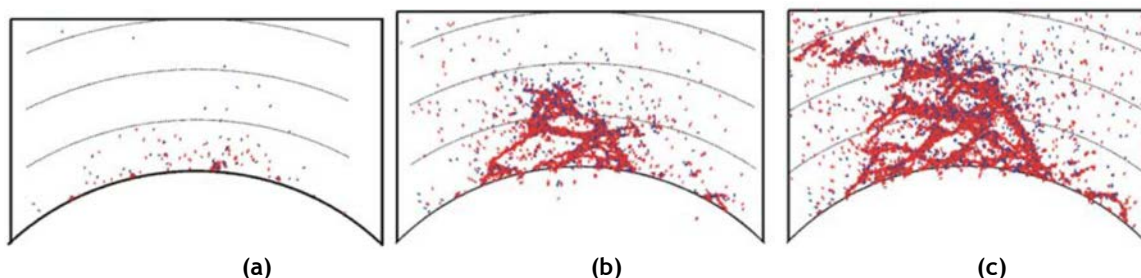


Figure 102. Modélisation du tunnel du Mine-by test par la MED. Influence de la taille des particules sur l'extension des zones endommagées (contacts rompus) (a)  $D_{avg}=32$  mm (75 microfissures, traction/cisaillement=59/16) ; (b)  $D_{avg}=16$  mm (412 microfissures, traction/cisaillement=325/87) ; (c)  $D_{avg}=8$  mm (3428 microfissures, traction/cisaillement=2865/563), (Potyondy et Cundall 2004).

## 2.2.Simulation du tunnel du Mine-by Experiment

### 2.2.1.Modélisation du creusement

Après avoir présenté le modèle géomécanique du tunnel du Mine-by Experiment mis en œuvre avec le code Yade, nous discuterons des résultats en termes de processus de fissuration, l'extension de FPZ et de convergences.

Le modèle géométrique utilisé est constitué d'un domaine mesurant 35 m selon X, 35 m selon Y et de 3,5 m selon Z (parallèle à l'axe du tunnel) avec une inclusion représentant le tunnel circulaire de 1,75 m de rayon (centré à  $X = Y = 17,5$  m). La modélisation a été effectuée en trois étapes: (a) le milieu a été initialement consolidé avec les contraintes initiales précédentes, (b) le creusement a été simulé en réduisant progressivement les rigidités ( $k_n$  et  $k_t$ ) entre les particules situées dans l'inclusion, comme dans la méthode convergence-confinement (Panet 1993, 1995) et (c) à la fin du processus de réduction de la rigidité l'on supprime toutes les particules de l'inclusion, ce qui correspond au creusement complet (Figure 103).

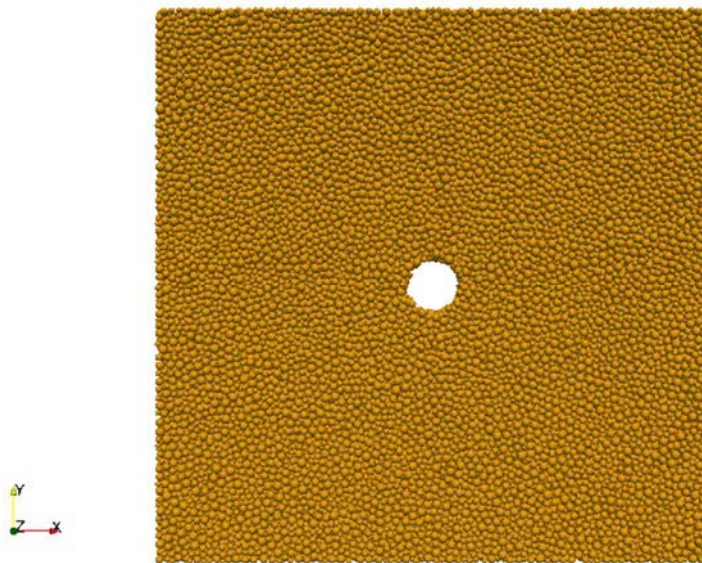


Figure 103. Illustration du creusement de tunnel simulé avec Yade en utilisant une discrétisation de 40k particules.

Les deux dernières étapes sont similaires à l'approche bien connue utilisée dans la modélisation numérique 2D par la méthode de convergence-confinement (Panet 1993, 1995, Carranza-Torres et Fairhurst 2000). Il faut noter que l'application des contraintes initiales appliquées aux limites externes a été maintenue constante dans la section du tunnel pour toutes les phases. Dans la troisième direction (parallèle à l'axe du tunnel), elles ont été remplacées par des conditions de déplacement axial imposé nul au cours des phases (b) et (c). Par ailleurs pour toutes les simulations relatives au Mine-by test, nous avons utilisés les mêmes

valeurs des micro-paramètres relatifs au granite de Lac du Bonnet, préalablement calibrés par Scholtès et Donzé (2013) et déjà utilisés dans les précédents chapitres. Afin d'étudier l'effet de la discrétisation sur la capacité du code Yade à reproduire correctement l'endommagement autour du tunnel simulé, différentes discrétisations ont été examinées : 40 k, 100 k, 150 k et 200 k particules. Ces maillages correspondent respectivement à des discrétisations avec des rayons moyens de 240 mm, 180 mm, 158 mm et 144 mm. Conformément à l'état de contrainte initial régnant in situ, le modèle géométrique a été chargé avec l'état de contraintes suivant :  $\sigma_1 = 60$  MPa (horizontalement),  $\sigma_2 = 45$  MPa (horizontalement et parallèlement à l'axe du tunnel) et  $\sigma_3 = 11$  MPa (verticalement). La géométrie du modèle (système de coordonnées) a été choisie de sorte qu'elle coïncide avec l'orientation des contraintes in situ (soit une rotation de  $8^\circ$  par rapport à la direction verticale). C'est également la même configuration, pour des raisons de simplicité qui a été utilisée par Potyondy and Cundall (2004), Figure 102.

Généralement, les excavations sont simulées en optimisant le modèle géomécanique avec un maximum de symétries (géométriques, structurelles, de chargement, conditions initiales et limites etc.). Dans notre cas, tout le milieu a été simulé, afin de ne pas contraindre la réponse (en termes d'initiation et de propagation de la fissuration) au voisinage des axes des symétries, donc les chemins de localisation des ruptures de contacts.

Pendant la construction de l'ouvrage à l'URL, les convergences des parois de certains ouvrages de cet URL ont été mesurées, notamment dans le cas du tunnel du Mine-by test. Celle-ci a été enregistrée le long de quatre lignes diamétrales à  $0^\circ$ ,  $45^\circ$ ,  $90^\circ$  et  $135^\circ$  par rapport à l'horizontale ( $8^\circ$  par rapport à la contrainte initiale majeure).

Nous avons regroupé nos résultats qui portent sur les déplacements radiaux autour de la paroi du tunnel avec ceux de Souley et al. (1998) et ceux mesurés in situ (Martin 1997) dans la Figure 104. Il ressort pour nous que notre simulation numérique a pu reproduire la tendance générale du déplacement. Nos prédictions de déplacement radial coïncident avec les mesures pour les positions angulaires :  $0^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $270^\circ$  et  $315^\circ$ . Néanmoins les prédictions du modèle restent dans la gamme de valeurs proposées par Read et Martin (1996) pour les autres positions angulaires. Dans ce qui suit nous présentons des résultats relatifs de 200k particules, soit un  $\bar{r} = 144$  mm. Par la suite, nous présenterons des comparaisons avec les autres discrétisations.



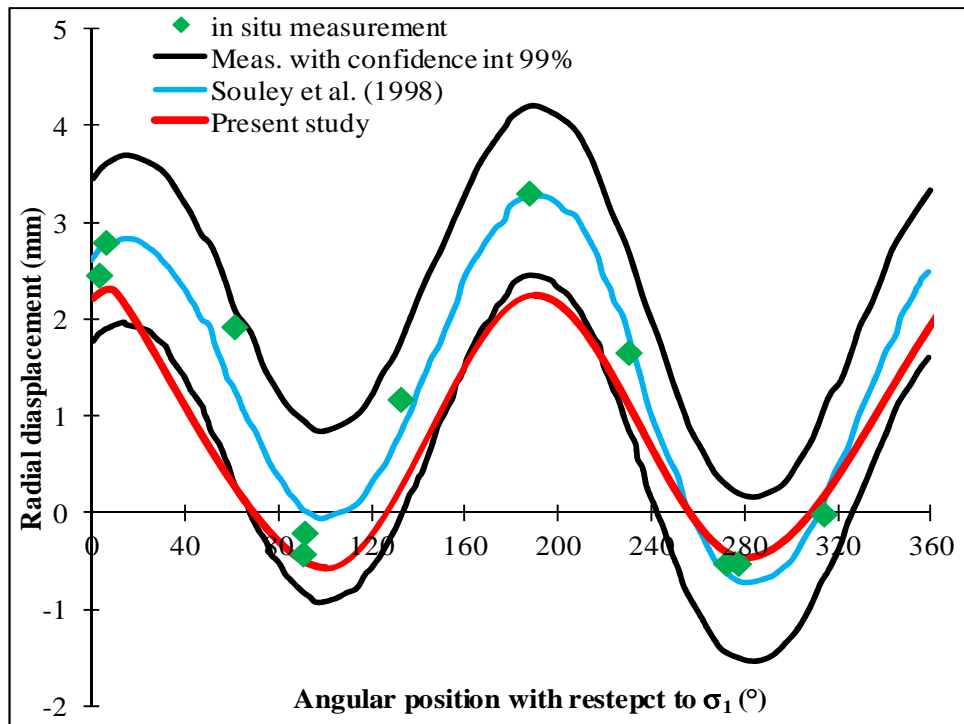


Figure 104. Déplacement radial autour de tunnel du Mine-by test : comparaison entre les mesures in situ (Read et Martin 1996), les résultats de Souley et al. (1998), et nos prédictions avec un maillage de 200k particules (Hamdi et al. 2017 b).

La Figure 105 montre la distribution prédite des microfissures (résultant principalement de la rupture en mode I) ainsi que le champ de la contrainte déviatorique (évalué au niveau des particules), obtenu pour la discrétisation de 200 k. Les particules rouges présentent les contraintes déviatoriques maximales autour du tunnel. Sur cette figure, une valeur « seuil » de 200 MPa pour le déviateur est utilisée par souci de clarté de représentation mais aussi car elle correspond à la résistance de la compression uniaxiale du Lac du Bonnet (Martin 1997). Cette valeur a donc été considérée comme un moyen simple de délimiter un domaine d'endommagement potentiel en plus des microfissures à cause de l'absence ou une valeur très faible du confinement à la fin du creusement. La distribution des fissures (contacts rompus) dans la zone la plus comprimée dans la direction de  $\sigma_3$  (direction verticale) sont en accord avec les observations in situ des événements micro sismiques et des entailles en forme de V au toit et radier (Figure 99), ainsi qu'avec les zones endommagées prédites numériquement par Shao et al. (1999) et Hajiabdolmajid et al. (2002) (Figure 100 et Figure 101c, respectivement).

La Figure 106 montre la contrainte majeure (en valeur absolue) prédite et les fissures induites obtenues. Les particules bleues présentent les contraintes de traction maximales autour de la paroi du tunnel. Sur cette figure, une valeur « seuil » de -9,3 MPa ( $-\sigma_t$ ) est utilisée comme une valeur limite car elle correspond à la résistance macroscopique à la traction du granite du Lac du Bonnet (Martin 1997). La distribution des fissures dans la zone de traction dans la direction de  $\sigma_1$  (direction horizontale) est en accord avec les observations in situ des événements micro sismiques enregistrés au toit-mur ou avec les zones rompues en traction

prédites par Hajiabdolmajid et al. (2002) (Figure 99 et Figure 101c). Contrairement aux résultats de Hajiabdolmajid et al. (2002) qui prédisent une rupture en traction macroscopique, nos simulations prévoient des contraintes de traction beaucoup plus faibles qu'à la résistance macroscopique du matériau obtenue à partir de la caractérisation du laboratoire (Martin 1997).

Toutes les fissures prédites autour du tunnel et illustrées sur les Figure 105 et Figure 106 sont des ruptures de contact en mode I. Il a été constaté que la fissuration se développe aux positions angulaires de  $(2n + 1)\pi/4$  ( $n$  un nombre entier). En raison de l'absence de mesure in situ pour les positions angulaires de  $(2n + 1)\pi/4$  sur l'URL, seules les extensions des zones endommagées dans les directions des contraintes majeure et mineure initiales seront examinées par la suite.

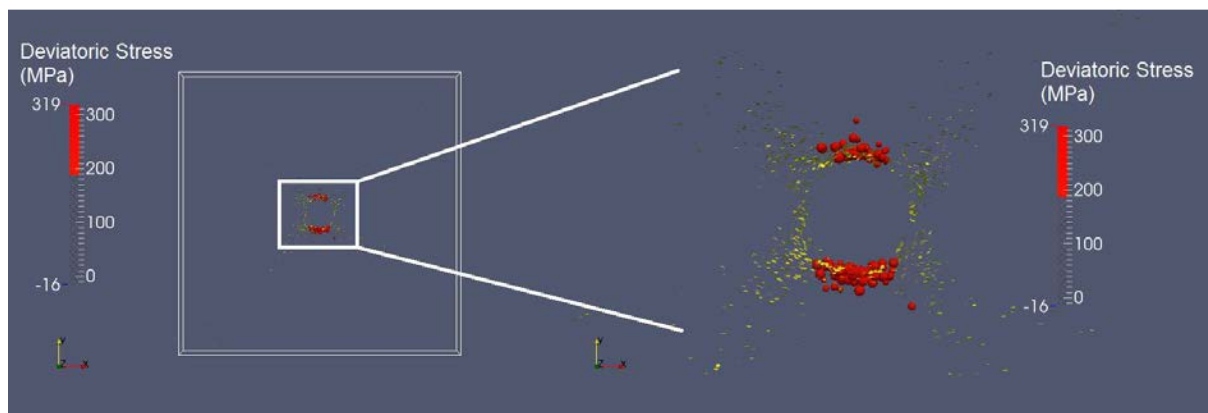


Figure 105. Champ de la contrainte déviatorique ( $\sigma_1 - \sigma_3$ ) et les microfissures (jaune) obtenus pour une discrétisation de 200k (contrainte de compression est négative) (Hamdi et al. 2017 b).

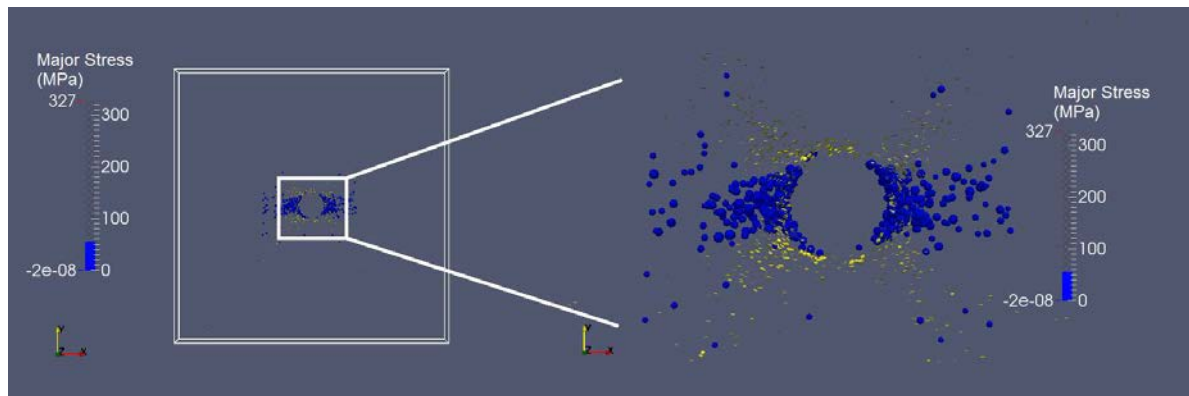


Figure 106. Champ de la contrainte principale majeure ( $-\sigma_3$ ) et microfissures (jaune) obtenus pour une discrétisation de 200 k particules (contrainte de compression est négative) (Hamdi et al. 2017 b).

La même tendance a été constatée pour les différentes discrétisations sur l'extension et la forme de l'EDZ, les contraintes déviatorique et principale majeure. Le modèle mis en œuvre avec le code Yade ne semble donc pas dépendant de la discrétisation. Les Figure 107 et 108 illustrent les champs de contraintes déviatorique et principale majeure et les microfissures obtenus pour une discrétisation de 40 k particules ( $\bar{r} = 240$  mm).

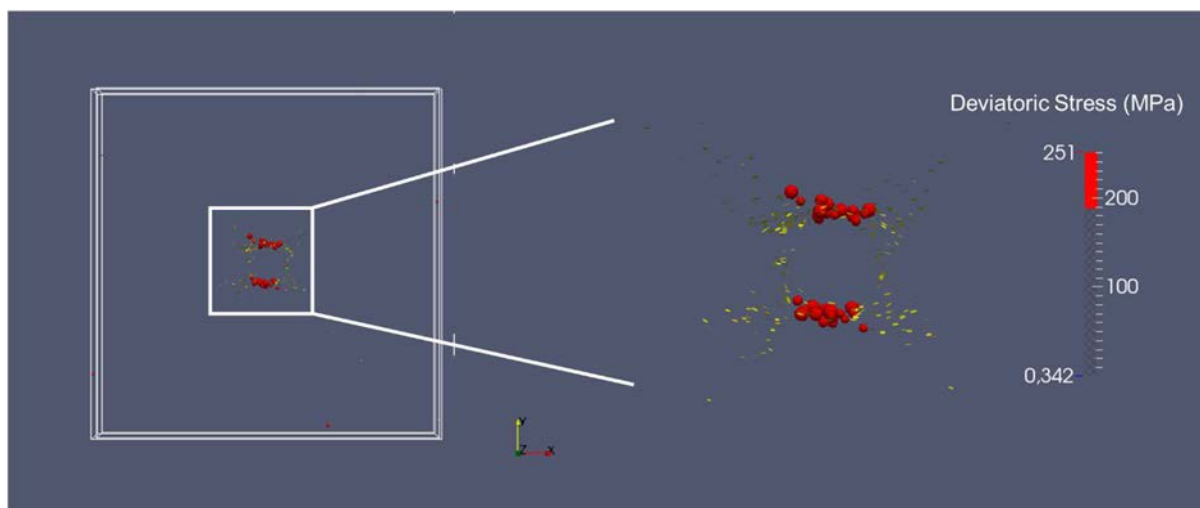


Figure 107. Champ de la contrainte déviatorique ( $\sigma_1 - \sigma_3$ ) et les microfissures (jaune) obtenus pour une discrétisation de 40k (contrainte de compression est négative).

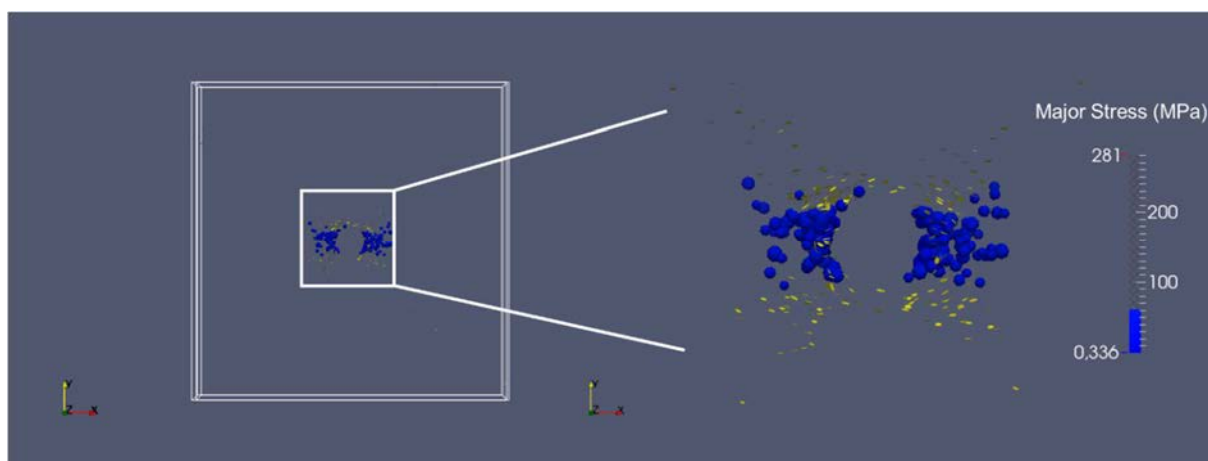


Figure 108. Champ de la contrainte principale majeure ( $-\sigma_3$ ) et microfissures (jaune) obtenus pour une discrétisation de 40 k particules (contrainte de compression est négative).

Afin de préciser l'extension d'endommagement autour du tunnel, les distributions de fissures sont évaluées selon les directions des trois contraintes principales initiales. Cette évaluation a été effectuée pour différentes discrétisations dans le but d'étudier l'impact de la discrétisation sur l'EDZ.

En premier temps, la distribution de toutes les fissures créées dans le modèle a été évaluée. En deuxième temps, l'analyse sera plus locale en examinant la distribution des fissures dans les zones de compression et de relaxation des contraintes (Figure 109).

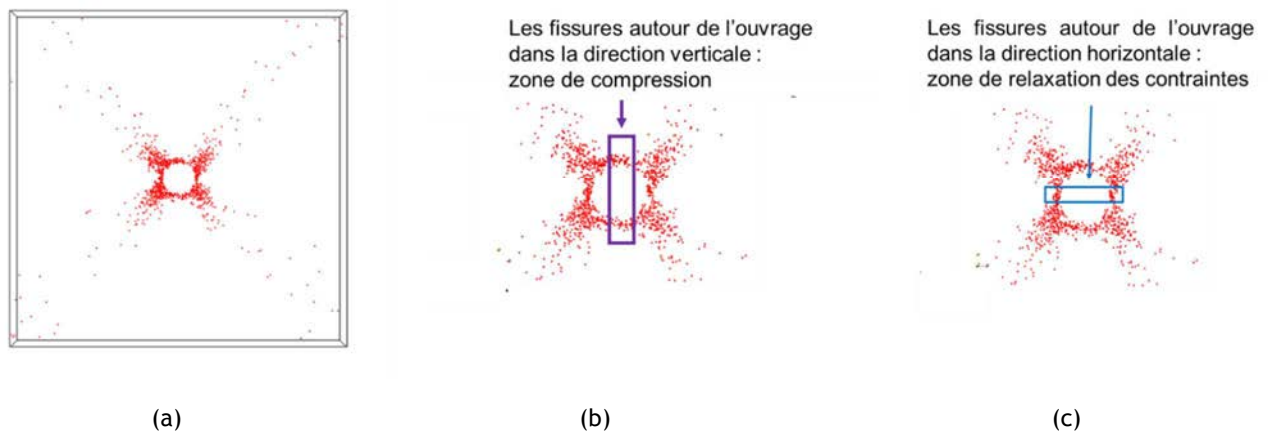


Figure 109. Illustration de la distribution des fissures : (a) toutes les fissures créées dans le modèle ; (b) fissures dans la direction verticale associée au domaine comprimé ; (c) e fissures dans la direction horizontale de relaxation des contraintes.

La Figure 110 présente la distribution du nombre de fissures sous la forme d'histogrammes le long des axes X, Y et Z obtenue à partir du modèle à 200 k particules. L'histogramme montre les bandes larges considérées pour le comptage des fissures dans les directions X et Y des contraintes initiales majeure et mineure. Le long de l'axe Z, l'histogramme (Figure 110-c) montre que les fissures sont réparties de manière quasi uniforme, de sorte qu'il n'est pas nécessaire d'évaluer une distribution probabiliste.

A titre comparatif la Figure 111 montre la distribution des fissures pour différentes axes X, Y et Z obtenue avec une discrétisation grossière de 40 k (soit le maillage le plus grossier). La distribution des fissures est similaire à celles présentées pour le maillage fin (200 k). Cependant, le nombre de fissures diffère entre ces deux discrétisations. Ceci a déjà été discuté dans la simulation des essais de traction et de flexion trois points (chapitre précédent) : moins de particules entraînent moins de contacts dans la zone d'intérêt et, par conséquent, moins de fissures susceptibles de rompre.

La Figure 112 montre la concentration de fissures au voisinage du tunnel dans la direction horizontale (correspondant à la zone de relâchement des contraintes) et dans la direction verticale (associée au domaine comprimé) à l'intérieur des bandes schématisées sur les Figure 110-b, c.

Cette figure permet de déduire des extensions d'EDZ d'environ 20 et 50 cm dans les directions de  $\sigma_1$  et  $\sigma_3$ , respectivement. En particulier, en focalisant l'analyse dans la direction de  $\sigma_3$ , le modèle permet de prédire une extension de la zone rompue très proche de la zone endommagée macroscopiquement observée in situ ou prédite par les études numériques issues de la littérature.

L'impact de la discrétisation sur l'extension de l'EDZ dans les directions des contraintes majeures  $\sigma_1$  et  $\sigma_3$  a été étudiée à travers l'examen des résultats des autres discrétisations (40 k, 100 k et 150 k). Il a été obtenu les mêmes extensions des zones endommagées dans les deux directions. À titre illustratif, la discrétisation de 40 k prévoit des extensions de 15 et 45 cm respectivement dans les directions de  $\sigma_1$  et  $\sigma_3$ . Contre 20 et 50 cm dans le cas du modèle à 200 k. Par

conséquent, pour les gammes de rayons de particules utilisées dans cette modélisation à l'échelle de la structure, la discrétisation n'affecte pas le comportement de la structure souterraine. La Figure 113 vient confirmer ce résultat avec l'examen de l'évolution de l'énergie dissipée par les fissures pour les quatre discrétisations étudiées puisqu'il n'y a pas de différence significative en fonction de la discrétisation.

La distribution des microfissures et l'énergie dissipée associée ne dépendent pas de la discrétisation. Ce résultat suggère que la simulation complète de structures souterraines telles que le Mine-by test peut être effectuée en seulement quelques heures. Plus précisément, avec une discrétisation de 40 k, la simulation complète prend 6 heures, alors que pour une discrétisation de 200 k, le temps de calcul est de 28 heures (Processeur: Intel Xeon, RAM: 64 Go), offrant ainsi de bonnes perspectives pour une modélisation très fine du processus de fissuration de matériaux fragiles à grande échelle avec un temps de calculs raisonnable, ce qui à notre connaissance n'est pas le cas des codes de la même famille disponibles dans la littérature. Cette non-dépendance au maillage au-delà d'une discrétisation suffisante (comme discuté précédemment avec les résultats des simulations de tests de laboratoire) est un résultat très intéressant. Il est donc possible d'effectuer des simulations de très gros volumes avec un temps de calcul raisonnable, un gain pour le dimensionnement des structures souterraines et les prédictions de leur comportement in situ.

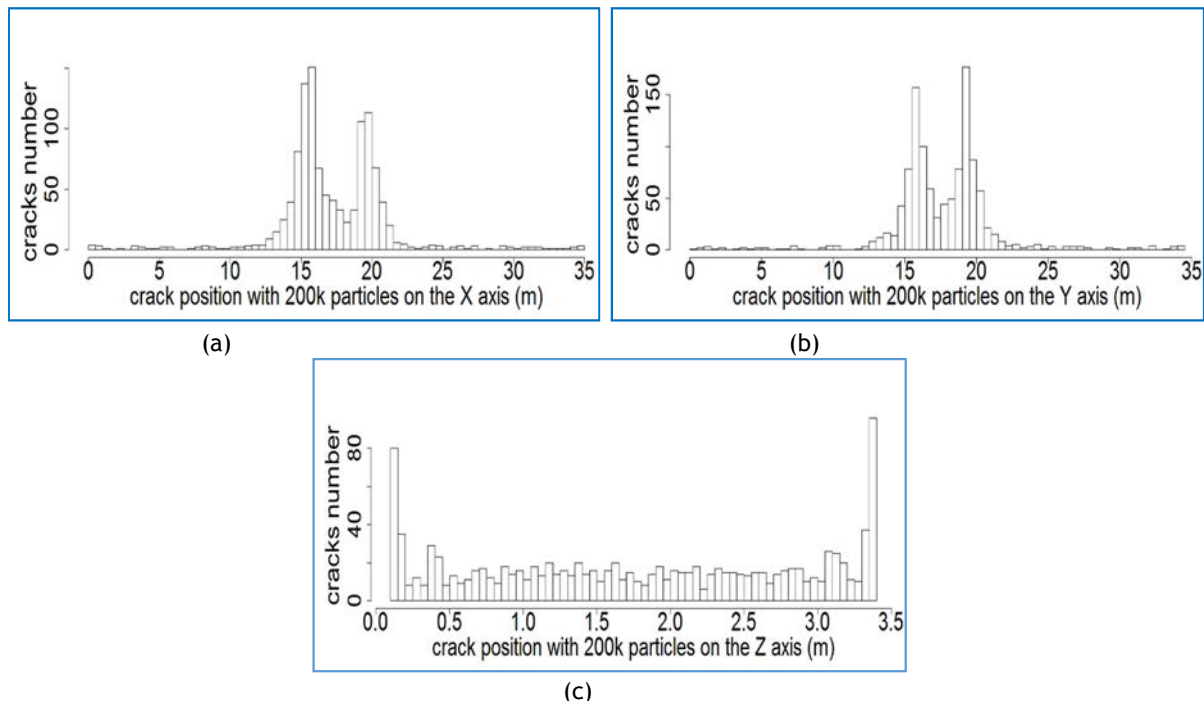


Figure 110. Distribution de positions des microfissures dans les directions de : (a) X, (b) Y, (c) Z pour 200 k particules (Hamdi et al. 2017 b).

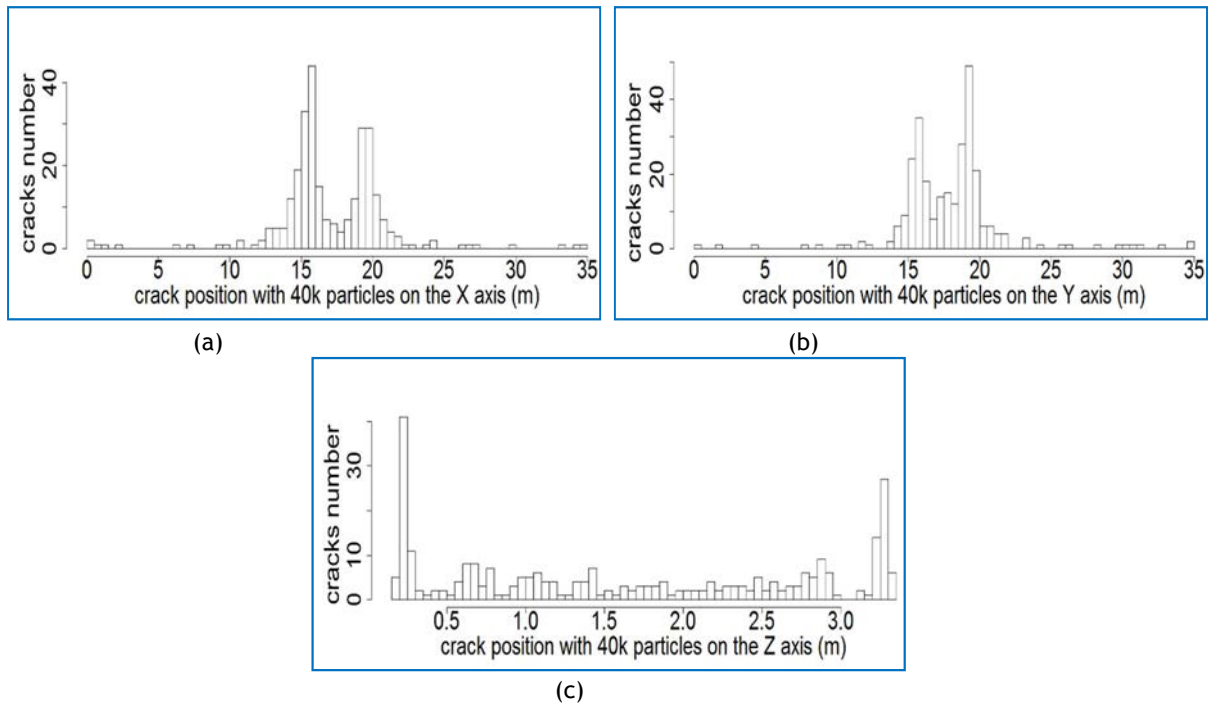


Figure 111. Distribution de positions des microfissures dans la direction de : (a) X, (b) Y, (c) Z pour 40 k particules (Hamdi et al. 2017 b).

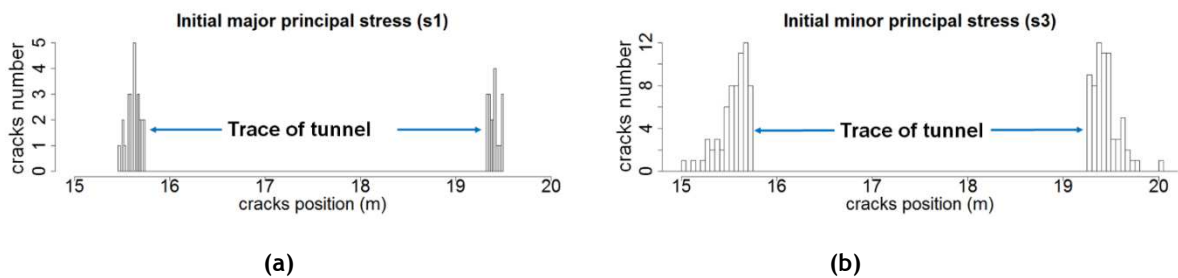


Figure 112. Distribution de microfissures autour de tunnel pour la discrétisation de 200 k : (a) dans la direction de la contrainte initiale majeure, dans la direction de la contrainte initiale mineure (Hamdi et al. 2017b).

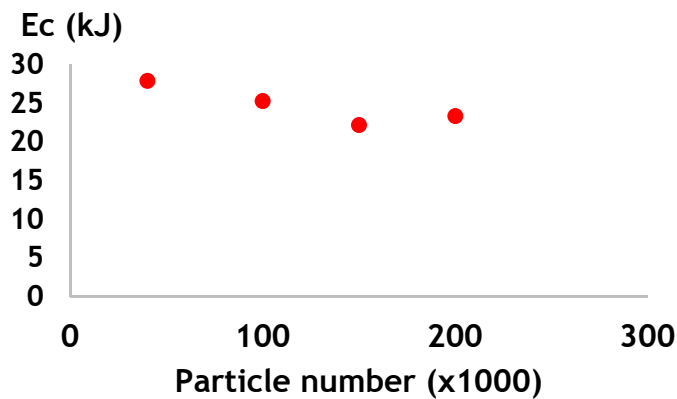


Figure 113. Energie dissipée par les microfissures en fonction de la discrétisation (Hamdi et al. 2017 b).

### 2.2.2. Bilan énergétique

Comme pour les simulations d'essais de laboratoire, les différentes composantes énergétiques ont été calculées durant la simulation du tunnel. Les valeurs des énergies à la fin de la simulation sont présentées dans le Tableau 8. Le ratio entre le bilan des énergies et le travail externe est également évalué pour les quatre discrétisations.

Tableau 8. Valeurs des composantes énergétiques à la fin de la simulation pour les différentes discrétisations.

	$W_{ext}$ (MJ)	$E_{el}$ (MJ)	$E_d$ (MJ)	$E_c$ (MJ)	$E_f$ (MJ)	$E_k$ (MJ)	$W^*$
$\bar{r} = 240$ mm	166,28	161,86	0,644	0,027	0,365	$7 \times 10^{-4}$	2,03 %
$\bar{r} = 180$ mm	158,52	154,16	0,666	0,025	0,372	$10^{-4}$	2,08 %
$\bar{r} = 158$ mm	154,48	150,29	0,687	0,022	0,367	$7,2 \times 10^{-5}$	2,07 %
$\bar{r} = 144$ mm	152,29	148,68	0,684	0,023	0,366	$5,5 \times 10^{-4}$	2,09 %

On rappelle que  $W_{ext}$  le travail externe,  $E_{el}$  l'énergie élastique,  $E_d$  l'énergie dissipée par amortissement,  $E_c$  l'énergie dissipée par fissuration,  $E_f$  l'énergie dissipée par frottement entre les particules,  $E_k$  l'énergie cinétique et  $W^*$  le ratio entre le bilan des énergies ( $W$ ) et le travail externe  $W^* = W/W_{ext}$ .

A titre de rappel, le bilan des énergies ( $W$ ) est la différence entre l'énergie introduite et l'énergie dissipée.

Les expressions mathématiques des composantes énergétiques ont été présentées dans le chapitre 3.

Au regard des valeurs des ratios de chaque bilan d'énergies calculées pour les différentes discrétisations, il ressort que les ratios sont quasi-invariants et identiques à 2% par rapport à la discrétisation la plus fine (200 k). Ces résultats nous amènent à dire que les formulations énergétiques sont robustes à grande échelle indépendamment de la discrétisation.

Enfin les formulations mathématiques des différentes formes d'énergie apparaissant dans un milieu rocheux soumis à des sollicitations mécaniques, développées et implémentées dans le code de calcul Yade permettent d'appréhender l'aspect énergétique du comportement des roches.

## 3. Simulation de la propagation fissuration à grande échelle : cas de pilier d'une mine du bassin ferrifère lorrain

### 3.1. Problématique

La seconde application de la modélisation discrète de fissuration au-delà de l'éprouvette concerne un pilier de la mine de fer de Joeuf dont la couche grise a fait l'objet d'une large caractérisation de laboratoire par Grgic (2001). Ce pilier a également fait l'objet d'une première modélisation 2D hybride (Fougeron 2007) notamment dans le cadre du GISOS (Groupement d'intérêt scientifique sur l'Impact et la Sécurité des Ouvrages Souterrains) regroupant le Bureau de Recherches Géologiques et Minières (BRGM), l'Institut National de l'Environnement Industriel

et des Risques (INERIS), l'Institut National Polytechnique de Lorraine (INPL) et l'Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris (ENSMP).

Dans la mesure où des essais uniaxiaux et triaxiaux réalisés par Grgic (2001) ont porté sur un faciès du minerai de fer sain de la couche grise du secteur de Joeuf (faciès très ferrifère et à grains très fins) qui diffèrent de ceux réalisés par Wassermann (2006) sur le secteur de Tressange, ces essais ont été choisis dans cette partie. Tous ces essais ont été complétés par plusieurs essais de caractérisations mécaniques réalisés en laboratoire par le LAEGO (actuellement GeoRessources) afin de déterminer pour chaque faciès-type du bassin ferrifère lorrain les paramètres géomécaniques (Homand, 2004). Par suite, pour chaque faciès-type il a été calculé une résistance à la traction « massif », une résistance à la compression « massif », un angle de frottement « massif » et une cohésion « massif » (paramètres de rupture de Mohr-Coulomb) à partir de la méthodologie de Hoek & Brown (1997). Les caractéristiques géomécaniques « massif » du secteur de Joeuf et bien d'autres ont été synthétisées dans Homand (2004). Celles du secteur de Joeuf sont résumées dans Fougeron (2007) et rappelées dans le Tableau 6. Par la suite ce sont ces valeurs qui seront utilisées pour l'identification des micro-paramètres nécessaires à la mise en œuvre de notre modèle de pilier avec le code Yade.

### **3.2. Calibration des microparamètres à partir des caractéristiques « massif » du minerai de fer**

Comme évoqué dans le chapitre 3, la calibration numérique des micro-paramètres (ou paramètres d'entrée pour le code Yade) nécessite la connaissance des propriétés mécaniques associées à la roche, et dans le cas présent les « propriétés massives » du minerai de fer. A titre de rappel, les propriétés mécaniques associées à la roche sont le module de Young  $E$ , le coefficient de Poisson  $\nu$ , la résistance à la compression uniaxiale  $\sigma_c$ , la résistance à la compression pour différentes valeurs de confinement  $\sigma_3$  et la résistance à la traction  $\sigma_t$ .

La résistance à la traction a été calculée en retour (par nos soins) à partir des valeurs massives de la cohésion et l'angle de frottement et du critère de Mohr-Coulomb.

On rappelle les micro-paramètres à caler dans Yade :

- le module d'élasticité des particules ( $E_{micro}$ ) ;
- le rapport entre les raideurs tangentielle et normale de contact entre les particules  $k_t/k_n$  ;
- la résistance à la traction de contact entre les particules ( $t$ ) ;
- la cohésion entre les particules ( $c_{micro}$ ) ;
- l'angle de frottement entre les particules ( $\varphi_{b,micro}$ ).



Tableau 9. Propriétés mécaniques « massif » du minerai de fer pour le secteur de Joeuf.

	Minerai de fer
$E(GPa)^{(*)}$	7,81
$\vartheta^{(*)}$	0,25
$\sigma_c(MPa)^{(*)}$	4,5
$\sigma_t(MPa)^{(**)}$	1,2
$c(MPa)^{(*)}$	1,2
$\varphi(^{\circ})^{(*)}$	35

(\*) D'après Homand (2004) citée par Fougeron (2007), (\*\*) valeur calculée en retour à partir de  $c$  et  $\varphi$ .

La détermination du nombre de coordination a été effectuée selon la procédure essai-erreur comme détaillé dans le chapitre 3.

Les micro-paramètres d'entrée  $E_{micro}$  (module d'élasticité des particules) et  $k_t/k_n$  (ratio de raideurs tangentielle et normale) ont été calibrés en simulant un essai de compression uniaxiale afin de reproduire les caractéristiques élastique (module de Young et coefficient de Poisson) du minerai à l'échelle du massif.

La calibration de la résistance à la traction entre les particules ( $t$ ) est réalisée en simulant l'essai de traction direct.

Pour la cohésion ( $c_{micro}$ ) et l'angle de frottement ( $\varphi_{b,micro}$ ) interparticulaires, la calibration est effectuée uniquement avec l'essai compression uniaxiale.

Les valeurs des différents micro-paramètres déterminées sont résumées dans le Tableau 10.

Tableau 10. Valeurs des micro-paramètres déterminées par calibration des caractéristiques « massif » du minerai de fer (site de Joeuf).

	Minerai de fer
Nombre de coordination ( $N$ )	6
Rapport des raideurs ( $k_t/k_n$ )	0,2
Module d'élasticité des particules ( $E_{micro}$ )	30 GPa
Cohésion entre les particules ( $c_{micro}$ )	8 MPa
Angle de frottement entre particules ( $\varphi_{b,micro}$ )	1°
Résistance à la traction entre les particules ( $t$ )	3 MPa

### 3.3. Simulation explicite de la fissuration d'un pilier

La mine de fer de Joeuf a été exploitée par la méthode de chambres et piliers comme illustré sur la Figure 114.

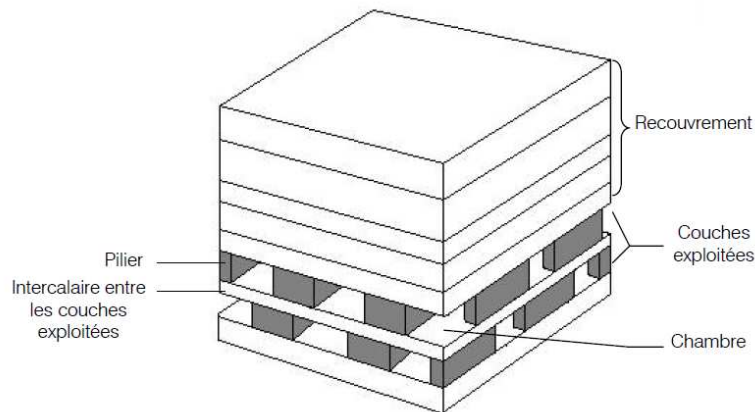


Figure 114. Illustration d'une exploitation souterraine par chambres et piliers sur deux niveaux.

Cette mine a déjà fait l'objet d'une modélisation à l'échelle d'une exploitation dans le cadre de la thèse de Fougeron (2007), avec comme objectif de simuler le développement de la fissuration au sein d'un pilier de minerai de fer et de tenter de comprendre comment cette fissuration se transmet dans le recouvrement et quelle est la conséquence en termes d'affaissement en surface. Cette modélisation a été faite en 2D avec FLAC / PFC2D (tous deux en 2D développés et commercialisés par ITASCA) comme suit : (a) en considérant toute la géométrie de la mine avec plusieurs chambres et piliers, (b) dans la mesure où il n'était pas possible de modéliser tout le domaine d'étude avec un code de MED, Fougeron (2007) a associé deux codes : l'un, FLAC, continu dédié la quasi-totalité du domaine d'étude s'inscrit dans le cadre d'approche milieux continus avec des modèles de comportement pouvant être complexes ; l'autre, PFC2D, destiné à étudier le processus de la fissuration explicite d'un pilier, en l'occurrence le pilier central, (c) seul le pilier central a été modélisé avec PFC2D avec des propriétés micro calibrés à partir des caractéristiques « massives » données dans le Tableau 10, sur la base d'une méthodologie spécifique à PFC2D (cf manuel d'utilisation) et les courbes contrainte-déformations du minerai sain publiées dans Grgic (2001), (d) la partie restante a été modélisée en continu avec les caractéristiques « massives » en supposant un comportement non linéaire de type élastoplastique parfait de type Mohr-Coulomb. Les piliers sont hauts de 4 m et larges de 6 m. Fougeron (2007) modélise le pilier central par 2300 particules de rayon moyen 0,125 m. Les chambres sont hautes de 4 m et larges de 8 m. Le modèle géométrique (FLAC/PFC2D) avec toutes les couches du recouvrement et celles à la base du minerai mis au point par Fougeron (2007) est illustré sur la Figure 115. La Figure 116 montre l'inclusion PFC2D représentant le pilier central objet d'une analyse fine de sa fissuration.

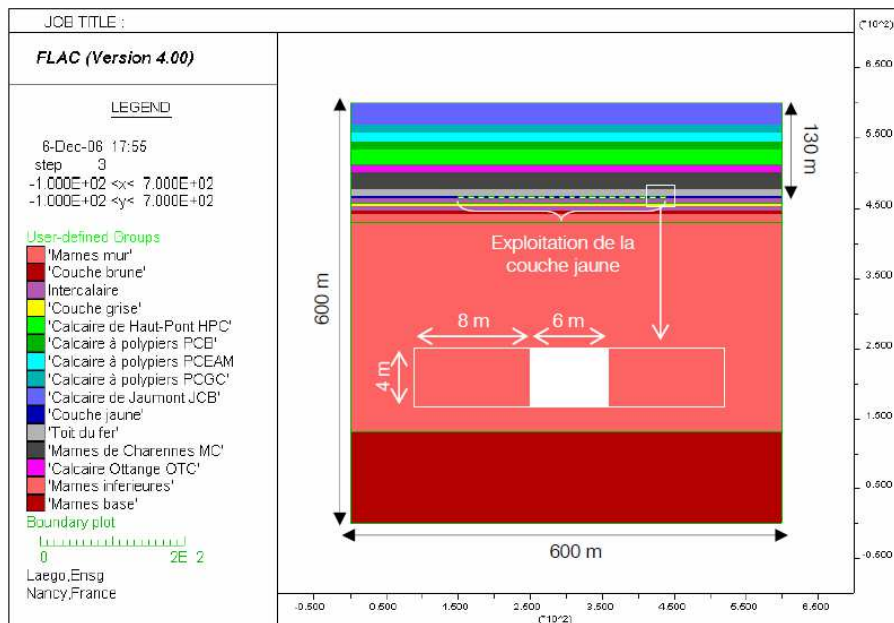


Figure 115. Modèle de référence avec FLAC (Fougeron 2007).

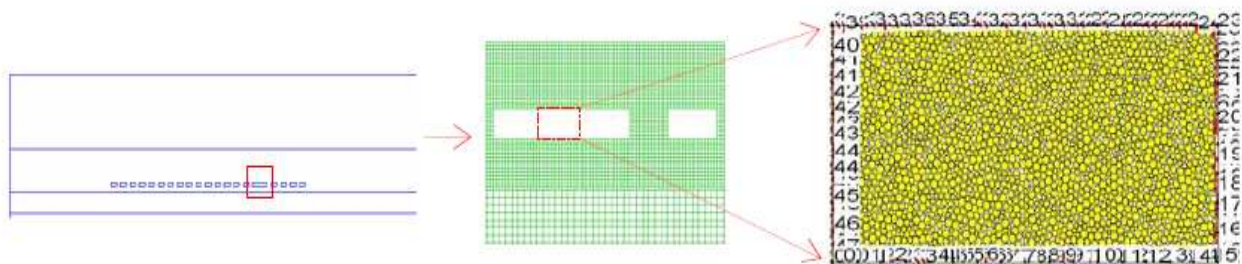


Figure 116. Définition de la zone d'inclusion de PFC dans FLAC (Fougeron 2007).

L'objectif de notre étude est d'évaluer finement le processus d'initiation et de propagation des fissures à l'échelle d'un pilier sans trop s'occuper des conséquences de la mine en surface en terme d'affaissement ou d'interaction entre rupture de pilier et comportement de la couverture, par ailleurs principaux objectifs de la modélisation menée par Fougeron (2007), notre modélisation numérique s'est donc limitée à un pilier, utilisant ainsi une symétrie dans l'extension horizontale de la mine. Nous avons aussi volontairement délimité l'extension verticale à 4 m de part et d'autre du pilier modélisé, par souci de compromis entre « maillage », description de la fissuration et temps de calculs, même si nous avons conscience du rôle que peuvent avoir les conditions aux limites sur la réponse attendue. La Figure 117 montre le modèle géométrique d'un demi-pilier et d'une 3/8 de chambre. Il est constitué de 100000 particules de rayon moyen 84 mm. Le chargement de pilier est similaire à celui d'une éprouvette en compression en limitant la charge maximale à la contrainte verticale in situ au niveau de la couche de minerai qui est égale à 3,28 MPa ( $\sigma_h = \gamma h$ ). La vitesse de chargement pour atteindre cette contrainte verticale, égale à 0,02 ms<sup>-1</sup>, est appliquée sur la limite supérieure du modèle jusqu'à atteindre la contrainte verticale in situ. Le déplacement normal des autres limites (symétries horizontales,

à la base, traduisant une exploitation multicouche et dans la 3<sup>ème</sup> direction pour des raisons de conditions de déformations planes) a été imposé nul comme illustré sur la Figure 118.

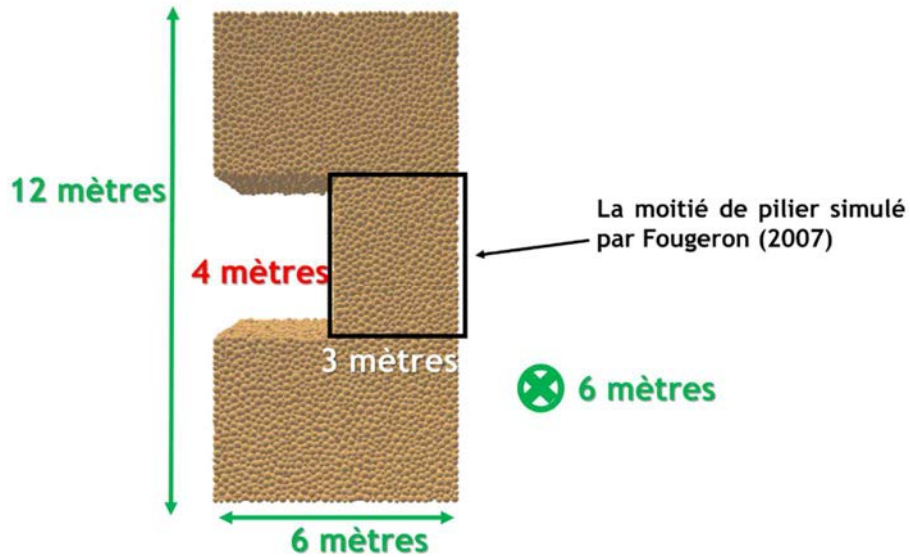


Figure 117. Géométrie du modèle d'une 3/8-chambre et d'un demi-pilier.

Piloté en vitesse de déplacement  
jusqu'à la contrainte 3,24 MPa

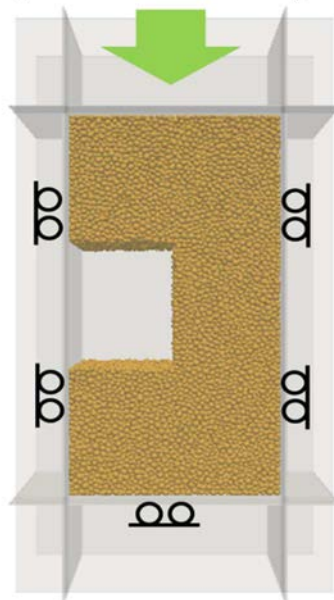


Figure 118. Chargement aux limites imposées pour le modèle proposé de chambre et pilier.

Les résultats de la simulation sont examinés en termes de champs des contraintes horizontale et verticale, de champs de déplacement des particules, de la force de contacts et des microfissures dans le pilier. Nos résultats sont similaires à ceux

obtenus par Fougeron (2007) avec une modélisation hybride FLAC/PFC. La Figure 119 présente le champ de contrainte verticale obtenu avec Yade (dans notre cas) et FLAC (dans les autres piliers, au toit et mur de la modélisation de Fougeron 2007). La Figure 120 montre le champ de contrainte horizontale obtenu avec Yade et FLAC.

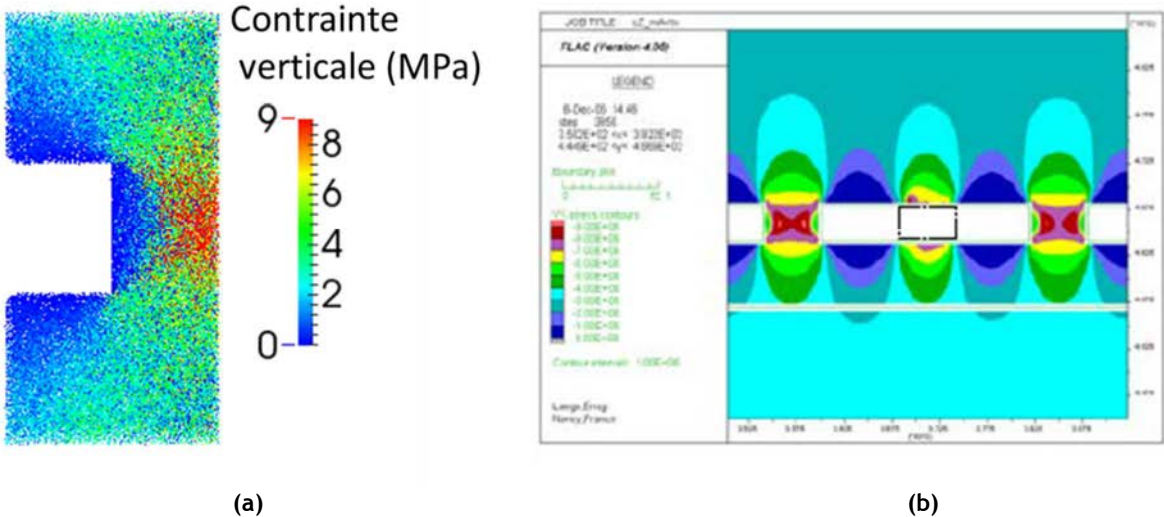


Figure 119. Champ de contrainte verticale : (a) distribution prédite ; (b) distribution obtenue avec FLAC par Fougeron (2007).

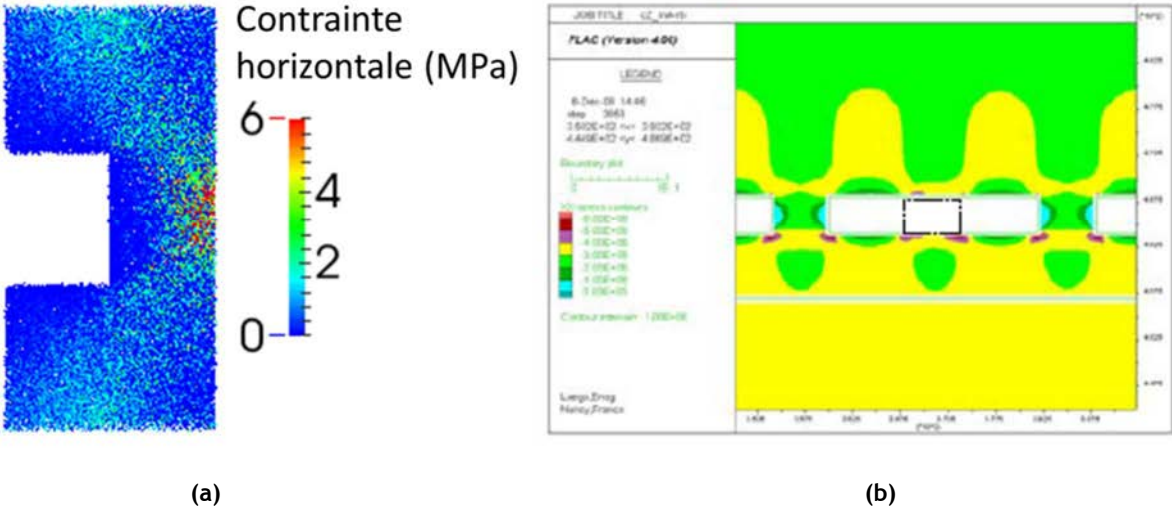


Figure 120. Champ de contrainte horizontale : (a) distribution prédite ; (b) distribution obtenue avec FLAC par Fougeron (2007).

Pour le champ de la contrainte horizontale, il a été constaté qu’au niveau du toit et du mur,  $\sigma_x = 0 MPa$ . On peut dire que ces résultats sont similaires aux résultats obtenus par Fougeron (2007) avec un pilier continu. Au cœur de pilier, la contrainte horizontale est plus importante que la contrainte horizontale in situ. Ce résultat est justifié par le fait que la contrainte horizontale se détend progressivement du cœur à la paroi. Au niveau des coins, la contrainte horizontale obtenue avec Yade n’est pas égale à celle issue des calculs de Fougeron (2007). Pour le pilier continu, l’importante valeur de la contrainte horizontale au coin est

expliquée par la plastification de cette zone de pilier qui est due à la rupture du pilier. Pour le pilier simulé avec Yade, la loi des contacts entre les particules est élasto-fragile ce qui résulte l'absence de la plasticité. Les microfissures sont créées dans cette zone et la contrainte calculée au niveau des particules diminuent.

Pour le champ de la contrainte verticale, il a été observé qu'au niveau du toit et du mur  $\sigma_y = 0 \text{ MPa}$ . Le même résultat est retrouvé par Fougeron (2007) dans le domaine continu modélisé avec le code FLAC. Au cœur du pilier, la contrainte verticale est très importante. Ceci est dû au report de la contrainte verticale sur le pilier plus important avec la disparition ou la diminution du confinement. Ce résultat est similaire à celui obtenu par Fougeron (2007). D'un point de vue quantitatif, on retrouve la même valeur de contrainte verticale au cœur qui avoisine 9 MPa. Au niveau des coins, les contraintes verticales obtenue avec Yade et FLAC (Fougeron 2007) sont égales.

On peut dire que la distribution de contraintes prédite avec le code les éléments discrets est similaire à celle obtenue avec FLAC. Cette similarité est due à la méthode de calcul de tenseur des contraintes utilisé dans Yade. Chaque tenseur représente la contrainte moyenne dans une particule qui est obtenue à partir de l'intégrale de la charge appliquée au contour. Cette définition est justifiée en supposant que chaque particule est un milieu continu. Cette hypothèse peut être considéré juste si les particules sont en équilibre statique. Le tenseur des contraintes moyen  $\sigma_{ij}$  d'une particule dans Yade est calculé à l'aide de cette

$$\text{formule : } \sigma_{ij} = \frac{1}{V} \sum_k x_i^k f_j^k \quad (58)$$

avec  $V$  le volume de particule,  $k$  nombre de contact pour la particule étudiée,  $x_i^k$  le déplacement de  $k^{\text{ème}}$  contact et  $f_j^k$  la force de  $k^{\text{ème}}$  contact appliqué à la particule.

Plus précisément nous allons comparer les résultats de notre simulation avec ceux de Fougeron (2007) relativement au pilier modélisé avec PFC. A titre comparatif, la Figure 121 présente la force aux contacts, la Figure 122 illustre les microfissures au pilier et la Figure 123 montre le champ de déplacement des particules.

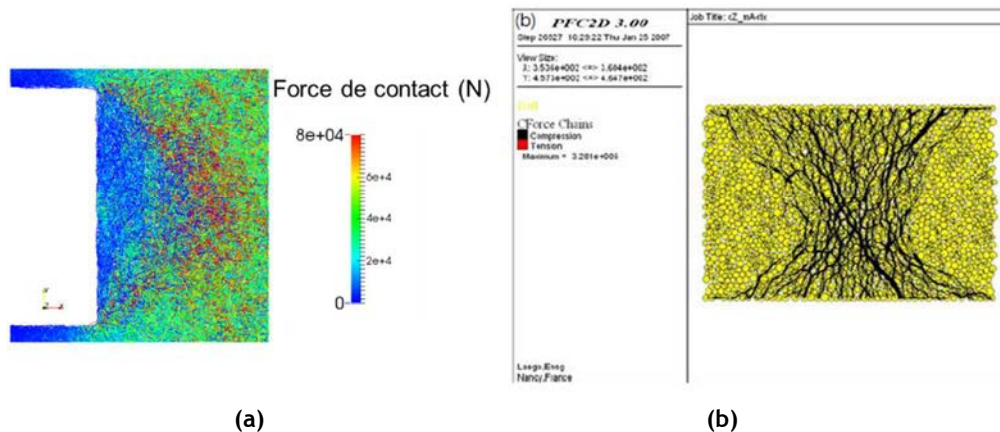


Figure 121. Forces aux contacts entre les particules : (a) distribution prédite ; (b) distribution obtenue avec PFC par Fougeron (2007).

Au centre du pilier la force au contact atteint sa valeur maximale de 80 kN (Figure 121-a) pour la simulation effectuée avec Yade et 3.28 MN pour la simulation avec PFC (Fougeron 2007). Au bord du pilier la force au contact est très faible et même nulle. Cette tendance est trouvée dans les calculs effectués avec PFC par Fougeron (2007). De la Figure 121-b il faut noter que l'épaisseur de trait est proportionnelle à l'intensité de la force. D'après la Figure 121, la tendance des forces au contact est similaire pour les deux codes de calcul. Dans le cas de Fougeron (2007), la diminution de force de contact allant du cœur vers le bord du pilier est due au déconfinement du pilier. Dans notre cas, cette tendance est expliquée par le fait que la contrainte horizontale se détend progressivement du cœur à la paroi. Une corrélation est remarquée entre la distribution de contrainte horizontale et la distribution des forces de contact. Cette corrélation est expliquée par la formule (1) qui illustre le lien entre le tenseur des contraintes et les forces de contact.

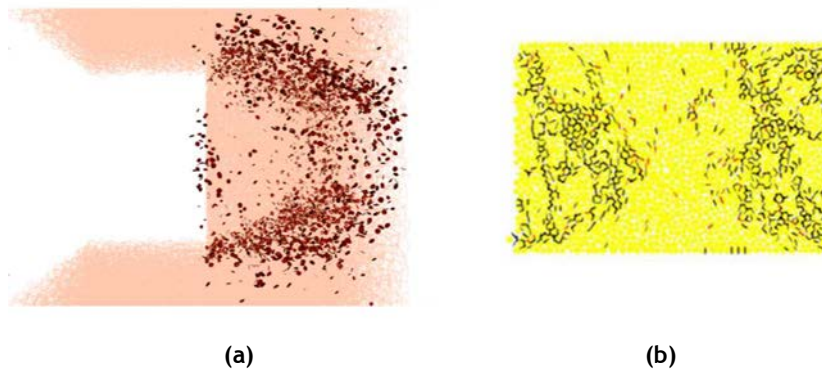


Figure 122. Présentation des microfissures au pilier : (a) distribution prédite ; (b) la distribution obtenue avec PFC par Fougeron (2007).

La distribution des microfissures est similaire entre les deux codes de calculs Yade et PFC. La distribution des microfissures prédite coïncide avec la zone dans laquelle la force de contacts est maximale. En effet, les microfissures sont résultantes à la rupture des contacts entre les particules. La rupture entre les particules se produit si la force au niveau des contacts est plus importante que la force maximale calculée avec les paramètres numériques d'entrée (surtout la résistance à la traction micro  $t$  et la cohésion micro  $c_{micro}$ ). D'où les contacts dont la force est maximale sont les plus susceptibles à être rompus.

Le modèle de chambre et pilier conduit au déplacement latéral du pilier. Ce déplacement a été simulé comme illustré (Figure 123-a). Le champ de déplacement des particules est similaire au niveau du pilier en comparant les résultats obtenus par Yade et PFC (Figure 123).

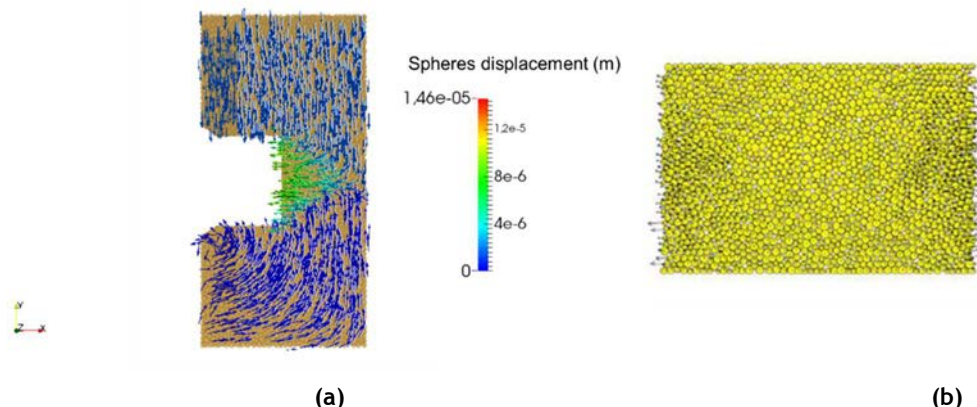


Figure 123. Champ de déplacement des particules à la fin de la simulation : (a) champ de déplacement prédit ; (b) champ de déplacement obtenu avec PFC par Fougeron (2007).

Afin d'étudier la distribution des fissures localement dans le pilier, trois zones de pilier ont été choisies comme illustré sur la Figure 124. Les microfissures sélectionnées dans la première zone (allant du coin au cœur de pilier) sont situées au mur du pilier dans à une tranche de 0,2 m de longueur. Celles de la deuxième zone sont situées à mi-hauteur du pilier dans entre 1,9 m et 2,1 m. et les microfissures de la troisième zone sont situées au toit du pilier entre les cotes 3,8 m à 4 m. Ce choix nous permet de mieux approcher le comportement du pilier et localiser les points de pilier qui font rompre et conduire éventuellement à sa ruine. La Figure 125 présente la distribution des microfissures dans les trois zones. Le processus de la fissuration commence au niveau des coins et se propage vers le cœur du pilier comme illustré dans la Figure 124. En effet, les bandes de fractures ont été observés et elles sont en forme X comme montré pour les échantillons sollicités en compression triaxiale. Après la formation des bandes de fractures, des instabilités locales ont été produites à la paroi. Ceci annonce l'écaillage qui est caractérisé par l'apparition des fractures parallèles à la hauteur de pilier.

Les Figure 125-a et Figure 125-c montrent la distribution des fissures dans les zones 1 et 3. Les fissures se développent de la paroi vers le cœur de pilier en bande en forme X dans le demi-pilier simulé. Ce qui fait qu'on détecte les fissures de la paroi jusqu'au milieu des deux profils. Autrement dit, le nombre de microfissures est maximal au mur et au coin et diminue en s'approchant du cœur du pilier dans les zones 1 et 3. Dans la zone 2, les fissures sont détectées au niveau de la paroi ce qui est expliqué par l'écaillage. De plus, le nombre des microfissures augmente en s'approchant du cœur du pilier. Cette augmentation est expliquée par l'intersection des deux bandes de fissuration. Les distributions statistiques des fissures dans les zones étudiées peuvent indiquer la densité de la fissuration dans le pilier. Le nombre des microfissures détectés au cœur du pilier dans la zone 2 est trois fois plus important que le nombre des microfissures dans les zones 1 et 3 (Figure 125). La simulation de pilier a montré que les bandes des fractures se créent en premier lieu en allant du mur et au coin vers le cœur de pilier. En deuxième temps, l'écaillage se produit à la paroi de pilier. D'après Brady et Brown (2006), l'écaillage résulte de la fissuration induite des champs de contraintes ou de



la fissuration proche ou au niveau de la paroi de pilier à l'échelle d'une mine souterraine. Par conséquent dans notre cas, l'écaillage est produit comme une conséquence de l'intersection des bandes de fissuration en forme X dans le pilier. En guise de conclusion, la distribution des fissures des trois zones étudiées nous permet de prévoir la propagation de la fissuration dans le pilier et donc d'optimiser la localisation des zones à surveiller si tel est le cas.

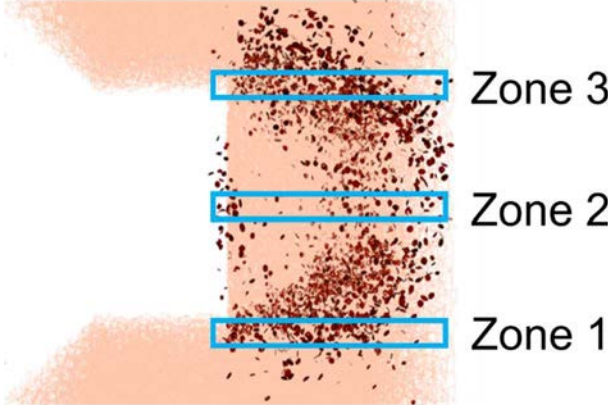


Figure 124. Les zones d'étude locale de la distribution des microfissures dans le pilier.

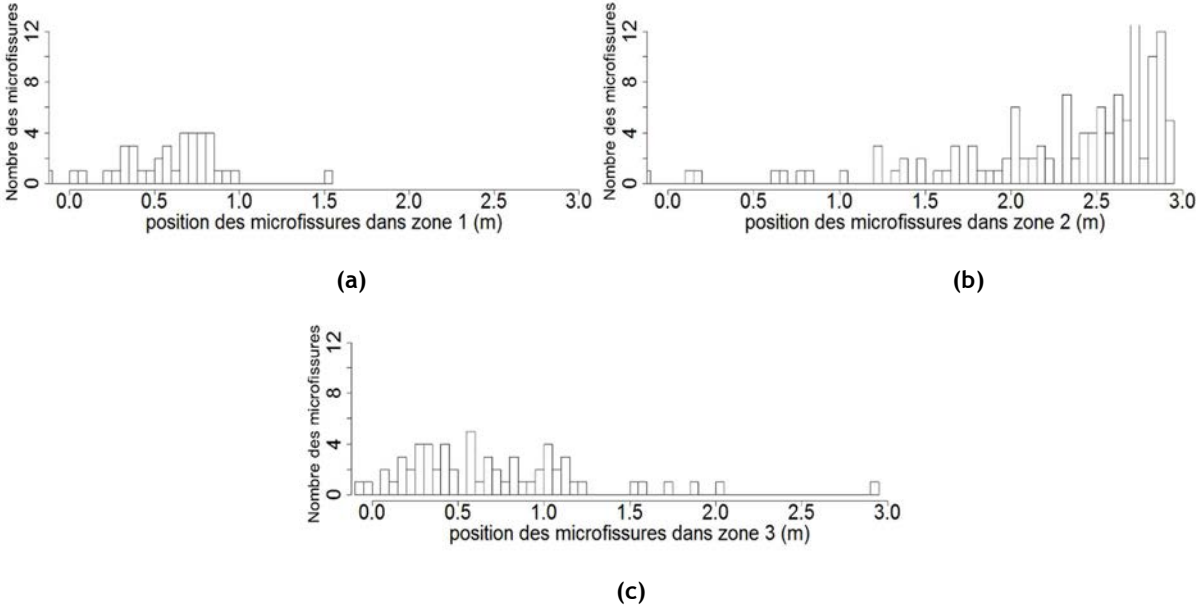


Figure 125. La distribution prédite de la fissuration dans les zones étudiées.

## 4. Conclusions

Dans ce chapitre, on a essayé de comprendre les mécanismes de fissuration à grande échelle sur la base de deux configurations d'ouvrages bien connus du génie civil et de l'exploitation minière : un tunnel et une mine souterraine par chambres et piliers. Le code aux éléments discrets Yade a été utilisé pour leur modélisation.

Pour le tunnel, il s'agit d'un Mine-by Experiment réalisé dans l'URL (Underground Research Laboratory) situé à Manitoba (Canada) dans le granite du Bonnet, par ailleurs très bien étudié dans la littérature tant d'un point de vue expérimental que numérique. Ce tunnel a été simulé dans un massif de granite où règne un état de contrainte initial fortement anisotrope ( $\sigma_1=60$  MPa quasi horizontale,  $\sigma_3=11$  MPa quasi verticale,  $\sigma_2=45$  MPa horizontale et parallèle à l'axe du tunnel) avec différentes discrétisations allant de 40k jusqu'à 200 k particules dans le but d'examiner l'influence du maillage. Dans la direction de la contrainte initiale mineure ( $\sigma_3$ ), le modèle proposé prédit une extension de la zone endommagée de 50 cm qui est très proche de celle du notch observée in situ ou prédite par des études numériques antérieures. En outre, le modèle proposé a permis de simuler l'endommagement induit du tunnel sans dépendance au maillage. Par la suite, il est donc possible de modéliser des problèmes à grande échelle avec des discrétisations dans une certaine limite de taille de particules et un temps de calcul optimal. Une étude énergétique a été menée pendant la simulation et le bilan des énergies a été calculé pour les différentes discrétisations. Les valeurs des ratios de bilan des énergies rapporté au travail des forces externes calculées pour les différentes discrétisations sont quasi-identiques et proches de 2%. Ce qui constitue un élément de validation des formulations énergétiques développées, et implantées dans le chapitre précédent et mis en œuvre à une plus grande échelle.

La seconde application à l'échelle de structures a été la modélisation de la mine de fer de Joeuf dans le bassin ferrifère lorrain. Au préalable, un travail de calage des paramètres numériques a été effectué en s'appuyant sur les propriétés mécaniques « massif » (paramètres de rupture de Mohr-Coulomb) de minerai de fer à partir de la méthodologie de Hoek & Brown (1997) données dans Homand (2004). La fissuration du pilier a été simulée en conditions de compression uniaxiale jusqu'à atteindre la contrainte verticale prévalant dans le pilier avant l'excavation de 3,24 MPa (estimée par le poids des terrains sus-jacents). Les résultats ont été discutés en termes de champs de contraintes horizontale et verticale, de microfissures, de forces aux contacts et de déplacement des particules puis comparés aux résultats obtenus par Fougeron (2007) utilisant une modélisation hybride FLAC/PFC2D. Des similitudes qualitatives et quantitatives entre les deux résultats ont été globalement observées. La fissuration dans les piliers a été étudiée à travers la distribution des fissures le long de 3 profils horizontaux dans le pilier : au mur, à mi-hauteur et au toit. Les distributions nous ont permis d'approcher le taux et la localisation de la fissuration dans le pilier. Plus précisément, le modèle numérique

développé avec le code Yade montre deux modes de fissuration dans le pilier : (a) écaillage en peau de pilier, (b) deux bandes de rupture s'initiant au niveau des coins du mur et toit du pilier pour se propager vers le cœur du pilier, pour former une bande de rupture en X.

L'ensemble de ces résultats offre de bonnes perspectives pour mieux comprendre les mécanismes de la propagation de la fracturation à plus grande échelle, avec une possible corrélation avec une activité microsismique, si tel est le cas.



## CONCLUSIONS GENERALES & PERSPECTIVES

Depuis des années et jusqu'à aujourd'hui, la fissuration dans les milieux rocheux présente un problème majeur dans plusieurs domaines : la gestion des déchets radioactifs, la sécurité des mines et des mineurs, le risque de pollution des nappes phréatiques au voisinage des roches de schistes qui subissent l'extraction du pétrole par l'hydro-fissuration etc.

Ces différentes problématiques soulignent l'importance d'étudier la problématique de la fissuration et développer des outils numériques capables de modéliser l'initiation et la propagation des fissures dans les roches.

Le travail présenté dans le manuscrit rentre dans le cadre de développement d'un outil numérique capable de modéliser explicitement l'initiation et la propagation des fissures dans les milieux rocheux.

La méthodologie et le plan de travail de thèse a été articulée sur les points suivants :

- Présentation des processus de fissuration dans les différentes méthodes numériques qui mène à choisir la méthode des éléments discrets ;
- Développement et implémentation des différentes composantes énergétiques et effectuer des essais de validation ;
- Etude de l'initiation et la propagation des fissures à l'échelle de laboratoire et la corrélation entre l'énergie de la fissuration et les événements acoustiques à travers les essais simulés et les essais effectués au laboratoire ;
- Etude du développement de la fissuration à l'échelle de l'ouvrage à travers deux exemples : l'ouvrage souterrain URL de Manitoba et un pilier de mine de Joeuf dans le bassin ferrifère lorrain.

Dans le premier chapitre, les différents mécanismes d'initiation et de propagation des fissures ont été présentés. Les différents mécanismes de fissuration nous ont mené à déterminer le champ des contraintes au voisinage de la fissure pré-existante. En s'appuyant sur la mécanique linéaire de la rupture, trois zones ont été différenciées : la pointe de la fissure, la zone de la singularité et la zone lointaine. Pour prédire la propagation, le facteur d'intensité des contraintes et le taux de restitution de l'énergie ont été montrés. De plus, la méthodologie utilisée dans les essais de laboratoire pour calculer la ténacité a été présentée. Pour modéliser l'initiation et la propagation des fissures dans les roches, différentes méthodes numériques ont été présentés. Les avantages et les inconvénients de chaque méthode ont été également illustrés. Ceci a permis d'adopter la méthode des éléments discrets pour la suite de la thèse.

Dans le deuxième chapitre, le code aux éléments discrets utilisé dans la thèse Yade Open DEM a été présenté à travers le schéma de résolution, la quasi-staticité, la loi des contacts et le nombre de coordination. Une étude de sensibilité a été menée afin de comprendre l'influence des paramètres mécaniques d'entrée et numériques sur la réponse mécanique macroscopique. Les essais de compression triaxiale (avec un échantillon intact) et de traction directe (avec un échantillon pré-fissuré) ont été simulés. Les paramètres d'entrée étudiés sont l'amortissement numérique, la discrétisation, la vitesse de chargement, l'orientation et la longueur de la fissure préexistante (juste pour l'essai de traction). Les résultats obtenus sont similaires à ceux de la littérature sauf pour la discrétisation. Cette indépendance est due à la notion du nombre de coordination introduite et implémentée dans le code Yade (Scholtès et Donzé 2013). Afin de tenir compte de l'aspect énergétique de la fissuration, les différentes composantes énergétiques ont été déterminées. Le bilan des énergies est calculé en soustrayant les énergies dissipées de celles émises. La formulation énergétique et son implémentation dans le code Yade ont été vérifiées en simulant des essais avec différents chemins de chargement : compression, traction et cisaillement et l'erreur de bilan énergétique varie de 0,1% à 3%.

Dans le troisième chapitre, les mécanismes de rupture des roches fragiles ont été étudiés à l'échelle de laboratoire. Les essais de flexion trois points et l'essai de traction directe d'un échantillon pré-fissuré ont été simulés. L'indépendance de comportement macroscopique à la discrétisation a été, à nouveau, vérifiée. En effet, la ténacité en mode I est quasi égale pour les différentes discrétisations et est en bon accord avec les valeurs déterminées sur les essais de laboratoire. Ce résultat est important puisque le modèle a été calibré en considérant des chemins de chargement totalement différents (essais de traction et de compression) effectués sur des échantillons intacts. L'énergie de fissuration et le volume de FPZ ont été évalués pour différentes discrétisations. Ils ne sont pas dépendant à la discrétisation au-delà d'une certaine limite de rayon moyen des particules, généralement voisin de 5% de la longueur caractéristique de l'entaille préexistante. La possibilité maintenant disponible de calculer l'énergie de fissuration nous a permis d'étudier la corrélation entre la fissuration simulée numériquement et l'activité microsismique mesurée durant les essais de laboratoire de Wassermann (2006). Les comparaisons qualitative et quantitative ont montré que les événements acoustiques et les énergies de fissuration issues respectivement des essais et des simulations numériques sont de tendance similaire. Les comparaisons quantitatives ont montré qu'on a une grande différence d'amplitude. Ceci est expliqué par l'incapacité des capteurs de détecter tous les événements acoustiques et par le fait qu'il existe un seuil prédéfini par utilisateur à partir duquel les événements acoustiques sont enregistrés. Il faut noter également que la nature de la roche étudiée joue un rôle clef dans la surveillance microsismique.

Dans le dernier chapitre, on s'est intéressé aux mécanismes de fissuration à grande échelle en étudiant deux cas réels : ouvrage souterrain URL à Manitoba (Canada) et un pilier d'une mine souterraine à Joeuf dans le bassin ferrifère lorrain (France). Dans le premier cas d'étude, le creusement de tunnel a été simulé avec différentes

discrétisations pour évaluer l'effet de la discrétisation sur l'endommagement autour de tunnel. L'extension de la zone d'endommagement prédit dans la direction de contrainte mineure est très proche au notch observé in situ. L'extension de l'endommagement prédit numériquement est également non dépendant au maillage. On peut dire que les problèmes de fissuration à grande échelle peuvent être simulés avec des discrétisations optimales. L'évaluation des composantes énergétiques a été effectuée pour les différentes discrétisations. Il a été vérifié que le bilan des énergies est correctement évalué. Dans le deuxième cas d'étude, l'endommagement d'un pilier d'une mine souterraine a été simulé en conditions de compression uniaxiale en augmentant le chargement jusqu'à atteindre la contrainte verticale prévalant dans le pilier avant l'excavation. Les résultats illustrés en champs de contraintes horizontale et verticale, en forces de contact, de déplacement des particules et en microfissures ont été comparés aux résultats obtenus par Fougeron (2007) issues d'une modélisation hybride FLAC/PFC2D. Des similitudes qualitatives et quantitatives entre les deux résultats ont été notées de manière globale, excepté le mécanisme de fissuration au cœur du pilier. Plus précisément, le modèle numérique développé avec le code Yade montre deux modes de fissuration dans le pilier : (a) écaillage en peau de pilier, (b) deux bandes de rupture s'initiant au niveau des coins du mur et toit du pilier pour se propager vers le cœur du pilier, en formant une bande de rupture en X. L'ensemble de ces résultats offre de bonnes perspectives pour mieux comprendre les mécanismes de la propagation de la fracturation à plus grande échelle, avec une possible corrélation avec une activité microsismique, c'est-à-dire de progresser dans compréhension de couplage entre la géomécanique et la géophysique.

En termes de perspective, le fait de simuler l'initiation et la propagation des fissures soumises aux phénomènes dynamiques peut être considéré comme une suite aux travaux effectués durant cette thèse, notamment par rapport aux développements effectués sur l'aspect énergétique de fissuration. Le modèle des éléments discrets utilisé durant la thèse n'est pas capable à l'état actuel, de simuler correctement les phénomènes dynamiques. Une tentative en essayant de simuler un essai de compression triaxiale vraie avec une surface libre (c'est-à-dire une des 3 contraintes principales nulle), a été menée sans succès. On propose deux pistes d'amélioration : (a) l'aspect rhéologique en étudiant des lois de contact plus réalistes, c'est-à-dire non linéaires dans les directions normale et tangentielle, et (b) l'aspect numérique en proposant et en implémentant un amortissement adapté aux sollicitations dynamiques.





## REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- Abdelaziz Y, Hamouine A. (2008). A survey of the extended finite element. *Computers and Structures* 86, pp 1141-1151.
- Al Heib M. (2002). Programme EAT-DRS-03 - Base de données géotechniques relative aux mines de fer de Lorraine. INERIS DRS-02-25300/RN08, 22p, 2002.
- Amitrano D. (1999). Emission acoustique des roches et endommagement approches expérimentale et numérique application à la sismicité minière. Thèse de doctorat, Université de Joseph Fourier - Grenoble 1.
- Belytschko T, Black T. (1999). Elastic crack growth in finite elements with minimal re-meshing. *International Journal of Numerical Methods Engineering* 45, pp 601-20.
- Belytschko T, Gracie R, Ventura G. (2009). A review of extended/generalized finite element methods for material modeling. *Modelling and Simulation in Materials Science and Engineering* 17(4).
- Belytschko T, Moes N, Usui S, Parimi C. (2001). Arbitrary discontinuities in finite elements. *International Journal of Numerical Methods Engineering* 50, pp 993-1013.
- Bobet A, Einstein HH. (1998). Fracture Coalescence in Rock-type Materials under Uniaxial and Biaxial Compression. *International Journal of Rock Mechanics & Mining Sciences* 7(35), pp 863-888.
- Brady BHG, Brown ET. (2006). *Rock Mechanics for underground mining*. Springer, Dordrecht, The Netherlands.
- Buczowski R, Kleiber M. (1997). Elasto-plastic interface model for 3D frictional orthotropic contact problems. *International Journal of Numerical Methods Engineering* 40, pp 599-619.
- Cai M, Kaiser PK. (2004). Numerical simulation of the Brazilian test and the tensile strength of anisotropic rocks and rock with pre-existing cracks. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences* 41, pp 478-483.
- Carin T. (2000). Modélisation de la propagation dynamique de fissure. Thèse de doctorat, Ecole National des Ponts et Chaussée.
- Carranza-Torres C, Fairhurst C. (2000). Application of the Convergence-Confinement method of tunnel design to rock masses that satisfy the Hoek-Brown failure criterion. *Tunnelling and Underground Space Technology* 15(2), pp 187-213.
- Cho N, Martin CD, Segol DC. (2007). A clumped particle model for rock. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences* 44, pp 997-1010.

- Coulomb CA. (1773). Essai sur une application des règles des maximis et minimis a quelques problèmes de statique relatifs à l'architecture. Mémoire Académique Royale 7, pp 343-387
- Cundall PA. (1971). A computer model for simulating progressive, large scale movements in blocky rock systems. Proceedings of the International Symposium Rock Fracture, ISRM, Nancy, Paper No. II-8, vol. 1.
- Damjanac, B. (2010). Energy release due to fracturing in BPM. Rapport technique ITASCA. Minneapolis, MN, USA.
- Diederichs MS. (2007). Mechanistic interpretation and practical application of damage and spalling prediction criteria for deep tunneling. Canadian Geotechnical Journal 44(9), pp 1082-1116.
- Donzé FV, Bouchez J, Magnier SA. (1997). Modeling fractures in rock blasting. International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences 34(8), pp 1153-1163.
- Edelbro C. (2010). Different approaches for simulating brittle failure in two hard rock mass cases: A parametric study. Rock Mechanics and Rock Engineering 43(2), pp 151-65.
- Fakhimi A, Tarokh A. (2013). Process zone and size effect in fracture testing of rock. International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences 60, pp 95-102.
- Fakhimi A, Wan F. (2016). Discrete element modeling of the process zone shape in mode I fracture at peak load and in post-peak regime. International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences 85, pp 119-128.
- Fakhimi, A. (2004). Application of slightly overlapped circular particles assembly in numerical simulation of rocks with high friction angles. Engineering Geology 74, pp 129-138.
- Fougeron J. (2007). Affaissement et effondrement des mines de fer de Lorraine apport de la modélisation numérique. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Lorraine.
- Galouei M, Fakhimi A. (2015). Size effect, material ductility and shape of fracture process zone in quasi-brittle materials. Computers and Geotechnics 65, pp 126-135.
- Ghaboussi J, Wilson EL, Isenberg J. (1973). Finite element for rock joints and interfaces. J Soil Mech Div ASCE 99, SM10, pp. 833-848.
- Goodman RE, Taylor RL, Brekke TL. (1968). A model for the mechanics of jointed rock. J Soil Mech Div ASCE 94, SM3, pp. 637-659.
- Grange S. (2007). Expérimentation et modélisation de l'endommagement sous chargements dynamiques de deux roches calcaires. Thèse de doctorat de l'Ecole Normale Supérieure de Cachan.

Grgic D. (2001). Modélisation du comportement à court terme et à long terme des roches de la formation ferrifère lorraine. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Lorraine.

Griffith AA. (1921). The phenomena of rupture and flow in solids. Philosophical transactions of the royal society of London, pp 163-198.

Griffith AA. (1928). Stresses in a plate bounded by a hyperbolic cylinder. Reports and memoranda Aeronautical Research Committee 1152.

Hajiabdolmajid V, Kaiser PK, Martin CD. (2002). Modelling brittle failure of rock. International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences 39(6), pp 731-41.

Hamdi J, Scholtès L, Souley M, Al Heib M. (2017-a). Effect of discretization at laboratory and large scales during discrete element modelling of brittle failure. International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences 100, pp 48-61.

Hamdi J, Souley M, Scholtès L, Al Heib M, Gunzburger Y. (2017-b). Assessment of the energy balance of rock masses through discrete element modelling. Procedia Engineering 191, pp 442-450.

Hart RD. (1993). An introduction to distinct element modelling for rock engineering. In: Hudson JA, editor in-chief. Comprehensive rock engineering, vol. 2. Oxford: Pergamon Press, pp 245-61.

Harthong B, Scholtès L, Donzé FV. (2012). Strength characterization of rock masses, using a coupled DEM-DFN model, Geophysical Journal International 191, pp 467-480.

Hazzard J, Damjanac B. (2013). Further investigations of microseismicity in bonded particle models. Rapport technique ITASCA. Minneapolis, MN, USA.

Hazzard JF, Young RP. (2000). Micromechanical modeling of cracking and failure in brittle rocks. Journal of Geophysical Research 105, pp 16683-16697.

Hillerborg A, Modéer M, Peterson PE. (1976). Analysis of crack formation and crack growth in concrete by means of fracture mechanics and finite elements. Cement and Concrete Research 6, pp 773-782.

Hoek E, Bieniawski ZT. (1984). Brittle fracture propagation in rock under compression. International Journal of Fracture 26, pp 276-294.

Hoek E, Brown ET. (1997). Practical estimates of rock mass strength. International Journal of Rock Mechanics & Mining Sciences & Geomechanics Abstracts 34(8), pp 1165-1186.

Homand F, Hoxha D, Shao JF. (2004). A continuum damage constitutive law for brittle rocks. Computers and Geotechnics 22(2), pp 135-151.

Homand F. (2004). Etude des formations de couverture au droit de zones à risques. Rapport GEODERIS référencé LG.FH.GEO.PSI.RPRE.03.0248.

Huang J, Chen G, Zhao Y, Wang R, (1990), An experimental study of the strain field development prior to failure of a marble plate under compression, *Tectonophysics*, 175, pp 269-284.

Irwin GR. (1958). Fracture. *Encyclopydia of physics IV*: 551-590. Springer-Verlag.

Itasca Consulting Group Inc. UDEC (Universal Distinct Element Code). Minneapolis, USA: Itasca Consulting Group Inc. 2013.

Jaeger JC, Cook NGW, Zimmerman RW. (2007). *Fundamentals of rock mechanics*, Blackwell Publishing, 4, 475 pages.

Jaeger JC. (1960). Shear failure of anisotropic rocks. *Geology Magazine* 97, pp 65-72.

Jing L. (2003). A review of techniques, advances and outstanding issues in numerical modelling for rock mechanics and rock engineering. *International Journal of Rock Mechanics & Mining Sciences* 40, pp 283-353.

Kaiser PK, Martin CD, Sharp J, Steiner W. (2000). Underground works in hard rock tunnelling and mining. *ISRM International Symposium*, 19-24 November, Melbourne, Australia.

Karihaloo BL, Xiao QZ. (2003). Modelling of stationary and growing cracks in framework without remeshing: a state-of-the-art review. *Computers and Structures* 81(3), pp 119-129.

Khazaei C. (2016). Microseismic response of rock masses for assessment of caprock integrity. *Thèse de doctorat*, Université d'Alberta.

Lajtai EZ, Schmidtke RH, Bielus LP. (1987). The effect of water on the deformation and fracture time-dependent of a granite. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences & Geomechanics Abstracts* 24, pp 247-255.

Latjai, E.Z. (1971). A theoretical and experimental evaluation of the Griffith theory of brittle fracture. *Tectonophysics* 11, pp 129-196.

Lawn B, Wishaw R (1975). Indentation fracture: principles and applications. *Journal of Materials Science* 10, pp 1049-1081.

Liao JJ, Yang MT, Hsieh HY. (1997). Direct Tensile Behavior of a Transversely Isotropic Rock. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences* 34, pp 831-849.

Lim IL, Johnston IW, Choi SK, Boland JN. (1994). Fracture testing of a soft rock with semi-circular specimens under three-point bending part 1 mode I. *International Journal of Rock Mechanics & Geomechanics Abstracts* 31(3), pp 185-197.

- Lisjak A, Liu Q, Zhao Q, Mahabadi OK, Grasselli G. (2013). Numerical simulation of acoustic emission in brittle rocks by two-dimensional finite-discrete element analysis. *Geophysical Journal International* 195(1), pp 423-443.
- Lockner DA, Byerlee JD. (1991). Quasi-static fault growth and shear fracture energy in granite. *Nature* 350, pp 39-42.
- Lockner DA. (1993). The role of acoustic emission in the study of rock fracture. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences & Geomechanics Abstracts* 30(7): 883-899.
- Madariaga R. (1976). Dynamics of a circular expanding fault. *Bulletin of the Seismological Society of America* 66, pp 639-66.
- Main IG, Meredith PG, Henderson JR, Sammonds PR. (1994). Positive and negative feedback in the earthquake cycle: the role of pore fluids on states of criticality in the crust. *Annali di Geofisica* 32(6), pp 1461-1479.
- Main IG, Meredith PG, Jones C. (1989). A reinterpretation of the precursory seismic b-value anomaly from fracture mechanics. *Geophysical Journal* 96, pp 131-138.
- Martin CD, Chandler NA. (1994). The progressive failure of Lac du Bonnet granite. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences* 31(6), pp 643-59.
- Martin CD, Read RS, Martino JB. (1997). Observation of brittle failure around a circular test tunnel. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences* 34(7), pp 1065-73.
- Martin CD. (1997). The effect of cohesion loss and stress path on brittle rock strength. *Canadian Geotechnical Journal* 34(5), pp 698-725.
- Martino JB, Chandler NA. (2004). Excavation-induced damage studies at the Underground Research Laboratory. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences* 41, pp 1413-1426.
- Maugis D (2000). *Contact, adhesion and rupture of elastic solids*. Springer, Heidelberg
- Panet M. (1993). Understanding deformations in tunnels. In: Hudson JA, Brown ET, Fairhurst C, Hoek E (eds) *Comprehensive Rock Engineering*, Vol. 1. Pergamon, London, pp 663-690.
- Panet M. (1995) *Calcul des tunnels par la méthode de convergence-confinement*. Presses de l'Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, Paris, 178 pages.
- Pariseau WG. (1972). Plasticity theory for anisotropic rocks and soils. *Proc. 10<sup>th</sup> Symposium on Rock Mechanics (AIME)*, pp 267-295.
- Paterson M.S, Olgaard D.L. (2000). Rock deformation tests to large shear strains in torsion. *Journal of Structural Geology* 22(9):1341-1358.

Paul B. (2016). Modélisation de la propagation de fractures hydrauliques par la méthode des éléments finis étendue. Thèse de doctorat, Université de Lorraine.

Peng B. (2014). Discrete element method (DEM) contact models applied to pavement simulation. Thèse de master, Virginia Polytechnic Institute and State University.

Potyondy DO, Cundall PA. (1998). Modeling notch-formation mechanisms in the URL mine-by test tunnel using bonded assemblies of circular particles. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences & Geomechanics Abstract* 35, pp 510-511.

Potyondy DO, Cundall PA. (2004). A bonded-particle model for rock. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences* 41, pp 1329-1364.

Potyondy DO. (2012). A flat-jointed bonded-particle material for hard rock. in *Proceedings of the 46th US Rock Mechanics/ Geomechanics Symposium*, Chicago, Ill, USA, January 2012.

Read RS, Chandler N. (1999) Excavation damage and stability studies at the URL rock mechanics considerations for nuclear fuel waste disposal in Canada. In: Amadei B, Kranz RL, Scott GA, Smeallie PH, editors. *Proceedings of the 37th US Rock Mech. Symposium. Rock mechanics for industry*, vol. 2. Rotterdam: Balkema, 1999. p. 861-8.

Read RS, Martin CD. (1996). Technical Summary of AECL's Mine-by Experiment, Phase I: Excavation Response AECL. pp 55-169.

Read RS. (1994). Interpreting excavated-induced displacements around a Tunnel in highly stressed granite. Thèse de doctorat, Université de Manitoba.

Read RS. (2004). 20 years of excavation response studies at AECL's Underground Research Laboratory. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences* 41(8), pp 1251-1275.

Richardson CL, Hegemann J, Sifakis E, Hellrung J, Teran JM. (2009). An XFEM method for modelling geometrically elaborate crack propagation in brittle materials. *International Journal for Numerical Methods Engineering* 88(10), pp 1042-1055.

Scholtès L, Donzé FV. (2013). A DEM model for soft and hard rocks: Role of grain interlocking on strength. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids* 61, pp 352-369.

Scholtès L. (2008). Modélisation micro-mécanique des milieux granulaires partiellement saturés. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble.

- Scholz CH. (1968). The frequency-magnitude relation of microfracturing in rock and its relation to earthquakes. *Bulletin of the Seismological Society of America* 58(1), pp 399-415.
- Scholz CH. (1990). *The mechanics of earthquakes and faulting*. Cambridge: Cambridge University Press, 1990.
- Shao JF, Hoxha D, Bart M, Homand F, Duveau G, Souley M. (1999). Modelling of induced anisotropic damage in granites. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences* 36, pp 1001-12.
- Shen B, Stephansson O, Einstein HH, Ghahreman B. (1995). Coalescence of fractures under shear stress experiments. *Journal of Geophysical Research* 100(6), pp 5975-5990.
- Shi G, Goodman RE. (1985). Two dimensional discontinuous deformation analysis. *International Journal for Numerical Analytical Methods in Geomechanics* 9, pp 541-56.
- Šmilauer V, Catalano E, Chareyre B, Dorofeenko S, Duriez J, Dyck N, Eliáš J, Er B, Eulitz A, Gladky A, Guo N, Jakob C, Kneib F, Kozicki J, Marzougui D, Maurin R, Modenese C, Scholtès L, Sibille L, Stránský J, Sweijen T, Thoeni K, Yuan C. (2015). Reference manual In Yade Documentation 2nd edition.
- Souley M, Hoxha D, Homand F. (1998). Distinct element method of an underground excavation using a continuum damage model. *North American Mechanics Synopsium, Rock Mechanics in Mining, Petroleum and Civil Works*, June 3-5, 1998, Cancun, Mexico.
- Srawley JE. (1976). Wide range stress intensity factor expression for ASTM E 399 standard fracture toughness specimens. *International Journal of Fracture* 12 (3), pp. 475-476.
- Tarokh A, Fakhimi A. (2014). Discrete element simulation of the effect of particle size on the size of fracture process zone in quasi-brittle materials. *Computers and Geotechnics* 62, pp 51-60.
- Tatone BSA, Grasselli G. (2015). A calibration procedure for two-dimensional laboratory-scale hybrid finite-discrete element simulations. *International Journal of Rock Mechanics & Mining Sciences* 75 (2015) 56-72.
- Wan RC. (1990). *The numerical modeling of shear bands in geological materials*. These de doctorat, Université d'Alberta.
- Wang Y, Tonnon F. (2010). Calibration of a discrete element model for intact rock up to its peak strength. *International Journal for Numerical Analytical Methods in Geomechanics* 34(5), pp 447-69.

Wassermann J, Senfaute G, Amitrano D, Homand F. (2009). Evidence of dilatant and non-dilatant damage processes in oolitic iron ore: P-wave velocity and acoustic emission analyses. *Geophysical Journal International* 177, pp 1343-1356.

Wassermann J. (2006). Etude expérimentale de l'endommagement des roches par des méthodes acoustiques. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Lorraine.

Westergaard HM. (1939). Bearing Pressures and Cracks. *Journal of Applied Mechanics* 6, pp. 49-53.

Withers PJ. (2015). Fracture mechanics by three-dimensional crack-tip synchrotron X-ray microscopy. *Philosophical Transaction Royal Society A* 373: 20130157.

Wong LNY, Einstein HH. (2008). Systematic evaluation of cracking behavior in specimens containing single flaws under uniaxial compression *International Journal of Rock Mechanics & Mining Sciences* 46 (2009) 239-249.

Young RP, Dedecker F. (2005). Seismic Validation of 3-D Thermo-Mechanical Models for the Prediction of the Rock Damage around Radioactive Waste Packages in Geological Repositories-SAFETI. Final Report, European Commission Nuclear Science and Technology.

Zabihallah M, Einstein HH, Balliy G. (2016). Detection of cracking level in brittle rocks by parametric analysis of the acoustic emission signals. *Rock Mechanics and Rock Engineering* 49(3), pp 785-800.

Zhang XP, Wong LNY. (2012). Crack initiation, propagation and coalescence in rock-like material containing two flaws: a numerical study based on bonded-particle model approach. *Rock Mechanics and Rock Engineering* 46:1001-1021.

Zienkiewicz OC, Best B, Dullage C, Stagg K. (1970). Analysis of nonlinear problems in rock mechanics with particular reference to jointed rock systems. *Proceedings of the Second International Congress on Rock Mechanics, Belgrade.*



**Résumé:** L'étude du comportement des roches nécessite de comprendre leur réponse sous diverses sollicitations. L'étude énergétique de l'endommagement des roches est indispensable pour prédire les phénomènes dynamiques. Ces phénomènes sont dus au développement de fissures dans les roches soumises à des fortes contraintes initiales et induites. La fissuration est une forme de dissipation d'énergie qui permet de rétablir l'équilibre du milieu. L'objectif de la thèse est de modéliser la fissuration dans les milieux rocheux dans la perspective d'étudier le comportement des ouvrages souterrains à grande profondeur. Le développement des modèles capables de représenter la fissuration, la coalescence des fissures et leur interaction avec des fractures préexistantes est indispensable. De la littérature, il ressort deux principales approches théoriques et numériques de modélisation de la fissuration : continue et discrète. Une synthèse critique de ces approches nous a conduit à retenir l'approche discrète et plus particulièrement le code Yade dans le cadre de cette thèse. Ce code permet de simuler explicitement la fissuration avec ou sans fractures pré-existantes. Des développements ont été effectués afin de tenir compte des différentes formes d'énergie intervenant dans le comportement des roches soumises à des sollicitations. En particulier une corrélation entre l'énergie de fissuration numérique et l'activité microsismique observée sur des échantillons en laboratoire en compression. Les différentes composantes énergétiques explicitées puis implémentées dans Yade sont : le travail externe, l'énergie potentielle, l'énergie élastique, l'énergie de frottement, l'énergie de fissuration, l'énergie cinétique et l'énergie dissipée en amortissement. La validation de l'approche énergétique a été réalisée grâce à la simulation des essais de laboratoire. L'évolution des différentes composantes énergétiques a permis de vérifier que le bilan des énergies est correctement évalué. Le bilan énergétique a également été vérifié à échelle de structures en simulant l'excavation souterraine d'un Mine-by Experiment (URL Manitoba). L'extension de la zone endommagée induite par l'excavation prédite numériquement a été comparée à celle observée in-situ autour du Mine-by Experiment. Il a été constaté que l'endommagement prédit est similaire à celui observé dans les directions des contraintes initiales mineure et majeure. Par ailleurs la formulation énergétique permet d'étudier numériquement les processus de fissuration des roches. Wassermann (2006) a réalisé des essais de compression uniaxiale et triaxiale sur des échantillons de minerai de fer lorrain. Nous avons modélisé ces essais. La comparaison qualitative des événements acoustiques et des énergies de fissuration issues respectivement des essais et des simulations numériques a montré des tendances similaires. Par contre, la comparaison d'un point de vue quantitatif a montré que le nombre des événements acoustiques numériques est plus important que celui déterminé expérimentalement. L'énergie dissipée par fissuration numérique est également plus importante que celle obtenue sur les essais. Cette différence est expliquée par le fait que les capteurs du dispositif expérimental ne détectent pas tous les événements acoustiques. Les résultats obtenus pourront permettre de mieux comprendre les cinétiques des phénomènes dynamiques dans les ouvrages souterrains profonds. Une autre application a consisté à modéliser un pilier de mine de fer de Joeuf (Lorraine). Le modèle numérique montre deux modes de fissuration dans le pilier : (a) écaillage en peau de pilier, (b) deux bandes de rupture s'initiant du mur et toit du pilier pour se propager vers le cœur du pilier. Ce travail offre de bonnes perspectives pour mieux comprendre la propagation de la fissuration à plus grande échelle mais aussi de progresser dans la recherche de corrélation entre la géomécanique et la géophysique.

**Mots clefs :** Fissuration, Initiation, Propagation, Bilan énergétique, Éléments discrets, Energie de fissuration

**Abstract:** The study of rock mass behavior requires the understanding of their response under various loadings. The study of rock damage from an energetic point of view is essential in order to predict dynamic phenomena. These phenomena are due to the development of cracks in rocks subjected to strong initial and induced stresses. Fracturing is a form of energy dissipation that restores the balance of the involved medium. The aim of the thesis is to model rock cracks and study the behavior of underground structures at great depths. The development of models able to simulate the fracturing, the coalescence of cracks and their interaction with pre-existing fractures is essential. In the literature, there are two main theoretical and numerical approaches for crack modeling: continuous and discrete. A detailed analysis of these approaches has led us to choose the discrete approach and more particularly the code Yade. This code enables to simulate explicitly cracks propagation with or without pre-existing fractures. Developments have been made to evaluate the different forms of energy involved in rock behavior. In particular, a correlation between the cracks energy determined numerically and the microseismic activity observed in laboratory samples has been performed. The various energy components developed and then implemented in Yade are: external work, potential energy, elastic energy, friction energy, cracks energy, kinetic energy and damping energy. Validation of the energy approach was carried out by simulating laboratory tests. The evolution of the various energy components permits to verify that the energy balance is correctly evaluated. The energy balance was also verified at a structure scale by simulating the underground excavation of a Mine-by Experiment (URL Manitoba). The extension of the damaged zone induced by excavation and predicted by numerical simulations was compared with that observed in-situ around the Mine-by Experiment. It has been found that the predicted and the observed damage are similar in the directions of initial minor and major initial stresses. In addition, the energy formulation enables to study numerically the fracturing process of rocks. Wassermann (2006) performed uniaxial and triaxial compression tests on samples of iron ore from Lorraine. We have modeled these tests. The qualitative comparison of acoustic events and cracks energies determined from tests and numerical simulations showed similar trends. On the other hand, the quantitative comparison showed that the number of numerical acoustic events is greater than the number of experimental acoustic events. Also, the energy dissipated by cracks determined numerically is greater than the energy measured in the tests. This difference is explained by sensors accuracy of the experimental device, which are not able to detect all the generated acoustic events. The results obtained will allow us to better understand the dynamic phenomena in the deep underground structures. Another application consisted in modeling an iron ore pillar of Joeuf (Lorraine). The numerical model shows two modes of cracking in the pillar: (a) flaking of pillar wall, (b) two breaking bands initiating from the wall and the roof of the pillar to propagate towards his core. This provides good perspectives for better understanding cracks propagation at a larger scale, also to progress in the understanding of the correlation between geomechanics and geophysics.

**Key words:** Cracking, Initiation, Propagation, Energy balance, Discrete element, Cracks energy