



HAL
open science

Modélisation de la stabilité des massifs rocheux avec prise en compte de l'endommagement des joints et des effets hydromécaniques

Pedram Bemani Yazdi

► **To cite this version:**

Pedram Bemani Yazdi. Modélisation de la stabilité des massifs rocheux avec prise en compte de l'endommagement des joints et des effets hydromécaniques. Mécanique des matériaux [physics.class-ph]. Ecole des Ponts ParisTech, 2009. Français. NNT : 2009ENPC0921 . pastel-00662311

HAL Id: pastel-00662311

<https://pastel.hal.science/pastel-00662311>

Submitted on 23 Jan 2012

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.



École des Ponts

ParisTech

UNIVERSITÉ —
— PARIS-EST

THESE

Présentée au jury pour l'obtention du diplôme de

Docteur de l'École Nationale des Ponts et Chaussées

Discipline : Géotechnique

par

Pedram BEMANI YAZDI

**Modélisation de la stabilité des massifs rocheux avec prise en compte de
l'endommagement des joints et des effets hydromécaniques**

Laboratoire Central des Ponts et Chaussées – Paris

Soutenance prévu le 17 décembre 2009, devant le jury composé de :

M. Jean SULEM

Président

M. Alain MILLARD

Rapporteur

M. Farid LAOUAFA

Rapporteur

M. Laurent BAILLET

Examineur

M. Ahmad POUYA

Directeur de thèse

Remerciement

Bien que cette thèse porte le nom de son auteur, comme tout autre ouvrage, sa préparation n'a été possible qu'avec la participation directe et indirecte de plusieurs personnes depuis sa première définition jusqu'à sa présentation devant le jury et sa diffusion.

La première personne à laquelle je pense n'est autre qu'Ahmad *POUYA* qui m'a fait confiance pour la réalisation de ce travail. Je le remercie non seulement pour l'excellence de sa démarche scientifique mais aussi pour son rôle de « guide » durant ce travail, qui m'a permis de trouver mon chemin et de parvenir à son terme.

Je remercie grandement Jean-Pierre *MAGNAN* et Philippe *MESTAT* qui m'ont soutenu et accueilli au sein de leur équipe de recherche.

Je remercie vivement les membres du jury Alain *MILLARD*, Farid *LAOUAFA*, Laurent *BAILLET*, et son président Jean *SULEM* pour avoir bien voulu examiner mon travail et me faire part de leurs remarques et suggestions.

Je témoigne ma reconnaissance pour le support technique et scientifique d'Emmanuel *BOURGEDIS* lors des problèmes informatiques, ainsi que le soutien de mes collègues de la Direction des Programmes notamment Pierre *HUMBERT*, Stéphane *RIGOBERT* et Benoit *PEBOSQ*.

Je dois remercier mes collègues du *LCPC* qui m'ont accueilli chaleureusement plus de trois années pour réaliser mon travail de recherche, notamment Sylvine *QUEDON*, Karim *MILED*, Siavash *GHABEZLOO*, Eric *DIMNET*, Myriam *DUC*, Long Tuan *PHAM*, et tous ceux que je ne peux citer dans cette page.

Je remercie également les personnes ayant participé à la relecture de ma thèse pour la correction du français et notamment Adrien *HAXAIRE* qui venait de rejoindre le *LCPC* ainsi que Marion *BOST*.

J'éprouve une grande gratitude à l'égard des partenaires de mes travaux de recherche dans le cadre du Projet national *STABROCK*, financé par le Ministère de l'Équipement, en particulier l'*INERIS* qui a coordonné ce projet. Je pense particulièrement à Mehdi *GHOREISHI* et Gloria *SENFaute*. Un programme de recherche mené par les chercheurs et doctorants des laboratoires *LAEGD*, Géosciences Azur, Géosciences Besançon, *3S-R* de Grenoble, *LCPC* et *LRCPC*. Je reconnais la participation active de toutes ces équipes et notamment celle du *LAEGD*, animée par Véronique *MERRIEN-SOUKATCHOFF*, qui a fourni des données d'entrée pour la modélisation numérique des Rochers de Valabres.

Je remercie Behrouz *GATMIRI* qui m'a fait connaître l'*ENPC* et m'a aidé à continuer mes études en France.

Un grand merci au professeur Nick R. *BARTON* ainsi qu'à Lanru *JING* qui m'ont gentiment adressé les références que je leur ai demandées au cours de ma thèse. Je remercie également Luc *VAULOUPI* pour les informations sur les cas d'étude qu'il m'a transmis.

Je suis aussi reconnaissant envers ma responsable de pôle, Elena *CHIRIOTTI*, qui m'a offert un poste à la suite de ma thèse, et ce notamment pour la souplesse qu'elle m'a accordée au cours de mes premiers mois de travail, afin d'accomplir la rédaction de ma thèse en parallèle.

Un grand merci à ma famille qui m'a soutenu de loin durant ces années avec ces encouragements, ainsi qu'à ma belle-famille pour son soutien.

Finalement, je témoigne tout mon amour à Sara qui m'a accompagné pendant ces jours et nuits de travail et qui m'a toujours donné beaucoup d'énergie pour achever mon chemin.

Résumé :

Modélisation de la stabilité des massifs rocheux avec prise en compte de l'endommagement des joints et des effets hydromécaniques

Deux phénomènes déterminants pour la stabilité des massifs rocheux sont abordés dans cette thèse : l'endommagement des discontinuités rocheuses non-persistantes et les effets hydromécaniques au niveau des discontinuités.

La persistance des discontinuités fait partie des paramètres qui affectent le plus significativement la résistance et le comportement des massifs rocheux. L'existence des ponts rocheux relativement petits au niveau des discontinuités augmente considérablement leur résistance.

Les modèles simples de type Mohr-Coulomb avec une résistance en traction et une cohésion ne peuvent pas représenter la nature quasi-fragile de la rupture des ponts rocheux, ni la dégradation progressive de la résistance et de la raideur des discontinuités.

Sur la base de résultats expérimentaux issus de la littérature, un nouveau modèle constitutif d'endommagement-plastique des joints a été proposé pour modéliser la fissuration dans les matériaux quasi-fragiles le long d'une surface prédéfinie.

Ce modèle, applicable à la modélisation des discontinuités non-persistantes par des éléments joints, permet de prendre en compte la dégradation progressive de la résistance et de la raideur des joints dans les deux directions normale et tangentielle du joint. Il tient également compte des déplacements relatifs irréversibles, de la résistance résiduelle tangentielle et du comportement non-linéaire des joints, notamment avec une raideur normale résiduelle sous compression normale. Le modèle implémenté dans le code aux éléments finis CESAR-LCPC est capable de reproduire d'une manière satisfaisante les résultats expérimentaux.

La présence d'eau au niveau des discontinuités et les pressions hydrauliques sont également déterminants sur la stabilité des massifs rocheux fracturés. Pour modéliser ces phénomènes, un module de calcul hydraulique stationnaire dans un réseau de fractures a été développé ainsi qu'une interface entre ce module et le code CESAR-LCPC. On peut ainsi réaliser un calcul hydromécanique couplé pour le massif fracturé.

Les outils numériques ainsi obtenus ont été appliqués à l'étude de la stabilité des Rochers de Valabres (Projet ANR STABROCK). Il a été possible de prendre en compte l'effet de l'eau sur la stabilité de ce massif. Les résultats des calculs hydromécaniques couplés ont montré que la répartition des pressions d'eau au niveau des joints est très différente des profils (variations linéaires de la pression) donnés par les modèles non couplés. L'utilisation des joints endo-plastiques a montré, par ailleurs, qu'un massif peut être instable du fait de la possibilité de l'endommagement, alors qu'une modélisation avec des joints de type Mohr-Coulomb et avec des caractéristiques similaires conduirait à une estimation de stabilité.

Abstract:**Rock mass stability modeling taking into account both
rock joint damage and hydromechanical effects.**

Two key phenomena of rock mass stability are studied in this thesis: the damage of non-persistent rock discontinuities and hydromechanical effects on discontinuities. The persistence of discontinuities most significantly affects the strength and behavior of rock masses. When even relatively small rock bridges exist along a discontinuity, its resistance increases considerably.

Simple tensile strength and cohesion models such as the Mohr-Coulomb type joint model cannot represent the quasi-brittle fracturing of rock bridges, nor the gradual deterioration of the strength and stiffness of discontinuities. Based on experimental results issued from the literature, a new constitutive damage-plastic joint model has been proposed to model fracturing in quasi-brittle materials along a predefined surface.

This model, applicable to modeling non-persistent discontinuities by joint elements, takes into account the progressive degradation of strength and stiffness of joints in both normal and tangential directions. It considers irreversible relative displacements, tangential residual strength and the nonlinear behavior of joints, especially with a normal residual stiffness under normal compression. The model reproduces satisfactorily the experimental results when implemented in the finite element code CESAR-LCPC.

The presence of water and hydraulic pressures within discontinuities are also critical for the stability of jointed rock masses. In order to take into account these phenomena, a computing module of stationary flows in fracture networks has been developed. Also, an interface between the module and CESAR-LCPC code has been created, that allows performing coupled hydromechanical analysis of fractured rock masses.

The developed numerical tools were applied to study rock slope stability of the “Rochers de Valabres” (STABROCK project – The French National Research Agency). The effect of water on the stability of this rock mass is studied. The results of coupled hydromechanical analysis showed that distribution of water pressures along the joints is considerably different compared with profiles (linear variation of pressure) given by uncoupled models.

Furthermore, the influence of rock bridges on stability is investigated. Some situations estimated stable by a Mohr-Coulomb type model can be correctly shown unstable with the use of damage-plastic joint model and similar parameters for non-persistent discontinuities because of quasi-brittle behavior and the drop in discontinuity resistance just after fracturing.

SOMMAIRE

INTRODUCTION		1
CHAPITRE I. LES DISCONTINUITES DANS LES MASSIFS ROCHEUX		3
1.1	Introduction	3
1.2	Origine géologique des discontinuités rocheuses	4
1.3	Discontinuités d'origine mécanique	5
1.4	Structure et géométrie des massifs rocheux	10
1.5	Classification des massifs rocheux	12
CHAPITRE II. COMPORTEMENT MECANIQUE DES DISCONTINUITES		15
2.1	introduction	15
2.2	Comportement des joints rocheux sous chargement normal	16
2.3	Comportement des joints rocheux sous contrainte de cisaillement	18
2.4	Résistance au cisaillement des discontinuités (joints) rocheux	20
2.4.1	Critère de Patton	21
2.4.2	Critère de Ladanyi et Archambault	23
2.4.3	Critère d'Amadei et Saeb	25
2.4.4	Critère de Barton	25
2.5	Modèles constitutifs pour les joints rocheux	27
2.5.1	Modèle empirique de Goodman	28
2.5.2	Modèle empirique de Barton-Bandis (BB-Model)	30
2.5.2.1	Comportement de la discontinuité sous une charge normal	30
2.5.2.2	Comportement de la discontinuité sous cisaillement	31
2.5.3	Modèle constitutif de Plesha	36
2.5.3.1	Considérations macroscopiques	36
2.5.3.2	Considérations microscopiques	38
2.5.3.3	Performance de la loi constitutive	40
CHAPITRE III. FISSURATION ET ENDOMMAGEMENT DES DISCONTINUITES PARTIELLEMENT PERSISTANTES		45
3.1	Introduction	45
3.2	Fissuration et endommagement des matériaux quasi fragiles	50
3.2.1	Endommagement	50
3.2.2	Fissuration des roches	55
3.3	Résultats expérimentaux	64
3.4	Les modèles fissuration/endommagements pour joints quasi fragiles	74
3.5	Un nouveau modèle endommagement-plastique pour discontinuités	80
3.6	Choix des paramètres du modèle endo-plastique	95
3.7	Validation du modèle endo-plastique	106

CHAPITRE IV.	COUPLAGE HYDROMECHANIQUE DANS LES MASSIFS ROCHEUX FRACTURES	117
4.1	Introduction	117
4.2	Comportement hydromécanique des fractures rocheuses	122
4.2.1	Écoulement de fluides dans une fracture – Concept des plaques parallèles	122
4.2.2	Couplage hydromécanique dans les fractures	124
4.2.2.1	Ouverture hydraulique et ouverture mécanique	125
4.2.2.2	Le concept de contrainte effective et les équations de Biot	127
4.3	Formulation éléments finis pour écoulement de fluide dans un réseau de fractures	128
4.4	Implémentation d'un module hydromécanique couplé dans CESAR- LCPC	133
4.5	Validation du module hydromécanique couplé implémenté dans CESAR-LCPC	136
CHAPITRE V.	APPLICATION A LA MODELISATION DE LA STABILITE DES MASSIFS ROCHEUX	151
5.1	Introduction	151
5.2	Mécanismes d'instabilités et de ruptures des massifs rocheux dans différents types de roche	152
5.3	Méthodes de modélisation de la stabilité des massifs rocheux	161
5.4	Modélisation de la stabilité des Rochers de Valabres	170
5.4.1	Présentation des Rochers de Valabres	171
5.4.2	La géométrie	174
5.4.3	Paramètres des matériaux et des discontinuités	176
5.4.4	Préparation des calculs et choix de l'échelle	180
5.4.5	Stabilité du massif – Application des éléments joints élasto-plastiques	188
5.4.5.1	Modélisation mécanique – Sans effet de l'eau	188
5.4.5.2	Modélisation hydromécanique – Effet de l'eau	193
5.4.6	Stabilité du massif – Application des éléments joints endo-plastiques	202
CHAPITRE VI.	CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES	209
6.1	Conclusions	209
6.2	Perspectives	212
REFERENCES		215

INTRODUCTION

Les discontinuités sont une des caractéristiques intrinsèques des massifs rocheux. Comme leurs caractéristiques mécaniques sont considérablement plus faibles que celles de la matrice rocheuse, ce sont la géométrie et les caractéristiques mécaniques des discontinuités plutôt que les caractéristiques propres de la matrice rocheuse qui déterminent le comportement mécanique du massif. Quant au comportement hydraulique, étant donné que la conductivité hydraulique des discontinuités est nettement plus importante que celle de la matrice rocheuse, ce sont les discontinuités qui dominent le comportement hydraulique global des massifs rocheux.

Afin de prendre en compte l'effet des discontinuités dans le comportement des massifs rocheux, des systèmes de classification qui englobent les caractéristiques de la matrice rocheuse, les caractéristiques géométriques et l'état des discontinuités, ainsi que l'influence de la nappe phréatique, existent. Ces classifications, développées au départ pour les besoins de soutènement des tunnels, ont été étendues à d'autres domaines. Elles procèdent soit sur la base de connaissances empiriques soit sur la base d'un milieu continu équivalent. Il existe également des méthodes d'homogénéisation numérique afin de trouver des caractéristiques d'un milieu continu équivalent en prenant en compte les effets des discontinuités dans le comportement du massif. La pertinence d'application de ces méthodes dépend cependant de l'échelle du problème, de la géométrie et de la densité des discontinuités vis-à-vis de cette échelle. Dans les problèmes où existent des discontinuités discrètes, peu nombreuses ou géométriquement régulières qui dominent le comportement du massif, ces classifications et méthodes d'homogénéisation sont insuffisantes. Nous sommes obligés de les prendre en compte explicitement dans l'évaluation du comportement du massif et éventuellement dans les calculs de dimensionnement des ouvrages liés au massif ou à sa stabilité.

La géométrie des discontinuités mise à part, leur comportement est un des facteurs-clés du comportement global des massifs rocheux. Il existe plusieurs modèles empiriques ou théoriques qui ont été proposés afin de représenter le comportement des discontinuités rocheuses. Ces modèles sont capables de tenir compte des caractéristiques-clés des discontinuités persistantes : leurs raideurs tangentielle et normale, leur comportement non linéaire sous chargement normal dont la fermeture maximale, leurs résistances au pic et résiduelle au cisaillement, la dégradation des aspérités, etc. Cependant le comportement des

discontinuités non persistantes ou des discontinuités contenant des ponts rocheux, bien différent, ne peut pas être représenté par ces modèles.

Du fait de l'intervention du phénomène de fissuration dans la réponse de ces discontinuités à un chargement, leur comportement est quasi-fragile, accompagné d'un adoucissement de la résistance, d'une dégradation de leur raideur ainsi que des déplacements relatifs irréversibles. La fracturation des ponts rocheux est d'ailleurs considérée comme un des modes de rupture des versants rocheux. Le but de ce travail de thèse est, dans un premier temps, de proposer un modèle constitutif pour des discontinuités non-persistantes qui puisse prendre en compte les aspects importants de ce comportement. L'implémentation du modèle dans un code aux éléments finis est l'étape suivante afin de pouvoir l'appliquer pour modélisation de massifs rocheux fracturés.

La présence de l'eau dans les massifs rocheux est également un facteur-clé qui affecte directement et indirectement le comportement des massifs rocheux fracturés. Ses effets indirects mis de côté, l'eau diminue la résistance des discontinuités et donc du massif. Par ailleurs, elle augmente les charges actives sur le massif ou sur les structures associées, ce qui favorise l'instabilité, voire la rupture du massif ou des structures qui y sont liées. Dans les problèmes relativement simples, il est possible de déterminer la distribution de pression d'eau par un calcul hydraulique au niveau des fractures et d'utiliser le concept de la contrainte effective de Terzaghi. En réalité, tout comme l'eau affecte le comportement mécanique du massif, la réponse mécanique du massif affecte le comportement hydraulique des fractures. Le deuxième objectif de ce travail de thèse porte sur le développement d'outils numériques permettant de modéliser l'interaction et le couplage hydromécaniques au niveau des discontinuités des massifs rocheux.

Ce travail de thèse a donc pour objectif de fournir des outils numériques capables de modéliser le comportement complexe des discontinuités rocheuses, ainsi que le couplage hydromécanique pour son application aux problèmes de stabilité des massifs rocheux. Etant donné le niveau relativement faible de contrainte de confinement dans les zones superficielles des versants rocheux, l'influence de l'eau sur la stabilité est un facteur-clé. Dans cette optique et dans le cadre du projet ANR STABROCK auquel a participé le LCPC (projet financé par le Ministère de l'Ecologie, de l'Energie, du Développement Durable et de la Mer et coordonné par l'INERIS), ces développements ont été appliqués à la modélisation numérique de la stabilité d'un site-laboratoire dans les Rochers de Valabres.

CHAPITRE I. LES DISCONTINUITES DANS LES MASSIFS ROCHEUX

1.1. Introduction

Par leur nature et leur histoire géologique et tectonique, les massifs rocheux contiennent des plans de discontinuité. Selon l'échelle d'observation, on peut traiter de discontinuités de différentes tailles dont:

- les fissures (englobant micro-fissures et méso-fissures) de la taille d'un à quelques diamètres de grains, typiquement entre 1 et 10^4 microns (Engelder, 1987, cité par Backers, 2004),
- les fractures de quelques millimètres à un décimètre de longueur,
- les joints (de stratification et tectoniques) et les failles qui sont de beaucoup plus grande dimension avec une longueur de l'ordre de quelques décimètres à plusieurs kilomètres.

En mécanique des roches, on traite de tous les types de discontinuités. Les fissures jouent un rôle dans l'évolution (sous une charge) des caractéristiques mécaniques ou hydromécaniques de la roche dite « intacte ». Les fractures sont étudiées en mécanique des fractures (des roches). Les joints et les failles, selon le vocabulaire de la géologie, sont des discontinuités qui forment la structure des massifs rocheux. Les discontinuités modifient

considérablement le comportement des massifs rocheux car leur raideur et leur résistance sont nettement plus faibles que celles de la roche. Par ailleurs, elles augmentent de manière importante la conductivité hydraulique du massif par rapport à celle de la matrice rocheuse. Ainsi dans un massif rocheux, plutôt que les caractéristiques propres de la matrice rocheuse, ce sont la géométrie et les caractéristiques de ses discontinuités qui déterminent le comportement du massif. Par conséquent, on peut remarquer l'importance de la géométrie et des propriétés de ces discontinuités sur les caractéristiques mécaniques et hydromécaniques globales des massifs rocheux.

Très souvent, le processus par lequel une discontinuité est formée peut avoir des implications sur sa géométrie et sur ses propriétés mécaniques. Donc, il est donc toujours important d'avoir connaissance de la formation des discontinuités en utilisant les principes de la géologie structurale (Price & Cosgrove 1990, cité par Hudson & Harrison, 1997).

Certaines discontinuités sont générées simultanément avec la formation du massif rocheux comme par exemple les interfaces entre des stratifications dans les roches sédimentaires. Certaines autres sont créées par des processus physiques ou mécaniques successivement à la création des massifs comme par exemple les discontinuités d'origines tectoniques ou thermiques. Pour ce dernier type de discontinuités, il est important de regarder leurs processus de création d'un point de vue mécanique. A côté des informations géologiques, ce regard nous aide à mieux comprendre les conditions au cours desquelles les discontinuités se sont formées. Cela peut apporter des informations supplémentaires quant à la caractérisation géométrique, mécanique et hydromécanique des discontinuités. Ainsi, dans les prochaines parties, nous tiendrons compte non seulement des origines géologiques des discontinuités rocheuses mais également de leurs genèses du point de vue mécanique.

1.2. Origine géologique des discontinuités rocheuses

Discontinuités d'origine sédimentaire : le trait caractéristique des roches sédimentaires est leur disposition en couches parallèles plus ou moins séparées par des joints de stratification, surfaces continues que l'on peut suivre sur de longues distances. Ces surfaces initialement horizontales peuvent avoir été déformées par des plissements du massif et peuvent être interrompues ou décalées par des failles.

Discontinuités d'origine métamorphique : certaines roches métamorphiques apparaissent souvent comme l'assemblage de minces feuillets, plus ou moins individualisés en une schistosité ou foliation (mot qui désigne le parallélisme des cristaux, les micas par exemple). Le cas extrême est celui des ardoises, on dit que la discontinuité est pénétrative lorsque chaque feuillet peut être partagé en feuillets plus minces.

Discontinuités d'origine thermique : le refroidissement des laves épanchées à la surface du sol y développe des joints de retrait thermique, délimitant des colonnes à section polygonale à 5 ou 6 côtés comme les fissures de retrait hygroscopique à la surface des sols argileux. Ces colonnes sont appelées orgues (exemple ; Bort les Orgues, Corrèze). De même, le refroidissement en profondeur des roches magmatiques justifie certaines discontinuités étendues : les massifs granitiques montrent souvent trois familles grossièrement rectangulaires deux à deux (CFMR, 2000).

1.3. Discontinuités d'origine mécanique

Pour les discontinuités d'origine mécanique (tectonique, décompression des versants...), on s'attend à une vision plus simple de la nature et du comportement des discontinuités. Cependant, il faut admettre que la mécanique de création des discontinuités se découpe selon différents modèles théoriques qui traitent chacun d'un aspect spécial de fracturation tout en laissant de nombreux problèmes non résolus (Mandl G., 2005).

L'étude de l'origine de ces discontinuités rocheuses, permet de déterminer le processus physique et/ou mécanique par lequel elles ont été créées et de les classer en différents types. Que sont ces discontinuités rocheuses et pourquoi devrait-on s'intéresser à leurs origines ? D'abord par leur définition, les discontinuités d'origine mécanique sont produites par rupture du matériau rocheux. Les ruptures peuvent se limiter à des grains individuels ou peuvent couper continument les massifs rocheux sur une distance pouvant aller de quelques millimètres à plusieurs kilomètres. Nous nous intéresserons principalement au dernier cas, les discontinuités « macroscopiques » (joints et failles), dont les dimensions sont beaucoup plus grandes par rapport à la taille caractéristique des grains de la roche.

D'un point de vue phénoménologique, les discontinuités « macroscopiques », sont divisées en deux grandes catégories : « joints » et « failles ». Dans la terminologie de la Société Internationale de Mécanique des Roches, « un joint est une interruption d'origine géologique dans la continuité d'un massif rocheux se trouvant soit seul, ou plus fréquemment en réseau,

mais sans être accompagné par un mouvement visible parallèle à la surface de la discontinuité ». Par contraste, une faille est définie « comme une discontinuité ou une zone fracturée le long de laquelle il y a eu un déplacement d'un côté relativement à l'autre, parallèle à la discontinuité. Ce déplacement peut être de quelque centimètre à plusieurs kilomètres ». Cette classification descriptive est schématisée dans la figure 1.1. Ces discontinuités peuvent être vides, ou remplies par des matériaux divers comme le quartz, la calcite, ou d'autres minéraux. Dans ce cas, les discontinuités sont appelées des veines ou des dykes si elles sont remplies par du magma solidifié.

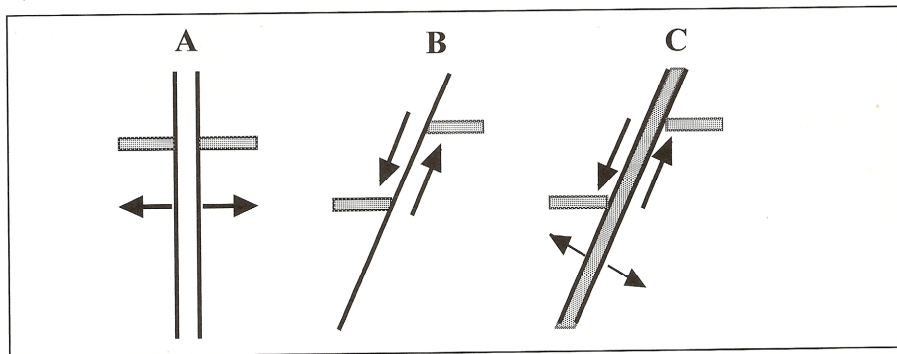


Figure 1.1. Les types cinématiques des discontinuités : A) joints, B) failles, C) failles dilatantes (Mandl G., 2005)

La distinction entre joints et failles dépend de l'aspect « visible » du décrochement qui, malheureusement, dépend de l'échelle d'observation. Ainsi un joint peut être formé par une séparation strictement perpendiculaire au plan de la discontinuité (figure 1.1A), ou impliquant un peu de cisaillement des parois de la discontinuité mais qui reste « invisible » à l'échelle de l'observation.

Quelle est l'importance de l'origine mécanique des discontinuités ? Si les discontinuités sont identifiées comme « récentes », elles peuvent fournir des informations sur l'état actuel des contraintes locales de la roche. Si elles sont anciennes, leur observation peut nous donner des informations sur le champ des contraintes tectoniques qui était actif au moment de leur formation. Par ailleurs, si l'histoire tectonique d'une région ou d'une localité est connue, le caractère des champs de contraintes anciennes ou récentes peut être déduit, et éventuellement permettre de présumer des discontinuités à l'intérieur du massif rocheux. Si les discontinuités sont ouvertes, la pression de la roche sur ces discontinuités est évidemment nulle. Si les faces de la discontinuité montrent des traces de la striation, c'est une preuve de l'effet des contraintes de cisaillement. Une étude mécanique des joints peut être également très utile lors de l'évaluation des mesures in-situ des contraintes.

Selon le type de déplacement, on peut distinguer trois modes fondamentaux de mécanismes de fracturation (figure 1.2). Les discontinuités rocheuses sont les produits du mode I de fracturation, quand le déplacement relatif des parois de la fracture est normal au plan de la fracture. Les discontinuités peuvent être le résultat de cisaillement en mode II (discontinuités de cisaillement) lors du déplacement tangent des épontes perpendiculaire au front de la discontinuité qui est « invisible » à l'échelle de l'observation. Les discontinuités sont le résultat d'une fracturation en mode III s'ils sont accompagnés d'un déplacement tangent des épontes parallèle au front de la fracture.

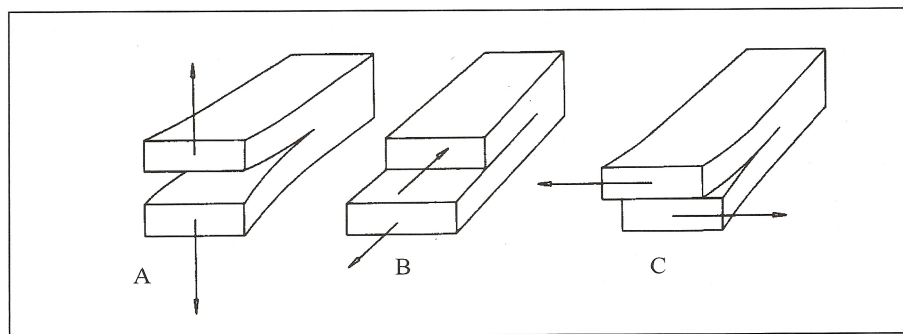


Figure 1.2. Les trois modes fondamentaux de fracturation : A) mode I, ouverture ; B) mode II, cisaillement-plan (translation); C) mode III, cisaillement anti-plan (rotation) (Mandl G., 2005)

La formation et la propagation des discontinuités sont contrôlées par l'état des contraintes effectives de Terzaghi dans la roche. Du point de vue du processus mécanique générant les discontinuités, on peut les classer dans les quatre catégories principales suivantes :

Discontinuités de traction : discontinuités dues au mode de fracturation en traction (mode I) qui se forment et s'ouvrent perpendiculairement à la direction de la contrainte principale mineure dans le massif ($\sigma'_{III} < 0$, convention mécanique des sols) quand la valeur de cette traction atteint la résistance en traction σ_R du matériau, tandis que la contrainte principale la plus grande ($\sigma'_I > 0$), reste en dessous d'une certaine limite.

Discontinuités d'extension ou de clivage : de même morphologie que les discontinuités de traction et, comme les discontinuités de traction, se forment parallèlement à la direction de σ'_I . Mais contrairement à la fracturation de traction, les discontinuités d'extension se propagent selon la contrainte de compression élevée σ'_I , tandis que la contrainte de confinement est proche de zéro. Dans l'essai de compression uniaxiale, le clivage des échantillons se produit,

quand la contrainte axiale σ'_v atteint une valeur critique σ_c , la résistance en compression uniaxiale.

Discontinuités (« fractures ») hydrauliques : à une certaine profondeur de la croûte terrestre, toutes les contraintes totales sont de compression. La formation de discontinuités ouvertes à cette profondeur exige une pression de fluide supérieure à la contrainte normale totale mineure (convention mécanique des sols). Les discontinuités de ce genre sont appelées « fractures hydrauliques ». Les fractures hydrauliques **internes** sont formées par une augmentation globale de la pression interstitielle de la roche. Les fractures hydrauliques internes peuvent être de traction ou de clivage. Les fractures hydrauliques d'**intrusion** se forment par l'injection d'un fluide de très haute pression dans la roche depuis l'extérieur. Les fractures hydrauliques internes se forment sous une contrainte effective de traction, tandis que les fractures hydrauliques d'intrusion peuvent être générées sous une contrainte effective de compression, quand la pression d'injection dépasse la somme de la contrainte totale la plus petite et de la résistance en traction. (Figure 1.3).

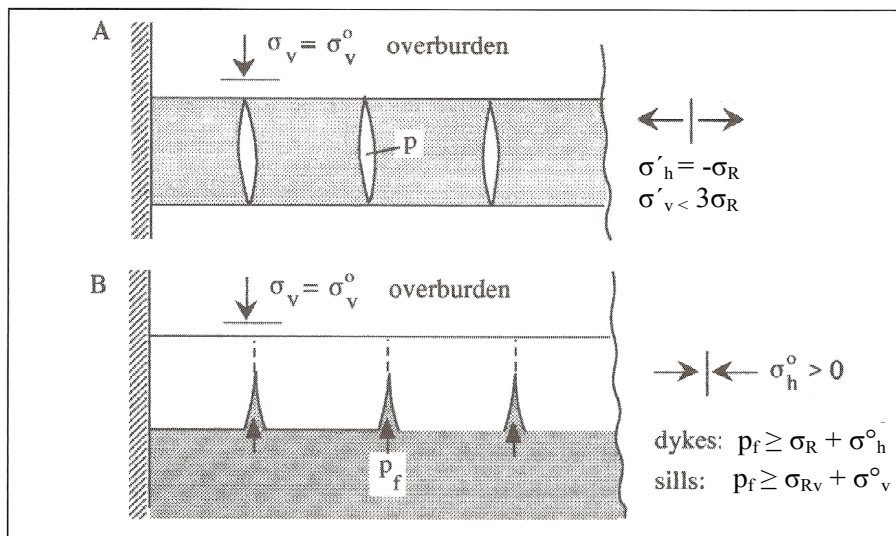


Figure 1.3. Fractures hydrauliques : A) fractures hydrauliques internes B) fractures hydrauliques d'intrusion (Mandl G., 2005)

Discontinuités de cisaillement : D'un point de vue purement phénoménologique, les discontinuités de cisaillement ne sont pas distinguables des discontinuités de tractions, mais d'un point de vue mécanique, les deux types de discontinuité sont fondamentalement différents. Bien que les deux discontinuités se développent parallèlement à l'axe σ_{II} , contrairement aux discontinuités de traction, les discontinuités de cisaillement forment un angle aigu avec l'axe σ_I du champ de contrainte (figure 1.4). Les discontinuités de

cisaillement sont notoirement difficiles à identifier. Néanmoins, il y a certaines caractéristiques qui, surtout combinées, peuvent indiquer ou suggérer une formation cisaillement des discontinuités :

- 1) il existe deux séries non-orthogonales de discontinuités au même stade de développement et qui en s'entrecroisent l'une et l'autre avec des déplacements mutuels qui indiquent un développement simultané dans le même champ de contrainte ;
- 2) les discontinuités sont parallèles aux failles ;
- 3) les parois des discontinuités sont striées ; ...

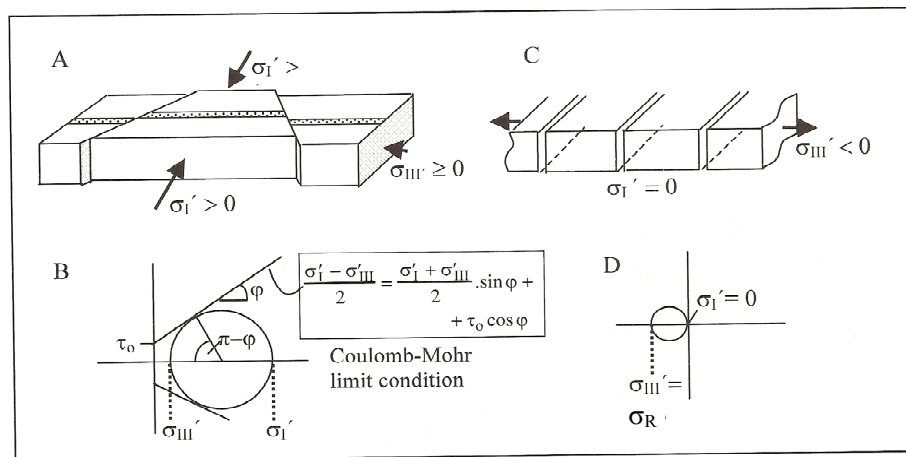


Figure 1.4. Développement d'une discontinuité de cisaillement et d'une discontinuité de traction (A et C) avec leur état de contraintes dans le plan de Mohr-Coulombe (B et D, Mandl G., 2005)

Des discontinuités de cisaillement ou des bandes de cisaillement et des failles sont identiques par le fait qu'elles sont toutes produites par des contraintes de cisaillement. Pendant le processus de cisaillement, dans un premier temps, la résistance au cisaillement augmente (domaine de « durcissement »), jusqu'à ce qu'elle arrive à une valeur pic, et par la suite elle diminue (domaine d'« adoucissement ») jusqu'à une résistance au cisaillement résiduelle. On peut distinguer entre les bandes de cisaillement « pré-pic », des bandes de cisaillement « post-pic » et des failles à l'aide de la taille des déformations de cisaillement. Par exemple, dans les failles, les déformations de cisaillement totales dépassent la déformation de radoucissement de plusieurs ordres de grandeur. Les discontinuités de cisaillement se produisent en famille, parce qu'elles sont créées dans des champs de déformation globale.

1.4. Structure et géométrie des massifs rocheux

Étant donné l'importance de la présence de discontinuités sur les caractéristiques mécaniques des massifs rocheux et afin de pouvoir quantifier cet effet, d'abord, nous avons besoin de connaître les caractéristiques géométriques des discontinuités et leurs caractéristiques mécaniques. Les caractéristiques géométriques des discontinuités sont présentées brièvement dans ce paragraphe. Les caractéristiques mécaniques seront présentées dans les chapitres suivants.

Sauf dans des cas plus complexes (cas des discontinuités tordues), les discontinuités sont supposées planaires. Par conséquent, chaque discontinuité dans un massif rocheux est assimilée à un plan dans l'espace. La figure 1.5 donne une représentation schématique de l'intérieur d'un massif rocheux, avec les principaux aspects géométriques des massifs rocheux (Hudson et Harrison, 1997) :

Espacement et fréquence : l'espacement est la distance entre les intersections des discontinuités avec la ligne de balayage de mesure (souvent un forage dans le massif). La fréquence i.e. le nombre des discontinuités par l'unité de distance, est l'inverse de l'espacement.

Orientation, direction et pendage : en tout point, l'orientation d'un plan dans l'espace est définie par deux angles, par rapport au nord géographique et à la verticale, respectivement mesurés avec une boussole et un inclinomètre. Les lignes de niveau du plan définissant la direction ou azimut du plan, compté de 0 à 180 degré en tournant vers l'est. Les lignes de plus grande pente du plan définissent le pendage, de 0 pour un plan horizontal à 90 degré pour un plan vertical, assorti de l'indication du côté vers lequel le plan est incliné (CFMR, 2000).

Persistance, étendue et forme : l'étendue d'une discontinuité est schématisée par une longueur et une largeur, rarement par une forme géométrique bien qu'on fait l'hypothèse souvent de formes circulaires en modélisation 3D. On se contentera souvent d'un ordre de grandeur, extension métrique ou hectométrique par exemple. Il arrive que la discontinuité comporte des lacunes sous forme de « ponts » rocheux. On définit alors approximativement (mais de manière correcte) la persistance comme le rapport de la surface ouverte à la surface totale. Des méthodes statistiques ont été proposées pour estimer l'étendue et la persistance à partir des longueurs des traces mesurées sur les affleurements (Priest, 1993 cité par CFMR, 2000).

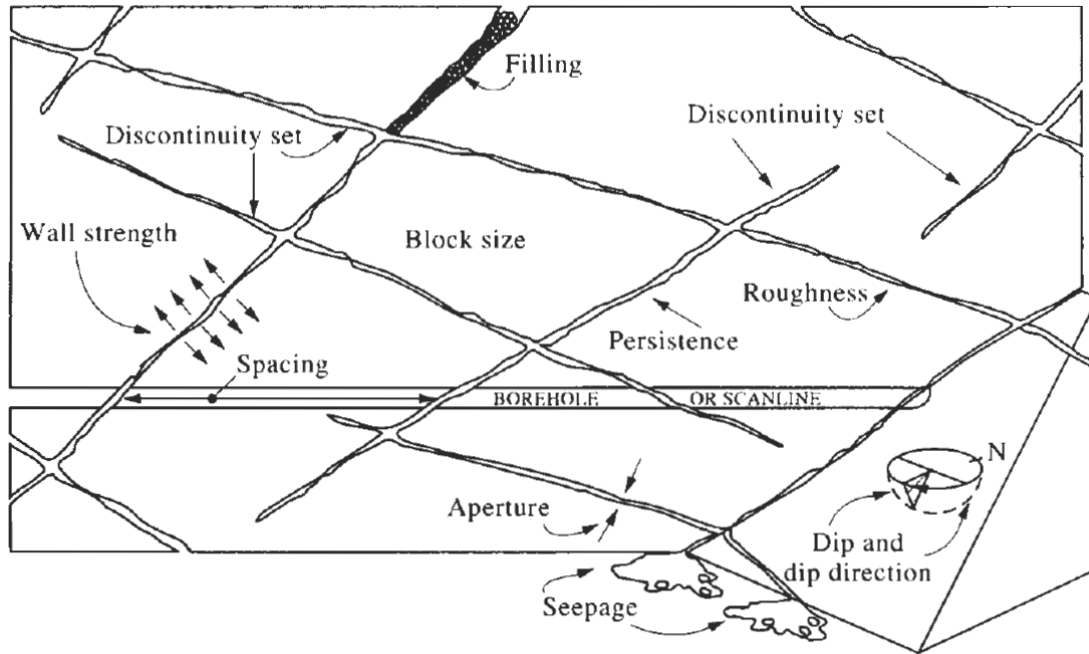


Figure 1.5. Représentation schématique des propriétés géométriques principales des discontinuités dans la roche (Hudson 1989 cité par Hudson et Harrison 1997)

Rugosité : bien que les discontinuités sont supposées être planes lors d'analyses géologiques ou de modélisations, la surface de la discontinuité elle-même peut être rugueuse. La rugosité de la discontinuité peut être définie soit par référence aux schémas standards (Barton et Choubey, 1977), soit mathématiquement. Cette caractéristique géométrique a un effet direct sur les propriétés mécaniques de la discontinuité comme sa résistance, sa dilatation et sa raideur. Ces effets seront étudiés dans le chapitre II.

Ouverture : écartement entre les deux parois de la discontinuité rocheuse. Le long de la discontinuité elle aura une valeur constante pour les parois parallèles et planes, une valeur variable linéairement pour les parois non-parallèles mais planes, et une valeur complètement variable pour les parois rugueuses. Dans la modélisation des discontinuités avec des parois rugueuses, on prend généralement pour ouverture la valeur moyenne de la distance perpendiculaire entre les deux parois moyennes de la discontinuité.

Familles de discontinuité : nous avons déjà indiqué que les discontinuités n'existent pas avec des orientations complètement aléatoires. Elles sont nées pour une raison mécanique et sont ainsi grossièrement groupées autour d'une orientation privilégiée associée avec les mécanismes de formation. Il est alors parfois pratique de considérer le concept de famille de discontinuités parallèles ou subparallèles. C'est alors le nombre de telles familles qui caractérisent la géométrie d'un massif rocheux particulier.

Taille de bloc : comme il est illustré sur la figure 1.5 et d'après les caractéristiques citées précédemment, les discontinuités peuvent délimiter des compartiments rocheux dans un massif. Pour les travaux d'excavation et de soutènement, il est utile d'avoir une estimation de la valeur moyenne de la taille des blocs et leur distribution, analogue *in situ* à la distribution de taille des particules utilisée en mécanique des sols.

Le degré d'avancement des technologies pour mesurer et traiter les données de chacun de ces sept caractéristiques géométriques est fortement varié. Il n'existe pas de méthode normalisée pour mesurer et caractériser la géométrie de la structure rocheuse, parce que la précision avec laquelle ces sept paramètres doivent être spécifiés est une fonction de l'objectif technique.

1.5. Classification des massifs rocheux

En plus de l'existence des discontinuités, il existe d'autres facteurs qui rendent plus complexes le comportement des massifs rocheux. L'inhomogénéité, l'anisotropie de la matrice rocheuse et l'effet d'échelle sont parmi les facteurs les plus importants affectant les propriétés d'un massif rocheux. Un défaut majeur des essais en laboratoire sur des échantillons de roche est que les échantillons sont limités en taille et donc ils représentent un volume très petit et fortement sélectif du massif rocheux duquel ils ont été prélevés. Dans un projet d'ingénierie typique, les échantillons examinés en laboratoire représentent seulement une fraction très petite du volume du massif rocheux. A ce problème s'ajoute la présence des discontinuités avec des caractéristiques géométriques et mécaniques plus ou moins complexes et incertaines. Comment peut-on utiliser alors les résultats des essais de laboratoire afin d'estimer les propriétés du massif rocheux *in situ* (Hoek, 2000).

Dans une tentative de fournir des guides et des méthodologies pour déterminer les propriétés des massifs rocheux, des systèmes de classification ont été développés. Les classifications les plus largement connus, au moins dans le monde anglophone, sont le système RMR de Bieniawski (1973, 1974) et le système Q de Barton, Lien et Lunde (1974). Les classifications comprennent des informations sur la matière rocheuse mais aussi, l'espacement, le nombre et les propriétés de la surface des discontinuités structurales. Elles tiennent compte, aussi bien, de l'influence de la nappe phréatique, des contraintes *in situ* que de l'orientation et inclinaison des discontinuités dominantes. Au départ, ces classifications ont

été développées pour estimer des besoins de soutènement des tunnels, mais leur utilisation a été étendue pour couvrir beaucoup d'autres domaines.

Un des problèmes importants qu'affrontent des ingénieurs d'ouvrages d'art dans la roche est d'estimer la résistance du massif rocheux. Ce massif rocheux est normalement constitué d'un maillage de blocs discrets. Ces blocs peuvent être altérés selon différents degrés et les surfaces de contact entre les blocs peuvent varier de « propres et frais » à « couvertes par de l'argile et cisillées ».

En utilisant des modélisations et des données de résistances disponibles, Hoek et Brown (1980) ont développé un critère de rupture empirique pour les massifs rocheux fracturés. Avec ce critère, on peut estimer la résistance d'un massif en utilisant des observations géologiques et des résultats d'essais sur des morceaux de la roche prélevé en massif. Hoek (1983) a également proposé que le système de classification de massif rocheux de Bieniawski soit utilisé afin d'estimer des constantes du massif rocheux nécessaires pour ce critère empirique de la rupture. Cette classification est adaptée pour des massifs rocheux de bonne qualité. Une nouvelle classification paraît nécessaire pour des massifs rocheux disloqués, en particulier dans les zones de grandes chaînes de montagnes des Alpes, des Himalayas et des Andes.

Le système GSI (Geological Strength Index) a été présenté par Hoek en 1994. Cet index a été par la suite modifié et étendu au fur et à mesure de son application sur des problèmes réels de mécanique des roches. Ce système est le seul système de classification des massifs rocheux directement relié à des paramètres mécaniques comme les paramètres de résistance de Mohr-Coulomb, Hoek-Brown ou le module du massif rocheux (Cai *et al.* 2004). Il faut noter, toutefois, le caractère *empirique* de ces classifications, ce qui a amené d'autres auteurs à proposer de déterminer les propriétés continues équivalentes des massifs rocheux fracturés par des méthodes d'homogénéisation numériques (Pouya et Ghoreychi, 2001 ; Chalhoub, 2006).

L'utilité d'emploi de ces systèmes de classification est pourtant variable d'un problème à l'autre selon l'échelle de problème si on veut tenir compte des discontinuités, les caractéristiques géométriques et mécaniques des discontinuités mais aussi l'importance de présence de discontinuité sur la performance d'ouvrage qui sera construit sur ou au voisinage du massif. Par exemple, sur la figure 1.6, on constate que, pour cet exemple de massif rocheux, pour l'échelle la plus grande, la cinquième voire la quatrième, on peut supposer un comportement isotrope équivalent pour le massif mais pour les deuxième et troisième échelles avec respectivement une et deux familles de discontinuités, il serait déconseillé de faire cette hypothèse. Il sera plus pertinent de prendre en compte directement les discontinuités dans les

modélisations. Dans le chapitre suivant, on étudiera brièvement l'état de l'art sur le comportement des discontinuités ou des joints rocheux.

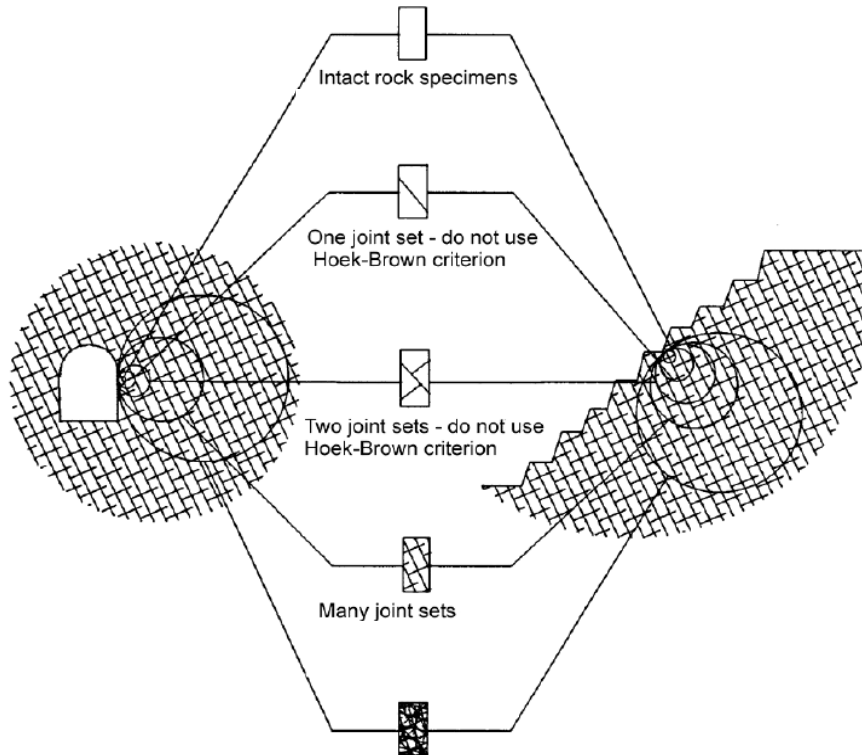


Figure 1.6. La transition de la roche intacte au massif rocheux fortement fracturé avec augmentation de l'échelle (Hoek, 2000)

CHAPITRE II. COMPORTEMENT MECANIQUE DES DISCONTINUITES

2.1. introduction

On étudie dans ce chapitre le comportement des discontinuités dont les deux parois parsemées d'épontes sont en contact. Quand les discontinuités sont remplies par un autre matériau – normalement tendre par rapport à la roche, leur comportement est en effet complètement différent. Dans le cas des discontinuités en contact (ou non remplies), la rugosité et la résistance en compression des épontes jouent un rôle important dans le comportement **global** des discontinuités, alors que dans le cas des discontinuités remplies, ce sont les propriétés physiques et minéralogiques du matériau remplissant la discontinuité qui déterminent le comportement de la discontinuité (Barton & Choubey, 1977).

D'autre part, dans ce chapitre seules les discontinuités complètement séparées ou les discontinuités continues seront étudiées. En effet, les discontinuités, selon leur histoire géologique et leur origine, peuvent contenir des « ponts » rocheux ou des liaisons de cimentation attachant les deux parois du joint l'une à l'autre. Le comportement de telles discontinuités est nettement différent de discontinuités continues. Même un petit pourcentage de ponts rocheux augmente considérablement la résistance et la raideur de la discontinuité.

Sous différents modes de chargement, la discontinuité peut s'ouvrir complètement au détriment de ces ponts rocheux par développement de fractures. Ce phénomène se traduit mécaniquement par une diminution de la raideur et de la résistance de la discontinuité. Les modèles classiques des joints étudiés par la suite dans ce chapitre, ne peuvent pas représenter ce type de comportement, car ils ne prennent pas en compte l'endommagement. Ce comportement des joints contenant des ponts rocheux ou des liaisons de cimentation sera discuté dans le chapitre III.

Ce chapitre présente dans un premier temps le comportement des discontinuités rocheuses « continus » et « non-remplis » sous chargement normal et cisaillement, puis la résistance au cisaillement des discontinuités avant de faire un état de l'art des modèles constitutifs les plus courants de ce type de discontinuités.

La capacité de déformation des discontinuités est une composante fondamentale de la performance des massifs rocheux sous des conditions de contraintes variables. Notamment sous des contraintes relativement faibles dans la partie superficielle du massif, la déformation des discontinuités est prépondérante vis-à-vis de la déformation élastique de la roche intacte.

La déformabilité des discontinuités peut être décrite par des courbes de contrainte-déformation (ou plus proprement dites courbes de contrainte-déplacement relatif). Goodman et al. (1968) ont initié les termes « raideur normale », k_n , et « raideur tangent », k_t , afin de décrire respectivement le taux de changement de la contrainte normale, σ_n , par rapport aux déplacements normaux, u_n , et celui de la contrainte tangentielle, τ , par rapport aux déplacements tangentiels, u_t . Les quantités ci-dessus, de même que la fermeture maximale du joint, e , le pic de résistance au cisaillement, τ_p , et la résistance au cisaillement résiduelle, τ_r , nous permettent de modéliser le comportement des joints rocheux et de calculer leur contribution dans le comportement global du massif rocheux.

2.2. Comportement des joints rocheux sous chargement normal

Les résultats expérimentaux sur une large gamme de discontinuités rocheuses naturelles et non-remplies montrent que le comportement de ce type de discontinuité sous un chargement normal et répétitif est fortement non-linéaire avec une forme hyperbolique (Bandis *et al.* 1983). La figure 2.1 montre un exemple caractéristique de ce comportement.

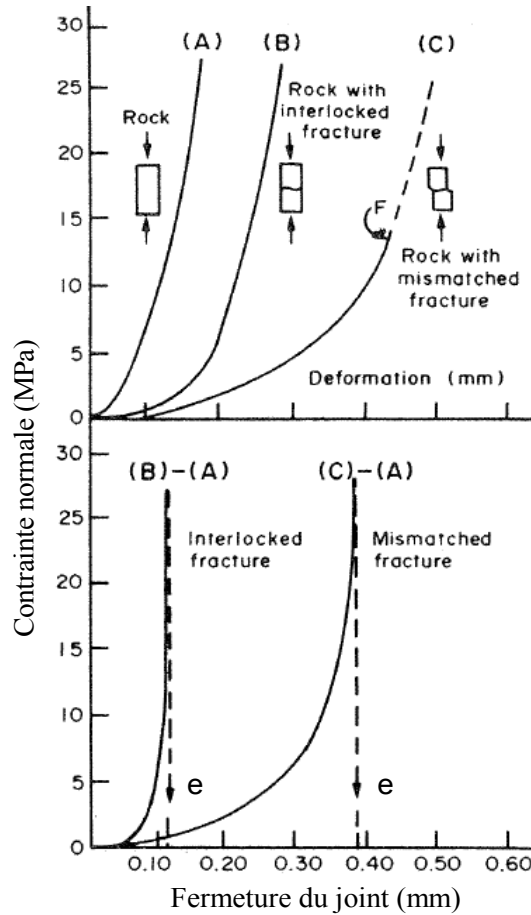


Figure 2.1. Contrainte normale en fonction de la déformation des éprouvettes cylindrique intactes et fracturées de granodiorite (après Goodman 1976, cité par Bandis *et al.* 1983)

Il y a deux modèles empiriques plus souvent utilisés pour décrire les courbes de contrainte normale-fermeture (déplacement normal). Le premier est celui proposé par Goodman (1976) :

$$\frac{\sigma_n - \sigma_{n0}}{\sigma_{n0}} = C \left(\frac{u_n}{e - u_n} \right)^t \quad (2.1)$$

où σ_{n0} est une contrainte normale de référence et C et t sont des constantes du matériau. e est la fermeture maximale de la discontinuité. On peut déduire la raideur normale de la discontinuité d'après la relation suivante :

$$k_n = \frac{\partial \sigma_n}{\partial u_n} = \left(1 - \frac{u_n}{e} \right)^{-1} \frac{(t-1)}{u_n} (\sigma_n - \sigma_{n0}) \quad (2.2)$$

L'autre modèle est celui de Bandis (Bandis 1980, cité par Bandis *et al.* 1983 et Jing & Stephansson 2007). Il propose une fonction hyperbolique :

$$\sigma_n = \frac{u_n}{a - bu_n} = k_{n0} \left(\frac{u_n}{1 - u_n/e} \right) \quad (2.3)$$

où k_{n0} est la raideur normal initiale, et a et b sont des constantes expérimentales avec $k_{n0} = 1/a$ et $e = a/b$. Pour ce modèle, la raideur normale se déduit de la formule suivante :

$$k_n = \frac{\partial \sigma_n}{\partial u_n} = k_{n0} \left(1 - \frac{u_n}{e} \right)^{-2} = \left(1 - \frac{u_n}{e} \right)^{-1} \frac{\sigma_n}{u_n} \quad (2.4)$$

2.3. Comportement des joints rocheux sous contrainte de cisaillement

La figure 2.2 montre un exemple typique de comportement des discontinuités rocheuses pendant un essai de cisaillement à contrainte normale imposée. Sur la courbe « contrainte de cisaillement – déplacement tangentiel », on peut distinguer les aspects clés du comportement. Dans la première partie de la courbe, on observe un comportement élastique linéaire pour lequel la raideur tangentielle de la fracture k_t peut être déterminée. Au-delà de cette partie, la contrainte tangentielle augmente moins vite avec le déplacement à cause du développement progressif de la dégradation des aspérités de la discontinuité. Cette partie est simultanée avec une dilatance croissante. On atteint alors un maximum qui correspond à la résistance de pic, τ_p , de la discontinuité. Ce point coïncide avec la valeur maximale de l'angle de dilatance, ψ_p . La dilatance traduit l'ouverture induite par les déplacements relatifs tangentiels plastiques. Au-delà de cette résistance, la contrainte tangentielle décroît plus ou moins fortement pour atteindre un palier caractérisant la résistance résiduelle, τ_r .

Une forme idéalisée de la courbe de contrainte de cisaillement – déplacement tangentiel peut être caractérisée par cinq paramètres :

- la raideur tangentielle, k_t ,
- la résistance de pic, τ_p ,
- la résistance résiduelle, τ_r ,
- le déplacement tangentiel au pic de la contrainte de cisaillement, u_t^p

- et le déplacement tangentiel quand la contrainte de cisaillement résiduelle est atteint, u_t^r .

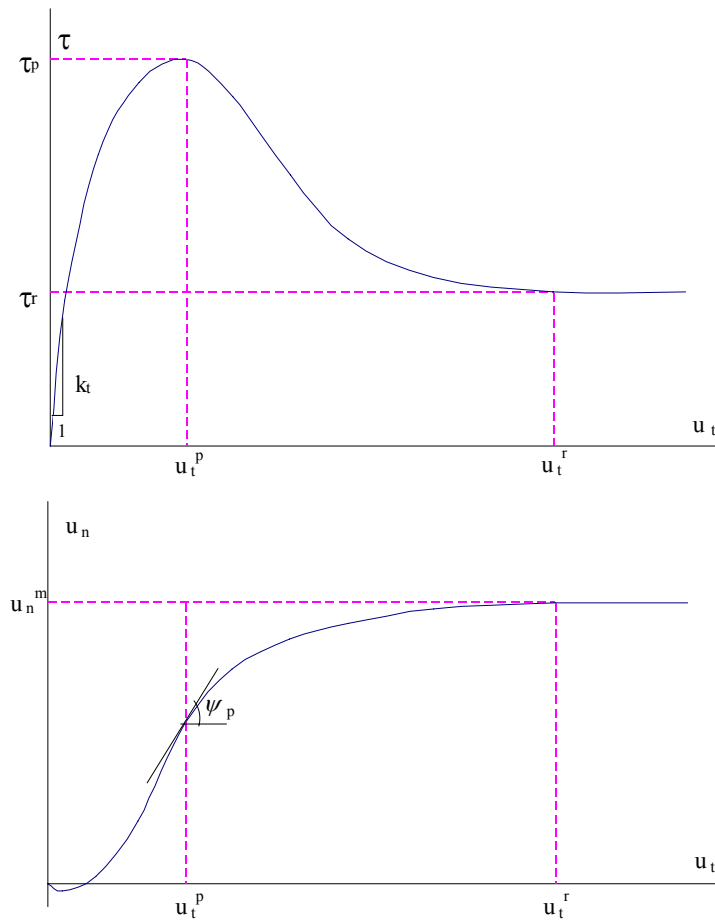


Figure 2.2. Comportement des discontinuités rocheuses pendant l'essai de cisaillement direct à contrainte normale imposée.

La raideur tangentielle peut s'exprimer par la relation suivante pour la partie qui se trouve avant le point de pic :

$$k_t = \frac{\partial \tau}{\partial u_t} \quad (0 \leq u_t \leq u_t^p) \quad (2.5)$$

Jing (1990) propose la relation empirique suivante décrivant la dépendance de la raideur tangentielle à la contrainte normale s'exerçant sur la discontinuité :

$$k_t = k_{t0} \left(1 - \frac{\sigma_n}{\sigma_c} \right)^a \quad (2.6)$$

où k_{t0} est la raideur tangentielle initiale, a une constante du matériau, σ_n , la contrainte normale s'exerçant sur la discontinuité, et σ_c , la résistance à la compression uniaxiale de la roche.

Un phénomène important ayant une influence critique sur la conductivité hydraulique et la déformabilité des massifs rocheux est la dilatance, c'est à dire, l'augmentation de l'ouverture de la discontinuité pendant le cisaillement à cause du chevauchement des aspérités entre les deux surfaces rugueuses opposées de la discontinuité. Le taux et l'amplitude de la dilatance dépendent de plusieurs facteurs comme la grandeur de la contrainte normale de compression, la dureté du matériau (résistance à la compression du matériau rocheux), la présence de matériaux de remplissage et/ou de fluide et la vitesse de cisaillement. Pourtant, le facteur le plus important est la caractéristique morphologique de la surface rugueuse des parois de la discontinuité rocheuse (Jing et Stephansson, 2007). On peut représenter les aspérités par des formes régulières en dents de scie, l'angle de dilatance, ψ , correspondant à l'angle des aspérités. Divers modèles empiriques ont été proposés afin de simuler le phénomène de dilatance. Le plus simple est d'utiliser un « angle de dilatance » constant, ψ , reliant les incréments des déplacements normaux et tangentiels :

$$du_n = (\tan \psi) du_t \quad \left(0 \leq u_t \leq u_t^r \right) \quad (2.7a)$$

$$du_n = 0 \quad \left(u_t > u_t^r \right) \quad (2.7b)$$

Bien qu'elle ne soit qu'une approximation grossière du phénomène, la relation ci-dessus est utilisée dans plusieurs modèles constitutifs des discontinuités rocheuses à cause de sa simplicité.

2.4. Résistance au cisaillement des discontinuités (joints) rocheuses

Le facteur extérieur le plus important affectant la résistance au cisaillement des discontinuités rocheuses est la contrainte normale, σ_n (Barton et Choubey, 1977). Dans la plupart des problèmes de l'ingénierie de la roche, la contrainte normale effective maximale reste dans la gamme de 0,1 à 2,0 MPa pour les discontinuités considérées critiques pour la stabilité. Elle est environ d'un ordre de grandeur trois fois plus important pour les valeurs utilisées par les tectonophysiciens, quand ils étudient la résistance au cisaillement des failles en laboratoire (100 à 2000 MPa). Par conséquent, les différents travaux présentent des données sur la résistance au cisaillement des joints rocheux qui couvrent une gamme d'au

moins quatre ordres de grandeur. C'est en partie la raison pour laquelle les opinions concernant la résistance au cisaillement des discontinuités rocheuses varient autant.

On peut appliquer la relation linéaire de Coulomb (Equation 2.8) au modèle de résistance au cisaillement des discontinuités rocheuses.

$$\tau_p = c + \sigma_n \tan \phi \quad (2.8)$$

où τ_p est le pic de résistance au cisaillement, c , la cohésion et ϕ , l'angle de frottement. Si on applique cette équation aux résultats des essais de cisaillement sur des joints rugueux, sous les gammes basses et élevées de contraintes normales, on trouve des résultats nettement différents. Les tectonophysiciens évaluent ainsi une cohésion de quelques dizaines de MPa et un angle de frottement de seulement 20° , tandis qu'un ingénieur étudiant la stabilité des versants évalue l'angle de frottement à 70° et la cohésion nulle. En effet, les enveloppes des pics de résistance au cisaillement pour les joints non-lisses sont fortement courbes.

Depuis les années soixante, plusieurs expérimentations ont été réalisées afin de proposer des critères plus réalistes pour estimer le pic de résistance au cisaillement. Par la suite, les critères les plus importants sont présentés.

2.4.1. Critère de Patton

L'effet de la rugosité de la surface des discontinuités rocheuses sur la résistance au cisaillement a été mis en évidence bien avant, mais la première tentative pour corrélérer la rugosité de la surface avec la résistance au cisaillement des discontinuités rocheuses a été faite par Patton (1966). Elle suppose que les rugosités sur les parois de la discontinuité disposent d'une forme et un angle d'inclinaison i identiques (Figure 2.3). Le critère est décrit par la relation suivante :

$$\tau_p = \sigma_n \tan(\phi_b + i) \quad (2.9)$$

où ϕ_b est l'angle de frottement de base pour des surfaces lisses du matériau rocheux et le paramètre i appelé angle de dilatance, représente l'effet des aspérités irrégulières sur la surface de la discontinuité. La valeur de i est déterminée par la moyenne statistique des angles entre la surface lisse moyenne de référence et l'ondulation de premier ordre le long de toute la surface rugueuse considérée. On ignore ainsi les irrégularités (aspérités) de second ordre

surimposées sur l'ondulation de premier ordre. Une extension de ce modèle sera proposée plus tard afin d'inclure une cohésion apparente C_a à la résistance au cisaillement pour les contraintes normales élevées :

$$\tau_p = \sigma_n \tan \varphi_r + C_a \quad (\sigma_n \geq \sigma_T) \quad (2.10)$$

En effet, l'équation 2.9 représente le glissement entre les aspérités (valable pour $\sigma_n < \sigma_T$), tandis que l'équation 2.10 représente la rupture à travers la matrice de ces aspérités. σ_T , est le niveau de la contrainte normale de transition au-delà duquel il y a la rupture à travers la matrice des aspérités.

Dans l'équation de Patton, l'angle de frottement de base a été pris égal à l'angle de frottement résiduel, φ_r , qui peut être pourtant différent pour les discontinuités selon la nature de la roche.

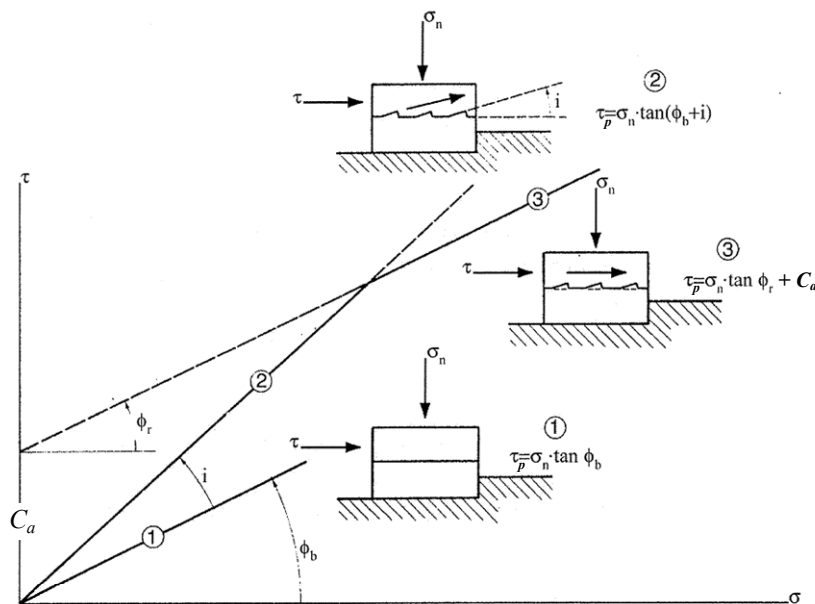


Figure 2.3. Critère bilinéaire de Patton pour la résistance des discontinuités rocheuses aux formes d'aspérités multiples (Patton, 1966).

Le critère de Patton représente l'effet de la rugosité des surfaces rocheuses sur leur résistance au cisaillement par une simplification bidimensionnel sans prendre en compte l'effet d'échelle ni l'évolution de la rugosité pendant le processus de déformation. En pratique, l'angle moyen des aspérités, peut être inclus ou non dans la taille des échantillons examinés en conditions de laboratoire. Cependant, ce critère est une équation simple qui a servi de base au développement de plusieurs critères de résistance au cisaillement et modèles

constitutifs pour les discontinuités rocheuses dans les années qui ont suivi (Jing et Stephansson, 2007).

2.4.2. Critère de Ladanyi et Archambault

Ladanyi et Archambault (1969, cité par Lopez P. 2000) ont établi une formulation théorique pour la résistance au pic combinant le frottement, la dilatance et la résistance des aspérités intervenant simultanément lors du cisaillement sur les discontinuités. Ce critère postule, sur la base des travaux de Rowe et al. (1964), que la force tangentielle au pic, S_p , est la somme d'une composante, notée S_4 , due au cisaillement des aspérités répartie sur l'aire A_s , aire de la surface projetée sur un plan particulier, par exemple le plan de base du repère R_I , des aspérités cisillées et une autre composante notée $S_1+S_2+S_3$ répartie sur l'aire $A-A_s$. Les deux modes de rupture se produisent simultanément lors du cisaillement des discontinuités, chacun sur une portion de la surface totale A . A partir de ce postulat, les auteurs ont établi l'équation suivante :

$$S_p = (S_1 + S_2 + S_3)(A - A_s) + S_4 A_s \quad (2.11)$$

Avec

$$\begin{aligned} S_1 &= N\nu \\ S_2 &= Sv \tan \varphi_f \\ S_3 &= N \tan \varphi_b \\ S_4 &= A \tau_{ca} \end{aligned} \quad (2.12)$$

où S_1 est la composante de cisaillement due au travail externe en dilatance contre la force normale, S_2 est la composante de cisaillement due au travail interne additionnel en frottement due à la dilatance, S_3 est la composante de cisaillement due au travail interne en frottement si l'échantillon ne change pas de volume au cours du cisaillement. Enfin S_4 est la composante due au cisaillement des aspérités. Dans les équations 2.12, N est la force normale, ν , le taux de dilatance à la rupture (dépendant de l'angle de dilatance à la rupture), S , la force tangentielle, φ_f , l'angle de frottement à la rupture totale des épontes, φ_b , l'angle de frottement de base, A la surface totale d'une éponte et τ_{ca} est la résistance au cisaillement des aspérités (ou la résistance au cisaillement du matériau des épontes, basée sur un critère de rupture).

Si la proportion de la surface projetée A_s , des aspérités cisillées par rapport à la surface totale d'une éponte, A , se définit par $a_s = A_s/A$, alors l'expression de la contrainte de cisaillement au pic, $\tau_p = S_p/A$, est donnée par l'Équation suivante :

$$\tau_p = \frac{\sigma_n(1-a_s)(\nu + \tan \varphi_b) + a_s \tau_{ca}}{1 - (1-a_s)\nu \tan \varphi_f} \quad (2.13)$$

Cette équation fait référence à deux termes : le cisaillement des aspérités avec le facteur a_s et le frottement sur les aspérités avec le facteur $(1-a_s)$. Ainsi, lors du cisaillement sous des contraintes normales faibles, a_s tend vers 0 et ν vers 1 et seul le terme de frottement intervient. Sous des contraintes normales élevées, lorsque toutes les aspérités sont cisailées, a_s tend vers 1 et ν vers 0 et seul le terme de rupture des aspérités intervient. Ces deux termes sont donc pondérés par la surface relative de joint en contact a_s . Pour les joints à surface irrégulière les résultats expérimentaux de Ladanyi et Archambault (1969) ont montré que a_s et ν varient continuellement avec la contrainte normale. Ils proposent les relations empiriques suivantes afin de déterminer ces deux paramètres :

$$a_s \approx 1 - \left(1 - \frac{\sigma_n}{\sigma_T}\right)^{k_1} \quad (2.14a)$$

$$\nu \approx \left(1 - \frac{\sigma_n}{\sigma_T}\right)^{k_2} \tan i_0 \quad (2.14b)$$

avec k_1 et k_2 , deux constantes du matériau et i_0 , la dilatance sous contrainte normale nulle. Ainsi pour une surface naturelle, i_0 , est l'inclinaison moyenne des facettes des aspérités par rapport au plan moyen. σ_T , est la contrainte normale de transition du mode de glissement entre les aspérités, à la rupture à travers la matrice de ces aspérités.

Le critère de Ladanyi et Archambault (1969) fournit une courbe non-linéaire de la contrainte normale en fonction de la contrainte tangentielle plus adaptée que celle de Patton dans certains cas. Pourtant elle présente quelques inconvénients :

- il exige plus de paramètres par rapport au critère de Patton et des essais spéciaux sont nécessaires pour tous les déterminer ;
- des paramètres a_s et ν représentent l'effet de la rugosité de la discontinuité. Quelque soit le processus de déformation, la rugosité des discontinuités ne peut que décroître de manière monotone à cause de la dégradation accumulée des aspérités. Pourtant, les définitions de a_s et ν dans le critère de Ladanyi et Archambault (1969), les rendent réversible en fonction de la contrainte normale. Si la contrainte normale décroît pendant le processus de déformation au cisaillement, la valeur de ν va augmenter au

lieu de diminuer, c'est-à-dire la rugosité de la discontinuité va augmenter, ce qui est physiquement impossible. Ce critère est, par conséquent, plus approprié pour des discontinuités subissant de petits déplacements en cisaillement sous une contrainte normale constante ou croissante de manière monotone.

2.4.3. Critère d'Amadei et Saeb

Le critère de Ladanyi et Archambault (1969) a été modifié par Amadei et Saeb (1990) avec une formulation plus simple donnant des résultats identiques. La résistance au cisaillement donnée par l'équation 2.13 devient :

$$\tau_p = \sigma_n (1 - a_s) \tan(\varphi_b + i) + a_s \tau_{ca} \quad (2.15)$$

où i est l'angle de dilatance au pic obtenu par $i = \text{Arc tan}(v)$ et v est donné par l'équation 2.14b.

2.4.4. Critère de Barton

Barton (1971, 1973, 1974, 1976 cités par Barton et Choubey, 1977 et Jing et Stephansson, 2007) a proposé un critère bien connu de résistance au cisaillement pour des discontinuités rocheuses qui contiennent une mesure explicite de rugosité appelée le coefficient de rugosité du joint, *JRC* (Joint Roughness Coefficient). Le critère est décrit par l'équation suivante :

$$\tau_p = \sigma_n \tan \left[JRC \log_{10} \left(\frac{JCS}{\sigma_n} \right) + \varphi_b \right] \quad (2.16)$$

où τ_p , σ_n et φ_b sont définis précédemment et le paramètre *JCS* (Joint wall Compressive Strength) est la résistance à la compression des parois de la discontinuité, obtenue par un essai au marteau de Schmidt pour des surfaces de discontinuité altérées ou simplement la résistance à la compression de la roche intacte pour des surfaces de discontinuité non-altérées. L'équation 2.16 a été proposée dans un premier temps pour des discontinuités non altérées. Barton et Choubey (1977) ont alors proposé pour, le cas global des discontinuités altérées et non-altérées, cette équation réécrite de la manière suivante :

$$\tau_p = \sigma_n \tan \left[JRC \log_{10} \left(\frac{JCS}{\sigma_n} \right) + \varphi_r \right] \quad (2.17)$$

Des conseils pratiques pour choisir ces paramètres et des exemples de valeurs pour plusieurs types de roche ont été donnés par Barton et Choubey (1977). Les deux paramètres

JRC et JCS dépendent de l'échelle du problème. Pour des discontinuités sur le terrain avec une longueur L_n , Barton et Bandis (1982) proposent les relations suivantes afin de corriger les paramètres déterminés au laboratoire de l'effet d'échelle :

$$JRC = JRC_0 \left(\frac{L_n}{L_0} \right)^{-0,02 JRC_0} \quad (2.18)$$

$$JCS = JCS_0 \left(\frac{L_n}{L_0} \right)^{-0,03 JCS_0} \quad (2.19)$$

où JRC_0 et JCS_0 sont les valeurs mesurées au laboratoire pour un échantillon avec une longueur de L_0 (ayant une valeur typique de 100 mm).

Le critère de résistance au cisaillement de Barton (équations 2.16 et 2.17) est en fait une formulation approfondie de celui de Patton, dans le sens que les deux critères proposent une composante qui s'ajoute à l'angle de frottement de bases, représentant la rugosité. Le critère de Barton représente également l'effet de la contrainte normale et l'effet de la résistance du matériau rocheux sur l'angle de frottement mobilisé de la discontinuité.

De même que dans le critère de Ladanyi et Archambault (1969), les variables de contrainte dans les fonctions logarithmiques des critères de Barton ont pour but de prendre en compte la réduction de la rugosité sous les contraintes normales. Cependant, nous aurons le même problème : la réversibilité de la rugosité sous des cycles de contraintes normales.

Un critère de résistance au cisaillement doit être applicable de telle manière que l'usure des aspérités ou la dégradation de rugosité de surface en tant que processus de dissipation d'énergie ne soit pas réversible. Une manière de s'assurer une telle irréversibilité est d'appliquer une restriction ou une loi d'évolution de la rugosité de surface telle que la rugosité évolue toujours de manière décroissante. Un exemple d'une telle restriction a été proposé par Plesha (1987) et a été vérifié expérimentalement plus tard par Hutson (1987) :

$$\alpha = \alpha_0 e^{-c W_t^p} \quad (2.20)$$

Dans cette relation, α est l'angle de rugosité, α_0 , l'angle de rugosité initial, c , une constante déterminée expérimentalement et W_t^p est le travail accumulé effectué par les contraintes de cisaillement une fois que le glissement a eu lieu. $W_t^p > 0$ est une quantité positive croissante de manière monotone, α devient irréversiblement décroissant. Un

désavantage est cependant apparaît dans cette formulation : un paramètre supplémentaire qui n'est pas facile à mesurer au laboratoire et des calculs du travail W_t^p .

Lee et al. (2001) ont proposé une extension du modèle de Plesha (1987) en prenant en compte la rugosité du deuxième ordre. Leur modèle représente parfaitement leurs résultats expérimentaux. Mais un deuxième angle de rugosité intervient et une deuxième constante de dégradation doit être déterminée.

2.5. Modèles constitutifs pour les joints rocheux

Afin de modéliser numériquement le comportement des discontinuités rocheuses, Goodman et al. (1968) ont proposé le concept d'éléments joints avec un élément d'épaisseur nulle à quatre nœuds (Figure 2.4). Ils proposent un modèle linéaire élastique reliant les contraintes et les déplacements relatifs nodaux du joint par l'intermédiaire d'une matrice de rigidité:

$$\begin{bmatrix} \tau \\ \sigma_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} k_t & 0 \\ 0 & k_n \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u_t \\ u_n \end{bmatrix} \tag{2.21}$$

où k_t et k_n sont les raideurs tangente et normale du joint et u_t et u_n , les déplacements ainsi définis:

$$\begin{bmatrix} u_t \\ u_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} u_{haut} - u_{bas} \\ v_{haut} - v_{bas} \end{bmatrix} \tag{2.22}$$

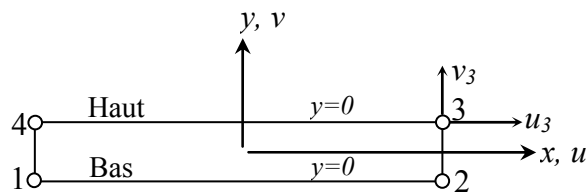


Figure 2.4. Éléments joints d'épaisseur nulle de Goodman en système de coordonnées locales. (Goodman et al., 1968)

A partir de ce modèle, plusieurs autres modèles ont été développés et appliqués aux analyses en mécanique des roches depuis longtemps. A titre d'exemple on peut citer le modèle traditionnel de Mohr-Coulomb ou bien le modèle de Goodman (1976). Ces deux modèles permettent de déterminer l'interaction entre les blocs rocheux par l'intermédiaire de leurs interfaces, les discontinuités. Cette interaction affecte le mouvement et la déformation

des blocs rocheux. Ces modèles ont constitué une étape importante dans le progrès de modélisation des massifs rocheux.

2.5.1. Modèle empirique de Goodman

Goodman (1976) a formulé le premier modèle constitutif pour les discontinuités rocheuses, par une méthode empirique. Les relations contrainte normale-déplacement normal et la rigidité normale (figure 2.5a) sont définies respectivement par les équations 2.1 et 2.2. On peut les reformuler par une relation incrémentale par l'équation suivante :

$$d\sigma_n = k_n du_n \quad (2.23)$$

La courbe complète de contrainte-déplacement au cisaillement se décompose en cinq parties. Ce découpage n'est applicable que pour les chemins de cisaillement monotones. Les cinq parties de la courbe peuvent être décrits par les relations suivantes :

$$\text{I) } \tau = -\tau_r, \quad k_t = 0 \quad (u_t \leq u_t^{r(-)}) \quad (2.24)$$

$$\text{II) } \tau = -\tau_p + \frac{\tau_p - \tau_r}{u_p - u_r} (u_t - u_t^{p(-)}), \quad k_t = \frac{\tau_p - \tau_r}{u_p - u_r} \quad (u_t^{r(-)} \leq u_t \leq u_t^{p(-)}) \quad (2.25)$$

$$\text{III) } \tau = k_t u_t + \tau_0, \quad k_t = \text{constante} \quad (u_t^{p(-)} \leq u_t \leq u_t^{p(+)}) \quad (2.26)$$

$$\text{IV) } \tau = \tau_p + \frac{\tau_p - \tau_r}{u_p - u_r} (u_t - u_t^{p(+)}), \quad k_t = \frac{\tau_p - \tau_r}{u_p - u_r} \quad (u_t^{p(+)} \leq u_t \leq u_t^{r(+)}) \quad (2.27)$$

$$\text{V) } \tau = \tau_r, \quad k_t = 0 \quad (u_t \geq u_t^{r(+)}) \quad (2.28)$$

où τ_0 est la contrainte de cisaillement initiale, $u_t^{p(+)}$ et $u_t^{p(-)}$ sont les déplacements de cisaillement correspondant aux contraintes de pic de cisaillement, respectivement, dans les directions positive et négative de cisaillement. $u_t^{r(+)}$ et $u_t^{r(-)}$ sont les déplacements de cisaillement correspondant à l'occurrence de contraintes de cisaillement résiduelles respectivement, dans les directions positive et négative de cisaillement. Ils sont donnés par les relations suivantes:

$$u_t^{p(+)} = u_t^p = \frac{\tau_p - \tau_0}{k_t}, \quad u_t^{p(-)} = -u_t^p - \frac{2\tau_0}{k_t} \quad (2.29)$$

$$u_t^{r(+)} = u_t^r = M u_t^p, \quad u_t^{r(-)} = -u_t^r - \frac{2\tau_0}{k_t} \quad (2.30)$$

où M est une constante de matériau. La dilatance est aussi prise en compte dans le modèle de Goodman par l'intermédiaire du paramètre ψ_p , la dilatance de la fracture avec le déplacement u_t^p .

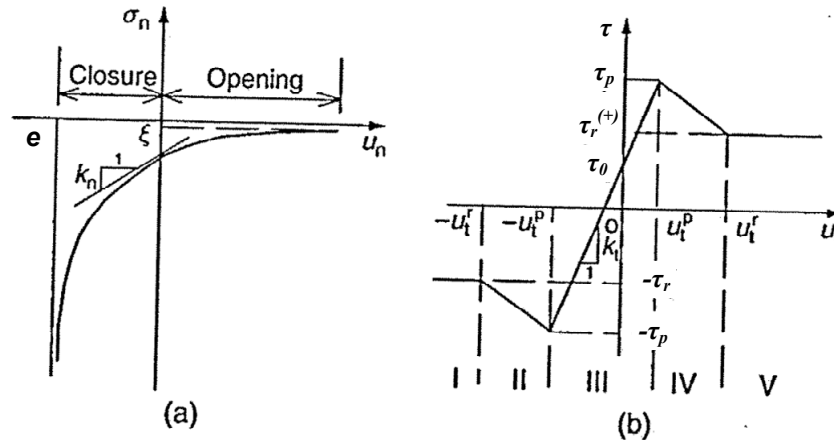


Figure 2.5. Courbes de contrainte-déplacement du modèle constitutif de Goodman pour les discontinuités rocheuses (Goodman, 1976, cité par Jing et Stephansson, 2007). a) la courbe contrainte normale-déplacement normal; b) la courbe contrainte-déplacement en cisaillement

Bien que le modèle de Goodman ait été initialement formulé en contrainte totale, on peut obtenir une forme globale incrémentale en utilisant les raideurs tangentielles obtenues pour chacune des cinq parties de la courbe (Equations 2.24 à 2.28), et aussi l'équation 2.23 :

$$\begin{bmatrix} d\tau \\ d\sigma_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} k_t & 0 \\ 0 & k_n \end{bmatrix} \begin{bmatrix} du_t \\ du_n \end{bmatrix} \quad (2.31)$$

C'est un modèle non-linéaire élastique dans la direction normale et un modèle linéaire par morceaux dans la direction tangente.

Le modèle de Goodman est également une percée conceptuelle dans le domaine des modèles de comportement des discontinuités rocheuses. Non seulement il est le premier modèle constitutif des discontinuités rocheuses jamais développé auparavant, mais aussi il est formulé dans un cadre général de la méthode des éléments finis. Ainsi il a encouragé toute une série de développements et d'applications dans le domaine de la modélisation numérique en mécanique des roches en ingénierie des roches, avec des implémentations dans plusieurs programmes de méthodes des éléments finis. Cependant, plusieurs facteurs importants n'ont pas été pris en compte dans ce modèle comme la dégradation de la rugosité de surface, les chemins de cisaillement cyclique, les effets d'échelle, etc.

2.5.2. Modèle empirique de Barton-Bandis (BB-Model)

Le modèle Barton-Bandis est un modèle empirique pour les discontinuités rocheuses se fondant sur un grand nombre de résultats expérimentaux (Barton et Choubey, 1977; Bandis, 1980 ; Bandis et *al.*, 1981; Barton, 1982, Bandis et *al.*, 1983; Barton et *al.*, 1985 ; Bandis et *al.*, 1985). Ce modèle est également formulé en contraintes totales mais pas sous une forme incrémentale. Il est par ailleurs implémenté dans plusieurs codes de calcul numériques destinés à modéliser les discontinuités rocheuses (code UDEC (Itasca, 2004)). Les formulations du modèle pour le comportement des discontinuités sous une charge normale et sous un cisaillement seront présentées dans les deux paragraphes qui suivent.

2.5.2.1. Comportement de la discontinuité sous une charge normale

Les résultats les plus compréhensifs concernant le comportement normal des discontinuités sont donnés par Bandis (1980). Il a testé plus de 60 discontinuités de cinq types différents de roche avec plusieurs degrés d'altération, de rugosité et de la résistance des parois de la discontinuité (*JRC* et *JCS*). Le chemin de contrainte normale-déplacement normal est défini dans ce modèle par l'équation 2.3 et la raideur normale par l'équation 2.4. La relation empirique suivante est proposée pour déterminer la raideur normale initiale (Bandis, 1980) :

$$k_{n0} = -7,15 + 1,75JRC + 0,02 \left(\frac{JCS}{a_j} \right) \quad (2.32)$$

où a_j est l'ouverture initiale de la discontinuité en mm sous son poids propre ($\cong 1$ kPa). a_j peut être obtenu avec une bonne approximation par la relation suivante (Bandis et *al.*, 1983):

$$a_j = \frac{JRC}{5} \left(0,2 \frac{\sigma_c}{JCS} - 0,1 \right) \quad (2.33)$$

L'autre paramètre qui reste à déterminer dans l'équation 2.3 est e , la fermeture maximale de la fracture. Bandis (1980) a trouvé que, sous les cycles successifs de charge-décharge, la fermeture maximale (apparente) du joint décroît. En plus il constate des déplacements normaux irréversibles. Bandis et *al.* (1983) proposent la relation suivante afin de calculer la fermeture maximale, e , pour chaque cycle de chargement :

$$e = A + B(JRC) + C \left(\frac{JCS}{a_j} \right)^D \quad (2.34)$$

où A , B , C et D sont des constantes du matériau pour chaque cycle de chargement. Des valeurs pour tous les types des joints testés et pour les trois premiers cycles ont été proposées:

Tableau 2.1. Les constantes du matériau pour calcul de la fermeture maximale

Constante	Cycle 1	Cycle 2	Cycle 3
A	-0,2960	-0,1005	-0,1032
B	-0,0056	-0,0073	-0,0074
C	2,2410	1,0082	1,1350
D	-0,2450	-0,2301	-0,2510

La valeur de a_j pour le deuxième et le troisième cycle est basée sur la valeur initiale de l'ouverture relativement aux valeurs de fermeture irréversible à la fin des premier et deuxième cycles respectivement. Les valeurs de fermeture permanente sont difficiles à prédire d'après Bandis et *al.*, (1983). Un graphe est pourtant proposé pour obtenir une estimation de ces valeurs. UDEC (Itasca, 2004) propose également une relation afin de calculer les fermetures irréversibles. La relation 2.34 est proposée pour des joints non remplis et dans les gammes suivantes de résistance et caractéristique géométrique :

$$\begin{aligned} JRC &= 5 \text{ à } 15 \\ JCS &= 22 \text{ à } 182 \text{ MPa} \\ a_j &= 0,10 \text{ à } 0,60 \text{ mm} \end{aligned}$$

et sous la réserve que la contrainte normale initiale, σ_n^i , ne dépasse pas 1 kPa. Dans les équations 2.32 à 2.34, tant que la discontinuité n'a pas subi un cisaillement, on peut utiliser JRC_0 et JSC_0 correspondant à leurs valeurs à l'échelle du laboratoire car, dans ce cas, les effets d'échelle sont mineurs.

2.5.2.2. Comportement de la discontinuité sous cisaillement

Plusieurs résultats expérimentaux ont prouvé que, pour des niveaux modérés de contraintes (qu'on rencontre dans les problèmes de génie civil, minier de surface et de la stabilité des massifs rocheux), le comportement des discontinuités rocheuses en cisaillement dépend de leur taille. Ce comportement et cette dépendance dimensionnels sont par ailleurs gouvernés par des caractéristiques telles que la rugosité et la résistance de la discontinuité et par la taille des blocs (Barton et *al.* 1985). Bandis et *al.* (1981) considèrent trois composantes contribuant à la résistance au cisaillement des discontinuités rocheuses : l'angle de frottement de base, φ_b , l'angle de dilatance, ψ , qui dépend de l'angle des aspérités et une composante liée à la rupture

des aspérités, S_A . L'angle de résistance au pic, φ_p , est ainsi la somme de ces trois composantes :

$$\varphi_p = \varphi_b + \psi + S_A \quad (2.35)$$

La figure 2.6 montre l'effet d'échelle et la participation de chacune de ces trois composantes au comportement des discontinuités rocheuses sous cisaillement.

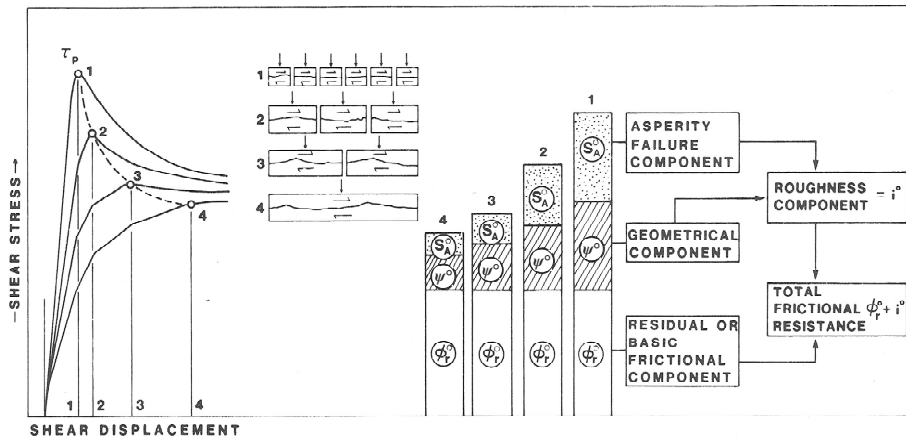


Figure 2.6. Illustration de l'effet d'échelle sur le comportement des discontinuités rocheuses sous cisaillement (Bandis *et al.*, 1981).

On peut constater sur la figure 2.6, que l'effet d'échelle sur le comportement des discontinuités en cisaillement ne se limite pas à la résistance au cisaillement ou la déformabilité de la discontinuité. En effet, la forme de la courbe représentant le comportement de la discontinuité en cisaillement change complètement selon l'échelle du problème. Cette forme évolue de la courbe classique pic-résiduelle avec un pic aigu aux courbes hyperboliques complètement lisses. Le comportement « pic-résiduelle » correspond plutôt à des blocs de petites tailles, des joints rugueux et des contraintes normales faibles alors que le comportement hyperbolique se rapporte à des blocs de grande taille, des joints lisses et sous des contraintes normales élevées.

D'après l'équation 2.17, le coefficient de rugosité de joint, JRC , est un des paramètres déterminant de la résistance au cisaillement au pic des discontinuités. L'angle de frottement au pic correspondant à cette résistance peut être formulé de la manière suivante :

$$\varphi(pic) = JRC \log_{10}(JCS / \sigma_n) + \varphi_r \quad (2.36)$$

Cette résistance au cisaillement est mobilisée à la suite d'un petit déplacement de cisaillement noté $\delta (pic)$, le plus souvent de l'ordre de 1% de la longueur du joint, L . Durant ce déplacement de $0,01L$, c'est le φ_r qui est d'abord mobilisé ensuite la rugosité qui est liée quant à elle à la dilatance. Barton (1982) propose le concept d'angle de frottement mobilisé afin de pouvoir décrire le comportement des discontinuités sous cisaillement long de tout chemin de chargement. Dans la formulation générale, la résistance dans chaque déplacement donné, δ , est donnée par φ (mobilisé), dont la valeur correspond à la grandeur de JRC (mobilisé) :

$$\varphi(mob) = JRC(mob) \cdot \log_{10}(JCS / \sigma_n) + \varphi_r \quad (2.37)$$

Barton montre que la courbe $JRC(mob)/JRC(pic)$ en fonction de $\delta / \delta (pic)$ évolue d'une manière presque identique pour une grande variété de surfaces de joint et une grande gamme de niveau de contrainte. Barton (1982) propose ainsi des valeurs standard de ces paramètres sans dimensions (figure 2.7) pour pouvoir prédire le comportement des joints sous cisaillement. Par conséquent, une fois qu'on a les valeurs de JCS , JRC et φ_r du joint et le niveau de contrainte concerné on peut prédire son comportement pour tous les niveaux de cisaillement. La figure 2.7 montre un exemple de cette formulation pour le comportement contrainte-déplacement sous cisaillement. Les aspects-clef du comportement sont modélisés dans l'ordre selon lequel ils ont lieu, pendant le cisaillement :

1. Le frottement est mobilisé quand le cisaillement commence.
2. La dilatance commence quand la rugosité est mobilisée.
3. Le pic de résistance est atteint à $JRC(mob)/JRC(pic)=1,0$, $\delta / \delta (pic)=1,0$.
4. La dilatance décroît quand la rugosité diminue.
5. A la fin, la résistance résiduelle est atteinte.

Les équations 2.36 et 2.37 fournissent les valeurs nécessaires de $JRC(mob)/JRC(pic)$ de l'initiation à la résistance au pic et puis jusqu'à la résistance résiduelle. On vient de montrer que :

$$\frac{JRC(mob)}{JRC(pic)} = \frac{\varphi(mob) - \varphi_r}{\varphi(pic) - \varphi_r} \quad (2.38)$$

Au point d'initiation, $\varphi (mob)$ est nul, les coordonnées sont alors données par :

$$1. \frac{JRC(mob)}{JRC(pic)} = \frac{-\varphi_r}{i}$$

où $i = JRC(pic) \cdot \log_{10}(JCS / \sigma_n)$ est le composant correspondant aux aspérités.

$$2. \frac{\delta}{\delta(pic)} = 0.$$

La relation empirique suivante est proposée par Barton et Bandis (1982) afin de calculer $\delta(pic)$ en fonction de la longueur *in-situ* de la discontinuité (L_n) et de la rugosité in situ de cette longueur JRC_n . Dans cette relation, $\delta(pic)$ et L_n sont exprimés en mètre.

$$\delta(pic) = \frac{L_n}{500} \left[\frac{JRC_n}{L_n} \right]^{0,33} \quad (2.39)$$

La forme du modèle contrainte-déplacement sans dimension illustré par la figure 2.7 dépend des caractéristiques de la discontinuité (JCS , JRC et φ_r) et du niveau de la contrainte normale. Le cisaillement dans le sens inverse est aussi possible avec ce modèle. L'effet d'échelle est pris en compte par les relations 2.18 et 2.19. La figure 2.8 montre la capacité du modèle à traduire l'effet de l'échelle en comparant une série de résultats expérimentaux obtenus par Bandis (1980) aux résultats du modèle numérique de Barton-Bandis.

La dilatance maximale coïncide avec le pic de résistance au cisaillement. On peut estimer l'angle de dilatance maximum par l'équation suivante (Barton et Choubey, 1977 et Barton, 1982) :

$$\psi(pic) = 1/2 JRC(pic) \cdot \log_{10}(JCS / \sigma_n) \quad (2.40)$$

Cette relation peut aussi être généralisée pour calculer la dilatance pré-pic et post-pic (les indices n sont ajoutés afin de prendre en compte l'effet d'échelle) :

$$\psi(mob) = 1/2 JRC_n(mob) \cdot \log_{10}(JCS_n / \sigma_n) \quad (2.41)$$

Dans les équations 2.40 et 2.41, le coefficient $1/2$ définit une bande inférieure, ce coefficient peut varier entre $1/2$ et 2 (cf. Barton et Choubey, 1977 et Barton, 1982 pour plus de détails).

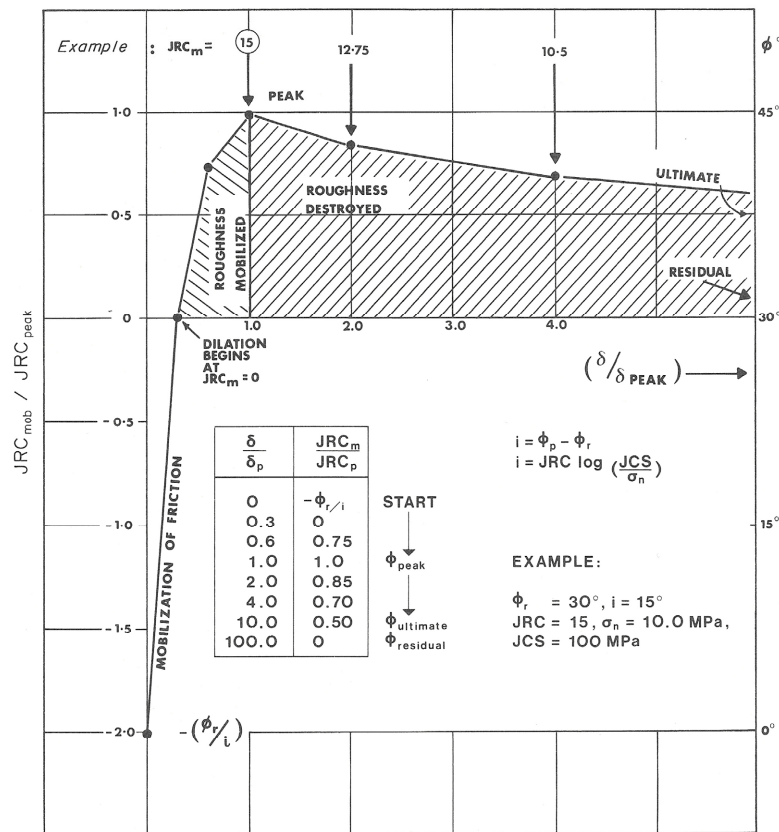


Figure 2.7. Modèle sans dimensions pour modéliser le comportement contrainte-déplacement des discontinuités rocheuses (Sharp, 1970, cité par Barton *et al.*, 1985).

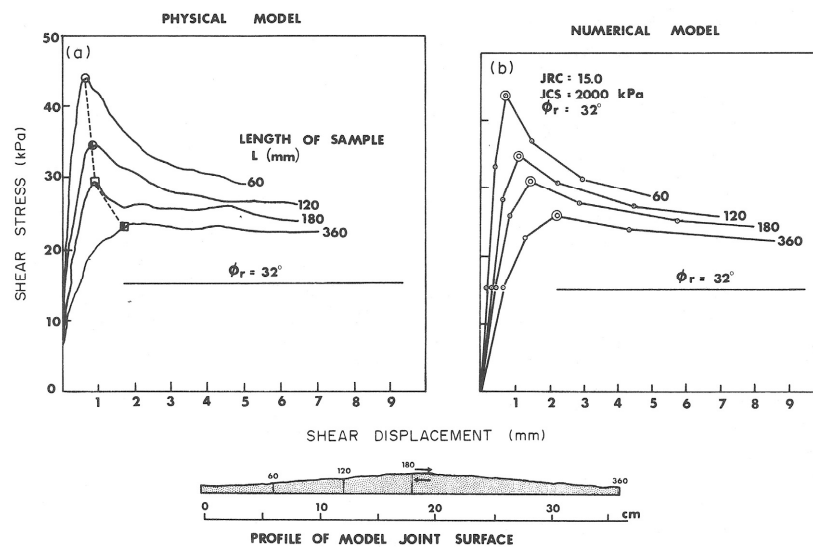


Figure 2.8. Modélisation de l'effet d'échelle par le modèle Barton-Bandis (Barton *et al.*, 1985, les résultats expérimentaux sont obtenus par Bandis, 1980).

Le modèle Barton-Bandis est implémenté dans le code aux éléments distincts UDEC (Itasca, 2004) permettant la modélisation mécanique du comportement des joints rocheux en couplage avec leur comportement hydraulique. Une forme simplifiée du modèle Barton-Bandis a été développée par Guvanasen et Chan (1991) pour simuler couplage hydromécanique des fractures rocheuses.

Ce modèle est une expression mathématique des courbes de contrainte totale-déplacement. Afin de l'implémenter dans un code numérique, il était nécessaire de le transformer sous une forme incrémentale. On peut noter également une réversibilité de la rugosité (équation 2.17) avec la diminution de la contrainte normale. Le modèle peut être appliqué sans problème pour des chemins de cisaillement monotones avec la contrainte normale croissante (ou constante). Pour les chemins de charge plus complexes il doit être utilisé avec précaution.

Par rapport aux autres modèles développés, le modèle Barton-Bandis représente le comportement le plus réaliste des fractures rocheuses observé en laboratoire, en particulier pour le comportement cyclique dans la direction normale. Ce modèle est largement utilisé pour des modélisations numériques en mécanique des roches du fait de ses avantages, spécialement quand il est nécessaire de prendre en compte l'écoulement d'un fluide dans les fractures.

2.5.3. Modèle constitutif de Plesha

Plesha (1987) propose un modèle constitutif pionnier pour le comportement cyclique des discontinuités rocheuses, en considérant la dilatance et la dégradation de rugosité des surfaces de contact. Plesha distingue les traits macroscopiques des traits microscopiques des surfaces de la discontinuité. Au moyen de considérations macroscopiques, il a proposé une loi constitutive incrémentale qui est applicable à une grande partie des problèmes de contact avec frottement. Par modélisation des microstructures en un chevauchement des surfaces des aspérités, des équations constitutives ont été établies afin de décrire les discontinuités rocheuses présentant des effets comme la dilatance et la dégradation de surface des aspérités. La forme incrémentale de ces équations est simple à implémenter dans un programme numérique.

2.5.3.1. Considérations macroscopiques

Le modèle est basé sur la théorie de la plasticité. Les incréments de déplacement tangentiel et normal sont composés d'une partie élastique réversible et d'une partie plastique irréversible :

$$\begin{cases} du_t = du_t^e + du_t^p \\ du_n = du_n^e + du_n^p \end{cases} \quad (2.42)$$

Les déformations plastiques correspondent à un glissement permanent et éventuellement à d'autres phénomènes comme la dilatance et l'augmentation de l'épaisseur de joint à cause du broyage des surfaces des aspérités du matériau endommagé. Ce phénomène est désigné, désormais, sous le nom de «foisonnement». Ainsi, la variation des incréments de contrainte est liée à la variation des incréments de déplacement élastique par une loi classique d'élasticité :

$$\begin{bmatrix} d\tau \\ d\sigma_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} k_{tt} & k_{tn} \\ k_{nt} & k_{nn} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} du_t^e \\ du_n^e \end{bmatrix} \quad (2.43)$$

où $k_{tt}=k_t$ et $k_{nn}=k_n$ sont les raideurs tangente et normale constantes dans ce modèle et $k_{tn}=k_{nt}=0$. Les déformations permanentes de discontinuité, qui peuvent se produire par glissement ou par dilatance sont, données par la loi d'écoulement suivante :

$$du_i^p = \begin{cases} 0, & F < 0 \quad \text{ou} \quad dF < 0 \\ \lambda \frac{\partial G}{\partial \sigma_i}, & F = 0 \quad \text{et} \quad dF \geq 0 \end{cases} \quad (2.44)$$

où l'indice i désigne la composante tangentielle et normale (t et n , $\sigma_t = \tau$), F est la fonction de glissement, G est le potentiel de glissement dont le gradient spécifie la direction des déplacements plastiques et λ est un scalaire positif qui donne la valeur du déplacement plastique. Plesha suppose que n'importe quel comportement de durcissement ou d'adoucissement dû à des effets comme la dégradation des surfaces des aspérités est strictement une fonction du travail plastique tangentiel par unité du volume, W_t^p , dont les incréments sont définis par :

$$dW_t^p = \tau du_t^p \quad (2.45)$$

Cette hypothèse implique que les dégradations des surfaces résultent seulement du glissement et qu'aucune dégradation ne résulte du comportement élastique. L'équation de consistance s'exprime comme suit :

$$\frac{\partial F}{\partial \sigma_i} d\sigma_i + \frac{\partial F}{\partial W_t^p} dW_t^p = 0 \quad (2.46)$$

La combinaison des équations 2.42 à 2.46 et l'élimination du multiplicateur λ fournissent la loi constitutive incrémentale suivante :

$$d\sigma_i = k_{ij} \left\{ du_j - \frac{\frac{\partial F}{\partial \sigma_p} k_{pq} du_q}{\frac{\partial F}{\partial \sigma_p} k_{pq} \frac{\partial G}{\partial \sigma_q} - H} \frac{\partial G}{\partial \sigma_j} \right\} \quad (2.47)$$

où H est le paramètre d'écrouissage donné par :

$$H = \frac{\partial F}{\partial W_t^p} \frac{\partial G}{\partial \tau} \tau \quad (2.48)$$

L'équation 2.47 est une relation explicite entre des incréments de contraintes et les incréments de déplacements relatifs totaux.

2.5.3.2. Considérations microscopiques

Plesha (1987) considère qu'une loi constitutive plus réaliste pour les joints rocheux peut être obtenue en considérant un modèle microstructural comme le schéma montré sur la figure 2.9b. Une coupe typique de joint est indiquée pour comparaison avec le modèle (figure 2.9a). Plesha (1987) considère seulement des aspérités de premier ordre dans son modèle. Par ailleurs, la surface de discontinuité est idéalisée en considérant des surfaces des aspérités de forme identique avec une taille qui est caractéristique des traits les plus prédominants de la discontinuité. En plus, celle-ci est supposée être initialement parfaitement emboîtée sans aucun vide. Dans ce modèle, le glissement peut être actif soit sur les surfaces des aspérités de droite avec un angle α_R et une longueur moyenne de l'aspérité L_R , soit sur les surfaces de gauche avec α_L et L_L .

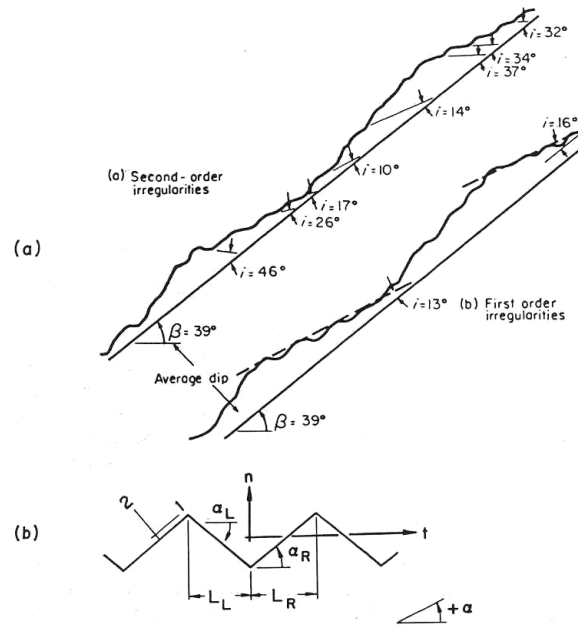


Figure 2.9. Idéalisation microscopique de la surface des discontinuités (Plesha, 1987)

En considérant un critère de frottement de Coulomb sur les surfaces des aspérités, les contraintes tangentielle et normale sur ces surfaces, σ_1 et σ_2 , sont exprimées en fonction des contraintes actives dans le plan de l'interface τ et σ_n (Figure 2.9b) comme suit :

$$\sigma_1 = \frac{A_0}{A} [\tau \cos \alpha_k + \sigma_n \sin \alpha_k] \tag{2.49}$$

$$\sigma_2 = \frac{A_0}{A} [-\tau \sin \alpha_k + \sigma_n \cos \alpha_k] \tag{2.50}$$

où A_0 est la surface de contact macroscopique et A est la surface de contact microscopique, $k=R$ si les aspérités de droite sont actifs et $k=L$ si les aspérités de gauche sont actifs. La fonction de glissement (F) et le potentiel de glissement (G) sont donnés par :

$$F = |\sigma_n \sin \alpha_k + \tau \cos \alpha_k| + \tan \varphi (\sigma_n \cos \alpha_k - \tau \sin \alpha_k) \tag{2.51}$$

$$G = |\sigma_n \sin \alpha_k + \tau \cos \alpha_k| \tag{2.52}$$

où φ est l'angle de frottement. Il reste à spécifier le moyen avec lequel les surfaces des aspérités se dégradent. Sous une contrainte de compression élevée, des contraintes tangentielles très élevées sont nécessaires pour produire le glissement, et une dégradation rapide des aspérités due à la rupture des aspérités peut se produire pour des petits déplacements tangentiels. Sous une contrainte de compression faible, des contraintes tangentielles faibles peuvent produire le glissement. Par ailleurs, si la quantité du glissement est grande, la dégradation des aspérités peut provenir de l'usure de la surface.

Un modèle tribologique simple pour la dégradation des aspérités, qui est capable de répliquer les traits saillants de ce type d'usure d'aspérité et de rendre compte de la nature irréversible de la dégradation, est obtenu en supposant que la dégradation est une fonction du travail tangentiel plastique : $dW_t^p = \tau du_t^p$. La relation tribologique simple proposée par Plesha (1987) est :

$$\alpha_k = (\alpha_k)_0 \exp(-cW_t^p) \quad (2.53)$$

où $(\alpha_k)_0$ est l'angle de surface des aspérités initiales et c est une constante de dégradation du joint rocheux qui reflète la vitesse de détérioration des aspérités.

Malgré un grand nombre d'hypothèses faites pour aboutir à l'équation 2.53, Plesha (1987) montre qu'elle est représentative qualitativement et quantitativement avec l'observation expérimentale.

2.5.3.3. Performance de la loi constitutive

Afin d'examiner la performance de la loi constitutive proposée, Plesha (1987) a simulé analytiquement des essais de cisaillement direct sur des échantillons de joints rocheux avec diverses conditions aux limites. Il a simulé l'essai de cisaillement cyclique de Kutter et Weissbach (1980). Les résultats analytiques sont représentés sur la figure 2.10. Les résultats ont été globalement satisfaisants mais il faut noter que le modèle n'a pas été capable de reproduire certains aspects de résultats expérimentaux, comme la contrainte tangentielle au pic très élevée obtenue pendant le chargement initial, les rigidités différentes dans les phases de décharge et de charge, la variation graduelle de la contrainte tangentielle à partir de zéro dans l'état non chargé, et enfin la diminution de l'ouverture de la discontinuité à la fin de l'essai.

Jing (Jing, 1990 et Jing et *al.*, 1993) a étendu le modèle original de Plesha à un modèle avec différents comportements pré-pic et post-pic en cisaillement (durcissement et adoucissement, dépendance de la raideur tangente à la contrainte (cf. équation 2.6)). Il utilise la deuxième loi de la thermodynamique afin de restreindre les constantes de matériau et les paramètres. Ce modèle a été implémenté dans le code UDEC (Itasca, 2004) et validé par des résultats expérimentaux (Jing et *al.* 1993).

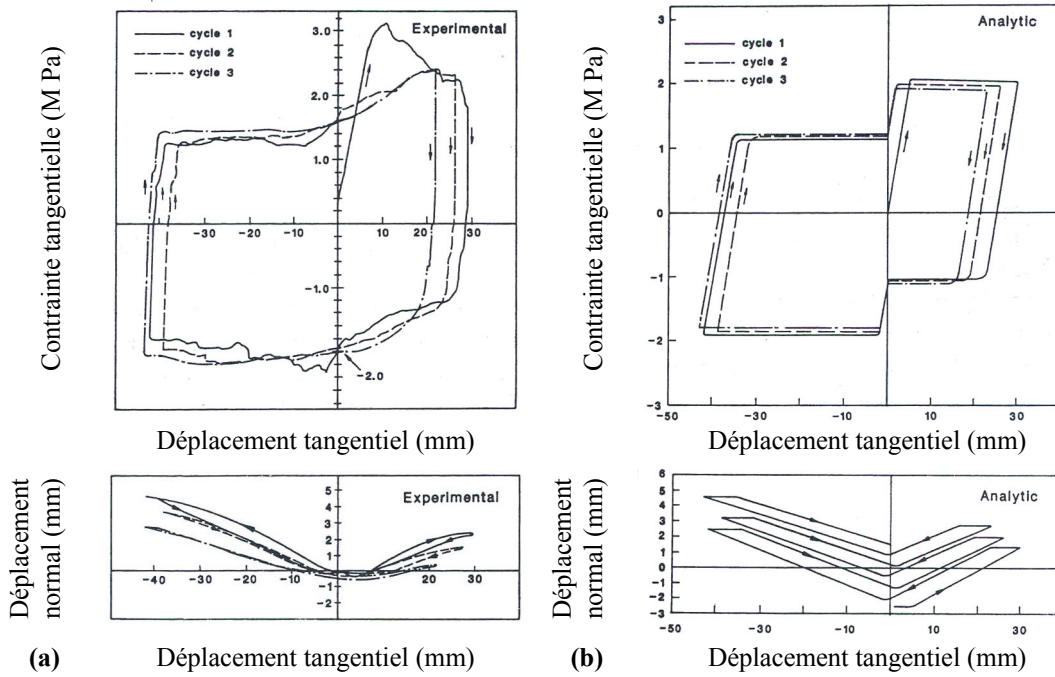


Figure 2.10. Comparaison des résultats du modèle de Plesha avec les résultats expérimentaux (Kutter et Weissbach, 1980 et Plesha, 1987)

D'autre part, pour pouvoir modéliser la contrainte au pic dans le premier cycle de cisaillement, Plesha (1987) a proposé comme perspective de prendre en compte les aspérités des ordres plus élevés, c'est-à-dire par exemple définir que l'angle des aspérités qui intervient dans le modèle est égale à somme de l'angle des aspérités de premier ordre et des aspérités de deuxième ordre (Figure 2.11) :

$$\alpha_k = (\alpha_k)_1 \exp(-c_1 W_t^p) + (\alpha_k)_2 \exp(-c_2 W_t^p) \quad (2.54)$$

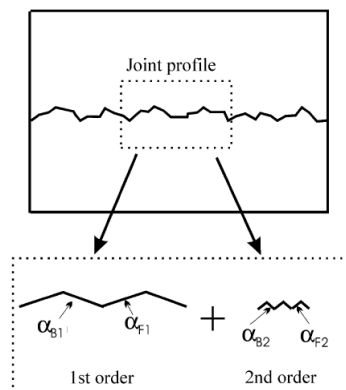


Figure 2.11 Concept de l'angle équivalent d'aspérité (Lee et al., 2001)

Cette proposition a été réalisée par Lee et al. (2001). On peut constater sur la figure 2.12 qu'avec les améliorations faites par Lee et al. (2001), le modèle est capable de reproduire la contrainte au pic aigu du premier cycle, sa disparition aux cycles suivants et en bonne

cohérence avec le phénomène de dilatance. Par contre, ce modèle comporte plus de paramètres à déterminer.

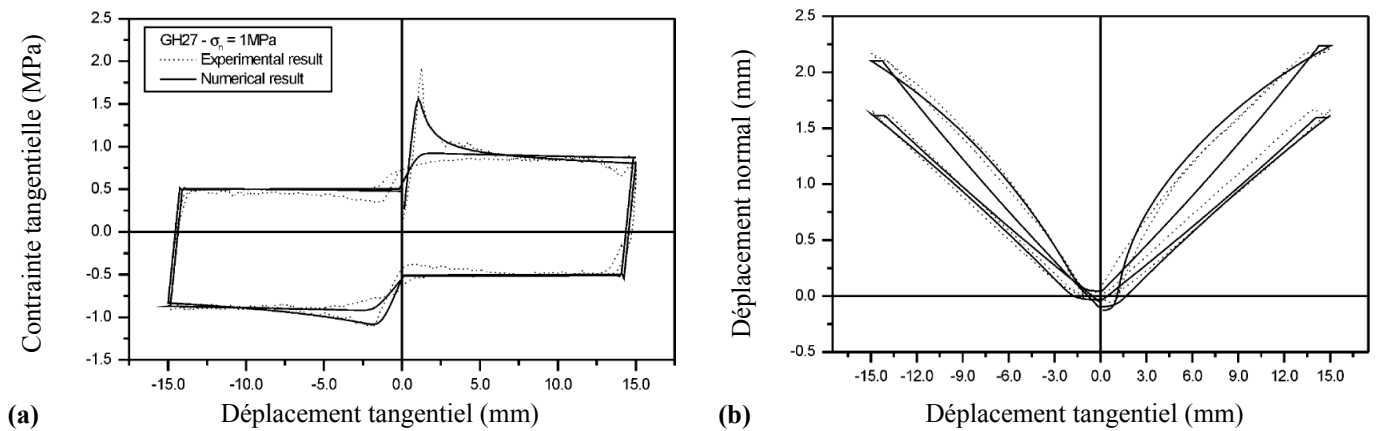


Figure 2.12 Comparaison des résultats du modèle de Lee avec les résultats expérimentaux (Lee et al., 2001)

Une autre extension du modèle de Plesha est le modèle essentiellement non empirique proposé par Qiu et al. (1993) avec un certain nombre de modifications. Dans ce modèle, les surfaces des aspérités sont idéalisées par une forme sinusoïdale. Qiu et al. (1993) supposent que l'incrément du déplacement total est composé d'une partie élastique, d'une partie plastique (glissement et dilatance) et d'une troisième partie afin de prendre en compte le dommage des aspérités représenté par le rapprochement des deux parois du joint lorsque les aspérités se dégradent. Cette troisième composante est supposée être uniquement une fonction du travail plastique de la contrainte de cisaillement. Ce modèle est facile à implémenter dans un code de calcul. Qui et al. (1993) ont proposé une méthode systématique pour l'identification des paramètres de ce modèle en utilisant des essais expérimentaux classiques. La figure 2.13 montre la comparaison entre les résultats numériques obtenus par ce modèle avec des résultats expérimentaux obtenus par Huang et al. (1993) pour un essai de cisaillement sur une seule discontinuité moulée de pierre artificiel sous contrainte normale constante de 2,0 MPa pour 5 cycles successifs.

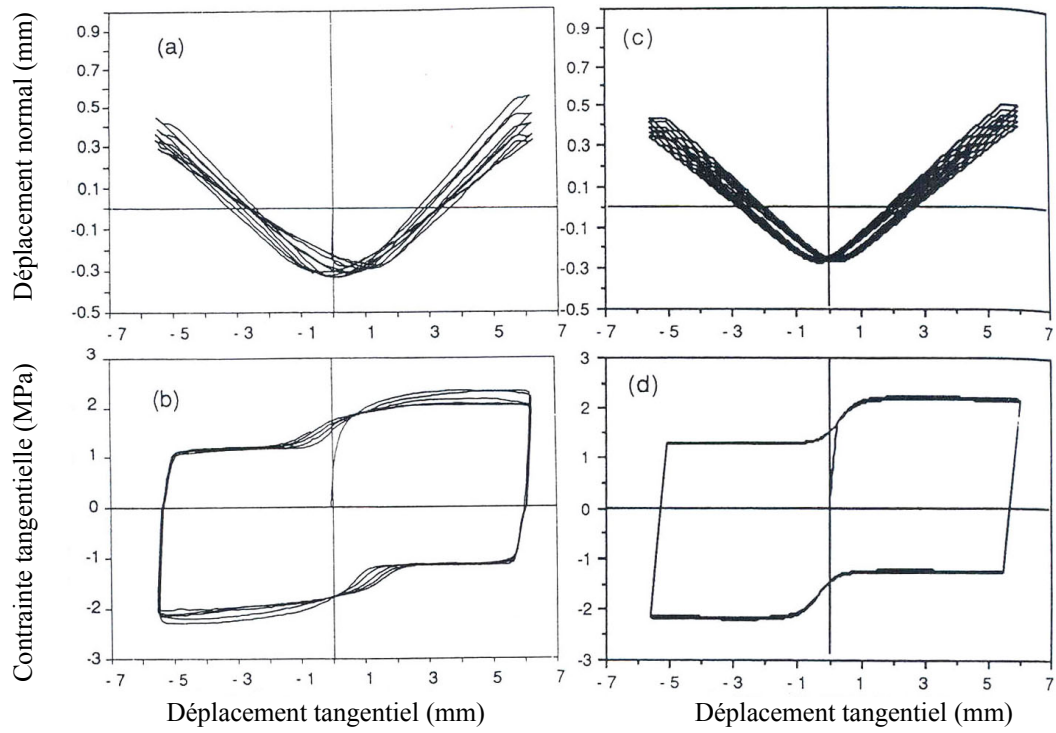


Figure 2.13 (a), (b) résultats expérimentaux, (c), (d) résultats numériques (Qiu et al., 1993)

CHAPITRE III. FISSURATION ET ENDOMMAGEMENT DES DISCONTINUITES PARTIELLEMENT PERSISTANTES

3.1. Introduction

Les modèles présentés pour reproduire le comportement des discontinuités rocheuses dans le chapitre II ont été proposés sous l'hypothèse que les joints sont parfaitement persistants c'est-à-dire qu'ils ne comportent pas de ponts rocheux ou de connections partielles des deux parois par des cimentations locales. Selon la structure géologique des massifs et l'échelle d'étude, cette hypothèse n'est pas toujours valable. La persistance des discontinuités fait partie des paramètres affectant le plus significativement la résistance et le comportement des massifs rocheux. Des ponts relativement petits de roche intacte entre des joints continus augmentent considérablement la résistance des discontinuités et donc du massif. La cartographie de chaque joint est en pratique impossible (Einstein et *al.*, 1983), mais des méthodes statistiques ont été proposées pour estimer l'étendue et la persistance des joints à partir de longueurs de traces de joints mesurées sur des affleurements (Priest, 1993 cité par CFMR, 2000). Selon la géométrie des discontinuités et des ponts rocheux, un plan de rupture peut se former par rupture des ponts rocheux (et/ou du matériau rocheux) entre plusieurs discontinuités. La figure 3.1 montre deux exemples de ce type de rupture dans des problèmes

de stabilité des massifs rocheux. Le premier est une « rupture en plan » (in plane failure) qui se forme en connectant des joints (non persistants) présents sur un plan par rupture des ponts rocheux qui les séparent. Le deuxième exemple est une « rupture en échelon » se formant par connexion d'un nombre de joints existants sur différents plans (parallèles dans cet exemple), par la rupture du matériau rocheux entre ces plans. Dans les roches dures et quasi fragiles, ces types de rupture sont de nature brutale. La théorie et les observations montrent que ces ruptures sont la conséquence de fissurations commençant aux extrémités des discontinuités et se développant dans les ponts rocheux jusqu'à la rupture de ces ponts et la formation d'un plan global de rupture ou séparation des blocs connectés par ces ponts rocheux (Castelli M. and Scavia C. 2004). En fonction de la géométrie, de l'état de contrainte et du chargement, la fissuration peut se produire en mode I ou en mode II, autrement dit en traction ou en cisaillement.

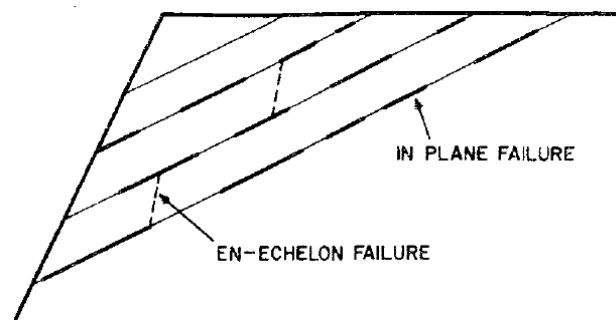


Figure 3.1. Rupture en plan et rupture en échelon à travers des discontinuités non persistantes dans un problème de stabilité des massifs rocheux (Einstein et *al.*, 1983)

La fissuration au niveau des ponts rocheux appuie l'idée que, dans le cas des joints non (ou partiellement) persistants, les modèles classiques de joints rocheux (présentés dans le chapitre II) ne suffisent pas à représenter tous les aspects du comportement des joints. Nous sommes donc obligés de faire appel à la théorie de la fissuration de la roche qui peut représenter d'une manière plus réaliste le comportement des ponts rocheux au sein desquels les fractures se développent. Cette nécessité de faire appel à la fissuration est encore plus forte dans le cas des chemins de chargement complexes imposés aux joints, notamment dans le cas de chargement cyclique.

Un exemple simple et concret est le cas d'un bloc rocheux délimité par deux plans de discontinuité (figure 3.2) : le premier est un plan de glissement avec une pente plus ou moins raide et le deuxième, une discontinuité sub-v verticale contenant des ponts rocheux. Si la

résistance au cisaillement sur la surface de glissement est suffisamment faible permettant certains déplacements tangentiels sur ce plan, la discontinuité sub-verticale sera en traction. Dans ce cas, avec un modèle simple de type Mohr-Coulomb, il ne reste que deux possibilités : soit négliger la cohésion et la résistance en traction sur ce plan (ce qui est le cas dans la plupart des modélisations), soit attribuer une certaine cohésion et une résistance en traction sur ce plan. La première hypothèse est conservatrice dans l'étude de stabilité du bloc. Par contre, si on réalise une analyse inverse d'un site instrumenté, le résultat sera différent: négliger la résistance en traction de la discontinuité sub-verticale mène à une surestimation de la résistance sur le plan de glissement. De plus, à cause de cette hypothèse, il y aura de grands déplacements plastiques normaux à la discontinuité sub-verticale faute de résistance en traction, ce qui rend le champ de déplacements modélisé loin de l'état réel du massif, mesuré par des dispositifs d'auscultation. D'un autre côté, l'attribution d'une certaine cohésion et d'une résistance en traction à cette discontinuité dans le cadre d'un modèle Mohr-Coulomb n'est pas réaliste pour toutes les phases de comportement. En effet, avec un tel modèle, une fois que le joint atteint sa résistance en traction, la traction reste constante avec le déplacement normal, alors qu'en réalité une fois que la discontinuité atteint sa limite de résistance, une chute rapide de la traction commence avec le déplacement croissant, et ceci jusqu'à un état ultime avec contrainte normale nulle.

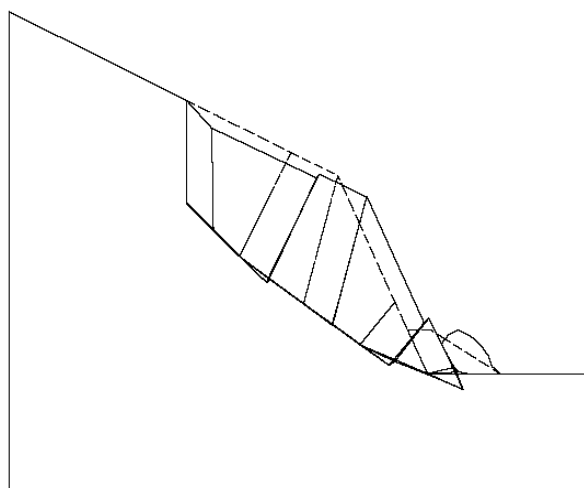


Figure 3.2. Stabilité des blocs rocheux délimités par un plan de glissement et des plans de discontinuité sub-verticaux contenant des ponts rocheux (d'après Pouya et al., 2009)

Dans le domaine de la géoscience, la théorie de la fissuration des roches a commencé à s'appliquer dans les années 60 à l'étude du comportement de la croûte terrestre à grande échelle, comme l'étude des failles, du mécanisme des tremblements de terre, de leur

prédiction, etc... A partir de la fin des années 70, l'application de cette théorie apparaît pour des échelles plus petites, dans les domaines de la fissuration hydraulique et de la détermination des contraintes *in situ*, ainsi que pour l'étude de l'extraction de l'énergie géothermique de la roche chaude et sèche des profondeurs (Hot Dry Rock). A partir des années 80, on trouve des applications à la modélisation de la rupture différée de la roche (time-dependent) (Atkinson, 1987). A partir de la fin des années 80 et du début des années 90, ces applications s'étendent à l'étude de l'effet de propagation des fractures sur la stabilité et le comportement des structures rocheuses dans les projets du génie civil et de la stabilité des massifs rocheux. Concernant des applications de cette théorie à la stabilité des massifs rocheux, on peut citer les travaux de Tharp et Coffin (1985), Singh et Sun (1989), Scavia (1995), Kemeny (2003), Eberhardt et al. (2003), Eberhardt et al. (2004), Stead et al. (2004) et Castelli et Scavia (2004). La stabilité des ouvrages souterrains et le stockage des déchets nucléaires constituent des applications plus récentes de la mécanique de la rupture par fissuration des roches. Dans ce dernier domaine, on peut mentionner, entre autres les travaux de Diederichs et Kaiser (1999), Stephansson et al. 2003, Shen et al. (2004), Kemeny (2005). L'interface roche-béton est un autre sujet d'application de la théorie de la fissuration pour étudier la stabilité des ouvrages en béton en contact avec la roche. Un bon exemple pour ce type de problème est le cas des barrages en béton et l'étude de l'interface du barrage avec sa fondation rocheuse et l'évaluation de la possibilité de fissuration le long de cette interface due à la fissuration hydraulique ou à une condition de chargement critique. Les travaux les plus récents dans ce domaine sont entre autres ceux de Bolzon et Cocchetti (2003), Chandra Kishen et Saouma (2004) et Barpi et Valente (2008).

Goodman et Kieffer (2000) considèrent la fracturation des ponts rocheux comme un des modes de rupture des talus rocheux. A la base de plusieurs analyses en retour, Frayssines (2005) qualifie de primordiale la prise en compte des ponts rocheux dans l'analyse de la stabilité des falaises calcaires. Frayssines et Hantz (2006) ont étudié les mécanismes de rupture et les facteurs déclenchants de 46 cas d'éboulement rocheux dans les falaises calcaires des Alpes françaises. Ils proposent que, dans un massif, la probabilité de rupture doit être étudiée pour un période d'un siècle. Ils trouvent que le facteur principal à considérer dans cette étude est la proportion des ponts rocheux dans la surface potentielle de rupture. Par une étude statistique sur les facteurs déclenchant des éboulements rocheux, ils ont trouvé une bonne corrélation avec les cycles de gel-dégel, une faible corrélation avec les précipitations et aucune corrélation avec les séismes. Ils déduisent que l'ouverture induite par le gel (ice

jacking) est le processus physique principal qui mène à la rupture en évoquant des propagations de microfissures.

Brideau et al. (2009), ont étudié le rôle des zones de faiblesse des structures tectoniques en combinaison avec la fissuration fragile de la roche intacte sur des effondrements de massifs rocheux de grande échelle. Par les résultats des études de terrain comparés aux modélisations numériques de quatre cas réels d'éboulement de grands massifs rocheux, ils approuvent l'importance de prendre en compte ces deux conditions ensemble au niveau de toutes les structures ou zones de faiblesses qui peuvent favoriser la formation d'une surface de rupture. Ils montrent également l'importance de la fissuration de la roche intacte et des mécanismes de rupture en échelon dans des effondrements de grande taille de massifs rocheux.

De par la chute rapide de la résistance, la fissuration au niveau des ponts rocheux a une conséquence importante sur le comportement des discontinuités non persistantes, spécialement sous chargement normal au plan de discontinuité. La présence des ponts rocheux augmente normalement la raideur du joint dans les deux directions normale et tangentielle. Cet effet est essentiel pour la raideur normale sous traction. Les ponts rocheux engendrent une raideur normale sous traction, qui décroît avec le développement de fissures à l'intérieur des ponts rocheux et qui disparaît une fois les ponts complètement fissurés et cassés. Cet effet est pourtant moins important sous compression ou cisaillement. Ce comportement nous amène à penser aux modèles de type endommagement qui sont capables de modéliser l'évolution de la rigidité du matériau au cours de la fissuration. En effet, comme nous le verrons dans les parties suivantes, l'endommagement et la fissuration sont deux phénomènes ayant des points communs du point de vue physique. Du point de vue théorique et de modélisation, on trouve également dans la littérature des modèles dans lesquels chacun de ces deux phénomènes a été utilisé pour décrire au moins un des aspects de l'autre.

Par la suite, après un bref rappel des bases de la théorie de la fissuration et de l'endommagement des matériaux, quelques résultats expérimentaux sur la fissuration et l'endommagement des joints quasi fragiles seront présentés. Quelques modèles existants proposés pour modéliser la fissuration et l'endommagement des joints/interfaces quasi-fragiles seront brièvement présentés. Ensuite, la formulation du nouveau modèle constitutif de type endommagement-plastique élaboré au cours de ce travail de thèse pour des joints et des interfaces quasi-fragiles sera présentée. Enfin, après proposition d'un procédé pour la

détermination des paramètres du modèle, quelques exemples de validation (ou plus précisément de calage) du modèle avec des résultats expérimentaux seront présentés.

3.2. Fissuration et endommagement des matériaux quasi fragiles

3.2.1. Endommagement

L'étude de la rupture par les ingénieurs a une longue histoire. Léonardo de Vinci vers 1500 a essayé de caractériser la rupture à l'aide de variables mécaniques (Lemaitre et Chaboche, 2004). En 1776, Coulomb propose un critère de rupture pour des matériaux naturels et synthétiques. Cette méthode propose de comparer les contraintes calculées à une valeur critique, fonction des caractéristiques du matériau (Castelli et Scavia 2004). Après cette percée, plusieurs autres critères ont été proposés pour différents types de matériaux entre autres ceux de Rankine, Tresca, Von Mises, Mohr etc. Mais ce n'est qu'en 1958 que Kachanov propose le premier mémoire sur la détérioration progressive de la matière ou endommagement qui conduit à la rupture macroscopique à l'aide d'une variable continue des métaux sous sollicitation unidimensionnelle. Ce phénomène a été étendu dans les années 1970 au cas de la rupture ductile et de la rupture fragile par des modèles tridimensionnelles isotropes. Dans les années 80, il s'étend aux modèles anisotropes (Lemaitre et Chaboche, 2004).

Du point de vue physique, dans un matériau, le phénomène d'endommagement représente l'apparition ou la croissance des discontinuités, surfaciques pour les microfissures ou volumiques pour les microcavités. Il s'agit d'un processus de transformation bien différent de la déformation et consistant en une microdécohésion des minéraux. Il s'agit par ailleurs d'un processus totalement irréversible.

La théorie de l'endommagement décrit l'évolution des phénomènes entre l'état vierge et l'état final de l'endommagement qui est l'amorçage de la fissure macroscopique. Il faut préciser que l'état initial d'un matériau est relatif et ne peut être défini d'une manière objective. Le plus souvent, c'est l'état à partir duquel l'histoire des sollicitations est connue. L'état final de l'endommagement est la rupture de l'élément de volume représentatif estimé de 0,1 à 1 mm³ pour les métaux à 10 cm³ pour le béton. Au-delà, c'est le domaine de la fissuration (cf. 3.2.2). L'endommagement est le plus souvent accompagné d'autres déformations comme les déformations plastiques ou les déformations visqueuses.

La définition d'une variable macroscopique d'endommagement représentative de l'état de détérioration de la matière et d'une loi d'évolution pour cette variable, facilement utilisable dans les calculs mécaniques, n'est pas une tâche facile. Parmi plusieurs voies possibles, les mesures mécaniques globales (modification des caractéristiques d'élasticité, de plasticité etc.) sont plus faciles à interpréter en terme de variable d'endommagement grâce à la notion de contrainte effective introduite par Rabotnov (Rabotnov, 1968 et 1969, cité par Lemaitre et Chaboche, 2004 et Chaboche, 1984).

Variable d'endommagement :

Pour le cas général où des microfissures et des microcavités sont présentes, la variable d'endommagement est définie par la densité surfacique des microfissures et des intersections des microcavités se trouvant sur un plan coupant le volume élémentaire représentatif (VER) d'une surface δS (figure 3.3). Pour le plan avec la normal \vec{n} , où cette densité est maximale, nous avons (Lemaitre et Desmorat, 2005) :

$$D_{(\vec{n})} = \frac{\delta S_D}{\delta S} \tag{3.1}$$

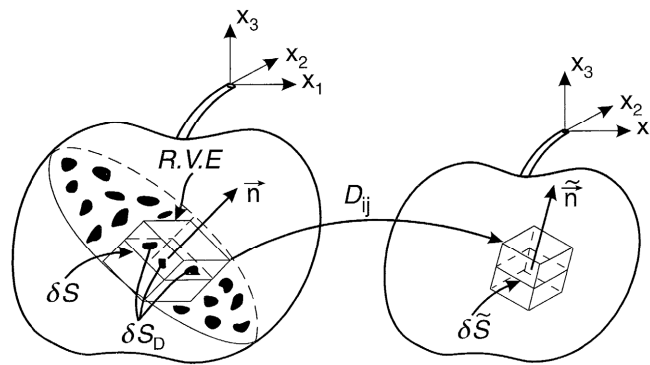


Figure 3.3. Endommagement physique et endommagement continu mathématiquement (Lemaitre et Desmorat, 2005)

Dans le cas général de l'endommagement anisotrope, on définit une variable tensorielle de l'endommagement. Pour un endommagement isotrope, la variable scalaire $D_{(\vec{n})}$ ne dépend pas de la direction de la normal. Cette variable intrinsèque est un scalaire (Kachanov 1958,1986) :

$$D = \frac{\delta S_D}{\delta S} \tag{3.2}$$

La variable scalaire de l'endommagement peut être utilisée pour des problèmes unidimensionnels. Elle peut servir également pour une évaluation aisée de l'endommagement approximatif dans des problèmes tridimensionnels (Lemaitre et Desmorat, 2005).

Contrainte effective :

L'introduction d'une variable d'endommagement représentant une densité surfacique de discontinuités de la matière conduit directement à la notion de contrainte effective c'est-à-dire la contrainte rapportée à la section résistant effectivement aux efforts ($\tilde{\delta S} = \delta S - \delta S_D$) comme indiqué sur la figure 3.3.

Dans le cas unidimensionnel de l'endommagement isotrope, sans l'effet de fermeture des microfissures en compression, cette valeur moyenne des micro-contraintes est donnée simplement par l'équilibre des forces (Rabotnov, 1968 cité par Lemaitre et Desmorat, 2005) :

$$\tilde{\sigma} \tilde{\delta S} = \sigma \delta S \quad \text{avec} \quad D = \frac{\delta S_D}{\delta S} = \frac{\delta S - \tilde{\delta S}}{\delta S} \quad (3.3)$$

où

$$\tilde{\sigma} = \frac{\sigma}{1 - D} \quad (3.4)$$

Dans le cas multiaxial de l'endommagement isotrope, toutes les composantes de la contrainte agissent sur la même surface effective. Le tenseur de la contrainte effective est alors simple :

$$\tilde{\sigma}_{ij} = \frac{\sigma_{ij}}{1 - D} \quad (3.5)$$

Modèles constitutifs d'endommagement et endo-plastiques pour des matériaux quasi fragiles :

Le cas le plus simple d'un modèle d'endommagement est celui qui suppose que le comportement à la déformation de la matière n'est affecté par l'endommagement que sous la seule forme de la contrainte effective. Dans ce cas, le comportement d'un matériau endommagé se traduit par les lois de comportement du matériau vierge dans lesquelles on

remplace la contrainte usuelle par la contrainte effective (figure 3.4 ; Lemaitre et Chaboche, 2004).

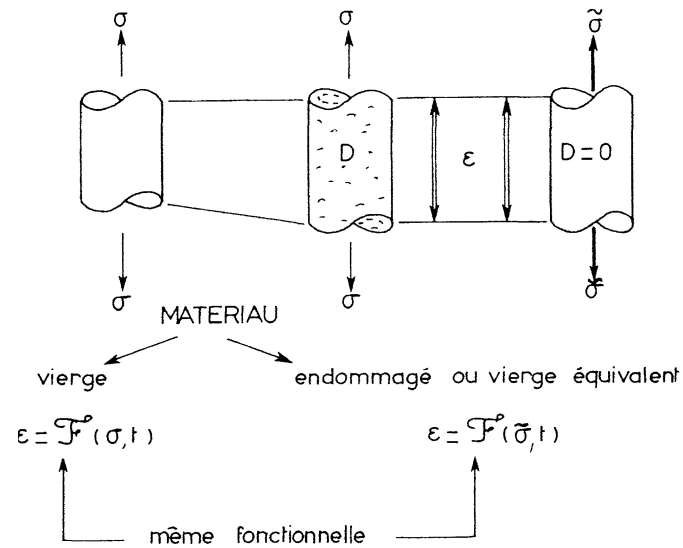


Figure 3.4. Contraintes effective et équivalente en déformation (Lemaitre et Chaboche, 2004)

Par exemple la loi d'élasticité linéaire unidimensionnelle d'un matériau endommagé s'écrit :

$$\varepsilon_e = \frac{\tilde{\sigma}}{E} = \frac{\sigma}{(1-D)E} \quad (3.6)$$

E étant le module d'Young. Il s'agit d'une hypothèse non rigoureuse qui suppose que les différents comportements (élasticité, plasticité, viscoplasticité) sont affectés de la même façon par la densité surfacique des défauts d'endommagement, mais sa simplicité permet d'établir un formalisme cohérent et efficace (Lemaitre et Chaboche, 2004). Sous cette hypothèse, l'endommagement se traduit par une diminution de la raideur du matériau en fonction de l'évolution de la variable d'endommagement. Dans l'exemple d'élasticité linéaire unidimensionnelle, la dégradation du module d'Young peut être définie par un module de Young effectif $\tilde{E} = (1-D)E$.

Si les premières applications de la théorie de l'endommagement concernent le comportement des métaux, à partir de la fin des années 1970, on remarque l'apparition d'études qui montrent que cette méthode est appropriée pour des matériaux quasi-fragiles, le béton et la roche spécialement (Dragon et Morz, 1979, Bazant et Kim, 1979, cités par Yazdani et *al.*, 1990).

Plusieurs auteurs ont proposé des modèles d'endommagement-élastique pour les roches ou le béton (Cerrolaza et Garcia, 1997 ; Comi, 2001 ; Jirásek et Patzák, 2002 ; Jirásek et *al.*, 2004) avec une relation constitutive de type :

$$\sigma_{ij} = (1 - D)C_{ijkl}\varepsilon_{kl} \quad (3.7)$$

où D est la variable scalaire d'endommagement et C_{ijkl} est le tenseur d'élasticité du matériau. Dans ces modèles, une loi explicite ou implicite (entre autres basée sur la MNLR : mécanique non linéaire de la rupture) est proposée afin de décrire l'évolution de la variable d'endommagement. Bien que ces modèles montrent des résultats encourageants, leur application est limitée aux cas des chargements monotones, car même s'ils reproduisent la diminution et la dégradation de la résistance, ils négligent les déformations irréversibles. Dans le cas de déformations irréversibles, il est nécessaire d'utiliser au moins des modèles d'endommagement-plastique.

Les modèles d'endommagement-plastique proposés pour le béton ou la roche (par exemple Simo et Ju, 1987, Ju, J.W., 1989, Lubliner et *al.*, 1989, Luccioni *et al.*, 1996, Lee et Fenves, 1998 ; Salari et *al.*, 2004; Shao et *al.* 2006a) supposent la formulation classique de la plasticité c'est-à-dire que la déformation totale est égale à la somme des déformations élastiques et plastiques :

$$\varepsilon_{ij} = \varepsilon_{ij}^e + \varepsilon_{ij}^p \quad \text{et} \quad d\varepsilon_{ij} = d\varepsilon_{ij}^e + d\varepsilon_{ij}^p \quad (3.8)$$

La relation constitutive dans ces modèles est établie par :

$$\sigma_{ij} = C_{ijkl}(D) : (\varepsilon_{kl} - \varepsilon_{kl}^p) \quad (3.9)$$

où C_{ijkl} est le tenseur d'élasticité du matériau endommagé qui est une fonction de D , la variable scalaire d'endommagement dans le cas d'un endommagement isotrope. Il faut noter que l'endommagement est, par sa nature, anisotrope et doit être représenté par une variable tensorielle. Pourtant, dans la plupart des modèles d'endommagement, on suppose une variable scalaire pour la simplicité de formulation, d'implémentation numérique et d'identification des paramètres (Burlion et *al.*, 2000, cité par Nguyen 2005).

Plusieurs modèles d'endommagement-plastique se basent sur des principes de thermodynamique (Lemaitre et Desmorat, 2005 ; Shao et *al.* 2006a). Ils postulent l'existence

d'un potentiel thermodynamique pour le matériau élasto-plastique endommagé, ils supposent également que l'endommagement est gouverné par la déformation plastique. Dans ces modèles, l'équation 3.9 est dérivée du potentiel thermodynamique. Dans le cas général, le potentiel de dissipation F est la somme du potentiel plastique f , le potentiel endommagement F_D et d'un terme pour le durcissement non-linéaire cinématique F_X :

$$F = f + F_X + F_D \quad (3.10)$$

L'incrément de la déformation plastique et l'incrément de la variable d'endommagement sont donnés par les relations suivantes :

$$d\varepsilon_{ij}^p = d\lambda \frac{\partial F}{\partial \sigma_{ij}} \quad (3.11)$$

$$dD = d\lambda \frac{\partial F}{\partial Y} \quad (3.12)$$

où Y est la force thermodynamique associée à la variable d'endommagement et $d\lambda$ est le multiplicateur plastique calculé par la condition de consistance (pour plus de détails cf. Lemaitre et Desmorat, 2005 ; Shao et al. 2006a).

Malgré les difficultés citées ci-dessus pour les modèles d'endommagement anisotrope, à cause de l'importance de l'anisotropie dans le comportement des massifs rocheux, plusieurs modèles d'endommagement (-plastique ou -viscoplastique) proposés pour les roches sont des modèles anisotropes (Shao et al., 1997; Swoboda et al., 1998; Litewka et Debinski, 2003; Shao et al., 2005a,b; Shao et al. 2006b; Zhu et al. 2008 et Arson et Gatmiri, 2008). Une partie de ces modèles prend en compte la présence d'un fluide dans le milieu rocheux ainsi que l'effet de l'endommagement sur la perméabilité et plus généralement le comportement hydromécanique des massifs rocheux saturés ou non-saturés.

3.2.2. Fissuration des roches

Le mystère de quelques ruptures catastrophiques des structures (métalliques plutôt) comme celle du « Tay Bridge » en 1898 en Ecosse, ou celle de la rupture d'une trentaine de pourcent des bateaux de la « US navy » au cours de la seconde guerre mondiale, de 1942 à 1945, (citée par Castelli et Scavia 2004) ont montré les limites de la mécanique des matériaux pour décrire le comportement des matériaux et leur rupture dans certaines circonstances. Ces rupture sont

restées des mystères jusqu'au moment où elles ont pu être justifiées par la mécanique de la rupture par fissuration.

A l'aide de la mécanique de la rupture par fissuration, on peut étudier la rupture des matériaux en présence de défauts. Dans le cadre de la mécanique appliquée et des propriétés des matériaux, Irwin et Wit (1983, cité par Atkinson, 1987) définissent la mécanique de la rupture par fissuration comme « un outil qui fournit un traitement quantitatif, basé sur l'analyse des contraintes, qui relie la résistance de la fracture à la charge appliquée et à la géométrie d'un élément (composant) contenant des défauts ». Le défaut est normalement modélisé par une fissure mais il peut être un pore ou autre défaut non-linéaire. L'influence des charges appliquées sur l'extension de la fracture peut être décrite par certains paramètres qui caractérisent l'intensité de la contrainte et la déformation à proximité de l'extrémité de la fracture.

L'extension de la mécanique de la rupture par fissuration à l'étude de la rupture dans les roches est plus récente. Pourtant, étant données les caractéristiques des matériaux rocheux et l'existence des discontinuités macroscopiques dans des massifs rocheux, pour des roches fragiles et quasi fragiles, la propagation induite des fractures en traction et en cisaillement sont des causes majeures de ruptures. La propagation y est normalement instable et catastrophique (Castelli et Scavia, 2004).

Par la suite, les concepts de Mécanique Élastique Linéaire de la Rupture par Fissuration et de Mécanique Non-Linéaire de la Rupture par Fissuration seront présentés et leurs domaines d'application dans les problèmes de la mécanique des roches seront discutés.

Mécanique Élastique Linéaire de la Rupture par Fissuration :

La cause principale de l'initiation de fissure est la présence de défauts dont l'effet est de concentrer les contraintes à leurs pointes. La Mécanique Élastique Linéaire de la Rupture par Fissuration permet de traiter ce problème par l'introduction d'un paramètre appelé *facteur d'intensité des contraintes*, qui quantifie l'effet de la géométrie, des charges, et des limitations sur la grandeur du champ des contraintes au voisinage de la pointe d'une fracture.

Imaginons un trou de la forme d'une ellipse horizontale dans une plaque sous traction uniforme aux bords supérieur et inférieur. Le *Facteur d'intensité des contraintes* est le rapport entre la contrainte au voisinage de l'extrémité horizontale du trou et la contrainte appliquée

sur les bords. À la base de la théorie d'élasticité, Inglis (1913, cité par Castelli et Scavia 2004) montre que pour un trou elliptique de largeur de $2a$ et de hauteur de $2b$, la contrainte au voisinage de l'extrémité horizontale du trou est égale à

$$\sigma_F = \sigma_A \left(1 + 2 \frac{a}{b}\right) \quad (3.13)$$

où σ_A est la contrainte appliquée aux bords, $(1 + 2a/b)$ étant le *facteur d'intensité des contraintes*. Si l'ellipse est très mince, elle peut être considérée comme une fracture. Dans ce cas, le facteur d'intensité des contraintes tend vers l'infini ($b \rightarrow 0$), et la contrainte aux pointes dépasse la résistance en traction de matériau, même pour des contraintes appliquées très faibles. On en déduit que la plaque fissurée n'a aucune résistance en traction, ce qui est en contraste avec l'expérience. Ce concept contradictoire a été traité par Griffith (1921) par une approche énergétique. Griffith a montré que la quantité d'énergie libérée pendant la formation d'une fissure de largeur $2a$ dans une plaque d'épaisseur unité soumise à une contrainte de traction appliquée à une distance infinie est proportionnelle à l'énergie emmagasinée dans le cercle de rayon a avant sa formation :

$$W_e = \frac{\pi a^2 \sigma_A^2}{E'} \quad (3.14)$$

où W_e est le taux d'énergie élastique libérée, σ_A est la contrainte de traction appliquée et E est le module d'Young ($E' = E$ en contrainte plane et $E' = E/(1 - \nu^2)$ en déformation plane).

L'énergie surfacique nécessaire pour créer une fissure de largeur $2a$ est égale au produit de l'aire de fissure et de l'énergie par unité de surface de la fissure (γ) :

$$W_s = 4a\gamma \quad (3.15)$$

Ainsi, la fissure peut se propager quand l'énergie élastique libérée est plus grande ou égale à l'énergie nécessaire pour la formation de la nouvelle portion de surface libre :

$$\frac{dW_e}{da} \geq \frac{dW_s}{da} \quad (3.16)$$

Cela conduit à la condition d'instabilité et à la charge de la rupture:

$$\sigma_A \geq \sigma_R \text{ et } \sigma_R = \sqrt{\frac{2\gamma E'}{\pi a}} \quad (3.17)$$

σ_R est la charge de la rupture. L'extension logique de ce concept fondamental exposé par Griffith donne le *taux de libération d'énergie*, G (Irwin, 1958 cité par Backers, 2004). Ce paramètre a été nommé G , en l'honneur de Griffith. En reformulant la relation 3.17, la formulation d'équilibre d'énergie de Griffith mène à :

$$\pi \sigma^2 a / E' = 2\gamma = G \quad (3.18)$$

L'extension de fissure a lieu quand G atteint le *taux de libération d'énergie critique*, G_C , à la charge de rupture σ_R .

Irwin (1957 cité par Castelli et Scavia 2004) traite ce problème par analyse du champ des contraintes au voisinage de la pointe de fissure. Son travail est fondamental pour la Mécanique Élastique Linéaire de la Rupture par Fissuration, car il permet de définir une *valeur critique du facteur d'intensité des contraintes*. Il suppose que la propagation de fissure peut être étudiée par superposition de trois modes indépendants de charge (figure 1.2 chapitre I), les modes I, II et III ; ouverture, cisaillement en translation et cisaillement en rotation. L'état de contrainte en contrainte plane (modes I et II) en un point P très proche de la pointe de la fissure est donnée par :

$$\begin{aligned} \sigma_r &= \frac{1}{\sqrt{2\pi r}} \cos \frac{\theta}{2} \left[K_I \left(1 + \sin^2 \frac{\theta}{2} \right) + \frac{3}{2} K_{II} \sin \theta - 2K_{II} \tan \frac{\theta}{2} \right] \\ \sigma_\theta &= \frac{1}{\sqrt{2\pi r}} \cos \frac{\theta}{2} \left[K_I \cos^2 \frac{\theta}{2} - \frac{3}{2} K_{II} \sin \theta \right] \\ \sigma_{r\theta} &= \frac{1}{\sqrt{2\pi r}} \cos \frac{\theta}{2} \left[K_I \sin \theta - K_{II} (3 \cos \theta - 1) \right] \end{aligned} \quad (3.19)$$

où r et θ sont les coordonnées polaires du point concerné, P, par rapport à la pointe de la fissure (figure 3.5), et K_I et K_{II} sont les *facteurs d'intensité des contraintes* dans les modes I et II de rupture.

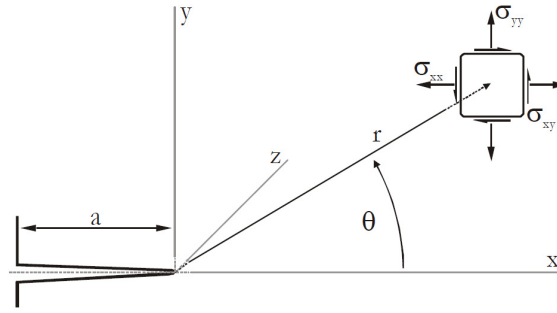


Figure 3.5. Coordonnées cartésiennes pour le tenseur des contraintes (Backers, 2004)

Pour $\theta = 0$, c'est-à-dire pour un point à une distance r dans le prolongement de la fissure, les coordonnées cartésiennes du tenseur des contraintes sont :

$$\begin{aligned}\sigma_{xx} &= K_I \frac{1}{\sqrt{2\pi r}} \\ \sigma_{yy} &= K_I \frac{1}{\sqrt{2\pi r}} \\ \sigma_{xy} &= K_{II} \frac{1}{\sqrt{2\pi r}}\end{aligned}\quad (3.20)$$

De manière similaire au cas étudié par Inglis (1913), d'après les relations 3.19 et 3.20, on peut remarquer que les contraintes tendent vers l'infini pour les points au voisinage de la pointe de la fissure ($r \rightarrow 0$), ce qui est contradictoire avec l'approche traditionnelle de la résistance des matériaux. Par contre, l'approche en Mécanique Élastique Linéaire de la Rupture par Fissuration se base sur K_I et K_{II} , dont les valeurs changent d'un problème à l'autre. Pour l'exemple simple d'une fissure de largeur de $2a$, se trouvant dans une plaque sous une contrainte verticale uniforme, σ_A , la contrainte verticale, σ_{yy} autour de la pointe de la fissure est donnée par la théorie d'élasticité :

$$\sigma_{yy} = \sigma_A \frac{\sqrt{\pi a}}{\sqrt{2\pi r}} \quad (3.21)$$

En comparant les équations 3.20 et 3.21, on remarque que, tandis que le terme $1/\sqrt{r}$ est commun pour toutes les configurations de fissure, les conditions aux limites spécifiques du problème affectent la valeur de σ_{yy} par l'intermédiaire d'un terme constant K_I qui est donné par :

$$K_I = \sigma_A \sqrt{\pi a} \quad (3.22)$$

L'initiation de la fissure aura lieu quand le facteur d'intensité des contraintes atteint une valeur critique, le *facteur de ténacité*, K_{IC} . On aura des définitions similaires pour le *facteur de ténacité* dans les modes II et III du chargement.

Zone de processus de fissuration et effet d'échelle

Dans les matériaux comme des roches ou des céramiques, le développement d'une fissure à partir d'une fissure existante ou à partir de l'extrémité d'une entaille dans le matériau, succède la formation d'une zone au voisinage de la pointe de la fracture existante (ou l'entaille), à l'intérieur de laquelle se forment dans un premier temps des microfissures isolées (figure 3.6). Avec l'augmentation de la charge, le nombre des microfissures augmente et la taille de cette zone grandit mais le comportement de la roche reste encore élastique. A partir d'un moment, la densité des microfissures est telle qu'elles commencent à se rejoindre. A partir de cette étape, on observe un comportement non-linéaire. Puis, dans la zone entièrement développée d'élasticité non-linéaire, la fracture se développe par jonction des microfissures. Par la suite, l'extension de fissure se produit de plus en plus, par migration de la zone du processus à travers le matériau au front de la fracture. Dans certains matériaux, la zone du processus peut être petite par rapport aux dimensions du corps fissuré. En conséquence, une analyse en mécanique de la rupture supposant l'élasticité linéaire peut être valide. Si la taille de la zone du processus devient plus grande, alors il est nécessaire de faire les analyses par la mécanique non linéaire de la rupture.

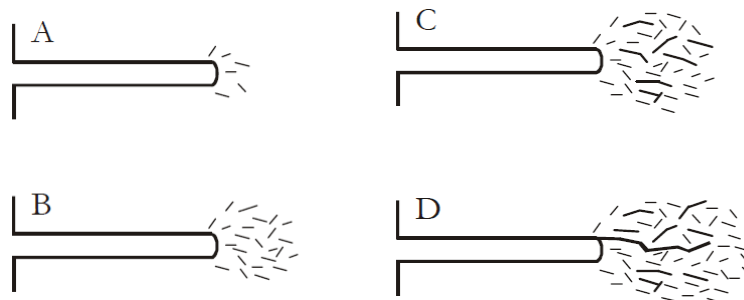


Figure 3.6. Développement d'une fissure et de la zone de processus de fissuration sous une traction perpendiculaire à une entaille (Backers, 2004 et Atkinson, 1987)

La fissuration dans la roche, le béton et d'autres matériaux similaires, a besoin d'un autre type de mécanique de la rupture que celui dans les métaux (Bazant, 2002). Dans les deux cas

de structures métallique ou en béton (ou roche) de tailles normales, la mécanique de la rupture est non linéaire à cause du développement d'une zone non linéaire assez grande qui se développe au front de la fracture. Cependant, pour les métaux ductile-fragiles, une grande partie de cette zone a un comportement en plasticité avec durcissement ou en plasticité parfaite, et la Zone de Processus de Fracturation (ZPF), définie comme la zone dans laquelle le matériau subit un endommagement adoucissant, est assez petite. Par contre, lors de la fissuration dans la roche ou dans le béton, l'écoulement plastique est quasiment inexistant et la zone non linéaire est presque entièrement remplie par la ZPF (figure 3.7). De tels matériaux sont communément appelés quasi-fragiles (Bazant, 2002).

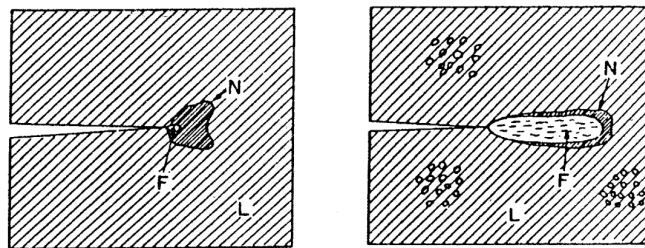


Figure 3.7. Zone de Processus de Fissuration (F) dans les matériaux fragiles-ductiles (métaux, à gauche) et dans des matériaux quasi-fragiles (roche et béton, à droite) (Bazant, 2002)

La deuxième différence importante des géomatériaux par rapport aux métaux, est la longueur de la ZPF, qui est égale ou proportionnelle à la longueur dite caractéristique (ou longueur matérielle), l . Dans le cas des matériaux quasi-fragiles, cette longueur peut occuper une partie beaucoup plus grande de la section de la structure.

L'échelle et la taille du problème gouvernent presque tout dans la fissuration. Castelli (1998, cité par Castelli et Scavia 2004) indique que seulement, quand l'extension de la zone de processus peut être négligée par rapport à une dimension critique de la structure, la méthode mécanique élastique linéaire de la rupture peut être utilisée. C'est normalement le cas pour la propagation en traction directe ou induite dans les roches dures. Dans le cas de propagation en cisaillement dans les roches tendres, par contre, à cause de la quantité importante de l'énergie dissipée au cours du processus, une méthode non linéaire semble être mieux adaptée.

Bazant (2002) propose une approximation de la taille de la Zone de Processus de Fracturation pour plusieurs types de matériaux ainsi que des critères quantitatifs pour déterminer la méthode de calcul la plus adaptée. Dans des bétons normaux ou des roches

avec de gros grains, comme brescia, la taille de la ZPF est typiquement de $l \approx 0,5$ m ; dans des barrages en béton avec des granulats de très grande taille, $l \approx 3$ m ; dans des massifs de sols injectés, $l \approx 10$ m est possible et dans une montagne avec des roches fracturées (avec des discontinuités imaginés comme continûment collés), $l \approx 50$ m peut être possible. Dans d'autres types de matériaux, cette longueur peut être beaucoup plus petite: par exemple $l \approx .1$ mm dans une céramique d'oxyde de silicone de granulats fin. En fonction de la taille de structure D , prise comme la dimension de la section que l'on étudie, différentes théories sont appropriées pour analyser la rupture. Elles peuvent être affectées approximativement de la manière suivante :

Pour $D/l \geq 100$: Mécanique Linéaire Elastique de la Rupture

Pour $5 \leq D/l < 100$: Mécanique Non-Linéaire quasi-fragile de Fissuration

Pour $D/l < 5$: Endommagement non-local, modèles à éléments discrets, plasticité

Une précision pour le dernier cas est que l'analyse par limite de plasticité basée sur la résistance, donne seulement une estimation d'ingénierie grossière du comportement à petite échelle, alors qu'une analyse précise exige des modèles en endommagement ou d'autres modèles similaires.

Mécanique Non Linéaire de la Rupture par Fissuration :

Le modèle constitutif pour la zone non linéaire du front de fracture doit être choisi en fonction de la nature de cette zone. Dans les cas où il s'agit plutôt d'une zone de déformations plastiques (métaux), le modèle peut être un modèle de type élasto-plastique. Par contre, afin de décrire le comportement non-linéaire engendré par microfissuration à l'intérieur de la ZPF (roche et béton), on doit utiliser des modèles capables de représenter l'adoucissement du matériau. Conceptuellement, le modèle le plus simple pour caractériser le comportement d'une ZPF d'une taille limitée est le « modèle de fissure cohésive » (cohesive crack model). Pour le béton, ce modèle est également connu sous le nom de « modèle de fissuration fictive » donné par Hillerborg – (Hillerborg et al. 1976 cité par Bazant, 2002). Il s'agit d'un modèle simple à comprendre même pour quelqu'un qui n'a aucune connaissance en mécanique de la rupture par fissuration. C'est sans doute une raison de sa popularité.

Ce modèle proposé premièrement par Barenblatt (1962) et Dugadal (1960), suppose qu'en raison du comportement adoucissant, la ZPF se localise dans une bande très mince devant la

pointe de la fracture ou dans la région de concentration de traction pour les cas d'un chargement bi-axial (Atkinson, 1987 et Castelli et Scavia 2004). Ainsi l'hypothèse basique du modèle de fissure cohésive est que, pour une fissuration en mode I, la ZPF d'une largeur finie peut être décrite par une ligne de fissuration fictive qui transmet la contrainte normale $\sigma_n(x)$ et que cette contrainte est une fonction (décroissante monotone) de séparation w (appelée aussi déplacement d'ouverture ou largeur d'ouverture) :

$$\sigma_n = f(w) \quad (3.23)$$

(Figure 3.8a). Avec la définition de f , $f(0) = \sigma_R$ où σ_R est la résistance en traction directe de la roche ou du béton. Le point final de la courbe d'adoucissement est noté w_f avec $f(w_f) = 0$. Cette fonction d'adoucissement étant une propriété du matériau, elle est l'ingrédient principal du modèle de fracture cohésive.

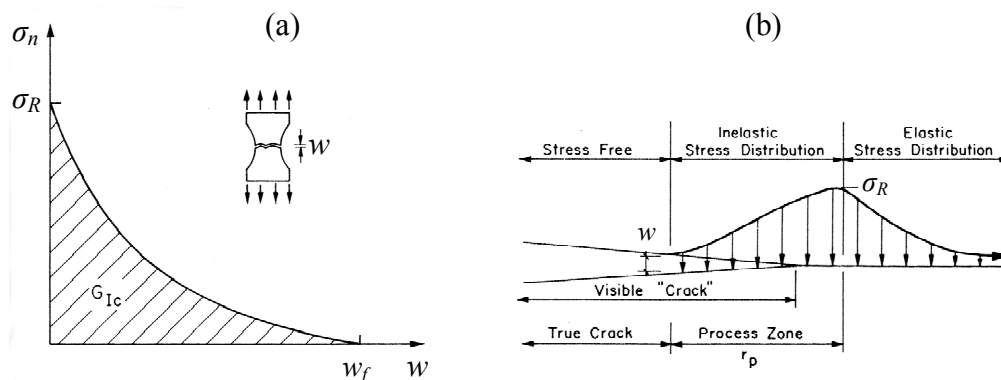


Figure 3.8. Courbe d'adoucissement du modèle de fracture cohésive (a), et distribution de la contrainte normale le long de la ZPF (b), (Ingraffea, 1987)

La fonction $f(w)$ décroît d'abord très rapidement et après, approximativement à $\sigma_n \approx 0,15\sigma_R - 0,33\sigma_R$, la fonction décroît moins vite. La fin de la courbe décroissante est très longue. Ceci pose de sérieux problèmes pour mesurer l'énergie de fissuration G_{IC} (le taux de libération d'énergie critique de fracturation plus précisément) correspondant à la surface en-dessous de la courbe entière de $f(w)$. L'indice I, signifie qu'il s'agit de fracturation en mode I. La résistance en traction directe, σ_R , et l'énergie de fracturation, G_{IC} , sont les propriétés les plus importantes du modèle. La figure 3.8b montre schématiquement la ZPF et la distribution de la contrainte normale le long de la ZPF dans ce modèle. Le développement de la fracture a lieu quand le matériau se trouvant juste devant la fracture descend sur la courbe montrée dans

la figure 3.8a et qu'il absorbe l'énergie G_{IC} , pendant le processus. Il n'y a pas de singularité des contraintes dans le front de la fracture et le concept de facteur d'intensité des contraintes n'a pas de sens dans ce processus.

Hillerborg et al. (1976) décrivent la courbe d'adoucissement $f(w)$ par une exponentielle avec une asymptote horizontale en dessous de l'axe w . D'autres courbes d'adoucissement ont été proposées afin de modéliser le comportement de la fracture dans le béton ou dans la roche sous traction, observé expérimentalement (figure 3.9). Les courbes bilinéaires sont acceptées comme une approximation raisonnable de courbe d'adoucissement de béton (figure 3.9, Galvez et al. 2002).

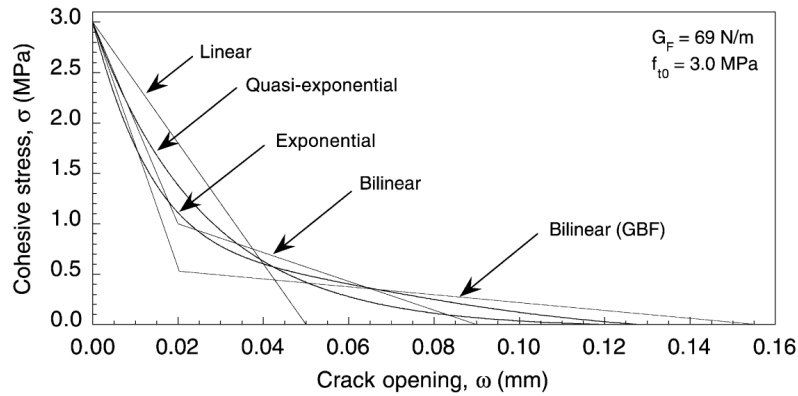


Figure 3.9. Courbes d'adoucissement pour le béton (ou matériaux quasi-fragiles comme la roche) sous traction (Galvez et al. 2002)

Le modèle de fissure cohésive a été utilisé extensivement pour modéliser la fissuration dans le béton. Le concept du premier modèle a été pris par d'autres auteurs pour modéliser la fracturation en mode II et en mode mixte de I et II, i.e., sous traction et cisaillement (Carol et al. 1997, Cervenka et al. 1998, et Galvez et al. 2002).

3.3. Résultats expérimentaux

En raison de la nature complexe des roches (et du béton), sa non-homogénéité, l'existence de microfissures et microcavités dans les matrices rocheuses, et la différence de leurs comportements et de leur résistance en traction et en compression, le comportement des matériaux rocheux (et du béton) est complexe. Les résultats expérimentaux montrent qu'à cause de l'existence des microfissures et des microcavités à l'intérieur de ces types de matériaux quasi-fragiles, leur comportement adoucissant peut être représenté par des modèles de type endommagement. Des modèles d'endommagement pour un milieu continu peuvent

représenter le développement de nouvelles microfissures ainsi que l'allongement et l'interconnexion des microfissures existantes. Ces modèles sont valables jusqu'à la formation des fractures macroscopiques. Au-delà, c'est plutôt la fissuration qui règne.

L'endommagement et la fracturation en traction (Mode I) sont dominants dans la roche et dans les matériaux quasi-fragiles. Même dans les situations où le Mode II semble être favorisé, le Mode I gouverne (Melin, 1989 cité par Backers, 2004). Il se manifeste par exemple par la formation de fissures d'ailes sur des fractures chargées en cisaillement. Les fissures de mode II apparaissent d'une manière coplanaire avec la fracture chargée en cisaillement. En micro-échelle elles sont formées par une série de fissures en échelons qui se connectent plus tard. La pression de confinement favorise le développement des fissures en mode II et élimine le développement des fissures d'aile en mode I (Backers, 2004).

D'une part, à cause de la dominance de comportement des matériaux quasi-fragiles en traction et la simplicité des essais uni-axiaux, et d'autre part à cause des difficultés expérimentales en mode II, il existe plutôt des résultats expérimentaux d'essais uni-axiaux que sous cisaillement. Par la suite, quelques exemples typiques des résultats expérimentaux de comportement des matériaux quasi-fragiles sous chargement uni-axiale seront d'abord présentés. Puis les résultats des essais effectués par Backers (2004) en mode II pour étudier la fracturation et le comportement des fractures sous cisaillement seront cités.

Comportement uni-axial :

Le comportement uni-axial de la roche et celui du béton en compression sont extensivement étudié et il existe assez de modèles dans la littérature capables de représenter ce comportement. La partie la plus délicate du comportement de ce type de matériaux sous chargement uni-axiale, est le comportement en traction. C'est d'ailleurs cette partie qui intervient plutôt dans l'endommagement et la fissuration de la roche et du béton. Pour étudier le comportement des matériaux quasi-fragiles sous traction, il existe plusieurs types d'essais indirects et bien sûr l'essai de traction directe qui est de point de vue expérimentale le plus difficile à réaliser. Comme exemples d'essais indirectes on peut citer l'essai de flexion par trois points sur une poutre entaillée (Jefferson et Mills, 1998, et Toumi et Bascoul, 2002, par Exe.), l'essai brésilien, l'essai de cale-fendre (wedge-splitting test, Slowik et *al.* 1996b, et Chandra Kishen et Saouma, 2004, par Exe.) etc.

Reinhardt et Cornelissen (1984) semblent être les premiers d'avoir présenté des résultats expérimentaux d'essais de traction (-compression) directs cycliques sur le béton, qui montrent clairement les effets d'endommagement dans le béton sous la traction. Reinhardt et Cornelissen ont étudié la fatigue du béton afin de pouvoir le modéliser en termes d'extension de fissure (crack growth). Ils considèrent la courbe de contrainte-déformation du béton sous charge cyclique, un paramètre essentiel du modèle qui décrit le processus d'adoucissement en fronts de fissure.

Ils ont effectué plusieurs essais avec trois différents types de chargements sur des échantillons cylindriques fuselés avec un plus petit diamètre de 120 mm et une hauteur de 300 mm. Trois jours avant l'essai une entaille de profondeur et de largeur de 5 mm a été créée au milieu du cylindre, afin de s'assurer de l'occurrence de la fissuration dans un endroit prédéterminé. Petersson (1981, cité par Reinhardt et Cornelissen, 1984) argumente que, selon la mécanique non-linéaire de la rupture par fissuration, l'entaille ne réduit pas la résistance du béton par rapport à la résistance déterminée sur des cylindres entiers.

Les trois types de chargement sont : monotone, cyclique pour avoir la courbe enveloppe, et cyclique sous une gamme plus petite de contrainte après avoir passé la contrainte pic. Au total 57 essais ont été effectués avec trois différents taux de chargement pour le chargement et le déchargement : 0,4, 2, et 4 $\mu\text{m/s}$.

Leurs résultats des essais de chargement monotone montrent un comportement linéaire élastique jusqu'à la valeur pic de contrainte (équivalent de la résistance en traction du matériau), puis une diminution rapide de la contrainte avant de passer à une diminution moins rapide. Ces résultats corroborent ceux signalés auparavant par Petersson (1981) et Mazars (1981, cité par Reinhardt et Cornelissen, 1984).

Les essais de chargement cyclique de la courbe enveloppe ont été effectués avec différents niveaux de la contrainte inférieure (traction ou compression) entre $0,1\sigma_R$ et $1,0\sigma_R$. La figure 3.10 montre une courbe de contrainte-déformation cyclique pour une contrainte inférieure de traction. La courbe révèle plusieurs aspects importants du comportement qu'on ne pouvait pas remarquer dans les courbes monotones : la raideur de charge-décharge diminue dans chaque cycle, ce qui approuve le phénomène d'endommagement dans le matériau ; on distingue des déformations irréversibles montrant l'écoulement plastique de matériau et on remarque également que ces déformations irréversibles augmentent par cycle. Les résultats des courbes

avec une contrainte inférieure d'une légère compression montrent les mêmes aspects avec une décroissance de la raideur plus prononcée. Les valeurs de déformations irréversibles sont moins élevées que dans le cas précédent.

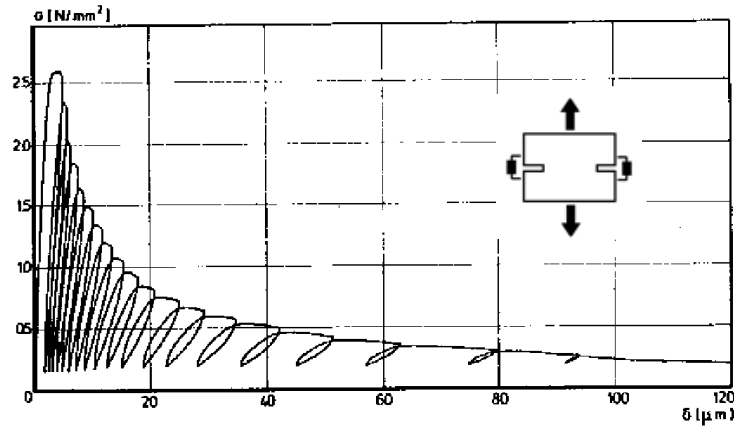


Figure 3.10. Courbe de contrainte-déformation pour un chargement cyclique avec une contrainte inférieure de traction (Reinhardt et Cornelissen, 1984)

Une courbe de contrainte-déformation cyclique pour une contrainte inférieure de compression élevée est présentée dans la figure 3.11. Au départ, les déformations en compression sont négatives. Pourtant, après un certain nombre de cycles, les déformations irréversibles poussent toutes les déformations en compression vers les valeurs positives. Par rapport aux cas précédents, la déformation totale est plus importante pour chaque cycle. Un aspect important du comportement qui se révèle dans cette courbe est la récupération de la raideur en compression.

Suivant une courbe de chargement cyclique, Reinhardt et Cornelissen distinguent divers étapes : allongement élastique, ouverture des petites fissures, décharge élastique, et fermeture de fissures. D'après les pentes des courbes de charge-décharge ils déduisent que dans chaque cycle la zone fissurée s'accroît dans l'échantillon et que des (façades de) fissures ne se ferment pas complètement. Ils argumentent que quand la contrainte inférieure est compressive, les façades de fissure sont forcées l'une sur l'autre, ce qui confirme l'augmentation de la rigidité en compression au lieu d'un comportement élastique en décharge-recharge. A l'égard du grand déplacement absolu sous les cycles de contrainte, ils proposent de considérer une zone de fissuration au lieu d'une fissure discrète (Figure 3.12). Les fissures s'ouvrent à l'étape de charge et se ferment en décharge (compression), ce qui mène à une rigidité faible sous traction, une rigidité élevée et un comportement fortement

non-linéaire en compression, ce qui est d'ailleurs analogue au comportement des joints (rocheux) sous une charge normale de compression.

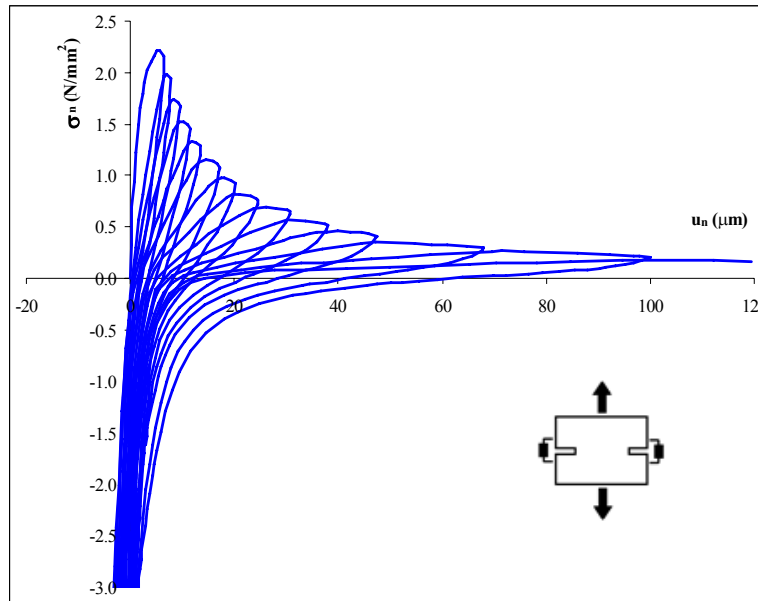


Figure 3.11. Courbe de contrainte-déformation pour chargement cyclique avec une contrainte inférieure de compression élevée (Reinhardt et Cornelissen, 1984)

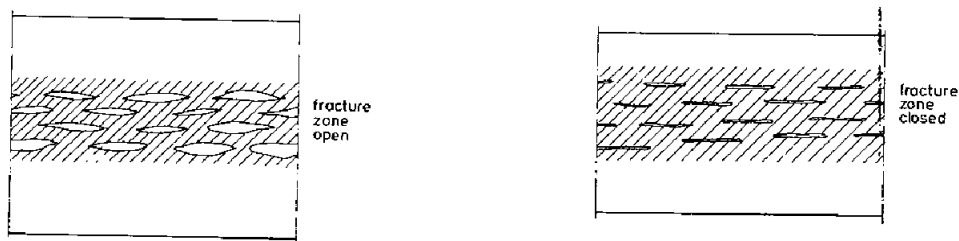


Figure 3.12. Zone de fissuration à l'état de charge et décharge (Reinhardt et Cornelissen, 1984)

Après une étude sur tous les résultats des essais de tous les types de chargement, Reinhardt et Cornelissen (1984) déduisent que l'enveloppe de la courbe de contrainte-déformation est unique et indépendante de l'histoire du chargement. Ils estiment également raisonnable d'accepter le fait que quand la contrainte inférieure est plus basse (i.e. compression plus élevée), les effets dommageables sur la résistance sont plus importants, mais ceci reste une indication, à cause de la dispersion des résultats.

Slowik et *al.*, 1996a ont effectué un essai de traction directe à grande échelle sur le béton avec un appareil spécialement conçu, afin d'étudier l'effet d'échelle sur l'énergie de fissuration et la résistance en traction. Les contraintes financières ne leur ont permis de faire qu'un essai.

L'échantillon a été moulé en une seule fois avec les dimensions de $1016 \times 762 \times 254$ mm. Deux rainures de 25 mm de profondeur et 16.5 mm de largeur et deux entailles de 99 mm de profondeur ont été mises en place pour imposer le plan de rupture. Ainsi les dimensions propres de la section qui a subi la rupture étaient de 203×564 mm. Une résistance en traction de 3,3 MPa a été obtenue par trois tests Brésiliens, et une résistance en compression de 28,2 MPa a été mesurée pour le béton de 31 jours d'âge.

La figure 3.13 montre l'évolution du chargement en fonction de l'ouverture de la fissure au cours de cet essai. La courbe est cohérente avec celle de Reinhardt et Cornelis (1984) précédemment présentée. Grâce à cette courbe l'énergie de fissuration G_{IC} a été obtenue avec une valeur étonnamment élevée de 280 N/m. Tandis qu'avec des essais de cale-fendre (Slawik et al. 1996b), une valeur de $G_{IC} \approx 160$ N/m a été obtenue pour le même mélange de béton. D'autre part, la résistance en traction déterminée 1,61 MPa par cet essai est à peu près la moitié de la valeur de 3,3 MPa obtenue par les essais Brésiliens. Des tendances similaires ont été observées par Carpinteri et Ferro (1994, cité par Slowik et al., 1996a), concernant la diminution de la résistance en traction et l'augmentation de l'énergie de fissuration avec la taille des échantillons. En considérant cet effet en accord avec la Loi de l'Effet d'Echelle, Slowik et al. (1996a) estiment qu'un essai de traction directe peut fournir une meilleure valeur pour l'énergie de fracturation par rapport aux essais de flexion sur des éprouvettes entaillées.

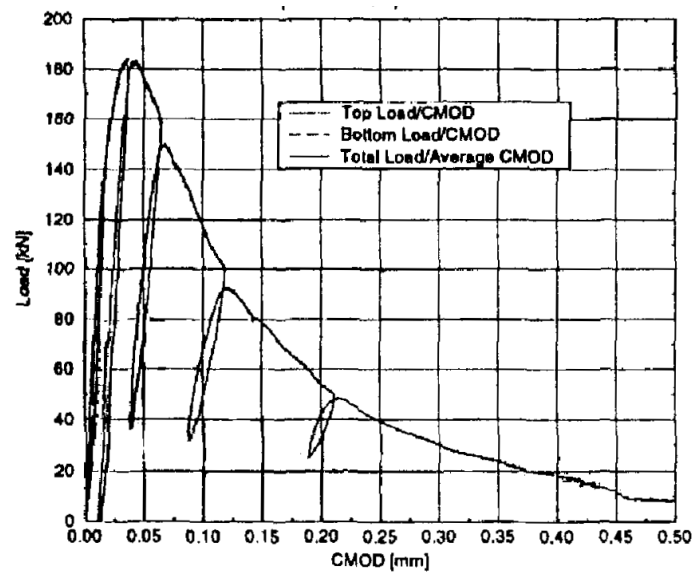


Figure 3.13. Essai de traction direct à grande échelle sur du béton (Slowik et al., 1996a)

Comportement sous cisaillement, Mode II :

Afin de comprendre le comportement de la roche et le béton et de déterminer leurs caractéristiques lors de fissuration en Mode II, plusieurs méthodes ont été proposées pour réaliser des essais. Pourtant, vue la complexité de ce mode de fissuration et les difficultés expérimentale, il n'y a pas une méthode standard d'essai. La validité et l'étendu des informations qui peuvent être tirées des essais proposés n'est pas de même niveau. La plupart des méthodes existantes sont inadéquates pour fournir des résultats fiables (Backers, 2004).

Parmi les méthodes existantes pour étudier la fissuration et déterminer les caractéristiques des roches et des bétons en Mode II – généralement le facteur de ténacité et l'énergie de fissuration – on peut citer : l'essai de Flexion Antisymétrique à Quatre Points (Ingraffea, 1981), l'essai de Flexion Antisymétrique de Cube à Quatre Points (Barr et Derradj, 1990), l'Essai de Poinçon à Cisaillement Transversal rectangulaire (rectangular Punch-Through Shear Test) (Watkins 1983), l'essai de Cube Compression-Cisaillement (Jumikish, 1979, Rao, 1999), l'essai de disque Brésilien Entaillé de Chevron Fissuré (Cracked Chevron Notched Brazilian disc) (Foell, 1995) et l'Essais de Compression Triaxiale (Rice 1980 et Hakami et Stephansson 1990). Backers (2004) présente une brève synthèse de ces méthodes et indique que parmi ces méthodes seulement l'essai de Cube Compression-Cisaillement et l'Essai de Compression Triaxiale sont capables de démontrer l'effet de la contrainte de confinement. Néanmoins, ces deux méthodes ne sont pas en mesure de faire varier la pression de confinement et la contrainte de cisaillement indépendamment, elles sont alors limitées par la magnitude de la pression de confinement. En revanche, la pression de confinement a un effet majeur sur la fissuration en Mode II et c'est seulement sous une pression de confinement importante qu'on peut avoir une fissuration dominante en Mode II.

Backers (2004) propose une nouvelle méthode appelée Essai de Poinçon à Cisaillement Transversal (Punch-Through Shear Test) afin de déterminer le facteur de ténacité des roches en Mode II et étudier le mécanisme de propagation des fissures. Etant donné que la fissuration en Mode II est plus probable sous une condition globale de compression, cette méthode a été adaptée pour pouvoir assurer une pression de confinement indépendante de la contrainte de cisaillement. La géométrie des échantillons est inspirée de la méthode proposée par Davies et Watkins (Davies, 1988, Davies 1995, Watkins, 1983 par exemple.). Afin de pouvoir effectuer des essais sur des carottes ordinaires et de faciliter l'application de pressions de confinement, une géométrie cylindrique est proposée. Des entailles circulaires ont été percées, centrées sur

les deux surfaces supérieure et inférieure de l'échantillon, qui servent de lieux non frottant d'initiation des fissures. La figure 3.14A montre la géométrie générale proposée pour l'échantillon. Dans cette méthode, une pression de confinement P est appliquée en premier lieu. Puis, le cylindre intérieur est enfoncé vers le bas avec un taux constant de 0,2 mm/min. La contrainte axiale appliquée, σ , engendre une contrainte de cisaillement croissante dans la partie intacte de la roche entre les entailles jusqu'à la rupture (Figure 3.14B).

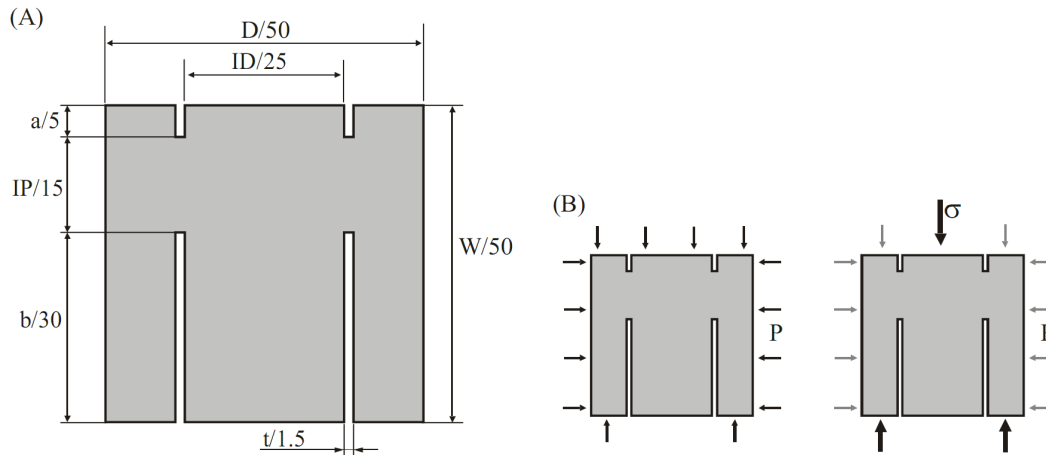


Figure 3.14. A : Géométrie de l'échantillon cylindrique (les dimensions en mm) et B : Etapes de chargement ; confinement et cisaillement, (Backers, 2004)

Backers (2004) a réalisé au total 219 essais sur 6 différents types de roche : diorite d'Aspo, granite d'Aue, granite de Mizunami, marbre de Carrara, grès de Flechtinger, calcaire de Rudersdorf. Il a étudié l'influence des paramètres géométriques, des taux de chargement, de la pression de confinement et du chargement cyclique dans les Essais de Poinçon à Cisaillement Transversal.

La Figure 3.15 montre l'effet de la contrainte de confinement sur la charge maximale, σ_{\max} (à la rupture), et le maximum de la contrainte moyenne de cisaillement sur le plan cylindrique entre les deux entailles, $\tau_{av} = (ID)^2 \sigma_{\max} / 4(ID+t)IP$ (cf. Figure 3.14A). Sous des pressions de confinement basses, σ_{\max} et τ_{av} augmentent rapidement avec P , tandis que sous des valeurs élevées de P , σ_{\max} et τ_{av} , nécessaires à la propagation des fissures, augmentent modérément avec la pression de confinement. La transition de la pente raide vers une pente faible survient sous un confinement d'environ 25 à 35 MPa. Dans cette figure, m et μ indiquent les pentes des droites de régression et les valeurs présentées entre les parenthèses (devant les valeurs de μ) sont les angles de frottement, $\varphi = \arctan \mu$. Les différents types de roche sont organisés dans la figure de haut en bas et de gauche à droite par l'ordre décroissant

de la taille des grains. Le facteur de ténacité, K_{IC} , montre un comportement analogue à τ_{av} avec augmentation de P . Backers indique que sous de hautes pression de confinement, (>30 MPa) les fractures d'aile macroscopique disparaissent. Il indique que ce confinement est assez grand pour favoriser le développement de fissures macroscopique en Mode II.

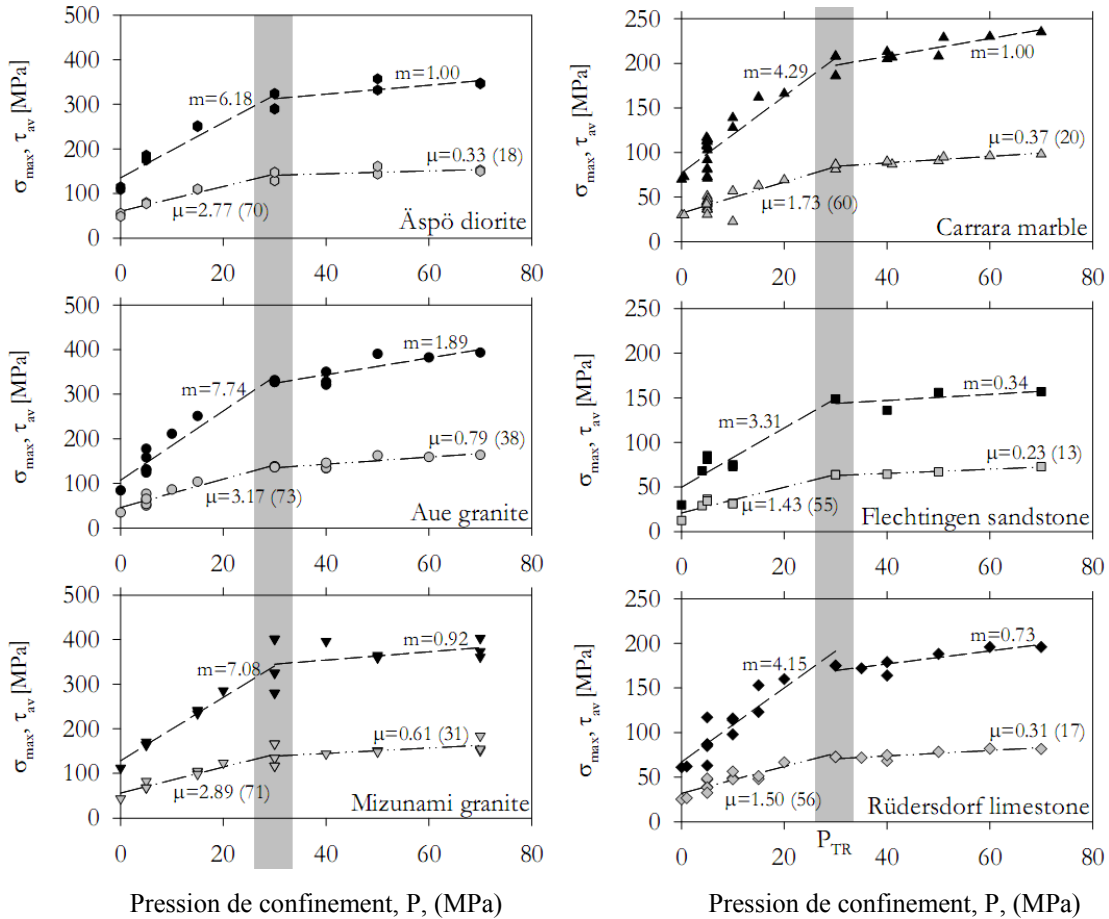


Figure 3.15. Effet de pression de confinement, P , sur la charge maximale, σ_{max} (les symboles noirs), et le maximum de la contrainte moyenne de cisaillement, τ_{av} (les symboles gris), (Backers, 2004)

Entres autres, Backers (2004) a réalisé 19 essais cycliques sur des échantillons de granite d'Aue, de granite de Mizunami et sur du marbre de Carrara afin d'étudier la propagation contrôlée des fissures dans la partie post-pic. La rupture était brutale dans la plupart de ces essais et la propagation contrôlée des fissures n'est survenue que pour cinq échantillons. La figure 3.16 montre les résultats pour la courbe de contrainte (axial)-déplacement d'un essai sur le marbre de Carrara sous une pression de confinement de 40 MPa. L'évolution de la raideur tangentielle (i.e. la pente moyenne de chaque boucle de charge-décharge) a été étudiée dans cet essai et dans les quatre autres essais cycliques (Figure 3.17). La raideur reste constante en-dessous de 80% de la charge de pic, là où le comportement reste linéaire

élastique (régime 1). A environ 85%, la raideur commence à décroître. Cette phase correspond à l'apparition de microfissures formant la Zone de Processus de Fissuration et au raccourcissement de la partie de roche intacte (régime 2). Au post-pic, pour un des échantillons de marbre de Carrara, la raideur reste constante entre 80% et 60% de charge maximale (régime 3). Avec un nombre plus élevé de cycle, elle commence à augmenter de nouveau (régime 4). Backers indique que ce régime de comportement, observé seulement pour un seul échantillon, peut-être dû au verrouillage des deux surfaces de fissures formées en Mode II. Une remarque intéressante est que la diminution de la raideur est similaire pour les trois différents types de roche testés, malgré leurs différentes tailles de grain (0,3, 0,7 et 1,0 mm).

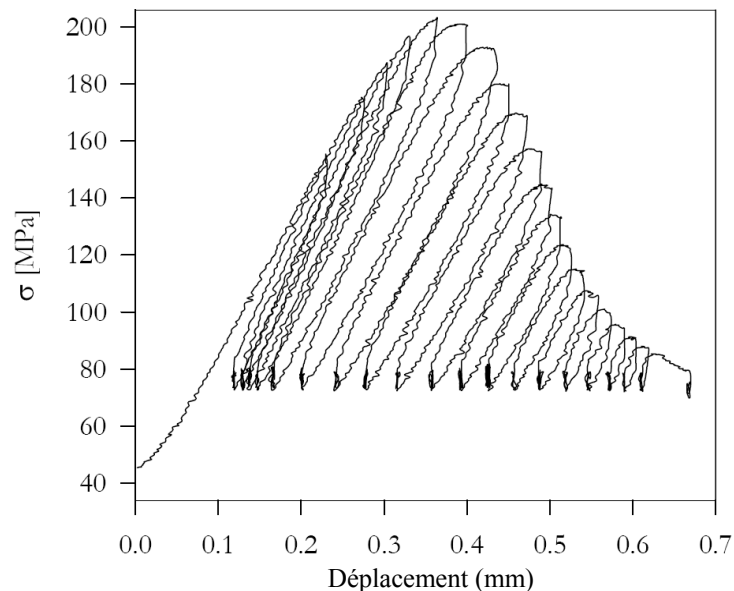


Figure 3.16. Chargement cyclique sur marbre de Carrara sous $P=40$ MPa (Backers, 2004)

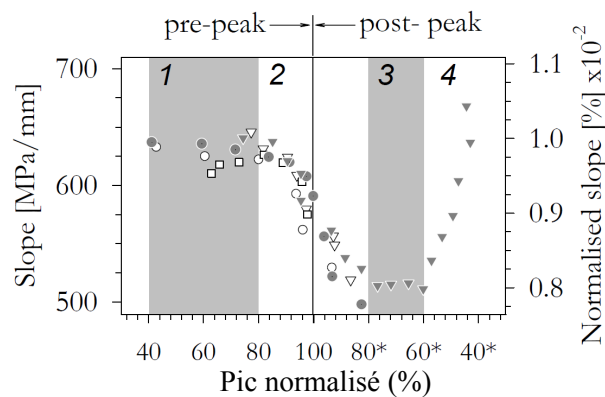


Figure 3.17. Evolution de la raideur tangentielle sous chargement cyclique pour cinq échantillons sous $P=40$ MPa (Backers, 2004)

3.4. Les modèles fissuration/endommagements pour joints quasi fragiles

Afin de modéliser la fissuration des fractures, des interfaces et en général de tous les types de discontinuités avec une grande gamme d'échelles, il existe plusieurs méthodes numériques explicites et implicites. Indépendamment des méthodes de modélisation, on s'intéresse ici aux modèles numériques proposés pour représenter la fissuration et l'endommagement le long du plan de fissuration dans les matériaux quasi-fragiles comme la roche, le béton ou les interfaces roche-béton.

La direction de propagation des fissures dépend de l'existence préalable de fractures et de plans de faiblesses dans le matériau, de la géométrie du problème, des caractéristiques du matériau et du champ de contraintes. Pourtant, dans plusieurs cas, on peut prévoir a priori le plan de fissuration, comme par exemple dans le cas des interfaces roche-béton ou le cas des fractures partiellement persistants se trouvant dans un plan. Pour ce type de cas on peut modéliser préalablement le chemin de fissuration par des éléments joints ou d'autres types d'interface, et affecter des modèles de fissuration/endommagement convenables à ces éléments (ou interfaces). Dans le cas contraire, la direction de fissuration doit d'abord être déterminée, puis la fissure est présentée par des éléments joints ou d'autres méthodes numériques explicites ou implicites. Dans cette étude, le premier cas, c'est-à-dire une fissuration sur un plan prédéterminé, est envisagé.

Lotfi et Shing (1994) proposent un modèle constitutif d'interface dilatant pour simuler la propagation de fracture d'interface, appliqué à la fissuration des structures en maçonnerie. Dans le cadre de la Plasticité, ils proposent un critère de plasticité (/fonction de charge) hyperbolique dans le domaine des contraintes avec une loi d'adoucissement qui donne l'évolution des variables internes c , σ_R et φ en fonction du travail plastique au niveau de l'interface. Ce modèle est capable de représenter la détérioration de la résistance dans les deux directions normale et tangentielle mais les raideurs associées restent constantes. Yang et Wang (1994) proposent un modèle similaire avec un critère de type Mohr-Coulomb pour des interfaces de matériaux quasi-fragiles.

Un autre modèle plastique avec adoucissement est proposé par Stankowski et al. (1993) pour des interfaces dans des composites cimentés. En s'inspirant du modèle de fissuration fictive proposé par Hillerborg et al. (1976), ils proposent une fonction exponentielle pour la dégradation de résistance en traction. Sur la base d'une variable d'adoucissement qui est un

indice des énergies de fissuration normale et tangentielle, ils déduisent une autre fonction explicite pour la dégradation de la résistance en cisaillement.

Carol et *al.* (1997), proposent un modèle de fissuration pour des matériaux quasi-fragiles. Ce modèle est défini en termes de contraintes normale et tangentielle sur le plan moyen de fissure et les déplacements relatifs normal et tangentiel correspondants. Ils proposent un critère hyperbolique appelé « surface de fissuration » dans l'espace de (σ_n, τ) afin de déterminer l'initialisation de la fissuration :

$$F = \tau^2 - (c - \sigma_n \tan \varphi)^2 + (c - \sigma_R \tan \varphi)^2 \quad (3.24)$$

où σ_R est la résistance en traction qui détermine le seuil de fissuration en Mode I, et φ et c , déterminent le seuil de fissuration en Mode II sous des compressions très élevées. La forme hyperbolique du critère donne une transition douce pour une fissuration en Mode mixte. L'évolution de la surface de fissuration est assurée par la dégradation de σ_R et c et contrôlée par un seul paramètre, le travail effectué pendant la formation de la fissure, W^{cr} . Avec l'augmentation du W^{cr} , σ_R et c diminuent de leur valeur initiale à zéro quand $W^{cr} = G_{IC}$ et $W^{cr} = G_{IIC}$, respectivement. Une relation est proposée pour déterminer l'évolution de σ_R et c en fonction de W^{cr} . Par l'intermédiaire d'une loi d'écoulement non associée, la dilatance est possible jusqu'à un certain seuil de compression au-delà duquel le comportement est non dilatant. Dans son état ultime le critère se réduit à un critère de frottement de type Mohr-Coulomb. Ce modèle fait appel aux paramètres de l'énergie de fissuration pour lier le comportement au phénomène de fissuration. Cependant, à cause de la nature plastique du modèle, il ne peut pas représenter efficacement les mécanismes de fissuration dans les matériaux quasi-fragiles, spécialement en ce qui concerne l'endommagement et la dégradation de la raideur de la fracture. Pourtant, pour sa simplicité, ce modèle a été utilisé ultérieurement pour la modélisation numérique de la fissuration dans le béton (Carol et al. 2001, Most et Bucher, 2006).

Cervenka et *al.* (1998) proposent un modèle pour la fissuration le long des interfaces roche-béton. Ils étendent le modèle de fissuration fictive de Hillerborg, appelé aussi modèle de fissure cohésive (cohesive crack model), au chargement en mode mixte. Ils proposent un critère de rupture pour un problème 3D en prenant en compte les deux composantes de la contrainte de cisaillement (τ_1 et τ_2) s'exerçant sur le plan d'interface :

$$F = (\tau_1^2 + \tau_2^2) - 2c \tan \varphi (\sigma_R - \sigma_n) + \tan^2 \varphi (\sigma_n^2 - \sigma_R^2) \quad (3.25)$$

Dans le cas 2D, cela correspond au critère hyperbolique proposé par Carol et *al.*, (1997). Le cas 3D est obtenu par une simple rotation autour de l'axe σ_n . Le vecteur de déplacement relatif de l'interface est supposé être la somme des deux composantes élastique et inélastique. La composante inélastique est composée quant à elle d'une partie plastique et une partie de fracturation :

$$\vec{u} = \vec{u}^e + \vec{u}^i \quad ; \quad \vec{u}^i = \vec{u}^p + \vec{u}^f \quad (3.26)$$

où les indices e, i, p et f représentent, les déplacements élastiques, inélastiques, plastiques et le déplacement de fracturation respectivement.

L'évolution du critère de rupture est assurée par un paramètre d'adoucissement qui est égal à la norme du vecteur de déplacement inélastique, $u^{ieff} = \|\vec{u}^i\|$. Dans le cadre du modèle de fissuration fictive, deux choix ont été proposés pour la courbe d'adoucissement : la courbe linéaire ou la courbe bilinéaire. Ainsi σ_R et c évoluent selon la courbe d'adoucissement en fonction de u^{ieff} .

La dégradation de la raideur est prise en compte dans ce modèle par la définition d'un paramètre d'endommagement, D , égal au rapport de la surface fissurée, A_f , et de la surface totale de l'interface, A_0 :

$$D = \frac{A_f}{A_0} = 1 - \frac{k_{ns}}{k_{n0}} \quad (3.27)$$

D est relié à la raideur normale sécante, k_{ns} et la raideur normale initiale, k_{n0} ; il est déterminé à l'aide de la courbe d'adoucissement en Mode I et en supposant une valeur constante, pour le rapport du déplacement plastique et le déplacement inélastique, u_p / u_i (égale à 0,2 ou 0,3). Finalement la relation contrainte-déplacement est définie par

$$\begin{aligned} \vec{\sigma} &= (1 - D)K(\vec{u} - \vec{u}^p) && \text{en traction} \\ \vec{\sigma} &= K(\vec{u} - \vec{u}^p) && \text{en compression} \end{aligned} \quad (3.28)$$

où K est la matrice de rigidité élastique de l'interface. Cette relation implique que l'endommagement n'affecte que le comportement de l'interface en traction. La dilatance aussi

est prévue dans ce modèle à l'aide d'un processus itératif de résolution par un angle de dilatance qui est une fonction de u^{ieff} . Une dilatance qui disparaît une fois que le déplacement relatif a dépassé sa valeur critique. Ce modèle étant éventuellement le premier à prendre en compte l'endommagement dans un élément joint (ou discontinuité) n'est pourtant appliqué que pour un chargement monotone et sa validité pour un chargement cyclique n'a pas été vérifiée. Galvez et *al.* (2002) reprennent ce modèle en l'implémentant dans un code aux éléments finis commercialisé et en l'appliquant à quelques résultats expérimentaux en chargement monotone. Dans cette version cependant, la raideur de fissure n'évolue pas et reste constante.

Puntel et *al.* (2006) proposent un modèle pour des joints dans les matériaux quasi-fragiles et le qualifient de convenable pour des joints barrage-roche et des joints dans le béton sous chargement cyclique. Ils se basent sur le modèle proposé par Cervenka et *al.* (1998) et s'inspirent de modèles comme celui proposé par Plesha (1987). Ils proposent trois modifications essentielles :

- introduction d'une fonction d'aspérité afin de caractériser la rugosité de joint et de gérer la dilatance,
- considération d'un facteur représentant la dégradation des aspérités, et
- modification du critère de rupture et de l'angle de frottement en particulier afin de prendre en compte le glissement le long des aspérités inclinées.

Ils présentent une vérification du modèle par un essai de cisaillement cyclique sur un joint rocheux. Les résultats semblent être cohérents mais la performance du modèle sous chargement cyclique normal n'a pas été vérifiée.

Jefferson (1998) propose un modèle constitutif plastique-endommageable pour des interfaces dans les matériaux cimentés (cementitious), en s'inspirant de la théorie d'endommagement-plastique des matériaux (en tant qu'un milieu continu). Il suppose que le composant non-endommagé de l'interface reste élastique et que la plasticité s'applique au composant endommagé. Ainsi il propose la relation contrainte-déplacement relative suivante :

$$\bar{\sigma} = (1 - D)K\bar{u} + \alpha DK(\bar{u} - b\bar{u}^p) \quad (3.29)$$

où D est le variable d'endommagement, K la matrice de rigidité, α un paramètre de contact, et b est un paramètre d'étalement de déplacement relatif plastique, α , compris entre 0 et 1, détermine la partie du composant endommagé des parois du joint qui sont en contact. b est un paramètre qui ajuste les valeurs de contraintes en décharge et lors de la fermeture de l'interface.

Le critère (surface) d'endommagement de forme hyperbolique est défini dans l'espace de déplacement relatif par la relation suivante :

$$F_d = u_t^2 - q^2 \zeta^2 + (q^2 + \mu_\varepsilon^2) \zeta u_n - \mu_\varepsilon^2 u_n^2 \quad (3.30)$$

où $q = u_c / u_R$; $u_c = c / k_t$; $u_R = \sigma_R / k_n$; $\mu_\varepsilon = \mu \cdot k_n / k_t$ et c , σ_R et μ sont la limite élastique de cisaillement, la résistance en traction et le coefficient de frottement respectivement. La taille de la surface est contrôlée par le paramètre de déplacement relatif équivalent de fracture, ζ , qui prend la valeur initiale de $\zeta = u_R$.

L'évolution du paramètre d'endommagement est imposée par une relation implicite exponentielle :

$$D = 1 - \frac{u_R}{\zeta} e^{-5[(\zeta - u_R)/(u_m - u_R)]} \quad \text{pour } \zeta > u_R$$

$$D = 0 \quad \text{pour } \zeta \leq u_R \quad (3.31)$$

où u_m est le déplacement relatif en traction uni-axiale dans lequel l'endommagement entier est supposé atteint. Par la condition de consistance de l'endommagement, le taux de paramètre ζ est calculé.

Un critère de plasticité d'une forme similaire avec celui de l'endommagement est proposé, sauf qu'il est formulé dans l'espace de contrainte :

$$F_y = \left[\frac{\sigma_n}{2} \left(1 + \left(\frac{\mu}{r} \right)^2 \right) + \frac{1}{2r} \sqrt{(r^2 - \mu^2)^2 \sigma_n^2 + 4r^2 \tau^2} \right] - \sigma_s \quad (3.32)$$

où $r = c / \sigma_R$ et σ_s paramètre de contrainte de fracture équivalent qui prend la valeur initiale de σ_R .

Un potentiel plastique, composé de deux parties, est défini pour déterminer les incréments de déplacements relatifs plastiques :

$$\begin{aligned} G_y &= \tau^2 - r^2 \sigma_R^2 + 2\psi \sigma_R (\sigma_n - \sigma_{z0}) + (r^2 - 2\psi r) (\sigma_n - \sigma_{z0})^2 & \text{pour } \sigma_n \geq \sigma_{z0} \\ G_y &= |\tau| + \psi \sigma_n - c & \text{pour } \sigma_n < \sigma_{z0} \end{aligned} \quad (3.33)$$

où ψ est l'angle de dilatance et $\sigma_{z0} = \frac{|\tau|}{r} + \sigma_n - \sigma_R$. ψ est supposé être une fonction linéaire de cisaillement plastique cumulé jusqu'à une certaine valeur au-delà de laquelle il reste constant.

Le paramètre de contact, α , est calculé en fonction des déplacements relatifs normaux et le paramètre d'étalement de déplacement relatif plastique, b , est aussi calculé en fonction des déplacements relatifs normaux et α .

Ce modèle est implémenté dans un programme de contrainte-déplacement relatif pour un seul point, ainsi que dans un programme d'analyse non linéaire de poutre. Des simulations d'essais de fissuration en traction et en cisaillement ont été effectués avec ce modèle, elles sont cohérentes avec résultats expérimentaux. La performance du modèle dans un code aux éléments finis n'a pas été communiquée.

Jefferson (2002) propose également un modèle de fissure cohésive « triparties » pour fissuration dans le béton. Ce modèle applicable directement aux éléments finis d'interface a trois composants principaux désignés comme non-endommagés, h_u , le pontage (bridging), h_b , et entièrement décollé, h_f . h_u représente la partie non-endommagée de l'interface avec un comportement élastique. La partie pontage qui correspond à la partie endommagée, qui n'est pas encore arrivée à l'état de décollage, est représentée par un dash-pot et un ressort en série à fin de pouvoir modéliser une diminution de la raideur après une première décharge. Enfin, la partie décollée est représentée par un ressort et un élément de contact en série afin de pouvoir modéliser la récupération de la raideur lors de la fermeture. Ainsi le volume (surface) représentatif de la zone de processus de fissuration est représenté par ces trois parties dont la valeur de chacune peut varier entre 0 et 1 et dont la somme est égale à un : $h_u + h_f + h_b = 1$. La contrainte totale exercée au niveau de l'interface est égale à la somme des participations des composants :

$$\bar{\sigma} = h_u \bar{\sigma}_u + h_b \bar{\sigma}_b + h_f \bar{\sigma}_f \quad (3.34)$$

Le modèle est implémenté dans un programme pilote constitutif et a montré un bon accord général avec les résultats expérimentaux en traction directe et en cisaillement. Le modèle est relativement complexe et sa performance dans un code aux éléments finis n'a pas été communiquée.

Dans Oliveira (2003), ainsi que dans Oliveira et Lourenço (2004), Oliveira présente un modèle constitutif pour la simulation du comportement cyclique des éléments d'interface dans un cadre théorique entièrement basé sur la théorie de la plasticité. Il propose un critère de rupture composé de trois parties ; critère de traction, critère de cisaillement et cap de compression. Ce modèle proposé pour des interfaces de structures en maçonnerie est capable de modéliser la dégradation de la raideur, l'adoucissement, ainsi que la récupération de la raideur lors de fermeture sous chargement uni-axiale. Il a été appliqué à la modélisation de trois murs en maçonnerie sous chargement cyclique : il est capable de reproduire des aspects caractéristiques de comportement cyclique de ces types de structures.

3.5. Un nouveau modèle endommagement-plastique pour discontinuités

Basé sur les théories de l'endommagement et de la plasticité, un modèle conceptuel est proposé pour modéliser la fissuration et la rupture quasi-fragile le long d'une surface prédéterminée par des éléments joints. Ce modèle est proposé pour des matériaux quasi-fragiles à base de résultats expérimentaux précédemment publiés, notamment ceux de Reinhardt et Cornelissen (1984) et de Backers (2004). Les aspects principaux observés par ces travaux sont les suivants :

Sous chargement cyclique de traction/compression directe :

- Un comportement linéaire élastique avant le pic de contrainte
- Adoucissement et diminution de la résistance en traction avec le déplacement post-pic
- Dégradation de la raideur après le pic
- Déplacements relatifs irréversibles
- Récupération de la raideur après chaque fermeture

- Dégradation totale de la raideur et de la résistance en traction après endommagement entier
- Raideur résiduelle en compression sous une forme fortement non-linéaire qui traduit la fermeture de la fracture

Sous un cisaillement cyclique :

- Comportement linéaire élastique avant le pic de contrainte
- Adoucissement et diminution de la résistance au cisaillement jusqu'à une résistance résiduelle
- Légère diminution de la raideur (20% environ)
- Déplacements plastiques irréversibles après chaque cycle de décharge

Le modèle conceptuel proposé peut être interprété à deux échelles : il représente un volume représentatif de la zone de processus de fissuration dans un matériau le long d'une surface prédéfinie, ou une discontinuité non-persistante avec des ponts répartis plus ou moins uniformément sur la surface de la discontinuité. A partir de là, pour facilité, on utilise le terme « joint » pour ces deux types de problème sauf dans le cas où il est nécessaire de citer explicitement un des deux cas. A noter qu'il ne faut pas confondre cette nomination avec celle qui a été défini pour un joint dans le premier chapitre.

Dans le cas de la zone de processus de fissuration (comme dans le cas du modèle de fissure cohésive), en raison de son comportement adoucissement rapide (figures 3.9 et 3.10), on suppose que cette zone est localisée dans une bande très mince (Ingraffea, 1987), et qu'elle peut être représentée par un élément d'épaisseur nulle.

Le modèle est développé en terme de la contrainte normale, σ_n , contrainte de cisaillement, τ , exercées sur le plans de joint, et leur déplacement relatifs associés, u_n et u_t . Les contraintes sont liées aux déplacements relatifs par l'intermédiaire d'une matrice de rigidité :

$$\begin{bmatrix} \tau \\ \sigma_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} k_{tt} & k_{tn} \\ k_{nt} & k_{nn} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u_t \\ u_n \end{bmatrix} \quad (3.35)$$

où k_{tt} et k_{nn} sont les raideurs tangentielle et normale du joint respectivement, et k_{tn} et k_{nt} sont supposés nuls, ce qui signifie absences de dilatance et d'effet de contrainte normale sur le déplacement tangentiel dans le domaine d'élasticité.

Endommagement dans les joints quasi-fragiles :

L'endommagement est modélisé à l'aide du phénomène de contrainte effective comme dans le cas de l'endommagement dans un matériau. La seule différence est que dans le cas de joint tout se passe sur un seul plan ; le plan du joint. Ainsi la définition de la variable d'endommagement pour un joint est plus directe. Imaginons un volume représentatif d'une Zone de Processus de Fissuration (figure 3.18a), analogue avec le cas d'endommagement dans les matériaux. La variable d'endommagement est définie par la densité surfacique des microfissures (d'une surface δS_D) se trouvant sur le plan de la ZPF d'une surface δS :

$$D = \frac{\delta S_D}{\delta S} \tag{3.36}$$

Cette variable est un scalaire pour des joints. Dans le cas des discontinuités non-persistantes, la variable d'endommagement est définie relativement à la somme des surfaces initiales des ponts (rocheux) se trouvant sur un plan représentatif de discontinuité : S_B^i (Figure 3.18.b). Ainsi, la variable d'endommagement est définie par la densité surfacique des fissures (d'une surface S_D) développées à travers des ponts d'une surface initiale S_B^i :

$$D = \frac{S_D}{S_B^i} \tag{3.37}$$

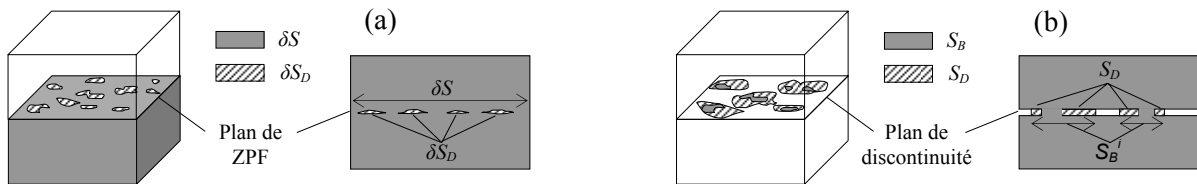


Figure 3.18. Endommagement dans une Zone de Processus de Fissuration et dans une discontinuité non-persistante

Relations constitutives du modèle :

La définition de la contrainte effective au niveau du joint est celle qui a été présentée précédemment pour des problèmes unidimensionnels, mais appliquée à la fois à la contrainte normale et à la contrainte de cisaillement :

$$\tilde{\sigma}_n = \frac{\sigma_n}{1-D} \quad \text{et} \quad \tilde{\tau} = \frac{\tau}{1-D} \quad (3.38)$$

Par conséquent, de manière analogue avec le cas de l'endommagement des matériaux, un modèle de comportement endommagement-élastique pour les joints peut être proposé par les relations constitutives suivantes :

$$\sigma_n = (1-D)k_{nn}u_n \quad (3.39a)$$

$$\tau = (1-D)k_{tt}u_t \quad (3.39b)$$

Un modèle endommagement-plasticité est proposé pour les joints quasi-fragiles en supposant la formulation classique de plasticité, qui assume le déplacement relatif total du joint égal à la somme de ces déplacements relatifs élastique et plastique :

$$u_n = u_n^e + u_n^p \quad \text{et} \quad du_n = du_n^e + du_n^p \quad (3.40a)$$

$$u_t = u_t^e + u_t^p \quad \text{et} \quad du_t = du_t^e + du_t^p \quad (3.40b)$$

Les relations constitutives dans le modèle sont établies par :

$$\sigma_n = (1-D)k_{nn}(u_n - u_n^p) \quad \text{ou} \quad \sigma_n = (1-D)k_{nn}u_n^e \quad (3.41a)$$

$$\tau = (1-D)k_{tt}(u_t - u_t^p) \quad \text{ou} \quad \tau = (1-D)k_{tt}u_t^e \quad (3.41b)$$

Comme il est expliqué au début de cette partie, un des aspects importants du comportement des joints quasi-fragiles, sous un chargement cyclique de traction directe, est la disparition de la raideur en traction en même temps que la persistance d'une raideur résiduelle en compression avec une forme fortement non-linéaire. Tandis que si on applique l'équation 3.41a à l'état ultime de l'endommagement, la raideur disparaît en traction ainsi qu'en compression. Pour gérer ce problème on doit ajouter un nouveau terme à l'équation 3.41a pour représenter la raideur en compression. Mais de quelle forme doit être ce terme ? Revenons sur les résultats expérimentaux de Reinhardt et Cornelissen (1984), correspondant au chargement cyclique avec une contrainte de compression élevée (Figure 3.11). Le terme que l'on cherche doit être capable de représenter à lui seul le comportement du joint à l'état ultime, c'est-à-dire l'endommagement entier. Regardons alors les derniers cycles de chargement. Le comportement est fortement non-linéaire avec une raideur qui tend vers zéro quand la contrainte est nulle, mais qui tend vers l'infini quand la fermeture du joint se rapproche d'une valeur clé : la fermeture maximale. Notons que cet état correspond à l'état d'endommagement entier, autrement dit il correspond à une fracture (dans le cas de la

fissuration, les deux parties du matériau sont complètement détachées, et dans le cas de la discontinuité non-persistante, tous les ponts sont cassés). Nous nous rappelons maintenant du comportement des fractures rocheuses (persistantes) sous chargement normal (présenté dans le chapitre 2). On trouve une analogie étroite entre ces deux comportements ; on peut en déduire alors que le terme que l'on cherche n'est qu'un terme qui représente le comportement d'une fracture sous contrainte normale de compression. D'autre part nous avons l'obligation de préserver la continuité du comportement lors du passage de la traction à la compression, et inversement, avant l'endommagement total. Une forme parabolique est proposée afin d'accomplir tous ces critères qui se superposent à l'équation 3.41a pour décrire le comportement du joint en compression (équation 3.42b). Ainsi à l'état entièrement endommagé, ce terme représente le comportement de la fracture. À l'état non-endommagé ou partiellement endommagé, il représente la fermeture des microfissures dans le cas de la fissuration, et la fermeture des parois du joint dans le cas de discontinuités non persistantes.

D'autre part, nous avons constaté, d'après les résultats expérimentaux de Backers (2004), que sous cisaillement (Mode II) la dégradation de la raideur n'est pas catastrophique et qu'au moins selon les essais effectués par Backers, environ 80% de la raideur tangentielle persiste après l'endommagement total. En cisaillement, contrairement au cas de chargement normal, le comportement reste linéaire et il suffit d'ajouter un terme linéaire à l'équation 3.41b.

Alors, les relations constitutives modifiées, pour prendre en compte les raideurs résiduelles du joint à l'état ultime, sont les suivantes :

$$\sigma_n = (1 - D)k_{np}u_n^e = k_{nD}u_n^e \quad \text{si } u_n^e \geq 0 \quad (3.42a)$$

$$\sigma_n = (1 - D)k_{np}u_n^e - \frac{k_{nf}(u_n^e)^2}{e + u_n^e} = k_{nD}u_n^e \quad \text{si } u_n^e < 0 \quad (3.42b)$$

$$\tau = (1 - D)k_{tp}u_t^e + k_{tf}u_t^e = k_{tD}u_t^e \quad (3.42c)$$

où k_{nD} et k_{tD} sont les raideurs équivalentes normale et tangentielle modifiées pour prendre en compte l'effet de l'endommagement. Les relations 3.42a et b représentent le comportement du joint dans la direction normale en traction et en compression respectivement. En traction il n'existe qu'un seul terme qui représente la raideur des ponts rocheux dans le cas des discontinuités non-persistantes et la raideur du matériau sain (la surface totale moins la surface des microfissures) dans le cas de la fissuration. Cette raideur indiquée par l'indice np (n pour normale et p pour ponts), présente aussi bien en traction qu'en compression, se dégrade

en fonction de l'endommagement et disparaît à l'état ultime de l'endommagement. Un autre terme, intervenant en compression, représente la raideur des fractures dans le cas des discontinuités non-persistantes et la raideur des microfissures dans le cas de fissuration lors de la fermeture. Ce terme représenté par une forme parabolique est une fonction de la fermeture (déplacement relatif normal élastique, u_n^e) et caractérisé par deux paramètres du joint : la raideur des fractures ou fissures, k_{nf} (indicée par n pour normale et f pour fractures/fissures), et une fermeture maximale, e . Ce terme uniquement actif en compression ne dépend pas directement de l'endommagement et persiste en état ultime du joint. La fermeture maximale est supposée être égale à la fermeture maximale initiale plus le déplacement relatif normal plastique :

$$e = e_0 + u_n^p \quad (3.43)$$

D'une manière similaire, il existe deux termes pour décrire le comportement du joint sous cisaillement, k_{tp} et k_{tf} . Le premier terme se dégrade en fonction de l'endommagement et disparaît en état ultime alors que le deuxième reste identique pour tous les états de l'endommagement. Les résultats expérimentaux de Backers, confirmant la persistance d'une raideur résiduelle importante même après fissuration entière et formation d'une fracture d'une part, et une analogie avec l'existence d'une raideur tangentielle pour des fractures (frottant) persistantes d'autre part, montrent que la raideur tangentielle résiduelle est en effet due au frottement et au verrouillage entre les deux parois de la fracture et à la participation d'une bande de matériau qui entoure la fracture. L'estimation de l'épaisseur de cette bande peut nous ramener à une approximation de ce terme de raideur tangentielle.

Le critère d'endommagement-plastique :

Les résultats expérimentaux (Reinhardt et Cornelissen, 1984 ; Slowik et *al.*, 1996a, ...), notamment des essais de traction directe cyclique (où l'effet de l'endommagement est plus remarquable), montrent que suivant le développement des microfissures au niveau du joint, l'apparition de l'endommagement est associée avec des déplacements relatifs plastiques. Ainsi on suppose qu'un seul critère d'endommagement-plastique peut représenter le comportement du joint.

Par la suite, toutes les formulations sont présentées pour le cas de la fissuration et de la modélisation du comportement de la Zone de Processus de la Fissuration. Avec certaines modifications des paramètres, le critère est parfaitement applicable au cas du comportement

des discontinuités non-persistantes. Le choix des paramètres sera discuté dans la partie 3.6 (Choix des paramètres du modèle endo-plastique).

D'après les résultats expérimentaux, la limite du critère en traction est la résistance en traction du matériau. Sous les conditions de chargement mixte (Mode I et II), c'est la combinaison de la contrainte normale et de la contrainte tangentielle qui détermine le seuil de la rupture. Backers (2004) montre que sous cisaillement (Mode II et Mode mixte), la limite de la rupture change d'une manière non-linéaire avec la contrainte normale s'exerçant sur le joint (figure 3.15). Il distingue deux régimes pour la limite de la rupture et les représente avec deux droites dans l'espace contrainte normale-contrainte tangentielle.

L'ensemble des résultats expérimentaux cités dans ce mémoire sous chargement normal et sous cisaillement suggère l'adoption d'une forme hyperbolique pour le critère d'endommagement-plastique.

Un aspect important du comportement du joint lors de la fissuration est la dégradation de la résistance aussi bien en traction (Reinhardt et Cornelissen, 1984) que sous cisaillement (Backers, 2004). Dans les modèles de fissure cohésive, plusieurs types de courbe d'adoucissement sont proposés (Galvez et al. 2002, Figure 3.9) pour représenter cette dégradation de résistance (en traction). Par conséquent nous avons besoin d'une variable interne représentant l'état de l'endommagement du joint qui reflète la dégradation de la résistance et l'effet de l'endommagement sur le critère. La variable d'endommagement, D , comprise entre 0 et 1, est choisie pour cet effet, et elle intervient dans le critère par l'intermédiaire d'une fonction appelée « fonction d'endommagement », $g(D)$.

Le critère endommagement-plasticité hyperbolique suivant est proposé dans le domaine des contraintes :

$$F(\tau, \sigma_n, D) = \tau^2 - \sigma_n^2 \tan^2 \varphi + g(D)\sigma_0\sigma_n - g^2(D)C^2 \quad (3.44)$$

avec :

$$\sigma_0 = \frac{C^2 + \sigma_R^2 \tan^2 \varphi}{\sigma_R} \quad (3.45)$$

$$g(D) = (1 - D)(1 - \beta \ln(1 - D)) \quad (3.46)$$

Les paramètres du critère sont définis par la suite :

- σ_R : la résistance en traction à l'état vierge du joint,
- C : la cohésion apparente (la résistance au cisaillement sous contrainte normale nulle) à l'état vierge du joint,
- φ : l'angle de frottement de la fracture (formé le long du joint) à l'état entièrement endommagé,
- β : un paramètre positif du matériau.

La fonction d'endommagement $g(D)$ a un rôle clé dans le critère. Elle détermine l'effet de l'état d'endommagement sur la taille du critère. Autrement dit, elle définit l'évolution du critère en fonction de la variable d'endommagement. L'intervention de $g(D)$ dans le critère est envisagée d'une manière directe, en tant que multiplicateur pour la cohésion apparente et pour σ_0 (indirectement pour σ_R). $g(D)$ est égale à 1 pour l'état vierge (ou initial ; parce que la définition de la variable d'endommagement est relative, Lemaitre et Chaboche, 2004) du joint correspondant à $D = 0$. Dans cet état le critère aura sa forme hyperbolique. A l'état ultime de l'endommagement ($D = 1$), correspondant à formation entière d'une fracture le long du joint, $g(D)$ est nulle. Dans cet état correspondant à disparition de la résistance en traction et la cohésion apparente du joint, le critère réduit à un critère de frottement de Mohr-Coulomb représentant la résistance au cisaillement résiduelle du joint (transformé à une fracture dans cet état) :

$$F(\tau, \sigma_n) = \tau \pm \sigma_n \tan \varphi \quad (3.47)$$

L'évolution du critère de l'état vierge à l'état ultime de l'endommagement est assurée par la fonction d'endommagement avec une forme logarithmique. Le paramètre β détermine la vitesse de l'endommagement : le taux d'endommagement augmente avec β .

La Figure 3.19 montre un exemple pour le critère d'endommagement-plasticité et son évolution d'une forme correspondant à l'état vierge du joint (pour $D=0$) à une forme ultime correspondant à l'état entièrement endommagé (pour $D=1$). Nous remarquons dans cette figure comment le critère hyperbolique évolue pour être réduit finalement à un critère bilinéaire de Mohr-coulomb avec une résistance en traction et une cohésion apparente nulle, et seulement un frottement qui reste pour participer à la résistance au cisaillement. Dans cet exemple $\sigma_R = 4$ MPa, $C = 5$ MPa et $\varphi = 45^\circ$.

Une caractéristique importante de la formulation proposée est le couplage entre l'endommagement et la dégradation des caractéristiques dans les deux directions normale et tangentielle et leur effet réciproque. L'endommagement sous un chargement uni-axial, i.e. la dégradation de la résistance en traction et la raideur normale, a un effet direct sur les caractéristiques tangentielles (cohésion apparente et raideur tangentielle) et inversement un endommagement sous cisaillement mène également à une dégradation des caractéristiques de la direction normale du joint. D'autre part, l'endommagement est possible sous toutes les combinaisons de chargement normal et tangentiel satisfaisant le critère (Mode mixte).

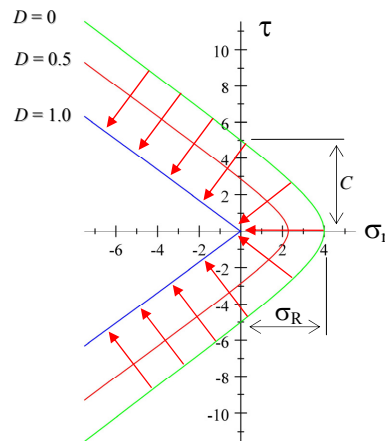


Figure 3.19. Evolution de la surface d'endommagement-plasticité, de son état original (pour $D=0$) à l'état entièrement endommagé (pour $D=1$; équivalant à une fracture)

Dans ce modèle, aucun endommagement ou déplacement relatif plastique n'est prévu en compression. En effet, en adoptant une fermeture maximale du joint, le déplacement relatif normal en compression ne peut pas dépasser cette valeur. Avec l'augmentation de la contrainte de compression et le rapprochement de la fermeture à sa valeur maximale, le joint sera confondu dans le milieu continu représentant le matériau (la roche ou le béton). Dans cette situation, ce sont les caractéristiques du matériau qui déterminent le comportement de l'ensemble du système.

Potentiel plastique :

La définition d'un potentiel plastique est nécessaire afin de déterminer les déplacements relatifs plastiques lorsque l'état des contraintes atteint le critère. Ce potentiel doit remplir plusieurs conditions. D'abord, lors d'un chargement uni-axial (perpendiculaire au plan du joint), les déplacements plastiques doivent être uniquement normaux, c'est-à-dire que dans l'espace $\tau - \sigma_n$, la surface de potentiel plastique doit être perpendiculaire à l'axe de σ_n pour $\tau = 0$. Le deuxième critère est que cette surface doit correspondre à tous les états de

contrainte possibles au niveau du joint. Autrement dit, pour chaque point sur la surface de charge (le critère dans son état actuel), il faut qu'il y ait un point correspondant sur le potentiel plastique. Ce critère doit être accompli pour tous les états d'endommagement, de l'état vierge à l'état ultime de l'endommagement. Une autre caractéristique importante du comportement est la dilatance qui doit intervenir dans le potentiel plastique. La dilatance diminue avec la compression. Elle doit également atteindre un palier en état ultime de l'endommagement. Afin de respecter tous les critères indiqués, un potentiel plastique d'une forme hyperbolique est proposé avec la formulation suivante :

$$G(\tau, \sigma_n, D) = \tau^2 - \sigma_n^2 \tan^2 \psi + g(D)\sigma_s \sigma_n - g^2(D)C_S^2 \quad (3.48)$$

avec :

$$\sigma_s = \frac{C_S^2 + \sigma_R^2 \tan^2 \psi}{\sigma_R} \quad (3.49)$$

Les paramètres du potentiel sont :

- ψ : l'angle de dilatance de la fracture (formé le long du joint) à l'état entièrement endommagé,
- C_S : la constante de dilatance (l'intersection de la surface de potentiel avec l'axe de τ) déterminant la dilatance du joint à l'état vierge du joint,

Comme dans le cas du critère d'endommagement-plasticité, la fonction d'endommagement $g(D)$ intervient dans la formulation du potentiel plastique, notamment pour refléter l'effet de l'endommagement sur la dilatance, mais aussi pour respecter la correspondance du potentiel et le critère d'endommagement-plasticité lors de l'évolution de ce dernier.

ψ est l'angle de dilatance du joint à son état entièrement endommagé correspondant à la formation d'une fracture le long du joint. Mais l'angle de dilatance à l'état vierge du joint est supérieur à ψ . Grâce à la constante de dilatance C_S , on peut définir la valeur de la dilatance pour l'état vierge du joint. Grâce à la forme hyperbolique du potentiel, la dilatance du joint à l'état vierge (ou partiellement endommagé) diminue avec la compression (contrainte normale).

La figure 3.20 montre quelques exemples de potentiel plastique à l'état vierge d'un joint avec $\psi=0$ et $\sigma_R = 4$ MPa. On remarque tout d'abord la possibilité d'avoir une dilatance non nulle pour le joint à l'état vierge – même avec $\psi=0$ – en spécifiant une valeur non nulle à C_S . La deuxième remarque est la diminution de la dilatance avec la contrainte normale de compression (la courbe rouge du milieu). Et en fin l'importante possibilité de définir la valeur souhaitée de la dilatance pour le joint à l'état vierge (même avec $\psi=0$) en attribuant une valeur appropriée à la constante de dilatance, C_S . La figure 3.20 montre trois courbes pour trois valeurs différentes de C_S . Avec $\psi=0$, on peut avoir une dilatance de 1,5, 12 et 22° à $\sigma_n = 10$ MPa, en attribuant à C_S respectivement les valeurs de 0,4, 4, et 8 MPa.

On constate également dans la figure 3.20 que pour toutes les valeurs de C_S , la direction du déplacement relatif plastique sous un chargement normal pur est parallèle à l'axe σ_n c'est-à-dire que le déplacement plastique est également normal.

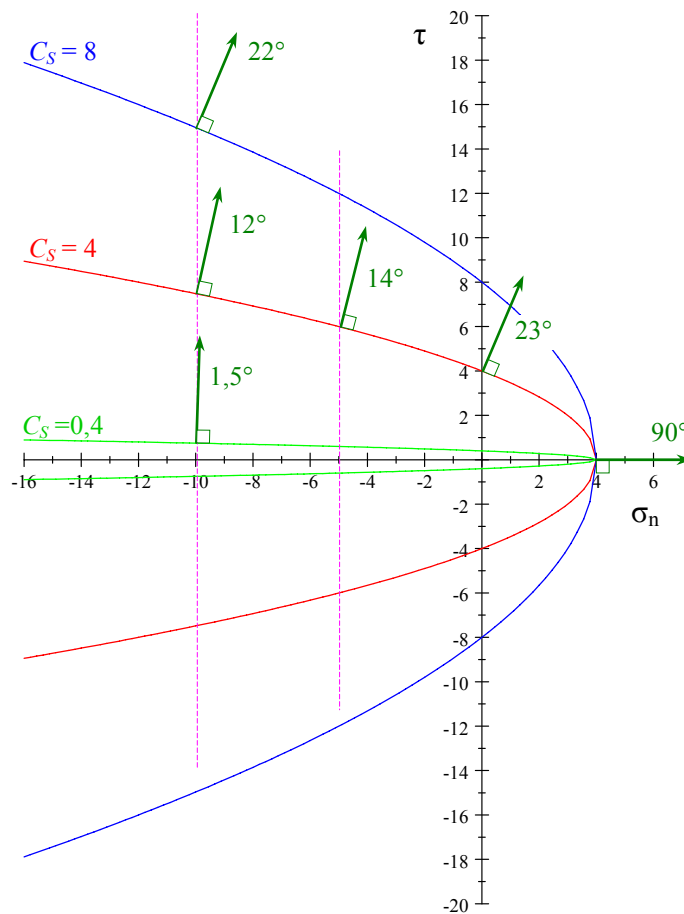


Figure 3.20. Définition de la dilatance du joint à l'état vierge avec la constante de dilatance C_S (exemple pour $\psi=0$ et $\sigma_R = 4$ MPa)

Les incréments des déplacements relatifs plastiques dans les deux directions normale et tangentielle sont déterminés à l'aide de la loi l'écoulement :

$$du_n^p = d\lambda \frac{\partial G}{\partial \sigma_n} \quad (3.50a)$$

$$du_t^p = d\lambda \frac{\partial G}{\partial \tau} \quad (3.50b)$$

où $d\lambda$ est le multiplicateur plastique dont la méthode de détermination est expliquée par la suite. Comme $\frac{\partial G}{\partial \tau}$ et $\frac{\partial G}{\partial \sigma_n}$ sont des quantités de l'unité de contrainte, et comme du_t^p et du_n^p sont des quantités de l'unité de longueur, $d\lambda$ doit avoir l'unité de longueur sur contrainte.

Evolution de variable d'endommagement et les déplacements plastiques :

La condition de consistance de l'endommagement-plasticité implique qu'après un incrément de contrainte (chargement) à partir d'un état de contrainte situé sur la surface d'endommagement-plasticité, le vecteur de contrainte doit rester sur la surface d'endommagement-plasticité. Cette condition est traduite mathématiquement par :

$$dF = \frac{\partial F(\tau, \sigma_n, D)}{\partial \tau} d\tau + \frac{\partial F(\tau, \sigma_n, D)}{\partial \sigma_n} d\sigma_n + \frac{\partial F(\tau, \sigma_n, D)}{\partial D} dD = 0 \quad (3.51)$$

ou

$$dD = \frac{-1}{\frac{\partial F(\tau, \sigma_n, D)}{\partial D}} \left(\frac{\partial F(\tau, \sigma_n, D)}{\partial \tau} d\tau + \frac{\partial F(\tau, \sigma_n, D)}{\partial \sigma_n} d\sigma_n \right) \quad (3.52)$$

En remplaçant les dérivées partielles du critère par rapport à τ, σ_n et D dans l'équation 3.52 on obtient l'incrément de la variable d'endommagement en fonction des incréments de contrainte :

$$dD = \frac{\pi d\tau + (g(D)\sigma_0 - \sigma_n \tan^2 \varphi) d\sigma_n}{(\beta - (1 - \beta \ln(1 - D)))(g(D)C^2 - \sigma_0 \sigma_n)} \quad (3.53)$$

Dû à la nature adoucissante de la relation contrainte-déplacement et pour la possibilité d'implémentation de cette formulation dans les programme numérique (les codes aux éléments finis entre autres), il est préférable de présenter les variations de l'incrément de

paramètre d'endommagement en fonction des incréments de déplacement relatifs. Dans ce but on détermine d'abord les relations incrémentales de contrainte-déplacement relatives à partir des équations 3.42a à 3.42c et l'équation 3.43 :

$$d\sigma_n = -k_{np}u_n^e dD + (1-D)k_{np}du_n^e \quad \text{si } u_n^e \geq 0 \quad (3.54a)$$

$$d\sigma_n = -k_{np}u_n^e dD + \left((1-D)k_{np} - \frac{2(e_0 + u_n^p)u_n^e + (u_n^e)^2}{(e_0 + u_n^p + u_n^e)^2} k_{nf} \right) du_n^e + \frac{(u_n^e)^2}{(e_0 + u_n^p + u_n^e)^2} k_{nf} du_n^p \quad (3.54b)$$

si $u_n^e < 0$

$$d\tau = -k_{ip}u_i^e dD + ((1-D)k_{ip} + k_{if})du_i^e \quad (3.54c)$$

En remplaçant les incréments de contrainte, obtenus dans les équations 3.54a à 3.54c, dans l'équation 3.53 on obtient l'incrément d'endommagement en fonction des déplacements relatifs élastiques et les incréments de déplacement relatif élastique (et plastique pour $u_n^e < 0$) ;

pour $u_n^e \geq 0$:

$$dD = \frac{k_{iD}^2 u_i^e du_i^e + (1-D)(g(D)\sigma_0 - k_{nD}u_n^e \tan^2 \varphi)k_{np} du_n^e}{\left((\beta - (1 - \beta \ln(1 - D)))g(D)C^2 + k_{iD}k_{ip}(u_i^e)^2 \right) + (2g(D) - (1 - D)\beta)\sigma_0 k_{np} u_n^e - k_{nD}k_{np}(u_n^e)^2 \tan^2 \varphi} \quad (3.55)$$

pour $u_n^e < 0$

$$dD = \frac{\left(k_{iD}^2 u_i^e du_i^e + (g(D)\sigma_0 - k_{nD}u_n^e \tan^2 \varphi) \left((1-D)k_{np} - \frac{2(e_0 + u_n^p)u_n^e + (u_n^e)^2}{(e_0 + u_n^p + u_n^e)^2} k_{nf} \right) du_n^e + (g(D)\sigma_0 - k_{nD}u_n^e \tan^2 \varphi) \frac{(u_n^e)^2}{(e_0 + u_n^p + u_n^e)^2} k_{nf} du_n^p \right)}{\left(k_{iD}k_{ip}(u_i^e)^2 + (\beta - (1 - \beta \ln(1 - D)))g(D)C^2 - \sigma_0 k_{nD}u_n^e \right) + k_{np}u_n^e(g(D)\sigma_0 - k_{nD}u_n^e \tan^2 \varphi)} \quad (3.56)$$

Pour pouvoir intégrer ces formulations dans un programme de calcul incrémental, nous avons besoin d'exprimer les relations en fonction des incréments de déplacements relatifs totaux. En réunissant les équations 3.40a,b et 3.50a,b nous avons :

$$du_n^e = du_n - d\lambda \frac{\partial G}{\partial \sigma_n} \quad (3.57a)$$

$$du_t^e = du_t - d\lambda \frac{\partial G}{\partial \tau} \quad (3.57b)$$

En remplaçant les équations 3.57a,b et l'équation 3.50a dans les équations 3.55 et 3.56 nous nous sommes sentés obtenir l'incrément de l'endommagement en fonction des incréments totaux du déplacement relatif. Par conséquent il intervient dans les formulations une deuxième inconnue, i.e. le multiplicateur de plasticité $d\lambda$. Nous n'avons par contre qu'une seule condition de consistance. Nous sommes obligés de faire intervenir une deuxième équation pour avoir des solutions pour les deux inconnues dD et $d\lambda$.

Lorsque l'état de contraintes dépasse le critère, les déplacements relatifs inélastiques sont composés de deux parties : les déplacements endommagement-élastiques et les déplacements plastiques. Les résultats expérimentaux de Reinhardt et Cornelissen (1984) ont montré que de l'état initial du joint à son état ultime d'endommagement, les déformations irréversibles augmentent. D'autre part, après endommagement entier du joint, si on augmente le chargement, tous les déplacements seront des déplacements plastiques et on aura un comportement élasto-plastique. On en déduit qu'au moment de l'apparition de l'endommagement dans le joint vierge, les déplacements sont répartis avec un taux initial entre les déplacements endommagement-élastiques et les déplacements plastiques. Avec l'augmentation du chargement, la part de déplacement endommagement-élastique diminue et la part de déplacement plastique augment jusqu'à l'état entièrement endommagé, où tous les déplacements irréversibles appartiennent aux déplacements plastiques. La relation suivante est proposée afin d'assurer la répartition des déplacements relatifs inélastiques entre les déplacements endommagement-élastiques et les déplacements plastiques :

$$d\lambda = \frac{dD}{A(g(D))^m} \quad (3.58)$$

où A et m sont les deux paramètres du matériau qui déterminent, avec le paramètre β , la forme de la courbe d'adoucissement et la manière dont sont répartis les déplacements inélastiques entre les déplacements endommagement-élastiques et les déplacements plastiques. β et m sont des quantités sans dimension, mais A est un paramètre de l'unité de contrainte sur la longueur (MPa/mm par exemple). En remplaçant les équations 3.57a,b, 3.50a

et 3.58 dans les équations 3.55 et 3.56 nous obtenons finalement la solution incrémentale de $d\lambda$ en fonction des incréments de déplacements relatifs totaux :

pour $u_n^e \geq 0$:

$$d\lambda = \frac{k_{iD}^2 u_t^e du_t + (1-D)(g(D)\sigma_0 - k_{nD} u_n^e \tan^2 \varphi) k_{np} du_n}{\left(\begin{aligned} & \left((\beta - (1-\beta \ln(1-D)))g(D)C^2 + k_{iD} k_{ip} (u_t^e)^2 \right. \\ & \left. + (2g(D) - (1-D)\beta)\sigma_0 k_{np} u_n^e - k_{nD} k_{np} (u_n^e)^2 \tan^2 \varphi \right) A(g(D))^m \\ & \left. + k_{iD}^2 u_t^e \frac{\partial G}{\partial \tau} + (1-D)(g(D)\sigma_0 - k_{nD} u_n^e \tan^2 \varphi) k_{np} \frac{\partial G}{\partial \sigma_n} \right) } \quad (3.59) \end{aligned} \right)$$

pour $u_n^e < 0$

$$d\lambda = \frac{k_{iD}^2 u_t^e du_t + (g(D)\sigma_0 - k_{nD} u_n^e \tan^2 \varphi) \left((1-D)k_{np} - \frac{2(e_0 + u_n^p)u_n^e + (u_n^e)^2}{(e_0 + u_n^p + u_n^e)^2} k_{nf} \right) du_n}{\left(\begin{aligned} & \left((\beta - (1-\beta \ln(1-D)))g(D)C^2 - \sigma_0 k_{nD} u_n^e \right) \\ & \left. + k_{np} u_n^e (g(D)\sigma_0 - k_{nD} u_n^e \tan^2 \varphi) + k_{iD} k_{ip} (u_t^e)^2 \right) A(g(D))^m \\ & \left. + (g(D)\sigma_0 - k_{nD} u_n^e \tan^2 \varphi) \left((1-D)k_{np} - \frac{2((e_0 + u_n^p)u_n^e + (u_n^e)^2)}{(e_0 + u_n^p + u_n^e)^2} k_{nf} \right) \frac{\partial G}{\partial \sigma_n} \right. \\ & \left. + k_{iD}^2 u_t^e \frac{\partial G}{\partial \tau} \right) } \quad (3.60) \end{aligned} \right)$$

L'incrément de la variable d'endommagement, dD , sera calculé par la relation 3.58.

Notons que dans les étapes de formulation, un modèle endommagement-élastique est d'abord proposé (Bemani Yazdi et Pouya, 2008), puis ce dernier est modifié pour obtenir le modèle endommagement-plastique (Bemani Yazdi et Pouya, 2009). Le modèle est d'abord implémenté dans un programme pour modéliser le comportement d'un seul point. Après des tests et des validations préliminaires, le modèle est implémenté dans le code aux éléments finis CESAR-LCPC (Humbert et *al.*, 2005). Les éléments joints avaient été implémentés auparavant dans ce code, ce qui permet de prendre en compte les discontinuités sous forme de joints élastiques ou élasto-plastiques à élasticité linéaire (Pouya et *al.* 2009). Le modèle endommagement-plastique est adopté dans le Code CESAR-LCPC en tant que modèle de comportement pour des éléments joints. Ainsi, avec cet outil, les problèmes de fissuration peuvent être étudiés dans les cas où le chemin de fissuration est déjà prédit. Dans la version standard de CESAR-LCPC, il existe plusieurs méthodes de solution, chacune adaptée à certains types d'éléments et à certaines lois de comportement. Pour la première étape le

modèle d'endommagement-plasticité est adapté pour une solution avec la méthode Newton-Raphson. Dans cette méthode la matrice de rigidité globale reste inchangeable et l'effet de l'endommagement intervient dans le second membre et par l'intermédiaire de la projection de l'état de contraintes dans chaque itération sur le critère. Cette méthode est approximative et pour qu'elle soit plus efficace il faut que les incréments de charge soient très petits. Une autre non-linéarité du modèle intervient dans la direction normale sous compression. Même si l'implémentation du modèle dans CESAR-LCPC est telle que les résultats sont bons au niveau du joint, à cause de la méthode utilisée pour la résolution, les résultats peuvent ne pas être corrects dans les autres types d'éléments (éléments massifs) utilisés dans le modèle lors des chargements cycliques répétitifs du joint sous compression. L'adaptation du modèle avec les méthodes de solutions plus adéquates pour les comportements non-linéaires peut être envisagée comme une perspective du travail présent. Les détails des programmations et les modifications effectuées dans le code sont présentés dans un cahier de charge (Bemani Yazdi, 2009).

3.6. Choix des paramètres du modèle endo-plastique

Le développement d'un nouveau modèle est complet et efficace quand il est accompagné d'une méthode systématique de détermination de ses paramètres. Ceci est d'autant plus vrai quand le modèle comprend plus de paramètres. Un modèle compliqué avec beaucoup de paramètres dont nous ne connaissons ni la signification ni la méthode de leur détermination n'est qu'un ensemble des formules peu utiles.

Après le développement du modèle présent, et l'obtention de résultats généralement satisfaisants par rapport aux résultats expérimentaux, une partie importante de notre travail est consacrée à l'identification des paramètres afin de proposer une méthode de détermination des paramètres. En prenant en compte les effets de l'endommagement, i.e. la dégradation de la raideur du joint, de sa résistance, ainsi que le couplage endommagement-plastique, la seule méthode à partir de laquelle nous sommes capables d'identifier complètement tous les paramètres du modèles est la réalisation de deux séries d'essais cycliques en direction normale et tangentielle, similaire à ceux effectués par Reinhardt et Cornelissen (1984) et Backers (2004) respectivement. Pourtant, certains paramètres du modèle peuvent être identifiés par des méthodes plus ou moins classiques.

Le modèle endommagement-plastique proposé comporte au total treize paramètres que nous pouvons classer dans quatre catégories : les paramètres de résistance, de dilatance, de raideurs, et de forme et couplage endo-plastique post-pic. Les paramètres de chacune des catégories indiquées sont définis par la suite :

Les paramètres de la résistance :

- σ_R : la résistance en traction à l'état vierge du joint,
- C : la cohésion apparente (la résistance au cisaillement sous contrainte normale nulle) à l'état vierge du joint,
- φ : l'angle de frottement de la fracture (formé le long du joint) à l'état entièrement endommagé,

Les paramètres de la dilatance :

- ψ : l'angle de dilatance de la fracture (formé le long du joint) à l'état entièrement endommagé,
- C_S : la constante de dilatance (l'intersection de la surface de potentiel avec l'axe de τ) déterminant la dilatance du joint à l'état vierge du joint.

Les paramètres de raideurs :

- k_{np} : la raideur normale du joint en traction,
- k_{nf} : un paramètre du matériau décrivant la rigidité non-linéaire normale du joint en compression,
- e_0 : la fermeture maximale initiale du joint,
- k_{tp} : la raideur tangentielle endommageable du joint,
- k_{tf} : la raideur tangentielle résiduelle du joint.

Les paramètres de forme et couplage endo-plastique post-pic :

- β : un paramètre positif du matériau déterminant la vitesse de l'endommagement,
- A : un paramètre positif du matériau déterminant l'évolution de l'endommagement et la répartition des déplacements inélastiques entre les déplacements endo-élastiques et les déplacements plastiques,

- m : un paramètre positif du matériau avec un fonctionnement similaire au paramètre A .

Par la suite, les paramètres de chaque catégorie, ainsi que les méthodes de détermination associées sont discutés. Il faut rappeler que comme le modèle est proposé pour modéliser deux cas différents : Zone de Processus de Fissuration dans le matériau (selon une direction prédéfini), et cas de discontinuités non-persistantes, l'identification des paramètres pour chacun des deux cas est différente. Ainsi la détermination des paramètres pour chacun de ces deux cas est discutée.

Les paramètres de la résistance :

Les paramètres déterminant la résistance du joint sont les paramètres les plus déterminants dans le comportement du joint. Ils sont d'ailleurs relativement simples à identifier par rapport aux autres.

Pour le cas de la fissuration dans un matériau quasi-fragile, σ_R est la résistance en traction dans un essai de traction directe unidimensionnelle. Pourtant l'effet d'échelle est très important dans sa valeur comme il est expliqué dans la partie 3.3 (résultats expérimentaux). Slowik et *al.*, (1996a) ont montré que la résistance en traction du béton déterminée par un essai de traction directe à grande échelle est à peu près la moitié de la valeur obtenue par des essais Brésiliens.

C et φ peuvent être déterminés par un série d'Essai de Poinçon à Cisaillement Transversal (Punch-Through Shear Test) proposés par Backers (2004) avec différentes pression de confinement. Dans ce cas nous pouvons les déterminer grâce à une enveloppe de résistance comme celles présentées dans la figure 3.15 : dans un telle diagramme, C est l'intersection de l'enveloppe avec l'axe de τ , et φ est associée à la pente de l'enveloppe à des pressions de confinement élevées. Dans le cas d'inaccessibilités à de tels résultats, nous pouvons associer, avec précaution, ces deux paramètres aux résultats similaires obtenus par des essais triaxiaux.

Pour le cas des discontinuités non-persistantes, φ peut être associé à l'angle de frottement des fractures présentes le long de la discontinuité. A la base de la théorie de la Mécanique Elastique Linéaire de la Rupture par Fissuration, Rooke and Cartwright (1976, cité par Kemeny, 2003) proposent la relation suivante pour estimer la valeur de la cohésion apparente

(C) d'une discontinuité d'une largeur de $2w$ contenant un pont (rocheux) de largeur $2a$, sous un champ de contraintes normale et tangentielle éloignée, (Figure 3.21) :

$$C = \frac{K_{IIc} \sqrt{\pi a}}{2w} \quad (3.61)$$

où K_{IIc} est le facteur de ténacité en modes II et $a \ll w$.

Shi (1973, cité par Kemeny et Cook, 1986, et Diederichs et Kaiser, 1999) propose une relation similaire en mode I avec laquelle nous pouvons estimer σ_R pour une discontinuité non-persistante :

$$\sigma_R = \frac{K_{Ic} \sqrt{\pi a}}{2w} \quad (3.62)$$

où K_{Ic} est le facteur de ténacité en modes I et $a \ll w$. Ou la relation suivante pour une discontinuité circulaire d'une surface totale de A et un pont (rocheux) circulaire au milieu de rayon de $2a$:

$$\sigma_R = \frac{K_{Ic} 2a \sqrt{\pi a}}{A} \quad (3.63)$$

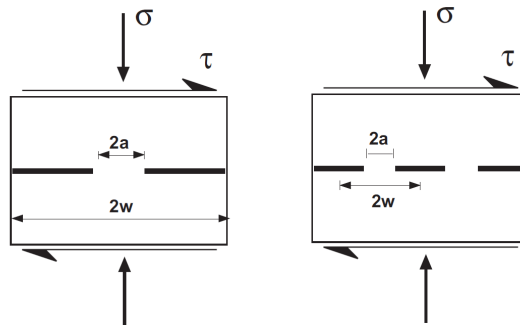


Figure 3.21. Estimation de C pour une discontinuité non-persistante sous un champ de contraintes normale et tangentielle éloignée avec a) un seul pont (rocheux), b) ponts (rocheux) multiples (Kemeny 2003)

Backers (2004) a réuni dans un tableau un ensemble de valeurs obtenues issues des résultats expérimentaux précédents pour K_{Ic} , K_{IIc} , en plus des résultats qu'il a obtenu par ses propres expérimentations. Zhang (2002) présente aussi un ensemble de valeurs de σ_R et K_{Ic} pour plusieurs types de roche. Il propose également une relation afin de calculer σ_R en fonction de K_{Ic} .

Les paramètres de la dilatance :

Comme le montre sa définition, ψ est l'angle de dilatance de la fracture formé le long du joint à l'état entièrement endommagé. Il est associé à l'angle des aspérités de premier ordre de la fracture. Pour le cas de la fissuration dans un matériau quasi-fragile, si nous disposons des résultats des essais de type Essais de Poinçon à Cisaillement Transversal (Punch-Through Shear Test) proposé par Backers (2004), ψ peut être déterminé par la pente résiduelle de la courbe de déplacement relatif normal en fonction du déplacement tangentiel ($u_n - u_t$). En cas de manque de tels résultats, les valeurs typiques de l'angle de dilatance pour des fractures fraîches peuvent être attribuées à ψ .

C_S déterminant la dilatance du joint à l'état vierge du joint, il doit être déterminé en fonction de ψ et des caractéristique de résistance du joint. En effet, on suppose qu'en état vierge, pour les contraintes de compression basse et modérée, la dilatance est plus grande qu'en état endommagé. Ainsi C_S détermine la valeur qui s'ajoute à ψ pour représenter la dilatance en état vierge. La dilatance du joint à l'état vierge est supposée être une fonction décroissante de la contrainte normale (Figure 3.20). Avec une valeur supérieure égale à ψ pour contrainte normale nulle, la dilatance tend vers ψ pour des contraintes normales très élevées. D'autre part, la dilatance du joint diminue en fonction de l'endommagement et se réduit à ψ pour l'état ultime de l'endommagement. A cet état, la dilatance est supposée être constante, indépendamment de la contrainte normale.

Pour déterminer la valeur de C_S , nous déterminons d'abord la valeur de l'angle de dilatance à l'état vierge (l'angle de dilatance initiale), ψ_i , pour la gamme de la contrainte normale intéressée, puis C_S est calculé en fonction de ψ_i . L'angle de dilatance initiale, ψ_i , peut être déterminé comme ψ , par la pente initiale de la courbe de déplacement relatif normal en fonction du déplacement tangentiel ($u_n - u_t$) dans un essai de cisaillement. En cas d'absence de résultats d'un tel essai, il peut être associé à la dilatance du matériau comprenant le joint pour la gamme de contrainte de confinement similaire.

Une fois la valeur de ψ_i déterminée, C_S peut être calculé à l'aide de la relation $\psi_i = du_n^p / du_t^p$ et les équations 3.50a,b, qui mènent, après les opérations mathématiques, à la relation suivante :

$$C_S = \sqrt{\sigma_R (2 \tan \psi_i \tau + \tan^2 \psi (2\sigma_n - \sigma_R))} \quad (3.64)$$

où σ_n est la contrainte normale moyenne de la gamme de contrainte normale intéressée, et τ est la résistance au cisaillement du joint vierge pour cette valeur de σ_n :

$$\tau = \pm \sqrt{\tan^2 \varphi \sigma_n^2 - \frac{C^2 + \sigma_R^2 \tan^2 \varphi}{\sigma_R} \sigma_n + C^2} \quad (3.65)$$

Dans le cas des discontinuités non-persistantes, si les fractures sont fraîches, ψ est associé à la dilatance des fractures. Si les fractures sont altérées ψ peut être calculé par la moyenne de la dilatance des fractures altérées et des fractures fraîches créées après l'endommagement entier selon leur poids surfacique. C_S peut être calculé par une méthode similaire au cas de la fissuration dans le matériau, sa valeur peut être réduite, avec un jugement, vis-à-vis du poids surfacique des ponts (rocheux) dans la discontinuité.

Il est important de souligner l'effet du paramètre ψ et notamment celui de C_S sur les déplacements plastiques normaux. Même si ces deux paramètres sont des paramètres qui sont normalement reliés au comportement du joint en cisaillement, ils interviennent aussi lors d'un chargement purement normal. D'après les équations 3.48, 3.49 et 3.50b, l'incrément de déplacement plastique normal est calculé par l'équation suivante :

$$du_n^p = d\lambda \left(-2\sigma_n \tan^2 \psi + g(D) \frac{C_S^2 + \sigma_R^2 \tan^2 \psi}{\sigma_R} \right) \quad (3.66)$$

Il est alors évident que les paramètres ψ et C_S interviennent aussi dans le comportement normal du joint et dans le couplage endommagement-plastique dans la direction normale. Malheureusement la plupart des résultats expérimentaux dans la direction normale dont nous disposons ne sont pas accompagnés de résultats en cisaillement afin de déterminer correctement ces deux paramètres pour les utiliser sous un chargement normal.

Les paramètres de raideurs :

Pour le cas de la fissuration dans un matériau quasi-fragile, k_{np} , k_{nf} et e_0 peuvent être déterminées par des essais de traction (-compression) directs cycliques sur le matériau. Dans ce cas k_{np} est la raideur normale du joint en traction. k_{nf} et e_0 qui définissent le comportement

non-linéaire normal du joint en compression peuvent être déterminées à l'aide des résultats des essais indiqués ci-dessus en compression. e_0 est la somme des ouvertures initiales des microfissures croisant une droite (ou un plan en 3D) perpendiculaire au joint, le long de l'épaisseur de la Zone de Processus de Fissuration (figure 3.12), avec des valeurs de l'ordre de grandeur de quelques micromètres à quelques dizaine de micromètres pour la roche et le béton. k_{nf} , qui détermine la raideur du joint à l'état entièrement endommagé, peut être déterminée à l'aide des résultats de l'essai cyclique à l'état ultime de l'endommagement.

k_{ip} et k_{jf} peuvent être déterminés à l'aide d'un essai de cisaillement cyclique. Dans ce cas, la pente de la partie initiale de la courbe contrainte-déplacement relatif tangentiel représente $k_{ip}+k_{jf}$, cette valeur est associée à la raideur tangentielle linéaire élastique du joint vierge. k_{jf} et égal à la raideur tangentielle résiduelle du joint à l'état ultime de l'endommagement. Selon les seuls résultats expérimentaux publiés par Backers (2004), la raideur résiduelle (k_{jf}) est environ 80% de la raideur initiale ($k_{ip}+k_{jf}$).

Dans le cas d'absence de résultats d'essais cycliques, on doit d'abord avoir une estimation de l'épaisseur de la Zone de Processus de Fissuration, e_{ZPF} , de l'ordre de quelques dixièmes à quelques millimètres. On peut avoir une estimation de k_{np} par la relation suivante :

$$k_{np} = \frac{E}{e_{ZPF}} \quad (3.67)$$

où E est le module d'Young du matériau. k_{nf} peut être estimé comme une fraction de k_{np} (20% de k_{np} par exemple). e_0 aussi peut être estimé de quelques micromètres. La raideur tangentielle initiale du joint peut être calculée par la relation suivante :

$$k_{ip} + k_{jf} = \frac{G}{e_{ZPF}} \quad (3.68)$$

et $k_{jf} \approx 0.8(k_{ip}+k_{jf})$, où G est le module de cisaillement du matériau.

Dans le cas des joints non-persistants, k_{jf} , k_{nf} , et e_0 sont les caractéristiques liées aux fractures. k_{jf} est la raideur tangentielle des fractures et e_0 est la fermeture maximale des fractures. Elles peuvent être déterminées directement par les méthodes classiques utilisées pour des joints rocheux. k_{nf} peut être déterminée par un calage de deuxième terme de l'équation 3.42b, avec une des relations classique du comportement normal des joints rocheux, équation 2.3 par exemple :

$$-\frac{k_{nf}(u_n^e)^2}{e + u_n^e} \equiv \frac{u_n^e}{a - bu_n^e} \quad (3.69)$$

k_{tp} et k_{np} sont les raideurs liées aux ponts (rocheux). On peut les calculer par les relations suivantes :

$$k_{np} = \left(\frac{a}{w}\right) \frac{E}{e_0} \quad (3.70a)$$

$$k_{tp} = \left(\frac{a}{w}\right) \left(\frac{G}{e_0} - k_{tf}\right) \quad (3.70b)$$

où $\left(\frac{a}{w}\right)$ est la densité surfacique des ponts rocheux.

Les paramètres de forme et couplage endo-plastique post-pic :

Les paramètres β , A et m sont des constantes positives du matériau déterminant la vitesse de l'endommagement, la forme de la courbe d'adoucissement et la répartition des déplacements relatifs endo-élastiques et plastique. L'identification de ces paramètres n'est possible qu'en disposant des résultats des essais cycliques au moins dans la direction normale, c'est-à-dire des essais de traction-compression direct. Un essai cyclique de cisaillement sert à confirmer et raffiner les paramètres obtenus. Pourtant, vu la difficulté de sa réalisation, dans le cas d'absence de résultats de tel essai, la confirmation des paramètres obtenus par les résultats des essais cycliques dans la direction normale peut se faire avec une modélisation numérique en cisaillement.

La méthode d'identification des paramètres β , A et m , à l'aide des résultats des essais cycliques, est expliquée dans la partie 3.7 (Validation du modèle endo-plastique). La détermination de ces paramètres n'est pas la partie la plus simple du travail, par rapport aux autres paramètres. Plusieurs modélisations paramétriques ont montré que même si on peut donner un ordre de grandeur pour ces paramètres, ils ne sont pas indépendants des autres paramètres du joint. Ainsi, afin d'identifier ces paramètres, il faut d'abord déterminer tous les autres paramètres du joint, puis effectuer des modélisations numériques des essais cycliques dont les résultats expérimentaux sont disponibles. Les paramètres peuvent être déterminés par calage des résultats numériques aux résultats expérimentaux à l'aide d'une série de modélisations paramétriques. Il vaut mieux réaliser d'abord une série de modélisations

paramétriques avec un chargement monotone (même si nos résultats expérimentaux sont cycliques). Une fois que l'on a trouvé de bons paramètres pour le cas monotone, on peut passer à un raffinement des paramètres par des modélisations cycliques.

Si les valeurs choisies sont loin des valeurs appropriées, les premières tentatives risquent de ne pas être très encourageantes. Afin d'avoir une idée de l'effet de ces paramètres sur la forme de la courbe contrainte-déplacement relatif, trois séries de modélisations paramétriques ont été effectuées avec un modèle numérique représentant l'essai de traction directe à grande échelle effectué par Slowik et *al.* (1996a). À part les trois paramètres de forme et de couplage, les autres paramètres utilisés dans la modélisation sont donnés dans le tableau suivant :

Tableau 3.1. Les paramètres attribués aux éléments joints (sauf β , A et m) afin de modélisation de l'essai de traction directe à grande échelle de Slowik et *al.* (1996a)

k_{np} (MPa/mm)	k_{nf} (MPa/mm)	e_0 (mm)	k_{ip} (MPa/mm)	k_{if} (MPa/mm)	φ (°)	C (MPa)	σ_R (MPa)	ψ (°)	C_S (MPa)
50	10	0,05	4	16,8	45	2	1,65	10	2

Les paramètres cités dans le tableau ci-dessus ont été maintenus constants en faisant varier individuellement les trois autres paramètres β , A et m afin d'étudier leur effet sur la courbe de contrainte-déplacement relatif.

Dans la première série de modélisations paramétriques, les deux paramètres A et m sont fixés à des valeurs constantes et β varie entre 0,01 et 1,0. Selon la forme désirée β peut prendre des valeurs supérieures à un. Quant à la marge inférieure, on peut distinguer qu'attribuer des valeurs en dessous de 0,1, ne change pas beaucoup la forme de la courbe par rapport à celle avec $\beta=0,1$ (Figure 3.22). Pour des valeurs basses de β , l'endommagement est plus rapide au début mais il devient plus long vers la fin et la courbe a une concavité vers le haut pour toutes les valeurs de u_n . Avec des valeurs plus élevées, l'endommagement devient légèrement moins rapide au début et plus rapide vers la fin, avec une convexité vers le bas au début qui tourne vers le haut après un certain déplacement. Pour la gamme choisie, l'enveloppe de variation de la courbe en fonction de β n'est pas très large. Il est possible d'attribuer des valeurs plus grandes que un à β , dans ce cas, la courbe présente un pic après le seuil d'endommagement. Autrement dit on aura d'abord un durcissement, puis un adoucissement. Dans cette condition une valeur proportionnellement inférieure à la résistance

en traction doit être attribuée à σ_R , de telle manière que la courbe atteigne la résistance en traction au pic. Un exemple avec $\beta > 1$ est présenté dans la partie suivante.

Dans la deuxième série de modélisations paramétriques, les deux paramètres β et m ont été maintenus constants et A a varié entre 2 et 50 MPa/mm. La première chose qui peut être remarquée, est que la gamme de variation de A est plus étendue et son effet est plus important sur la forme de la courbe (Figure 3.23). A détermine directement la répartition des déplacements inélastiques entre les déplacements endo-élastiques et les déplacements plastiques. Plus la valeur de A est grande, plus les déplacements endo-élastiques sont grands et plus les déplacements plastiques sont faibles. Ainsi pour des valeurs élevées de A , l'endommagement est plus rapide et si on attribue des valeurs très grandes à A , le comportement tend vers un comportement endo-élastique. Par contre, si on attribue des valeurs très faibles à A , le comportement tend vers un comportement élasto-plastique. L'enveloppe des courbes de contrainte-déplacement est très large en fonction de A , et son effet est déterminant sur le comportement endo-plastique. La gamme de A peut-être plus large que les valeurs utilisées pour cet exemple. Comme il est expliqué précédemment, ces trois paramètres dépendent des autres paramètres du joint. Nous verrons dans la partie suivante que selon les valeurs des autres paramètres et la forme de la courbe, A peut prendre des valeurs de l'ordre de 1500 MPa/mm.

L'effet du paramètre m est étudié dans la troisième série de modélisations paramétriques, où β et A ont été maintenus constants et m a varié entre 1 et 10. Plus m est petit plus l'endommagement est rapide et inversement (Figure 3.24). Une remarque intéressante est que la pente de la courbe est constante au début pour toutes les valeurs de m et les courbes sont confondues jusqu'à une certaine valeur de déplacement où elles commencent à se séparer. Ainsi l'effet de m est plus important pour des grands déplacements. Pour $m=1$ l'endommagement est plus rapide et le joint atteint son état ultime plus rapidement. Avec des valeurs de m plus grandes, la vitesse de l'endommagement diminue. La gamme choisie pour m semble être raisonnable pour limiter le choix de ce paramètre.

Après plusieurs modélisations paramétriques pour des essais de traction et des essais de cisaillement, il est observé que, par rapport aux deux autres paramètres, l'effet du paramètre A est plus déterminant sur le comportement endo-plastique et sur la forme de la courbe de contrainte-déplacement relatif. D'autre part, la gamme des valeurs du paramètre A est plus

large. Un conseil pour identifier les valeurs des paramètres β , A et m , à partir des résultats expérimentaux, serait de prendre une valeur initiale autour de 0,5 pour β et une valeur initiale autour de 2,5 pour m . Il est recommandé de faire ensuite une série des modélisations paramétriques pour A avec une gamme très large, entre 1 et 10000 MPa/mm par exemple (cette gamme peut varier selon les autres caractéristiques du joint). Grâce à cette première série de modélisation on peut trouver la gamme de A dans laquelle les résultats sont raisonnables (pour des valeurs non appropriées de A , le calcul devient instable). Par la suite on peut raffiner les trois paramètres avec la gamme acceptable de A afin de caler la modélisation numérique aux résultats expérimentaux.

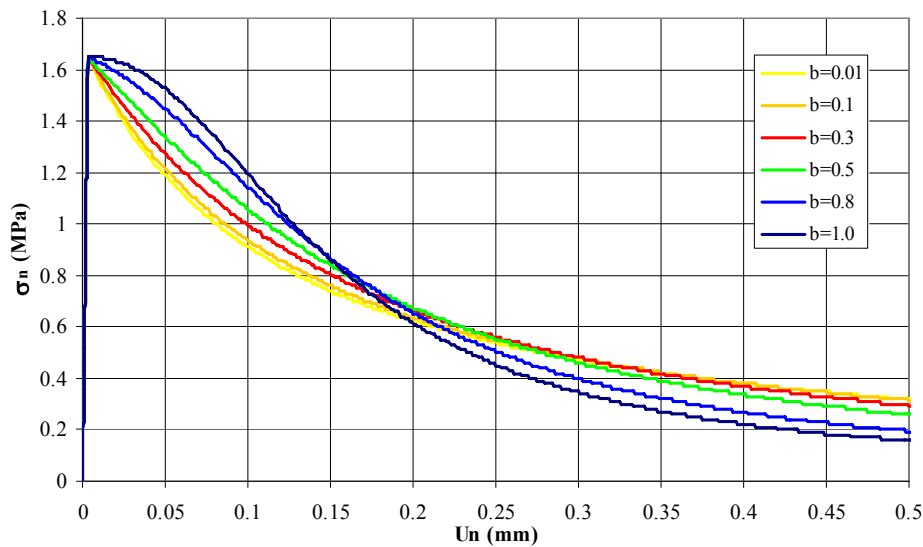


Figure 3.22. Effet du paramètre β sur la forme de la courbe contrainte-déplacement relatif du joint dans la modélisation d'un essai de traction directe (avec $A=20$ MPa/mm et $m=3$)

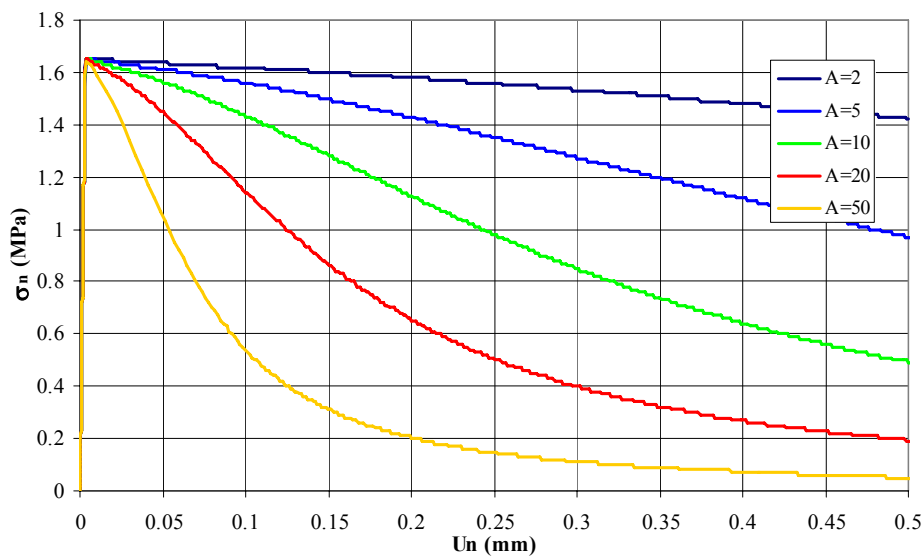


Figure 3.23. Effet du paramètre A (en MPa/mm) sur la forme de la courbe contrainte-déplacement relatif du joint dans la modélisation d'un essai de traction directe (avec $\beta=0,8$ et $m=3$)

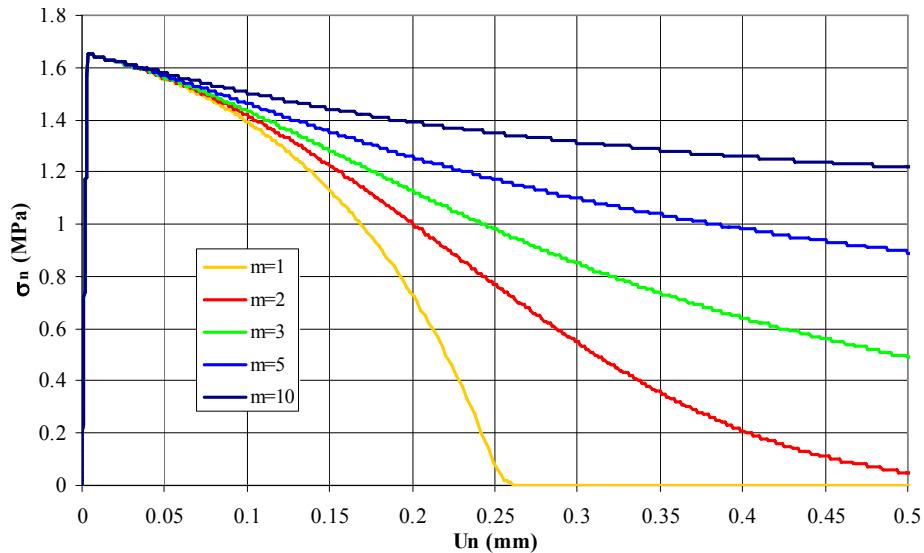


Figure 3.24. Effet du paramètre m sur la forme de la courbe contrainte-déplacement relatif du joint dans la modélisation d'un essai de traction directe (avec $\beta=0,8$ et $A=10$ MPa/mm)

3.7. Validation du modèle endo-plastique

Puisqu'il n'existe pas de solution analytique pour le comportement du joint avec le modèle endo-plastique proposé, les validations ne peuvent se faire que numériquement. Le modèle est d'abord programmé avec FORTRAN afin d'avoir une solution numérique de réponse du joint au chargement. Après les validations préliminaires le modèle est implémenté dans le Code aux éléments finis CESAR-LCPC. Le modèle implémenté dans CESAR-LCPC a été validé d'abord par l'analyse des résultats du programme de résolution pour un seul point. Après avoir vérifié que les résultats de CESAR sont identiques à ceux du programme FORTRAN, nous sommes passés à la deuxième étape de validation. A cette étape, le modèle implémenté dans CESAR-LCPC a été validé contre trois types d'essais dont les résultats expérimentaux sont présentés dans la partie 3.3. Résultats expérimentaux. Les deux premiers essais, de traction directe à grande échelle de Slowik et al. (1996a), et de traction-compression direct cyclique de Reinhardt et Cornelissen (1984), sont des essais en mode I sur le béton. Le troisième est l'Essai de Poinçon à Cisaillement Transversal (Punch-Through Shear Test) de Backers (2004) sur le marbre de Carrara (Mode II). L'auteur n'a pas trouvé dans la littérature des résultats publiés pour le même matériau à la fois en Mode I et en Mode II, ce qui limite d'une certaine manière la validation du modèle. La validation serait plus crédible si l'on disposait de résultats d'essais cycliques en Mode I et en Mode II sur le même matériau. La réalisation de tels essais peut être proposée comme une perspective, dans l'optique d'une

validation plus fiable et d'une éventuelle amélioration du modèle. Par la suite, les validations effectuées sur les trois types d'essai cités ci-dessus sont présentées.

Essai de traction directe à grande échelle de Slowik et al. (1996a) :

La géométrie et les dimensions de l'éprouvette sur laquelle l'essai est réalisé sont présentées dans la partie 3.3. Résultats expérimentaux. La figure 3.25 montre le maillage des éléments finis, les conditions aux limites et le chargement appliqué, pour des modélisations avec le code aux éléments finis CESAR-LCPC. Les déplacements horizontaux sont empêchés sur le bord vertical de gauche ainsi que les déplacements verticaux d'un point de ce bord. Sur le bord de droite, le chargement est appliqué par des déplacements imposés. Dix éléments joints sont mis en place entre les deux rainures, sur l'axe de symétrie géométrique du modèle. Un chargement est appliqué afin de modéliser le résultat expérimental présenté dans la figure 3.13.

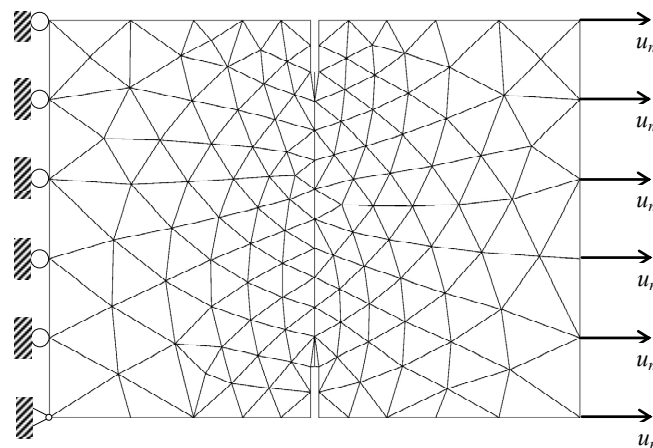


Figure 3.25. Maillage des éléments finis de l'échantillon de l'essai de traction directe à grande échelle de Slowik et al. (1996a), modélisé par CESAR-LCPC

Le matériau représenté par des éléments massifs possède un comportement élastique avec un module d'Young de 17 GPa et un coefficient de Poisson de 0.2. Les paramètres du joint endo-plastique – déterminés par la méthode expliquée dans la partie 3.6 – sont récapitulés dans le tableau suivant :

Tableau 3.2. Paramètres attribués aux éléments joints pour modélisation de l'essai de traction directe à grande échelle de Slowik et al. (1996a) sur le béton

k_{np} (MPa/ mm)	k_{nf} (MPa/ mm)	e_0 (mm)	k_{tp} (MPa/ mm)	k_{tf} (MPa/ mm)	φ (°)	C (MPa)	σ_R (MPa)	ψ (°)	C_S (MPa)	β -	A (MPa/ mm)	m -
50	10	0,05	4	16,8	45	2	1,65	10	2	0,2	20	2,1

Les résultats de la modélisation numérique contre les résultats expérimentaux sont montrés dans la figure 3.26. Ces résultats correspondent aux contraintes du point se trouvant au milieu du joint contre les déplacements relatifs normaux des deux côtés du joint à cet endroit. Avec les paramètres choisis, le modèle est capable de reproduire les résultats expérimentaux, notamment la dégradation de la résistance, de la raideur, ainsi que les déplacements plastiques irréversibles.

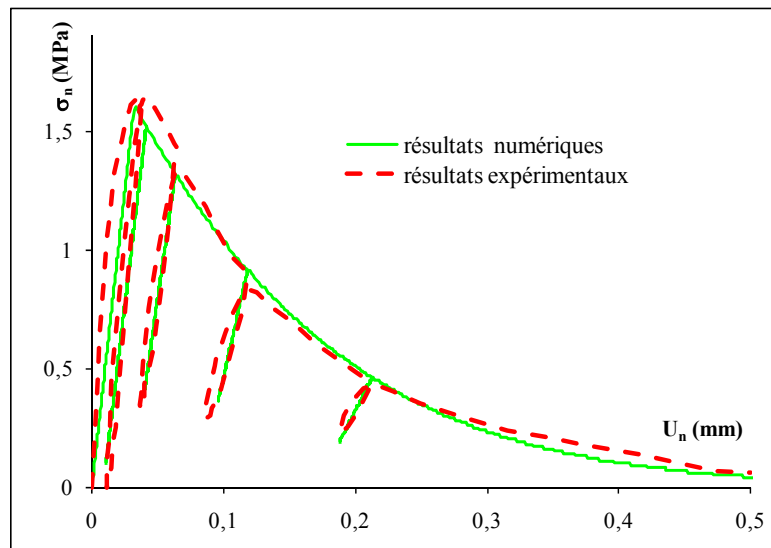


Figure 3.26. Modélisation numérique contre les résultats expérimentaux de l'essai de traction directe à grande échelle de Slowik et *al.* (1996a) sur le béton

La figure 3.27 montre les contraintes horizontales σ_{xx} dans le matériau juste avant l'endommagement (a), et à la fin du chargement à $U_n = 0,5$ mm (b). On peut constater que les valeurs des contraintes dans le matériau sont cohérentes avec celles du joint.

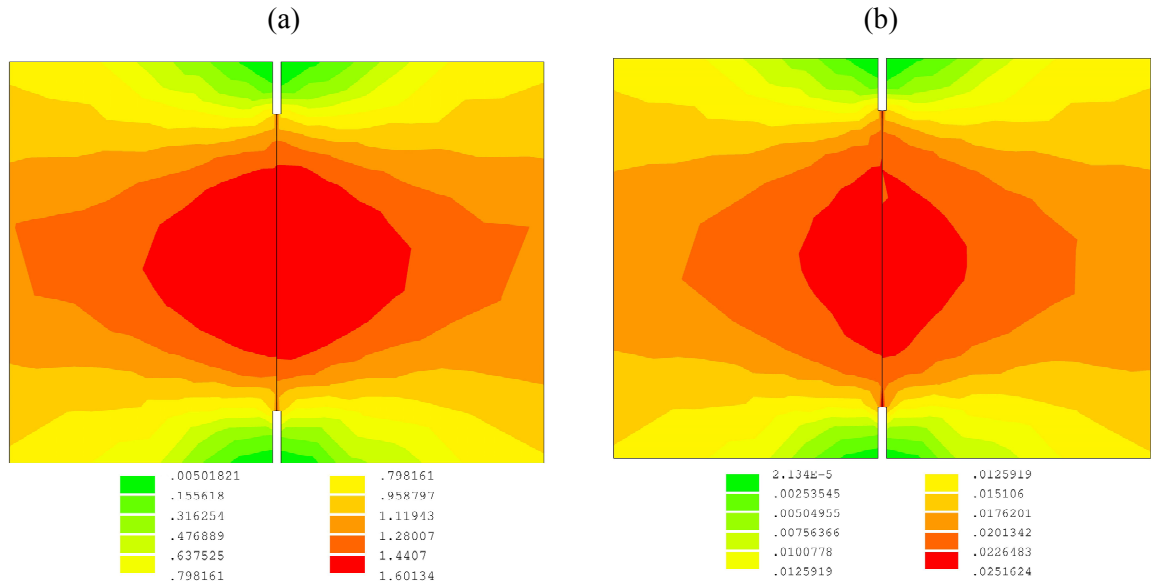


Figure 3.27. Iso-valeurs des contraintes horizontales (en MPa) dans le matériau ; a) juste avant de l'endommagement, et b) à l'état ultime du chargement ($U_n = 0,5$ mm)

Essai de traction-compression direct cyclique de Reinhardt et Cornelissen (1984) :

Afin de valider les résultats du modèle en compression sous un chargement cyclique de traction-compression, ils ont été comparés aux résultats des essais de Reinhardt et Cornelissen (1984) sur le béton.

Les paramètres du modèle sont déterminés par la méthode décrite dans la partie précédente sauf les paramètres relatifs au comportement en cisaillement, pour lesquels des valeurs ont été supposées. L'effet des paramètres ψ et notamment C_s est important sur les déplacements plastiques normaux, mais il est impossible de les déterminer correctement sans des résultats en cisaillement. Les paramètres indiqués dans le tableau suivant ont permis de caler le comportement modélisé numériquement aux résultats expérimentaux :

Tableau 3.3. Paramètres attribués aux éléments joints pour la modélisation de l'essai de traction-compression direct cyclique de Reinhardt et Cornelissen (1984) sur le béton

k_{np} (MPa/ mm)	k_{nf} (MPa/ mm)	e_0 (μ m)	k_{tp} (MPa/ mm)	k_{tf} (MPa/ mm)	φ ($^\circ$)	C (MPa)	σ_R (MPa)	ψ ($^\circ$)	C_s (MPa)	β -	A (MPa/ mm)	m -
660	5	1,2	0	200	40	5,0	1,65	0	0,5	2,4	50	5

En plus du comportement du joint en compression, il y a une autre différence importante entre cet exemple et l'exemple précédent. Dans cet exemple, une valeur supérieure à un est attribuée à β ($\beta = 2,4$), afin de reproduire le durcissement du comportement pré-pic. D'après les résultats expérimentaux, le pic de contrainte normale – qui est associé, normalement, à la résistance en traction – est égal à 2,2 MPa. Comme une valeur supérieure à un est dédiée à β , σ_R doit être inférieur à la résistance en traction. En effet dans ce cas, σ_R est le niveau de la contrainte à partir de laquelle le comportement n'est plus linéaire. Pourtant, il est comme dans tous les autres cas : le seuil de l'endommagement. Il faut citer qu'il est également possible de prendre une valeur inférieure à 1 pour β afin d'avoir un comportement adoucissant tout le long de chargement.

La figure 2.28 montre les résultats de la modélisation numérique de l'essai de traction-compression direct cyclique de Reinhardt et Cornelissen (1984) sur le béton. Les résultats numériques sont comparés avec les résultats expérimentaux de Reinhardt et Cornelissen.

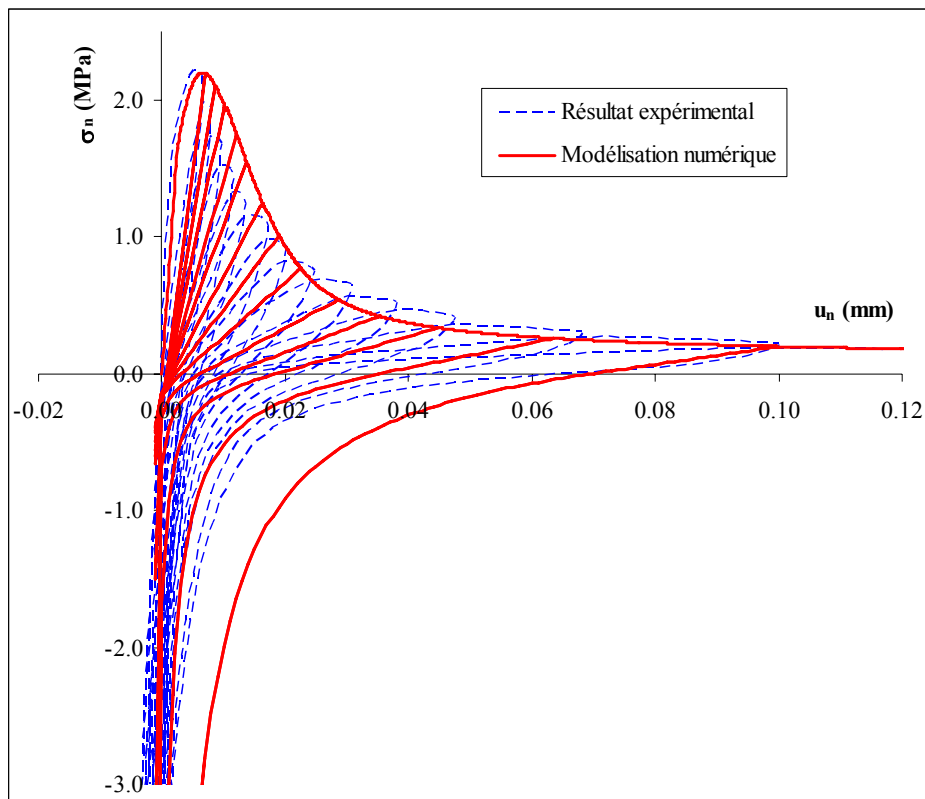


Figure 3.28. Modélisation numérique par rapport aux résultats expérimentaux de l'essai de traction-compression direct cyclique de Reinhardt et Cornelissen (1984) sur le béton

Tous les aspects importants du comportement du joint sous chargement normal cyclique sont pris en compte par le modèle :

- adoucissement et diminution de la résistance en traction avec le déplacement post-pic,
- dégradation de la raideur normale,
- déplacements relatifs plastiques,
- récupération de la raideur après chaque fermeture et
- la raideur non-linéaire résiduelle en compression dans les états avancés de l'endommagement

Essai de Poinçon à Cisaillement Transversal (Punch-Through Shear Test)

Dans cette partie, le modèle endo-plastique est examiné pour le comportement en cisaillement (fissuration en Mode II) et comparé aux résultats expérimentaux de Backers (2004) réalisés par l'Essai de Poinçon à Cisaillement Transversal (Punch-Through Shear Test), sur le marbre de Carrara. La géométrie et les dimensions de l'éprouvette sont présentées dans la partie 3.3.Résultats expérimentaux.

Vu la géométrie cylindrique de l'échantillon et la nature axisymétrique du problème (en considérant – en plus de la géométrie – les entailles circulaires et le chargement de confinement), la modélisation de cet essai n'a de sens qu'avec un modèle axisymétrique. Une adaptation des modèles du joint a été réalisée dans CESAR-LCPC, afin de pouvoir utiliser les éléments joints dans un modèle axisymétrique.

Le maillage des éléments finis utilisés pour la modélisation de cet essai par CESAR-LCPC est montré dans la Figure 3.29a. Le chemin de fissuration est imposé entre les entailles circulaires supérieur et inférieur. Dix éléments joints sont prévus entre ces deux entailles circulaires afin de modéliser la fissuration produite entre elles.

Le bord vertical de gauche est l'axe de symétrie sur lequel les déplacements horizontaux sont empêchés et les déplacements normaux sont libres. Comme dans l'échantillon le cylindre d'extérieure est la base de positionnement de l'éprouvette, dans le modèle les déplacements verticaux sont fixés le long du bord horizontal inférieur droit. De la même manière que dans la figure 3.14b, une contrainte de confinement de 40 MPa est d'abord appliquée sur le bord

vertical de droite et sur le bord horizontal supérieur droit. La contrainte de confinement reste constante le long du chargement. Le chargement cyclique est ensuite appliqué par des déplacements imposés sur le bord horizontal supérieur gauche.

Les paramètres attribués aux éléments joints sont récapitulés dans le tableau suivant :

Tableau 3.4. Paramètres attribués aux éléments joints pour la modélisation de l'essai de fissuration en Mode II de Backers (2004) sur le marbre de Carrara

k_{np} (MPa/ mm)	k_{nf} (MPa/ mm)	e_0 (mm)	k_{tp} (MPa/ mm)	k_{tf} (MPa/ mm)	φ (°)	C (MPa)	σ_R (MPa)	ψ (°)	C_S (MPa)	β -	A (MPa/ mm)	m -
640	23	0,15	52	210	50	37	3,5	12	12,8	0,5	1000	2.44

La figure 3.29b montre la déformée du maillage au dernier incrément dans lequel le comportement du joint est encore élastique (autrement dit juste avant apparition de l'endommagement).

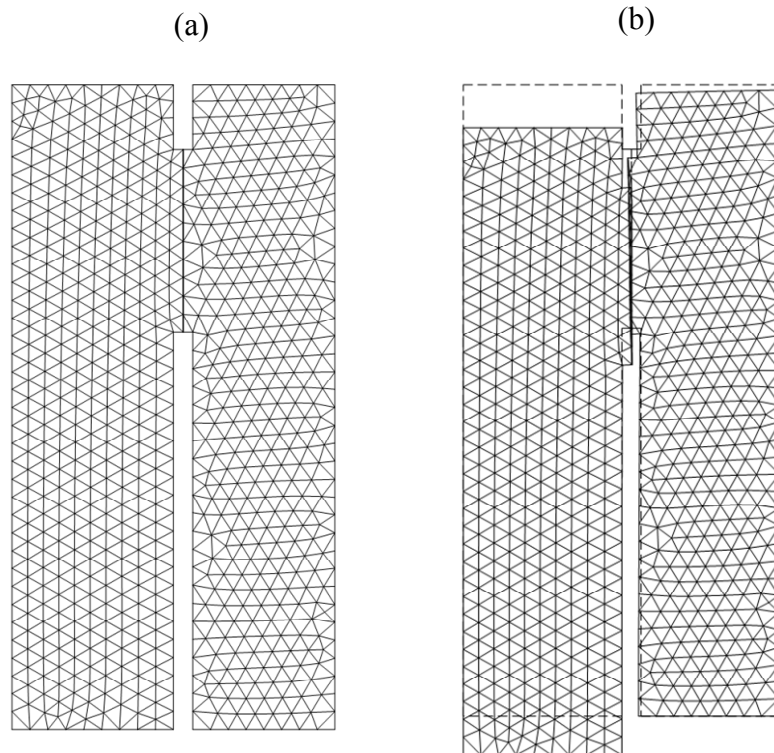


Figure 3.29. a) : Maillage des éléments finis du modèle axisymétrique de l'Essai de Poinçon à Cisaillement Transversal (Punch-Through Shear Test) de Backers (2004), modélisé par CESAR-LCPC ; b) : déformée du maillage juste avant l'amorçage de l'endommagement

Le comportement du point se trouvant au milieu des deux entailles est étudié et comparé avec les résultats expérimentaux. Les résultats de la modélisation numérique par rapport aux résultats expérimentaux de l'essai de fissuration de Backers (2004), en Mode II (cisaillement) sur le marbre de Carrara sont présentés dans la figure 3.30. Sur ce graphe les contraintes tangentielles du point sont tracées en fonction des déplacements relatifs tangentiels des deux côtés du joint à cet endroit.

Les aspects importants du comportement de fissuration en Mode II (cisaillement), signalés par Backers (2004), sont pris en compte par le modèle :

- un comportement linéaire élastique avant le pic de cisaillement,
- adoucissement et diminution de la résistance au cisaillement jusqu'à une résistance résiduelle,
- légère diminution de la raideur tangentielle et
- les déplacements plastiques irréversibles dans chaque cycle de charge-décharge.

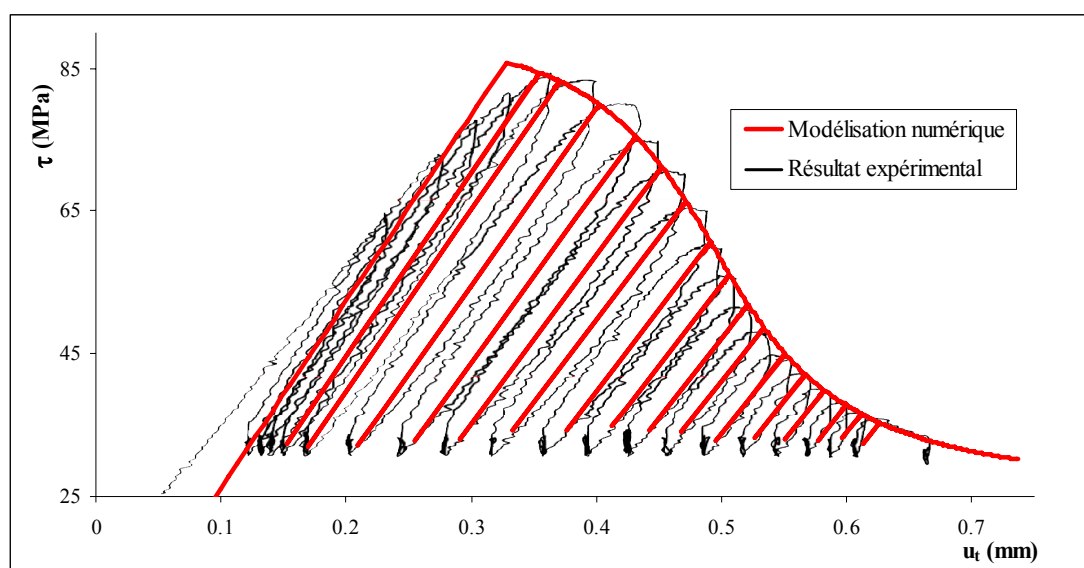


Figure 3.30. Comparaison entre la modélisation numérique et les résultats expérimentaux de l'essai de fissuration de Backers (2004), en Mode II (cisaillement) sur le marbre de Carrara sous une contrainte de confinement de 40 MPa

Cet exemple est très important pour la validation du modèle car il représente un champ de contraintes complexe à proximité du joint lors de modélisation. La figure 3.31 montre les contraintes principales dans la roche, juste avant le pic du cisaillement (a) et à la fin du chargement (b). Avant le pic, à proximité du joint, la contrainte principale maximale est une grande valeur en compression alors que la contrainte principale minimale est une traction avec

une valeur moins importante par rapport à la contrainte principale maximale. On remarque également que les contraintes principales à proximité du joint sont tournées par rapport aux axes vertical et horizontal. Les contraintes sont plus ou moins isotropes sur le bord vertical de droite et le bord horizontal supérieur de droite, où la pression de confinement est appliquée. A la fin du chargement on peut remarquer la diminution importante des contraintes principales maximales dans le cylindre intérieur (la partie gauche dans le modèle) et autour du joint. Cet exemple montre la performance du modèle et son implémentation dans le code aux éléments finis CESAR-LCPC.

La Figure 3.32 montre les iso-valeurs des contraintes σ_{rz} dans la roche juste avant le pic de cisaillement (a), et à la fin du chargement (b). À proximité du joint, σ_{rz} est d'environ 80 MPa juste avant le pic, elle diminue à des valeurs d'environ 27 MPa à la fin du chargement. Dans les deux étapes du chargement montrées dans la figure, σ_{rz} qui est un indice des contraintes de cisaillement dans la roche, est plus grande à proximité du joint, elle a une valeur presque nulle aux points loin du joint.

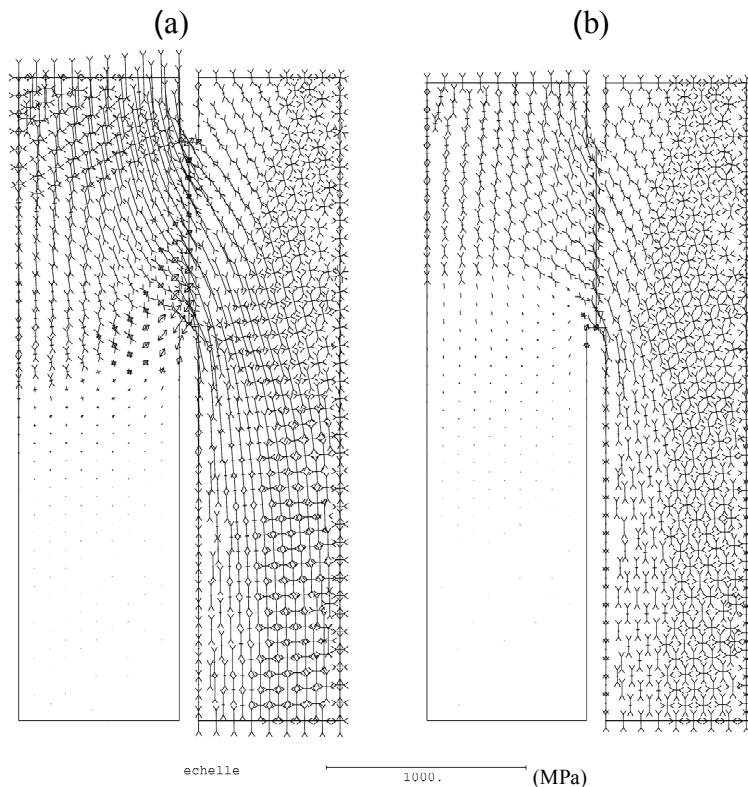


Figure 3.31. Contraintes principales dans la roche ; a) juste avant le pic de cisaillement, b) à la fin du chargement

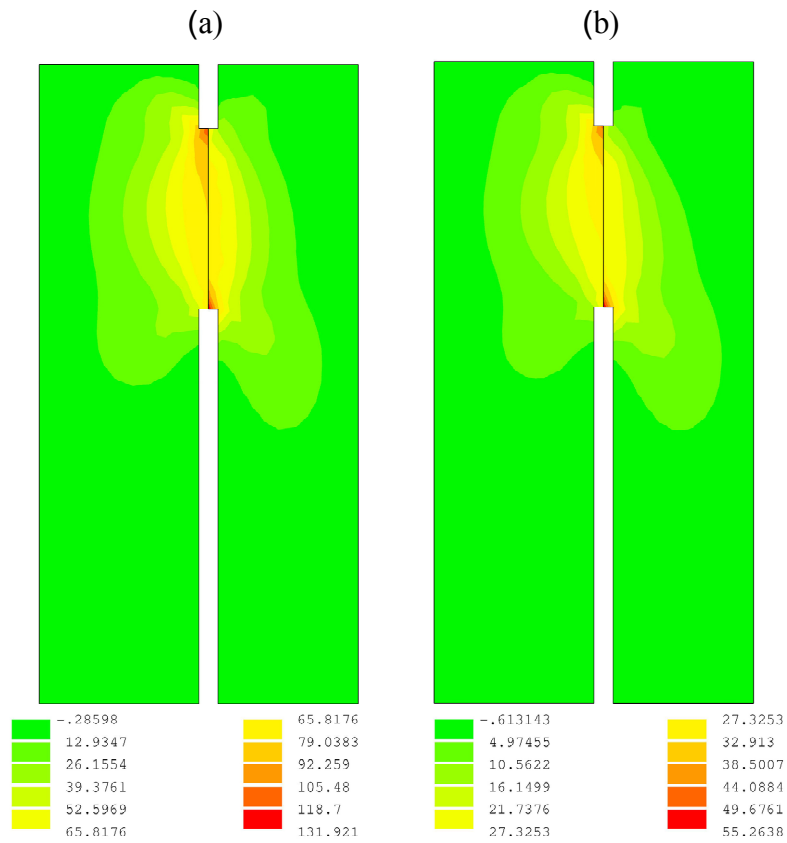


Figure 3.32. Iso-valeurs des contraintes σ_{rz} dans la roche (en MPa) ; a) juste avant le pic de cisaillement, et b) à la fin du chargement

CHAPITRE IV. COUPLAGE HYDROMECHANIQUE DANS LES MASSIFS ROCHEUX FRACTURES

4.1. Introduction

L'écoulement de l'eau dans un massif rocheux fait partie des paramètres qui affectent considérablement le comportement de ce dernier, sa résistance et sa stabilité. Dans les problèmes de stabilité des massifs rocheux, la présence d'une pression positive de l'eau dans les fractures augmente d'une part les forces actives sur le glissement des blocs, et diminue d'autre part les contraintes normales et la résistance sur les plans de glissement. Les résultats des modélisations numériques montrent que le coefficient de sécurité contre le glissement et l'éboulement des blocs rocheux est réduit considérablement en présence de la pression de l'eau dans les fractures (West, 1996 ; Sullivan, 2007).

En présence d'eau, la contrainte normale exercée au travers de la surface de rupture est réduite à la contrainte effective $(\sigma_n - p)$ par la pression de l'eau 'p'. Si on prend le critère de Mohr-Coulomb, la relation entre résistance en cisaillement et la contrainte normale devient :

$$\tau = c + (\sigma_n - p) \tan \varphi \quad (4.1)$$

Dans la plupart des massifs rocheux et dans de nombreux sols sableux et graviers, la cohésion et les propriétés de frottement (c et φ) des matériaux ne sont pas affectées d'une manière significative par la présence d'eau, du moins à court terme, et en conséquence, la diminution de la résistance en cisaillement dans ces matériaux est presque entièrement due à la baisse de la contrainte normale au travers de la surface de rupture. Par conséquent, c'est la pression d'eau plutôt que la teneur en eau qui est importante dans la détermination des caractéristiques de résistance des massifs rocheux, des sables et des graviers. En terme de stabilité des pentes dans ces types de matériaux, la présence d'un petit volume d'eau à haute pression, piégé dans le massif rocheux, est plus importante qu'un grand volume de l'eau qui est drainé par un aquifère de drainage libre. Dans le cas des roches tendres comme des argilites et des schistes et aussi dans le cas des argiles, la cohésion et le frottement peuvent s'altérer considérablement avec des changements de teneur en eau (Hoek et Bray, 1977).

Prenons l'exemple du glissement d'un bloc rocheux (Figure 4.1). Le long de la fracture perpendiculaire à la pente (fracture de tensions), la pression de l'eau s'exerce comme une force active en faveur du glissement. Si l'on suppose que cette fracture est connectée à la surface de glissement et que la pression de l'eau peut se transmettre par l'intersection de fractures de tensions et la surface de glissement, il y aura une distribution de pression de l'eau sur cette surface comme il est illustré dans la figure 4.1 :

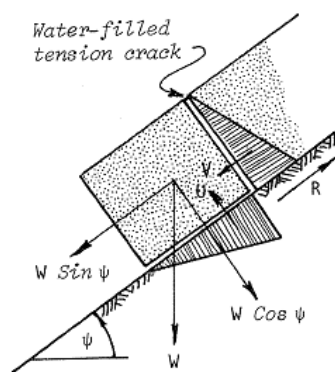


Figure 4.1. Effet de l'eau sur le glissement d'un bloc rocheux (Hoek et Bray, 1977)

Dans ce cas, d'une part la force provoquant le glissement augmente et d'autre part la force de frottement résistant au glissement diminue. Dans cette situation, quand la pression de l'eau intervient, même relativement faiblement, elle agit sur une grande surface et par conséquent la force de l'eau peut être grande. Ainsi dans de nombreux cas la pression de l'eau peut être critique dans la maîtrise de la stabilité des pentes (Hoek et Bray, 1977).

L'exemple précédent montre l'effet important de l'eau sur la stabilité ; il est pourtant un cas particulier avec une géométrie simple et une distribution de la pression d'eau linéaire, issue d'un calcul hydraulique non-couplé. Dans beaucoup de problèmes d'ingénierie, la géométrie des fractures est plus complexe, ce qui exige l'utilisation de modèles numériques afin de calculer la distribution de pression d'eau dans les fractures. D'autre part, l'interaction fluide-roche a un effet important sur la réponse mécanique du problème, ainsi que sur le comportement hydraulique des fractures. Ces effets sont plus importants à de faibles profondeurs, i.e. à de faibles contraintes, et dans les régions de faible perméabilité *in-situ*.

L'interaction entre les processus hydraulique et mécanique appelée « couplage hydromécanique » est courante dans les géomatériaux car ces milieux contiennent des pores et des fractures remplis de fluide et ils sont déformables. En général, un milieu poreux ou une fracture rocheuse saturée peut se déformer à la fois en raison d'un chargement extérieur ou d'un changement de pression de fluide interstitiel. Une augmentation du chargement externe de compression implique une compression de l'ensemble du milieu poreux : aussi bien le volume de squelette que le volume des pores. Si le chargement externe est appliqué « rapidement », la diminution du volume des pores a tendance à comprimer le fluide interstitiel et par conséquent à augmenter la pression interstitielle, car le fluide n'a pas le temps de s'échapper. Ceci est appelé une réponse hydromécanique non-drainée. Par contre, si le chargement externe est appliqué « lentement », le fluide a le temps de s'échapper du volume contractant ; dans ce cas la pression de l'eau ne montre quasiment aucune augmentation. Ceci est appelé une réponse hydromécanique drainée. De même, une diminution de pression de fluide ou de masse de fluide peut engendrer un tassement du milieu poreux, avec une réduction du volume des pores et du squelette (Rutqvist et Stephansson, 2003).

En général, le couplage hydromécanique peut être décrit comme des couplages hydromécaniques « directs », ou des coupages qui ont lieu à travers les déformations et les interactions pore-fluide. Des couplages hydromécaniques directs comprennent deux phénomènes basiques (Wang, 2000, Rutqvist et Stephansson, 2003) :

- i) un couplage solide-fluide qui a lieu quand un changement de la contrainte appliquée engendre un changement dans la pression du fluide ou dans la masse de fluide ;
- ii) un couplage fluide-solide qui a lieu quand un changement dans la pression d'eau ou de masse d'eau produit un changement de volume du milieu poreux.

Dans chacun de ces deux cas, la diminution du volume de fluide conduit à une réduction de l'aire de la section transversale et à une réduction de la capacité d'écoulement de l'eau. De plus la réduction du volume des pores peut mener à un matériau plus dur, puisque plus de contacts sont présents entre les grains voisins. Ces changements impliquent que les processus mécanique et hydraulique peuvent s'affecter l'un et l'autre à travers des changements de propriétés des matériaux, ce qui peut être considéré comme des couplages hydromécaniques « indirects ». En conséquence, deux phénomènes basiques de couplage hydromécanique indirects peuvent être considérer :

- iii) un couplage solide-fluide qui a lieu quand une contrainte appliquée engendre un changement des propriétés hydrauliques ;
- iv) un couplage fluide-solide qui a lieu quand un changement dans la pression d'eau produit un changement des propriétés mécaniques.

La figure 4.2 schématise ces deux types de couplage. Les deux couplages direct et indirect peuvent être réversibles. Cependant, des réponses inélastiques, comprenant rupture, fracturation, ou cisaillement des failles, conduisent à des changements irréversibles dans des milieux poreux fracturés. Bien que des couplages hydromécaniques directs aient lieu dans tous les géomatériaux, ils ont tendance à être plus important dans les roches et les sols relativement tendres et peut perméables. Des couplages hydromécaniques indirects ont tendance à être plus importants dans la roche fracturée ou dans la roche intacte avec des micropores inter-grain plats, où des changements de perméabilité induits par la dilatation (ou la compression) des fractures ou des pores peuvent être dramatiques.

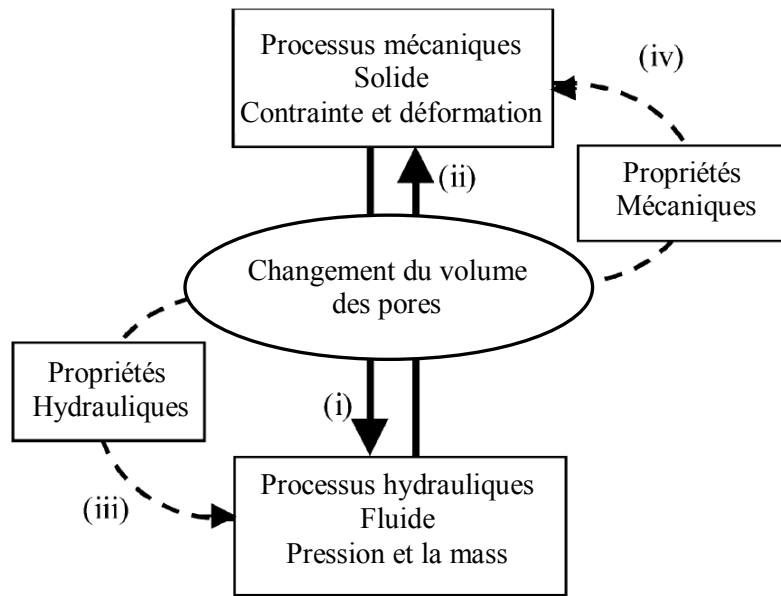


Figure 4.2. Couplage hydromécanique dans des géomatériaux ; couplages directs à travers des interactions de volume des pores (i et ii), et couplages indirects à travers modification des propriétés des matériaux (iii et iv), (Rutqvist et Stephansson, 2003)

La roche est un milieu poreux contenant des fractures qui constituent un réseau hydraulique dans le massif. Ainsi on traite le comportement hydraulique d'un massif au moins à deux échelles différentes. Le choix de la méthode de modélisation de l'écoulement des fluides dans les massifs rocheux et de l'interaction fluide-roche dépend de l'échelle du problème, des caractéristiques géométriques des discontinuités, et du rapport entre les propriétés hydrauliques des discontinuités et celles de la roche intacte. Ces derniers dépendent quand à eux, au niveau des contraintes et la pression du fluide. À grande échelle, un massif très fracturé peut être représenté par un milieu continu, constitué d'un modèle homogénéisé d'un ou de quelques systèmes de fractures de différentes échelles, avec ou sans prise en compte de la conductivité de la roche intacte. Aux échelles moyennes, dans un massif contenant un nombre limité des fractures bien distinguées avec des conductivités hydrauliques relativement élevées par rapport à la roche intacte, il est possible de modéliser l'écoulement de fluide par un réseau de fractures discrètes en négligeant la matrice rocheuse. Dans des problèmes avec peu de fractures, et quand de plus elles ont des conductivités hydrauliques comparables à celle de la matrice rocheuse, une modélisation raisonnable se fait par un modèle continu pour la roche poreuse en interaction avec des fractures explicitement prises en compte. Dans ce travail de thèse le deuxième cas est traité, c'est-à-dire le cas où le système des fractures est dominant et l'écoulement de l'eau dans la matrice rocheuse est négligeable.

4.2. Comportement hydromécanique des fractures rocheuses

4.2.1. Écoulement de fluides dans une fracture – Concept des plaques parallèles

Dans une fracture, l'écoulement de fluide a lieu dans l'espace vide entre deux surfaces rocheuses avec des formes irrégulières et partiellement en contact. Un modèle conceptuel utilisé fréquemment pour représenter l'écoulement de l'eau dans les fractures consiste en deux plaques planes parallèles représentant les parois de la fracture entre lesquelles l'eau s'écoule. Comme il est illustré dans la Figure 4.3, ce modèle peut être appliqué localement, en conservant une variation dans l'ouverture hydraulique au travers de la fracture, ou globalement, en supposant une ouverture hydraulique constante pour la fracture entière. Il est bien connu que cette dernière méthode est une simplification forte. Pourtant, d'autres méthodes proposées dans la littérature n'ont pas encore trouvé une acceptation générale (Berkowitz, 2002, cité par Dietrich *et al.*, 2005).

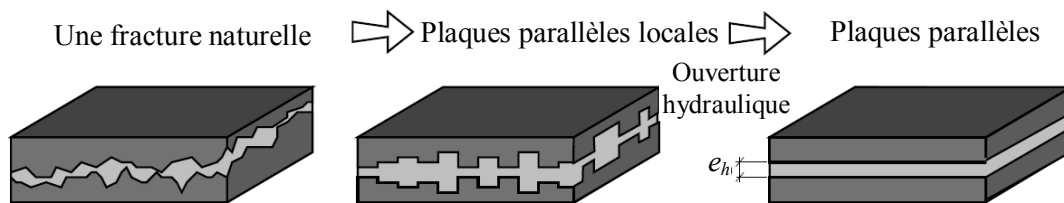
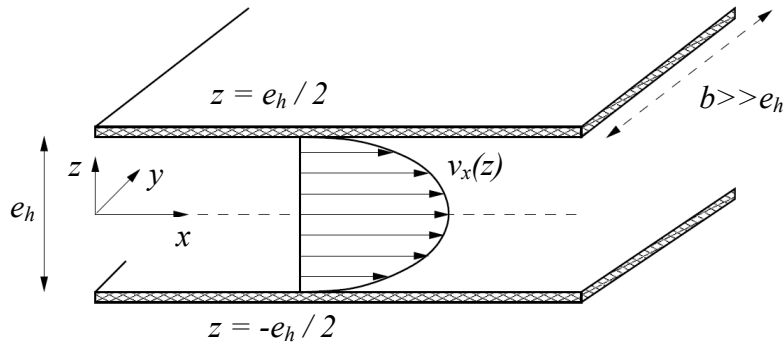


Figure 4.3. De la fracture naturelle au concept des plaques parallèles (Dietrich *et al.*, 2005)

Dans les modélisations numériques effectuées dans ce travail de thèse, le concept des plaques parallèles est appliqué. Dans ce cas, on suppose que la largeur des plaques est beaucoup plus grande par rapport à l'ouverture hydraulique ($b \gg e_h$). De plus, on suppose des parois hydrauliques lisses et un écoulement laminaire, selon le modèle de fluide de Poiseuille (Wollrath, 1990, cité par Dietrich *et al.*, 2005). La Figure 4.4 montre les deux plaques parallèles et le profil parabolique de vitesse indiquant l'écoulement laminaire.



**Figure 4.4. Écoulement laminaire entre deux plaques parallèles :
profil parabolique de vitesse (Dietrich et al., 2005)**

L'équation de Navier-Stokes pour l'écoulement laminaire d'un fluide Newtonien incompressible conduit à l'équation suivante pour le profil de vitesse entre les deux plaques parallèles (Snow, 1969 ; White, 1999, cité par Dietrich et al., 2005) :

$$v_x(z) = \frac{\rho g}{2\mu} \left[-\frac{\partial h}{\partial x} \right] \left((e_h/2)^2 - z^2 \right) \quad (4.2)$$

où ρ est la masse volumique de fluide, μ est la viscosité dynamique de fluide, g l'accélération de la gravité, h est la charge hydraulique (avec p la pression de fluide), et e_h est l'ouverture hydraulique. La vitesse maximale, v_{max} , est atteinte à $z = 0$:

$$v_{max} = v_x(z=0) = \frac{\rho g}{2\mu} (e_h/2)^2 \left(-\frac{\partial h}{\partial x} \right) \quad (4.3)$$

Pour un profil parabolique, la vitesse moyenne, \bar{v} , est déduite de la vitesse maximale, v_{max} :

$$\bar{v} = \frac{2}{3} v_{max} = -\frac{\rho g e_h^2}{12\mu} \frac{\partial h}{\partial x} = -K \frac{\partial h}{\partial x} \quad (4.4)$$

où

$$K = \frac{\rho g e_h^2}{12\mu} \quad (4.5)$$

est la conductivité hydraulique de la fracture. Ce qui indique que la conductivité hydraulique d'une fracture, approximé par le concept des plaques parallèles, est proportionnelle au carré de l'ouverture hydraulique, e_h . Le débit Q est égal à l'intégrale de la vitesse sur la distance entre les plaques (en supposant une largeur de b constante parallèle à l'axe y) :

$$Q = \int_{-e_h/2}^{e_h/2} v_x(z) b dz \quad (4.6)$$

Ce qui conduit pour une largeur unité à la relation suivante :

$$Q = -\frac{\rho g e_h^3}{12\mu} \frac{\partial h}{\partial x} \quad (4.7)$$

Comme le débit est proportionnel au cube de l'ouverture hydraulique e_h , l'équation 4.7 est appelée loi cubique (Romm, 1966, cité par Dietrich et *al.*, 2005). Une autre quantité utilisée fréquemment dans la littérature est la transmissivité de la fracture, T , définie par la relation suivante :

$$T = \frac{\rho g e_h^3}{12\mu} \quad (4.8)$$

La loi cubique est proposée pour des surfaces de plaques lisses. Barton et de Quadros (1997) proposent des relations pour prendre en compte l'effet de la rugosité de la fracture sur sa conductivité hydraulique.

4.2.2. Couplage hydromécanique dans les fractures

Comme il a été expliqué dans l'introduction, les couplages hydromécaniques sont catégorisés par des couplages directs et indirects. Les couplages directs doivent être pris en compte explicitement dans une modélisation hydromécanique couplée, alors que les couplages indirects peuvent être pris en compte implicitement dans le comportement mécanique et le comportement hydraulique par l'intermédiaire des couplages directs. En ce qui concerne les couplages directs, le couplage solide-fluide peut être pris en compte en perturbant l'ouverture hydraulique par des changements de l'ouverture mécanique, ce qui engendre un changement dans la pression ou dans la masse de fluide. Le couplage fluide-solide peut être pris en compte, quant à lui, en perturbant les contraintes au niveau de la fracture par des variations de pression ou de masse de fluide, ce qui engendre à son tour un changement de l'ouverture mécanique.

Le comportement mécanique des fractures rocheuses est expliqué dans les chapitres deux et trois. Le comportement hydromécanique des fractures vient d'être expliqué. Par la suite on

explique comment on peut prendre en compte les couplages cités ci-dessus, dans un calcul hydromécanique au niveau d'une fracture.

4.2.2.1. Ouverture hydraulique et ouverture mécanique

Londe et Sabarly (1966, cité par Rutqvist et Stephansson, 2003) semblent être les premiers à réaliser des expérimentations hydromécaniques sur des fractures rocheuses pendant leur investigation sur la rupture du Barrage Malpasset en début des années 1960. Les résultats expérimentaux montrent que typiquement, la transmissivité des fractures décroît avec la contrainte normale, mais qu'une transmissivité apparente résiduelle, T_r , persiste dans les contraintes élevées où la fracture semble être mécaniquement fermée. La transmissivité résiduelle indique que l'écoulement de fluide sous contraintes élevées peut être dominé par l'écoulement dans les canaux de forme tubulaire, qui ont un rapport faible d'épaisseur/largeur et qui donc ne peuvent pas être fermés facilement. Ainsi, on peut imaginer une ouverture hydraulique résiduelle correspondant à cette transmissivité. L'effet d'échelle est un autre phénomène approuvé par des résultats expérimentaux. L'effet d'échelle sur le couplage contrainte-perméabilité des fractures a été approuvé théoriquement par Neuzil et Tracy (1981) et Swan (1983) (cités par Rutqvist et Stephansson, 2003), qui prévoient une augmentation de la perméabilité avec la taille de l'échantillon.

Entre autres, Iwai (1976) et Witherspoon et *al.* (1980) (cité par Rutqvist et Stephansson, 2003) ont validé la loi cubique par rapport aux résultats expérimentaux sur des fractures de tension de granite et marbre. Ils ont trouvé que l'écoulement est proportionnel au cube de l'ouverture hydraulique, à condition qu'une correction soit faite pour l'ouverture hydraulique résiduelle sous contraintes élevées. Plusieurs autres études expérimentales ont approuvé que l'ouverture hydraulique résiduelle est un paramètre important dans le comportement hydromécanique couplé des fractures rocheuses (Rutqvist et Stephansson, 2003).

Harper et Last (1989, cité par Jing et Stephansson, 2007) supposent que l'ouverture hydraulique, e_h , est la somme de trois composantes :

$$e_h = e_{hr} + r e_m + e_d \quad (4.9)$$

où e_{hr} est l'ouverture hydraulique résiduelle quand la contrainte normale atteint la résistance en compression de la roche σ_c ; e_m est l'ouverture mécanique déterminée par la contrainte normale effective, et e_d est la composante supplémentaire de l'ouverture hydraulique due à la

dilatance de la fracture sous cisaillement. Le coefficient $r = 1$ si $0 < |\sigma_n| < \sigma_c$ et $r = 0$ dans les autres cas. Pine et Cundall (1985, cite par Jing et Stephansson, 2007) ainsi que Witherspoon et al. (1980), Rutqvist (1995) et Alm (1999) (cités par Rutqvist et Stephansson, 2003) ont proposé des modèles similaires avec une relation linéaire entre l'ouverture hydraulique et l'ouverture mécanique.

Barton (1982) et Barton et al. (1985) critiquent les relations linéaires, notamment le phénomène de l'ouverture apparente physique. Ils proposent la relation empirique suivante :

$$e_h = \frac{e_m^2}{JRC_0^{2.5}} ; e_m \geq e_h \quad (4.10)$$

où e_h et e_m sont exprimé en μm . e_m est l'ouverture mécanique qui peut être calculée par :

$$e_m = e + u_n \quad (4.11)$$

avec e la fermeture mécanique maximale, et u_n le déplacement relatif normal, négatif en compression. Rutqvist et Stephansson (2003) indique qu'intuitivement, l'équation de Barton (4.10) est plus correcte. Cependant, comme il est montré par Wei et Hudson (1988) et Zhao et Brown (1992), dans une gamme d'ingénierie de contrainte normale, i.e. $\sigma_n' < 10$ MPa, la relation linéaire semble être cohérente avec les données expérimentales ainsi qu'avec l'équation de Barton.

En ce qui concerne le couplage hydromécanique des fractures rocheuses sous cisaillement, Makurat et al. (1990), cités par Rutqvist et Stephansson, (2003), ont effectué la première étude expérimentale compréhensible de la modification de la perméabilité sous cisaillement. Ils en ont déduit que la diminution ou l'augmentation de l'ouverture hydraulique sous cisaillement dépend à la fois des propriétés de la fracture et de celles de la roche, aussi bien qu'à la nature exacte de la contrainte appliquée. Ils indiquent qu'une diminution de la conductivité hydraulique peut être observée pendant le cisaillement, du fait de la génération des débris, qui ont tendance à bloquer les chemins d'écoulement. Ils ont montré qu'une relation comme l'équation 4.9, surestime l'augmentation de la perméabilité pendant cisaillement, dû au fait qu'elle ne prend pas en compte la formation des matériaux de débris dans la fracture.

Après une série d'expérimentations, Olsson et Barton (2001) ont trouvé que l'équation 4.10 n'est valable que pour les déplacements relatifs tangentiels inférieurs à 75% des déplacements relatifs tangentiels au pic de cisaillement ($u_t \leq 0,75u_{tp}$). Pour les déplacements post-pic ils proposent la relation suivante :

$$e_h = \sqrt{e_m} JRC_{mob} ; u_t \geq u_{tp} \quad (4.12)$$

où e_h et e_m sont également exprimés en μm . Olsson et Barton (2001) indiquent que la phase intermédiaire entre ces deux phases ($u_t = 0.75u_{tp}$ à u_{tp}), est difficile à déterminer avec un modèle précis, et pour les modélisations, ils conseillent de relier les modèles de ces deux phases par une courbe de transition.

4.2.2.2. Le concept de contrainte effective et les équations de Biot

Le concept fondamental de la contrainte effective de Terzaghi (1923) proposé pour décrire le couplage entre les processus hydrauliques et mécaniques dans les géomatériaux en tant que milieux continus peut également être appliqué au couplage hydromécanique des fractures. Comme dans les milieux continus, la pression de fluide n'affecte pas le comportement de la fracture sous cisaillement. Ainsi la contrainte effective normale est égale à la contrainte normale totale moins la pression de fluide :

$$\sigma'_n = \sigma_n - p \quad (4.13)$$

où σ'_n est la contrainte effective au niveau de la fracture, σ_n la contrainte totale et p la pression de fluide dans la fracture. Terzaghi propose également la première équation couplée pour modéliser la consolidation unidimensionnelle, qui est une équation de diffusion pour la pression interstitielle, appliquée aux problèmes de tassement.

Bien que les équations de Terzaghi soient largement utilisées, elles ne sont valables que dans les cas où le sol ou la roche sont totalement saturés, quand le système ne contient pas des bulles de l'air et que le fluide est incompressible. Dans le cas contraire une correction intervient pour la pression de fluide dans l'équation 4.13. Biot (1941) étend le concept de contrainte effective de Terzaghi pour prendre en compte la compressibilité de fluide et l'existence des bulles d'air dans le fluide, ainsi que son équation de consolidation unidimensionnelle au cas tridimensionnel. Les équations de Biot pour un milieu poreux linéaire élastique sont les suivantes :

$$\sigma'_i = \sigma_i - \alpha p \quad ; \quad i = x, y, z \quad (4.14)$$

$$\theta = \alpha \varepsilon_v + \frac{1}{M} p \quad (4.15)$$

où les σ_i sont les contraintes totales dans les trois directions calculées par la théorie d'élasticité. α est le coefficient de Biot, θ est l'incrément de la teneur en eau, $\varepsilon_v = \varepsilon_x + \varepsilon_y + \varepsilon_z$ est la déformation volumique, et M est le module de Biot. En faisant intervenir la loi de Darcy dans l'équation 4.15 Biot propose l'équation suivante pour calculer la consolidation ou l'écoulement tridimensionnel dans le milieu poreux :

$$k \nabla^2 p = \alpha \frac{\partial \varepsilon_v}{\partial t} + \frac{1}{M} \frac{\partial p}{\partial t} \quad (4.16)$$

où k est la perméabilité du milieu poreux, et t est le temps.

Noorishad *et al.* (1982) appliquent, les premiers, la théorie de Biot à la modélisation de couplage hydromécanique dans les massifs rocheux fracturés. Ils adoptent les équations de Biot pour les fractures rocheuses par les équations suivantes :

$$\begin{bmatrix} \tau \\ \sigma'_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} k_t & 0 \\ 0 & k_n \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u_t \\ u_n \end{bmatrix} - \alpha \begin{bmatrix} 0 \\ p \end{bmatrix} \quad (4.17)$$

$$\theta = \alpha \frac{u_n}{e_m} + \frac{1}{M} p \quad (4.18)$$

$$q = \frac{\partial \theta}{\partial t} = \nabla(K \nabla(p + \rho g z)) = \frac{\alpha}{e_m} \frac{\partial u_n}{\partial t} + \frac{1}{M} \frac{\partial p}{\partial t} \quad (4.19)$$

avec q le débit passant par l'unité de la surface de section de la fracture, et K la conductivité hydraulique de la fracture donnée par l'équation 4.5.

4.3. Formulation éléments finis pour écoulement de fluide dans un réseau de fractures

La loi de Darcy, qui détermine l'écoulement stationnaire de fluide dans un milieu poreux, est similaire à la loi de Fourier décrivant le transfert stationnaire de chaleur dans un milieu continu. Homologue aux méthodes d'éléments finis utilisées pour résoudre le transfert de la chaleur (Chandrupatla et Belegundu, 1991), nous présentons par la suite une formulation éléments finis pour résoudre un problème d'écoulement de fluide dans un réseau de fractures, qui en 2D, peuvent être représentées par des éléments de fracture unidimensionnels. Le massif

est supposé imperméable par rapport aux fractures, il n'intervient donc pas dans la formulation. L'objectif est de déterminer la distribution de la pression de fluide (ou la charge hydraulique de fluide) dans toutes les fractures en fonction des conditions hydrauliques aux limites. Considérons le réseau de fractures montré dans la figure 4.5. On discrétise alors ce réseau par des éléments unidimensionnel de fracture se connectant par les nœuds. Supposons que nous avons nf fractures (F_1 à F_{nf}), chacune discrétisée par un certain nombre d'éléments fractures, avec au total N nœuds dans le modèle et dont nb nœuds se trouvent sur le bord. Le problème sera donc de déterminer la pression (ou la charge hydraulique) du fluide dans les nœuds se trouvant à l'intérieur du domaine, en fonction des conditions hydrauliques définies dans les nœuds se trouvant sur le bord. Dans un problème bidimensionnel d'écoulement stationnaire dans un réseau de fractures, le gradient de charge hydraulique existe seulement selon la longueur de chaque fracture et la charge hydraulique dans chaque nœud est indépendante du temps.

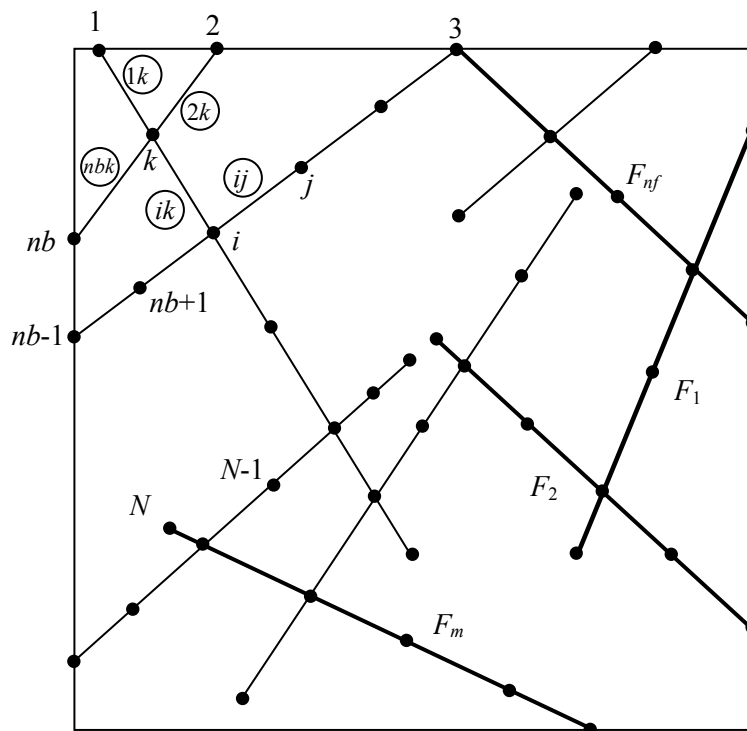


Figure 4.5. Discrétisation du réseau de fractures par des éléments unidimensionnels

Selon l'équation 4.4 le débit par unité de surface de chaque fracture est donné par la relation suivante :

$$q_x = -\frac{\rho g e_h^2}{12\mu} \frac{\partial h}{\partial x} = -K \frac{\partial h}{\partial x} \quad (4.20)$$

avec q_x le débit passant par unité de surface dans la fracture dans la direction de la longueur de la fracture (x , qui est ici la coordonnée locale le long de la fracture). Si on suppose une largeur unité pour la fracture, le débit total passant par la fracture est donné par l'équation 4.7, reformulée en :

$$Q_x = -\frac{\rho g e_h^3}{12 \mu} \frac{\partial h}{\partial x} = -T_x \frac{\partial h}{\partial x} \quad (4.21)$$

avec T_x la transmissivité de la fracture le long de la direction de la fracture (dans un problème 2D).

Les équations de la conservation de la masse

Imaginons l'écoulement d'un fluide dans un petit élément de fracture de forme de deux plaques parallèles dans un problème bidimensionnel avec une largeur unité (Figure 4.6). Supposons également un débit de source par unité de longueur, Q_s . Le débit qui entre dans le volume de contrôle plus le débit généré dans ce volume est égal au débit qui en sort :

$$Q_x + Q_s dx = Q_x + \frac{\partial Q_x}{\partial x} dx \quad (4.22)$$

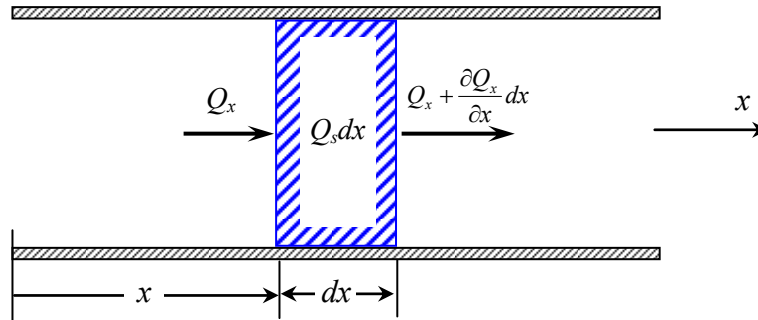


Figure 4.6. Ecoulement dans un petit élément de fracture

Ce qui conduit à :

$$Q_s = \frac{\partial Q_x}{\partial x} \quad (4.23)$$

En intégrant la loi cubique donnée par équation 4.21, nous obtenons :

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(T_x \frac{\partial h}{\partial x} \right) + Q_s = 0 \quad (4.24)$$

qui est une forme simplifiée de la troisième équation parmi les équations de Biot pour une fracture (Equation 4.19), parce qu'il s'agit ici d'un écoulement stationnaire.

Conditions aux limites

Supposons maintenant comme conditions aux limites que les charges hydrauliques sont données sur les nœuds se trouvant sur le bord:

$$\begin{aligned} h_1 &= H_1 \\ h_2 &= H_2 \\ &\dots \\ h_{nb} &= H_{nb} \end{aligned} \tag{4.25}$$

Élément unidimensionnel hydraulique de fracture

On suppose des éléments unidimensionnels à deux nœuds pour les fractures. Si l'élément soit assez petit, pour qu'on puisse supposer une ouverture hydraulique constante le long d'élément qui conduit à une variation linéaire de la charge hydraulique, on peut utiliser des fonctions de forme linéaires pour l'élément :

$$h(\xi) = N_1 h_1 + N_2 h_2 = \overline{N} \overline{h^e} \tag{4.26}$$

où ξ est la coordonnée intrinsèque le long de la fracture, variant de -1 à 1 entre les deux extrémités de la fracture (le nœud 1 et le nœud 2) et h_1 et h_2 sont les charges hydrauliques sur les deux nœuds d'extrémité de la fracture. La variation de la charge hydraulique le long de la fracture peut être donnée par :

$$\frac{\partial h}{\partial x} = \overline{B}_h \overline{h^e} \tag{4.27}$$

où

$$\overline{B}_h = \frac{1}{x_2 - x_1} [-1 \quad 1] \tag{4.28}$$

Méthode fonctionnelle pour l'écoulement de fluide

Nous avons à résoudre l'équation 4.24 pour tous les éléments avec les conditions aux limites données par l'équation 4.25. Similaire à la méthode de potentiel d'énergie pour des problèmes d'analyse de contraintes-déformation, la solution de ce problème est équivalente à minimiser une fonctionnelle, qui est la forme d'une énergie :

$$\Pi_h = \sum_{m=1}^{nf} \left[\int_0^{L_{Fm}} \frac{1}{2} T_x \left(\frac{\partial h}{\partial x} \right)^2 dx - \int_0^{L_{Fm}} Q_s h dx \right] \quad (4.29)$$

sous les conditions $h_1 = H_1$, $h_2 = H_2$, ... $h_{nb} = H_{nb}$. Nous supposons maintenant que la source de débit $Q_s = Q_e$ et la transmissivité $T_x = T_e$ sont constantes dans l'élément. En utilisant $dx = (l_e/2)d\xi$, $h = \bar{N}\bar{h}^e$, et $\partial h/\partial x = \bar{B}_h \bar{h}^e$ la fonctionnelle Π_h se réduit à :

$$\Pi_h = \sum_e \frac{1}{2} \bar{h}^e T \left[\frac{T_e l_e}{2} \int_{-1}^1 \bar{B}_h^T \bar{B}_h d\xi \right] \bar{h}^e - \sum_e \left[\frac{Q_e l_e}{2} \int_{-1}^1 \bar{N} d\xi \right] \bar{h}^e \quad (4.30)$$

De la fonctionnelle ci-dessus, nous identifions la matrice élémentaire de transmissivité :

$$\bar{t}_e = \frac{T_e l_e}{2} \int_{-1}^1 \bar{B}_h^T \bar{B}_h d\xi = \frac{T_e}{l_e} \begin{bmatrix} 1 & -1 \\ -1 & 1 \end{bmatrix} \quad (4.31)$$

Et le vecteur élémentaire de taux de débit dû à la source de débit est

$$\bar{s}_Q^T = \frac{Q_e l_e}{2} \int_{-1}^1 \bar{N} d\xi ; \quad \text{ou} \quad \bar{s}_Q = \frac{Q_e l_e}{2} \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix} \quad (4.32)$$

La fonctionnelle 4.30 peut être écrite sous une forme matricielle globale :

$$\Pi_h = \frac{1}{2} \bar{h}^T \bar{T} \bar{h} - \bar{h}^T \bar{S} \quad (4.33)$$

où \bar{h} est le vecteur global de charge hydraulique des nœuds, \bar{T} et \bar{S} sont la matrice globale de transmissivité et le vecteur global des sources, assemblés de manière habituelle, par les informations de connectivité des éléments.

La résolution du problème est possible en considérant les conditions aux limites et par minimisation de la fonctionnelle 4.33. On peut déterminer le système d'équations sous forme matricielle suivante:

$$\begin{bmatrix} T_{nb+1,nb+1} & T_{nb+1,nb+2} & \dots & T_{nb+1,N} \\ T_{nb+2,nb+1} & T_{nb+2,nb+2} & \dots & T_{nb+2,N} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ T_{N,nb+1} & T_{N,nb+2} & \dots & T_{N,N} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} h_{nb+1} \\ h_{nb+2} \\ \dots \\ h_N \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{nb+1} - T_{nb+1,1}H_1 - T_{nb+1,2}H_2 \dots - T_{nb+1,nb}H_{nb} \\ S_{nb+2} - T_{nb+2,1}H_1 - T_{nb+2,2}H_2 \dots - T_{nb+2,nb}H_{nb} \\ \dots \\ S_N - T_{N,1}H_1 - T_{N,2}H_2 \dots - T_{N,nb}H_{nb} \end{bmatrix} \quad (4.34)$$

dont les inconnues sont les charges hydrauliques de l'intérieur du réseau, h_{nb+1} à h_N .

Si certaines de ces conditions aux limites sont définies par des débits imposés, l'équation 4.34 doit être modifiée de la manière suivante ; supposons par exemple qu'on impose sur le nœud nb un débit (Q_{nb}) au lieu d'une charge hydraulique, l'équation 4.34 devient alors :

$$\begin{bmatrix} T_{nb,nb} & T_{nb,nb+1} & \dots & T_{nb,N} \\ T_{nb+1,nb} & T_{nb+1,nb+1} & \dots & T_{nb+1,N} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ T_{N,nb} & T_{N,nb+1} & \dots & T_{N,N} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} h_{nb} \\ h_{nb+1} \\ \dots \\ h_N \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{nb} - T_{nb,1}H_1 - T_{nb,2}H_2 \dots - T_{nb,nb-1}H_{nb-1} \\ S_{nb+1} - T_{nb+1,1}H_1 - T_{nb+1,2}H_2 \dots - T_{nb+1,nb-1}H_{nb-1} \\ \dots \\ S_N - T_{N,1}H_1 - T_{N,2}H_2 \dots - T_{N,nb-1}H_{nb-1} \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} Q_{nb} \\ 0 \\ \dots \\ 0 \end{bmatrix} \quad (4.35)$$

où une inconnue (h_{nb}) et une équation sont ajoutées au système d'équations. Q_{nb} est positif si nous avons un débit sortant du nœud nb , il est négatif si le débit est entrant.

4.4. Implémentation d'un module hydromécanique couplé dans CESAR-LCPC

Un module éléments finis, nommé « Calhyd », est programmé sur la base des formulations décrites dans la partie précédente, pour résoudre le problème d'écoulement stationnaire dans un réseau de fractures 2D. La loi cubique est adoptée pour décrire l'écoulement dans chaque élément joint.

Afin de pouvoir effectuer des calculs hydromécaniques couplés, dans un premier temps la possibilité de prendre en compte l'effet de pression de fluide est ajoutée au code aux éléments finis CESAR-LCPC. D'abord, à l'aide des fonctions de forme, la pression de fluide est calculée dans chaque point de Gauss, en fonction des pressions données sur les nœuds. Puis le

vecteur des contraintes effectives est calculé en chaque point de Gauss par l'équation 4.17 (l'effet du coefficient de Biot, α , est pris en compte à l'extérieur de code CESAR-LCPC, en multipliant toutes les valeurs de pression par ce coefficient).

L'étape suivante était de mettre en œuvre une interface entre CESAR-LCPC et Calhyd afin d'effectuer le couplage hydromécanique. Chaque élément à deux nœuds dans Calhyd, (ij) , correspond à un élément à quatre nœuds dans CESAR-LCPC, $(pqrs)$, ainsi chaque nœud dans Calhyd correspond au moins à deux nœuds dans CESAR-LCPC (la figure 4.7).

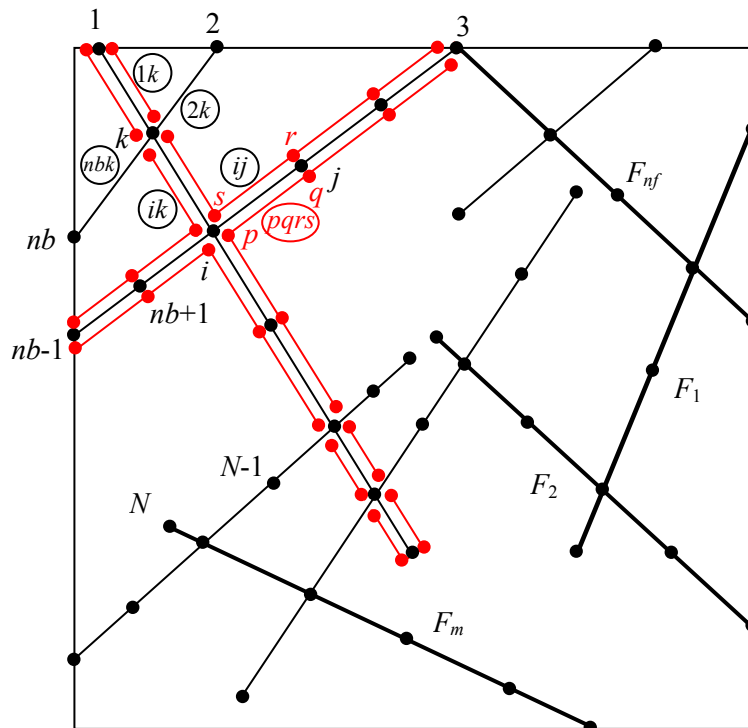


Figure 4.7. Synchronisation des éléments de fracture à deux nœuds du module hydraulique avec des éléments joints à quatre nœuds dans CESAR-LCPC

Afin d'avoir un réseau de fracture hydraulique correspondant aux éléments joints dans CESAR-LCPC, on prépare d'abord le maillage des éléments finis de problème mécanique dans CESAR-LCPC. Un module est programmé pour créer automatiquement le réseau correspondant des fractures hydrauliques, à partir du maillage des éléments finis préparé pour le problème mécanique dans CESAR-LCPC. À partir de là, on peut définir les conditions aux limites pour le réseau hydraulique, ainsi que des chargements et des conditions aux limites pour le modèle mécanique, et résoudre chacun des deux problèmes correspondant séparément.

Le couplage hydromécanique est envisagé par une interface entre le module hydraulique et le code mécanique. En ajoutant un mot clé dans le code CESAR-LCPC, il lit, au début de

chaque incrément de chargement, les pressions de fluide à l'intérieur de tous les éléments joints, déjà stockées dans un fichier. Il corrige les vecteurs des contraintes pour l'effet du fluide (actuelles ou initiales selon le cas) dans les points de Gauss de tous les éléments joints, et il résout le problème avec les conditions aux limites et les chargements mécaniques définis pour cette incrément. A l'issue de cet incrément, CESAR-LCPC calcule les ouvertures mécaniques moyennes de tous les éléments joints (en considérant l'effet de fluide). Avec les nouvelles valeurs des ouvertures mécaniques, CESAR-LCPC met à jour ensuite les ouvertures hydrauliques de tous les éléments de fracture hydraulique – destinées au calcul hydraulique – dans un fichier avec la formulation suivante :

$$e_h = e_h^i + du_n ; \quad \text{avec } e_h \geq e_{hr} \quad (4.36)$$

où e_h^i est l'ouverture hydraulique initiale, du_n est le changement d'ouverture mécanique (comprenant toutes les composantes élastique, plastique et de dilatance), par rapport à l'état initial mécanique. Une valeur d'ouverture hydraulique résiduelle doit être définie, e_{hr} , au-delà de laquelle l'ouverture hydraulique ne peut pas diminuer. Cela signifie qu'à chaque fois que e_h est mis à jour, sa valeur est vérifiée par rapport à e_{hr} : si e_h est plus petite, e_{hr} est considérée comme nouvelle ouverture hydraulique.

A la fin de chaque incrément et après mise à jour des ouvertures hydrauliques, CESAR-LCPC appelle le module hydraulique Calhyd pour effectuer un nouveau calcul hydraulique avec des nouvelles valeurs d'ouverture hydraulique. Calhyd effectue un calcul hydraulique avec ces nouvelles ouvertures hydrauliques. À l'issue de ce calcul il met à jour les pressions de fluide dans un fichier.

A l'incrément de charge suivant, CESAR-LCPC lit les nouvelles valeurs de pression et le processus de calcul hydromécanique se répète pour tous les incréments de charge mécanique.

L'interface de couplage hydromécanique peut être utilisée avec tous les modèles de joints existants dans CESAR-LCPC. Pour avoir de bonnes approximations des résultats, notamment lors du couplage hydromécanique avec des modèles non-linéaires ou inélastiques des joints, deux choix sont possibles : soit pour chaque incrément « réel » de chargement mécanique on effectue quelques calculs hydromécaniques itératifs par des incréments « fictifs » de chargement mécanique, c'est-à-dire des chargements infiniment petits, juste pour répéter les

calculs hydromécanique d'une manière itérative. La deuxième solution est d'augmenter le nombre d'incrémentes mécaniques et diminuer les valeurs des incréments de charge.

Rappelons que les conditions aux limites hydrauliques restent constantes au cours des calculs hydromécaniques et que l'écoulement est stationnaire. Par conséquent ce sont seulement les variations des ouvertures hydrauliques qui peuvent avoir un effet sur la redistribution des pressions de fluide le long des fractures au cours des couplages hydromécaniques.

Les valeurs de débits sortants ou entrants dans chaque nœud du bord sont calculées par Calhyd. Une possibilité est également prévue pour que les nœuds du bord soient dans des groupes et que la somme de débit soit calculée pour chaque groupe de nœuds.

Dans les problèmes avec une surface d'eau libre à l'intérieur du modèle, les conditions hydrauliques ne sont pas limitées uniquement aux nœuds se trouvant sur le bord. Dans ce cas, on peut définir des pressions nulles pour les nœuds qui se trouvent sur et au-dessus de la surface libre.

4.5. Validation du module hydromécanique couplé implémenté dans CESAR-LCPC

Avant les validations hydromécaniques, le module hydraulique Calhyd a été validé par rapport aux résultats analytiques, pour des cas simples à complexes de réseau de fractures. L'étape suivante fut la validation du module hydromécanique CESAR-Calhyd. Plusieurs cas ont été adoptés pour la validation du module hydromécanique. Par la suite, quelques exemples des validations hydromécaniques sont présentés.

Le cas simple d'un modèle avec deux éléments joints Mohr-Coulomb

Le premier exemple porte sur un modèle simple contenant six éléments massifs avec deux éléments joints au milieu. La figure 4.8 montre la géométrie, les conditions aux limites et le chargement appliqué au modèle. L'ensemble du modèle constitue un carré de 100×100 m. le modèle de comportement de Mohr-Coulomb a été choisi pour les éléments joints. Les paramètres attribués aux éléments joints sont donnés dans le tableau suivant.

Tableau 4.1. Paramètres attribués aux éléments joints

k_n (MPa/m)	k_t (MPa/m)	C (kPa)	φ (°)	ψ (°)
1	0,5	12	45	12

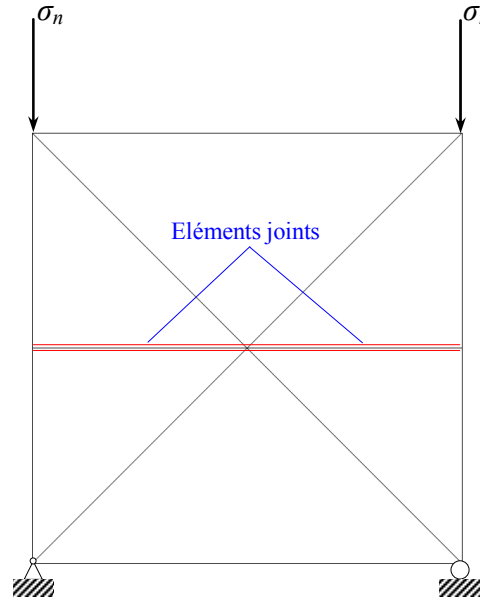


Figure 4.8. Maillage des éléments finis d'un modèle contenant deux éléments joints au milieu et six éléments massifs

Dans le premier cas de chargement, on applique une contrainte normale de compression de 10 kPa sur le bord supérieur du modèle, une fois sans pressions de fluide et une autre fois avec une pression de fluide constante de 5 kPa dans tous les joints. On compare les résultats des calculs effectués par CESAR-LCPC avec des résultats analytiques pour des déplacements relatifs normaux au niveau des joints. Les déplacements relatifs normaux sont calculés analytiquement par la relation suivante :

$$u_n = \frac{\sigma_n - p}{k_n} \tag{4.37}$$

Les résultats sont récapitulés dans le tableau suivant :

Tableau 4.2. Déplacements relatifs normaux au niveau des joints

du_n (m)	Sans pression de fluide	Avec une pression de fluide
Résultats analytiques	0,0100000	0,0050000
Résultats numériques	0,0100009	0,0050009

On remarque que les résultats numériques sont corrects avec une erreur numérique inférieure à 0,02% pour le cas hydromécanique.

Dans le deuxième cas de chargement, on applique une contrainte normale de traction sur le bord supérieur du modèle jusque à la rupture au niveau des joints, en prenant également une fois sans pressions de fluide et une autre fois avec une pression de fluide de 4 kPa dans les joints. La résistance en traction des joints avec un modèle Mohr-Coulomb est donnée par l'intersection de l'enveloppe du critère par l'axe σ_n , ici égale à 12 kPa. Issus des résultats numériques, les éléments joints arrivent à la rupture pour un σ_n appliquée de 12 kPa dans le cas sans pressions de fluide. Les résultats numériques ont montré que la contrainte normale appliquée nécessaire pour la rupture se réduit à 8 kPa si on applique une pression de fluide de 4 kPa au niveau des joints.

Cas d'un modèle avec dix éléments joints uniquement sous l'effet de pression de fluide

Le deuxième exemple concerne un modèle avec une géométrie identique à l'exemple précédent (un carré de 100×100 m), mais cette fois avec dix éléments joints au milieu. Le maillage des éléments finis et les conditions aux limites du modèle sont montrés dans la figure 4.9a. Des modèles de comportement élastique ont été attribués aux éléments massifs ainsi qu'aux éléments joints. Les paramètres d'élasticité du massif et ceux de joint sont les suivants :

Tableau 4.3. Les paramètres attribués au massif (a), et au joint (b)

(a)		(b)	
E (MPa)	ν	k_n (MPa/m)	k_t (MPa/m)
500	0,3	10	5

Aucun chargement mécanique n'est appliqué au modèle. La seule sollicitation est créée par les conditions hydraulique. Des pressions de fluide identiques de 4 MPa ont été fixées aux deux extrémités de l'ensemble des joints (sur les deux nœuds des éléments joints se trouvant sur le bord gauche et le bord droit). Ces conditions aux limites hydrauliques conduisent à une pression de fluide constante de 4 MPa tout le long de la fracture. Lors du couplage

hydromécanique la pression de fluide engendre une pression sur les deux parois de la fracture et par conséquent une déformation dans le massif ainsi qu'un déplacement relatif normal au niveau de la fracture. La pression de fluide est partagée entre le massif et la fracture selon leurs rigidités.

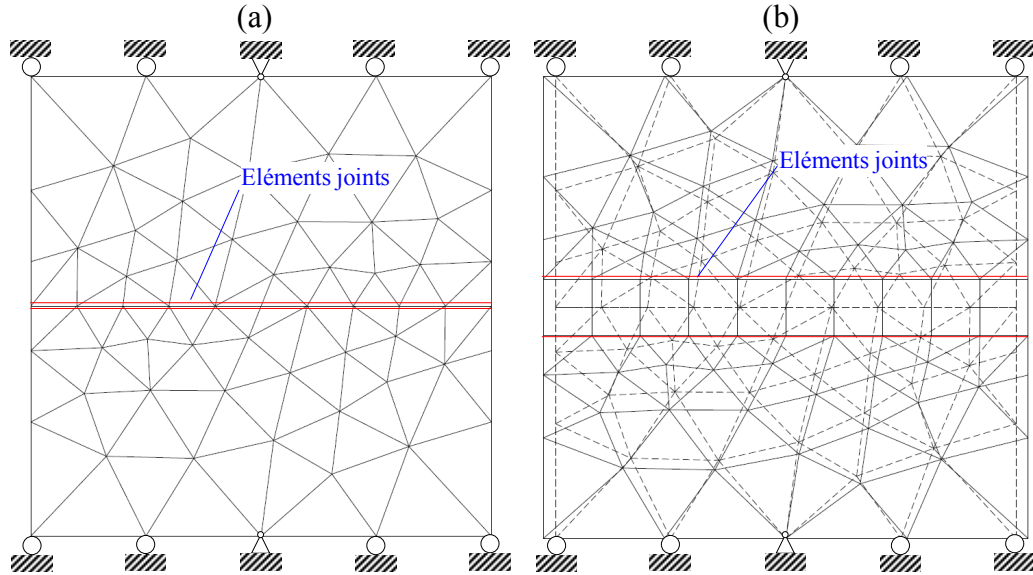


Figure 4.9. Maillage des éléments finis d'un modèle contenant dix éléments joints au milieu et des éléments massifs triangulaires (a), et déformée du maillage (b)

On peut calculer analytiquement le déplacement relatif normal de la fracture ainsi que les contraintes engendrées dans le massif et au niveau de la fracture. Si on adopte la convention de mécanique des sols pour les signes des contraintes, selon le concept de la contrainte effective, la contrainte normale effective au niveau de la fracture est donnée par l'équation suivante :

$$\sigma'_n = \sigma_n - p \quad (4.13)$$

répète

où σ_n est la contrainte normale totale au niveau de la fracture, identique à la contrainte totale σ_{yy} dans le massif. On a alors :

$$\sigma'_n = \sigma_{yy} - p \quad (4.38)$$

Sous les conditions de déformations planes les contraintes et les déformations dans un milieu continu élastique isotrope sont données par les relations suivantes :

$$\sigma_{xx} = \frac{E}{(1+\nu)(1-2\nu)} \left[(1-\nu)\varepsilon_{xx} + \nu\varepsilon_{yy} + \nu\varepsilon_{zz} \right] \quad (4.39a)$$

$$\sigma_{yy} = \frac{E}{(1+\nu)(1-2\nu)} \left[\nu\varepsilon_{xx} + (1-\nu)\varepsilon_{yy} + \nu\varepsilon_{zz} \right] \quad (4.39b)$$

$$\sigma_{zz} = \frac{E}{(1+\nu)(1-2\nu)} \left[\nu\varepsilon_{xx} + \nu\varepsilon_{yy} + (1-\nu)\varepsilon_{zz} \right] \quad (4.39c)$$

et

$$\varepsilon_{xx} = \frac{1}{E} \left[\sigma_{xx} - \nu(\sigma_{yy} + \sigma_{zz}) \right] \quad (4.40a)$$

$$\varepsilon_{yy} = \frac{1}{E} \left[\sigma_{yy} - \nu(\sigma_{xx} + \sigma_{zz}) \right] \quad (4.40b)$$

$$\varepsilon_{zz} = \frac{1}{E} \left[\sigma_{zz} - \nu(\sigma_{xx} + \sigma_{yy}) \right] \quad (4.40c)$$

Du fait de la condition de déformations planes nous avons $\varepsilon_{zz} = 0$ dans tous les éléments massifs. D'autre part, du fait des conditions aux limites et du chargement hydraulique appliqué nous avons $\sigma_{xx} = 0$ dans tous les éléments massifs. Avec ces deux conditions et les équations 4.40b et 4.40c nous arrivons à :

$$\varepsilon_{yy} = \frac{1}{E} (1-\nu^2) \sigma_{yy} \quad (4.41)$$

D'autre part

$$\varepsilon_{yy} = \frac{u_n}{H} \quad (4.42)$$

où u_n est le déplacement relatif normal de la fracture et H (=100 m dans cet exemple) est la hauteur du modèle. Ainsi nous arrivons à

$$u_n = \frac{H}{E} (1-\nu^2) \sigma_{yy} \quad (4.43)$$

D'autre part, d'après le modèle de comportement élastique au niveau de la fracture nous avons :

$$u_n = \frac{\sigma'_n}{k_n} = \frac{\sigma_{yy} - p}{k_n} \quad (4.44)$$

Avec les deux équations ci-dessus et en remplaçant les valeurs des constantes et celle de la pression, p , on peut calculer σ_{yy} puis σ'_n et u_n . Les valeurs calculées ainsi sont données dans le tableau suivant :

Tableau 4.4. Les résultats pour les contraintes et le déplacement

σ_{yy} (MPa)	σ'_n (MPa)	u_n (m)
1,41844	-2,58156	-0,258156

Les résultats analytiques du tableau ci-dessus sont identiques avec ceux du calcul numérique. La figure 4.9b montre la déformée du maillage. Les figures 4.10a et 4.10b montrent respectivement les contraintes principales et les vecteurs de déplacement dans les éléments massifs, issus du calcul numérique. Les Figures 4.11a et 4.11b montrent respectivement les contraintes σ_{xx} et σ_{yy} dans le massif, issues du calcul numérique. L'ensemble des résultats montrés graphiquement montre la cohérence des résultats numériques avec les conditions aux limites imposées et le chargement par la pression du fluide.

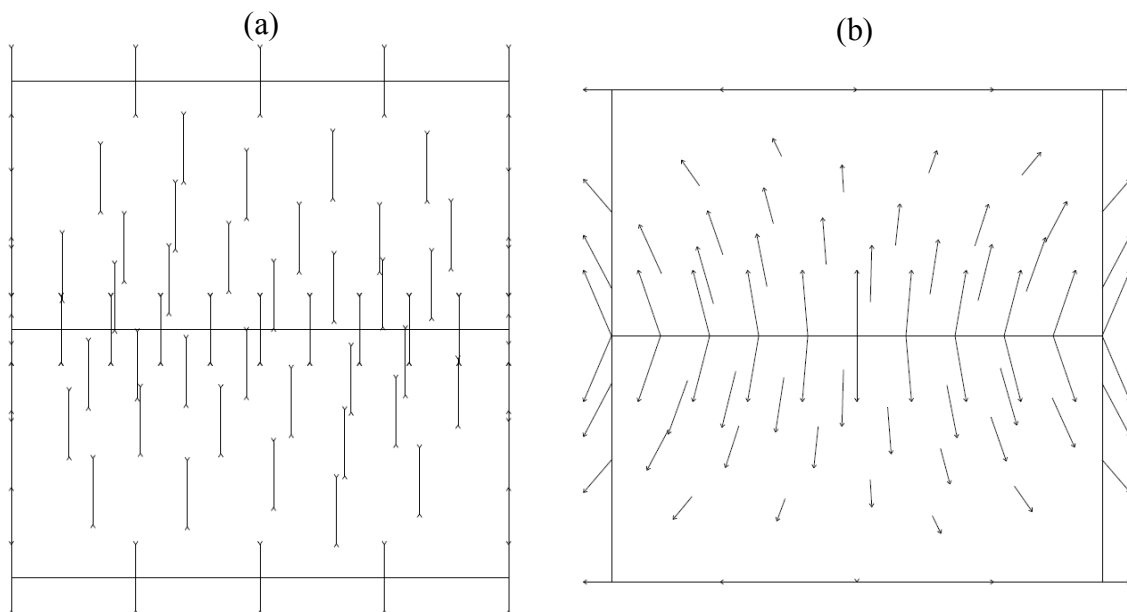


Figure 4.10. Contraintes principales (a), et vecteurs de déplacement (b)

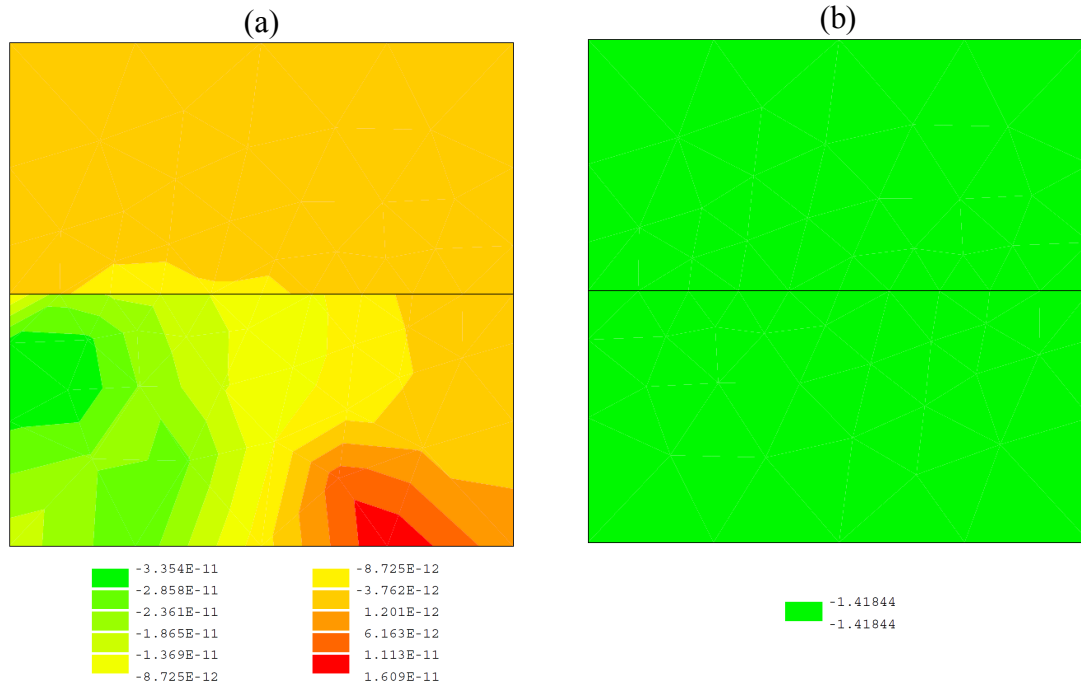


Figure 4.11. Les contraintes σ_{xx} (a), et les contraintes σ_{yy} (b) en MPa

Un autre cas a été étudié avec exactement les mêmes conditions que le dans cas précédant sauf pour les conditions aux limites. La figure 4.12a montre les conditions aux limites imposées dans ce modèle.

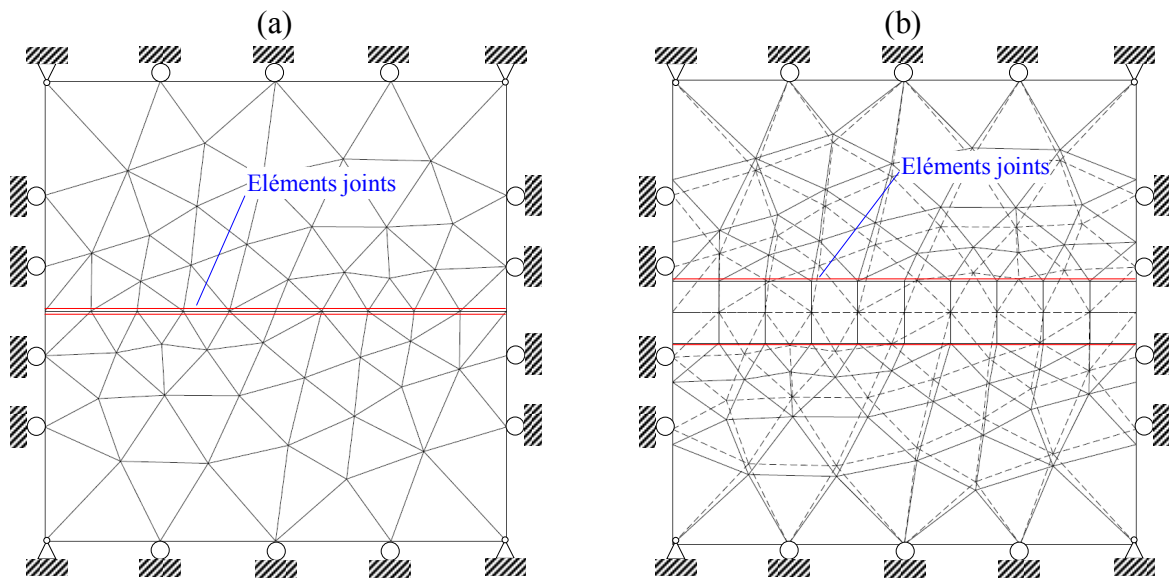


Figure 4.12. Maillage des éléments finis et conditions aux limites du modèle contenant dix éléments joints au milieu et des éléments massifs triangulaires (a), et déformée du maillage (b)

La contrainte σ_{yy} dans le massif ainsi que la contrainte normale et le déplacement relatif dans la fracture ont été calculés analytiquement de la même manière que dans le cas précédent, mais avec de nouvelles conditions aux limites. Le tableau suivant montre les

résultats de calcul analytique. Les résultats numériques sont identiques, si l'on considère ces valeurs pour ce niveau de précision.

Tableau 4.5. Les résultats pour les contraintes et le déplacement

σ_{yy} (MPa)	σ'_n (MPa)	u_n (m)
1,6092	-2,39080	-0,239080

Les résultats analytiques du tableau ci-dessus sont identiques à ceux du calcul numérique. La figure 4.12b montre la déformée du maillage. Les Figures 4.13a et 4.13b montrent respectivement les contraintes principales et les vecteurs de déplacement dans les éléments massifs, issus du calcul numérique. Les figures 4.14a et 4.14b montrent respectivement les contraintes σ_{xx} et σ_{yy} dans le massif, issues du calcul numérique. Ces résultats graphiques montrent aussi la cohérence des résultats numériques avec les nouvelles conditions aux limites imposées et le chargement. Ils sont intéressants notamment en les comparant à ceux du cas précédent.

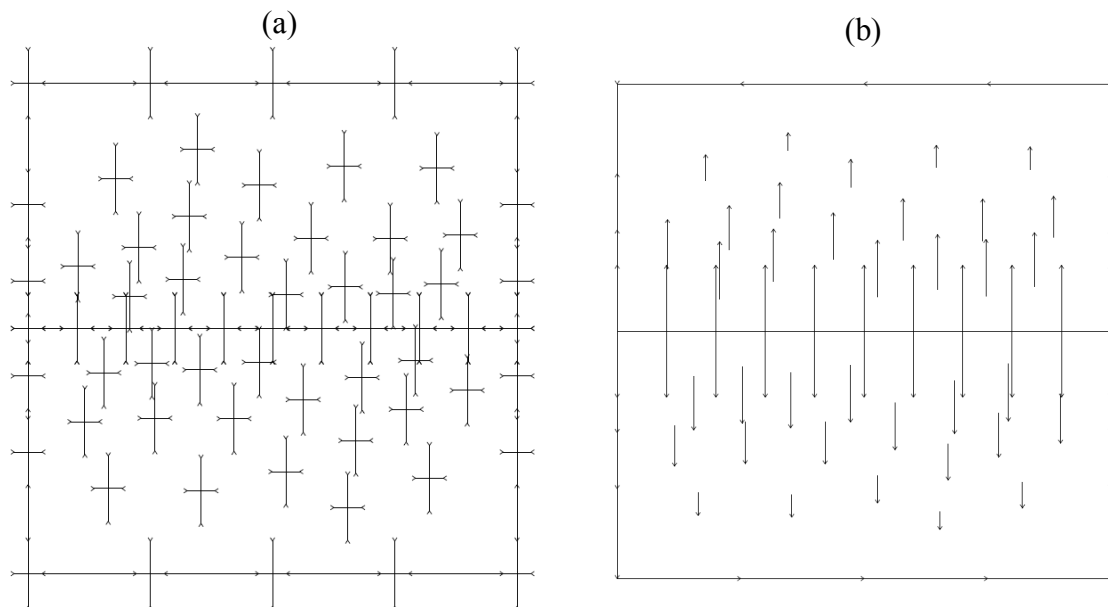


Figure 4.13. Contraintes principales (a), et vecteurs de déplacement (b)

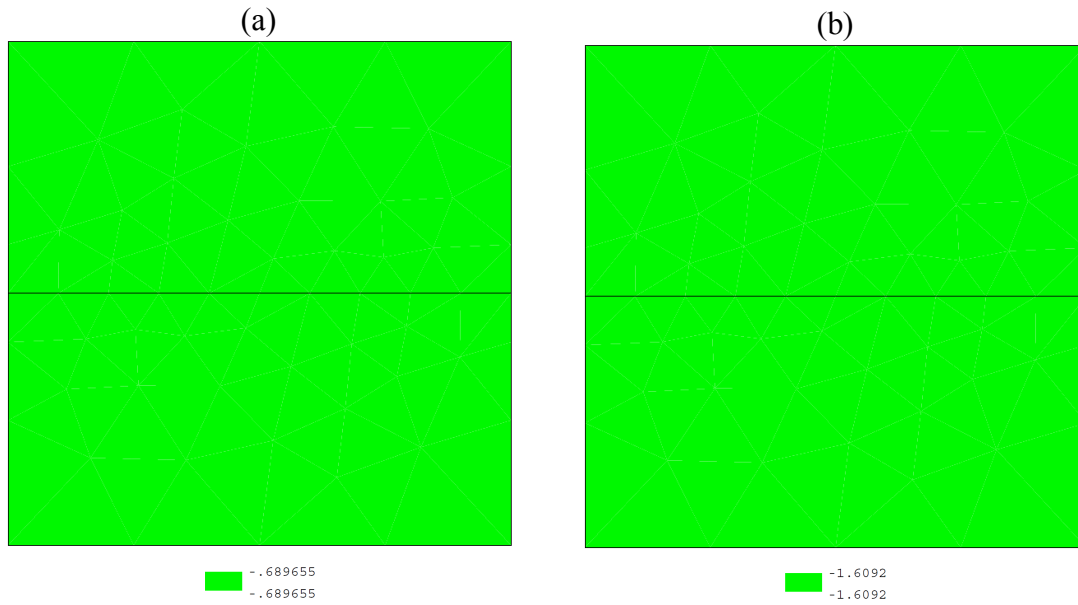


Figure 4.14. Contraintes σ_{xx} (a), et contraintes σ_{yy} (b) en MPa

Débit de l'écoulement et distribution des pressions le long d'une fracture

Cet exemple est destiné à valider le calcul de la distribution de pression de fluide et le débit d'écoulement dans un problème avec un gradient de charge hydraulique entre deux extrémités d'une fracture où on impose respectivement des pressions p_1 et p_2 . La géométrie et les conditions aux limites sont identiques à l'exemple précédent, montrées dans la figure 4.9a.

Afin d'avoir la possibilité d'effectuer des calculs analytiques, un module d'Young très faible est attribué aux éléments massif ($10.E-8$ MPa) avec un coefficient de Poisson nul. Les raideurs de la fracture sont les mêmes que dans le tableau 4.3 avec un comportement élastique. Avec la valeur relativement négligeable du module d'Young par rapport aux raideurs de la fracture, il n'y a que la rigidité de la fracture qui intervient dans la réponse mécanique au chargement (pression de fluide à l'intérieur de la fracture).

D'abord on trouve la solution analytique. Si l'ouverture hydraulique initiale de la fracture est égale à e_h^i (avec une pression de fluide nulle), la nouvelle ouverture hydraulique due à l'effet de la pression hydraulique le long de la fracture est donnée par la relation suivante (figure 4.15) :

$$e_h = e_h^i + du_n ; \quad \text{avec } e_h \geq e_{hr} \quad (4.36)$$

répète

D'autre part on a

$$du_n = \frac{p}{k_n} \tag{4.45}$$

Ce qui donne avec l'équation 4.36 la relation suivante :

$$e_h = e_h^i + \frac{p}{k_n} \tag{4.46}$$

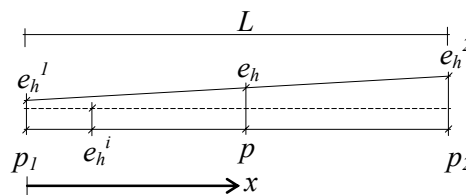


Figure 4.15. Changement de l'ouverture hydraulique le long de la fracture due à la pression de fluide

Le débit sur un petit volume de contrôle est donné par la loi cubique et comme z est constant le long de la fracture on a :

$$Q = -\frac{\rho g e_h^3}{12\mu} \frac{\partial h}{\partial x} = -\frac{\rho g e_h^3}{12\mu} \frac{\partial p}{\partial x} \tag{4.47}$$

En remplaçant e_h de l'équation 4.46 dans cette équation on a :

$$Q = -\frac{\rho g}{12\mu} \left(e_h^i + \frac{p}{k_n} \right)^3 \frac{\partial p}{\partial x} \tag{4.48}$$

D'autre part si on prend les dérivées des deux coté de l'équation 4.46 par rapport à x , nous avons :

$$\frac{\partial e_h}{\partial x} = \frac{1}{k_n} \frac{\partial p}{\partial x} \tag{4.49}$$

ou

$$\frac{\partial p}{\partial x} = k_n \frac{\partial e_h}{\partial x} = k_n e_h' \quad (4.50)$$

En remplaçant $\frac{\partial p}{\partial x}$ donné par l'équation au-dessus dans l'équation 4.47, nous obtenons :

$$Q = -\frac{\rho g k_n}{12\mu} e_h^3 e_h' \quad (4.51)$$

ou

$$Q = -\frac{\rho g k_n}{48\mu} (e_h^4)' \quad (4.52)$$

ou

$$(e_h^4)' = -\frac{48\mu Q}{\rho g k_n} \quad (4.53)$$

Puis, en intégrant des deux cotés l'équation 4.53 par rapport à x , il vient :

$$e_h^4 = -\frac{48\mu Q}{\rho g k_n} x + B \quad (4.54)$$

En considérant les conditions aux limites : $p = p_1$ à $x = 0$ et $p = p_2$ à $x = L$, on peut déduire la pression du fluide en fonction de x ainsi que le débit en fonction des conditions aux limites et les constantes du problème :

$$p = k_n \left(\sqrt[4]{-\frac{48\mu Q}{\rho g k_n} x + \left(e_h^i + \frac{p_1}{k_n}\right)^4} - e_h^i \right) \quad (4.55)$$

$$Q = \frac{\rho g k_n}{48\mu L} \left[\left(e_h^i + \frac{p_1}{k_n}\right)^4 - \left(e_h^i + \frac{p_2}{k_n}\right)^4 \right] \quad (4.56)$$

Avec les constantes $\rho = 1000 \text{ kg/m}^3$, $g = 10 \text{ m/s}^2$, $\mu = 1 \text{ Pa.s}$, $L=100 \text{ m}$, $e_h^i = 1 \text{ m}$, $p_1 = 0$, $p_2 = 20 \text{ MPa}$ et $k_n = 10 \text{ MPa}$, la solution analytique pour le débit est :

$$Q = 1666,66 \text{ m}^3 / \text{s} \quad (4.57)$$

D'autre part, la valeur calculée par le module hydromécanique CESAR-Calhyd est :

$$Q = 1652,23 \text{ m}^3 / \text{s} \tag{4.58}$$

Qui donne une approximation de la solution analytique avec une erreur de moins de 1%. Maintenant, à l'aide de l'équation 4.55 et la valeur calculée analytiquement pour le débit, on peut calculer les valeurs de la pression tout le long de la fracture. La figure 4.16 montre les valeurs de la pression de fluide calculée numériquement par CESAR-Calhyd sur les nœuds des éléments fractures hydrauliques, par rapport aux valeurs correspondantes calculées analytiquement.

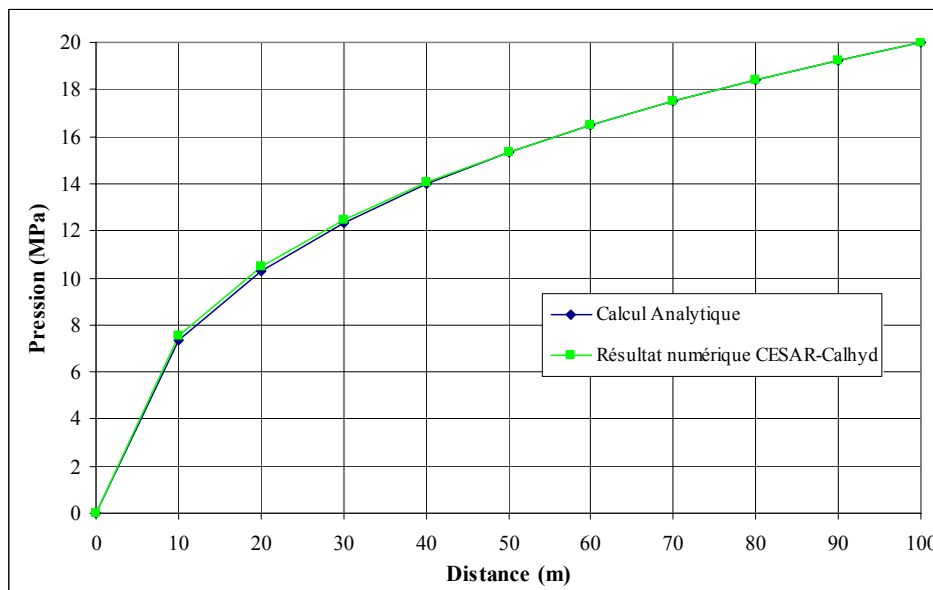


Figure 4.16. Distribution de la pression de fluide le long de la fracture

Couplage hydromécanique avec des éléments joints endo-plastiques

Le dernier exemple de validation présenté est destiné au couplage hydromécanique en utilisant des éléments joints endo-plastiques. Les éléments massifs sont supposés élastiques avec un module d'Young de 500 MPa et un coefficient de Poisson de 0,3. Les paramètres attribués aux éléments joints endo-plastiques sont donnés dans le tableau suivant.

Tableau 4.6. Paramètres attribués aux éléments joints endo-plastiques

k_{np} (MPa/ mm)	k_{nf} (MPa/ mm)	e_0 (mm)	k_{tp} (MPa/ mm)	k_{tf} (MPa/ mm)	φ (°)	C (MPa)	σ_R (MPa)	ψ (°)	C_S (MPa)	β -	A (MPa/ mm)	m -
4,4	0,1	3	1	0	50	5	22	0	5	1	2	5

Les conditions aux limites sont montrées dans la figure 4.17. Un chargement cyclique est appliqué par des incréments de déplacement normal de traction imposés sur le bord supérieur.

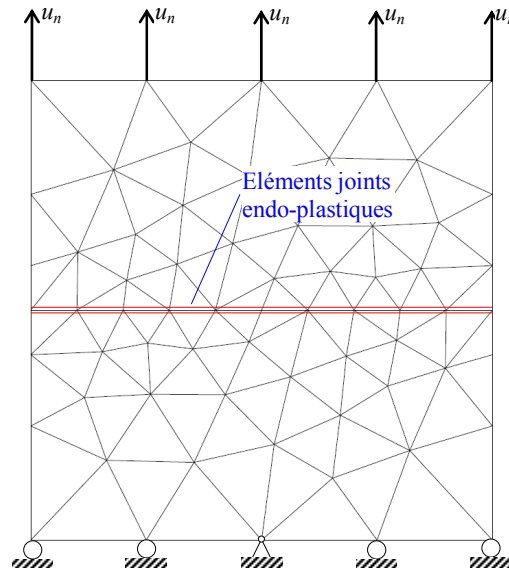


Figure 4.17. Maillage des éléments finis, conditions aux limites et chargement (déplacements imposés) du modèle contenant dix éléments joints endo-plastiques au milieu

Deux séries de calcul ont été effectuées, une fois sans présence de fluide et une autre fois avec une pression de fluide constante de 4 MPa le long de la fracture. Les résultats de contrainte-déplacement relatif normal sont montrés dans la figure 4.18 pour les deux cas. Comme on peut le constater sur la figure, l'enveloppe de la courbe est identique pour les deux cas, ce qui est normal puisque que les paramètres des joints sont identiques. Le comportement des joints est décrit par les contraintes effectives. Par conséquent ce sont les valeurs des contraintes totales et des déplacements qui sont différentes dans les deux cas. La différence entre les valeurs de déplacement peut être remarquée sur les étapes de décharge-recharge.

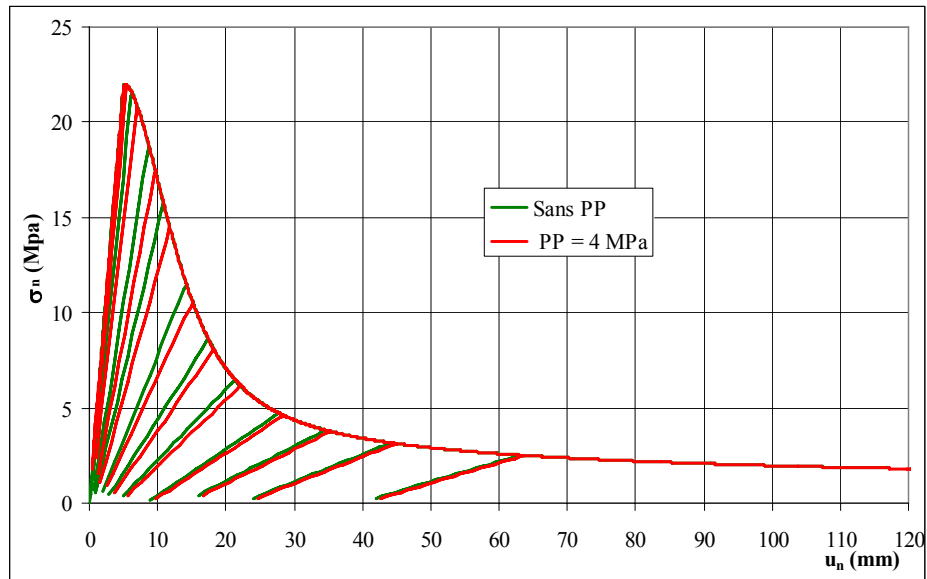


Figure 4.18. Courbe de contrainte-déplacement pour les cas sans et avec pression de fluide

Les valeurs de la contrainte verticale totale dans les éléments massifs pour le cas avec pression à deux étapes différentes ont été vérifiées : la première correspond à l'incrément juste avant début de l'endommagement. La valeur de la contrainte totale est égale à 17,8143 MPa dans cette étape, où la contrainte normale effective est égale à 21,8143 MPa (traction), ce qui montre que la pression de fluide est bien prise en compte pour calculer les contraintes effectives au niveau des joints. Le deuxième cas correspond au dernier incrément de charge. A l'issue de cet incrément la contrainte totale verticale est égale à -2,2011 MPa (compression) dans les éléments massifs alors qu'à la même étape la contrainte effective dans la fracture est égale à 1,7989 MPa (traction). Ceci confirme que jusqu'à dernière étape de chargement les valeurs de la contrainte effective (qui détermine le comportement de la fracture) sont calculées correctement dans les éléments joints endo-plastiques.

CHAPITRE V. APPLICATION A LA MODELISATION DE LA STABILITE DES MASSIFS ROCHEUX

5.1. Introduction

L'étude de la stabilité des massifs rocheux intervient partout dans les régions montagneuses dans lesquelles l'homme habite et où il intervient. D'une part on étudie la stabilité des massifs rocheux naturels qui se situent au voisinage des agglomérations, des routes et plus généralement à proximité de toute infrastructure dont la sécurité peut être mise en jeu par une éventuelle instabilité des massifs. D'autre part au cours d'activités comme la construction de voies dans les régions montagneuses ou l'exploitation à ciel ouvert de mines, on réalise des excavations dans la roche. On perturbe ainsi l'état naturel des massifs aussi bien en termes de contraintes *in situ* qu'en termes de géométrie et éventuellement de conditions hydrauliques. Les conséquences de ces perturbations sont une redistribution des contraintes actives et passives et un nouvel état de stabilité. Avoir une bonne estimation de ce nouvel état de stabilité a un rôle important dans la conception des excavations vis-à-vis des enjeux économiques et des considérations de sécurité. Les massifs rocheux peuvent également servir de fondations pour des infrastructures comme les ponts ou les barrages. Dans ce cas, une estimation de la stabilité et de la résistance des massifs est vitale car un défaut dans la

fondation peut conduire à de graves catastrophes comme celle de la rupture du barrage de Malpasset (Hervouet et Petitjean, 1999).

5.2. Mécanismes d'instabilités et de ruptures des massifs rocheux dans différents types de roche

La première étape dans l'évaluation de la stabilité d'un massif rocheux est d'effectuer des investigations afin de repérer des mécanismes possibles d'instabilité. La grande diversité dans le comportement des massifs et dans les mécanismes possibles d'instabilité résulte de la grande variété dans la structure géologique des massifs rocheux. Le choix de la méthode de modélisation pour l'évaluation de la stabilité des massifs rocheux dépend directement de leurs comportements et des mécanismes d'instabilités possibles liés à leurs structures géologiques.

Les modes de rupture simple, idéalisés, se trouvant dans la plupart des manuels de mécanique des roches (comme Hoek et Bray (1977) ou Goodman (1989)) sont le glissement plan de bloc, le glissement dièdre de bloc et le basculement de colonne ou de bloc. Goodman et Kieffer (2000) ont donné une liste bien plus complète des modes de rupture contenant certes les modes cités ci-dessus mais aussi des modes supplémentaires plus complexes de la rupture des pentes rocheuses. Ils ont également indiqué les types de matériaux dans lesquels chaque mode de rupture est susceptible de se produire. Les modes de rupture décrits par Goodman et Kieffer (2000) sont :

- l'érosion hydraulique et la formation de renard hydraulique,
- le désenrobage de blocs,
- le glissement plan de bloc,
- le glissement dièdre,
- l'affaissement synsédimentaire,
- le basculement,
- le basculement par glissement en tête,
- le basculement par glissement en pied,
- le basculement par glissement sus-jacent,
- la rotation de bloc,
- la rupture de plaque,
- la rupture des ponts rocheux,
- la rupture par glissement sus-jacent,

- la rupture de banc,
- le glissement de type sol,
- l'éclatement de la roche.

Pourtant, Goodman et Kieffer (2000) indiquent que cette liste n'est pas exhaustive.

L'érosion hydraulique forme des ravins par action de l'écoulement de l'eau de surface ou des eaux souterraines. L'érosion peut dégrader très sérieusement une pente rocheuse, aussi bien par l'effet superficiel de ruissellements concentrés, que par l'érosion interne ou renard hydraulique, particulièrement dans les sédiments limoneux peu cimentés, les granites fortement altérés, et les sapropélites.

Le désenrobage des blocs consiste en l'ameublissement progressif et l'érosion des cailloux ou des blocs de surface. Il s'agit d'un processus de dissipation de masse et d'érosion sous une altération active et transport par la gravité. Des roches dures fortement fracturées, par exemple, des basaltes columnaires et des grès fragiles couchés sur des schistes tendres, peuvent donner de grands talus coniques par ce « désenrobage des blocs ».

Le glissement plan de bloc peut avoir lieu sur un seul plan de faiblesse, seulement une fois que le périmètre de la masse éventuellement instable est complètement délimité. Dans le cas d'un massif rocheux stratifié avec une famille de discontinuités dominante, un glissement potentiel ne peut avoir lieu sauf si les marges latérales des compartiments ainsi délimités sont découpées par des vallées topographiques ou sujettes à des ruptures de cisaillement. Ces dernières peuvent être favorisées par l'occurrence de failles ou de zones de cisaillements qui coupent la masse glissante plus ou moins parallèlement à la direction de pendage de la surface de glissement. Des blocs délimités par trois ou plus de familles de joints n'ont pas besoin d'autre découpage ou singularité topographique pour glisser sur une surface de glissement, s'ils sont mobilisables. Un simple test de stabilité peut être effectué suivant le théorème de Shi (Goodman et Shi, 1985) discuté par Goodman (1995). La figure 5.1 montre le schéma d'un glissement de bloc. Ce type d'instabilité peut se produire dans les massifs aussi bien de roches dures que tendres avec des discontinuités ou des fissurations bien définies, par exemple des roches sédimentaires stratifiées, des roches résultant d'écoulement volcanique, des granites fissurés en blocs, et des roches métamorphiques feuilletées.

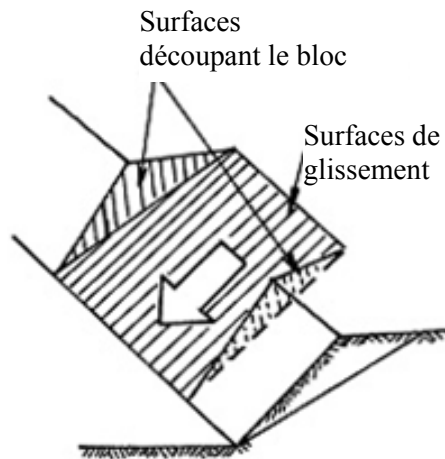


Figure 5.1. Glissement plan (Hoek et Bray, 1977)

Le **glissement dièdre** se produit dans des pentes convexes coupées seulement par deux surfaces de discontinuité non-parallèles. Dans ces cas, des blocs de glissement d'approximativement quatre cotés sont découpés par deux plans de discontinuités rocheuses et deux plans tangents à la surface du terrain naturel (Figure 5.2). Ainsi, aucune surface de dégagement supplémentaire n'est nécessaire pour isoler le bloc et le mettre en condition de glissement. En conséquence, de très grandes masses glissantes peuvent se libérer par l'intersection d'une zone de cisaillement ou d'une faille importante, avec une zone de contact entre deux formations, ou avec tout autre plan de stratification bien développée. Ce type d'instabilité peut se produire par exemple dans les roches sédimentaires fissurées en croisement, les roches régulièrement faillées, les granites fissurés en blocs et plus spécialement les roches métamorphiques fissurées ou feuilletées.

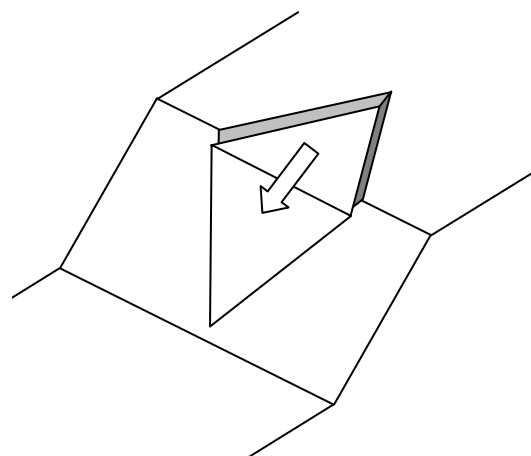


Figure 5.2. Glissement dièdre

L'**affaissement synsédimentaire** décrit un mode de rotation en arrière des blocs durs par glissement en pied le long d'une discontinuité (Wittke, 1965 ; Kieffer, 1998, cités par

Goodman et Kieffer, 2000). La figure 5.3a montre comment les affaissements successifs de blocs multiples produit une cicatrice ressemblant grossièrement à celle d'un effondrement du sol. Pourtant, l'allure interne est différente avec des blocs indépendants renversés en arrière et de grandes ouvertures internes. La morphologie de l'effondrement rocheux change selon la raideur des blocs et le degré de croisement de la fissuration comme indiqué sur la figure 5.3b (affaissement en flexion), la figure 5.3c (affaissement par rupture en blocs), et la figure 5.3d (affaissement par flexion et ruptures de blocs) (Kieffer, 1998, cités par Goodman et Kieffer, 2000). Dans les trois cas, les strates sont bloquées seulement sur les stratifications de pentages raides et arrêtent de glisser simultanément sur des stratifications, ainsi que sur le joint de croisement basal d'un pendage modéré. Un tel comportement permet d'assigner aux couches, une action mécanique de poutres qui se fracturent et se déforment en même temps que le glissement se produit. La figure 5.3e montre un mode similaire dans lequel les blocs s'effondrent l'un après l'autre et se déplacent vers le bas le long de la surface d'une couche inférieure plus tendre. Sans explorations souterraines, il est possible de se tromper et de considérer que cette pente constituée de différents blocs appartient à une seule unité du massif rocheux dur et stratifié. L'effondrement rocheux est analogue au basculement mais implique des blocs multiples dans un processus progressif de destruction de pente, où les strates ne sont pas inclinées vers l'intérieur du massif mais plutôt vers la face libre. Ce type d'instabilité peut se produire dans les massifs de roche dure avec des joints parallèles réguliers d'un pendage vers l'extérieur mais sans affleurement et un joint s'étendant à plat qui affleure en surface. Des structures de blocs multiples se développent typiquement dans les roches métamorphiques feuilletées et dans les sédiments d'un pendage raide. Des structures en un seul bloc se développent dans les granites, les grès et les roches résultant d'un écoulement volcanique, fracturées en blocs.

Le basculement (renversement) est un mode de rupture pour les pentes rocheuses dans lesquelles les blocs ou les colonnes sont inclinés vers l'extérieur, de manière à ce que chaque strate ait tendance à surplomber celle d'en dessous et que son poids soit supporté seulement par la résistance de sa voisine aval. La figure 5.3 montre trois catégories de ruptures de basculement selon le rôle des discontinuités transversales (Goodman et Bray 1977, cité par Goodman et Kieffer, 2000) : basculement en flexion (figure 5.3f), basculement par rupture en blocs (figure 5.3.g) et basculement par flexion et rupture de blocs (figure 5.3h). Les ruptures par basculement peuvent être profondes, massives et potentiellement rapides. Comme tout autre glissement de terrain en masse, la période de mouvement rapide est précédée par des

déplacements lents s'accroissant lorsque le poids de la roche est graduellement redistribué en pied de bloc. Après l'évènement de rupture principale, le massif rocheux récemment disloqué en flexion continue à progresser vers le bas. Dans ces conditions, il y a un risque pour les infrastructures – comme les conduites d'eau des barrages – qui ont été placées, par ignorance, en haut du massif altéré. L'affaissement et le basculement rocheux peuvent tous les deux produire des fronts de talus raides de blocs rocheux fortement fracturés et très meubles qui peuvent menacer les installations se trouvant en aval. Ce type d'instabilités peut se produire dans des massifs de roches dures avec des joints parallèles réguliers d'un pendage vers l'extérieur avec ou sans joints transversaux, des roches métamorphiques feuilletées et des roches sédimentaires de pendage raide, également dans des massifs de granites fracturés en blocs.

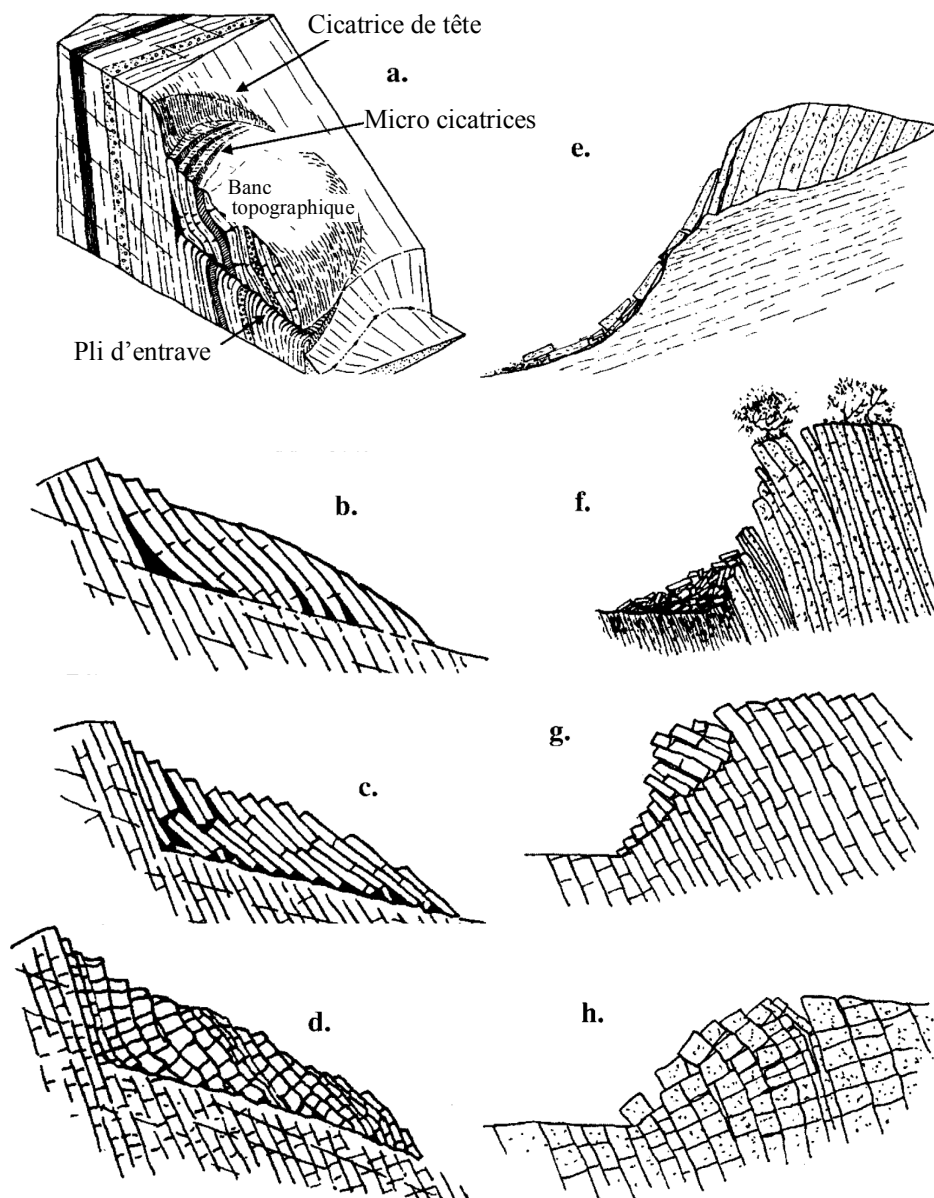


Figure 5. 3. Affaissement rocheux et basculement (Goodman et Kieffer, 2000)

Le basculement par glissement en tête, « mode de basculement secondaire » selon Goodman et Bray (1977, cité par Goodman et Kieffer, 2000), se produit lorsque les strates sont bloquées dans leur glissement par un massif de pied susceptible de basculer comme indiqué sur la figure 5.4a. En effet, c'est un mécanisme à deux blocs dans lequel le bloc supportant le poids cède par basculement plutôt que par glissement. Ce mode d'instabilité peut avoir lieu dans tous les types de roche sensibles au basculement de bloc.

Le basculement par glissement en pied et le basculement par glissement sus-jacent sont des modes de basculement secondaire supplémentaires. Le basculement par glissement en pied (figure 5.4b) peut se produire dans un nouvel espace créé en haut d'un glissement par son déplacement. Dans le basculement par glissement sus-jacent (figure 5.4c), la contrainte de cisaillement horizontale, transmise le long de la base d'un glissement plan naissant, provoque le basculement des strates de pendage raide formant la fondation sous-jacente au glissement. Ces modes d'instabilité peuvent également avoir lieu dans tous les types de roches sensibles au basculement de bloc.

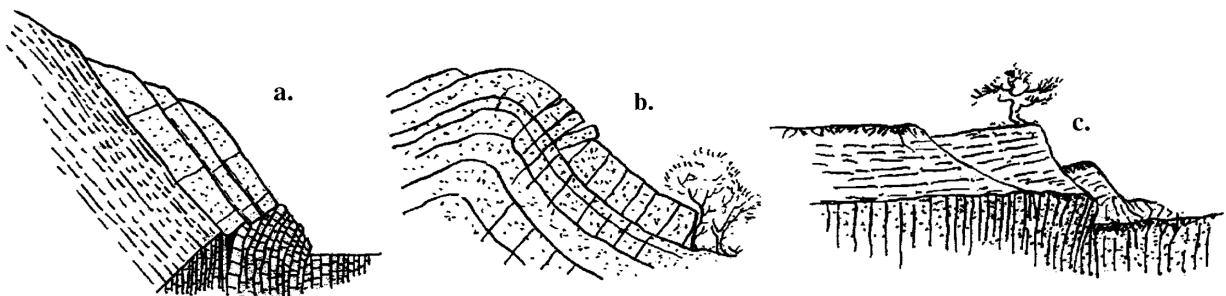


Figure 5. 4. Modes de basculement secondaires : a) Basculement par glissement en tête ; b) Basculement par glissement en pied ; c) Basculement par glissement sus-jacent (Goodman et Kieffer, 2000).

La rotation de bloc (figure 5.5a) est un mode de rupture d'un seul bloc dans lequel la zone restreinte affectée par le glissement provoque la rotation du bloc autour d'une charnière à l'endroit où le glissement est empêché. Comme le glissement est bloqué, le bloc se déplace par un mouvement tournant sur une surface de contact. Ce mode de rupture peut se produire dans les roches fracturées en blocs où le glissement sur une surface potentielle de glissement est empêché par un pont rocheux, des aspérités, ou d'autres singularités qui forment une charnière.

La rupture de plaque décrit une rupture des plaques délimitées par des joints d'extension récemment formés ou précédemment existants qui se sont formés parallèlement à la surface du massif à faible profondeur. Des joints de plaques classiques qui préexistent à la réalisation d'une tranchée dans des roches granitiques et des grès massifs peuvent créer des dalles suspendues si la tranchée est parallèle à la surface d'origine de la pente. Une nouvelle fracturation de plaque ayant tendance à se former dans n'importe quelle roche dure ou tendre relativement non fracturée, parallèlement à une nouvelle tranchée raide, a le même effet. Dans chaque cas, si l'inclinaison des joints de plaque est plus raide que l'angle de frottement des parois des joints, ce qui est le plus souvent le cas, la pente reste stable seulement par l'intermédiaire de la résistance en traction en haut de la portion la plus inclinée des plaques. De nouvelles fissures en traction se développent et permettent ensuite à des plaques de se détacher. L'altération des plaques réduit la résistance en traction, et favorise ainsi la fracturation par traction et le détachement de plaque. La figure 5.5b montre la rupture d'une plaque pendue formée au-dessous de la pente d'une tranchée. Si la pente est élevée, le volume de matériau peut être grand, malgré la minceur des nouvelles plaques ainsi formées. Ce type de rupture se produit en présence de joints de plaque préexistants dans les granites et les grès, aussi bien que dans le cas de nouveaux joints de plaque dans les roches altérées, les grès massifs friables et les roches pyroclastiques à pentes raides.

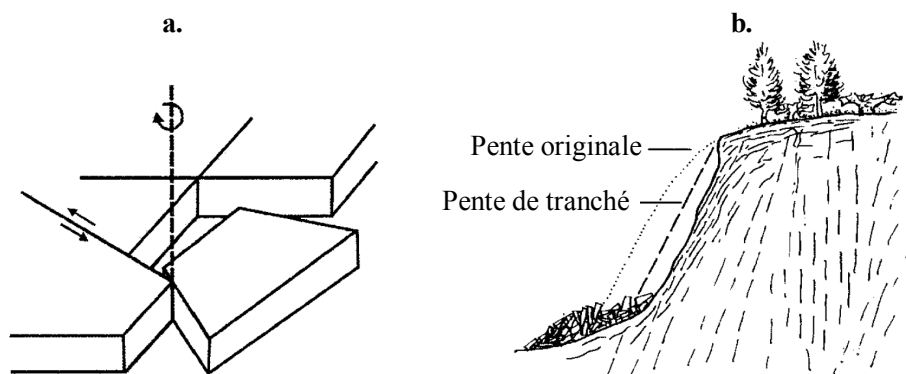


Figure 5. 5. Torsion de bloc (a) et rupture de plaque (b) (Goodman et Kieffer, 2000)

La rupture des ponts rocheux constitue la dernière étape dans l'isolation de certains blocs glissants, qui autrement, auraient été amenés à la rupture peu après une excavation initiale. A cause de l'étendue limitée de la plupart des joints, dans un premier temps, des glissements potentiellement importants peuvent être limités par un système de ponts rocheux. Après une excavation, la progression graduelle des fissures concentre les contraintes d'intensité croissante au niveau de la portion non-fissurée restante du pont et conduit à une accélération

du mouvement et une rupture éventuelle des ponts. Sur la figure 5.6a, des fissures de traction directe relient des fractures parallèles courtes pour former une surface de glissement continue par morceaux. Sur la figure 5.6b, aucune surface de glissement n'est affleurante. Les fissures se propagent dans le pied de la pente et rend apparente une surface de glissement. De la même manière, des fissures de flexion croissantes peuvent connecter des discontinuités non-persistantes afin de faciliter de grandes ruptures en basculement. Ce type de rupture peut se produire dans les roches tendres ou dures avec des discontinuités non-persistantes, par exemple dans certaines roches sédimentaires stratifiées, les roches résultant d'écoulement volcanique, les granites fracturés en blocs et les roches métamorphiques feuilletées ou fracturées.

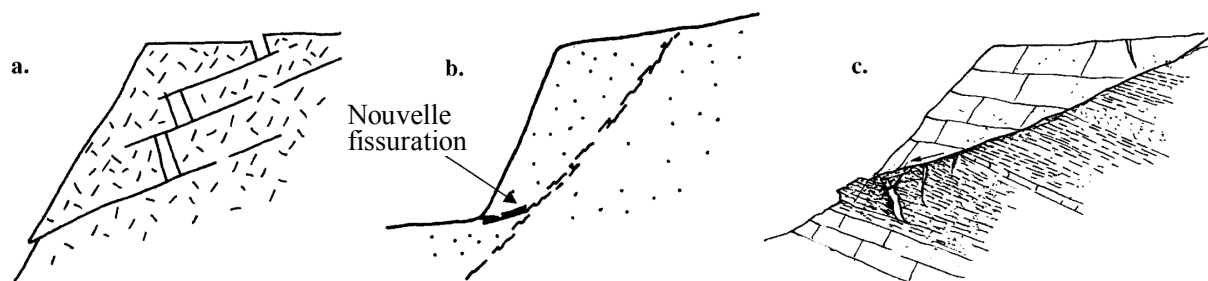
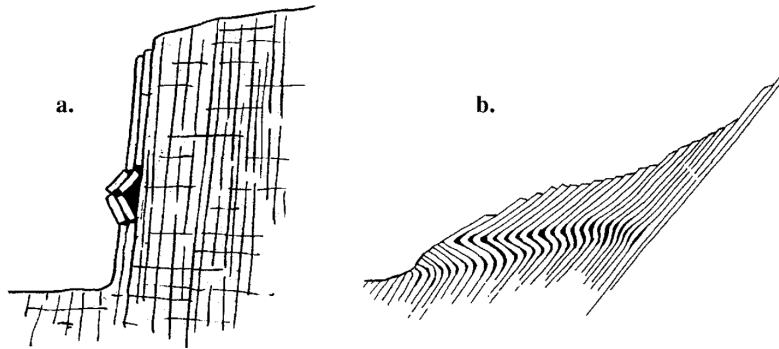


Figure 5. 6. Modes supplémentaire impliquant fissuration de la roche : a) Fissuration des ponts rocheux sous traction ; b) Rupture des ponts rocheux en cisaillement sous compression ; c) Rupture par glissement sus-jacent (Goodman et Kieffer, 2000)

La rupture par glissement sus-jacent concerne la fissuration et la rupture de roches tendres se trouvant à la base d'un glissement de blocs. Dans le cas montré sur la figure 5.6c, la contrainte de cisaillement transmise en dessous du pied du glissement provoque la rupture en traction de la roche sous-jacente. L'affaiblissement, voire la destruction du pied de glissement, peut pousser un massif glissant par fluage à une rupture globale.

La rupture de banc décrit la rupture en compression de colonnes rocheuses minces ou de dalles en surface de la roche (figure 5.7a). L'initiation de la rupture est favorisée par certains défauts initiaux dans la couche de roche, par exemple, une flexion mineure ou une faiblesse dans le matériau dans la région de la contrainte critique (Cavers, 1981 cité par Goodman et Kieffer, 2000). La figure 5.7b montre un mode de rupture intermédiaire entre l'affaissement rocheux et la rupture de banc, appelé affaissement de bande kinkée (Kieffer, 1998, cité par Goodman et Kieffer, 2000). Ce type de rupture peut avoir lieu dans les roches sédimentaires tendres de stratifications minces, inclinées abruptement et parallèlement à la surface de la pente telles que des séquences de schiste-grès et de schiste-chert, des formations houillères et des roches métamorphiques feuilletées.



**Figure 5.7. Rupture de banc (a) et affaissement de bande kinkée (b)
(Goodman et Kieffer, 2000)**

Le glissement de terrain de type sol avec une rotation en arrière intervient lors du cisaillement le long d'une surface de rupture courbée. Il se produit seulement dans les massifs rocheux qui sont suffisamment tendres et exempts de filons ou discontinuités. Les roches qui peuvent générer ce type de rupture, sont les roches riches en argile, tendres et ameublées par mouillage, comme par exemple, des schistes argileux riches en smectite et des tufs altérés. Le glissement peut se produire également dans les massifs rocheux fortement fracturés comme les zones qui se trouvent à l'intérieur et à proximité des zones de failles importantes, parmi des sédiments tertiaires et des formations rocheuses porteuses de charbon. Dans la plupart des autres roches, les discontinuités tendent à se développer en traction plutôt que par rupture en cisaillement. Ainsi cette surface de cisaillement classique courbée n'est pas commune pour les roches. La figure 5.8a montre un style de glissement habituellement trouvé dans les formations rocheuses dans lesquelles le matériau glissant est soulevé par la pression de l'eau dans l'aquifère sous-jacent. Cette dernière voit son drainage empêché dans la vallée en aval. La cause principale de rupture est alors la pression interstitielle élevée dans le massif glissant qui agit comme une formation imperméable. La figure 5.8b montre un cas semblable où la pression interstitielle élevée est due à une couche imperméable à la base de la pente qui fait barrage à l'eau pour atteindre la nappe phréatique située en dessous. Ce type de rupture peut intervenir dans des schistes argileux altérés ou ramollis (softened), les argiles de faille épaisses, les zones altérées, les tufs tendres, dans les zones de pression interstitielle élevée.

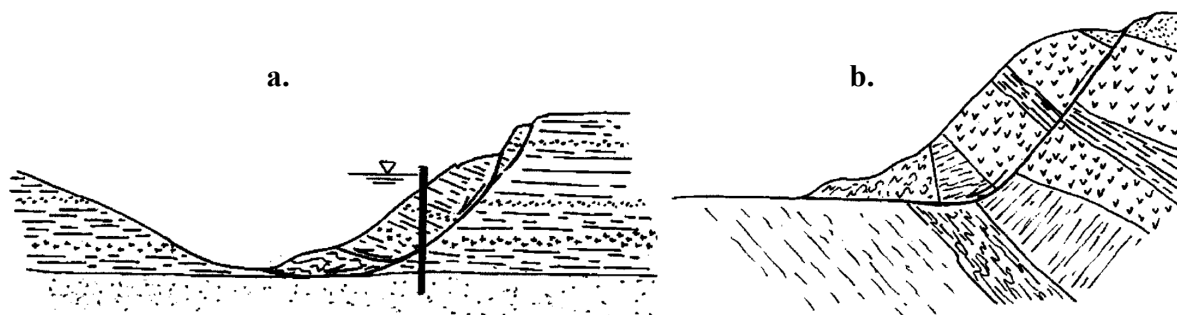


Figure 5. 8. Glissement de terrain de type sol (Goodman et Kieffer, 2000)

L'éclatement de la roche porte à la rupture de la roche près de la surface libre à cause de contraintes tangentielles élevées. Ce mode diffère de la formation des joints de plaque précédemment décrite. Dans ce mode, la progression des discontinuités et la destruction de la roche sont des événements dynamiques. L'éclatement de la roche se produit typiquement dans les carrières de roches dures, dans les zones de contrainte élevée. Il peut avoir lieu également lors d'excavations de pentes rocheuses à la base d'un canyon étroit avec des rives raides dans des roches dures. On rencontre ce phénomène typiquement dans les carrières de granites et marbres et dans les roches sédimentaires dures à la base des canyons profonds et étroits.

5.3. Méthodes de modélisation de la stabilité des massifs rocheux

La grande variété dans les différents mécanismes d'instabilité et de rupture des massifs rocheux montre qu'il est impossible d'envisager a priori une méthode unique pour évaluer la stabilité des massifs rocheux. Il existe plusieurs méthodes plus ou moins simples ou complexes pour évaluer la stabilité des massifs rocheux, chacune avec ses avantages et ses inconvénients. Par ailleurs chaque méthode n'est applicable qu'à un ou à un nombre limité de mécanismes d'instabilité. Ainsi la première étape lors de l'étude de la stabilité d'un massif rocheux consiste à avoir un jugement sur le mode de rupture potentiel le plus vraisemblable. Les outils de base qui sont à notre disposition pour ce jugement sont des cartes structurales de géologie de l'ingénieur, les visites de terrain, les mesures des pressions piézométriques et l'inspection éventuelle des sources d'eau à travers le massif, l'étude des risques sismiques, et éventuellement la réalisation de mesures *in situ* et le suivi des déformations du massif. Une fois le ou les mécanismes de l'instabilité déterminés en fonction des objectifs de l'étude et des disponibilités des outils, on peut choisir les méthodes de calcul les plus adaptées. Dans les paragraphes suivants, différentes méthodes d'évaluation de la stabilité des massifs rocheux sont brièvement présentées.

Analyse limite (et calcul à la rupture)

La résolution exacte d'un problème mécanique n'est possible que pour des géométries et des modèles constitutifs simples. Pour le cas général, le problème doit être simplifié par des hypothèses bien choisies. La méthode d'analyse limite est une méthode simplifiée mais rigoureuse qui utilise les concepts de la théorie classique de la plasticité. Elle consiste à déterminer la charge de la rupture pour une structure. Dans le cas de la stabilité d'un massif rocheux, la charge de la rupture est définie comme la charge qui provoque la rupture plastique extensive du massif, ce qui conduit aux déplacements non bornés sous l'effet d'une charge constante limite. Dans l'analyse limite, un matériau parfaitement plastique avec une loi d'écoulement associé est considéré (Sjoberg, 1996).

Une application courante de la théorie d'analyse limite est l'analyse de ligne de glissement (slip line analysis), qui en plus de l'hypothèse d'un matériau parfaitement plastique, suppose une condition de déformations planes et un critère de Mohr-Coulomb ou de Tresca. Dans cette méthode, ni les constantes d'élasticité ni les contraintes initiales du massif n'interviennent dans la charge de la rupture de la pente. Cette théorie a été largement utilisée dans le mécanisme des sols afin d'analyser la capacité portante des fondations.

Une application stricte d'analyse limite à la stabilité des pentes est plus complexe et il existe peu d'exemples où l'analyse limite a été utilisée à ce but. A titre d'exemple Afrouz et al. (1989) et Afrouz (1992) (cités par Sjoberg, 1996) ont utilisé des variations des analyses limites afin d'étudier la rupture le long d'une surface courbe dans des pentes rocheuses.

Analyses de l'équilibre limite

Cette méthode est une simplification de la méthode plus rigoureuse d'analyse limite dans la mécanique des milieux continus. Elle est ainsi devenue le premier choix pour des analyses de routine de la stabilité des pentes dans la mécanique des sols. Au sens propre, aucune des équations fondamentales de la mécanique des milieux continus, en ce qui concerne l'équilibre, les déformations et le comportement constitutif ne sont pas entièrement satisfaites. La déformation du matériau n'est pas du tout prise en compte, et les conditions d'équilibre sont normalement satisfaites seulement pour les forces (Chen 1975, cités par Sjoberg, 1996). Une utilisation très courante de cette méthode dans des problèmes de la stabilité est le calcul du facteur de sécurité. Dans la forme la plus simple des analyses de l'équilibre limites, seul

l'équilibre des forces est satisfait. La somme des forces actives induisant le glissement d'une part de la pente est comparée à la somme des forces disponible pour y résister. Le rapport entre ces deux sommes est défini comme le facteur de sécurité.

La méthode d'équilibre limite peut être appliquée à l'étude de la rupture par glissement plan, par glissement dièdre et par basculement. Cette méthode est largement utilisée pour l'étude de la stabilité des blocs rocheux (Hoek et Bray, 1977). Autre application porte à l'étude de la rupture à travers une surface circulaire de cisaillement, qui est le mode de rupture le plus fréquent dans les massifs de sol. Cette méthode est très largement utilisée pour cette dernière application. Dans certaines versions de cette dernière application les charges sismiques (quasi-statiques) et l'effet de la pression d'eau sont pris en compte.

Les méthodes d'équilibre limite sont très simples à utiliser et bien adaptées pour une première estimation rapide de la stabilité des pentes. Les inconvénients des méthodes d'équilibre limite sont en premier l'hypothèse des mouvements du corps rigide, c'est-à-dire que la déformation à l'intérieur du massif glissant est complètement ignorée. L'observation des modes de rupture dans les pentes de grande échelle montre que ceci est une sur-simplification (Sjoberg, 1996). La figure 5.9 montre les résultats d'une méthode d'équilibre limite par rapport à ceux obtenus avec la méthode des éléments finis pour la distribution de la contrainte normale le long d'une surface de glissement circulaire. Ces derniers montrent une différence importante entre les deux calculs à cause des simplifications effectuées dans la méthode d'équilibres limite, notamment le fait de négliger les déformations. Etant donné l'importance des contraintes normales le long de la surface de rupture dans les méthodes d'équilibre limite, ces types d'erreurs peuvent mener à des résultats loin de la réalité en termes de champs des contraintes. Pourtant ces dernières méthodes semblent donner des résultats raisonnables en termes de facteur de sécurité (Krahn, 2003).

Une autre limitation des méthodes d'équilibre limite est que d'une certaine manière la surface de rupture doit être connue d'avance. Malgré leur simplicité, la nécessité des hypothèses du mode de rupture et des mouvements du corps rigide limitent l'application des méthodes d'équilibre limite. Cependant si la forme de la surface de rupture est connue et que les propriétés de résistance peuvent être estimées avec une précision suffisante, l'expérience a montré que ces méthodes sont suffisamment correctes pour les dimensionnements pratiques des pentes (Sjoberg, 1996).

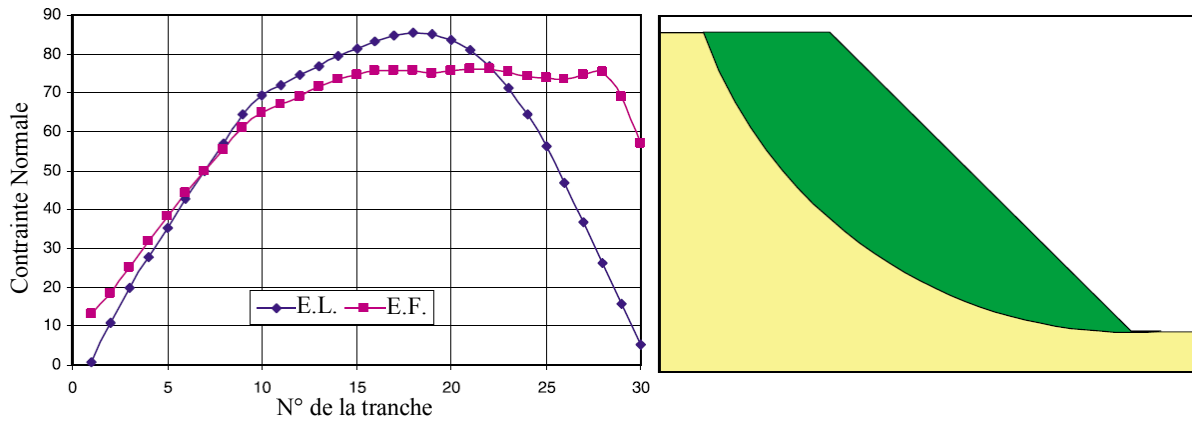


Figure 5. 9. Distribution de la contrainte normale le long d'une surface de glissement circulaire ; résultats d'une méthode d'équilibre limite par rapport à ceux de la méthode des éléments finis (Krahn, 2003)

Modélisation numérique avec des modèles continus

L'application des méthodes d'équilibre limite se limite aux problèmes plus ou moins simples en termes de géométrie, de chargement et de comportement des matériaux, ce qui n'est pas le cas dans de nombreux cas d'instabilité des massifs rocheux. Une alternative plus puissante que ces méthodes est d'utiliser des méthodes numériques. Toutes les conditions aux limites, les équations d'équilibre, le comportement constitutif du matériau et les équations de compatibilité des déformations sont satisfaites. Parmi un grand nombre de méthodes de modélisation numérique, les plus utilisées sont les méthodes des éléments finis, les méthodes des éléments frontières et les méthodes des différences finies. Ces méthodes ont été utilisées premièrement pour la modélisation des milieux continus. Avec ces méthodes, les chargements, les conditions aux limites, et les modèles constitutifs complexes peuvent être appliqués au modèle. Des couplages thermo-hydro-mécaniques sont possibles avec ces méthodes. De plus, des analyses dynamiques réelles permettent l'application des historiques réels des chargements dans le temps, comme par exemple dans le cas des charges sismiques. Les modélisations numériques permettent d'évaluer les déformations et les contraintes dans un massif. Ces méthodes peuvent être appliquées à l'étude des problèmes de glissement de type sol ainsi qu'à l'investigation des modes de rupture relativement complexes (Hoek, 2000).

Modélisation numérique avec des modèles discontinus

Une limite importante des méthodes numériques continues dans les problèmes de mécanique des roches est qu'avec celles-ci on ne peut pas introduire des discontinuités rocheuses d'une manière pertinente dans le modèle. Dans les cas où le massif rocheux

contient de multiples séries de discontinuités qui contrôlent le mécanisme de rupture, des méthodes de modélisation numérique discontinues sont plus appropriées. Les méthodes discontinues traitent le domaine du problème comme un assemblage des masses ou des blocs interagissant entre eux, sous un chargement extérieur. Ces blocs peuvent subir des mouvements significatifs dans le temps. Cette méthodologie fait en générale référence aux méthodes des éléments distincts (Cundall, 1971). Cette méthode est fondée sur l'écriture de l'équation fondamentale de la dynamique pour chaque bloc du système. Cette équation pour chaque bloc est résolue d'une manière itérative jusqu'à ce que les conditions aux limites et les lois de contact et de mouvement soient satisfaites. Ainsi la méthode peut prendre en compte des phénomènes d'interaction non-linéaire entre les blocs. Ces méthodes sont les plus utilisées dans les domaines de la mécanique des roches. Il existe plusieurs variantes de la méthode des éléments discrets, entre autres : méthodes des éléments distincts, analyse de déformation discontinue (Eberhardt, 2003). Ces méthodes peuvent prendre en compte des interactions hydromécaniques ainsi que des effets dynamiques.

La méthode des éléments distincts peut être appliquée à une grande variété de mécanismes de rupture : glissement plan, glissement dièdre (les modèles 3D), effondrement rocheux, basculement, torsion de bloc, rupture de banc et des modes complexes constitués de plus d'un des modes précédents. A titre d'exemple Nichol et *al.* (2002) appliquent cette méthode à l'étude du basculement ductile et fragile des massifs rocheux à grande échelle.

Une alternative à la méthodologie des éléments discrets pour la modélisation des discontinuités consiste à introduire les discontinuités dans les modèles continus. Dans le cas des méthodes aux éléments finis, ce procédé peut être réalisé par l'introduction d'éléments joints dans le modèle. Cette méthode est par ailleurs adoptée dans le travail de cette thèse. L'avantage de cette méthode est qu'avec elle nous ne sommes pas obligés de discrétiser l'ensemble de la structure en un nombre de blocs découpés par des discontinuités. Avec cette méthode, les discontinuités peuvent s'arrêter partout à l'intérieur du milieu continu. Elles peuvent se croiser pour constituer des blocs découpés aussi bien qu'être présentes de manière isolée dans un milieu continu. On peut avoir, grâce à cette méthode, un modèle complexe constitué d'éléments continus et d'éléments joints. Tous les modèles constitutifs peuvent être assignés aux éléments continus, de même pour les éléments joints. Un inconvénient de cette méthode est qu'elle n'est valable que pour de petits déplacements (sauf dans les cas adaptés avec des modifications, où par exemple la matrice de rigidité est corrigée en fonction des

déplacements). Cette méthode peut être appliquée aux cas cités pour les méthodes des éléments distincts mais avec une limite d'application aux problèmes dans lesquels on traite des petits déplacements.

Application des méthodes d'analyse de la rupture

La théorie d'analyse de la rupture (expliquée dans le chapitre III) peut être appliquée aux problèmes de stabilité des massifs rocheux contenant des discontinuités non persistantes, où la propagation de fissures peut intervenir dans le modèle. Scavia (1995) a appliqué la Mécanique Élastique Linéaire de la Rupture par Fissuration à l'analyse de la stabilité des structures rocheuses contenant une série de discontinuités non persistantes avec des modes de rupture en échelon. Kemeny (2003) a appliqué cette méthode à l'étude de l'évolution dans le temps de la stabilité dans un problème de glissement plan le long d'une discontinuité contenant des ponts rocheux. Castelli et Scavia (2004) ont utilisé cette théorie accompagnée d'une méthode d'analyse de déformation discontinue, afin de modéliser le basculement d'un bloc rocheux attaché au massif rocheux par un pont rocheux discrètement représenté dans le modèle.

Modélisations numériques hybrides

Les approches hybrides sont de plus en plus adoptées pour les analyses de stabilité des massifs rocheux (Eberhardt, 2003). Il peut s'agir d'analyses combinées en utilisant des méthodes d'équilibre limite et d'éléments finis comme ce qui est adopté dans les codes tels que GEO-SLOPE (2007). Des modèles numériques hybrides ont été utilisés depuis longtemps dans les travaux souterrains en incluant des solutions des éléments frontières-/finis couplés et des éléments frontières-/distincts couplés. Plus récemment, des couplages entre des analyses d'écoulement des particules et de différences finies ont été proposés en utilisant des codes PFC3D et FLAC3D (Itasca, 1999, cité par Eberhardt, 2003).

Eberhardt, et *al.* (2003) présentent un modèle hybride d'éléments finis-/discrets afin de modéliser la rupture progressive dans les pentes rocheuses. Cette méthode utilise des routines de remaillage afin de modéliser la propagation fragile des fissures à travers un élément fini continu. Des discontinuités préexistantes et des fractures induites sont à leur tour représentées par des éléments discrets. Une fois que le critère de fissuration est atteint et que l'énergie de fissuration est libérée dans un bande de rupture à travers un élément, une nouvelle fracture se forme. A ce point, la topologie du maillage est mise à jour en conduisant dans un premier

temps à la propagation de la fracture dans un milieu continu et mène éventuellement à la formation des nouveaux éléments distincts comme des fragments rocheux. Le mouvement successif de ces éléments discrets, aussi bien que la fissuration supplémentaire dans le milieu continu restant, ainsi que dans les nouveaux éléments discrets, sont de cette manière simulés. Ce processus évolutif est continué soit jusqu'au point où le système arrive à l'équilibre soit jusqu'au temps désiré. Cette méthode permet la modélisation de fractures progressives, de leur initiation jusqu'à leur développement, leur rupture catastrophique, leur transport et leur dépôt. Eberhardt, et *al.* (2003) proposent cette méthode pour des problèmes de stabilité des massifs rocheux à modes de rupture complexe. Ils l'utilisent afin de modéliser le cas de glissement rocheux de Rabda en 1991, constituant des modes de rupture complexes (figure 5.10).

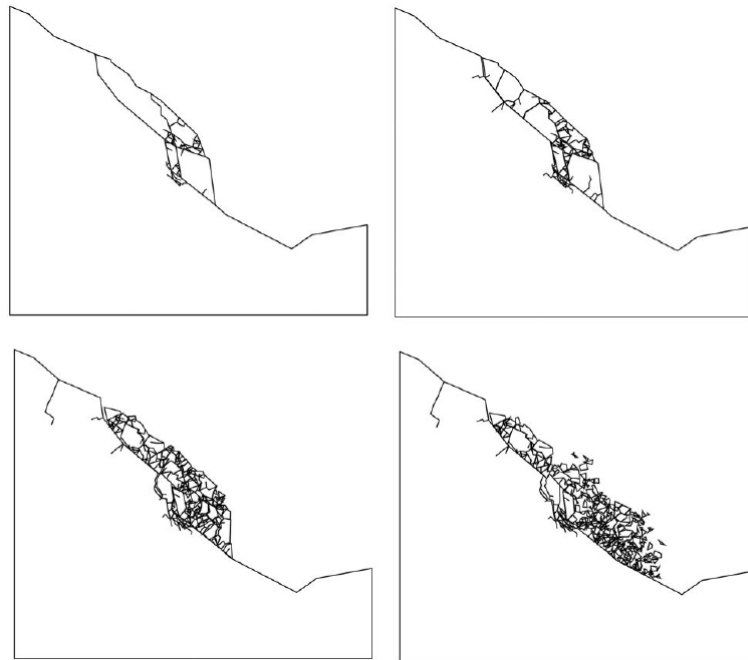


Figure 5. 10. Etapes évolutives de la modélisation du glissement 1991 de Randa avec la méthode hybride éléments finis-/discrets. La surface de rupture est prédéfinie dans cet exemple (Eberhardt, et *al.*, 2003)

Simulation de chute de bloc

Dans les cas de chute de bloc où la prévention d'instabilité est impossible, on essaye de protéger des structures situées en aval. Une protection efficace nécessite la détermination des chemins de parcours et des trajectoires des blocs instables qui se détachent de la surface du massif (Figure 5.11a). Des solutions analytiques à ces types de problème, comme décrites par Hungr et Evans (1988), traitent le bloc rocheux comme un point ayant une masse et une

vitesse qui évolue sur une trajectoire balistique lors qu'il est dans l'air, et rebondit, roule ou glisse quand il est en contact avec la surface de la pente. La détermination des paramètres de rebond peut se faire par l'analyse inverse sur des cas d'éboulements observés. L'implémentation de ces solutions dans des programmes numériques permet de simuler les éboulements et chutes de bloc. Des développements récents de simulateurs de chute de bloc prennent en compte de blocs de différentes formes (Spang et Sonser, 1995 cité par Eberhardt, 2003) et permettent l'extension aux problèmes tridimensionnels (Figure 5.11b ; Leroi et al., 1996 cité par Eberhardt, et al., 2003).

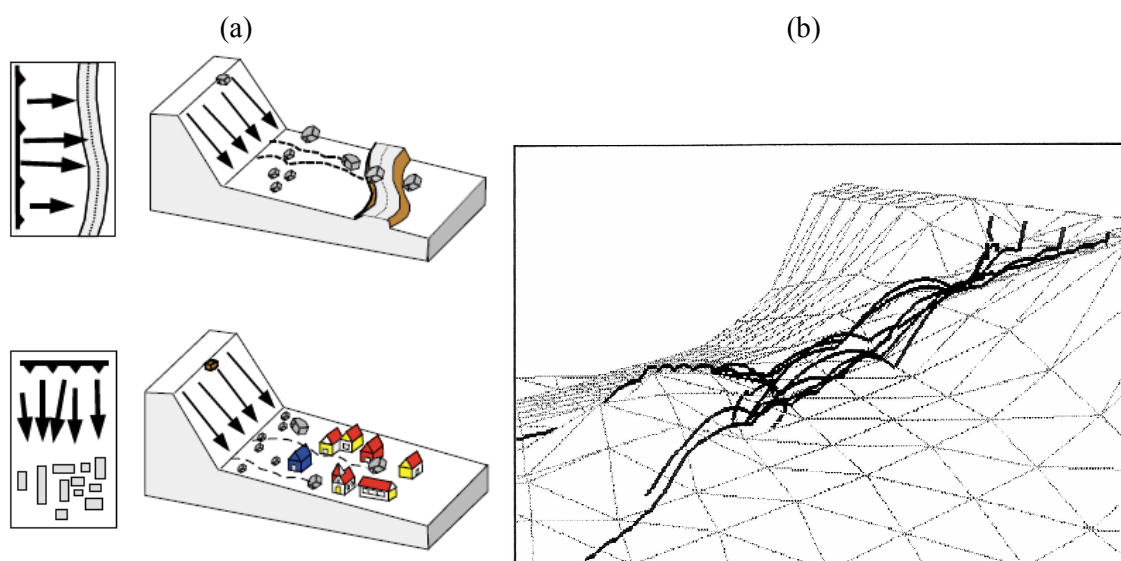


Figure 5. 11. a) Différents types de risque de chute de bloc (Crosta et Agliardi, 2003)
b) Simulation 3D de chute de bloc (Leroi et al., 1996 cité par Eberhardt, et al., 2003)

La théorie des blocs

La théorie des blocs est un ensemble d'analyses géométriques permettant de localiser les blocs potentiellement dangereux dans un matériau géologique recoupé dans les trois dimensions par des discontinuités d'orientations variables. Elle s'applique idéalement aux roches dures pour lesquelles des blocs de tailles diverses peuvent être une source potentielle de charge et de risque lors d'une excavation ou d'une fondation. La théorie des blocs est également applicable aux roches fortement poreuses, altérées et fissurées, ainsi qu'à certains sols (Goodman, 1995). La théorie des blocs, accompagnée de méthodes d'équilibre limite, est particulièrement applicable à l'étude des glissements d'un seul bloc avec une géométrie 3D complexe. La théorie des blocs détermine la forte influence de la direction de la tranchée de la pente sur la mode de l'instabilité de la pente (Goodman et Kieffer, 2000).

Approche probabiliste

La base des approches probabilistes dans l'étude de la stabilité des pentes est la reconnaissance du fait que les facteurs déterminant la stabilité du massif sont tous des variables naturelles. Idéalement ces variations doivent être prises en compte lors de l'étude de la stabilité. En utilisant une approche déterministe, ceci est seulement possible par l'intermédiaire d'une analyse de sensibilité. Même si de telles analyses permettent d'avoir une bonne compréhension qualitative des facteurs les plus importants pour la stabilité d'une pente, elles ne peuvent pas quantifier la probabilité de rupture de la pente. Dans une méthode probabiliste, la nature stochastique des paramètres d'entrée est incluse. Ce qui conduit à évaluer le risque, ou la probabilité de rupture. En comparant avec les cas où on calcule un facteur de sécurité, l'adoption de la probabilité de la rupture mène au fait qu'on accepte qu'il y a toujours un risque limité pour la rupture, même s'il peut être très petit. Ce dernier est plus réaliste que dire qu'une pente avec un certain facteur de sécurité est parfaitement stable. Ainsi, une description quantitative de la probabilité de rupture peut être utilisée dans une analyse de risque et être liée aux critères de décisions économiques. Les conséquences du risque peuvent comprendre la perte de vies humaines, de biens, ou des atteintes à l'environnement (Einstein, 1995 cité par Sjoberg, 1996).

Approche statistique

La probabilité de rupture est souvent appréciée en fonction de facteurs dont l'influence est évaluée de manière subjective. L'approche statistique tend à définir objectivement, sur la base d'analyses en retour, les influences relatives de ces facteurs. Il s'agit d'analyser statistiquement l'occurrence des éboulements passés en fonction de différents facteurs. Baillifard et *al.* (2004, cité par Frayssines, 2005) ont établi, à partir d'un Système d'Information Géographique (SIG), des statistiques sur l'occurrence de 53 glissements rocheux en fonction de plusieurs facteurs (exposition et pendage critique du versant, niveau de base, bassin versant). Cette méthode doit permettre de définir des indices de susceptibilité ou une probabilité relative de rupture. Ce type d'analyse permet de localiser des zones potentiellement instables et fournit une probabilité relative de rupture pour chacune d'elles. Mais c'est une probabilité absolue qui est recherchée (Frayssines, 2005).

5.4. Modélisation de la stabilité des Rochers de Valabres

L'étude des instabilités des Rochers de Valabres (site laboratoire dans les Alpes Maritimes), dans le cadre du projet ANR STABROCK (2006-2010) auquel a participé le LCPC, a été un des objectifs du présent travail. Ce projet, financé par le Ministère de l'Ecologie, de l'Energie, du Développement Durable et de la Mer dans le cadre du Réseau Génie Civil et Urbain, a été piloté par l'INERIS (Senfaute et *al.* 2007). Il porte sur l'étude d'impact des changements climatiques sur la stabilité des fronts rocheux. Il met notamment l'accent sur l'étude des effets thermiques et hydrologique sur les mouvements et les risques. Ce projet, défini sur trois axes : observation, expérimentation et modélisation, regroupe les compétences de différents établissements de recherche : l'INERIS, le LCPC, le LRPC, le Laboratoire 3S (Sol, Solides, Structure) de Grenoble, le LAEGO, le Laboratoire Géoscience Azur, le Laboratoire Géoscience Besançon; ainsi que celles de la Société Sites. L'objectif final du projet consiste à obtenir une meilleure connaissance des problèmes d'éboulement rocheux destiné à la définition et à la mise au point d'un système de surveillance du risque qui sera mis à la disposition des services de gestion du risque.

La contribution de notre travail de thèse au projet STABROCK a consisté à fournir des outils numériques pour modéliser les phénomènes hydromécaniques se produisant dans le massif des Roches de Valabres et leur impact sur sa stabilité. En particulier, ces outils devaient être capables de modéliser des effets hydrauliques et des couplages hydromécaniques au niveau des discontinuités rocheuses. La géométrie des fractures de ce massif ainsi que le comportement mécanique des discontinuités ont été étudiés par d'autres équipes participant à ce projet. En s'appuyant sur les données fournies par ces études, l'application de l'outil numérique développé permet de réaliser une modélisation numérique poussée de la stabilité du massif tout en intégrant les phénomènes hydromécaniques.

Issu de ce travail de thèse cet outil numérique est fourni par l'intermédiaire d'implémentations d'un module hydromécanique couplé, ainsi qu'un nouveau modèle endo-plastique. Ce dernier permet de modéliser des ruptures quasi fragiles des discontinuités contenant des ponts rocheux. Après une première validation de ces développements numériques dans l'échelle des essais de laboratoire, leurs applications à la modélisation des problèmes réels avec des géométries, des conditions aux limites et des chargements plus complexes doivent être vérifiées et validées. C'est seulement après ces validations qu'un développement numérique peut être approuvé. Dans les parties suivantes, l'application des

développements numériques, implémentés dans le code aux éléments finis CESAR-LCPC, aux problèmes de stabilité des massifs rocheux est présentée.

5.4.1. Présentation des Rochers de Valabres

Dans le cadre des études de stabilité des fronts rocheux, le site des Rochers de Valabres a été choisi pour son caractère « actif ». Ce dernier a connu récemment deux éboulements rocheux remarquables : le premier au 13 mai 2000 où le décrochement d'un bloc a entraîné l'éboulement d'un volume important d'environ 2000 m³. Cette événement a entraîné d'important dégâts sur le viaduc de la RD 2205 et l'ancienne route national, conduisant à une interruption total du trafic routier pendant plusieurs jours ; le deuxième éboulement a eu lieu le 29 octobre 2004 avec un volume de l'ordre de 40m³ causant des dégâts au niveau des installations d'EDF se situant en aval. Les « Rochers de Valabres » constituent la rive droite des Gorges de Valabres, dans la moyenne vallée de la Tinée (Alpes Maritimes, 06). Le site est situé en moyenne montagne, entre les communes de Saint Sauveur sur Tinée (altitude : 500 m) et Isola (altitude : 860 m) (Clément, 2008).

Le caractère « actif » du site, en terme d'instabilité, est probablement causé par la sismicité régionale, la présence de fortes pentes accompagnées d'une érosion active, la pauvreté du couvert végétal, le régime de précipitation influencé par la mer méditerranée, avec des épisodes pluvieux rares mais de forte intensité, et les variations thermiques élevées (Gunzburger, 2004).

La rive droite des Gorges de Valabres est un vaste front rocheux, d'une hauteur de 1000 m environ. La zone étudiée, dite les « Rochers de Valabres » est située en bas du flanc dans une zone déboisée de dimensions d'environ 200m×200m, affectée et fragilisée par des éboulements successifs (figure 5.12). Différentes dalles rocheuses se distinguent par les termes « Grande Dalle », « Dalle Supérieure » et « Dalle noire ». Le site est constitué de gneiss appartenant au socle Hercynien. La zone instrumentée des Rochers de Valabres est également présentée sur la figure 5.12 (Clément, 2008).

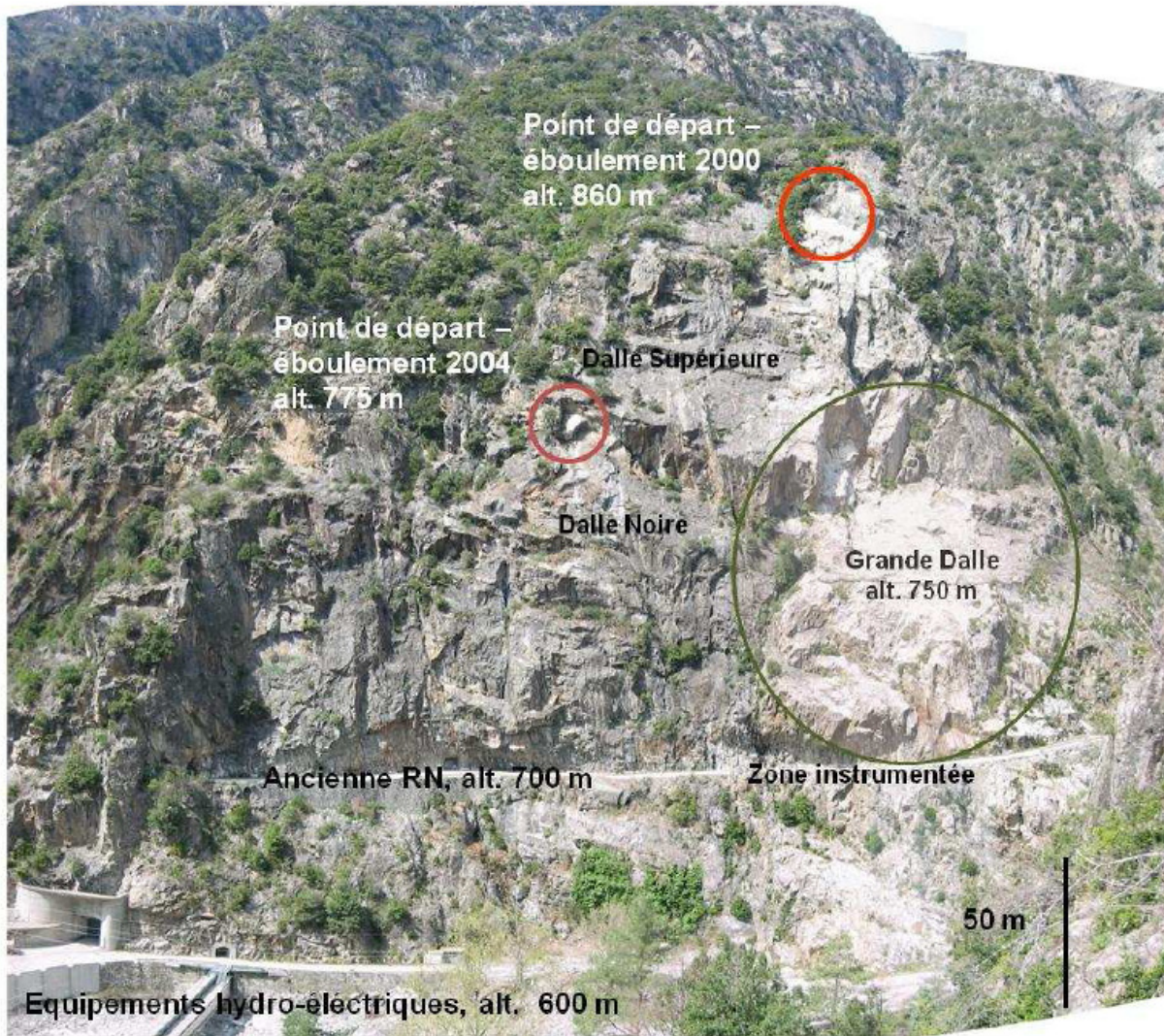


Figure 5.12. Vue des Rochers de Valabres à partir du versant opposé (Clément, 2008)

L'étude de fracturation sur la zone étudiée, menée par Gunzburger (2004), a mis en évidence 8 familles de discontinuité, regroupées en 3 groupes, détaillées sur la figure 5.13. Les 3 groupes se caractérisent comme suit :

- les familles **F4 et F5** sont constituées des discontinuités d'azimut approximativement parallèles à la direction des gorges (N45°E) et à pendage vers la vallée ;
- les familles **F1, F2 et F3** correspondent à des discontinuités sub-verticales dont l'azimut est très variable (de N30°E à N150°E environ) ;
- les familles **F6, F7 et F8** représentent des discontinuités d'azimut approximativement parallèles à la direction des gorges (N45°E) et à pendage vers l'intérieur du massif.

Le réseau de discontinuités conduit à un découpage du site en blocs ou dièdres. Ce réseau joue un rôle de facteur de prédisposition aux éboulements. Des calculs à l'équilibre limite, menés sous RESOBLOK (Gunzburger 2004), avaient confirmé l'hypothèse que des blocs soient potentiellement instables (i.e. géométriquement déplaçables). Le mécanisme principal impliqué est le glissement plan, sur les discontinuités F4 et F5, comme ce fut le cas pour les éboulements de 2000 et 2004 (Clément, 2008).

Les travaux de Gunzburger (2004) ont permis d'une part d'identifier une « zone menaçante » constituée de blocs potentiellement instables de même configuration que des blocs détachés lors des deux derniers éboulements (figures 5.13a et 5.14). Par ailleurs il a démontré que cette zone est représentative pour l'étude de la stabilité du massif. Cette zone fait l'objet de modélisations de stabilité du massif dans ce mémoire.

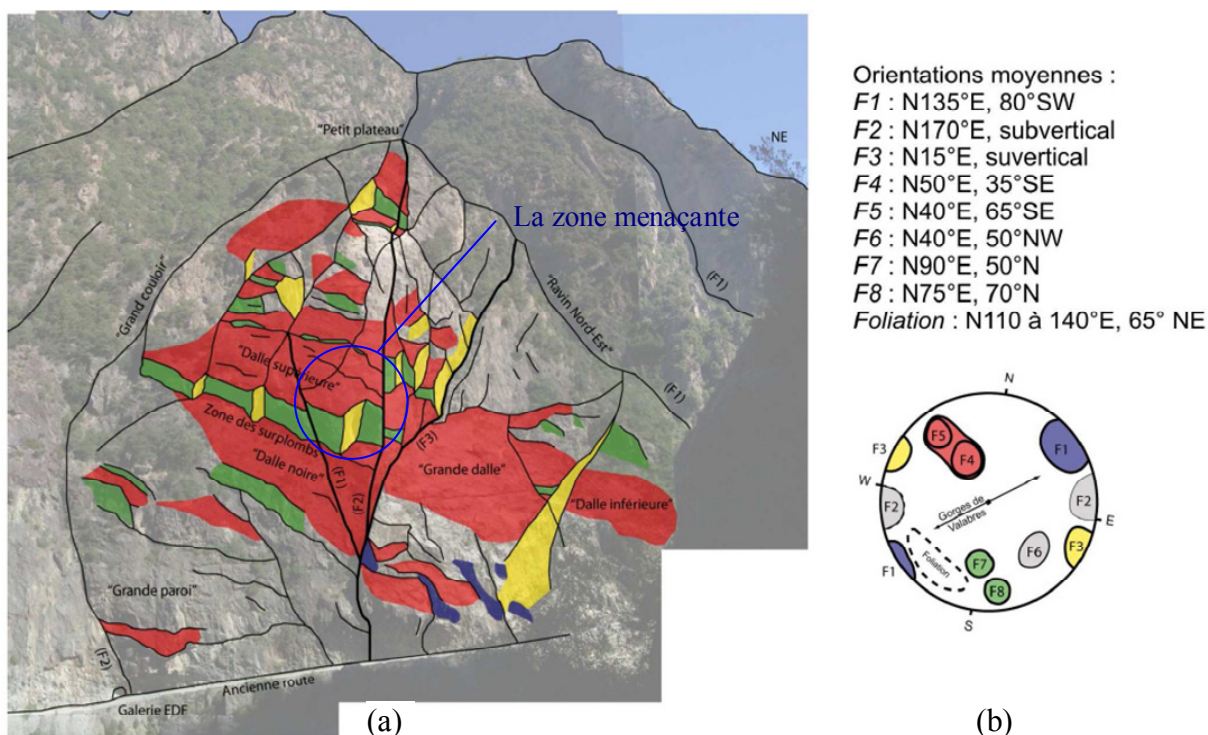


Figure 5.13. a) Présentation des familles de discontinuité et de la zone menaçante sur une vue du versant ; b) Caractéristiques et projection stéréographique des discontinuités (Gunzburger, 2004)

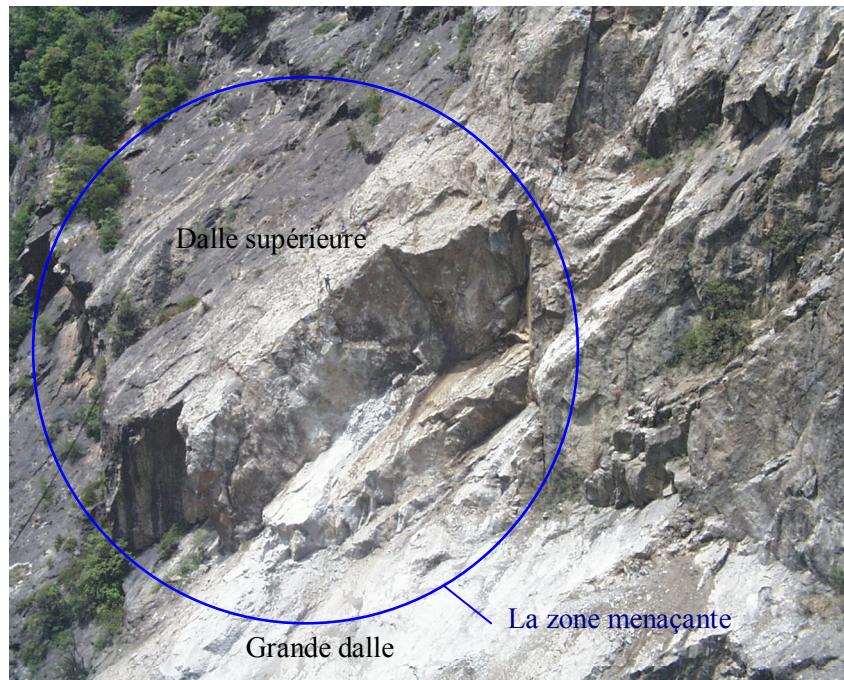


Figure 5.14. Une vue de la « zone menaçante » (Gunzburger, 2004)

5.4.2. La géométrie

Issue des travaux réalisés par le LAEGO (Clément, 2008), une coupe 2D de la zone menaçante contenant des discontinuités superficielles a été fournie (figure 5.15). Les discontinuités représentées par cette coupe délimitent deux blocs susceptibles de glissement le long d'une discontinuité appartenant à la famille F4-F5. Cette coupe a été choisie de telle manière qu'elle donne la pente maximale de la surface de glissement vers la vallée. L'extension de cette coupe jusqu'à une distance horizontale de près de 1600 mètres du centre de la vallée est montrée sur la figure 5.16.

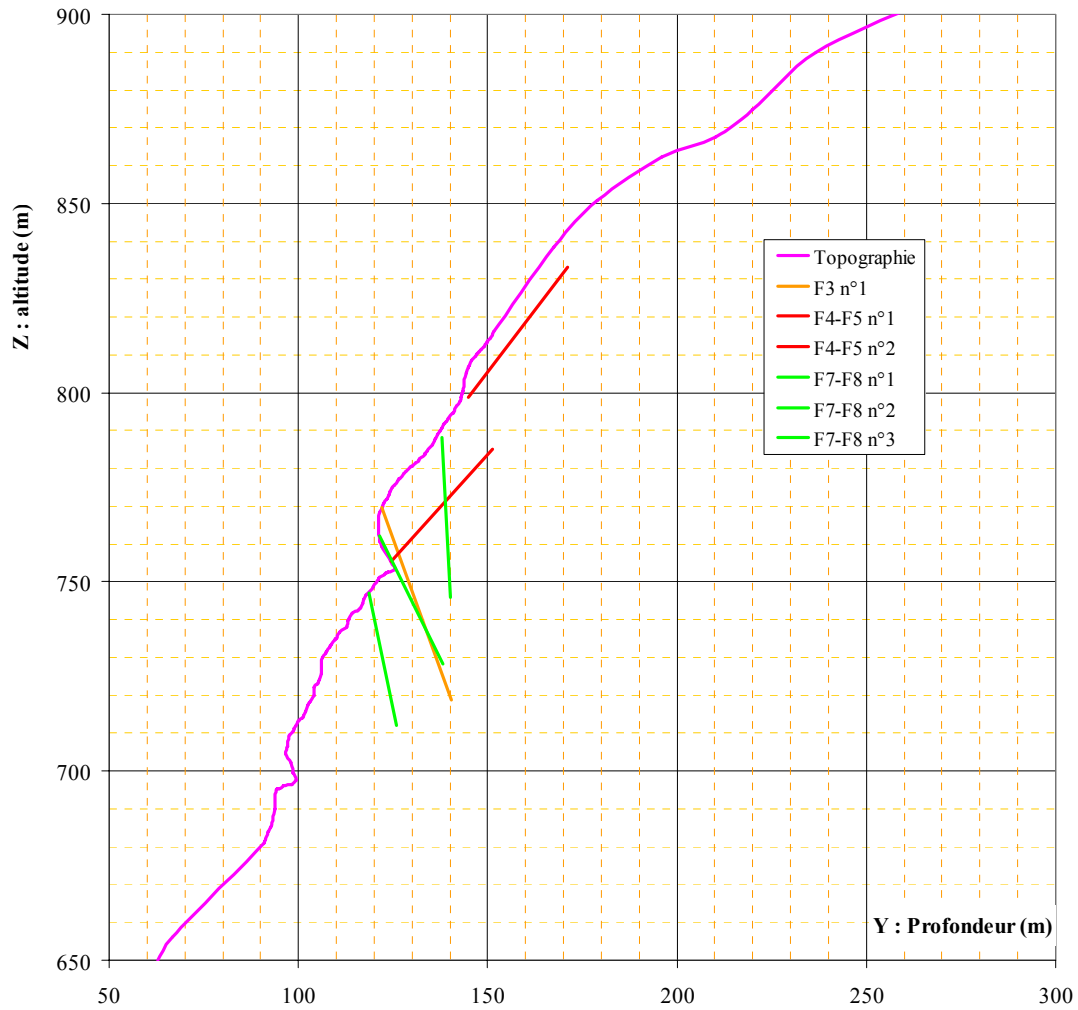


Figure 5.15. Géométrie de la Zone menaçante et discontinuités superficielles (fournie par le LAEGO)

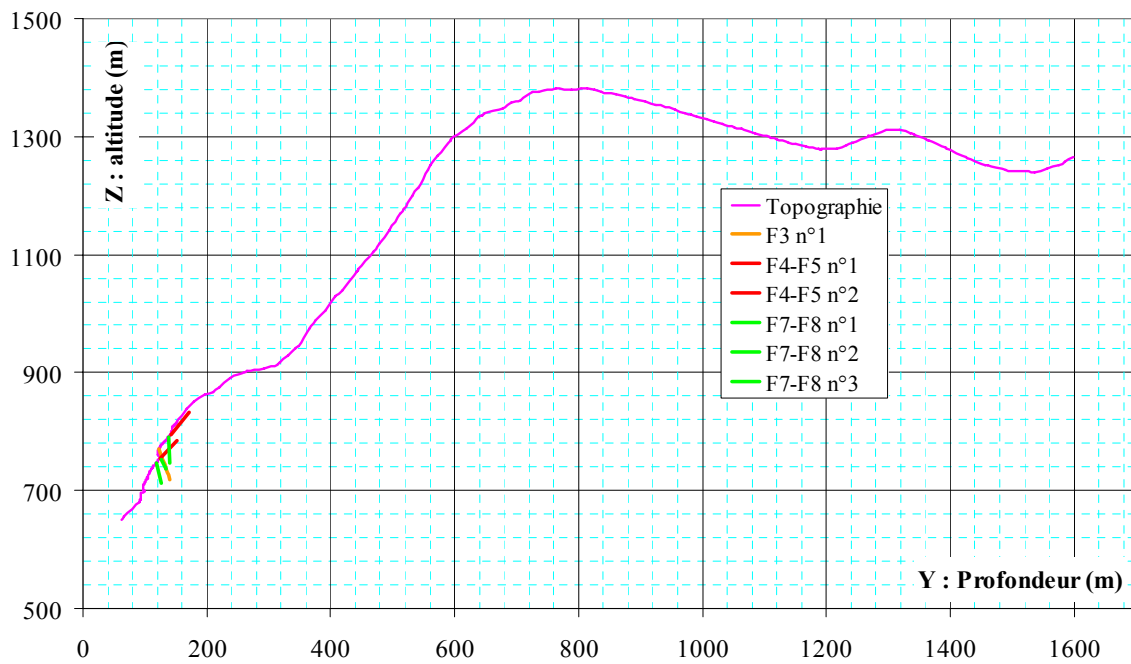


Figure 5.16. Extension de la coupe 2D de la Zone menaçante (fournie par le LAEGO)

5.4.3. Paramètres des matériaux et des discontinuités

Afin de déterminer les caractéristiques élastiques et la résistance du matériau rocheux constituant le versant des Rochers de Valabres, de nombreux essais ont été réalisés par le CETE d'Aix-en-Provence, le LAEGO et l'INERIS : essais en compression uni-axiale, essais acoustiques, mesures au scléromètre, mesures au SCARABEE, essais biaxiaux et essais de traction indirecte (Brésilien). Des essais de cisaillement sur des discontinuités artificielles ont aussi été réalisés selon la norme (contrainte normale constante) par le CETE Toulouse (Gasc, 2008). Les résultats des essais indiqués n'ont pas été suffisants pour déduire tous les paramètres nécessaires aux modélisations numériques. Ainsi, des études bibliographiques ont été réalisées afin d'avoir une estimation des paramètres manquants (Fouladvand, 2007; Sail, 2008).

Le module d'Young de la masse rocheuse, E_{rm} , est estimé à l'aide d'une méthode empirique proposée par Hoek et Diederichs (2006) en utilisant la méthode de classification des masses rocheuses GSI (Geological Strength Index, Hoek & Brown, 1988 cité par Clément, 2008 et Hoek & Brown, 1997) :

$$E_{rm} = E_i \left(0.02 + \frac{1 - D/2}{1 + e^{((60+15D-GSI)/11)}} \right) \quad (5.1)$$

où E_i est le module d'Young pour la roche intacte et D est le « Disturbance Factor ».

Afin de calculer GSI , la méthode proposée par Cai et al. (2004) a été utilisée. Cette méthode propose des mesures quantitatives pour la description des deux paramètres déterminant la valeur GSI du massif : la taille des blocs et la condition des joints ou parois des blocs. Pour la taille des blocs on peut utiliser directement le volume moyen des blocs. Afin de déterminer la condition des joints ils proposent un facteur de condition de joint, J_C , qui est défini par

$$J_C = \frac{J_W J_S}{J_A} \quad (5.2)$$

où J_W et J_S sont l'ondulation grande-échelle et la lisseur (smoothness) petite-échelle, et J_A est le facteur d'altération de joint. Les dimensions des blocs constituant les Rochers de Valabres sont entre 5 et 10m. Les fractures du massif présentent des épontes rugueuses, altérées, oxydées avec présence de calcaire (Clément, 2008). Le facteur de condition de joint est

estimé avec une valeur égale à 1 pour les paramètres intervenants choisis: $J_W = 2.5$, $J_S = 2$ et $J_A = 5$. Par conséquent on obtient une valeur de GSI égale à 70 pour le massif.

Afin de pouvoir utiliser l'équation (5.1) pour estimer le module d'Young de la masse rocheuse, le massif est divisé en trois zones en termes de niveau de contraintes et de perturbation de la masse. La première zone, superficielle (les premiers 50 m environ), a un facteur de perturbation $D=0,5$. La deuxième zone (entre 50m et 300m) a un niveau de contrainte inférieur à 10MPa mais possède un facteur de perturbation $D=0$. Finalement la zone la plus profonde a un niveau de contrainte autour de 10 MPa jusqu'à 30 MPa, elle aussi avec un facteur de perturbation $D=0$. Les paramètres déterminés pour la roche intacte et ceux du massif pour ces différentes zones sont récapitulés dans le tableau suivant :

Tableau 5.1. Les paramètres de la roche intacte et le massif des Rochers de Valabres

Paramètre	Massif intéressé	Valeur	Source
E : module d'Young (GPa)	Roche saine superficielle et intermédiaire (les premiers 300m $\sigma_I < 10\text{MPa}$)	10	Essais en laboratoire (CETE)
	Roche saine profonde (plus profonde que 300m, $10 < \sigma_I < 30\text{MPa}$)	15	Essais en laboratoire (CETE)
	Massif superficiel (les premiers 50m)	5	Méthode empirique avec GSI
	Massif intermédiaire (entre 50m et 300m)	7,5	Méthode empirique avec GSI
	Massif profond (plus profond que 300m)	11	Méthode empirique avec GSI
ν : coefficient de Poisson	Tout le massif	0,25	Littérature (Fouladvand, 2007; Sail, 2008)
ρ : masse volumique (kg/m^3)	Tout le massif	2700	Essais en laboratoire
σ_C : résistance en compression (MPa)	La roche saine	62	Essais en laboratoire (CETE)

Les résultats des essais de cisaillement réalisés par le CETE Toulouse (Gasc, 2008), sous différents niveaux de contrainte normale, ont permis d'estimer en partie les paramètres des discontinuités pour le modèle de joint Mohr-Coulomb. Ces paramètres devront être modifiés pour l'effet d'échelle et les conditions des discontinuités, car les essais de cisaillement utilisés ont été réalisés sur de petits échantillons avec des discontinuités artificiellement créées donc très fraîches (rigoureuses et non-altérées).

Les seules informations disponibles sur les conditions des discontinuités sont basées sur des inspections visuelles du terrain (Gunzburger, 2004) et un relevé de fracturation le long du forage réalisé afin des mesurer les contraintes initiales, une vingtaine de mètres environ en-dessous de la zone menaçante (Clément, 2008). Les observations ont montré que les discontinuités sub-verticales sont plutôt fermées et peu altérées alors que les discontinuités superficielles des familles F4-F5 sont plutôt ouvertes et altérées. Par ailleurs le relevé de fracturation le long du forage décrit les fractures naturelles du forage comme des discontinuités avec des épontes rugueuses, altérées, oxydées avec présence de calcite, et en partie ouvertes.

Ainsi les familles de discontinuités présentes dans la zone menaçante ont été catégorisées dans deux groupes : le premier regroupe les discontinuités sub-verticales des familles F3 et F7-F8 qui sont plutôt fermées, rugueuses et peut altérées. Le deuxième concerne les familles F4-F5 qui sont plutôt ouvertes, altérées et moins rugueuses que les premières.

En s'appuyant sur les résultats des essais, les observations, ainsi que les données de la littérature (Fouladvand, 2007; Sail, 2008), une deuxième série des paramètres a été estimée pour les deux catégories précédemment citées, avec les méthodes proposées par Barton et Choubey (1977), Bandis et *al.* (1981) et Bandis et *al.* (1983). Ces méthodes permettent de prendre en comptes les conditions des discontinuités ainsi que l'effet d'échelle. A l'issue d'une synthèse entre ces résultats et ceux des essais en laboratoire, les paramètres récapitulés dans le tableau 5.2 ont été choisis pour les discontinuités représentées par le modèle Mohr-Coulomb. Il faut noter que, pour prendre en compte l'effet de l'échelle, seuls les angles de frottement résiduels on été utilisés dans les modélisations, tout comme les angles de dilatance résiduels :

Tableau 5.2. Les paramètres des discontinuités pour le modèle Mohr-Coulomb

Familles de discontinuités	Paramètre	Valeur
Discontinuités sub-verticales (familles F3 et F7-F8)	k_n : raideur normale (MPa/mm)	1,0
	k_t : raideur tangente (MPa/mm)	0,1
	C : cohésion (MPa)	0,04
	ϕ_r : angle de frottement résiduel (°)	31
	ψ_p : angle de dilatance pic (°)	17
	ψ_r : angle de dilatance résiduel (°)	5
Discontinuités de pendage vers la vallée (familles F4-F5)	k_n : raideur normale (MPa/mm)	0,8
	k_t : raideur tangentielle (MPa/mm)	0,08
	C : cohésion (MPa)	0,04
	ϕ_r : angle de frottement résiduel (°)	22
	ψ_p : angle de dilatance pic (°)	15
	ψ_r : angle de dilatance résiduel (°)	5

Dans les calculs numériques effectués avec le modèle endo-plastique, uniquement une partie des discontinuités des familles F7-F8 a été modélisée avec ce modèle. Ce choix est justifié par la nature plutôt fraîche et « fermée » de ces familles de discontinuités qui augmentent la possibilité d'existence de ponts rocheux le long de ces familles. Les autres discontinuités ont été modélisées avec le modèle de comportement Mohr-Coulomb et les paramètres déterminés précédemment.

Les paramètres nécessaires pour les applications du modèle endo-plastique aux éléments joints ont été déterminés selon la méthodologie proposée dans le chapitre III (partie 3.6). Les paramètres retenus pour le modèle de Mohr-Coulomb ont également été utilisés pour cette évaluation. La fermeture maximale, e , a été estimée à l'aide de la relation proposée par Bandis et *al.* (1983) (équation 2.34) et l'application de la démarche proposée dans la partie 3.6. La cohésion et la résistance en traction ont été calculées en supposant l'existence de 1% des ponts le long des discontinuités, à l'aide des relations 3.61 (Rooke and Cartwright, 1976, cité par Kemeny, 2003) et 3.62 (Shi, 1973, cité par Kemeny et Cook, 1986, et Diederichs et Kaiser, 1999). Le tableau 5.3 récapitule les paramètres estimés pour la modélisation des discontinuités des familles F7-F8 avec le modèle endo-plastique.

Tableau 5.3. Les paramètres des discontinuités sub-verticales des familles F7-F8 pour le modèle endo-plastique

Paramètre	Valeur
k_{np} : raideur normale des ponts rocheux (MPa/mm)	110
k_{nf} : raideur normale des fractures (MPa/mm)	20
e : fermeture maximale (mm)	0,45
k_{tp} : raideur tangentielle des ponts rocheux (MPa/mm)	45
k_{tf} : raideur tangentielle des fractures (MPa/mm)	0,1
ϕ : angle de frottement (°)	31
C : cohésion (MPa)	0,08
σ_R : résistance en traction (MPa)	0,04
β : constante d'endommagement	0,5
ψ : angle de dilatance (°)	5
C_s : constante de dilatance (MPa)	0,064
A : constante de répartition d'endommagement	50
m : constante de répartition d'endommagement	2,4

5.4.4. Préparation des calculs et choix de l'échelle

Après avoir déterminé les paramètres des matériaux et ceux des discontinuités, ainsi que la géométrie du modèle, il faut déterminer les conditions aux limites et les chargements exercés sur le modèle. La géométrie longitudinale de la vallée justifie un modèle élément finis 2D avec les conditions de déformation plane, en supposant que les blocs instables sont assez larges également (dans la direction perpendiculaire à la section 2D choisie) pour que ce choix soit une bonne approximation des conditions réelles. A noter que la direction de la coupe 2D choisie est quasi perpendiculaire à la direction longitudinale de la vallée, ce qui est en faveur du choix des modélisations 2D avec des conditions de déformations planes. Des conditions aux limites de type rouleau (ou déplacements normaux nuls) ont été envisagés pour tous les bords. C'est-à-dire que sur les bords verticaux les déplacements horizontaux sont empêchés alors que les déplacements verticaux sont libres. Inversement, sur la limite inférieure les déplacements normaux sont bloqués et les déplacements horizontaux sont libres.

Les calculs présents ont pour but d'étudier la stabilité du massif au niveau de la zone menaçante, autrement dit la stabilité des deux blocs délimités par les discontinuités présentes dans cette zone. Le mécanisme d'instabilité de ces deux blocs peut être décrit par un glissement potentiel sur une base constituée d'une discontinuité des familles F4-F5. Dans le cas purement mécanique et en conditions statiques, les seules charges appliquées sur les blocs sont d'une part les forces de la gravité des blocs et d'autre part les contraintes exercées sur les blocs par le massif qui les entoure. Ces dernières sont appliquées sur les blocs par

l'intermédiaire des discontinuités séparant les blocs du massif. Par conséquent les contraintes initiales existant dans le massif font partie d'une part des charges appliquées sur les blocs.

Vu la concentration des calculs présents sur la stabilité des blocs précédemment décrits, le rôle dominant des discontinuités délimitant les blocs en question sur leurs stabilité, ainsi que les caractéristiques relativement élevés de la roche intacte, les blocs et le massif sont représentés par des milieux continus élastiques. Dans la partie où les discontinuités sont représentées directement dans le modèle, les caractéristiques de la roche intacte ont été attribuées à la roche, alors que dans le reste du modèle le massif est représenté par un milieu continu équivalant en prenant en compte l'effet des discontinuités. Les discontinuités sont modélisées quant à elles, soit par des joints avec un comportement élasto-plastique de type Mohr-Coulomb ou bien par des joints avec un comportement endo-plastique représenté par le modèle développé dans ce travail de thèse.

Dans ces types de problèmes, on applique d'abord au modèle les changements qui déterminent les contraintes initiales, en attribuant des caractéristiques relativement élevées aux discontinuités. Cette étape fournit des contraintes initiales dans le massif ainsi qu'au niveau des discontinuités. Dans l'étape suivante les caractéristiques des discontinuités seront réduites à leurs valeurs réelles ou bien à des valeurs visées pour des études paramétriques, afin d'examiner la stabilité des blocs avec les nouvelles caractéristiques assignées aux discontinuités (comme par exemple le travail de Bhasin et Kaynia, 2004).

Ainsi, la première étape des modélisations numériques consiste à déterminer les contraintes initiales. Dans le cadre du projet ANR STABROCK, une série de mesures des contraintes initiales superficielles a été effectuée par le LAEGO et l'INERIS par la technique de surcarottage (Clément, 2008). Ces mesures ont été effectuées le long d'un forage subhorizontal d'une profondeur de 20m environ au pied du versant des Rochers de Valabres et à proximité de la zone menaçante. Afin d'analyser les résultats des mesures, Clément (2008) a effectué une série de modélisations numériques par la méthode des éléments finis avec le code CESAR-LCPC. Ces modélisations, effectuées en représentant tous les massifs par un milieu continu équivalant, ont montré que l'attribution d'un comportement élastique isotrope au massif conduit à des valeurs raisonnables pour les contraintes initiales avec le même ordre de grandeur que les résultats des mesures. Elle a également étudié deux différents modes de chargement afin d'estimer les contraintes initiales : application au modèle de la charge de la gravité (par le propre poids du versant) ou par une force de déconfinement

correspondant au creusement de la vallée. Les résultats des calculs ont montré qu'il n'y pas une différence significative entre ces deux modes de chargement destinées à une estimation des contraintes initiales. A l'issu de tous les calculs (élastique, élasto-plastique, isotrope, et non-isotrope), et en comparant avec les valeurs mesurées, Clément (2008) déduit que le modèle élastique isotrope chargé par l'action de la gravité est le plus représentatif. Cette méthode a été adoptée pour déterminer les valeurs des contraintes initiales dans le travail présent.

Afin de déterminer l'étendue optimale des limites géométriques du modèle numérique dans les calculs de la stabilité de la zone menaçante, quatre différentes échelles ont été examinées par des modélisations numériques. La figure 5.17 montre les géométries de ces quatre différentes échelles. La limite verticale à la gauche du modèle et qui passe par le fond de la vallée est considérée comme un axe de symétrie de la vallée.

Le module d'Young du massif est supposé être une fonction de la contrainte de confinement et par conséquence une fonction de la profondeur. Ainsi quatre différentes zones (montrées dans la figure 5.17) ont été choisies pour lesquels différents modules d'Young ont été assignés. Dans la zone 1, où les fractures ont été introduites directement dans le modèle, le module d'Young de la roche intacte (superficielle) a été attribué à la roche, alors que dans les autres zones des modules équivalents sont attribués au massif. Issus des résultats présentés dans la partie précédente, les paramètres attribués aux différentes zones du massif sont récapitulés dans le tableau 5.4. Quant aux éléments joints, dans un premier temps, des paramètres très élevés leurs ont été attribués, pour qu'ils soient confondus dans le massif. Les résultats de cette étape fournissent en effet les contraintes initiales pour les calculs ultérieurs.

Tableau 5.4. Les paramètres attribués aux éléments massifs

Paramètre	Massif intéressé	Valeur
E : module d'Young (GPa)	Zone 1	10
	Zone 2	5
	Zone 3	7,5
	Zone 4	11
ν : coefficient de Poisson	Tout le massif	0,25
ρ : masse volumique (kg/m ³)	Tout le massif	2700

Pour les quatre échelles, des calculs de contraintes initiales ont été effectués avec les conditions décrites ci-dessus, sous l'effet de la charge de la gravité. Les figures 5.18a et 5.18b

montrent respectivement le maillage des éléments finis utilisé pour les modélisations dans l'échelle 1 et dans l'échelle 2. De même, les figures 5.19a et 5.19b montrent respectivement le maillage des éléments finis utilisé pour l'échelle 3 et pour l'échelle 4. La Figure 5.20 illustre un zoom sur la zone 1 (commune entre les quatre échelles), où les discontinuités ont été introduites explicitement dans le modèle par des éléments joints.

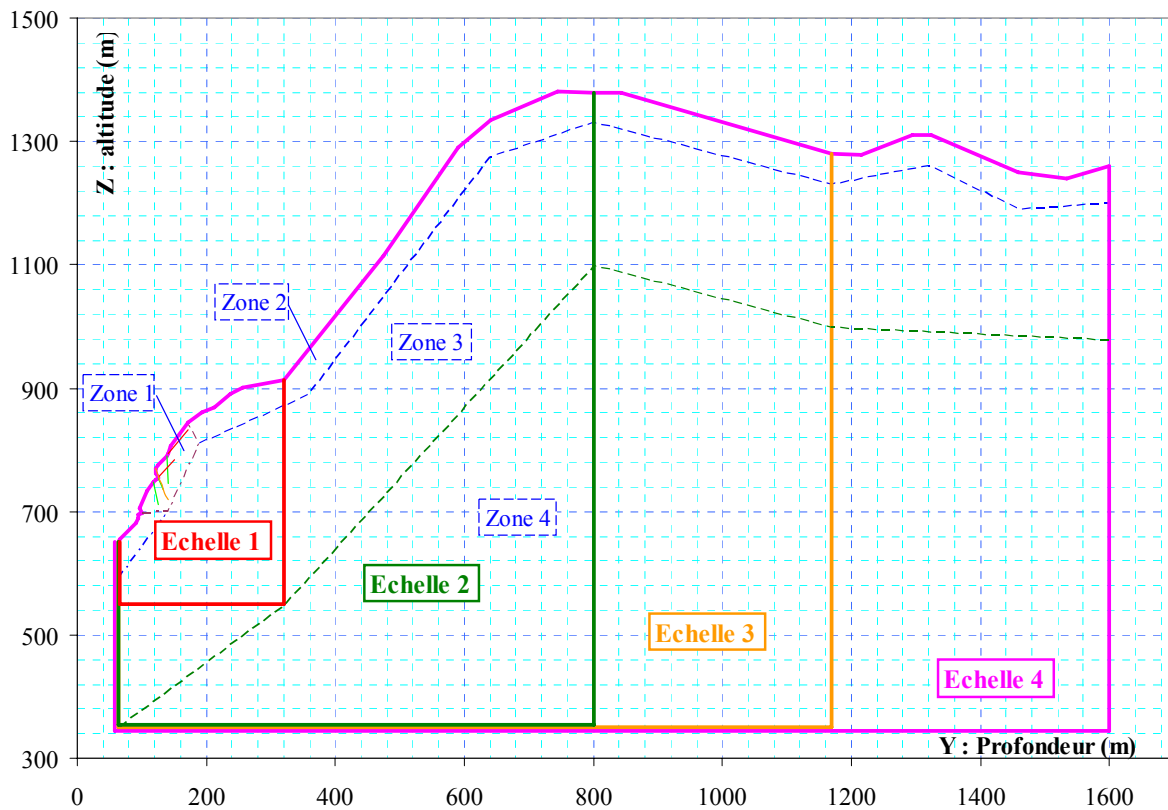


Figure 5.17. Quatre différentes échelles modélisées afin d'examiner l'effet du bord

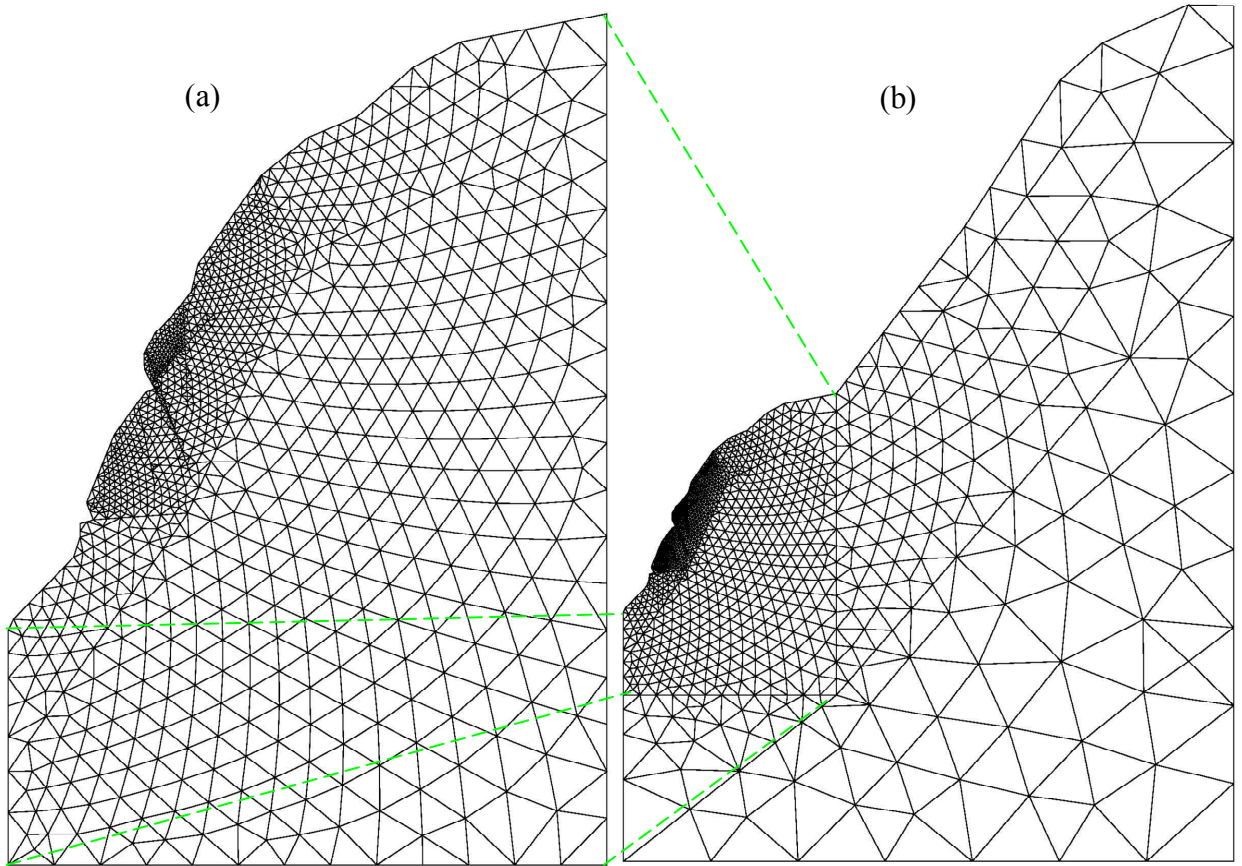


Figure 5.18. Maillage des éléments finis du massif pour l'échelle 1 (a) et l'échelle 2 (b)

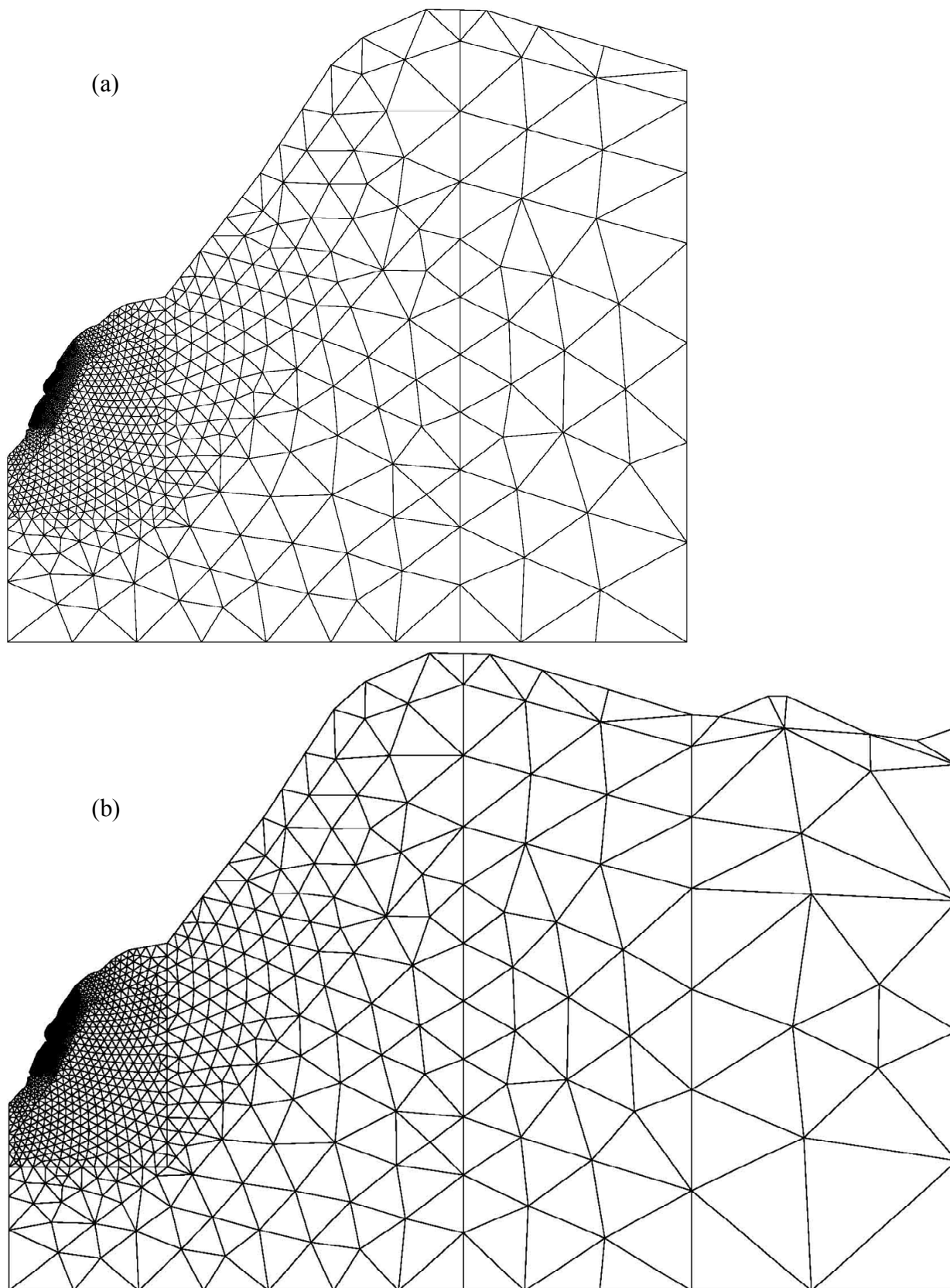


Figure 5.19. Maillage des éléments finis du massif pour l'échelle 3 (a) et l'échelle 4 (b)

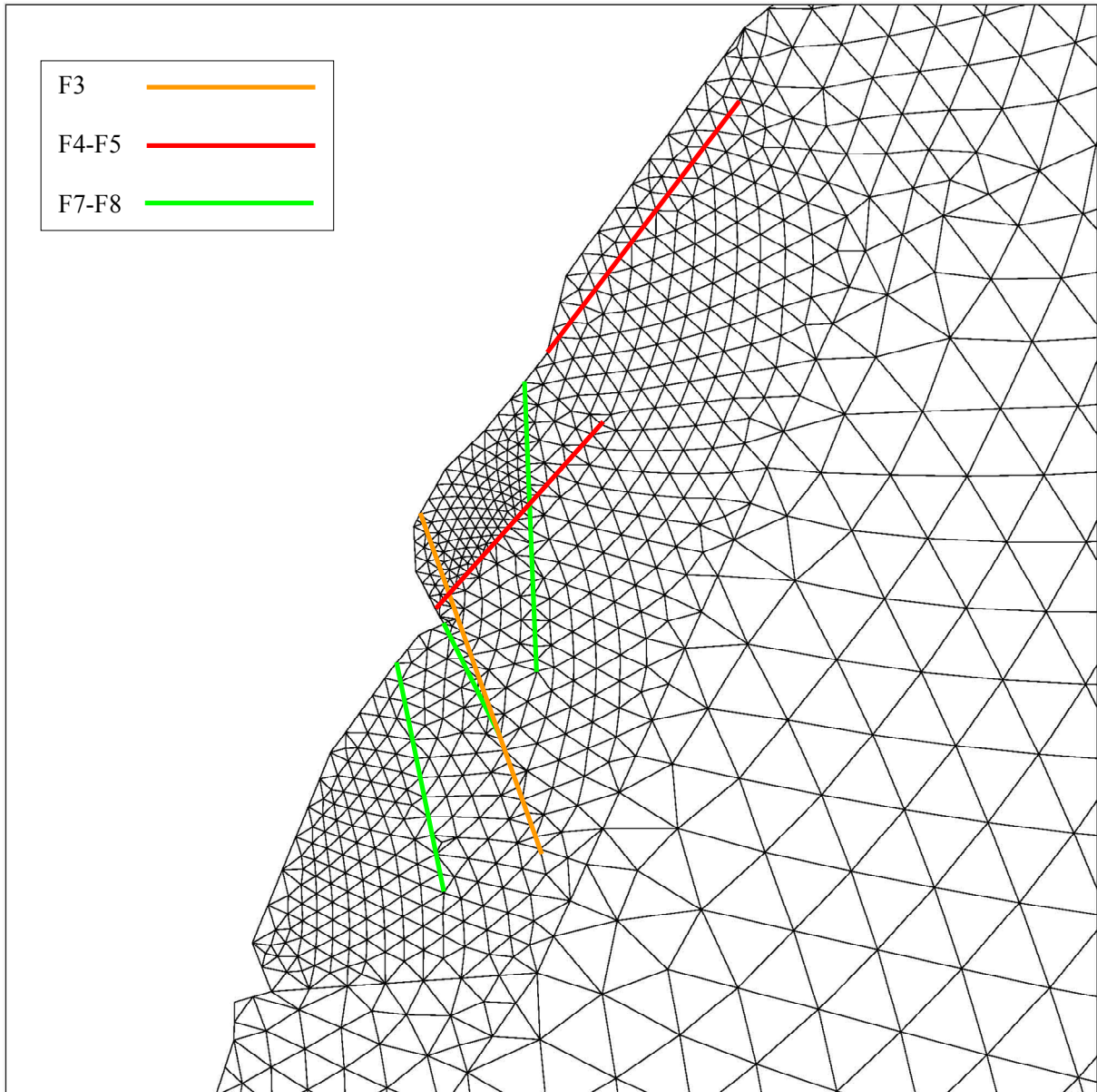


Figure 5.20. Maillage des éléments finis du massif et des éléments joints dans la zone 1, où les discontinuités sont représentées explicitement par des éléments joints

Du point de vue de l'effet de bord, si l'on suppose que l'échelle 4 donne les résultats les plus précis, en comparant les résultats des autres échelles avec ceux de l'échelle 4, on peut avoir un jugement sur l'échelle optimale à choisir. Trois différents nœuds ont été choisis à la proximité des deux blocs dont leur stabilité est à étudier. Les variations du tenseur des contraintes sur ces trois nœuds ont été étudiées en fonction de l'échelle du modèle. Les résultats des calculs au niveau de ces nœuds montrent qu'à l'échelle 1, l'écart des valeurs des contraintes, par rapport aux valeurs obtenues dans l'échelle 4, peuvent dépasser 10%. Cet écart est inférieur à 2% pour les échelles 2 et 3. La figure 5.21 montre les positions de ces trois nœuds ainsi que les variations des contraintes verticales au niveau de ces nœuds en

fonction de l'échelle du modèle. D'après ces résultats, l'échelle 2 a été jugée optimale pour la réalisation des calculs dans les étapes suivantes. Ainsi cette échelle a été choisie pour les modélisations suivantes.

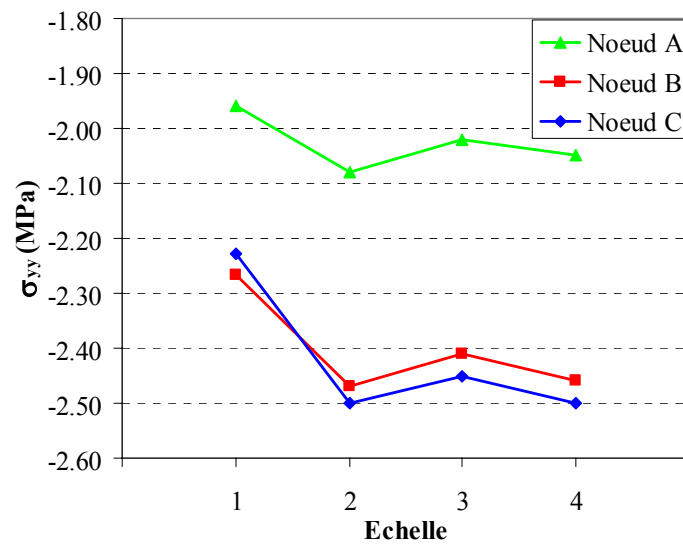
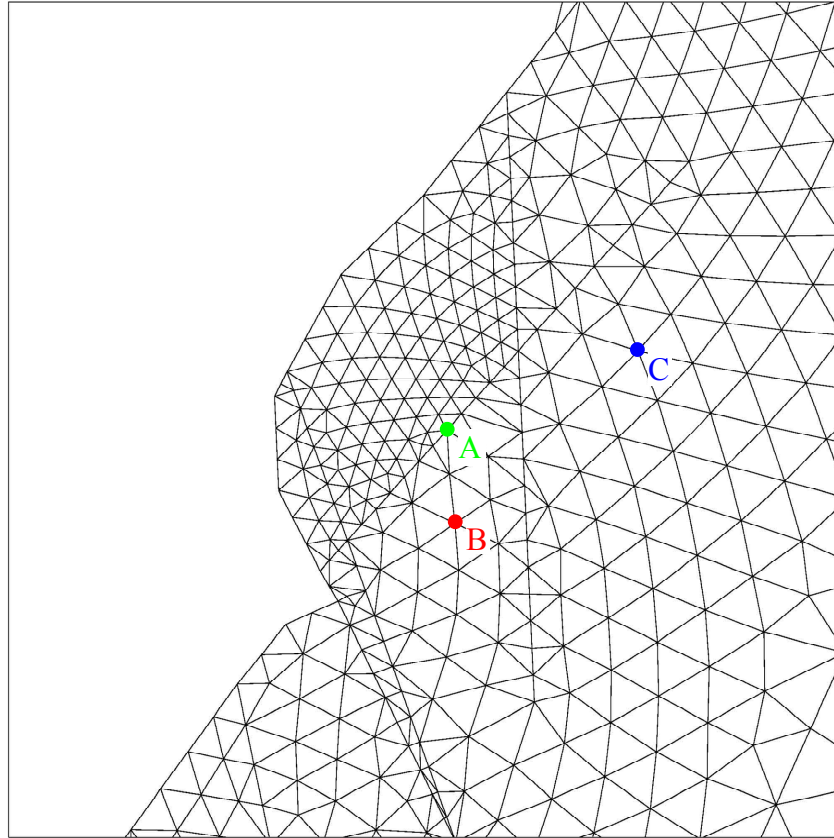


Figure 5. 21. Variation des contraintes verticales en fonction de l'échelle du modèle en trois nœuds à la proximité des blocs potentiellement instables

5.4.5. Stabilité du massif – Application des éléments joints élasto-plastiques

Dans un premier temps les modélisations de la stabilité du massif au niveau de la zone menaçante ont été réalisées en attribuant le modèle Mohr-Coulomb à toutes les discontinuités. Ces dernières ont été effectuées d'abord uniquement sous les effets des charges mécaniques. Dans l'étape suivante des chargements hydrauliques ont été ajoutés au niveau du réseau des discontinuités en utilisant le module hydromécanique implémenté dans CESAR-LCPC.

5.4.5.1. Modélisation mécanique – Sans effet de l'eau

Les modélisations mécaniques de la stabilité ont été effectuées sur la base des modélisations des contraintes initiales. En effet, ces modélisations ont été considérées comme premières phases d'un calcul par phasage, dont la deuxième phase serait le calcul de la stabilité. Comme il est expliqué dans la partie 5.4.4, les contraintes initiales dans le massif ont été calculées en attribuant des caractéristiques de raideur et de résistance élevées aux discontinuités pour faire agir le massif comme un massif intact. La figure 5.22a montre les isovaleurs des contraintes verticales (σ_{yy}) dans le massif, issues du calcul des contraintes initiales. On remarque notamment sur cette figure que les isovaleurs sont plus ou moins parallèles à la surface de la pente. Dans la deuxième phase, afin d'étudier la stabilité des blocs sous les contraintes initiales calculées, des caractéristiques réelles des discontinuités leurs ont été attribuées (cf. tableau 5.2 et troisième colonne du tableau 5.5). Au début de cette phase, les contraintes initiales ont été prises de la phase 1 mais les déplacements ont été remis à zéro dans tous les nœuds des éléments massifs et des éléments joints, afin de pouvoir déterminer les déplacements par rapport à l'état initial. Les résultats des calculs ont montré qu'avec les paramètres estimés dans la partie 5.4.3 (tableau 5.2), les blocs sont instables. Avec ces paramètres tous les éléments joints découpant les deux blocs du massif deviennent plastiques, ce qui conduit à un glissement plan le long de la discontinuité appartenant aux familles F4-F5 qui sépare les blocs du massif. Figure 5.22b montre la déformée du maillage des éléments finis à la fin de cette phase de calcul. Sur cette figure on peut remarquer le mode de la rupture glissement plan.

La figure 5.23 montre les contraintes principales au niveau de la zone menaçante à l'état initial (figure 5.23a), et à la fin de la phase 2 : après attribution des caractéristiques réelles estimées aux discontinuités (figure 5.23b).

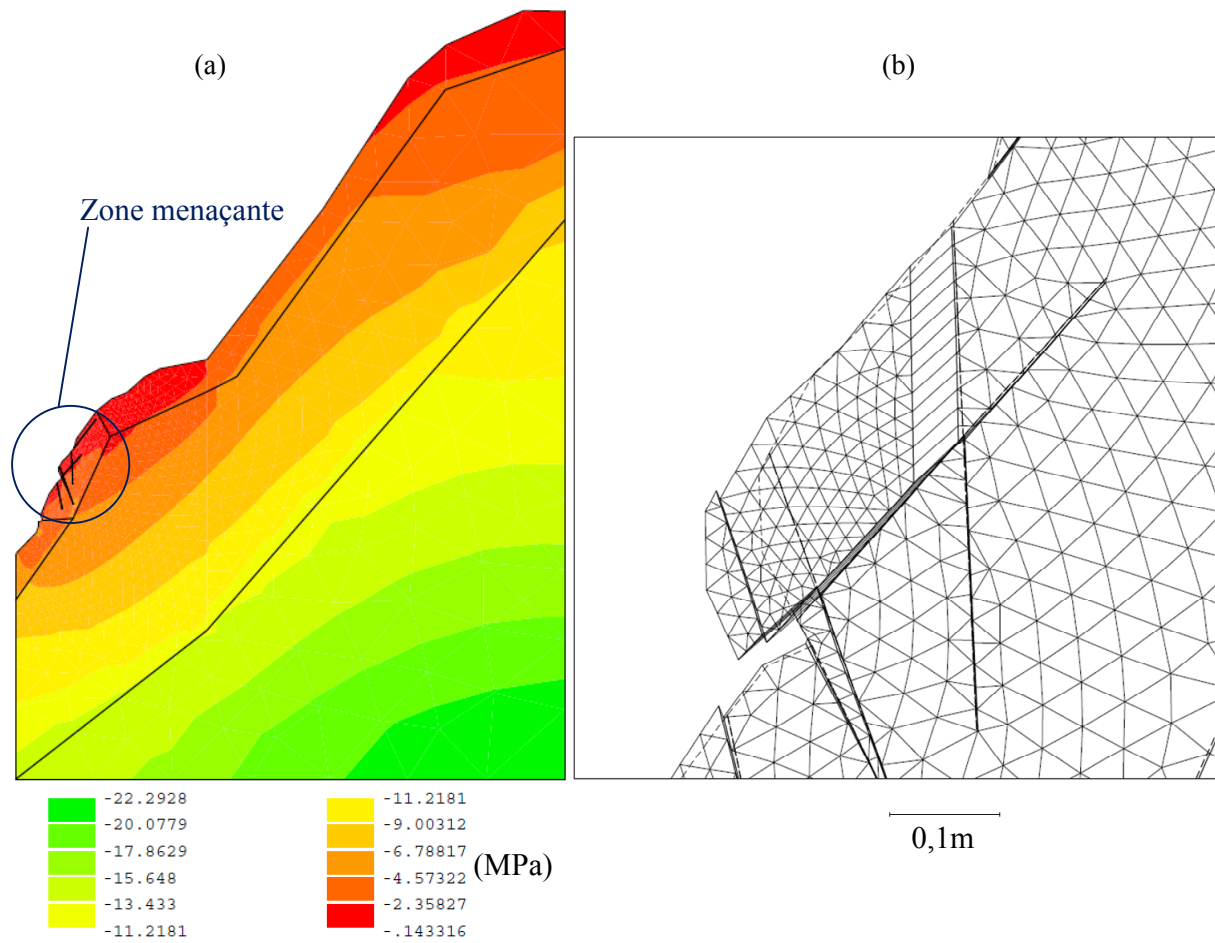


Figure 5.22. a) Contraintes verticales (σ_{yy}) initiales dans le massif. b) Déformée du maillage des éléments finis au niveau de la zone menaçante – glissement des blocs en phase 2

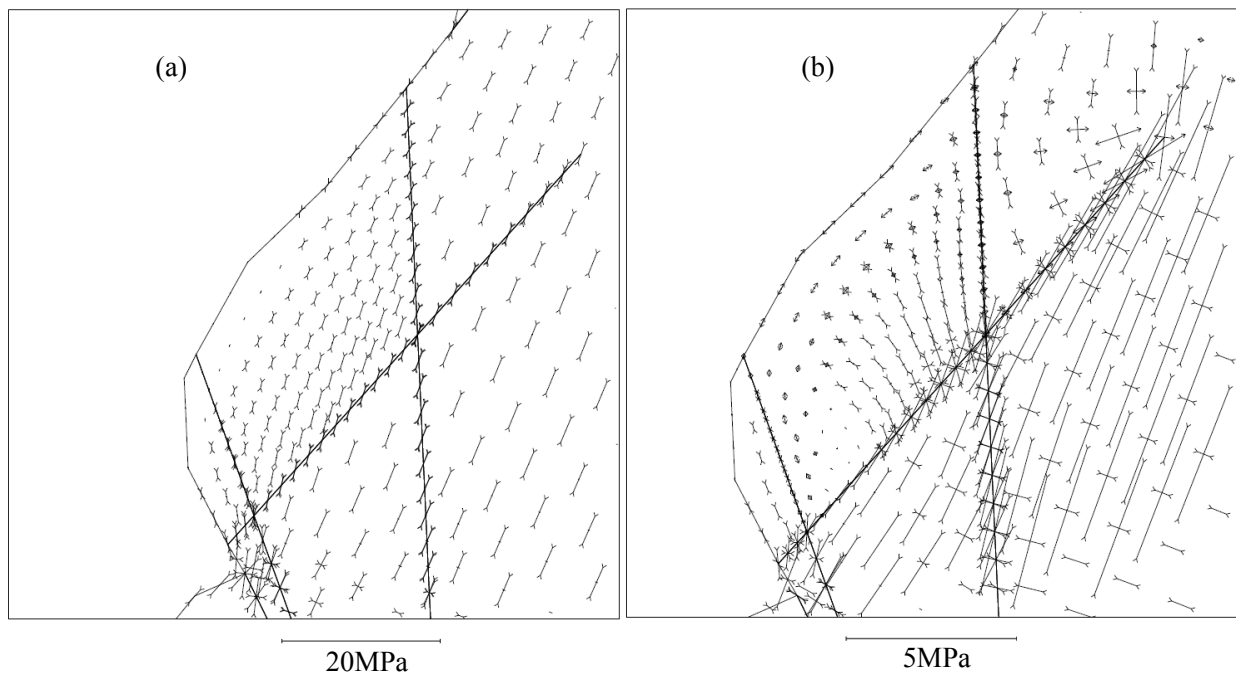


Figure 5.23. Contraintes principales à l'état initial (a) et en fin de la phase 2 : après attribution des caractéristiques réelles estimées aux discontinuités (b)

On peut remarquer sur la figure 5.23 qu'à l'état initial, les discontinuités sont confondues dans les massifs en raison des caractéristiques élevées qui leur ont été affectées. Par conséquent les contraintes initiales à l'intérieur des blocs sont tout à fait homogènes avec celles du massif qui les entoure. Par contre à la fin de la phase 2 les contraintes principales dans les blocs sont considérablement tournées par rapport à leur état initial alors que les contraintes dans le massif n'ont pas changé de manière importante. Par conséquent les contraintes principales dans les blocs ont un angle raide par rapport à celles du massif. Par ailleurs, dans le bloc plus grand, on peut remarquer l'apparition de contraintes de traction perpendiculairement à la discontinuité subverticale qui le sépare du massif.

Ces deux phénomènes sont des effets directs de la présence des discontinuités dans le modèle avec des caractéristiques plus faibles par rapport au massif. Ainsi on remarque notamment que la modélisation des discontinuités dans un modèle numérique conduit à une évaluation des contraintes dans les blocs et dans le massif qui est complètement différente par rapport à un modèle continu. Ce qui explique l'effet déterminant des discontinuités sur la stabilité du massif.

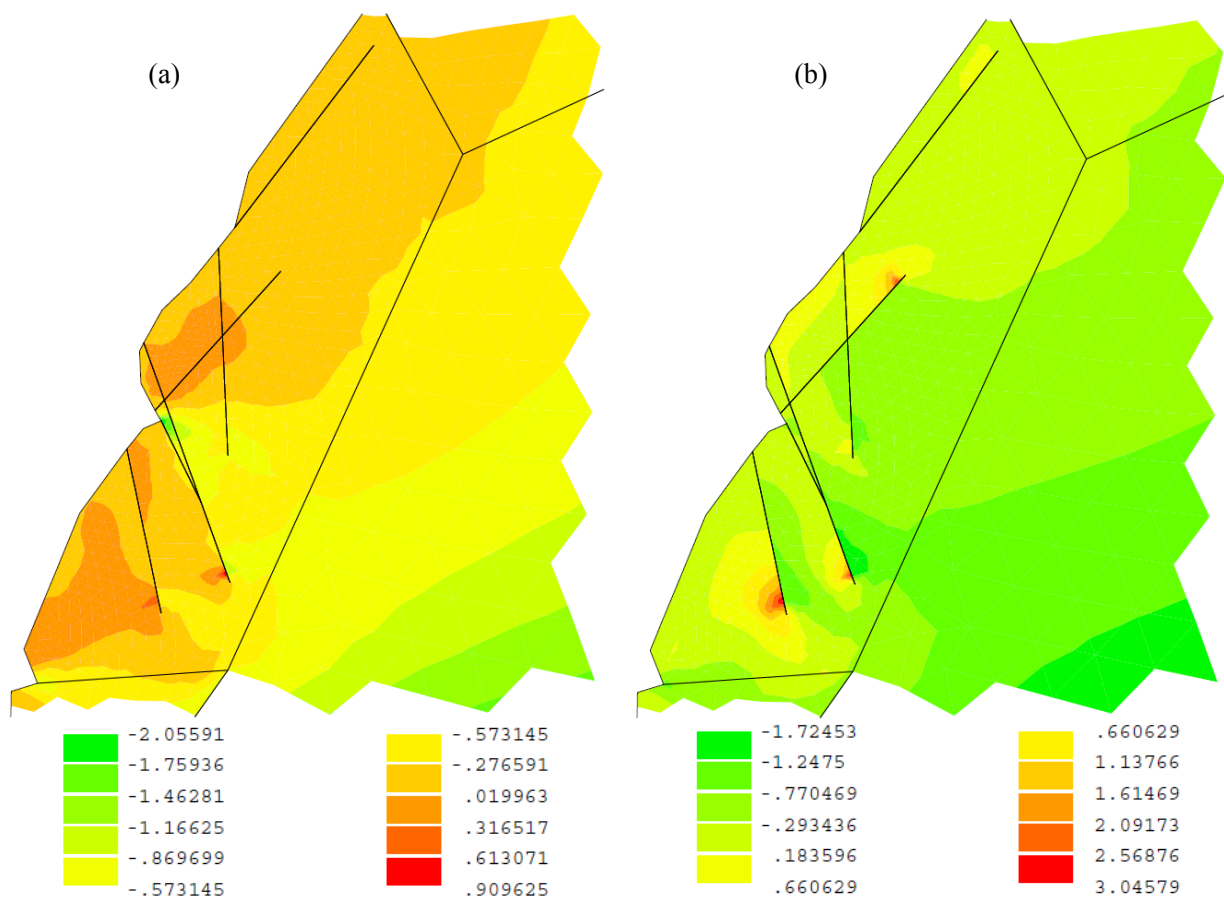


Figure 5.24. Isovaleurs de la contrainte majeure, σ_I (MPa), à l'état initial (a) et en fin de la phase 2 : après attribution des caractéristiques réelles estimées aux discontinuités (b)

Les figures 5.24 et 5.25 illustrent respectivement les isovaleurs de la contrainte majeure et celles de la contrainte verticale au niveau de la zone menaçante à l'état initial et en fin de la phase 2. Sur ces deux figures on peut aussi noter l'évolution remarquable de la distribution des contraintes à proximité des discontinuités une fois qu'on leur attribue leurs caractéristiques réelles estimées. On peut remarquer également l'apparition ou l'augmentation des contraintes de traction dans les blocs et à proximité des discontinuités.

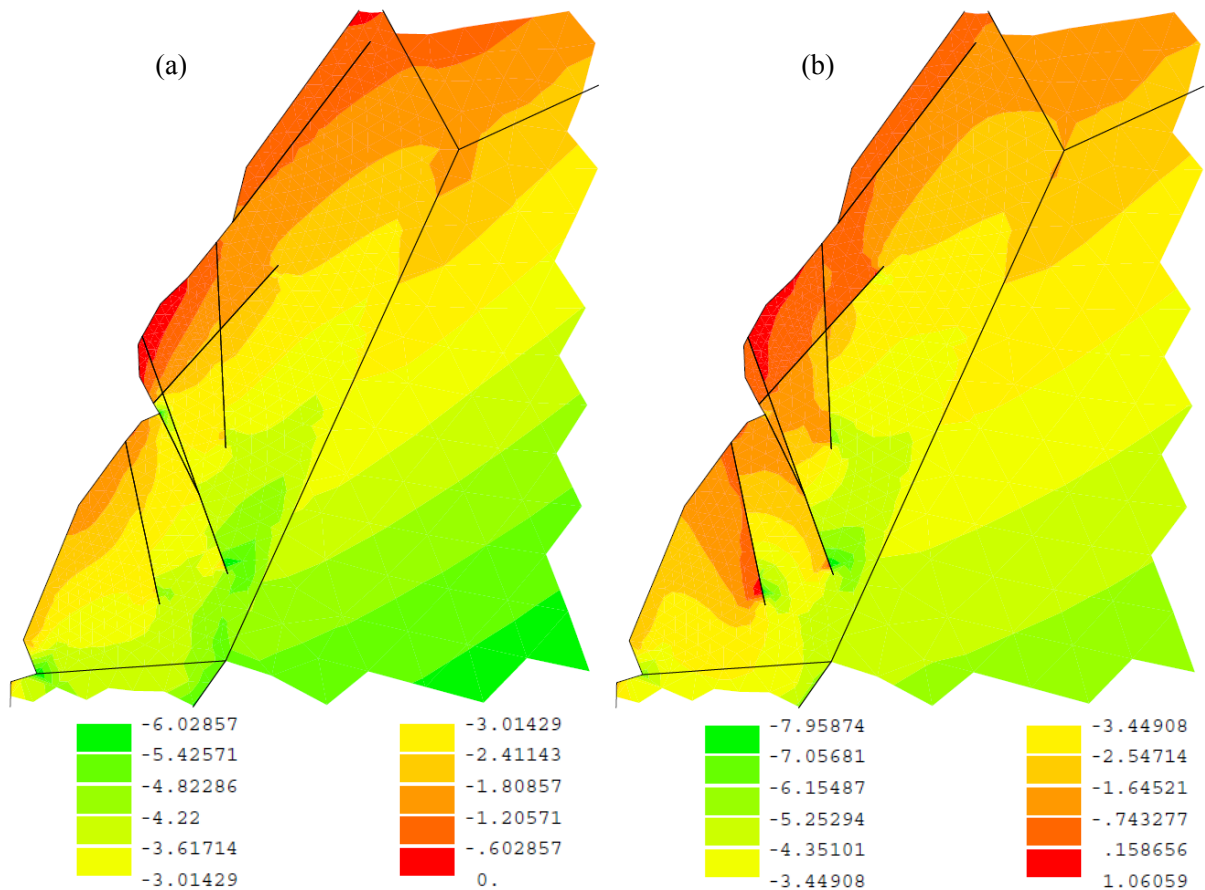


Figure 5.25. Iso-valeurs des contraintes verticales, σ_{yy} (MPa), à l'état initial (a) et en fin de phase 2 : après attribution des caractéristiques réelles estimées aux discontinuités (b)

Une étude paramétrique a été effectuée afin d'avoir une idée des paramètres de la résistance des discontinuités, la cohésion et l'angle de frottement, qui conduisent à un état stable ou non stable du massif. Le tableau 5.5 récapitule les résultats de cette étude. Comme on peut le constater pour que les blocs arrivent à un état stable, les paramètres estimés pour les discontinuités devront être améliorés. A titre d'exemple une augmentation dans la cohésion des discontinuités subverticales (familles F7-F8) de 0,04 à 0,08 MPa, accompagnée d'une augmentation de l'angle de frottement de discontinuités de plan de glissement de 22 à 30 degré conduit à un état stable des blocs. D'autres séries de paramètres qui mènent à un état stable ou non stable de blocs sont données dans le tableau.

Afin d’avoir une meilleure estimation de ces paramètres de la résistance il faut avoir une connaissance plus détaillée de l’état des discontinuités, ce qui n’a pas été possible dans le cadre de l’étude présente. Les images qui ont été prises après certains événement de l’éboulement on confirmé l’existence de ponts rocheux le long des discontinuités subverticale mais aucun chiffre n’a été signalé. Par exemple la valeur de la cohésion de 0,08 MPa correspond à 1% des ponts rocheux pour les discontinuités subverticales. La valeur de cohésion de 0,04 MPa correspond également à 0,25% des ponts rocheux le long des discontinuités formant le plan de glissement. Par ailleurs, vu le fait que les discontinuités formant le plan de glissement ont été qualifiées « ouvertes » et « altérées », leur angle de frottement ne peut pas être très élevé. Une valeur de la cohésion nulle peut être raisonnable pour le plan de glissement. Dans ce cas d’après les résultats présentés dans le tableau 5.5, le pourcentage des ponts rocheux doit être supérieur à 1 pour les discontinuités subverticales. Ainsi, on peut déduire que les ponts rocheux ont un rôle clé dans la stabilité des blocs. La nature brutale des éboulements précédents confirme cette hypothèse. L’estimation la plus correcte possible de pourcentage des ponts rocheux, ainsi que les facteurs qui peuvent avoir un effet dégradant sur ces ponts rocheux, peuvent améliorer considérablement notre estimation de la stabilité des blocs qui sont qualifiés en représentant la stabilité du massif par Gunzburger (2004).

Tableau 5.5. Etude paramétrique de l’effet des paramètres de la résistance des discontinuités sur la stabilité des blocs

Familles de discontinuités	Paramètre	Valeur	Valeur modifiée par rapport à la valeur précédente					
Discontinuités subverticales (familles F3 et F7-F8)	k_n (MPa/mm)	1.0						
	k_t (MPa/mm)	0.1						
	C (MPa)	0.04	0.08		.04			
	ϕ_r (°)	31					33.5	64
	ψ_r (°)	5						
Discontinuités de pendage vers la vallée (familles F4-F5)	k_n (MPa/mm)	0.8						
	k_t (MPa/mm)	.08						
	C (MPa)	0.04						
	ϕ_r (°)	22		30		31	33.5	
	ψ_r (°)	5						
Nom de calcul	-	Stab6 mm2	.mm3	.mm4	.mm5	.mm6	.mm7	.mm8
Etat de stabilité	-	non	non	oui	non	non	non	non

Tableau 5.5 (suite). Etude paramétrique de l'effet des paramètres de la résistance des discontinuités sur la stabilité des blocs

Familles de discontinuités	Paramètre	Valeur	Valeur modifiée par rapport à la valeur précédente					
Discontinuités subverticales (familles F3 et F7-F8)	k_n (MPa/mm)	1.0						
	k_t (MPa/mm)	0.1						
	C (MPa)	0.04					0.08	
	ϕ_r (°)	64					31	
	ψ_r (°)	5					5	
Discontinuités de pendage vers la vallée (familles F4-F5)	k_n (MPa/mm)	0.8						
	k_t (MPa/mm)	.08						
	C (MPa)	0.04		0			0.04	
	ϕ_r (°)	40	41	50	45	46	26	25
	ψ_r (°)	5						
Nom de calcul	-	.mm9	mm13	mm14	mm15	mm17	mm18	mm19
Etat de stabilité	-	non	oui	oui	non	oui	oui	non

5.4.5.2. Modélisation hydromécanique – Effet de l'eau

Plusieurs calculs hydromécaniques ont été effectués au niveau de la zone menaçante. A fin d'effectuer un calcul hydromécanique on réalise d'abord un calcul mécanique avec les paramètres, les conditions aux limites et les chargements mécaniques désirés, exactement comme les calculs présentés dans la partie précédente. Puis on effectue un calcul hydraulique au niveau du réseau des discontinuités avec les conditions hydrauliques souhaitées, afin d'avoir une première estimation des pressions hydrauliques au niveau des discontinuités. A la dernière étape, on réalise un calcul hydromécanique avec un état initial mécanique issu du calcul mécanique et un état initial hydraulique issu du calcul hydraulique précédemment cité. Le calcul hydromécanique part de cet état initial et se répète jusqu'à un état d'équilibre hydromécanique ou éventuellement une rupture.

Dans le calcul mécanique, les éléments joints représentant les discontinuités ont été modélisés par le modèle Mohr-Coulomb avec les paramètres donnés dans le tableau 5.6.

Les conditions aux limites et les chargements mécaniques étaient identiques aux calculs mécaniques précédemment présentés. Avec ces paramètres les blocs sont stables sans présence d'eau.

Par la suite deux exemples de calculs hydromécaniques sont présentés avec les conditions mécaniques identiques (précédemment présentées), mais des conditions hydrauliques différentes.

Tableau 5.6. Les paramètres mécaniques des discontinuités (modèle Mohr-Colombe) pour les calculs hydromécaniques

Familles de discontinuités	Paramètre	Valeur
Discontinuités subverticales (familles F3 et F7-F8)	k_n (MPa/mm)	1.0
	k_t (MPa/mm)	0.1
	C (MPa)	0.08
	ϕ_r (°)	40
	ψ_r (°)	5
Discontinuités de pendage vers la vallée (familles F4-F5)	k_n (MPa/mm)	0.8
	k_t (MPa/mm)	.08
	C (MPa)	0.04
	ϕ_r (°)	36
	ψ_r (°)	5
Nom du calcul	-	.mm40
Etat de stabilité	-	oui

Cas de réseau complètement drainé

Le réseau hydraulique utilisé pour les calculs hydrauliques (et hydromécaniques) est illustré dans la figure 5.26. Chaque discontinuité est nommée comme il est montré dans la figure. Les discontinuités F4-2 et F7-3 ont été exclues des calculs parce qu'elles sont isolées et qu'elles n'ont pas un effet sur le réseau hydraulique qui entoure les blocs en questions. Ainsi, seulement quatre nœuds se trouvent sur les bords (les nœuds A, B, C et D sur la Figure 5.26). Les conditions hydrauliques ont été définies sur ces quatre nœuds : dans cet exemple une pression nulle est fixée sur tous les quatre nœuds. Un écoulement stationnaire peut se produire entre les nœuds dû aux charges hydrauliques causées par les dénivellations entre les nœuds. Cet écoulement provoque des pressions non nulles au niveau des discontinuités. Les paramètres hydrauliques utilisés dans les calculs hydromécaniques sont récapitulés dans le tableau suivant.

Tableau 5.7. Les paramètres hydrauliques des discontinuités pour les calculs hydromécaniques

Paramètre	Valeur
ρ (kg/m ³)	1000
g (m/s ²)	10
μ (Pa.s)	1
e_h^i (mm)	2
e_{hr} (mm)	0,2

Une ouverture hydraulique de 2 mm a été attribuée à toutes les fractures pour les calculs hydrauliques. Cette ouverture hydraulique a été considérée comme ouverture hydraulique initiale dans les calculs hydromécaniques. Pour ces derniers calculs une ouverture hydraulique résiduelle de 0,2mm a été assignée à toutes les discontinuités du réseau.

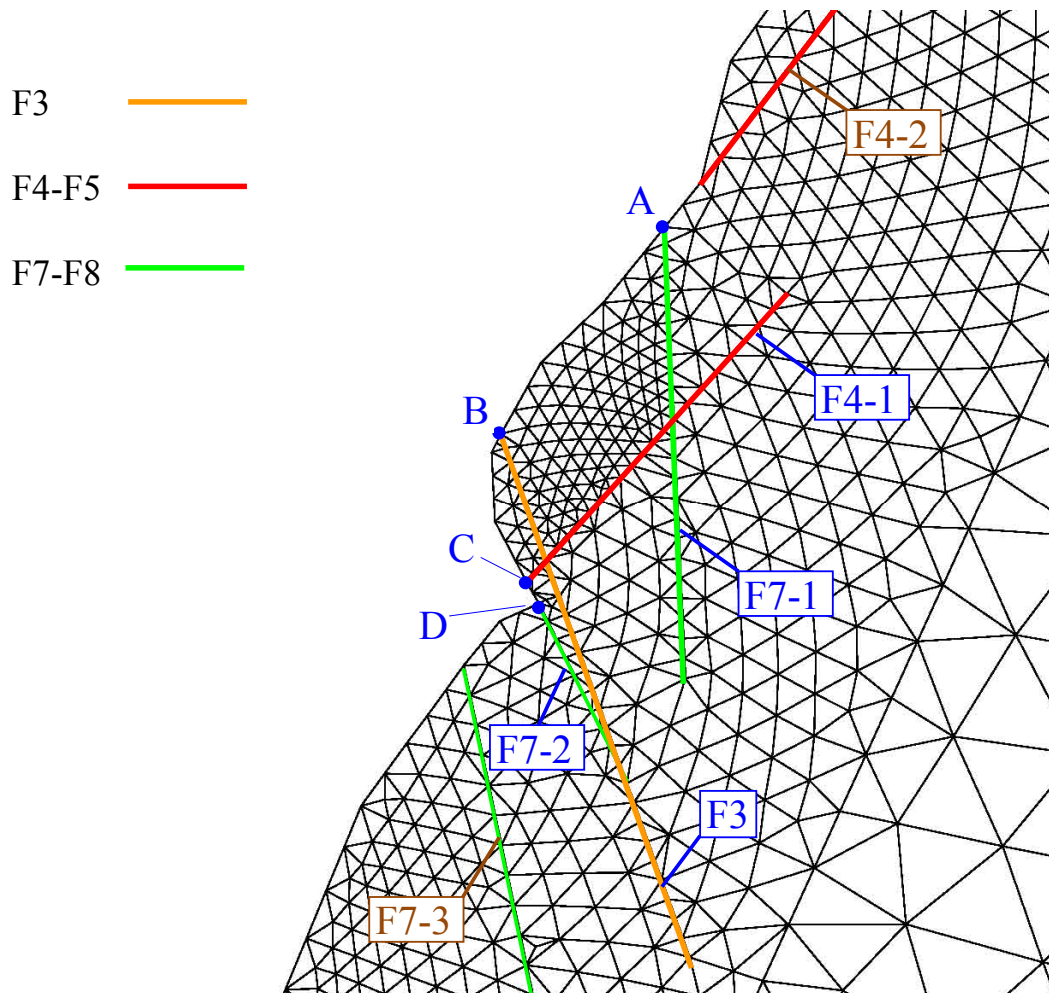


Figure 5.26. Le maillage des éléments finis et le réseau hydraulique constitué des discontinuités

Un calcul hydraulique a été d'abord réalisé avec les conditions hydrauliques précédentes, par la suite les résultats de ce calcul ont été pris comme condition initiale pour le calcul hydromécanique. Les conditions aux limites hydrauliques ont été gardées identiques pour les deux cas.

Les résultats des calculs hydraulique et hydromécanique pour la distribution des pressions de fluide le long de la discontinuité F4-1 (le plan de glissement) sont montrés sur la figure 5.27. Les résultats similaires pour les discontinuités F7-1, F3 et F7-2 sont représentés respectivement sur les figures 5.28, 5.29 et 5.30. Comme on peut le remarquer les variations

de la distribution des pressions de fluide sont linéaires pour les calculs hydrauliques. Dans le calcul hydromécanique, d'une part la distribution de la pression de fluide a été considérablement modifiée, et d'autre part la pression de fluide varie d'une manière non-linéaire le long de certaines parties des discontinuités.

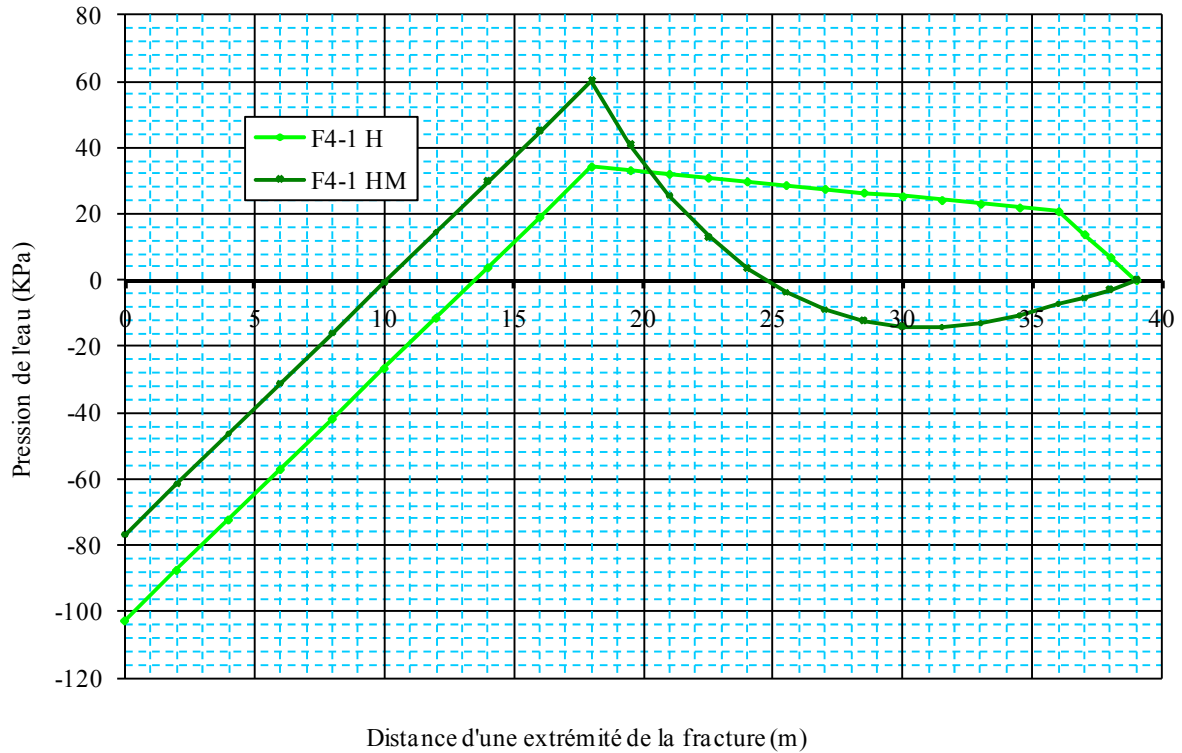


Figure 5.27. Distribution des pressions d'eau le long de la discontinuité F4-1 (cf. fig. 5.26), issu du calcul hydraulique (H) et du calcul hydromécanique (HM).

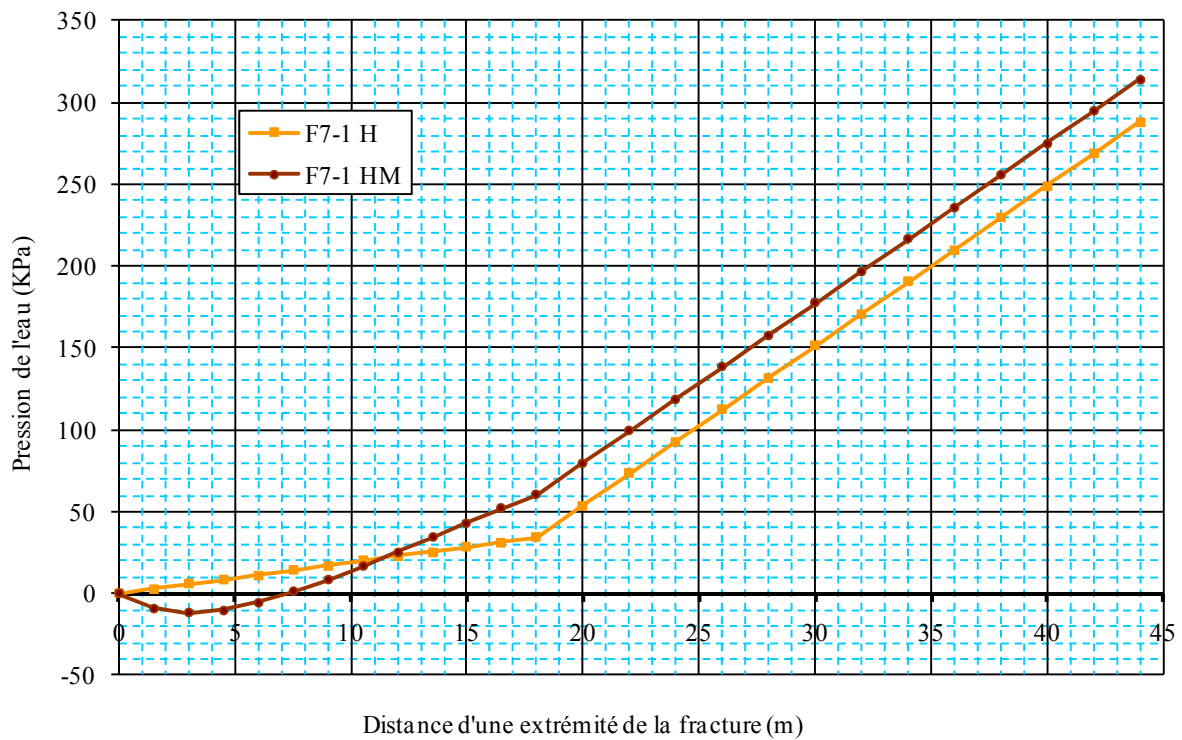


Figure 5.28. Distribution des pressions d'eau le long de la discontinuité F7-1 (cf. fig. 5.26), issu du calcul hydraulique (H) et du calcul hydromécanique (HM).

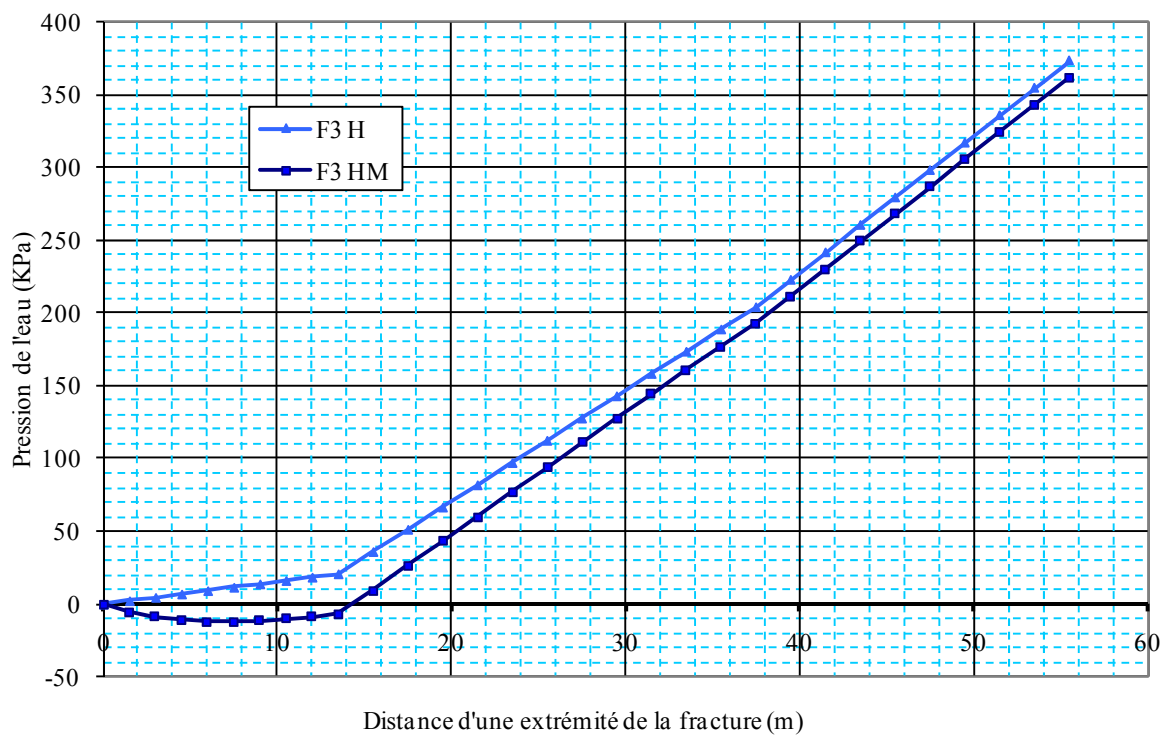


Figure 5.29. Distribution des pressions d'eau le long de la discontinuité F3 (cf. fig. 5.26), issu du calcul hydraulique (H) et du calcul hydromécanique (HM).

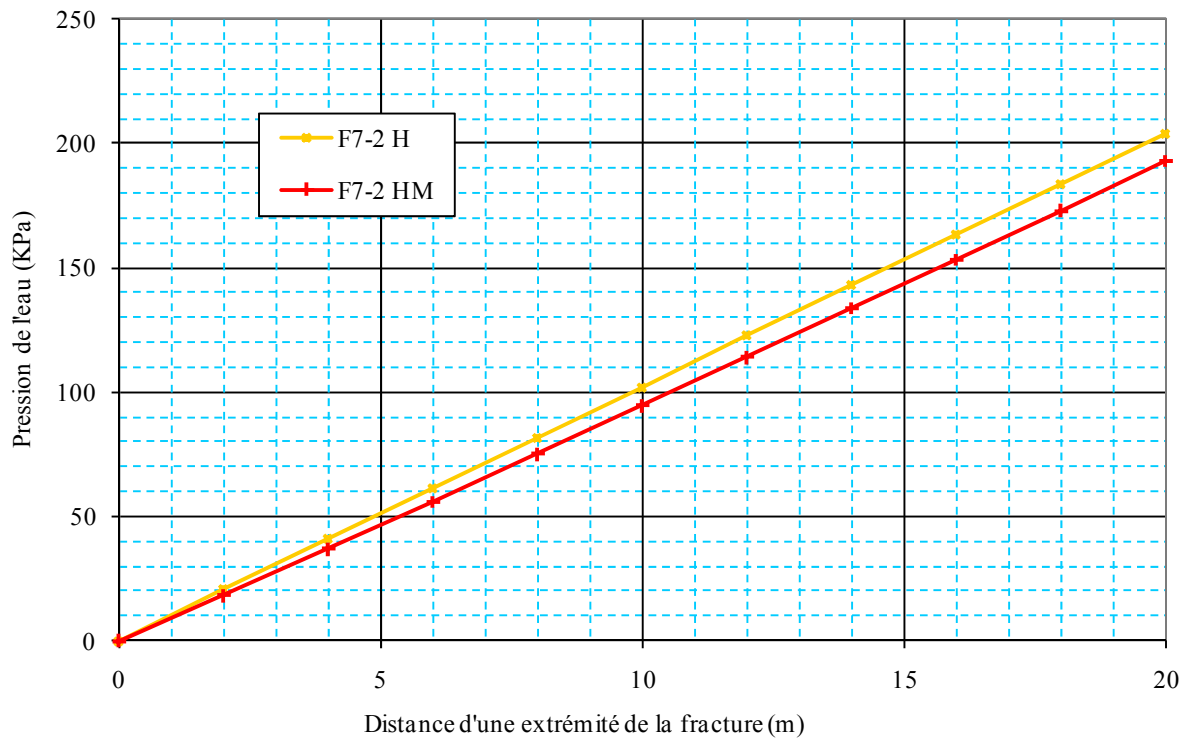


Figure 5.30. Distribution des pressions d'eau le long de la discontinuité F7-2 (cf. fig. 5.26), issu du calcul hydraulique (H) et du calcul hydromécanique (HM).

En effet cette modification (relativement importante sur le plan de glissement) de la distribution des pressions de fluide le long des discontinuités est due à l'interaction hydromécanique et au changement des ouvertures hydrauliques le long des discontinuités. A titre d'exemple les variations de l'ouverture hydraulique le long des discontinuités F4-1 et F7-1 sont montrées sur les figures 5.31 et 5.32 respectivement. Comme on peut le remarquer l'ouverture hydraulique change d'une manière fortement non-linéaire le long des discontinuités à l'issue de calcul hydromécanique couplé, alors qu'elle a une valeur constante pour le calcul hydraulique.

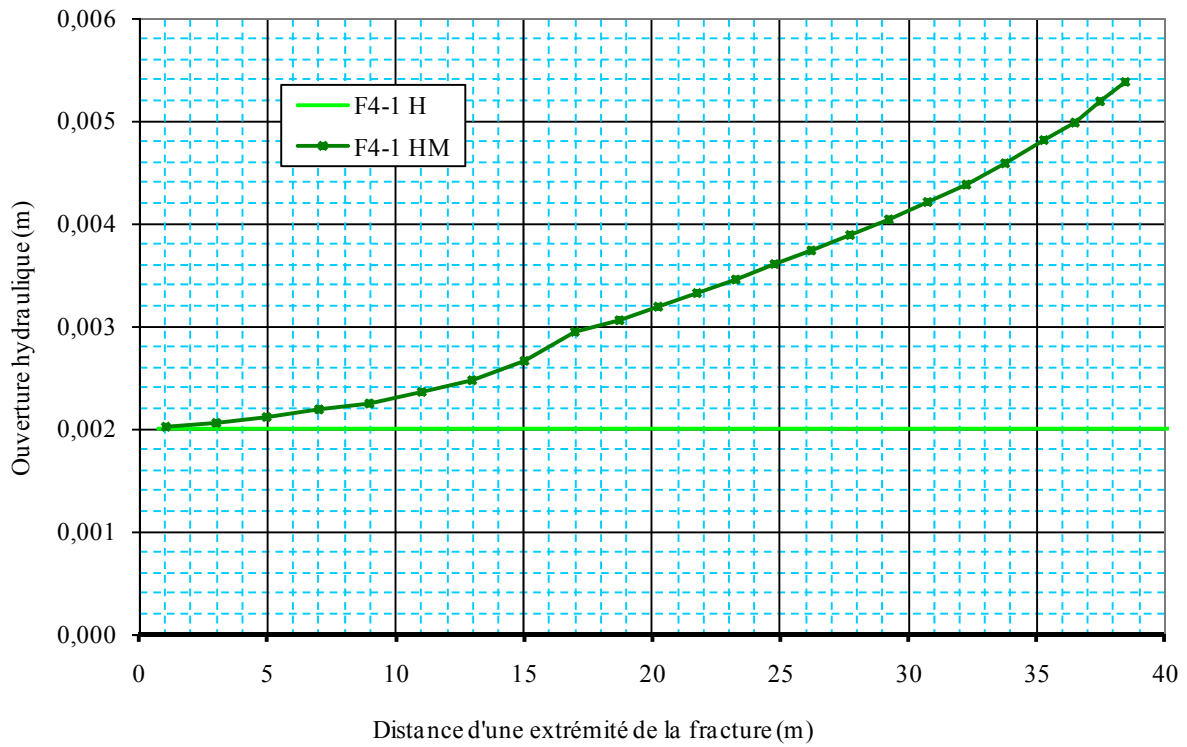


Figure 5.31. Ouverture hydraulique le long de la discontinuité F4-1 (cf. fig. 5.26), issu du calcul hydraulique (H) et du calcul hydromécanique (HM).

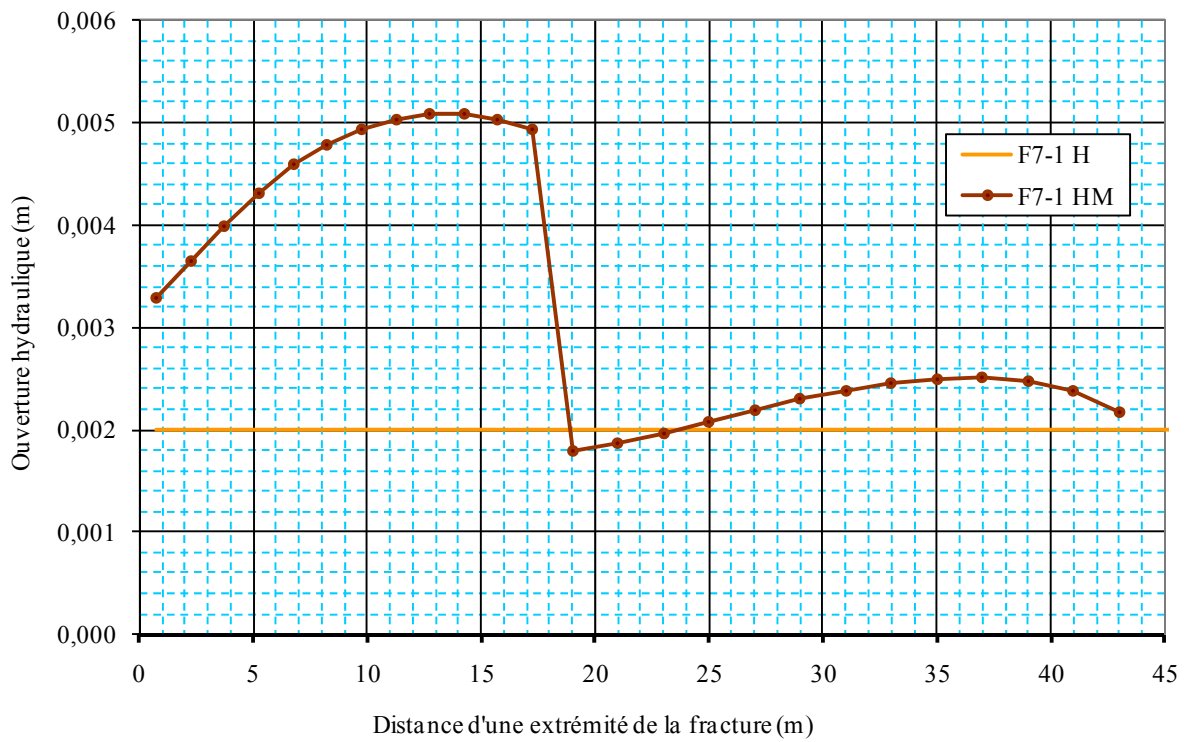


Figure 5.32. Ouverture hydraulique le long de la discontinuité F7-1 (cf. fig. 5.26), issu du calcul hydraulique (H) et du calcul hydromécanique (HM).

La distribution de la pression de l'eau a un effet clé sur l'évaluation de la stabilité des blocs ou du massif en général. La pression d'eau diminue d'une part, sur le plan de glissement, la contrainte normale effective et donc la résistance au glissement. D'autre part, sur certaines parois des autres discontinuités, elle augmente l'action sur les blocs favorisant le glissement et l'instabilité.

A titre d'exemple, la distribution de la contrainte normale effective le long de la discontinuité constituant le plan de glissement est montrée sur la figure 5.33 pour trois cas différents : le premier correspond au cas mécanique sans l'effet de l'eau (M), le second représente le résultat du calcul hydromécanique couplé (HM). Dans le troisième cas les contraintes normales effectives sont calculées en déduisant les pressions d'eau calculées par le calcul hydraulique des contraintes normales, obtenues par le calcul mécanique (M-pH). Ce dernier cas peut être qualifié comme un calcul hydromécanique non couplé.

Sur la figure 5.33 le plan de glissement des deux blocs en question se situe entre 18m et 39m de l'extrémité de la discontinuité. On remarque par exemple que sur le plan de glissement du bloc plus grand (se situe entre 18m et 35m de l'extrémité de la discontinuité), sur une partie relativement plus importante, les contraintes normales estimées par le calcul couplé sont plus grandes que celles calculées par le calcul non couplé. Ce qui indique que le calcul non couplé est plus conservateur. Par conséquent on peut déduire que pour avoir une meilleure estimation de la stabilité des massifs rocheux nous devons réaliser des calculs hydromécaniques couplés. Mais cela a bien sûr un coût et son choix dépend des enjeux économiques et de risques liés à l'instabilité du massif.

Par ailleurs, si le débit d'écoulement est important dans les calculs, la modification des ouvertures hydrauliques dans les calculs hydromécaniques couplés a un effet important sur l'estimation de ce dernier. Dans le cas présent par exemple, la somme du débit qui entre par les nœuds A et B et qui sort à travers les nœuds C et D est estimée à 10,6 l/s par un calcul hydraulique. Cette valeur s'élève à 58,9 l/s si on l'estime par un calcul hydromécanique couplé. Cette différence est principalement due à la modification de l'ouverture hydraulique qui affecte le débit avec une puissance de 3.

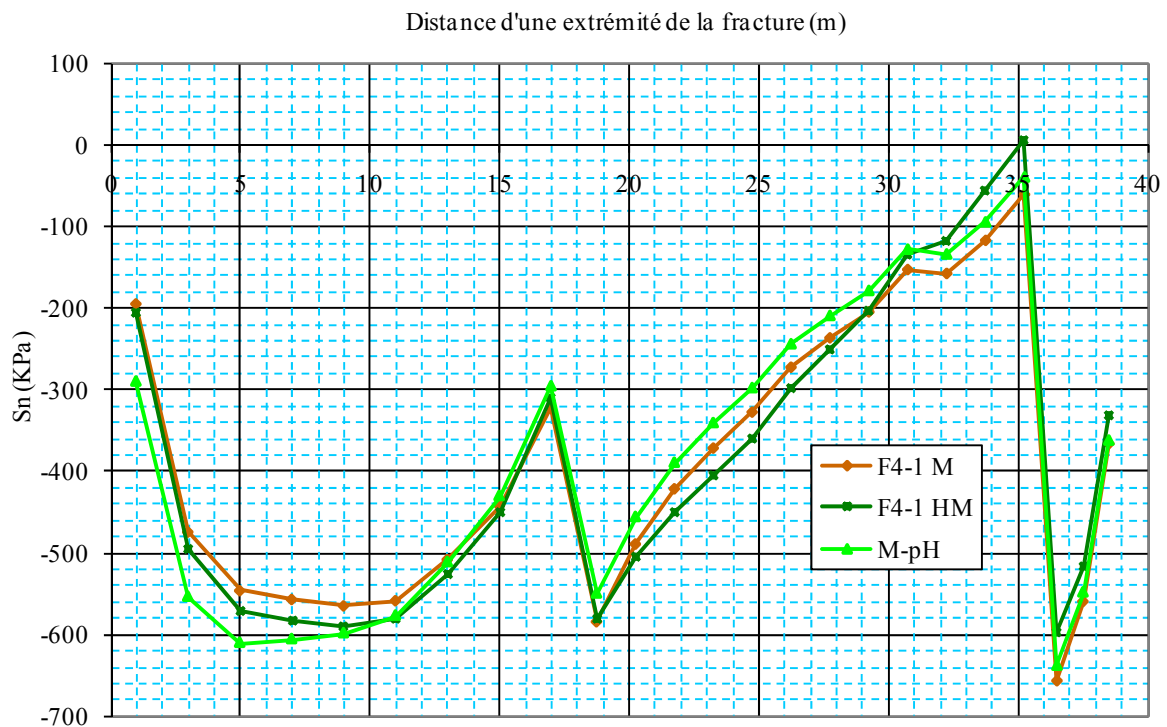


Figure 5.33. Contrainte normale effective le long de la discontinuité F4-1 (cf. fig. 5.26), issu du calcul mécanique (M) et du calcul hydromécanique couplé (HM) et non couplé (M-pH).

Cas de réseau non drainé (sorties d'eau bouchées)

Le deuxième exemple de calcul hydromécanique couplé est effectué avec un modèle identique au cas précédent en termes de géométrie, chargement, caractéristiques, etc. La seule différence avec le cas précédent est que dans l'exemple présent on suppose que les sorties d'eau, i.e. les nœuds B et C, sont bouchées, ce qui donne des pressions hydrostatiques au niveau des discontinuités bien plus importantes que dans le cas précédent. Cette condition est imposée par une ouverture hydraulique très petite pour les deux éléments joints se trouvant sur le bord aux nœuds B et C. La figure 5.34 montre la distribution des pressions d'eau le long des discontinuités, calculées par un calcul hydraulique avec les conditions citées.

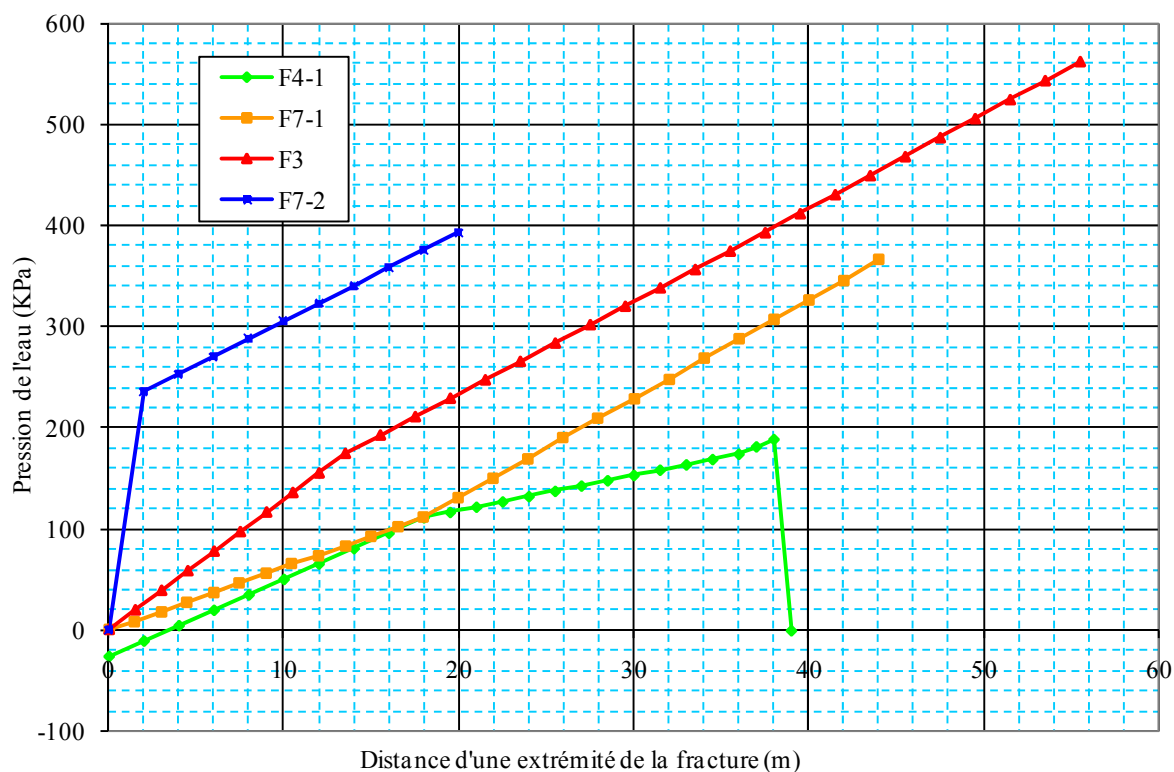


Figure 5.34. Distribution des pressions d'eau le long des discontinuités (cf. fig. 5.26), issu du calcul hydraulique, pour le cas avec les sorties d'eau bouchées.

La partie mécanique des calculs est tout à fait identique à celle du cas précédent, i.e. le même calcul mécanique est utilisé pour les deux cas avec les mêmes caractéristiques mécaniques.

Avec ces mêmes caractéristiques de résistance, l'application de ces conditions hydrauliques au modèle conduit à une instabilité des blocs dans un calcul hydromécanique due à l'augmentation considérable des pressions d'eau. Sur le plan de glissement cette augmentation diminue la résistance, et sur la discontinuité F7-1 elle augmente l'action en faveur du glissement. Ainsi, comme on l'attendait, les conditions hydrauliques, notamment le drainage, ont un effet déterminant sur la stabilité des massifs rocheux

5.4.6. Stabilité du massif – Application des éléments joints endo-plastiques

Afin de montrer l'apport du modèle endo-plastique à l'évaluation de la stabilité des massifs rocheux, une série des modélisations de la stabilité des Rochers de Valabres a été réalisée au niveau de la zone menaçante. Pour pouvoir montrer l'effet de la prise en compte de l'endommagement des discontinuités sur cette évaluation, par rapport à l'évaluation qui a été réalisée par le modèle de Mohr-coulomb, un premier calcul a été réalisé avec des discontinuités représentées par le modèle de Mohr-Coulomb. Le deuxième calcul a été réalisé

avec des discontinuités, en parties, représentées par le modèle endo-plastique. Les résultats sont comparés par la suite.

Le premier calcul a été réalisé avec les paramètres donnés dans le tableau 5.8, ce qui a conduit à un état stable des blocs. La discontinuité subverticale qui sépare le bloc plus grand du massif, F7-1 dans la figure 5.26, a une cohésion (avec le modèle de Mohr-Coulomb). Cette cohésion conduit à une résistance en traction :

$$\sigma_R = \frac{C}{\tan \phi} \quad (5.3)$$

Les paramètres de la discontinuité constituant le plan de glissement ont été pris suffisamment faibles pour qu'un glissement (déplacement plastique sur le plan de glissement) ait lieu, et assez forts pour que les blocs soient stables. Dans cette condition, les éléments joints représentant la discontinuité subverticale séparant le bloc du massif subiront une contrainte normale de traction qui participe en partie à stabilité du massif. La valeur maximale de cette contrainte de traction est la résistance en traction donnée par l'équation 5.3. Tant que la discontinuité constituant le plan de glissement est faible (en résistance), les éléments joints sont plastifiés sur la discontinuité subverticale. Une fois qu'un élément joint Mohr-Coulomb atteint la résistance en traction, si l'on augmente davantage la charge, il continue à résister avec cette traction qui reste constante, mais avec des déplacements plastiques. Les paramètres des discontinuités ont été choisis de telle sorte que presque tous les éléments joints sur cette discontinuité subverticale atteignent la résistance en traction. Pourtant les blocs restent stables, d'une part grâce à cette résistance en traction et d'autre part à l'aide de la résistance au cisaillement mobilisée le long du plan de glissement.

Tableau 5.8. Paramètres des discontinuités – modèle Mohr-Coulomb

Familles de discontinuités	Paramètre	Valeur
Discontinuités subverticales (familles F3 et F7-F8)	k_n (MPa/mm)	1.0
	k_t (MPa/mm)	0.1
	C (MPa)	0.08
	ϕ_r (°)	31
	ψ_r (°)	5
Discontinuités de pendage vers la vallée (familles F4-F5)	k_n (MPa/mm)	0.8
	k_t (MPa/mm)	.08
	C (MPa)	0.04
	ϕ_r (°)	26
	ψ_r (°)	5
Nom du calcul	-	mm18
Etat de stabilité	-	oui

L'idée derrière l'application du modèle endo-plastique est de montrer le phénomène d'instabilité dû à la diminution de la résistance du joint une fois que la contrainte pic de résistance en traction du joint est atteint. Dans une telle situation, avec le modèle endo-plastique, si on continue le chargement une fois que les éléments joints atteignent la résistance en traction, cette résistance se dégrade et le joint ne peut plus résister face au chargement, ce qui conduit à un état instable des blocs. Ce type de phénomène se produit pour les discontinuités contenant des ponts rocheux et il a dû se produire lors des éboulements des Rochers de Valabres.

Etant donné la nature quasi-fragile du comportement des éléments joints avec le modèle endo-plastique, le calcul ne peut pas être réalisé de la même manière que les calculs effectués par le modèle Mohr-Coulomb. Dans ces derniers calculs, tout le chargement (contraintes initiales causées par la gravité) est appliqué en une seule fois. Avec le modèle endo-plastique, si on applique en une seule fois tout le chargement, on ne peut pas observer la réponse des éléments joints au chargement. Un aspect plus important est que pour que les calculs avec le modèle endo-plastique implanté dans CESAR-LCPC soient numériquement stables, des incréments de charge très petits doivent être appliqués.

Ainsi, dans cette modélisation, il n'y a pas de première phase de calcul des contraintes initiales. Un seul calcul a été réalisé, où les caractéristiques réelles des discontinuités ont été attribuées et le chargement (la gravité) a été appliqué en 1000 incréments.

Pour que ce calcul soit comparable avec le calcul Mohr-Coulomb, ce dernier aussi a été réalisé de la même manière. De plus, pour être sûr que cette méthode de calcul ne conduit pas à des résultats très loin de la méthode par phasage, deux calculs avec le modèle Mohr-Coulomb ont été réalisés avec exactement les mêmes conditions mais avec ces deux différentes méthodes de modélisation. Les résultats de cette vérification n'ont pas montré une différence significative entre les deux méthodes.

Une autre précision est qu'étant donné le temps important nécessaire pour les calculs avec le modèle endo-plastique, on a essayé de réduire ce temps en diminuant le nombre d'éléments joints ayant le comportement endo-plastique. Vu le rôle clé de la discontinuité subverticale qui sépare le grand bloc du massif sur la stabilité des blocs, seuls les éléments joints constituant cette partie de la discontinuité F7-1 (cf. figure 5.26) ont été modélisés par le modèle endo-plastique. Nous allons nous concentrer par la suite sur la stabilité des blocs et

notamment sur la réponse des éléments joints se situant sur cette partie de la discontinuité F7-1 par chacun des modèles : Mohr-Coulomb et endo-plastique. Pour que les résultats des modélisations avec le modèle endo-plastique soient comparables avec ceux des modélisations avec le modèle Mohr-Coulomb, les mêmes caractéristiques de résistances (cohésion et résistance en traction données par l'équation 5.3) ont été appliquées aux éléments joints endo-plastiques ainsi qu'aux éléments joints Mohr-Coulomb. Les autres paramètres utilisés pour les joints endo-plastique sont les paramètres représentés dans le tableau 5.3.

Comme il est indiqué au début de cette partie, les blocs sont stables avec le modèle de Mohr-Coulomb. Le chargement de la gravité peut donc être appliqué jusqu'au dernier incrément. Au contraire, si on applique le comportement endo-plastique aux éléments joints indiqués ci-dessus, les blocs restent stables seulement jusqu'à l'incrément 429 correspondant à application d'une gravité de 0,429g, au-delà les discontinuités ne pouvant plus résister au chargement, et ceci conduit à un état d'instabilité.

La figure 5.35 montre les résultats de la modélisation avec le modèle de Mohr-Coulomb pour la variation de la contrainte normale en fonction du chargement, au niveau des points de Gauss le long de la discontinuité subverticale séparant le bloc du massif (partie supérieure de la discontinuité F7-1 dans la figure 5.26)). Comme on pouvait le prédire, dans les éléments joints se trouvant sur cette partie, la traction augmente en fonction du chargement. A partir de 0,6g, la traction atteint la résistance des joints au milieu de la discontinuité. En appliquant plus de charge, plus d'éléments joints atteignent la résistance en traction, et à la fin du chargement la résistance en traction est mobilisée presque dans tous les éléments joints sur cette partie de la discontinuité.

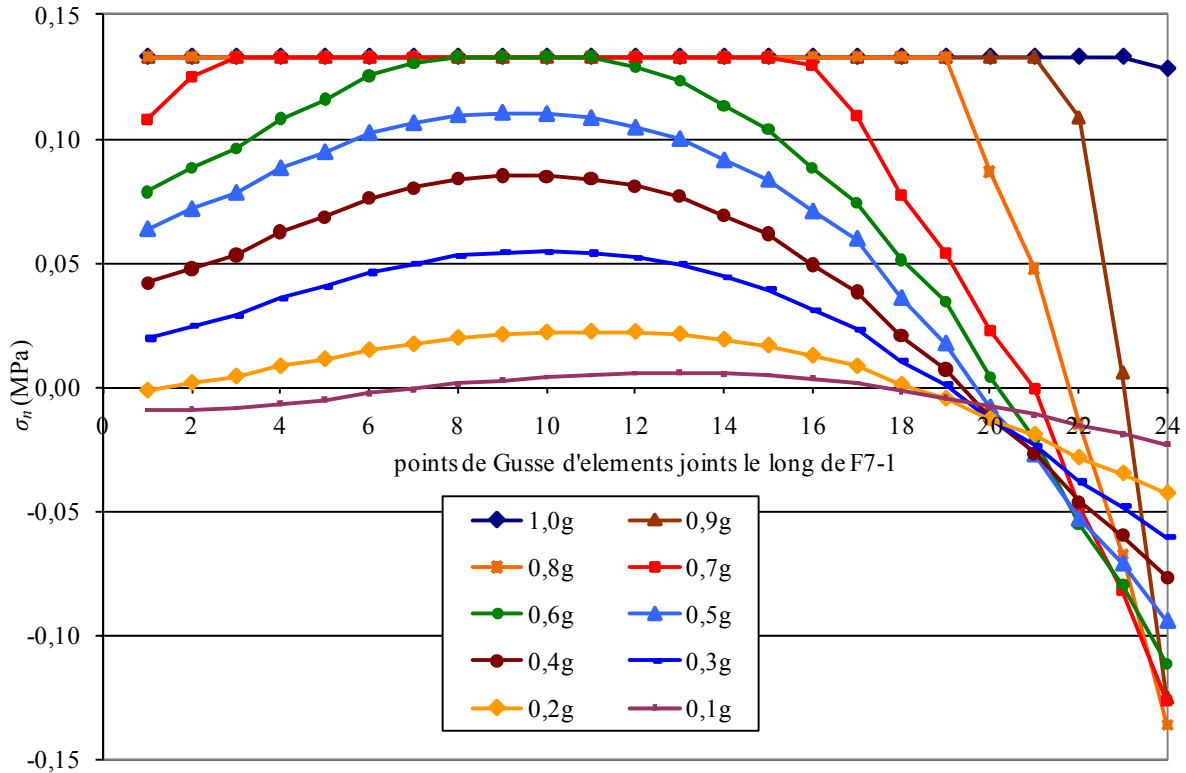


Figure 5.35. Résultats de la modélisation avec le modèle de Mohr-Coulomb pour la variation de la contrainte normale en fonction du chargement, au niveau des points de Gauss le long de la discontinuité subverticale séparant le bloc du massif, partie supérieure de F7-1 (cf. figure 5.26)

La figure 5.36 montre les résultats de la modélisation avec le modèle endo-plastique pour la variation de la contrainte normale en fonction du chargement, au niveau des points de Gauss le long de la discontinuité subverticale séparant le bloc du massif (partie supérieure de la discontinuité F7-1 dans la figure 5.26). A part les oscillations dues aux problèmes numériques, le schéma d'évolution des contraintes normales est similaire aux cas des éléments joints Mohr-Coulomb, avant qu'ils atteignent la résistance en traction. Au-delà comme on pouvait le prédire, les joints endo-plastiques ne peuvent plus résister face au chargement.

Sur la figure 5.36 on peut remarquer le fait qu'à l'incrément de chargement correspondant au chargement de 0,424g, la contrainte normale atteint la résistance en traction à quelques points de Gauss. A l'étape de chargement correspondant à 0,429g, la contrainte normale est diminuée sur ces points dus à l'endommagement. Les joints ne peuvent plus résister face au chargement et les blocs deviennent instables. Les autres points qui n'ont pas atteint la résistance en traction sont aussi endommagés, mais ils ne l'ont pas atteint tout simplement parce qu'ils subissent également un cisaillement.

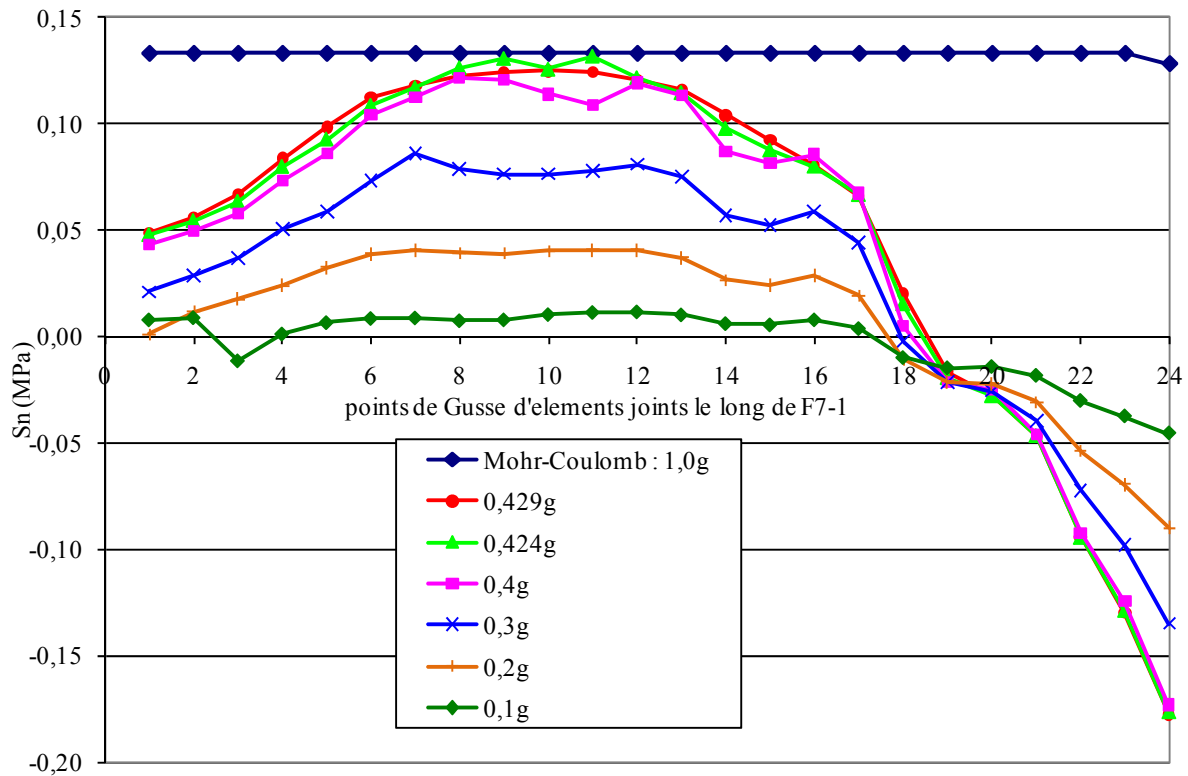


Figure 5.36. Résultats de la modélisation avec le modèle endo-plastique pour la variation de la contrainte normale en fonction du chargement, au niveau des points de Gauss le long de la discontinuité subverticale séparant le bloc du massif, partie supérieure de F7-1 (cf. Figure 5.26)

La figure 5.37 montre la variation de la contrainte normale en fonction du déplacement relatif normal sur un des points qui a atteint la résistance en traction. Comme on peut le constater la contrainte diminue une fois la résistance atteinte. Ce que l'on attendait et que valide le bon fonctionnement du modèle endo-plastique dans un modèle réel plus complexe par rapport aux modèles relativement simples d'essai de traction simple au laboratoire.

Ces résultats montrent que l'application du modèle endo-plastique peut conduire à une estimation de l'instabilité d'un massif qui aurait été qualifiée stable avec le modèle de Mohr-Coulomb et des caractéristiques similaires.

Ceci montre l'intérêt du modèle endo-plastique. Cependant, à cause d'une méthode de résolution numérique peu efficace pour ces types de calculs, le temps de calcul est, pour l'instant dans nos modélisations, très long pour ce modèle et pour des structures de massifs complexes.

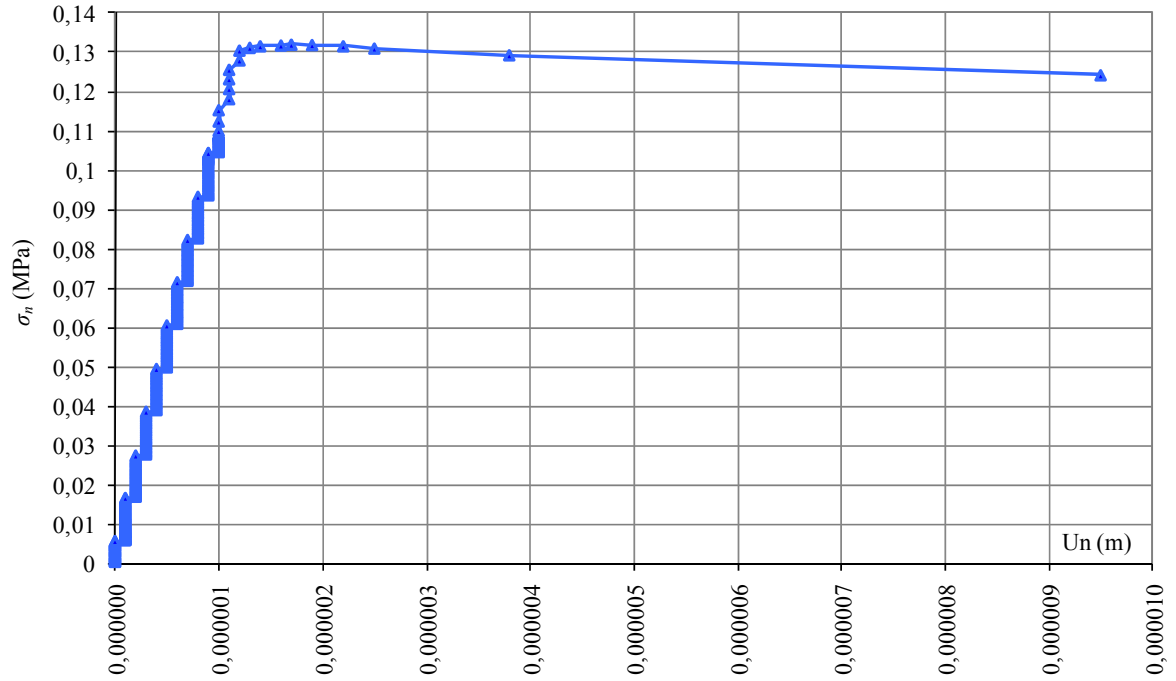


Figure 5.37. Résultats de la modélisation avec le modèle endo-plastique pour la variation de la contrainte normale en fonction du chargement, au niveau des points de Gauss le long de la discontinuité subverticale séparant le bloc du massif, partie supérieure de F7-1 (cf. Figure 5.26)

CHAPITRE VI. CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

6.1. Conclusions

Bien qu'il existe une large gamme de modèles constitutifs pour les discontinuités rocheuses qui prennent en compte les aspects majeurs de leur comportement, la modélisation du comportement des discontinuités non-persistantes et de la fissuration des ponts rocheux est encore en voie de développement et de recherche.

Durant ce travail de thèse, à partir de résultats expérimentaux issus de la littérature, un nouveau modèle d'endommagement-plastique a été élaboré pour des discontinuités non-persistantes. Le modèle d'endommagement-plastique proposé pour les joints est capable de reproduire les aspects les plus importants du comportement des matériaux quasi-fragiles sous un chargement cyclique le long de la surface prédéfinie de fissuration en Modes I et II (traction et cisaillement) et par combinaison de ces deux modes de fissuration. Les aspects les plus importants qui ont été pris en compte en Mode I (traction), sont :

- adoucissement et diminution de la résistance en traction,
- dégradation de la raideur,
- déplacements relatifs irréversibles,
- récupération de la raideur après chaque fermeture,

- dégradation totale de la raideur et de la résistance en traction après endommagement complet,
- raideur résiduelle fortement non-linéaire en compression après l'état-ultime de l'endommagement.

Les aspects importants qui ont été pris en compte en Mode II (cisaillement), sont :

- adoucissement et diminution de la résistance au cisaillement,
- résistance résiduelle à l'état ultime de l'endommagement,
- légère diminution de la raideur,
- déplacements plastiques irréversibles après chaque cycle de charge-décharge.

Le modèle est couplé dans les deux directions normale et tangentielle, c'est-à-dire que l'endommagement, sous un chargement en direction normale, en plus de la dégradation de caractéristique du joint dans la direction normale, a un effet sur les caractéristiques du joint dans la direction tangentielle et *vice versa*. Le modèle est également couplé en termes d'endommagement et de plasticité : les deux interviennent simultanément lorsque les contraintes au niveau du joint atteignent le critère de rupture.

Le modèle est également applicable pour la modélisation de la rupture quasi-fragile des discontinuités non-persistantes, par exemple des joints rocheux contenant des ponts rocheux. Il procède soit :

- par une approche dite d'homogénéisation : le comportement est homogénéisée et identique sur tout le long de la discontinuité,
- par une approche modélisant les ponts rocheux existants dans les discontinuités de manière directe c'est-à-dire modélisant les ponts rocheux avec des éléments joints d'endommagement-plastique et les autres parties des discontinuités avec des éléments joints frottants ayant une cohésion et une résistance en traction nulles.

L'outil ainsi développé a été appliqué à l'étude de la stabilité des massifs rocheux, mais on peut lui envisager des applications à de nombreux autres problèmes. Il peut être appliqué à la modélisation, par exemple, du comportement des failles à grande échelle pour déterminer les contraintes préexistantes dans la croûte terrestre (études sismiques), de la fracturation hydraulique pour déterminer les contraintes *in situ*, au couplage hydromécanique dans les

projets géothermiques, à la fissuration du béton, au comportement des ouvrages en maçonnerie etc.

Le modèle a été implémenté dans le code aux éléments finis CESAR-LCPC, puis validé par la comparaison avec des résultats expérimentaux. Il est capable de reproduire d'une manière très satisfaisante ces résultats. Une méthode de détermination systématique de paramètres est proposée. Elle permet d'estimer le poids de chaque paramètre dans le comportement afin de mieux choisir les paramètres.

Dans la deuxième phase du travail, un module de calcul hydraulique a été développé sur la base des éléments finis constituant un réseau hydraulique. La loi cubique a été choisie pour la modélisation de l'écoulement de fluide dans le réseau des fractures. Ce module a été intégré par la suite dans le code aux éléments finis CESAR-LCPC afin de pouvoir réaliser des calculs avec un couplage hydromécanique au niveau des discontinuités rocheuses. La compressibilité du fluide (en interaction avec la roche) peut être prise en compte dans ce module par l'intermédiaire du coefficient de Biot. Ce modèle a été validé par des calculs analytiques et a montré de bons résultats pour la modélisation de l'écoulement de l'eau et le couplage hydromécanique au niveau des discontinuités.

Ces développements numériques ont été par la suite appliqués au problème de la stabilité des massifs rocheux, en l'occurrence celui des Rochers de Valabres. Ces applications ont montré la capacité de ces outils numériques pour la modélisation de ce type de problèmes. D'autre part lors de ces applications, la performance de ces développements numériques a été montrée pour la modélisation de problèmes réels plus complexes que les cas simples de validation préliminaire.

Dans un premier temps, le module hydromécanique a été utilisé pour montrer sa capacité en modélisation hydromécanique de stabilité des massifs rocheux. Les résultats ont démontré la bonne performance du module pour ces calculs. Par ailleurs ils ont montré d'une part l'importance de prendre en compte l'effet de l'eau dans l'évaluation de la stabilité des massifs rocheux, et d'autre part une différence significative entre les modélisations prenant en compte le couplage hydromécanique et les modélisations avec des approches non couplées. L'effet du couplage n'est pas seulement important dans la réponse mécanique du massif, il l'est aussi dans l'évaluation de l'écoulement et du débit du fluide qui circule dans le réseau des fractures.

Par la suite, étant donné que la fissuration des ponts rocheux fait partie des mécanismes de rupture courants dans les versants rocheux, le modèle endo-plastique a été appliqué à l'évaluation de la stabilité des Rochers de Valabres. Une comparaison a été effectuée entre les modélisations de la stabilité avec le modèle classique de Mohr-Coulomb et les modélisations avec le modèle endo-plastique développé. Les résultats ont montré que l'application de ce dernier modèle a un effet déterminant sur l'évaluation de la stabilité, parce qu'il permet de modéliser la rupture fragile et l'adoucissement de la résistance.

6.2. Perspectives

La première perspective de ce travail peut porter sur la validation et éventuellement l'amélioration du modèle endommagement-plastique proposé pour les discontinuités quasi-fragiles. En effet les simulations effectuées pour la validation du modèle étaient limitées à cause du manque de résultats expérimentaux supplémentaires. Cette remarque est valable en particulier parce que nous ne disposons pas de résultats expérimentaux simultanés en direction normale et tangentielle sur le même joint (matériau). À l'état actuel, nous ne pouvons pas dire que les paramètres identifiés pour les exemples de validation cités ci-dessus, sont uniques. Pour une validation solide du modèle, il peut être proposé – comme perspective de ce travail – de réaliser une série d'essais expérimentaux sur différents matériaux dans les deux directions normale et tangentielle. Après la réalisation de tels essais, le modèle peut être effectivement validé sur certains aspects et éventuellement complété ou modifié.

Sur le plan de la modélisation, des calculs paramétriques supplémentaires peuvent être effectués afin de montrer les capacités du modèle en modélisation de la dilatance, plus précisément, de la diminution de la dilatance avec l'augmentation de la contrainte normale et aussi sa diminution avec l'endommagement et les déplacements irréversibles.

D'autres améliorations du modèle peuvent porter sur l'extension du modèle endo-plastique à un modèle capable de prendre en compte des déplacements plastiques et l'endommagement non seulement en traction ou en cisaillement mais aussi en compression.

Sur l'aspect du développement numérique, une méthode de résolution adaptée aux problèmes non-linéaires pourrait être développée à partir des modules déjà existants dans le code CESAR-LCPC. C'est notamment important en compression avec le comportement fortement non-linéaire des éléments joints endo-plastiques. Sur ce plan on peut également

envisager l'extension des éléments joints 2D à 3D afin de pouvoir effectuer des modélisations plus réalistes aussi bien en cas de configurations d'éléments instables en forme de dièdre qu'en cas de configurations plus complexes rencontrés autour des ouvrages souterrains réalisés dans les massifs fracturés.

Par ailleurs, les développements numériques effectués lors de ce travail de thèse peuvent être utilisés pour la réalisation d'une étude approfondie de stabilité des massifs rocheux en prenant en compte l'effet de l'eau.

Une application du modèle endo-plastique à une étude plus approfondie de la stabilité des massifs rocheux peut aussi être envisagée notamment pour les massifs où le mécanisme de rupture par fissuration est dominant.

RÉFÉRENCES

1. Afrouz A.A., 1992, *Practical handbook of rock mass classification systems and modes of ground failure*, CRC Press, Inc, 195 pp.
2. Afrouz, A.A., F.P., Hassani, et R. Ucar, 1989, Stability analysis of steep rock slopes, *Revue canadienne de géotechnique*, Volume 26, numéro 4, novembre 1989 Pages 595-603
3. Alm, P., 1999, *Hydro-mechanical behavior of a pressurized single fracture: an in situ experiment*. PhD Thesis, Chalmers University, Sweden
4. Amadei B. and Saeb S., 1990, Constitutive models for rock joints, Proc. of the Int. Conf. on Rock Joints, Loen, Norway, pp. 581-594.
5. Arson, C., and B. Gatmiri, 2008, On damage modelling in unsaturated clay rocks, *Physics and Chemistry of the Earth*, Vol. 33 pp. S407–S415.
6. Atkinson B. K., 1987, Introduction to fracture mechanics and its geophysical applications, in *Fracture Mechanics of Rocks*, Chapter 1, Academic Press, pp. 1-26.
7. Backers, T., 2004, Fracture toughness determination and micromechanics of rock under Mode I and Mode II loading. PhD- Thesis, University of Potsdam, Germany.
8. Baillifard F., Jaboyedoff M., Rouiller J.-D., 2004. Towards a GIS-based rockfall hazard assessment along the Quebec City Promontory, Quebec, Canada. In *Landslides: Evaluation and Stabilization*, Lacerda, Ehrlich, Fontoura & Sayao (eds), 207-213.
9. Bandis S.C., 1980, Experimental studies of scale effect on shear strength and deformation of rock joints, Ph.D. thesis, Univ. of Leeds, 385 pp.
10. Bandis S.C., A. C. Lumsden N. R. Barton, 1981, Experimental studies of scale effects on the shear behaviour of rock joints, *Int. J. Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.*, Vol. 18, pp. 1-21.
11. Bandis S.C., A. C. Lumsden N. R. Barton, 1983, Fundamentals of rock joint deformation, *Int. J. Rock Min. Sci. & Geomech. Abstr.* Vol. 20, No. 6, pp. 249-268.
12. Barenblatt, G.I., 1962, The mathematical theory of equilibrium cracks in brittle fracture, *Adv. Appl. Mech.* Vol. 7, pp. 55-129.
13. Barpi F., and S. Valente, 2008, Modeling water penetration at dam-foundation joint, *Engineering Fracture Mechanics*, Vol. 75, pp. 629-642.
14. Barr, B. & Derradj, M. 1990. Numerical study of a shear (mode II) type test specimen geometry. *Eng. Fract. Mech.*; 35: 171-180.
15. Barton, N., 1971, A relationship between joint roughness and joint shear strength. Proc. Int. Symp. Rock Mech. Nancy, Rock Fracture, Paper I-8.

16. Barton N., 1973, Review of a new shear strength criterion for rock joints, *Engineering Geology*, 7(4), pp 287 à 332.
17. Barton, N., 1974, Estimating the shear strength of rock joint. *Advances in Rock Mechanics*; II A: 219-220.
18. Barton, N.R., Lien, R. and Lunde, J. 1974. Engineering classification of rock masses for the design of tunnel support. *Rock Mech.* 6(4), 189-239.
19. Barton N., 1976, The shear strength of rock and rock joints. *Rock mechanics review. International Journal of Rock Mechanics and Mining Science & Geomechanics Abstracts*, vol. 13, pp. 255-279.
20. Barton, N. and V. Choubey, 1977, The shear strength of rock joints in theory and practice, *Rock mechanics*, vol. 10
21. Barton N., 1982, Modelling rock joint behaviour from in situ block tests: implications for nuclear waste repository design. Office of Nuclear Waste Isolation, Columbus, OH, ONWI-308, 96 pp.
22. Barton, N., and Bandis, S.C., 1982, Effect of block size on the behaviour of jointed rock. *Proc. 23rd U.S. Symp. On rock mechanics*, Berkeley, California, pp. 739-760.
23. Barton N.R., Bandis S., Bakhtar K., 1985, Strength, deformation and conductivity coupling of rock joints. *Int J Rock Mech Mining Sci Geomech Abstr*, Vol. 22, pp. 121–140.
24. Barton, N., and E.F. de Quadros, 1997, Joint aperture and roughness in the prediction of flow and groutability of rock masses, *Int. J. Rock Mech. & Min. Sci.* Vol. 34, No. 3-d.
25. Bazant, Z. P., and Kim, S. S., 1979, "Plastic-fracturing theory for concrete." *J. Engrg. Mech.*, ASCE, 105(3), 407-421.
26. Bazant, Z.P., 2002, Concrete fracture models: testing and practice, *Engineering Fracture Mechanics*, Vol. 69, pp. 165-205.
27. Bemani Yazdi P., 2009, CESAR-LCPC, Cahier de développement, version Recherche – Famille 16 (Eléments joints) Modèle élasto-plastique de type Mohr-Coulomb et Modèle endommagement-plastique.
28. Bemani Yazdi P. and Pouya A., 2008, A Coupled Normal-Shear Damage Model for Rock Joint Elements, the 2008 ISRM-Sponsored International Symposium (5th Asian Rock Mechanics Symposium), 24-26 Nov. Teheran, IRAN.
29. Bemani Yazdi P. and Pouya A., 2009, Modelling of cyclic behaviour of rock joints with a coupled damage-plastic interface element, International Conference on Rock Joints and Jointed Rock Masses, 4-11 Jan. 2009, Tucson, Arizona, USA.

30. Berkowitz, B., 2002, Characterizing flow and transport in fractured geological media: a review. *Advances in Water Resources*, Vol. 25, pp. 861-884.
31. Bhasin R., A.M. Kaynia, 2004, Static and dynamic simulation of a 700-m high rock slope in western Norway, *Engineering Geology*, 71, 213–226
32. Bieniawski, Z.T. 1973. Engineering classification of jointed rock masses. *Trans S. Afr. Inst. Civ. Engrs* 15, 335-344.
33. Bieniawski, Z.T. 1974. Geomechanics classification of rock masses and its application in tunnelling. In *Advances in Rock Mechanics 2*, part A: pp.27-32. Washington, D.C.: National Academy of Sciences.
34. Biot, M.A., 1941, A general theory of three dimensional consolidation. *J Appl Phys*, Vol. 12, pp. 155–164.
35. Brideau M. A., Yan M., Stead D., 2009, The role of tectonic damage and brittle rock fracture in the development of large rock slope failures, *Geomorphology*, Vol. 103, pp. 30–49.
36. Bolzon G., and G. Cocchetti, 2003, Direct assessment of structural resistance against pressurized fracture, *Int. J. Numer. Anal. Meth. Geomech.*, Vol. 27, pp. 353–378.
37. Burlion, N., Gatuingt, F., Pijaudier-Cabot, G., and Daudeville, L., 2000, Compaction and tensile damage in concrete: constitutive modelling and application to dynamics, *Comput. Methods Appl. Mech. Engrg.* 183, 291-308
38. Cai, M., P.K. Kaiser, H. Uno, Y. Tasaka, M. Minami, 2004, Estimation of rock mass deformation modulus and strength of jointed hard rock masses using the GSI system, *International Journal of Rock Mechanics & Mining Sciences* 41 (2004) 3–19 //Rock Mechanics/science direct
39. Carol I., Prat, P.C., and López C.M., 1997, Normal/Shear Cracking Model: Application to Discrete Crack Analysis *J. Engrg. Mech.*, Vol. 123, pp. 765-773.
40. Carol, I, C.M. Lopez and O. Roa, 2001, Micromechanical analysis of quasi-brittle materials using fracture-based interface elements, *Int. J. Numer. Meth. Engng*, Vol. 52, pp. 193–215.
41. Carpinteri, A. and Ferro, 1994, Size effects on tensile fracture properties: A unified explanation based on disorder and fractality of concrete microstructure. *Materials and Structures*, Vol. 27 pp. 563-571.
42. Castelli M., 1998, Studio della rotture progressive di structure in roccia mediante un approccio di meccanica delle frattura, PhD Thesis, Politecnico di Torino.
43. Castelli M. and Scavia C., 2004, Fracture mechanics approach to the study of failure in rock, *European Journal of Environmental and Civil Engineering*, Vol. 8, pp. 653-682.

44. Cavers, D. S., 1981, Simple methods to analyze buckling of rock slopes, *Rock Mech.*, 14, 87–104
45. Cerrolaza, M., and R. Garcia, 1997, Boundary elements and damage mechanics to analyze excavations in rock mass, *Engineering Analysis with Boundary Elements*, Vol. 20, pp.1-16
46. Cervenka, J., Kishen, J.M.C., and Saouma, V.E., 1998, Mixed mode fracture of cementitious bimaterial interfaces; Part II: Numerical simulation, *Engineering Fracture Mechanics*, Vol. 60, pp. 95-107.
47. CFMR, 2000, Manuel de mécanique des roches, Tome 1 ; Fondement, Ecole des Mines de Paris.
48. Chaboche J.L., 1984, Anisotropic creep damage in the framework of continuum damage mechanics, *Nuclear engineering and design*, vol. 79, pp. 309-319.
49. Chalhoub, M. 2006. *Apports des méthodes d'homogénéisation numérique sur la classification des Massifs Rocheux Fracturés*, thèse de doctorat, Ecole des Mines des Paris.
50. Chandra Kishen J. M. and V. E. Saouma, 2004, Fracture of Rock-Concrete Interfaces: Laboratory Tests and Applications, *ACI Structural Journal*, Vol. 101, pp. 325-331.
51. Chandrupatla, T.R. and A.D. Belegundu, 1991, *Introduction to finite elements in engineering*, second edition, Prentice-Hall, Inc., New Jersey, 461 pp.
52. Chen W.F., 1975, *Limit analysis and soil plasticity*, Development in Geotechnical Engineering, Vol. 7, Elsevier Scientific Pub. Co. (Amsterdam, New York), 638 pp.
53. Clément C., 2008, *Auscultation d'un versant rocheux soumis aux sollicitations thermiques naturelles. Cas des Rochers de Valabres (Alpes-Maritimes)*, thèse de doctorat de L'I.N.P.L., ENSM de Nancy, LAEGO
54. Comi, C., 2001, A non-local model with tension and compression damage mechanisms, *Eur. J. Mech. A/Solids* 20, 1-22
55. Coulomb C.A., 1776, Remarque sur la rupture des corps, Mémoire présenté par divers savants à l'Académie, Vol. 7.
56. Crosta G.B., and F. Agliardi, 2003, A methodology for physically based rockfall hazard assessment, *Natural Hazards and Earth System Sciences*, 3: 407–422
57. Cundall P.A., 1971, A computer model for simulating progressive large scale movements in blocky rock systems, In *Rock Mechanics: proc. of ISRM Symp., Nancy, France*, Proc. 2, pp. 129-136.
58. Davies, J. 1988. Numerical study of punch-through shear specimen in mode II testing for cementitious materials. *The Int. J. Cement Composites Lightw. Concrete*; 10: 3-14.

59. Davies, J. 1995. Study of shear fracture in mortar specimens. *Cement and Concrete Research*; 25: 1031-1042.
60. Diederichs M.S., and P.K. Kaiser, 1999, Tensile strength and abutment relaxation as failure control mechanisms in underground excavations, *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, Vol. 36, pp. 69-96.
61. Dietrich, P., R. Helmig, M. Sauter, H. Hötzl, J. Köngeter and G. Teutsch (Editors), 2005, *Flow and Transport in Fractured Porous Media*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, The Netherlands, 447 p.
62. Dragon, A., and Mroz, Z., 1979, "A continuum theory for plastic-brittle behavior of rock and concrete." *Int. J. Engrg. Sci.*, 17(2), 121-137.
63. Dugadal, D.S., 1960, Yielding of steel sheets containing slits, *J. Mech. Phys. Solids*, Vol. 8, pp. 100-104.
64. Eberhardt, E., 2003, *Rock slope stability analysis – utilisation of advanced numerical techniques*, University on British Colombia, Geological Engineering/Earth and Ocean Science, 41 pp.
65. Eberhardt, E., Stead, D., Coggan, J.S., Willenberg, H., 2003, Hybrid finite-/discrete-element modelling of progressive failure in massive rock slopes. ISRM 2003–Technology roadmap for rock mechanics, South African Institute of Mining and Metallurgy, pp. 275-279.
66. Eberhardt, E., Stead, D., Coggan, J.S., 2004, Numerical analysis of initiation and progressive failure in natural rock slopes—the 1991 Randa rockslide, *International Journal of Rock Mechanics & Mining Sciences*, Vol. 41, pp. 69–87.
67. Einstein, H.H., 1995, Risk and Risk Analysis in Rock Engineering, Keynote Lecture, *Swedish Rock Mechanics Day*, Stockholm
68. Einstein H. H., Veneziano D., Baecher G. B., O'Reilly K. J., 1983, The effect of discontinuity persistence on rock slope stability. *International journal of rock mechanics and mining sciences*, vol. 20, no5, pp. 227-236
69. Fowell, R.J. 1995. Suggested methods for determining Mode I fracture toughness using cracked chevron notched Brazilian disc specimens. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.*; 32: 57-64.
70. Fouladvand, A., 2007, *Modelisation de Comportement des massifs Rocheux par les éléments joints*. Projet d'Initiation à la recherche du Master Recherche MSROE de l'ENPC
71. Frayssines M., 2005, Contribution à l'évaluation de l'aléa éboulement rocheux (rupture), thèse de doctorat, l'université Joseph Fourier -Grenoble I

72. Frayssines M., and D. Hantz, 2006, Failure mechanisms and triggering factors in calcareous cliffs of the Subalpine Ranges (French Alps), *Engineering Geology*, Vol. 86, pp. 256–270.
73. Galvez, J.C., J. Cervenka, D.A. Cendon, V. Saouma, 2002, A discrete crack approach to normal/shear cracking of concrete, *Cement and Concrete Research*. Vol. 32, pp. 1567–1585.
74. Gasc, M., 2008, *Projet STABROCK, Bilan du travail réalisé, 2005-2008*, Rapport technique, CETE SO Toulouse
75. Geo-Slope, 2007, *Geo-Slope Office*, GEO-SLOPE International Ltd., Calgary, Canada
76. Goodman R. E., Taylor R. L. and Brekke T., 1968, A model for the mechanics of jointed rock. *J. soil Mech. Fdns. Div., Proc. Am. Soc. Civ. Engrs.* 94(SM3), 637-659.
77. Goodman R. E., 1976, *Methods of Geological Engineering in discontinuous rock*. p. 472. West, New York.
78. Goodman, R. E., and Bray, J.W., 1977, Toppling of rock slopes, *Proc.Specialty Conf. on Rock Engrg. for Foundations and Slopes*, Vol. 2, ASCE, New York, 201–234.
79. Goodman, R. E., and Shi, G. H., 1985, *Block theory and its applicationsto rock engineering*, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, N.J.
80. Goodman, R. E., 1989, *Introduction to rock mechanics*, 2nd Ed., Wiley, New York.
81. Goodman, R. E., 1995, The 35th Rankine Lecture – Block theory and its application, *Géotechnique*, London, 45(3), 381–423.
82. Goodman R. E., Kieffer D. S., 2000, Behavior of rock in slopes, *Journal of Geotechnical and Geoenvironmental Engineering*, Vol. 126, No. 8, pp. 675-684.
83. Griffith, A.A., 1921, The phenomena of rupture and flow in solids, *Philosophical Transaction of the Royal Society*, London, A221, pp. 163-198.
84. Gunzburger, Y., 2004, *Rôle de la thermique dans la prédisposition, la préparation et le déclenchement des mouvements de versants complexes. Exemple des Rochers de Valabres (Alpes-Maritimes)*. Thèse, LAEGO, Ecole des Mines de Nancy, INPL, France, 17/12/2004, 174 p. + Annexes.
85. Hakami, H. & Stephansson, O. 1990. Shear fracture energy of Stripa granite – results of controlled triaxial testing. *Eng. Fract. Mech.*; 35: 855-865.
86. Harper, T.R., and N.C., Last, 1989, Interpretation by numerical modeling of changes of fracture system hydraulic conductivity induced by injection, *Geotechnique*, Vol. 39(1), pp. 1-11.
87. Hervouet J.M. et A. Petitjean, 1999, Malpasset dam-break revisited with two-dimensional computations, *Journal of Hydraulic Research*, vol. 37, no 6, pp. 777-788.

88. Hillerborg A., M. Modeer, P.E. Petersson, 1976, Analysis of crack formation and crack growth in concrete by means of fracture mechanics and finite elements, *Cement and Concrete Research*, Vol. 6, pp. 773–782.
89. Hoek, E. 1983. Strength of jointed rock masses, 23rd. Rankine Lecture. *Géotechnique* 33(3), 187-223.
90. Hoek, E. 1994. Strength of rock and rock masses, *ISRM News Journal*, 2(2), 4-16.
91. Hoek, E 2000, *Practical Rock Engineering*, A.A. Balkema Publishers
92. Hoek E. & Bray J.W., 1977, *Rock Slope Engineering*, The Institution of Mining and Metallurgy, London.
93. Hoek E. and Brown E.T. 1980. *Underground Excavations in Rock*. London: Instn Min. Metall. 527 pages
94. Hoek E. and Brown E.T., 1988, The Hoek-Brown failure criterion – a 1988 update. In *Rock engineering for underground excavations, proc. 15th Canadian rock mech. Symp.*, 31-38.
95. Hoek E. and Brown E.T., 1997, Practical estimates of rock mass strength. *International Journal of Rock Mechanics, Mining Sciences and Geomechanical Abstract* 34, 1165-1186.
96. Hoek E., M.S. Diederichs, 2006, Empirical estimation of rock mass modulus, *International Journal of Rock Mechanics & Mining Sciences*, 43 (2006) 203–215
97. Huang X., Haimson B.C., Plesha M.E. & Qiu X., 1993, An investigation of the mechanics of rock joints. Part I. Laboratory investigation. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Science & Geomechanics Abstracts*, vol. 30 (3), pp. 257-269.
98. Hudson J. A., 1989, *Rock Mechanics Principles in Engineering Practice*. CIRIA/ Butterworths, London, 72 pp.
99. Hudson, J. A. and J. P. Harrison, 1997, *Engineering rock Mechanics, an introduction to the principles*, Published by Elsevier Science Ltd. 444 pp.
100. Humbert P., Dubouchet A., Fezans G., Remaud D., 2005, CESAR-LCPC un progiciel de calcul dédié au génie civil, *Bulletin des laboratoires des ponts et chaussées*, n°256-257, pp. 7-37.
101. Hungr, O. and Evans, S.G., 1988, Engineering evaluation of fragmental rockfall hazards. *Proceedings 5th International Symposium on Landslides*, Lausanne, 1, 685–690.
102. Hutson, R. W., 1987, Preparation of duplicate rock joints and their changing dilatancy under cyclic shear. Ph.D. Thesis, Northwestern University, Evanston, IL.

103. Inglis, C.E., 1913, Stress in a plate due to the presence of crack and sharp corners, *Transaction of the Royale Institution of Naval Architect*, Vol. 60, pp. 219-241.
104. Ingraffea, A.R. 1981. Mixed Mode fracture initiation in Indiana limestone and Westerly granite. In: *Proc. 22nd US Symp. Rock Mech.*, Cambridge, MA.: 186-191.
105. Ingraffea A.R., 1987, Theory of crack initiation and propagation in rock, in *Fracture Mechanics of Rocks*, Chapter 3, Academic Press, pp. 1-26.
106. Irwin, G.R., 1957, Analysis of stress and strains near the end of a crack traversing a plate, *Journal of Appl. Mech.*, Vol. 24:3, pp. 361-364.
107. Irwin, G.R., 1958, Fracture. In: *Handbuch der Physik*. Springer Verlag, Berlin, Vol. 6.
108. Irwin G.R., R. de Wit, 1983, a summary on fracture mechanics concepts, *Journal of testing and evaluation*, Vol. 11, N° 1, pp. 56-65.
109. Iwai, K., 1976, *Fundamental studies of fluid flow through a single fracture*. PhD Thesis, University of California, Berkeley
110. Itasca, 1999, *Linking Itasca codes: Interactive analysis of coupled 3D problems*, Itasca Consulting Group, Inc., Minneapolis.
111. Itasca, 2004, UDEC Manual, version 4.00; Special Features, Minneapolis, USA.
112. Jefferson, A.D. and N.R. Mills, 1998, Fracture and shear properties of concrete construction joints from core samples, *Materials and Structures*, Vol. 31, pp 595-60.
113. Jefferson, A.D., 1998, Plastic-damage model for interfaces in cementitious materials, *Journ. Eng. Mech., ASCE*, Vol. 124(7), pp.775-782.
114. Jefferson, A.D., 2002, Tripartite cohesive crack model, *Journal of Engineering Mechanics*, Vol. 128, No.6, pp. 644-653.
115. Jirásek, M., and Patzák, B., 2002, Consistent tangent stiffness for nonlocal damage models, *Computers and Structures* 80, 1279-1293.
116. Jirásek, M., Rolshoven, S., Grassl, P., 2004, Size effect on fracture energy induced by non-locality, *Int. J. Numer. Anal. Meth. Geomech.* 28, 653-670
117. Jing L., 1990, Numerical modelling of jointed rock masses by distinct element method for two and three-dimensional problems. Ph.D. thesis, Lulea University of technology, Lulea, Sweden, p. 226, 1990:90 D.
118. Jing L., Stephansson O., Nordlund E., 1993, Study of rock joints under cyclic loading conditions. *Rock Mech Rock Eng.* 26, pp 215-32.

119. Jing L. and Stephansson O., 2007, *Fundamentals of Discrete Element Methods for Rock Engineering: Theory and Applications*. Elsevier, Developments in Geotechnical Engineering, Vol. 85, Elsevier, the Netherland.
120. Ju, J.W., 1989, On energy-based coupled elastoplastic damage theories: Constitutive modeling and computational aspects, *International Journal of Solids and Structures*, Volume 25, Issue 7, Pages 803-833
121. Jumikis, A.R. 1979. *Rock Mechanics*. Trans. Tech. Publ., Series on rock and soil mechanics, U.S.A.: 216-219.
122. Kachanov, L.M., 1958, Rupture time under creep condition. *Izv. Acad. Nauk SSSR, OTN*, Vol. 8, pp. 26-31.
123. Kachanov, L.M., 1986, Introduction to continuum damage mechanics, Martinus Nijhoff Dordrecht, The Netherlands.
124. Kemeny J., 2003, The Time-Dependent Reduction of Sliding Cohesion due to Rock Bridges along Discontinuities: A Fracture Mechanics Approach. *Rock Mech. Rock Engng*. Vol. 36, pp. 27–38.
125. Kemeny J., 2005, Time-dependent drift degradation due to the progressive failure of rock bridges along discontinuities, *International Journal of Rock Mechanics & Mining Sciences* Vol. 42, pp. 35–46.
126. Kemeny, J., and N.G.W. Cook, 1986, Effective moduli, non-linear deformation and strength of a cracked solid, *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. Geomech. Abstr.*, Vol. 23(2), pp. 107-118.
127. Kieffer, D. S., 1998, Rock slumping – A compound failure mode of jointed hard rock slopes, PhD dissertation, Dept. of Civ. and Envir. Engrg., University of California Berkeley, Berkeley, CA.
128. Krahn, J., 2003, The 2001 R.M. Hardy Lecture: The limits of limit equilibrium analyses, *Can. Geotech. J.* 40: 643–660.
129. Ladanyi B. and Archambault G., 1969, Simulation of shear behaviour of a jointed rock mass. Proc. 11th Symposium on rock mechanics, University of California, Berkeley, California, pp
130. 105 à 125
131. Lee, J., and Fenves, G.L., 1998, Plastic-damage model for cyclic loading of concrete structures, *ASCE Journal of engineering mechanics* 124(8), 892-900
132. Lee H.S., Park Y.J., Cho T.F. & You K.H., 2001, Influence of asperity degradation on the mechanical behavior of rough rock joints under cyclic shear loading. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, vol. 38, pp. 967-980

133. Lemaitre J. et Chaboche J.L., 2004, Mécanique des matériaux solides, deuxième édition: Dunod.
134. Lemaitre J and R. Desmorat, 2005, Engineering damage mechanics, Springer-Verlag Berlin Heidelberg.
135. Lérot, E., F. Pontarollo, J-D. Gascuel, M-P Gascuel, and M. Bour., 1996, Development of a 3D model for rock-fall trajectories, based on synthetic imagery and stress-deformation laws. In *7th International Symposium on Landslides*, Trondheim, Norway.
136. Litewka, A., J. Debinski, 2003, Load-induced oriented damage and anisotropy of rock-like materials, *International Journal of Plasticity* Vol. 19, pp. 2171–2191
137. Londe P., F. Sabarly, 1966, La distribution des permeabilites dans la fondation des barrages voutes en fonction du champ de contrainte. In: *Proc 1st Int Congr Rock Mechanics*, 25 September–1 October 1966, Lisbon. Lab Nac Eng Civil, Lisbon, vol. II, pp 517–522.
138. Lopez P. 2000, Comportement mécanique d'une fracture en cisaillement : Analyse par plan d'expériences des données mécaniques et morphologiques connues sur une fracture. Thèse de doctorat, Université de Bordeaux I – France et Université du Québec – Canada.
139. Lotfi, Hamid R., P. Benson Shing, 1994, Interface Model Applied to Fracture of Masonry *Structures Journal of Structural Engineering*, Vol. 120, No. 1, pp. 63-80.
140. Lubliner, J., J. Oliver, S. Oller and E. Oñate, 1989, A plastic-damage model for concrete, *International Journal of Solids and Structures*, Volume 25, Issue 3, Pages 299-326
141. Luccioni, B, S. Oller, R. Danesi, 1996, Coupled plastic-damaged model, *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, Volume 129, Issues 1-2, Pages 81-89
142. Makurat A, Barton N, Rad NS, 1990, Joint conductivity variation due to normal and shear deformation. In: Barton N, Stephansson O (eds), *Rock joints*. Balkema, Rotterdam, pp 535–540
143. Mazars, J., 1981, Mechanical damage and fracture of concrete structures, *Advanced in Fracture Res.*, 5th Intern. Conf. Fracture, Cannes.
144. Melin, S., 1989, Why are crack paths in concrete and mortar different from those in PMMA? *Matér. Constr.* Vol. 22, pp. 23-27.
145. Most T. and C. Bucher, 2006, Energy-based simulation of concrete cracking using an improved mixed-mode cohesive crack model within a meshless discretization, *Int. J. Numer. Anal. Meth. Geomech.* Vol. 31, pp. 285–305.

146. Nguyen, G.D., 2005, A Thermodynamic Approach to Constitutive Modelling of Concrete using Damage Mechanics and Plasticity Theory, Ph.D. Thesis, Trinity College, University of Oxford
147. Neuzil, C.E., J.V., Tracy, 1981, Flow through fractures. *Water Resour Res*, Vol. 17, pp. 191-199.
148. Nichol, S.L., O. Hungr, and S.G. Evans, 2002, Large-scale brittle and ductile toppling of rock slopes, *Can. Geotech. J.* 39: 773–788
149. Noorishad J, Ayatollahi MS, Witherspoon PA, 1982, A finite element method for coupled stress and fluid flow analysis of fractured rocks. *Int J Rock Mech Mining Sci Geomech Abstr*, Vol. 19, pp. 185–193.
150. Oliveira, D.V., 2003, Experimental and numerical analysis of blocky masonry structures under cyclic loading. PhD Thesis, Universidade do Minho, Guimaraes, Portugal.
151. Oliveira, D.V. and P.B. Lourenço, 2004, Implementation and validation of a constitutive model For the cyclic behaviour of interface elements, *Computers and Structures*, Vol. 82, pp. 1451–1461.
152. Olsson R, Barton N, 2001, An improved model for hydromechanical coupling during shearing of rock joints. *Int J Rock Mech Mining Sci* 38:317–329
153. Patton F. D., 1966, Multiple modes of shear failure in rock, Proc. 1st Cong. ISRM, Lisbon, Vol. 1, pp. 509-513.
154. Petersson P.E., 1981, Crack growth and development of fracture zones in plain concrete and similar materials, Report TVBM-1006, Lund, Sweden
155. Pine, R.J. and Cundall, P.A., 1985, Application of the flow-rock interaction program (FRIP) to the modeling of hot dry rock geothermal energy systems, Proc. Of Int. Symp. on *Fundamentals of Rock Joints*, Bjorkliden, Sweden, pp. 292-302. CENTEK Publishers.
156. Plesha, M. E., 1987, Constitutive models for rock discontinuities with dilatancy and surface degradation. *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*; Vol. 11, pp. 345-362.
157. Pouya, A. and M.Ghoreychi, 2001, Determination of rock mass strength properties by homogenization, *Int. J. Numer. Anal. Meth. Geomech.*, 25, 1285-1303.
158. Pouya, A., F. Elmi, E. Bourgeois et P. Bemani Yazdi, 2009, Eléments joints dans le code CESAR-LCPC, Application aux milieux fracturés, fissurés et aux problèmes d'interface, *La Revue Française de Géotechnique*. (en cours de publication)
159. Priest S. D., 1993, Discontinuity analysis for rock engineering, Chapman & Hall, 473 p.

160. Puntel, E., G. Bolzon, and V.E. Saouma, 2006, Fracture mechanics based model for joints under cyclic loading, *Journal of Engineering Mechanics*, Vol. 132, No. 11, pp. 1151-1159.
161. Qiu X., Plesha M. E., Huang X., Haimson B. C., 1993, An investigation of the mechanics of rock joints – part II. Analytical investigation, *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.* Vol. 30, No 3, pp 271 à 287.
162. Rabotnov, Y.N., 1968, Creep rupture, 12th Int. Congress of Applied mechanics, Stanford.
163. Rabotnov, Y.N., 1969, *Creep Problems in Structural Members.* , North Holland, Amsterdam
164. Rao, Q. 1999. *Pure shear fracture of brittle rock.* Doctoral thesis, Division of Rock Mechanics, Luleå University, Sweden.
165. Reinhardt, H.W. and H.A.W., Cornelissen, 1984, Post-peak cyclic behaviour of concrete in uniaxial tensile and alternating tensile and compressive loading, *Cement and Concrete Research*, Vol. 14: pp. 263-270.
166. Rice, J.R. 1980. The mechanics of earthquake rupture. In: Dziewonski, A.M. & Boschi, E. (eds.). *Physics of the Earth's Interior*, Italy: 555-649.
167. Romm, E., 1966, *Flow characteristics of fractured rocks (in Russian)*, Nedra, Moscow.
168. Rooke, D., and D. Cartwright, 1976, *Compendium of stress intensity factors.* H.M.S.O., London, 330 pp.
169. Rowe P. W., Barden L., Lee I. K., 1964, Energy components during the triaxial cell and direct shear tests, *Géotechnique*, Volume 14, p 242 à 261.
170. Rutqvist, J., 1995, *Coupled stress-flow properties of rock joints from hydraulic field testing.* PhD Thesis, Royal Institute of Technology, Sweden
171. Rutqvist, J. and O. Stephansson, 2003, The role of hydromechanical coupling in fractured rock engineering, *Hydrogeology Journal*, Vol. 11, pp. 7–40.
172. Sail, Y., 2008, *Modélisation numérique de la stabilité des massifs rocheux fracturés par le code aux Eléments Finis CESAR-LCPC*, Stage du Master Recherche MSROE de l'ENPC
173. Salari, M. R., Saeb, S., Willam, K. J., Patchet, S. J., and Carrasco, R. C., 2004, A coupled elastoplastic damage model for geomaterials, *Comput. Methods Appl. Mech. Engrg* 193(27-29), 2625-2643
174. Scavia, C., 1995, A method for the study of crack propagation in rock structures, *Géotechnique*, Vol. 45, pp 447-463.

175. Senfaute, G., 2007, *STABROCK, Impact des changements climatiques sur la stabilité des fronts rocheux : Observation, Expérimentation et Modélisation*, Rapport Final de tranche d'étude No 1, Ministère de l'écologie, du développement et de l'aménagement durables, Direction de la Recherche et de l'Animation Scientifique et technique, Opération de la Mission Génie Civil
176. Senfaute, G., V. Merrien-Soukatchoff, C. Clement, F. Laouafa, C. Dünner, G. Pfeifle, Y. Guglielmi, H. Lançon, J. Mudry, F. Darve, F. Donzé, J. Duriez, A. Pouya, P. Bemani, M. Gasc, J. Wassermann, 2007, Impact of climate change on rock slope stability: monitoring and modelling, *International Conference on Landslides and Climate Change – Challenges and solutions*, 21 – 24th May 2007 Ventor, Isle of Wight, UK
177. Shao, J.F.; G. Duveau; N. Hoteit; M. Sibai; M. Bar, 1997, Time dependent continuous damage model for deformation and failure of brittle rock, *Int. J. Rock Mech. & Min. Sci.* 34:3-4, Paper No. 285.
178. Shao, J.F., H. Zhou, and K.T. Chau, 2005a, Coupling between anisotropic damage and permeability variation in brittle rocks, *Int. J. Numer. Anal. Meth. Geomech.*; Vol. 29, pp. 1231–1247.
179. Shao, J.F., N. Ata, O. Ozanam, 2005b, Study of desaturation and resaturation in brittle rock with anisotropic damage, *Engineering Geology*, Vol. 81, pp. 341–352.
180. Shao, J.F., Y. Jia, D. Kondo, A.S. Chiarelli, 2006a, A coupled elastoplastic damage model for semi-brittle materials and extension to unsaturated conditions, *Mechanics of Materials*, Vol. 38, pp. 218–232
181. Shao, J.F., K.T. Chau, X.T. Feng, 2006b, Modeling of anisotropic damage and creep deformation in brittle rocks, *International Journal of Rock Mechanics & Mining Sciences*, Vol. 43, pp. 582–592.
182. Sharp, J. C., 1970, Fluid flow through fissured media. Ph.D. thesis, University of London
183. Shen B., O. Stephansson, M. Rinne, H. S. Lee, L. Jing and K. Roshoff, 2004, A Fracture Propagation Code And Its Applications To Nuclear Waste Disposal, *Int. J. Rock Mech. Min. Sci.* Vol. 41, pp. 472-477.
184. Shi, G.C., 1973, *Handbook of Stress Intensity Factors*. Institute of Fracture and Solid Mechanics, Lehigh University, Bethlehem.
185. Simo, J.C., J.W. Ju, 1987, Strain- and stress-based continuum damage models -I. Formulation, *International Journal of Solids and Structures*, Volume 23, Issue 7, Pages 821-840
186. Spang, R. M. & Sonser, Th. 1995. Optimized rockfall protection by "ROCKFALL". *Proc 8th Int Congress Rock Mechanics*, 3, 1233–1242.

187. Sullivan, T.D., 2007, Hydromechanical Coupling and Pit Slope Movements, In : Potvin, Y., (ed), *Slope Stability*, Australian Centre for Geomechanics, Perth.
188. Relative displacement and stress based continuum damage models formulation in solids struct
189. Singh, R.N. & Sun, G.X. 1989. Fracture mechanics applied to slope stability analysis. In Int. Symp. on Surface Mining - Future Concepts. University of Nottingham, England, pp93-97.
190. Sjoberg, J., 1996, *Large Scale Slope Stability in open pit mining*, technical report, Lulea University of Technology, Division of rock mechanics, 215 pp.
191. Slowik, V., V.E., Saouma et A. Thompson, 1996a, Large scale direct tension test of concrete, *Cement and Concrete Research*, Vol. 24, N° 6, pp. 949-954.
192. Slowik, V., G., Plizzari, and V.E., Saouma, 1996b, Fracture of concrete under variable amplitude fatigue loading. *ACI Materials Journal*, Vol. 93, N° 3, pp. 272-283
193. Snow, D., 1969, Anisotropic permeability of fractured media. *Water Resource Research*, Vol. 5(6), pp. 1273-1289.
194. Stankowski, T., K. Runesson, and S. Sture, 1993, Fracture and Slip of Interfaces in Cementitious Composites. I: Characteristics, *J. Engrg. Mech.* Vol. 119, 292-314
195. Stead, D., J. S. Coggan, and E. Eberhardt, 2004, Realistic simulation of rock slope failure mechanisms: the need to incorporate principles of fracture mechanics, *International Journal of Rock Mechanics & Mining Sciences*, Vol. 41, p. 466.
196. Stephansson O., B. Shen, M. Rinne, T. Backers, K. Koide, S. Nakama, T. Ishida, Y. Moro, K. Amemiya, 2003, Geomechanical evaluation and analysis of research shafts and galleries in MIU Project, Japan, in *Environmental Rock Engineering*, Saito & Murata (eds.): Proceeding of the 1st Kyoto International Symposium on Underground Environmental, 17-18 March 2003, Kyoto, Japan, pp. 37-46.
197. Swan, G., 1983, Determination of stiffness and other properties from roughness measurements, *Rock Mech Rock Eng*, Vol. 16, pp. 19-38.
198. Swoboda, G.; X.P. Shen; & L. Rosas, 1998, Damage Model for Jointed Rock Mass and Its Application to Tunnelling, *Computers and Geotechnics*, Vol. 22, No.3/4, pp.183-203.
199. Terzaghi, K., 1923, Die Berechnung der Durchlässigkeitziffer des Tones aus dem Verlauf der hydrodynamischen Spannungserscheinungen. *Akad Wissensch Wien Sitzungsber Mathnaturwissensch Klasse Ila* 142(3/4), pp. 125-138.
200. Tharp, T.M. & Coffin, D.F. 1985. Field application of fracture mechanics analysis to small rock slopes. In Proc. 26th U.S. Symp. on Rock Mech.

201. Toumi, A. and A. Bascoul, 2002, Mode I crack propagation in concrete under fatigue: microscopic observations and modelling, *Int. J. Numer. Anal. Meth. Geomech.*, Vol. 26, pp. 1299–1312.
202. Wang, H.F., 2000, *Theory of linear poroelasticity*. Princeton University Press, 287 p.
203. Watkins, J. 1983. Fracture toughness test for soil-cement samples in Mode II. *Int. J. Fract.*; 23: 135-138.
204. Wei Z-Q, Hudson JA, 1988, Permeability of jointed rock masses. In: Romana M (ed) *Rock mechanics and power plants*. Balkema, Rotterdam, pp 613–626
205. West, T.R., 1996, The effect of positive pore pressure on sliding and toppling of rock blocks with some consideration of intact rock effects, *Environmental and Engineering Geoscience*, Vol. II, No. 3, pp. 339-353.
206. White, F., 1999, *Fluid Mechanics*, McGraw-Hill, USA, 4th edition.
207. Witherspoon PA, Wang JSY, Iwai K, Gale JE, 1980, Validity of cubic law for fluid flow in a deformable rock fracture. *Water Resour Res*, Vol. 16, pp. 1016–1024.
208. Wittke, W., 1965, Methods to analyze the stability of rock slopes with and without additional loading, *Rock mechanics and engineering geology*, supplement 2, Springer, Vienna.
209. Wollrath, J., 1990, Ein strömungs- und Transportmodell für klüftiges Gestein und Untersuchungen zu homogenen Ersatzsystemen. Technical Report 28, Institut für Stomungsmechanik und Elektronisches Rechnen im Bauwesen, Universität Hannover.
210. Yang, H.Y., M.L. Wang, 1994, Constitutive Theory of Interface Behavior in Quasi-Brittle Materials, *J. Engrg. Mech.* Volume 120, No. 12, pp. 2588-2603.
211. Yazdani, S., and Schreyer, H.L., 1990, Combined plasticity and damage mechanics model for plain concrete, *ASCE Journal of Engineering Mechanics* 116(7), 1435-1450
212. Zhang, Z.X., 2002, An empirical relation between mode I fracture toughness and the tensile strength of rock, *International Journal of Rock Mechanics & Mining Sciences*. Vol. 39, pp. 401–406.
213. Zhao J, Brown ET, 1992, Hydro-thermo-mechanical properties of joints in the Crarnmenellis granite. *Q J Eng Geol*, Vol. 25, pp. 279–290.
214. Zhu, Q., D. Kondo, J.F. Shao, V. Pensee, 2008, Micromechanical modelling of anisotropic damage in brittle rocks and application, *International Journal of Rock Mechanics & Mining Sciences*, Vol. 45, 467–477.