

50376
1989
319

50376
1989
319

N° d'ordre : 318

THESE DE DOCTORAT

présentée

à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES
DE LILLE FLANDRES-ARTOIS

EN GENIE CIVIL

par

KONDO Djimédo

**MODELISATION DU COMPORTEMENT
DES ROCHES PAR LA MECANIQUE LINEAIRE
DE LA RUPTURE : APPLICATION A L'ETUDE DE
LA STABILITE DES OUVRAGES SOUTERRAINS**



TIRAGE PROVISOIRE

*Exemplaire non corrigé après la
sortevance*



074357

NOTATIONS

E	: module d'élasticité
G	: énergie d'avancement de fissure
G_c	: énergie d'avancement critique du matériau
k_1	: facteur d'intensité de contraintes en mode 1
k_{1c}	: facteur d'intensité critique du matériau en mode 1
k_2	: facteur d'intensité de contraintes en mode 2
R	: rayon de la cavité circulaire
S	: densité d'énergie de déformation élastique
\hat{u}_n	: discontinuité de déplacement normale
\hat{u}_t	: discontinuité de déplacement tangentielle
α	: angle de propagation de la fissure
$\bar{\epsilon}$: tenseur de déformation
γ	: énergie spécifique de surface du matériau
γ_F	: énergie spécifique de fracture
γ_i	: énergie d'initiation de la propagation
μ	: coefficient de frottement sur les lèvres de fissures
ν	: coefficient de Poisson
$\bar{\sigma}$: tenseur de contrainte
σ_1	: contrainte principale majeure
σ_3	: contrainte principale mineure
σ_H	: contrainte horizontale = $K_0 \cdot \sigma_v$
σ_n	: contrainte normale sur une facette de normale \vec{n}
σ_t	: contrainte tangentielle
σ_v	: contrainte verticale = poids des terres
θ	: angle initial (par rapport à OX) de la fissure principale

SOMMAIRE

INTRODUCTION	1
CHAPITRE 1 - CONCEPTS DE MECANIQUE DE LA RUPTURE	3
1.1 DEFORMATIONS ET RUPTURE	3
1.1.1 Quelques définitions	3
1.1.2 Différentes approches de la rupture des roches	7
1.1.2.1 Théories continues : la mécanique de l'endommagement	7
1.1.2.2. Localisation des déformations par bifurcation dans les roches	9
1.1.2.3 Mécanique de la rupture	11
1.2 MECANIQUE LINEAIRE DE LA RUPTURE : ETUDE DE L'EVOLUTION DES DEFAUTS	12
1.2.1 Facteurs d'intensité de contraintes	13
1.2.2 Approche globale : Théorie énergétique de GRIFFITH	16
1.2.2.1 Critère de GRIFFITH	17
1.2.2.2 Branchement de la fissure	19
1.2.3 Théorie de propagation de SIH	20
1.2.4 Comparaison entre les divers critères de propagation	21
1.3 STABILITE DE LA PROPAGATION DES FISSURES	22
1.4 INFLUENCE DE CERTAINS PARAMETRES SUR G_c	25
1.4.1 Energies γ_i et γ_F : Influence de la microstructure	25
1.4.2 Influence de la pression de confinement sur G_c	26
1.5 EFFETS DIFFERES SUR LA RUPTURE	28
1.5.1 Approche continue	28
1.5.2 Influence de l'environnement - Courbe de vitesse $V(G)$	29
1.5.3 Application	31

CHAPITRE 2 - SIMULATION NUMERIQUE DE LA PROPAGATION EN MODE MIXTE DES FISSURES	33
2.1 INTRODUCTION	33
2.1.1 La méthode des éléments finis	33
2.1.2 Les méthodes intégrales	36
2.2 LA METHODE DES DISCONTINUITES DE DEPLACEMENTS	37
2.3 MODELISATION NUMERIQUE DE LA FISSURE FERMEE - VALIDATION DU CODE DE CALCUL	39
2.3.1 Conditions sur une fissure frottante	39
2.3.2 Calcul numérique de l'énergie d'avancement G	42
2.3.3 Comparaison entre les résultats numériques et le calcul analytique	46
 CHAPITRE 3 - ETUDE NUMERIQUE DE LA RUPTURE FRAGILE DES ROCHES EN COMPRESSION	 48
3.1 MECANISMES DE BASE DE LA RUPTURE EN COMPRESSION	48
3.1.1 Introduction	48
3.1.2 Mécanismes physiques de la rupture	51
3.2 ETUDE DE LA RUPTURE A PARTIR D'UNE MICROCAVITE	52
3.2.1 Microcavité circulaire	52
3.2.2 Interaction entre deux trous circulaires	57
3.2.2.1 Modèle de deux trous adjacents	57
3.2.2.2 Modèle de deux trous superposés	59
3.2.3 Modèle du trou elliptique	63
3.2.4 Conclusions	65
3.3 ETUDE NUMERIQUE DU MATERIAU FISSURE	66
3.3.1 Analyse théorique du modèle de la fissure inclinée	66
3.3.1.1 Présentation du modèle	66
3.3.1.2 Résultats théoriques sur le modèle	67
3.3.2 Initiation de la rupture axiale	72
3.3.3 Evolution de la rupture axiale	75
3.3.4 Interprétation en terme de contraintes	79
3.3.5 Influence du confinement : transition fragile-ductile	82
3.4 LA RUPTURE EN BANDES DE CISAILLEMENT	86

CHAPITRE 4 - ANALYSE DE LA RUPTURE AUTOUR DES CAVITES SOUTERRAINES	88
4.1 DONNEES EXPERIMENTALES ET THEORIQUES SUR LA RUPTURE AUTOUR D'OUVRAGES SOUTERRAINS	89
4.1.1 Résultats expérimentaux	89
4.1.2 Approches théoriques de la rupture autour de cavité	91
4.1.2.1 Modèle d'élasticité à module variable	92
4.1.2.2 Théorie de la bifurcation appliquée à l'analyse de l'é- caillage	94
4.2 MECANIQUE DE LA RUPTURE ET INITIATION DE L'ECAILLAGE AUTOUR D'UNE CAVITE CIRCULAIRE	95
4.2.1 Modèle d'étude numérique	95
4.2.2 Initiation de la rupture	97
4.3 EVOLUTION DE LA RUPTURE	101
4.3.1 Progression de la rupture initiée	102
4.3.1.1 Résultats	102
4.3.1.2 Conséquences sur le caractère différé de la rupture	105
4.3.2 La périodicité des ruptures	107
4.4 INFLUENCE DE DIVERS PARAMETRES SUR LA RUPTURE	108
4.4.1 Influence des paramètres primaires	109
4.4.1.1 Effet du coefficient de frottement	109
4.4.1.2 Influence de l'état de contraintes in-situ	111
4.4.2 Influence des paramètres secondaires : tunnel elliptique	113
 CONCLUSION	 115
 BIBLIOGRAPHIE	 118

INTRODUCTION

L'étude de la stabilité des excavations souterraines est un des aspects les plus importants de la mécanique des roches. Que ce soit dans le cas des tunnels, des galeries minières ou encore des forages pétroliers le problème de la tenue d'ouvrage reste une préoccupation majeure des industriels et cela pour deux raisons importantes : la sécurité et l'exploitation de ces ouvrages. Par ailleurs les coûts qu'occasionnent les instabilités autour de tels ouvrages sont extrêmement élevés.

Actuellement l'étude de la rupture autour d'une cavité est réalisée à l'aide de modèles de mécanique de milieux continus auxquels on adjoint un critère de rupture. Il s'agit en général d'un calcul élastoplastique comme c'est le cas par exemple du modèle radoucissant (auquel on peut associer la méthode de convergence-confinement). La méthode de convergence confinement est très utile en ce sens qu'elle permet le calcul des charges sur les revêtements. Mais si l'approche continue est licite avant la rupture, elle cesse d'être satisfaisante lorsque des discontinuités majeures apparaissent dans le milieu.

Les observations de ruptures survenues autour des galeries isolées démontrent l'inaptitude quantitative des critères type Mohr-Coulomb (critère le plus utilisé) à prédire les modes de rupture susceptibles d'apparaître (64). Il semble maintenant clair que, pour une prévision correcte de la stabilité des ouvrages souterrains, il soit nécessaire de comprendre les mécanismes réels de déformations qui conduisent aux ruptures observées. De même, certains paradoxes auxquels aboutissent les modèles classiques restent encore inexplicables par rapport aux ruptures réelles. D'autres voies d'analyse se sont dégagées ces dernières années. Elles vont de modèle de type hypoélastique (élasticité à module variable) jusqu'aux théories de bifurcation (localisation des déformations). On peut raisonnablement considérer que la plupart des ruptures recensées résultent de l'amorce et de la propagation de surfaces de discontinuités. Comment s'initient ces ruptures ? Sous quelles conditions se propagent-elles ?

L'objectif de ce travail est de montrer les possibilités d'étude de la stabilité d'ouvrages souterrains à l'aide de la mécanique de la rupture, retenue ici comme outil d'analyse.

La mécanique de la rupture aborde le problème de la rupture par la prise en compte des discontinuités existantes ou apparues dans le milieu. Après une justification rapide du choix de cet outil, une présentation en sera faite au premier chapitre. Les nouvelles possibilités qu'offre cette approche pour l'étude de la rupture des matériaux seront précisées et discutées. Il s'agira notamment de la stabilité, de la propagation des discontinuités, ou encore de l'interprétation des ruptures différées.

Dans le cas des ouvrages réels, où la géométrie et le chargement sont relativement complexes, les calculs analytiques sont quasiment impossibles à mener. Aussi le second chapitre sera consacré à la simulation numérique de la propagation des fissures ouvertes ou fermées. La méthode numérique utilisée, dite de "discontinuités de déplacement", est une méthode intégrale de frontière. Le logiciel de calcul mis au point permet, en particulier, de prendre en compte les effets de contact (frottement, glissement, ouverture) sur les lèvres des défauts fermés ou ouverts.

Le chapitre 3 traitera du choix et de l'étude d'un modèle numérique de matériau fissuré adapté aux roches. Différents mécanismes de fissuration susceptibles d'être à la base de la rupture fragile des roches en compression seront analysés: inclusion, fissure inclinée. Notre choix porte sur un modèle de matériau comportant une fissure inclinée frottante. Les résultats obtenus sous forme d'énergie d'avancement seront interprétés en terme de contraintes. Ils seront aussi discutés par rapport aux données expérimentales courantes. Nous préciserons à la fin de ce chapitre les limitations de la modélisation retenue.

L'analyse proprement dite de la rupture autour de cavités isolées sera réalisée au dernier chapitre. Il s'agira essentiellement d'une application du modèle du chapitre 3 aux cavités profondes. Nous décrirons de manière assez détaillée l'initiation puis la progression de la rupture. Enfin, nous aborderons l'étude de l'influence de divers paramètres (solicitation, géométrie etc...) sur la rupture.

CHAPITRE I

CONCEPTS DE MECANIQUE DE LA
RUPTURE ET APPLICATION A
L'ANALYSE DE LA RUPTURE

Ce premier chapitre se propose d'introduire les concepts de la mécanique de la rupture et les aspects nouveaux que celle-ci offre pour l'étude de la rupture des matériaux fragiles. Une analyse des notions de déformations et de rupture est faite. Diverses théories utilisables pour l'étude du comportement à la rupture des géomatériaux sont alors présentées. Ces démarches peuvent être classées en trois catégories :

- les théories continues dont fait partie notamment la mécanique de l'endommagement,
- les théories de bifurcation, analysées dans ce travail sous l'aspect localisation de déformations,
- la mécanique de la rupture qui procède par la prise en compte des défauts préexistants ou induits dans les matériaux, ainsi que leur évolution. Pour des raisons qui seront explicitées, c'est cette dernière classe de théories qui sera retenue.

Les concepts généraux et les diverses approches de la mécanique linéaire de la rupture sont alors présentés. Une analyse critique de la stabilité de la propagation des défauts est ensuite réalisée. L'étude de l'influence de certaines caractéristiques sur les paramètres de la mécanique de la rupture est faite. Le chapitre s'achève sur les possibilités de description des effets différés dans les matériaux fragiles à l'aide de la mécanique de la rupture. Il s'agira essentiellement de l'influence de l'environnement sur la cinétique de la fissuration.

1.1 DEFORMATIONS ET RUPTURE

1.1.1 QUELQUES DEFINITIONS

Nous précisons ici le sens de certaines notions qui seront souvent rencontrées dans ce rapport.

Discontinuités : On appellera discontinuité une zone de faible épaisseur, d'étendue limitée à l'intérieur d'un milieu continu. Sauf précision, ce terme sera volontairement assimilé aux termes de fissure, ou de défaut, et se situera à l'échelle de l'ouvrage considéré. Les microfissures, quant à elles, représentent des entités microscopiques.

Une fissure, au sens où nous l'entendrons ici, est donc une surface de discontinuité de la matière suffisamment grande par rapport aux hétérogénéités microscopiques pour ne tenir compte que de celle-ci dans le processus d'évolution du matériau. Pour fixer les idées, on retiendra que pour les bétons ou les roches, l'ordre de grandeur de la longueur d'une fissure dans une structure sera du centimètre au décimètre.

Rupture : Ce sera le processus décrit par l'évolution d'une ou éventuellement plusieurs fissures identifiées. La propagation peut se faire par ouverture ou glissement le long des discontinuités.

En toute rigueur, cette définition n'est pas exacte car elle exclut a priori les ruptures sans apparition de discontinuités. Ces ruptures à notre avis peuvent être assez correctement décrites par des méthodes classiques (type élastoplastique) qui ne rentrent pas dans le cadre de ce travail.

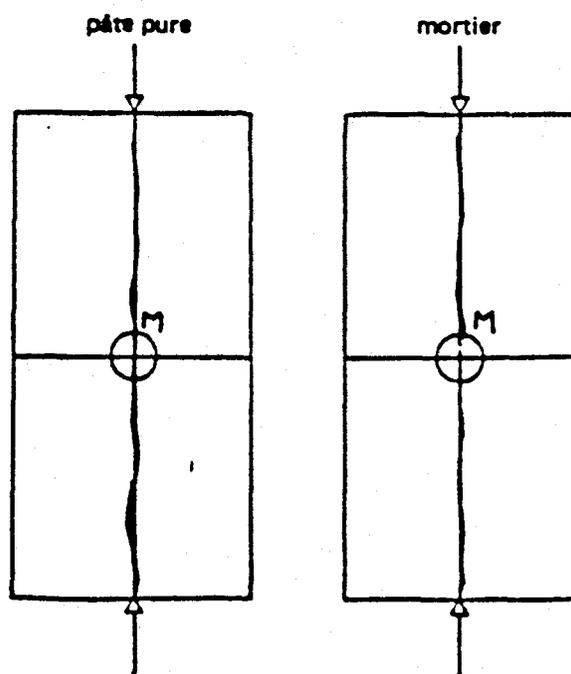
Rupture fragile : La fragilité se dit généralement d'un matériau qui se rompt sans déformations permanentes importantes. Les déformations seront donc, pour une bonne part, élastiques, sauf bien évidemment sur la surface de discontinuité.

Les déformations permanentes, quant à elles, correspondent à des déplacements relatifs d'atomes stables après cessation de la sollicitation ou des phénomènes de diffusion. Ces déplacements sont souvent intragranulaires. Dans les matériaux fragiles peuvent intervenir des déplacements intergranulaires moins importants, générant tout de même des déformations non linéaires, par mouvement au joint de grains.

Au lieu de matériau fragile, il convient de parler de rupture fragile car la fragilité n'est pas, en réalité, une propriété intrinsèque du matériau. En effet, sous de fortes pressions de confinement, des matériaux réputés fragiles peuvent faire apparaître des déformations permanentes élevées. Il s'agit là de rupture à caractère ductile dont le mode essentiel, et quasi unique de déformations, est le glissement. On parlera alors de la transition fragile-ductile entre les deux modes de déformation.

Ruine : Une rupture initiée sous forme de fissuration peut se stabiliser ou conduire à la ruine de l'ouvrage. La ruine sera l'étape finale de la rupture, étape à laquelle la structure se trouve hors d'usage ou d'exploitation, ceci par rapport à une réglementation ou une norme quelconque. Il peut ainsi avoir rupture sans qu'il y ait forcément ruine de l'ouvrage. Nous illustrons ce propos sur la figure 1.1.

Cette figure montre la fissuration de traction (ouverture) qui se développe dans une plaque de grande dimension contenant une cavité circulaire et soumise à une sollicitation de compression simple. Quoique s'étant propagée sur une grande longueur, cette fissuration ne rend pas toujours la plaque "instable" sous le chargement imposé. Il se constitue simplement deux prismes dont les caractéristiques mécaniques sont presque celles de la plaque intacte. Il y a effectivement rupture (par la fissure de traction) sans qu'il y ait ruine de la plaque. Pour être plus précis, cette rupture décrite dans le cadre de la géométrie de l'ouvrage ne présente pas de réel danger, à moins que la plaque ne soit de très grand élancement, donc susceptible de périr par flambage.



d'après CALVET (13)

Figure 1.1:

Rupture globale d'une plaque percée d'un trou et soumise à la compression simple

Classes de roches :

L'apparition des machines d'essais asservies a permis d'obtenir des courbes contraintes-déformations complètes pour les matériaux fragiles. Selon l'allure de ces courbes dans le domaine post-pic, on distingue deux classes de roches dites "classes de WAWERSIK" (figure 1.2) (95), (96).

- Pour les roches de classe I, la rupture peut être obtenue de manière progressive. Il faudra donc fournir un complément d'énergie pour la faire progresser.

- Les roches de classe II sont celles pour lesquelles la poursuite de l'essai après le pic exige une libération d'énergie. Ce résultat post-pic ne peut être obtenu qu'en utilisant un asservissement des déformations transversales.

Ces deux types de comportement sont probablement liés à l'évolution du réseau de fissures naturelles ou induites dans le matériau et de leur interaction. Nous y reviendrons.

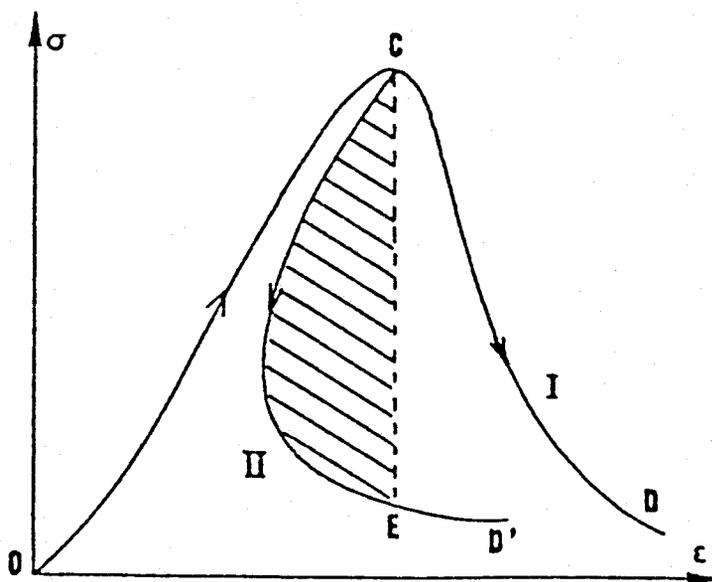


Figure 1.2 :
Différentes classes de roches

1.1.2 DIFFERENTES APPROCHES DE LA RUPTURE DES ROCHES

On peut, à travers l'analyse qui précède, admettre que la rupture résulte d'une détérioration progressive du matériau ; cette détérioration peut être fortement localisée. Les méthodes élastoplastiques, généralement utilisées en mécanique des roches, intègrent mal ce phénomène. Afin de justifier notre démarche dans ce travail, nous allons examiner les différentes possibilités d'étude de la rupture telle qu'elle vient d'être précisée.

1.1.2.1 THEORIES CONTINUES : LA MECANIQUE DE L'ENDOMMAGEMENT

Le phénomène d'endommagement caractérise la détérioration progressive d'un matériau sous des sollicitations imposées. Il prend ses origines dans l'état initial (microscopique) de la matière. Il s'agit d'un processus rhéologique très différent de la déformation qui l'accompagne d'ailleurs. La démarche de la mécanique de l'endommagement consiste à établir des lois macroscopiques de comportement qui tiennent compte des microdiscontinuités et de leur évolution. La caractérisation de l'endommagement est difficile et délicate. RABOTNOV fut le premier à avoir introduit la contrainte effective comme variable continue d'endommagement (56). Dans les années 1970, de nombreux travaux ont été menés sur l'endommagement des métaux. Ce n'est que récemment que d'autres études ont été réalisées, sur des matériaux proches des roches, tels le béton. En France, et à titre d'exemple, on peut citer celles de LEMAITRE et MAZARS (57), et de MAZARS (65). Dans le cas de l'élasticité couplée à l'endommagement, la loi de comportement peut s'écrire sous la forme :

$$\bar{\varepsilon} = A(A_0, D) \bar{\sigma}$$

avec $A(A_0, D) = M^T(D) A_0 M(D)$

- où A_0 est l'opérateur du matériau sain,
 A celui du matériau endommagé,
 D est la variable d'endommagement comprise entre 0 et 1
 $M(D)$ loi de transformation des opérateurs d'élasticité.

La difficulté pour l'établissement de ces modèles réside dans la définition du paramètre d'endommagement. A l'aide du concept d'équivalence en déformation, introduit par LEMAITRE, les différents auteurs associent la variable D à une déformation équivalente $\tilde{\epsilon}$. Ce choix est d'autant plus judicieux que l'utilisation de critères en déformations pour les matériaux fragiles apparaît de plus en plus intéressante (59), (85).

Si, à l'aide des diverses possibilités de couplages, (élasticité, plasticité, etc. ...), la mécanique de l'endommagement offre un champ d'investigation très prometteur, il subsiste néanmoins quelques difficultés: les modèles d'endommagement sous sollicitation de compression sont à l'heure actuelle encore peu développés ou peu efficaces. En outre, sous de faibles pressions de confinement, les roches du fait de l'évolution des microfissures, ont un comportement fortement marqué par l'anisotropie de fissuration. Sur la figure 1.3 est représenté un exemple classique de courbe de comportement d'un matériau fragile (grès de Fontainebleau) (41).

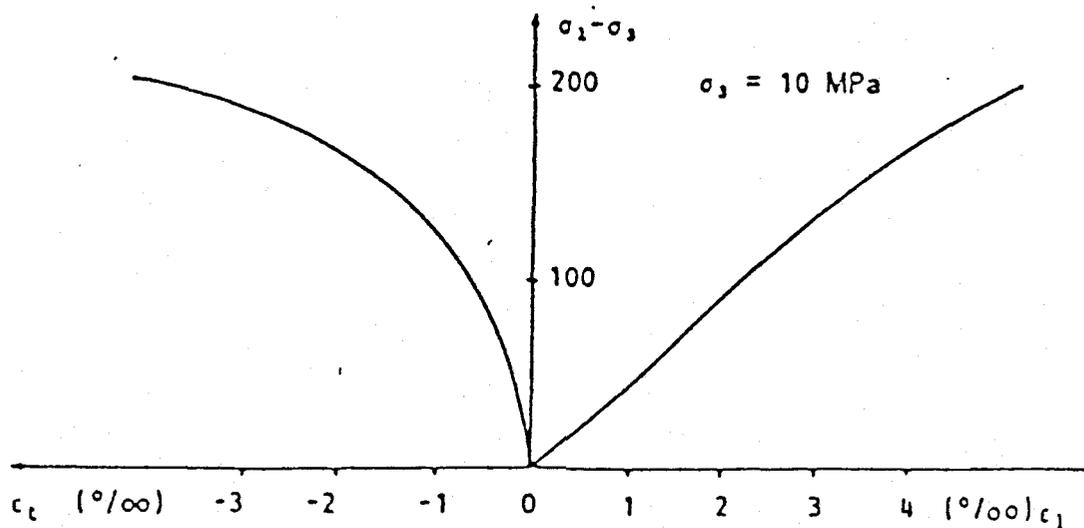


Figure 1.3

Essai de compression. Courbe contraintes-déformations (grès de Fontainebleau)

A partir de cette figure, on observe :

- une quasi-linéarité pour la déformation longitudinale,
- une perte de linéarité de la déformation transversale apparaissant très tôt au cours de l'essai triaxial.

Ces constatations indiquent que la fissuration est nettement orientée dans l'axe de chargement, ce qui implique l'apparition d'une anisotropie induite très importante. Il est alors nécessaire d'utiliser une théorie d'endommagement anisotrope.

Enfin, on peut aussi se poser la question de savoir dans quelle mesure la mécanique de l'endommagement peut encore correctement décrire le comportement jusqu'à la ruine du matériau si une discontinuité majeure apparaît dans celui-ci. De ce point de vue, l'idée d'un couplage avec la mécanique de la rupture est très attrayante. Le principe de ce couplage est de prendre en compte les phénomènes de fissuration (propagation comprise) à travers un paramètre d'endommagement judicieusement défini (65), (45).

1.1.2.2 LOCALISATION DES DEFORMATIONS PAR BIFURCATION DANS LES ROCHES :

La théorie de la bifurcation est une approche qui s'est initialement développée en mécanique des sols pour prévoir l'apparition des bandes de cisaillement. Elle considère celles-ci comme la perte d'unicité de la solution mathématique du problème aux limites posé. Il s'agit de trouver une instabilité (au sens mathématique) dans la description des déformations du matériau, analogue au flambement Eulérien.

Pour les roches, nous avons déjà signalé que les déformations non linéaires sont liées au processus de développement et de coalescence de microfissures aboutissant à la formation d'une fissure principale ou bande de microfissuration intense. Ce problème peut être abordé par la théorie de la bifurcation en terme de localisation de déformations, c'est-à-dire passage d'un mode de déformations fondamental continu (donné par des lois rhéologiques classiques) à un mode localisé. Les premiers travaux

dans les roches ont porté sur les bandes de cisaillement dans les matériaux dits fragiles. Cependant, une question fondamentale reste en suspens. La localisation des déformations dans le cas des roches procède-t-elle d'un mécanisme continu au sens des mécaniciens des sols ou d'une rupture parfaitement localisée ? Cet aspect est fondamental dans l'écriture des conditions sur le vecteur déplacement. La grande variété des matériaux rocheux permet de rencontrer des cas où les déformations transversales peuvent être importantes conduisant à de fortes dilatances (figure 1.3) ou, par exemple, dans le cas des micrites à de très faibles dilatances. La localisation par bandes de cisaillement n'est donc pas le seul processus dans le cas des roches faisant apparaître une discontinuité. La rupture axiale est un deuxième mode. Les causes éventuelles des ruptures "axiales" seront abordées au chapitre 3.1. Le concept d'instabilité de surface, proposé notamment par VARDOULAKIS (92), permet de retrouver de tels types de localisation.

En ce qui concerne la rupture en général, et la rupture autour d'ouvrages souterrains en particulier, des recherches sont actuellement menées en France dans le but de préciser par quel type de localisation elles apparaissent. Les premiers résultats ont permis de prédire l'apparition de bandes de cisaillement dans le cas d'essais triaxiaux sur le calcaire d'Anstrude ou encore d'instabilité de surface dans le cas du tunnel du Mont-Blanc (93).

Nous reviendrons au dernier chapitre sur ces études. Toutefois, il importe de préciser que, pour des matériaux fragiles où l'initiation de la rupture ne coïncide pas ou peu avec la rupture complète, le phénomène le plus intéressant se situe probablement en post-localisation. Par exemple, la localisation de déformations peut avoir lieu bien avant le pic de la courbe contraintes-déformations, sans que cela conduise forcément à la ruine de la structure. On peut encore noter la difficulté dans la détermination expérimentale du point de bifurcation. Certaines méthodes pratiques ont été proposées. On en trouvera un récapitulatif dans le travail de SANTARELLI (80).

1.1.2.3 MECANIQUE DE LA RUPTURE .

Nous venons de voir que la mécanique de l'endommagement essaie d'intégrer l'état initial de la matière pour étudier le comportement macroscopique des matériaux. La théorie de la bifurcation cherche à préciser le lieu et les conditions d'apparition d'une surface de discontinuité dans le matériau.

La mécanique de la rupture, quant à elle, prend en compte des défauts majeurs préexistants ou induits dans le matériau. La rupture complète de la structure de l'échantillon est alors décrite en fonction du comportement de ces défauts qui est régi par des critères de propagation. Deux approches sont généralement utilisées en mécanique de la rupture :

- L'analyse du champ des contraintes en tête de fissure (43). C'est l'approche par les facteurs d'intensité de contraintes, dite théorie locale. Elle relie les facteurs d'intensité de contraintes au champ de contraintes en tête de fissure.

- L'approche globale énergétique due à GRIFFITH (30) qui procède par le calcul de l'énergie disponible pour la propagation de fissures dans la structure considérée. Cette énergie dépend du potentiel total du système.

Du fait que, dans les matériaux fragiles, des discontinuités importantes peuvent apparaître (dans l'échantillon comme autour de cavités), la mécanique de la rupture peut constituer un outil performant d'analyse des mécanismes mis en jeu lors de la rupture d'une structure. Dans cette optique, la mécanique linéaire de la rupture peut apparaître comme l'étape ultérieure au calcul de bifurcation. C'est sur cet outil que se base notre étude. Le paragraphe qui suit est ainsi consacré à la présentation des éléments essentiels de la mécanique de la rupture.

1.2 MECANIQUE LINEAIRE DE LA RUPTURE : ETUDE DE L'EVOLUTION DES DEFAUTS.

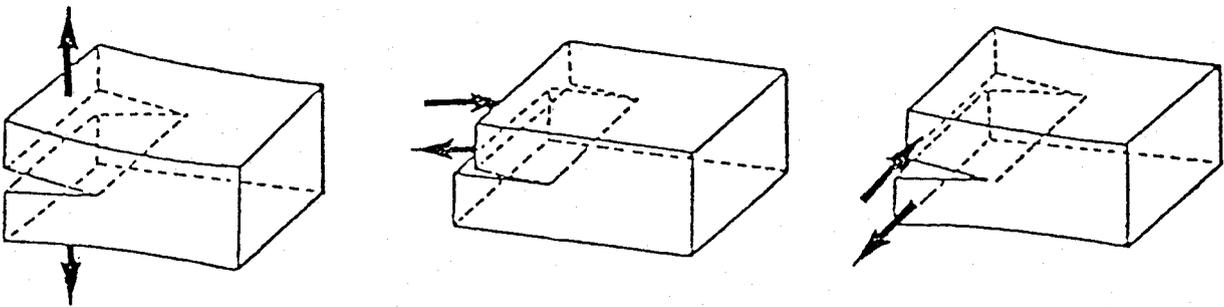
En mécanique de la rupture, trois types de sollicitations sont considérés :

- Une sollicitation de traction perpendiculaire au plan de la fissure. Ce mode est dit "mode 1" ou mode "d'ouverture" (figure 1.4a)

- Une sollicitation de cisaillement dans le plan de la fissure dont l'action est perpendiculaire au front de la fissure. On parle de "mode 2" ou mode de "cisaillement" (figure 1.4b)

- Une sollicitation de cisaillement parallèle au plan de la fissure dont l'action est parallèle au front de la fissure . Il s'agit ici du "mode 3" ou de "torsion" représenté sur la figure 1.4c. Dans les applications que nous envisageons, ce mode sera exclu car il n'apparaît que dans des problèmes non plans.

Dans ce travail, nous utiliserons donc les deux premiers modes qui peuvent se rencontrer seuls ou simultanément(mode mixte). Le mode mixte sera souvent observé pour une fissure ne se propageant pas dans son propre plan.



a) Mode d'ouverture

b) Mode de cisaillement

c) Mode de torsion

Figure 1.4 : Modes fondamentaux de sollicitations en mécanique linéaire de la rupture.

Pour établir les critères de propagation, nous avons déjà signalé qu'il existe deux démarches indépendantes à savoir:

1.2.1 FACTEURS D'INTENSITE DE CONTRAINTES

Cette approche est essentiellement due à IRWIN (43). En considérant, en un point M de la tête de fissure, le repère orthonormé (M x, y, z) (fig. 1.5), on se propose d'étudier le champ de contraintes et de déplacements au voisinage de la tête de fissure. M est repéré par ses coordonnées polaires r et θ .

La résolution de ce problème d'élasticité plane peut se faire par la méthode des potentiels complexes qui conduit aux résultats de la forme: $\sigma_{ij} = \frac{K_m}{\sqrt{2\pi r}} f_m^{ij}(\theta)$

où K_m représente le facteur d'intensité de contraintes en mode m.

De manière plus explicite, on a :

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} &= \frac{K_1}{\sqrt{2\pi r}} \cos \frac{\theta}{2} \left[1 - \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{3\theta}{2} \right] - \frac{K_2}{\sqrt{2\pi r}} \sin \frac{\theta}{2} \left[2 + \cos \frac{\theta}{2} \cos \frac{3\theta}{2} \right] + O(r) \\ \sigma_{yy} &= \frac{K_1}{\sqrt{2\pi r}} \cos \frac{\theta}{2} \left[1 + \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{3\theta}{2} \right] + \frac{K_2}{\sqrt{2\pi r}} \left(\sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{\theta}{2} \cos \frac{3\theta}{2} \right) + O(r) \\ \sigma_{xy} &= \frac{K_1}{\sqrt{2\pi r}} \sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{\theta}{2} \cos \frac{3\theta}{2} + \frac{K_2}{\sqrt{2\pi r}} \cos \frac{\theta}{2} \left(1 - \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{3\theta}{2} \right) + O(r) \\ \sigma_{xz} &= \frac{K_3}{\sqrt{2\pi r}} \sin \frac{\theta}{2} + O(r) \quad \sigma_{yz} = \frac{K_3}{\sqrt{2\pi r}} \cos \frac{\theta}{2} + O(r) \end{aligned} \tag{1.1}$$

avec $O(r)$ une fonction tendant vers une valeur finie lorsque r tend vers l'infini.

Similairement, on obtient pour les déplacements :

$$\begin{aligned} u_x &= \frac{K_1}{2\mu} \sqrt{\frac{r}{2\pi}} \left[\cos \frac{\theta}{2} (x - \cos \theta) \right] + \frac{K_2}{2\mu} \left[\sin \frac{\theta}{2} (x + \cos \theta + 2) \right] \cdot \sqrt{\frac{r}{2\pi}} \\ u_y &= \frac{K_1}{2\mu} \sqrt{\frac{r}{2\pi}} \left[\sin \frac{\theta}{2} (x - \cos \theta) \right] - \frac{K_2}{2\mu} \sqrt{\frac{r}{2\pi}} \left[\cos \frac{\theta}{2} (x + \cos \theta - 2) \right] \end{aligned} \tag{1.2}$$

avec $\mu = E/2(1+\nu)$ module de cisaillement du matériau

$\chi = 3 - 4\nu$ en contrainte plane

$\chi = (3-\nu)/(1+\nu)$ en déformation plane

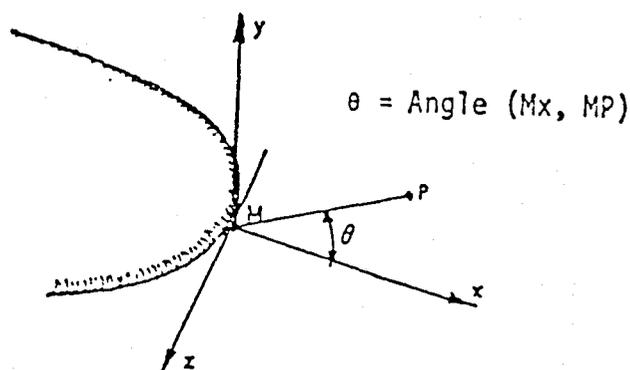


Figure 1.5 :

Définition du repère (M, r, θ) en tête de fissure

Les facteurs d'intensité de contrainte mesurent l'intensité de la singularité de la contrainte au voisinage du front de fissure. Ils sont fonction de la géométrie de la structure (y compris la fissure) et des sollicitations imposées. Une autre interprétation, intéressante pour notre étude, peut être donnée à ces coefficients en remarquant que chacune des discontinuités de déplacements $[U_m]$ est directement proportionnelle à chacun des K_m . En effet, à partir des relations 1.2, on a :

$$\begin{aligned}
 [u_1] &= u_y(r, \pi) - u_y(r, -\pi) = k_1 \sqrt{\frac{r}{2\pi}} \cdot \frac{\chi+1}{\mu} \\
 [u_2] &= u_x(r, \pi) - u_x(r, -\pi) = k_2 \sqrt{\frac{r}{2\pi}} \cdot \frac{\chi+1}{\mu}
 \end{aligned}
 \tag{1.3}$$

Ces relations montrent que les K_m ($m = 1, 2$) sont aussi des facteurs de discontinuité de déplacement $[U_m]$ pour chacun des modes m . En particulier, la première d'entre elles impose que K_1 ne soit pas strictement négatif (on compte positivement l'ouverture des fissures). Car la discontinuité de déplacements représente l'amplitude de l'ouverture de la fissure. Avec des remarques analogues, K_2 mesure le glissement sur les lèvres de la fissure. Ces interprétations des facteurs d'intensité de contraintes seront mises à profit pour expliquer certains mécanismes de ruptures auxquels nous aurons à faire dans la suite de ce travail.

Pour établir le critère d'initiation et de propagation de la fissure, on considère un facteur d'intensité de contrainte critique K_c qui est une caractéristique intrinsèque du matériau. En mode 1, par exemple, on écrira qu'il y a début de propagation dès que K_1 atteint la valeur K_{1c} (K_{1c} , facteur d'intensité critique en mode 1). Le critère qui s'écrit :

$$K_1 \geq K_{1c} \quad (1.4)$$

est facile à construire dans ce cas. Il n'en est plus de même lorsque la fissure se propage en mode 2 ou en mode mixte. Ceci, pour les raisons suivantes :

- la difficulté de la prise en compte du frottement dans les calculs des facteurs d'intensité de contraintes,

- en mode mixte, la définition même des facteurs d'intensité critique et surtout les proportions dans lesquelles intervient chacun des deux facteurs d'intensité de contraintes critiques sont très délicates à déterminer expérimentalement.

Or, c'est précisément le mode mixte de propagation qui risque d'apparaître souvent autour des ouvrages souterrains généralement sollicités en compression.

Remarquons en outre que le critère établi ne concerne que le début de propagation de la discontinuité. Il ne permet ni de savoir comment celle-ci va progresser ni de dire si la rupture initiée est stable ou non. Pour cela il faudra être en mesure de déterminer la variation du facteur d'intensité de contraintes avec la longueur de la discontinuité considérée. Mais de quel facteur d'intensité de contrainte s'agit-il lorsqu'on est en mode mixte ?

Si l'approche par les facteurs d'intensité de contraintes apparaît simple et attrayante, on remarque qu'elle est inadéquate pour décrire la rupture complète (propagation lointaine) notamment en mode mixte. L'approche globale que nous allons présenter ci après semble de ce point de vue plus intéressante.

Signalons enfin, que dans l'analyse du champ de contraintes en tête de fissure, on utilise généralement un critère de direction de propagation lié à la contrainte tangentielle $\alpha_{\theta\theta}$. Dans ce critère, on considère que la direction de propagation du défaut est donnée par l'angle θ_0 pour lequel $\alpha_{\theta\theta}$ en tête de fissure est maximale.

1.2.2 APPROCHE GLOBALE : THEORIE ENERGETIQUE DE GRIFFITH

GRIFFITH (30) a étudié la propagation des fissures en terme d'énergie. Il a émis l'hypothèse que la rupture est consommatrice d'énergie qui sera proportionnelle à l'aire créée. Cette énergie est comparée à la tension de surface des fluides et appelée énergie de surface γ laquelle peut être admise comme caractéristique du matériau. L'énergie consommée dans la rupture est d'origine diverse. Il peut s'agir principalement d'énergie nécessaire à la décohésion atomique, et à la relaxation du réseau cristallin ou encore d'énergie prenant d'autres formes (frottement le long de joints, bruits sonores, transformation en chaleur, etc. ...).

1.2.2.1 CRITERE DE GRIFFITH

Pour établir le critère de propagation, écrivons la conservation de l'énergie totale pour un accroissement infinitésimal de la surface de fissure d'aire dA (12). On a :

$$dW_{\text{total}} = dW_{\text{elas}} + dW_{\text{ext}} + dW_{\text{s}} + dW_{\text{cin}} = 0$$

avec : dW_{elas} = variation de l'énergie de déformation élastique

dW_{ext} = variation du travail des forces extérieures

dW_{s} = énergie dissipée dans la séparation = $2\gamma dA$

dW_{cin} = variation d'énergie cinétique.

Au début de la propagation, il n'y a pas d'énergie cinétique. Le déclenchement de la propagation se produit à $-\frac{\partial}{\partial A} (W_{\text{elas}} + W_{\text{ext}}) = 2\gamma$, tout paramètre de chargement étant constant par ailleurs (champ cinématiquement admissible).

$$\text{En posant } G = -\frac{\partial}{\partial A} (W_{\text{elas}} + W_{\text{ext}}) = -\frac{\partial V}{\partial A} \quad (1.5),$$

(V , énergie potentielle du système), le critère de début de propagation du défaut s'écrit $G = 2\gamma$.

G est appelée "Taux de restitution d'énergie" ou "énergie disponible pour faire avancer la fissure". En fait, le critère de propagation s'exprime sous la forme :

$$G \geq G_c = 2\gamma \quad (1.6)$$

Le paramètre G_c , appelé énergie critique d'avancement de fissure est considéré comme paramètre intrinsèque du matériau.

Le calcul de G tel qu'il vient d'être présenté est fait sur la base de grandeurs statiques. En réalité, la progression des fissures est un processus plus complexe, hors

équilibre, dissipatif et dynamique dans lequel le potentiel élastique n'existe pas en général (9). On peut cependant admettre que, dans la mesure où l'incrément d'aire propagée dA est infinitésimal, et dans le cas des applications qui nous concernent (solllicitations quasi-statiques), l'approximation reste satisfaisante. La progression de la fissure consomme l'énergie $2\gamma dA$. L'excès d'énergie $(G-2\gamma)$ (voir relation 1.6) se transforme en énergie cinétique s'il n'existe pas d'autres facteurs de dissipation.

Plusieurs auteurs ont proposé de remplacer dans la relation (1.6) l'énergie spécifique γ par l'énergie spécifique de rupture γ_F définie comme étant l'énergie dissipée globale au cours d'une propagation de fracture (figure 1.6). γ_F peut être obtenu par l'essai classique de flexion trois points.

Parallèlement, on peut définir l'énergie d'initiation de la propagation γ_i qui est la valeur obtenue au début de la propagation. γ_i est évidemment inférieure ou égale à γ_F . Nous discuterons ultérieurement de γ_i et de γ_F en rapport avec la microstructure du matériau (voir paragraphe 1.4).

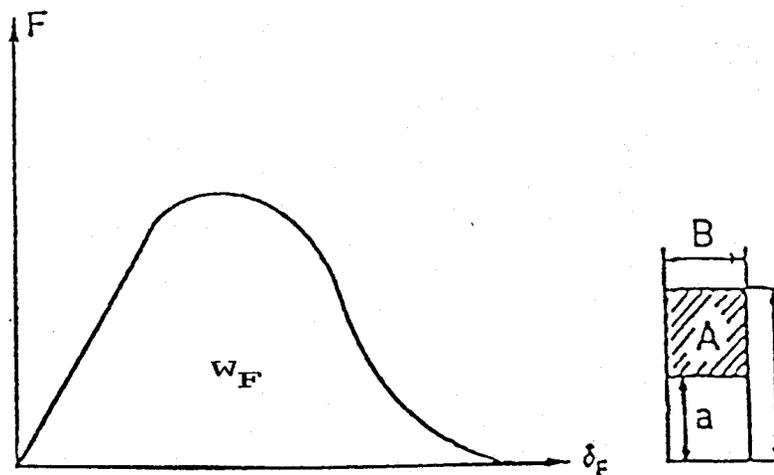


Figure 1.6:

Courbe charge-flèche . Définition de $\gamma_F = W_F/2A$

1.2.2.2 BRANCHEMENT DE LA FISSURE :

Au critère énergétique de GRIFFITH (relation 1.6), on associe un critère d'orientation de propagation de la fissure dit d'énergie G maximale. Ce critère d'orientation consiste à rechercher pour une configuration de fissure donnée, l'orientation de branchement α pour laquelle $G(\alpha)$ est maximale, ce qui correspond à l'énergie potentielle minimale (figure 1.7).

La condition de branchement s'écrit donc :

$$\frac{\partial G}{\partial \alpha} (\alpha = \alpha_b) = 0$$

avec α_b angle de branchement.

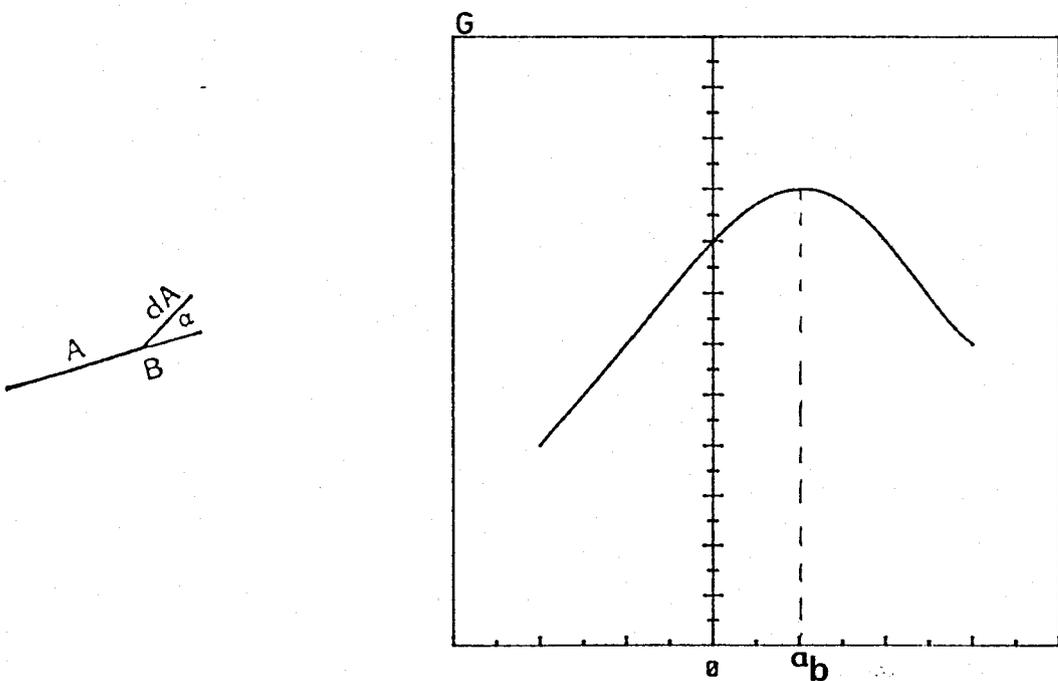


Figure 1.7:

Définition de l'angle de branchement de la fissure

Lorsque la fissure se propage dans son plan, on peut relier l'énergie G aux facteurs d'intensité de contraintes à l'aide des formules suivantes dites d'IRWIN (43):

$$\begin{aligned} G &= (1-\nu^2) \cdot (K_1^2 + K_2^2) / E && \text{en déformation plane} \\ G &= (K_1^2 + K_2^2) / E && \text{en contrainte plane} \end{aligned} \quad (1.7)$$

En mécanique linéaire de la rupture, un autre critère énergétique est utilisé. Il s'agit du critère de densité d'énergie ou de SIH qui est présentée ci-dessous.

1.2.3 - THEORIE DE PROPAGATION DE SIH (83):

L'hypothèse de base de SIH est que la fissure se propage dans la direction de densité d'énergie potentielle maximale ou de densité d'énergie de déformation S minimale. En un point $M(r, \theta)$ au voisinage du front de fissure (fig. 1.4), on pose

$$s = r \cdot dw/dv$$

avec r la distance du point M au front de fissure. r est considérée petite devant la longueur de fissure,

dW : énergie de déformation élastique

dV : l'élément de volume considéré.

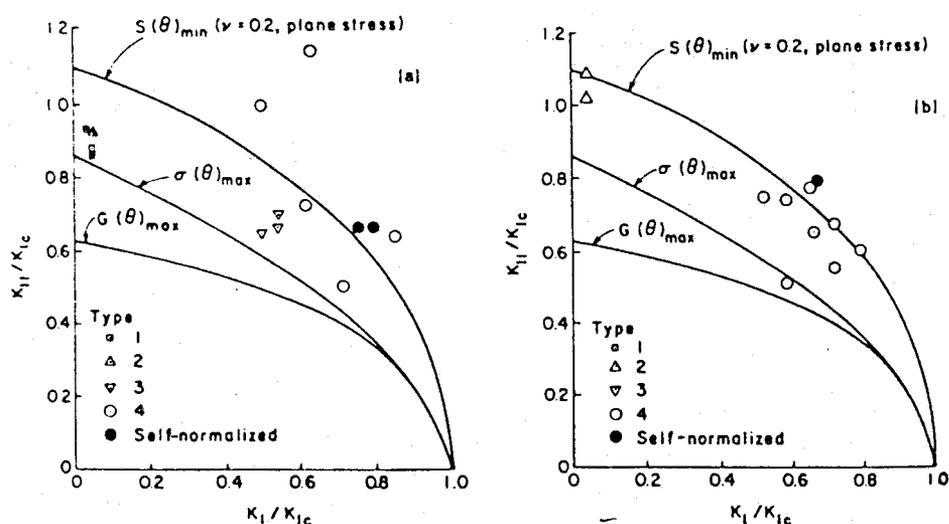
$$\text{Le critère s'écrit alors :} \quad S \geq S_c ; \left(\frac{\partial S}{\partial \alpha} \right)_{\alpha=\alpha_0} = 0$$

S_c , valeur critique de S , est une caractéristique intrinsèque du matériau. Dans la théorie de SIH qui est d'ailleurs locale, S tout comme auparavant G , est reliée aux facteurs d'intensité de contraintes.

1.2.4 - COMPARAISON ENTRE LES DIVERS CRITERES DE PROPAGATION

L'évolution des fissures étant basée sur un critère de propagation, la question qui se pose immédiatement est de savoir quel critère utiliser dans les calculs. Du point de vue expérimental, INGRAFFEA (42) a établi pour deux roches (calcaire d'Indiana, granite d'ouest) des comparaisons entre les critères de GRIFFITH, de SIH et de la contrainte $\sigma_{\theta\theta}$ maximale. Les résultats des divers essais présentés dans cette étude sont reportés sur les figures 1.8.

Ces résultats montrent une meilleure concordance avec le critère de SIH ou le critère de la contrainte $\sigma_{\theta\theta}$ maximale qu'avec le critère de l'énergie G . Il faut néanmoins remarquer que pour de faibles valeurs du rapport K_2/K_1 les différents critères donnent sensiblement les mêmes résultats. Selon l'auteur, ceci semble généralement être le cas de la plupart des roches. Notons encore que les conditions de propagation en mode II pur nécessite une énergie supérieure à la propagation en mode I, par la création de microfissure de traction importante. En conséquence, il est délicat de comparer les différents critères sans tenir compte de ces limitations.



a) calcaire d'Indiana

b) granite (WESTERLY granite)

Figure 1.8:

Comparaison de critères à partir d'essais de rupture en mode mixte

A l'aide d'un calcul numérique, CORNET (16) a comparé les critères de G et de S . Pour les sollicitations de traction les deux critères s'accordent parfaitement. Par contre, dans le cas de la compression, seul le critère en G semble donner de bons résultats en comparaison avec l'expérience, notamment pour les directions initiales de propagation des discontinuités.

AMESTOY (1), par un développement asymptotique en tête de fissure aboutit à la conclusion selon laquelle aucun des critères de propagation existants n'est exact. Le critère en G fournirait cependant les meilleurs résultats. Enfin, MARGOLIN (61) montre une bonne adéquation de ce critère pour décrire les phénomènes de coalescence et de microfissuration en tête de fissure, susceptibles d'apparaître en cours de rupture.

A partir de ces constatations, et surtout parce qu'il est établi sur de véritables bases thermodynamiques, le critère d'énergie G est retenu pour la suite de ce travail.

1.3 STABILITE DE LA PROPAGATION DES FISSURES :

Pour un champ cinématiquement admissible, nous rappelons que la condition de début de propagation d'une fissure selon GRIFFITH s'écrit:

$$G = - \frac{\partial V}{\partial A} = G_c = 2\gamma_F$$

où V est l'énergie potentielle, A l'aire (en problème plan, il s'agit de la longueur) de la fissure, et G_c l'énergie critique d'avancement du matériau. Pour décrire la rupture, il faudra savoir si la fissure se propage. La progression de la fissure dépend de la variation de G donc de $\frac{\partial G}{\partial A}$, autrement dit de $\frac{\partial^2 V}{\partial A^2}$

Soit $\{P_c\}$ la valeur du chargement pour laquelle G atteint la valeur critique G_c . Si nous maintenons $\{P\}$ constant à partir de ce moment et pour un champ cinématiquement admissible, les deux situations suivantes peuvent se produire :

a) Propagation stable (figure 1.9a)

C'est le cas où $\frac{\partial G}{\partial A} = - \frac{\partial^2 V}{\partial A^2} < 0$, alors $G(P_c, A + d_A) < 2\gamma_F$. Il faudrait, pour

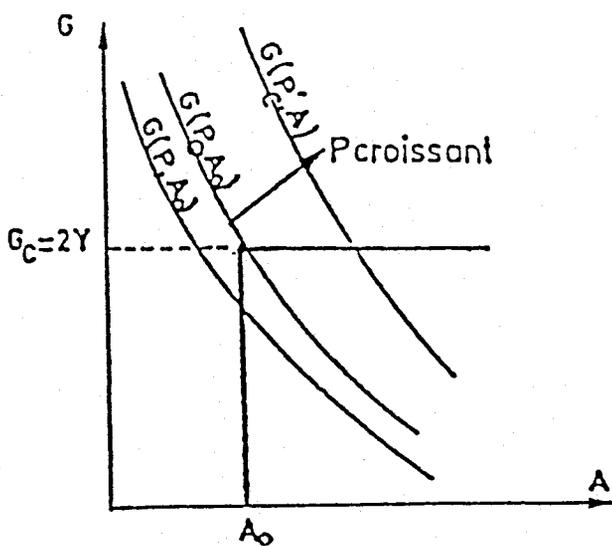
faire avancer la fissure, augmenter le chargement. Ce cas correspond à la rupture contrôlée.

b) Propagation instable (figure 1.9b),

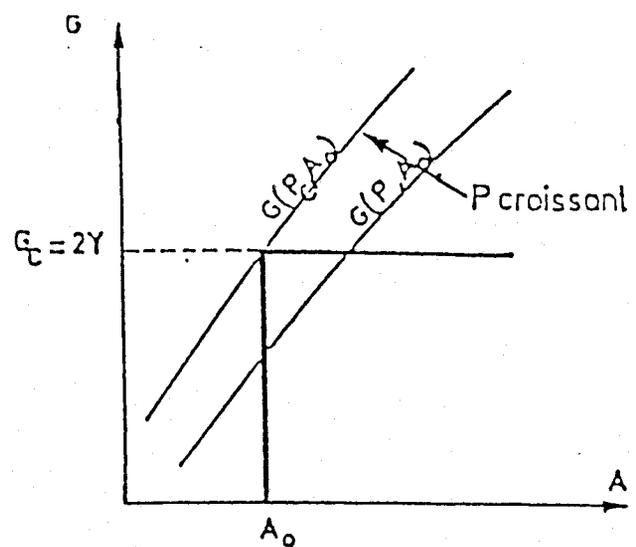
On doit avoir $\frac{\partial G}{\partial A} = - \frac{\partial^2 V}{\partial A^2} > 0$, alors $G(P_c, A + d_A) > 2\gamma_F$. La fissure se

propagerait sans que la sollicitation soit augmentée. On parle alors de rupture non contrôlée. L'excès d'énergie à charge constante se transforme en énergie cinétique qui peut conduire à des vitesses de fissuration très élevées de l'ordre de 1 000 m/s.

On constate donc que le phénomène de la rupture n'est pas une caractéristique intrinsèque du matériau, car son apparition et son extension dépendent du potentiel total du système, donc, de sa géométrie, des conditions aux limites et de la manière dont sont maintenues ou appliquées les sollicitations au cours de l'évolution. Cette remarque peut constituer une explication pour les ruptures brutales qui peuvent survenir dans des matériaux réputés ductiles.



a) propagation stable ou contrôlée



b) propagation instable ou non contrôlée

Figure 1.9:

Discussion de la stabilité de la fracture selon la forme de l'énergie G

Dans la schématisation précédente, l'énergie critique G_c est supposée constante au cours de la propagation des fissures. Cette hypothèse n'est évidemment exacte que dans le cas idéal d'un matériau purement élastique. En réalité, G_c peut varier en fonction de la longueur A de la fissure. La courbe $G_c(A - A_0)$ est appelée courbe R (figure 1.10).

Dans le cas des matériaux à comportement ductile, l'interprétation fournie à la courbe R est la dissipation plastique en tête de fissure. La zone plastique augmente au fur et à mesure que la fissure progresse et G_c augmente donc corrélativement ; mais il est important de remarquer que G_c n'est plus égal à l'énergie de surface créée. Pour les matériaux fragiles, et en particulier les roches, il ne peut plus s'agir de dissipation d'énergie par évolution de la zone plastique, car le volume de celle-ci reste assez très faible. Les mécanismes invoqués sont alors la microfissuration en tête de fissure ou plus encore l'interaction avec la microfissuration naturelle de la roche. Ainsi, on remarque qu'une fissure s'initiera à une énergie γ_i , mais que, pour effectivement se propager, elle doit consommer une énergie γ_f plus grande.

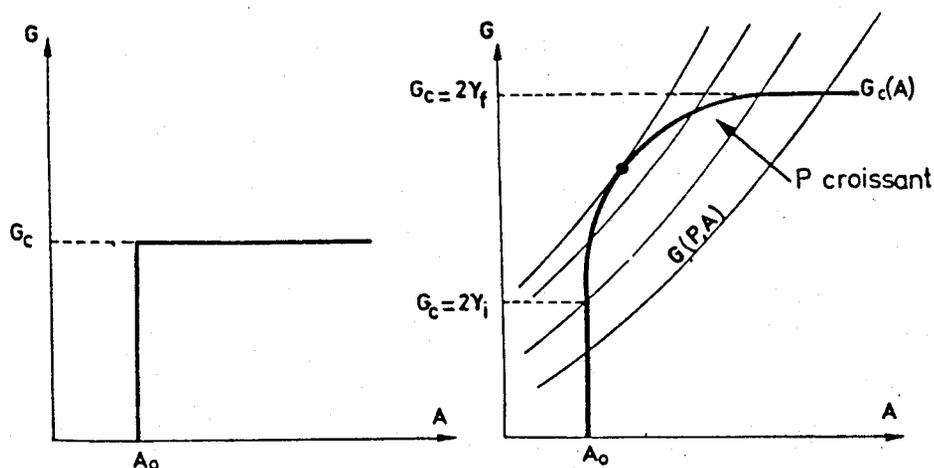


Figure 1.10:

Courbe R - Variation de G_c en fonction de la longueur de fissure propagée A

1.4 INFLUENCE DE CERTAINS PARAMETRES SUR G_c

1.4.1 ENERGIES γ_i ET γ_F : INFLUENCE DE LA MICROSTRUCTURE

Dans l'hypothèse que nous venons d'évoquer d'une interaction de la discontinuité avec la microfissuration, il est intéressant de voir comment influe cette dernière sur le paramètre G_c . On peut déjà dire que les conditions de propagation de fissures dépendent beaucoup de la structure des roches (40). Il en est de même de G_c .

Par ailleurs, on peut se demander s'il est possible de caractériser un matériau (classe I ou II) à partir de ses valeurs γ_i et γ_F . Deux roches, une faiblement microfissurée (la micrite), et l'autre, à forte microfissuration (le marbre) ont été testées à pression ambiante par HENRY (34) et GORDO (27). Les résultats de ces essais montrent que les énergies d'initiation γ_i et de fracture γ_F augmentent avec la microfissuration naturelle du matériau (Tableau 1.1).

	K_I (MPa \sqrt{m})	γ_i (J.m $^{-2}$)	E (MPa)	γ_F (J.m $^{-2}$)	γ_F/γ_i
Micrite	0,69	2,92	82 000	12,2	4,2
Marbre //	0,57	3,93	42 000	35	8,9 \approx 9
Marbre \perp	0.66	5,70	42 000	46,8	8,2

Tableau 1.1:

Energies γ_i et γ_F pour deux types différents de roches (27).

En outre, les mêmes essais ont permis de constater qu'il existe une bonne corrélation entre le travail W_F (figure 1.6) dépensé pour la fracture complète de la roche en compression et la différence $(\gamma_F - \gamma_i)$ obtenu en flexion trois points. La conséquence de cette corrélation serait le fait que la rupture en compression procède tout d'abord d'une fissuration (axiale) de traction, phénomène déjà signalé au paragraphe 1.1.2 et sur lequel nous reviendrons en détail. Une autre conséquence plus importante est que le réseau de microfissures naturelles détermine le type de classe de la roche. Plus le réseau est inexistant, plus la différence $\gamma_F - \gamma_i$ sera négligeable et le matériau sera de classe II. Dans ce cas, l'énergie dissipée ne sert qu'à la création de nouvelles surfaces correspondantes à la seule discontinuité créée.

Réciproquement, une importante microfissuration fera évoluer le matériau vers la classe I. Dans ce cas, il y a dissipation de l'énergie dans le volume, et ceci par propagation des nombreuses microfissures existantes. Du fait des hypothèses de GRIFFITH (prépondérance d'une fissure), la mécanique de la rupture apparaît ainsi plus facilement applicable aux roches de classe II, où l'interaction entre fissures peut être négligée, qu'à celles de classe I.

1.4.2 INFLUENCE DE LA PRESSION DE CONFINEMENT SUR G_C

Dans la plupart des études, les paramètres de résistance à la propagation de fissures (γ_i , γ_F , K_{1C} ou G_C) sont déterminés à pression ambiante. Ces paramètres peuvent dépendre de la pression de confinement car sous des pressions élevées, la résistance du matériau n'est pas la même qu'à pression ambiante.

Dans le cas des roches, quelques études, essentiellement expérimentales par flexion trois points, ont été menées en mode I pour quantifier l'influence de la pression sur K_{1C} (8), (81). Un exemple de variation de K_{1C} en fonction de la pression de confinement, obtenu par SCHMIDT et HUDDLE (81), est présenté sur la figure 1.11.

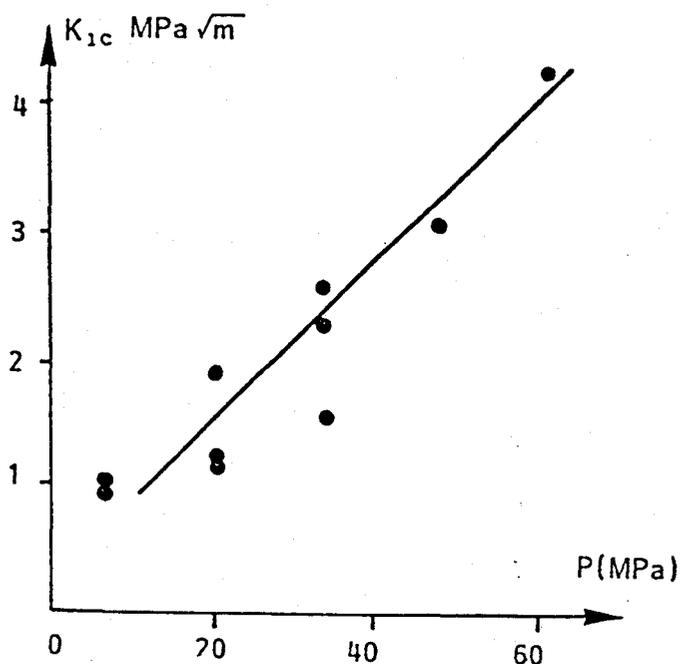


Figure 1.11 :

Facteurs d'intensité de contraintes du calcaire d'Indiana en fonction de la pression

En première approximation, nous pouvons considérer que K_{1c} croît linéairement avec la pression de confinement. Certains auteurs présentent aussi leurs résultats en termes d'énergie G_c , ou de γ (énergie spécifique de rupture). Pour finir, on citera les récents travaux effectués par GORDO (27) dont les résultats montrent un écart appréciable entre les valeurs de l'énergie d'initiation γ_i et l'énergie de fracture γ_F pour les différentes pressions étudiées (figure 1.12).

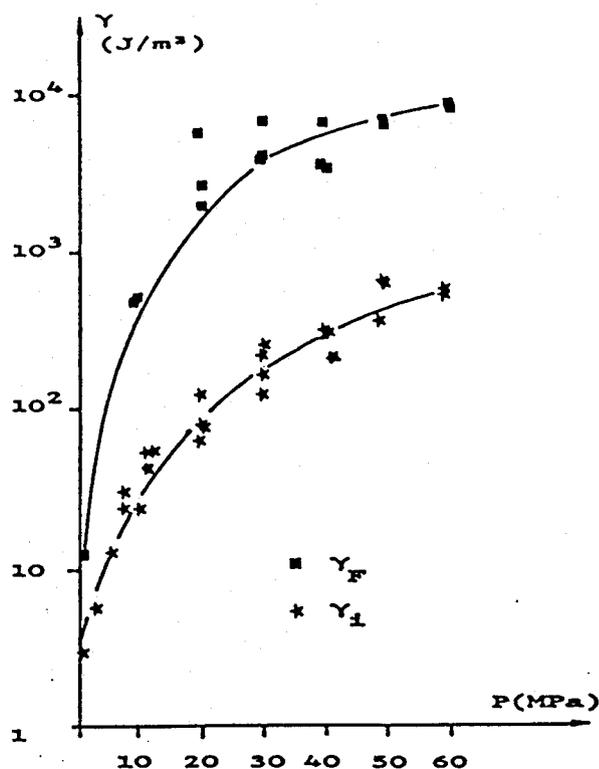


Figure 1.12 :

Variation de γ_i et γ_F en fonction de la pression pour une micrite d'après GORDO (27)

1.5 EFFETS DIFFERES SUR LA RUPTURE

1.5.1 APPROCHE CONTINUE

Le caractère différé de la rupture, notamment la rupture autour d'ouvrages souterrains est un phénomène courant. On l'attribue en général au comportement visqueux du matériau qui est déterminé à partir d'essais de fluage ou de relaxation (44). Les lois rhéologiques utilisées dans ces cas incluent une composante dite visqueuse.

Par exemple, dans le cas de la viscoélasticité, on a :

$$\epsilon(t) = \epsilon_e + \epsilon_v(t)$$

$\epsilon(t)$ = déformations totales à l'instant t

ϵ_e = déformations élastiques (instantanées)

$\epsilon_v(t)$ = déformations visqueuses à l'instant t.

Des modèles plus complexes (viscoplasticité) (56) peuvent être également utilisés. Cependant, l'effet différé doit toujours correspondre à des phénomènes physiques réels : mouvement de dislocations, diffusion de lacunes, diffusion en joint de grains, phénomène de dissolution-recristallisation (67), fort cisaillement sur les lèvres des discontinuités etc... Dans le cas par exemple de calcaires micritiques où les grains sont très fins de l'ordre du micron, les dislocations sont inexistantes et les phénomènes de diffusion sont trop lents à température ambiante pour expliquer, par exemple, la dépendance de la résistance en flexion trois points avec la vitesse de chargement et la nature du liquide imprégnant (33). On est ainsi tout naturellement amené à rechercher d'autres causes, d'autres interprétations à ces phénomènes différés.

1.5.2 INFLUENCE DE L'ENVIRONNEMENT - COURBES DE VITESSE $V(G)$

Nous avons jusqu'ici supposé que les conditions de propagation de la discontinuité créée sont indépendantes de l'environnement du matériau. De nombreuses études expérimentales ont au contraire montré que les contraintes très élevées en tête de fissure activent l'interaction entre le milieu environnant et le matériau en accélérant les réactions chimiques et la diffusion. L'influence de cette interaction peut se situer à deux niveaux :

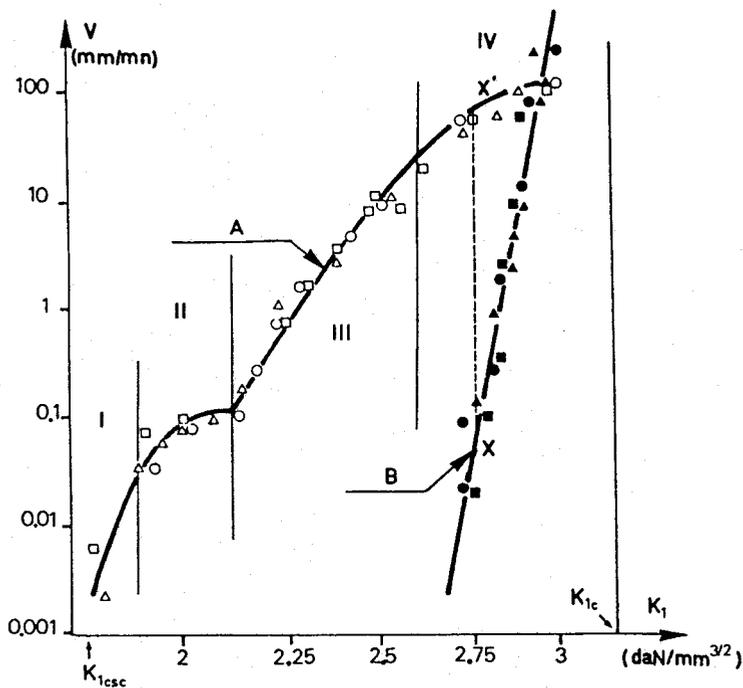
- Amorçage de la fissuration

En effet, les échanges entre le milieu et le matériau font intervenir dans l'écriture du critère de propagation (équation 1.6) un potentiel supplémentaire qui s'ajoute à celui qui donne G . L'initiation de la propagation peut ainsi se faire à des niveaux d'énergie G_0 (calcul élastique idéal) inférieure à G_c . La propagation de la fissure dans ces conditions est dénommée "Propagation subcritique".

Le calcul thermodynamique complet du premier membre du critère de GRIFFITH (équation 1.6) étant dans ce cas d'une très grande complexité, il est préférable d'utiliser le calcul élastique de G et d'établir des courbes expérimentales qui relient pour un environnement donné, l'énergie G à la vitesse de propagation V de la fissure.

- Cinétique de la fissuration

Le diagramme expérimental V - G décrit la cinétique de fissuration. Dans le cas des matériaux fragiles, les résultats sont généralement obtenus à l'aide de l'essai double-torsion et présentés sous la forme d'un diagramme V - K_1 (3). La figure 1.13 donne un exemple de loi expérimentale $V = V(K_1)$ obtenue sur un calcaire fin pour différents environnements (33).



A ----> environnement eau B ----> environnement air

Figure 1.13:

Courbe $V = V(K_1)$ pour un calcaire micritique

Prenons par exemple le cas de l'environnement "eau". Sur la courbe correspondante, nous remarquons que pour des valeurs bien inférieures à K_{1c} (ou G_c) les fissures peuvent évoluer tout d'abord à des vitesses très lentes, puis de plus en plus rapidement jusqu'à ce que K_1 (ou G) atteigne K_{1c} (ou G_c). Pour des énergies G proches de G_c , du fait des valeurs élevées de V , la propagation se fait de manière instable et brutale si $\frac{\partial G}{\partial A} > 0$.

Par ailleurs, nous notons sur la même courbe l'existence d'une valeur de G en-dessous de laquelle la vitesse est nulle. Cette valeur notée G_{SC} (G critique sous corrosion) est un paramètre important pour le praticien constructeur d'ouvrages. En effet, G_{SC} représente la limite en-dessous de laquelle on peut prévoir une "très grande" durée de vie de la structure. Malheureusement, cette limite, si elle existe, est très délicate à préciser expérimentalement ; et même en mode 1, elle est rarement décelable. Ceci constitue une légère limitation de la méthode. On peut cependant raisonnablement estimer la valeur de G_{SC} par extrapolation de la courbe $V-G$. HILLIG et CHARLES (36) proposent par exemple de prendre pour les verres $K_{1sc} = 0,2 K_C$.

1.5.3 APPLICATION

Des applications effectuées par HENRY (33) à partir de courbes $V - K_1$ pour une micrite sont présentées ici. En effet, si l'on connaît pour un matériau et un environnement donnés la courbe $V - K_1$, on peut en déduire :

- *Les relations liant le temps à la rupture et les sollicitations appliquées*

Pour cela, il est nécessaire de connaître les configurations initiale (longueur a_0) et à la rupture (a_c) de la discontinuité. De la définition de $V = da/dt$, on a :

$t = \int da/V$. t est le temps à la rupture. La variation de V en fonction de a est obtenue à partir de la courbe de G en fonction de a pour une sollicitation donnée, et de la courbe $V(G)$.

- *La variation de la contrainte à la rupture en fonction du temps*

En considérant une éprouvette de flexion trois points contenant un défaut de longueur a , on peut déterminer $K_1 = \sigma\sqrt{\pi a}$ avec σ contrainte de traction appliquée. Le temps à la rupture est donnée par $t = 2/\pi\sigma^2 \int_{a_0}^{a_c} K_1 d K_1/V(K_1)$ (33). L'intégration effectuée sur la courbe expérimentale (figure 1.14) pour un environnement "eau" permet de tracer la courbe σ_r en fonction de t (33). La comparaison avec les résultats expérimentaux est satisfaisante.

Ce paragraphe sera mis à profit au chapitre 4 pour tenter d'interpréter en terme de rupture différée les résultats obtenus autour d'ouvrages souterrains.

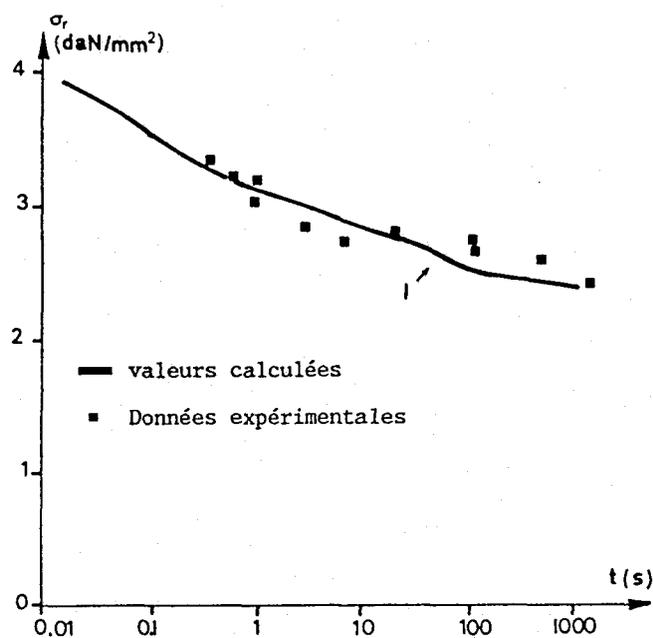


Figure 1.14:

Courbe de fatigue statique σ_r pour une micrite en environnement " eau " (33)

CHAPITRE II

SIMULATION NUMERIQUE DE LA PROPAGATION EN MODE MIXTE DES FISSURES

2.1 INTRODUCTION

Le précédent chapitre a permis de présenter des notions de la mécanique linéaire de la rupture, notamment l'énergie d'avancement G . Dans les structures réelles, où la géométrie et les chargements sont relativement complexes, le calcul de G est délicat et difficile. En outre, sous l'effet de sollicitations de compression, les fissures peuvent se fermer. Les conditions énergétiques de propagation font alors intervenir divers phénomènes de dissipation (frottement essentiellement, intense microfissuration en tête de fissure) encore mal maîtrisés.

L'objet du présent chapitre est de présenter et de discuter les outils de calcul numérique en mécanique de la rupture. Ceci afin de faire un choix adapté à notre travail. Deux types de techniques numériques sont généralement utilisées en mécanique de la rupture à savoir:

2.1.1 - LA METHODE DES ELEMENTS FINIS

La mécanique des milieux continus, par l'intermédiaire des équations d'équilibre et des équations de compatibilité, permet la formulation des problèmes aux limites à l'aide de systèmes d'équations aux dérivées partielles qui ne possèdent généralement pas de solutions analytiques. La méthode des éléments finis (24), (100) est une technique numérique pour la recherche de solutions approchées des systèmes d'équations aux dérivées partielles. Par exemple, dans le cas linéaire, elle consiste à effectuer une approximation des variables à l'aide de fonctions d'interpolation pour transformer les équations aux dérivées partielles en équations algébriques de la forme :

$$F = [K] U \text{ où :}$$

$[K]$ est la matrice de rigidité globale

F est le vecteur global des sollicitations

U est le vecteur global des variables nodales du problème.

La puissance de la méthode vient surtout du fait qu'elle peut prendre en compte des chargements complexes, une géométrie quelconque et aussi qu'elle s'adapte bien aux milieux hétérogènes ou anisotropes souvent rencontrés dans la pratique de l'ingénieur. Concrètement, la mise en oeuvre de la méthode des éléments finis se fait suivant les étapes suivantes :

- **Discrétisation** :

Le domaine est discrétisé en un nombre d'éléments de base dont la géométrie est définie par un certain nombre de points appelés noeuds.

- **Calcul de la matrice de rigidité** :

La dérivation de l'énergie potentielle permet de déterminer la matrice de rigidité élémentaire caractérisant chaque élément. L'assemblage des matrices de rigidité élémentaire fournit la matrice de rigidité globale \mathbf{K} .

- **Formation et résolution du système d'équations algébriques** :

La prise en compte des conditions aux limites permet de construire le second membre. On obtient alors le système linéaire, symétrique, défini positif $\mathbf{F} = \mathbf{K} \mathbf{U}$ dont la résolution fournit les variables nodales.

- **Calcul des déplacements, contraintes et déformations**:

Les déplacements nodaux étant connus, les fonctions d'interpolation permettent de déterminer les déplacements en tout point du domaine. Les contraintes et déformations sont alors obtenues à l'aide des relations de la mécanique des milieux continus.

L'étude de la propagation des fissures par la méthode des éléments finis est souvent abordée en terme de facteur d'intensité de contraintes (relations 1.1 et 1.2). Du fait des singularités en tête de fissure, une bonne précision de ces méthodes exige l'utilisation en tête de fissure de maillage très serré (figure 2.1) ou encore d'éléments

spéciaux (figure 2.2). De plus, le maillage doit être entièrement modifié pour toute évolution de la fissure. Il faut cependant noter que des techniques de remaillage automatique sont depuis quelques années en cours de développement (42). Exceptions faites des milieux hétérogènes ou anisotropes, la technique d'éléments finis pour l'étude de la fissuration paraît lourde pour les applications envisagées ici (matériau élastique fragile, homogène et isotrope).

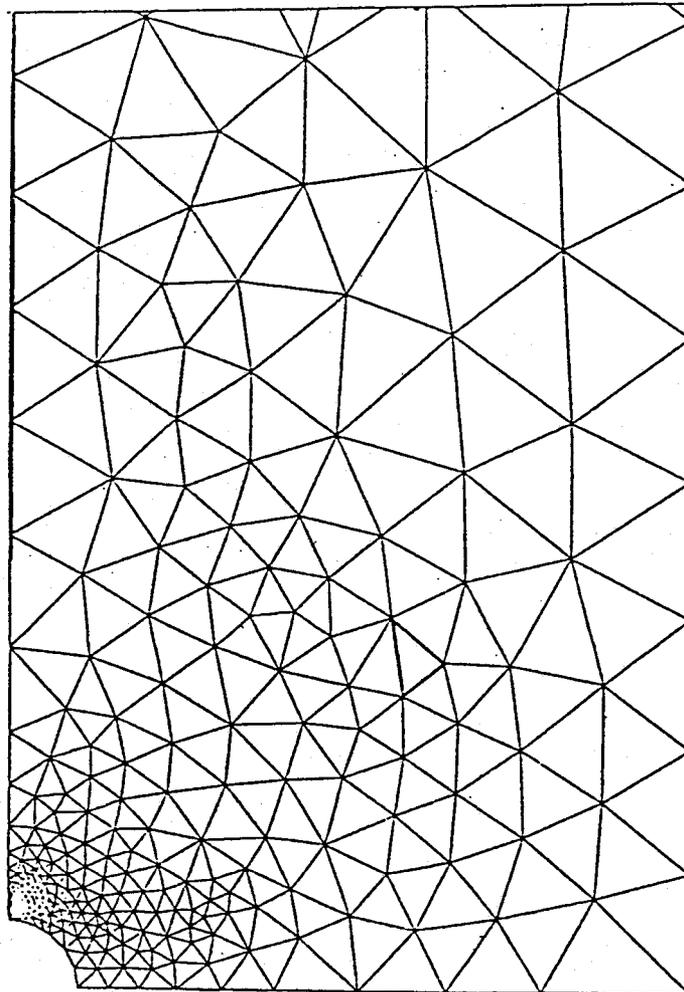
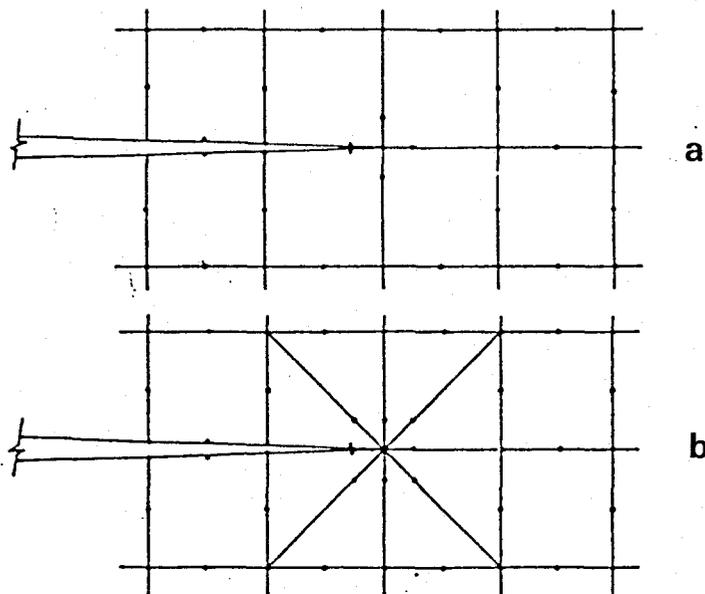


Figure 2.1 :
Maillage en toile d'araignée (42)



a ----> éléments quadrilatéraux singuliers b ----> éléments triangulaires

Figure 2.2 :

Eléments spéciaux en tête de fissure (42)

2.1.2 LES METHODES INTEGRALES

La seconde catégorie de techniques de calcul numérique est celle des équations intégrales (14). Elles permettent de transformer les équations d'évolution des phénomènes physiques considérés en relations intégrales liant les variables du problème aux conditions aux limites sur la frontière du domaine exclusivement. Suivant que ces variables sont ou non des variables physiques du problème, on parle de méthode directe ou indirecte. La méthode directe est élaborée à partir du théorème de Maxwell-Betti tandis que la méthode indirecte s'obtient à partir des fonctions d'influence. La technique de calcul retenue (méthode des discontinuités de déplacement) est de type indirect et présente un avantage pour l'étude des milieux élastiques fissurés. En effet, les variables auxiliaires de la méthode sont des discontinuités de déplacement qui peuvent avoir une signification physique (ouverture ou glissement sur les lèvres de fissures).

2.2 LA METHODE DES DISCONTINUITES DE DEPLACEMENTS

Dans ce paragraphe, on présente brièvement la méthode numérique puis la simulation de la propagation des discontinuités fermées pour laquelle l'hypothèse de contact de type Coulomb est adoptée. La méthode des discontinuités de déplacements est une technique de calcul, basée sur l'utilisation des fonctions d'influence. Cette méthode (en déformation plane), due à CROUCH (19), (20), s'appuie sur la solution fondamentale particulière correspondant à une application de champ de déplacement discontinu sur un segment rectiligne en milieu infini. Soit le solide élastique fissuré schématisé sur la figure 2.3. Ce solide est discrétisé en N éléments sur lesquels sont disposés les variables inconnues : discontinuités normales \hat{u}_n et discontinuités tangentielles \hat{u}_t du milieu infini, supposées constantes ici (éléments d'ordre 1).

Le principe de la méthode consiste à déterminer, à partir des solutions particulières développées par CROUCH (19), l'influence des éléments les uns sur les autres. La contrainte résultante (en fait les conditions aux limites) étant la somme des influences de tous les éléments de frontière, on écrira par exemple pour un segment i :

$$\text{Pour } i = 1, N \quad \begin{cases} \sum_{j=1}^N A_{tt}^{ij} * (\hat{u}_t)_j + \sum_{j=1}^N A_{tn}^{ij} * (\hat{u}_n)_j = b_t^i \\ \sum_{j=1}^N A_{nt}^{ij} * (\hat{u}_t)_j + \sum_{j=1}^N A_{nn}^{ij} * (\hat{u}_n)_j = b_n^i \end{cases}$$

Sous forme matricielle, on a pour l'ensemble des éléments de discrétisation :

$$\begin{bmatrix} A_{tt} & A_{tn} \\ A_{nt} & A_{nn} \end{bmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \hat{u}_t \\ \hat{u}_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} b_t \\ b_n \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

où les A_{ij} sont les matrices $N \times N$ de coefficients d'influence. Par exemple, A_{tn} représente la matrice d'influence en contrainte tangentielle des discontinuités normales. Ces matrices dépendent des caractéristiques mécaniques (coefficients élastiques du matériau), de la géométrie et du type de conditions aux limites du problème traité. b_t et b_n sont les vecteurs colonnes représentant les conditions aux limites du problème. Ces conditions aux limites peuvent être en contraintes, en déplacements, ou mixtes. La résolution du système matriciel (2.1) fournit les variables \hat{u}_n et \hat{u}_t sur chacun des éléments du contour. Les contraintes et déplacements peuvent être alors calculés en tout point du solide.

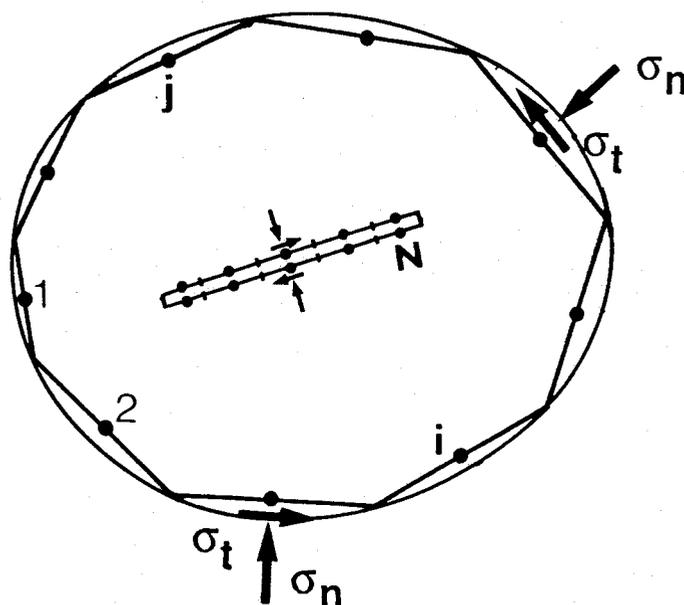


Figure 2.3 :

Discretisation du solide élastique fissuré

Il faut noter que la méthode de CROUCH suppose une discontinuité constante sur chaque segment de discrétisation. Ce type d'élément, à un noeud est dit d'ordre 1. Des éléments d'ordre plus élevé (ordre 2 notamment) ont été proposés dans le cas des milieux isotropes (10). Ce travail s'est notamment appuyé sur la théorie des potentiels complexes. Une extension en a été effectuée au cas d'un milieu anisotrope (68). L'intégration des éléments d'ordre 2 dans un code de calcul de propagation de fissures est en cours de réalisation dans le laboratoire (4).

L'étude des milieux fissurés exige que soient connues les conditions aux limites sur le contour, notamment sur les fissures. Dans le cas du mode 1 la fissure s'ouvre; les conditions aux limites sur les lèvres de la fissure sont alors parfaitement connues : les contraintes normale et tangentielle sont nulles s'il n'y a pas de pression à l'intérieur. Il n'en est plus de même lorsque la fissure se ferme (mode 2 ou mixte) (figure 2.4). Un certain nombre de vérifications doivent être alors faites.



Figure 2.4 :

Schématization de la fissure fermée en mode mixte

2.3 MODELISATION NUMERIQUE DE LA FISSURE FERMEE - VALIDATION DU CODE DE CALCUL

2.3.1 CONDITIONS SUR UNE FISSURE FROTTANTE

a) **Conditions aux limites** : Lorsque sous une sollicitation de compression, une fissure se ferme, nous postulons:

Hypothèse 1 : Les conditions aux limites initiales sur les lèvres de la fissure fermée seront l'état de contraintes que l'on y obtiendrait dans le cas d'un milieu continu élastique linéaire. Nous verrons comment à partir de cet état, on obtient l'état final sur la fissure. Bui (12) démontra en particulier que la contrainte normale de compression sur la fissure reste la même que dans le cas élastique linéaire.

b) Conditions de contact :

Hypothèse 2 : Dans le cas de la fermeture de fissure, on admet qu'il ne peut avoir d'interpénétration de la matière.

Cette deuxième hypothèse impose que la discontinuité normale \hat{u}_n d'une fissure soit inférieure ou tout au plus égale à 0. C'est-à-dire que lorsque dans la résolution apparaît une discontinuité positive pour un élément de fissure, il faudra ramener la valeur de cette discontinuité à 0. Ceci introduit une non-linéarité dans le système algébrique (2.1). Ce problème peut être résolu à l'aide d'une méthode itérative. Afin d'accélérer la convergence, une méthode de sur-relaxations successives (type Gauss-Seidel accéléré) a été adoptée.

c) Conditions liées au frottement :

Toutes les conditions décrites dans cette section ne concernent que les cas où les lèvres des fissures sont sollicitées en compression. En faisant l'hypothèse d'un contact lisse de type COULOMB, on a les conditions ci-dessous. Dans l'écriture de ces conditions, les contraintes normale et tangentielle seront respectivement notées σ_n et σ_t .

* **condition de liaison unilatérale :** les compressions étant comptées positivement la condition de COULOMB s'écrit :

$$\begin{cases} \sigma_n > 0, \hat{u}_n = 0 \\ |\sigma_t| \leq \mu \sigma_n \end{cases} \quad \mu = \operatorname{tg} \phi \quad (2.2)$$

ϕ représente l'angle de frottement entre les deux lèvres de la fissure. Cet angle est très délicat à déterminer (7). De manière approximative, ϕ est légèrement inférieur à l'angle de frottement interne dans les roches. Dans nos applications, le paramètre $\mu = \operatorname{tg} \phi$ variera globalement entre 0.5 et 1.

La relation 2.2 signifie que le cisaillement sera limité par la droite de Coulomb (figure 2.5). Par ailleurs,

$$\left\{ \begin{array}{l} \sigma_n > 0 \\ \text{Si } |\sigma_t| < \mu \sigma_n \text{ alors } \hat{u}_n = 0 \text{ et } \hat{u}_t = 0 \end{array} \right. \quad (2.3)$$

Cette condition traduit le non glissement dans le cas où la contrainte tangentielle n'atteint pas la limite $\mu \sigma_n$. On ne peut cependant pas rigoureusement imposer la nullité du glissement \hat{u}_t à cause de la raideur tangentielle des joints (20). Ce qui est certain est que les valeurs de \hat{u}_t devraient être très petites dans le cas des roches. En outre, écrire $\hat{u}_t = 0$ induit des instabilités numériques. La vérification numérique en a été faite.

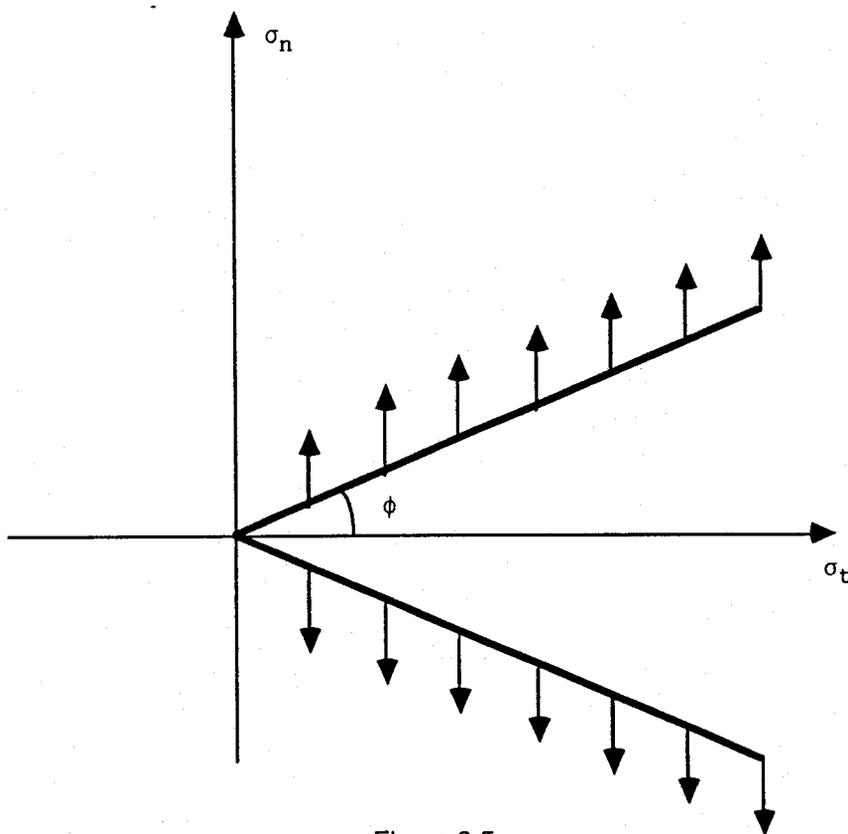


Figure 2.5:

Représentation schématique des conditions de frottement de COULOMB

*** conditions sur le glissement :**

Dans le cas où la valeur absolue de σ_t dépasse $\mu\sigma_n$, il se produit des glissements. La relation qui régit le glissement est la suivante:

$$\left\{ \begin{array}{l} \sigma_n > 0 \\ \text{Si } |\sigma_t| > \mu \sigma_n \text{ alors } |\sigma_t| = \mu \sigma_n, \hat{u}_n = 0, \hat{u}_t \cdot \sigma_t > 0 \end{array} \right. \quad (2.4)$$

La relation 2.4 indique que pour la fissure fermée, d'une part, $|\sigma_t|$ ne peut dépasser $\mu \sigma_n$, et d'autre part, que le sens du glissement est le même que celui du cisaillement qui le provoque. Notons enfin que toutes les conditions décrites dans le présent paragraphe sont similaires à celles développées par LEGUILLON et SANCHEZ-PALENCIA (55).

2.3.2 CALCUL NUMERIQUE DE L'ENERGIE D'AVANCEMENT G

La méthode des discontinuités de déplacements telle qu'elle vient d'être présentée permet de déterminer les champs de contrainte et de déplacement sur la frontière et en tout point de la structure. On peut être tenté de calculer les facteurs d'intensité de contraintes K_1 et K_2 . Mais pour les raisons qui ont été précédemment évoquées, on ne peut utiliser les formules d'IRWIN pour calculer l'énergie G. Le calcul du taux de restitution d'énergie $G = - \frac{\partial V}{\partial A}$ a été fait en considérant deux états d'équilibre très proches (figure 2.6).

Sur ce schéma, la fissure d'aire A dans l'état 1 est supposée se propager d'un incrément δA d'angle θ dans l'état 2. On rappelle que pour une fissure plane d'épaisseur unité, le paramètre A est la longueur de la fissure.

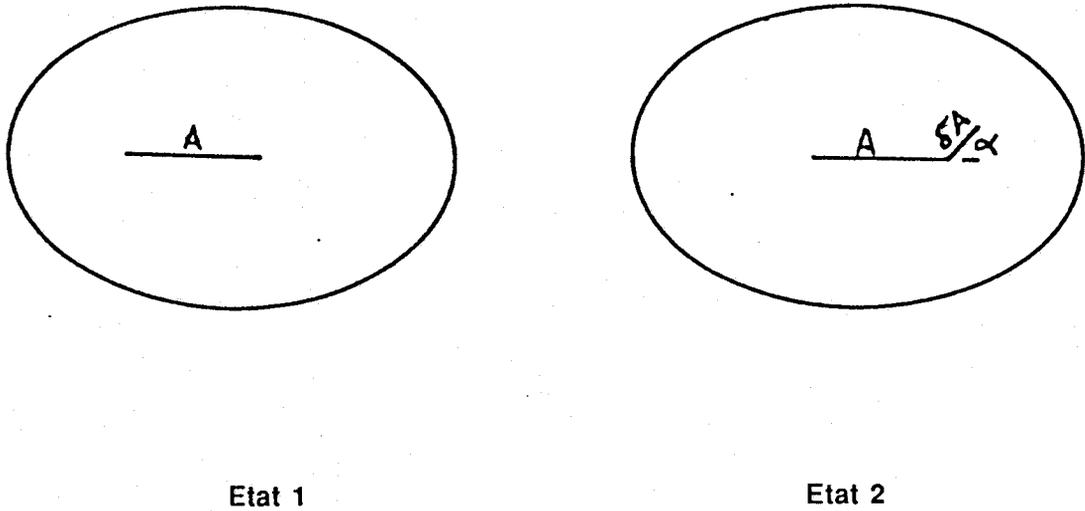


Figure 2.6:
Méthode de détermination numérique de G

En appliquant le principe des travaux virtuels, on démontre que pour des champs de déplacements licites, on a (12):

$$G = \frac{1}{2} \int_{S_T} T_i^d \frac{dU_i}{dl} ds - \frac{1}{2} \int_{S_u} U_i^d \frac{dT_i}{dl} ds$$

où \vec{T}^d représente le vecteur contrainte imposé sur la frontière S_T et \vec{u}^d le vecteur déplacement imposé sur S_U . Dans le cadre de nos applications, S_U n'existera pas en général ($S_U = 0$) ou tout au moins \vec{u}^d nuls sur S_U , on a :

$$G = \frac{1}{2} \int_{S_T} T_i^d \frac{dU_i}{dl} ds$$

La différence de longueur de fissure δA entre les deux états 1 et 2 étant supposée faible, on peut admettre l'approximation :

$$\frac{d\vec{U}}{dl} \approx \frac{\vec{U}_2 - \vec{U}_1}{\delta l}$$

\vec{u}_1 et \vec{u}_2 sont les vecteurs déplacements calculés respectivement dans les états 1 et 2. Ce qui donne :

$$G = \frac{1}{2} \times \frac{1}{\delta l} \int_{S_T} \vec{T} (\vec{U}_2 - \vec{U}_1) ds$$

L'intégrale se calcule en faisant le produit $\vec{T} \cdot (\vec{u}_2 - \vec{u}_1)$ sur chaque segment du contour. Sur les segments de fissures, contrairement au cas des segments de contour extérieur, il est nécessaire de faire intervenir les deux lèvres de la fissure, c'est-à-dire les discontinuités \hat{u}_n et \hat{u}_t . La composante normale de \vec{T} ne travaille pas puisque dans tous les cas (ouverture ou fermeture) $\sigma_n \times \hat{u}_n = 0$. Néanmoins, σ_n peut intervenir dans le cas de la fissure fermée frottante, à travers la contrainte tangentielle $\alpha_t = \mu \sigma_n$. Au total, la contribution énergétique de chaque segment de fissure fermée se réduit à celle donnée par $\alpha_t \times \hat{u}_t ds$, α_t ici étant la contrainte tangentielle obtenue après vérifications des conditions de Coulomb exprimées au paragraphe 2.3.1.

La méthode des discontinuités présente un avantage particulier pour le calcul de G. En effet, dans le calcul de l'état 2 (figure 2.6), la matrice obtenue à l'état 1 n'est pas modifiée. La matrice actuelle de coefficients d'influence est construite en complétant la précédente avec les lignes et les colonnes correspondant au segment propagé.

La structure générale du code de calcul, que nous avons mis au point, est résumée sur la figure 2.7. Les travaux de CORNET (16) ont servi de référence.

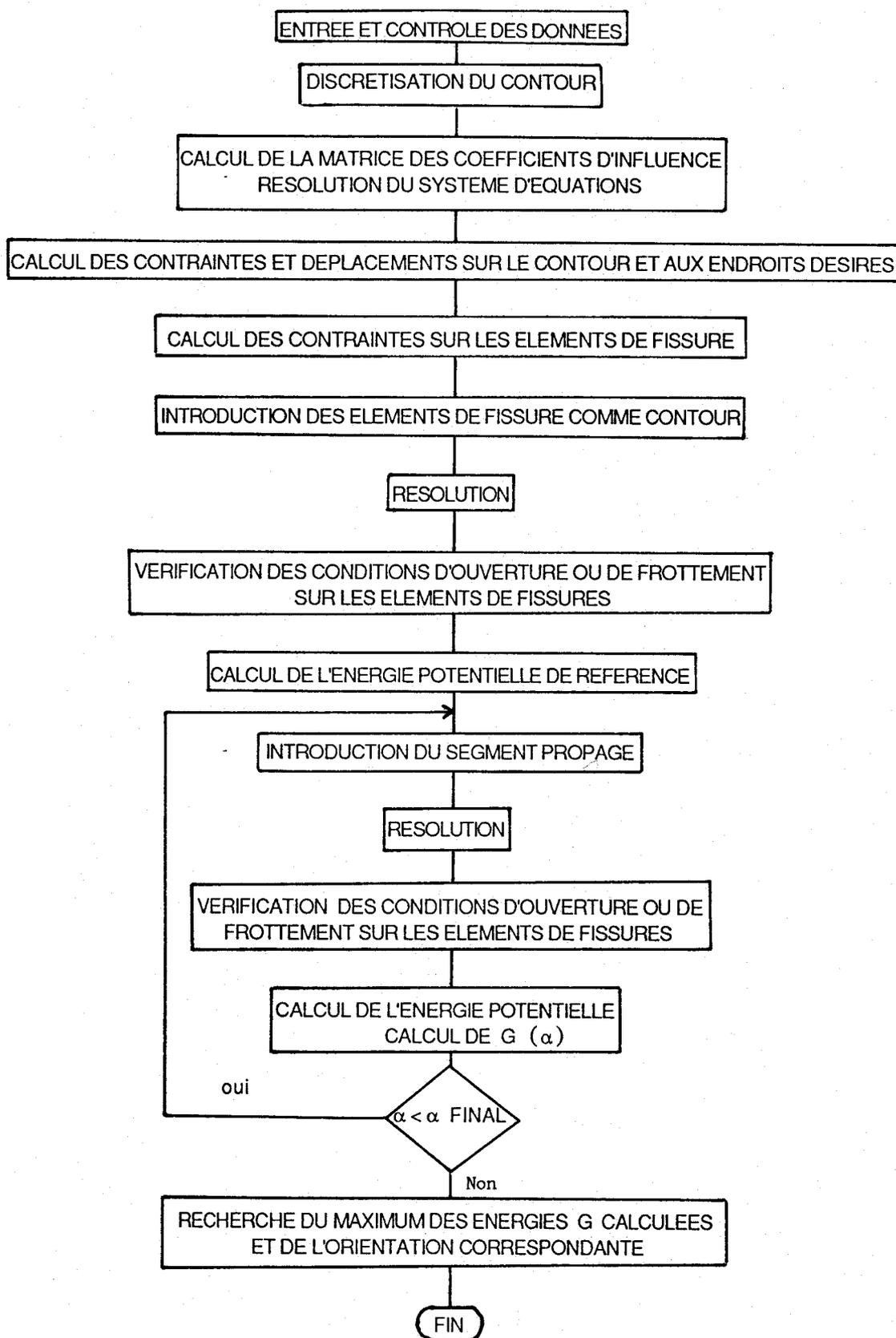


Figure 2.7 : Organigramme général du logiciel de calcul mis au point (DISDEP)

2.3.3 COMPARAISON ENTRE LES RESULTATS NUMERIQUES ET LE CALCUL ANALYTIQUE

La méthode numérique utilisée fonctionne correctement dans les cas de propagation en mode 1. Dans le seul but de validation de la méthode avec prise en compte du frottement, une étude comparative avec des résultats théoriques disponibles a été menée. Pour le cas de la fissure inclinée frottante en milieu infini (figure 2.4), les seuls résultats analytiques exacts dont on dispose actuellement dans la littérature correspondent au cas où la fissure se propage dans son propre plan (mode 2 pur). Les calculs analytiques dans le cas général du mode mixte sont beaucoup plus discutables. Nous y reviendrons plus en détail au troisième chapitre. Dans la configuration du mode 2 pur, lorsque le frottement est mobilisé, les facteurs d'intensité de contraintes sont donnés par les expressions suivantes (12), (58) :

$$K_1 = 0, K_2 = \sqrt{\pi l_0} (\sigma_t + \mu \sigma_n)$$

Dans cette formule, σ_n (compression) et σ_t sont les valeurs initiales des contraintes déterminées à partir du champ à l'infini. Le signe de $\mu \sigma_n$ est choisi de manière à ce que celui ci soit opposé à σ_t (frottement opposé au cisaillement). On en déduit l'énergie G en déformation plane grâce aux formules d'IRWIN (relations 1.7).

Le tableau 2.1 montre un exemple de comparaison entre le calcul analytique et nos résultats numériques pour différentes valeurs de l'angle d'inclinaison initiale θ . Ces résultats numériques, obtenus avec une discrétisation de 25 segments, sont satisfaisants. L'erreur commise dans cet exemple est de moins de un pourcent.

G \ μ	0.0	0.3	0.5	0.7	1.0
G numérique	56.8	38.8	28.62	20.10	10.13
G théorique	56.4	38.65	28.61	20.08	10.10

Tableau 2.1 :

$\theta = 60^\circ$; $2l_0 = 5\text{mm}$; $E = 5 \times 10^4 \text{ MPa}$; $\nu = 0.2$; $\sigma = 100\text{MPa}$

Comparaison entre les données théoriques et le calcul numérique de $G \text{ (J/m}^2\text{)}$

CHAPITRE III

ETUDE NUMERIQUE DE LA RUPTURE FRAGILE DES ROCHES EN COMPRESSION

A partir de quelques données expérimentales courantes, on constate que peut apparaître, dans un échantillon de roche sollicité en compression, une fissuration relativement précoce dont il faut tenir compte dans l'étude de la rupture des roches. L'objectif visé dans ce chapitre est le choix d'un modèle physique simple pour le matériau fissuré. Ce modèle, qui doit rendre compte des traits essentiels du comportement des roches en compression, est destiné à l'étude de la rupture autour d'ouvrages souterrains. Dans un premier paragraphe on présente les mécanismes de base susceptibles de provoquer les ruptures observables lors d'essais triaxiaux. Le second paragraphe est consacré à l'étude numérique de la rupture à partir de microcavités. Le modèle physique de base retenu est ensuite étudié. Il s'agit d'une fissure inclinée frottante dont on analyse les conditions de propagation. La réponse du matériau fissuré est étudiée à travers le taux de restitution d'énergie G . L'application du critère de GRIFFITH aux résultats obtenus permettra en particulier de déduire l'évolution des contraintes au cours de la fissuration.

3.1 MECANISMES DE BASE DE LA RUPTURE EN COMPRESSION

3.1.1 INTRODUCTION

L'essai de compression est le plus couramment utilisé en mécanique des roches pour déterminer les caractéristiques des matériaux (module d'élasticité, résistance en compression, seuil de fissuration etc...). Jusqu'à un passé relativement récent, cet essai conduisait à l'explosion brutale de l'échantillon. Ce n'est qu'à partir des travaux de BIENIAWSKI (7) et de WAWERSIK et FAIRHURST (95) vers les années 1970 qu'il a été observé que l'issue des essais effectués était liée à la raideur des machines et à la procédure d'application du chargement.

L'avènement des machines d'essais asservies a permis d'obtenir des courbes complètes contraintes-déformations. Les premiers travaux effectués, dont notamment ceux de WAWERSIK et BRACE (96), ont permis de déterminer les deux classes de roches évoquées au premier chapitre (figure 1.2). On peut distinguer quatre phases sur la partie pré-pic de la courbe contraintes - déformations (7) (figure 3.1):

1) Une phase de serrage O'O' où a lieu la fermeture des microfissures naturelles

2) Une phase O'A où les déformations sont linéaires

3) Dans la zone AB les déformations longitudinales restent linéaires tandis qu'apparaissent des déformations transversales non linéaires (figure 3.1a). Ce phénomène est la conséquence d'une fissuration axiale (stable) qui se développe au cours du chargement et de manière précoce.

4) La zone BC non linéaire. B correspond au niveau de contrainte où le taux de déformation volumique change de signe (figure 3.1b).

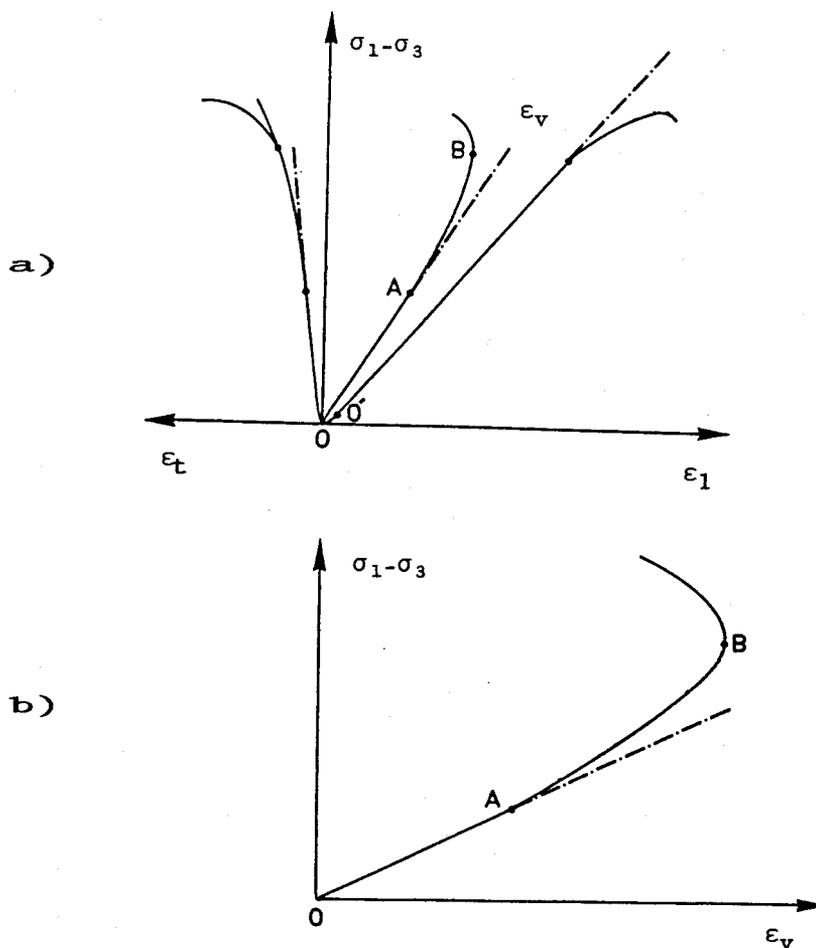
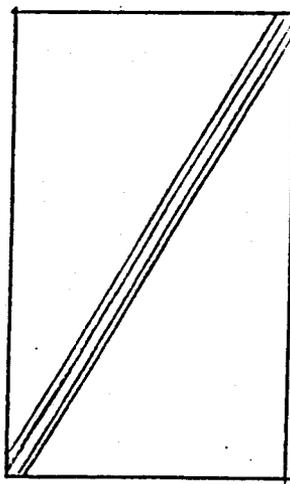
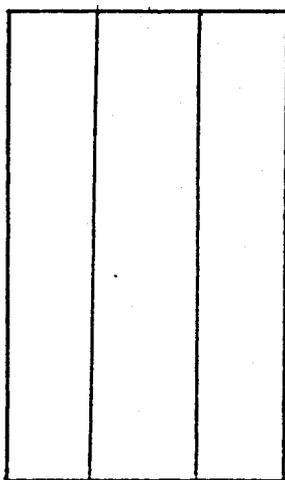


Figure 3.1:

Essai de compression: courbe complète contraintes-déformations .

En dehors de ces observations, l'analyse expérimentale des échantillons rompus montre classiquement deux modes fondamentaux de rupture:

- des ruptures axiales dites en "colonnettes", qui se développent perpendiculairement à la direction de la contrainte principale mineure (figure 3.2.a).
- des ruptures par bandes de cisaillement, généralement observables sous forte pression de confinement. Elles semblent être analogues à celles souvent rencontrées dans les sols (figure 3.2.b).



a) ruptures en colonnettes

b) rupture en bandes de cisaillement

Figure 3.2:

Schéma des différents modes de rupture en compression :

Au vu de ces constatations, plusieurs questions se posent :

- Quelles sont les conditions d'apparition et de développement de discontinuités dans le matériau?
- Quelle est la représentativité de l'essai de compression ? Plus précisément, les ruptures fragiles observées sont-elles réellement ou exclusivement le résultat du comportement des matériaux testés?

- Conséquemment à ces deux questions quelle est la réalité du pic C ? A quoi correspond la classe II (partie post pic)?.

Nous tenterons au cours de ce chapitre d'apporter des éléments de réponse à ces questions, en ayant à l'esprit les deux classes de roches. La première étape de notre démarche a été de rechercher un modèle physique simple susceptible de rendre compte des observations qui viennent d'être faites, notamment à propos de la dilatance. Cette façon d'aborder le problème peut en partie s'inscrire dans le cadre de la théorie de GRAMBERG (28), (29) ou encore de FAIRHURST (25). Selon ces auteurs, le mode essentiel de rupture des roches serait la rupture axiale (*axial cleavage, axial splitting*).

3.1.2 MECANISMES PHYSIQUES DE LA RUPTURE

Reprenons alors la rupture en colonnettes de la figure 3.2 a. Elle résulte d'une fissuration axiale qui s'est développée perpendiculairement à la contrainte principale mineure, soit dans l'axe du chargement. Le modèle physique le plus simple qu'on est tenté d'utiliser est celui d'une fissure axiale qui pourra se développer dans son propre plan. Mais un rapide calcul énergétique permet d'aboutir à la conclusion selon laquelle les conditions thermodynamiques ne permettent pas de propager une telle fissure dans son plan (38). Nous avons pu vérifier numériquement ce résultat par la nullité de l'énergie de propagation dans la direction axiale. Du point de vue strictement énergétique, la rupture axiale ne peut donc pas résulter de la propagation d'une fissure axiale comme cela est supposé dans certaines modélisations.

La propagation de la fissure axiale en mode 1 est très probablement le résultat de la présence de zones de traction dans l'échantillon. Les mécanismes susceptibles de provoquer ces zones de traction sont nombreux. Il peut s'agir d'hétérogénéités locales de la matière, de la non homogénéité du champ de déplacement (dûe à d'éventuels défauts géométriques de l'échantillon testé) ou de la présence d'inclusions et de microcavités ou enfin de tractions induites en tête de fissure. Postulant l'homogénéité du matériau et en supposant un essai correctement réalisé les deux premiers mécanismes seront exclus du présent travail. Seuls les modèles de matériau comportant des microcavités ou une fissure inclinée seront examinés.

3.2 ETUDE DE LA RUPTURE A PARTIR D'UNE MICROCAVITE

3.2.1 MICROCAVITE CIRCULAIRE

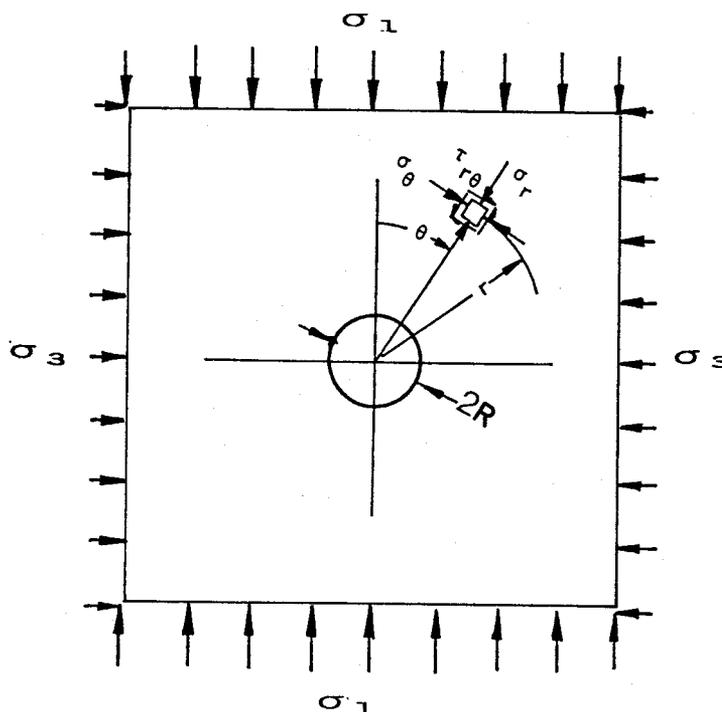


Figure 3.3:

Modèle de plaque contenant une inclusion circulaire

Le modèle de base est schématisé sur la figure 3.3 Il s'agit d'une plaque contenant une microcavité circulaire de rayon R . Cette plaque, supposée infinie, est soumise à une compression biaxiale (contrainte verticale σ_1 , contrainte horizontale σ_3). La solution élastique classique de ce problème est connue sous le nom de solution de KIRSCH (44). Pour $\sigma_3/\sigma_1 < 1/3$, cette solution prévoit l'apparition de zones de traction autour de la cavité. Dans ces zones naissent des fissures de traction qui pourront se propager en mode 1.

Quelques études expérimentales ont été menées sur des plaques élastofragiles percées de trou et soumises en compression simple ou sous sollicitation faiblement biaxiale (13), (53), (78). Ces plaques sont soit en béton soit en roches. De ces études, et en particulier de celles de LAJTAI et al (53), il résulte que la rupture procède:

- d'une fissure de traction primaire dont le plan est dans l'axe des charges (figure 3.4 a)
- ensuite d'une fissure de cisaillement normal perpendiculaire à l'axe de chargement (figure 3.4b)
- d'une fissure de cisaillement secondaire (figure 3.4d)
- enfin d'une fissure de traction secondaire (figure 3.4.e)

A l'observation, la fissure de cisaillement semble correspondre plutôt à une zone broyée qui n'apparait que bien longtemps après la fissure de traction.

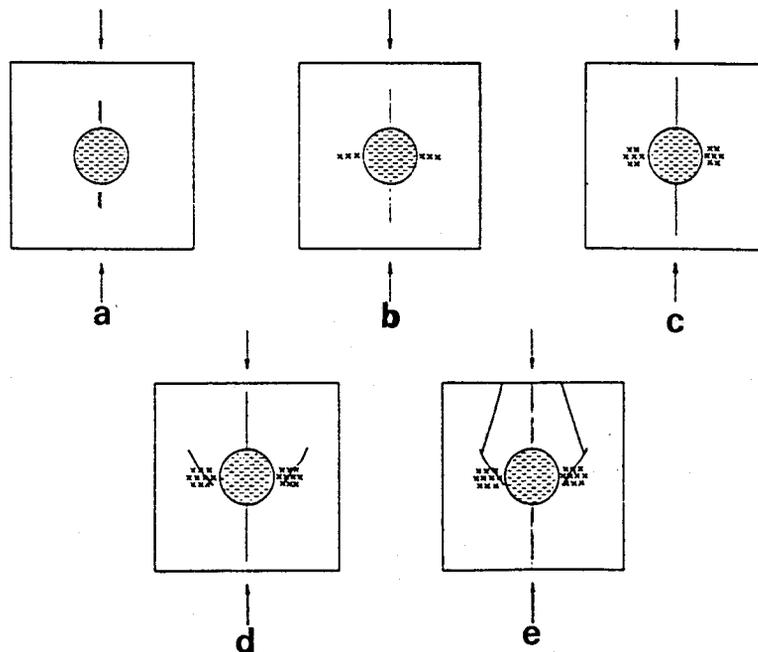


Figure 3.4:

Processus de fissuration autour d'une cavité circulaire d'après LAJTAI et al (53)

Les conditions de propagation de la fissure de traction ont été numériquement analysées à l'aide de la méthode des discontinuités de déplacement en mode 1 (35). Le modèle numérique est celui de la figure 3.5, σ étant la contrainte de compression appliquée (les calculs sont menés à charge constante). La symétrie par rapport à OX est prise en compte. E étant le module d'élasticité du matériau, les résultats sont présentés en terme de $G_r = GE/(\pi\sigma^2R)$ en fonction de l/R sur la figure 3.6. l représente la longueur de la fissure (voir figure 3.5). G_r est un paramètre sans dimension, rapportée à la dimension de la cavité, au matériau et au chargement.

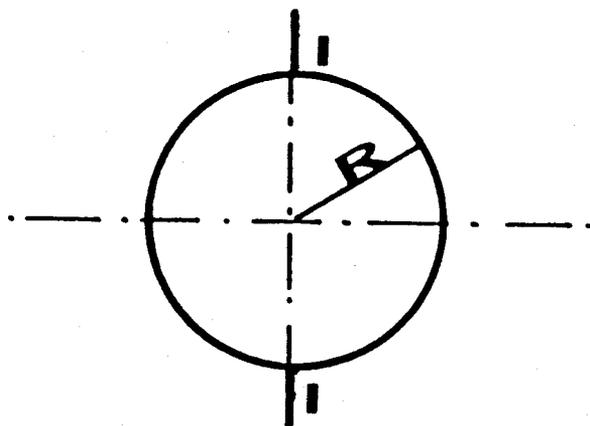


Figure 3.5 :
Modèle d'étude de la fissure de traction à partir d'une cavité circulaire

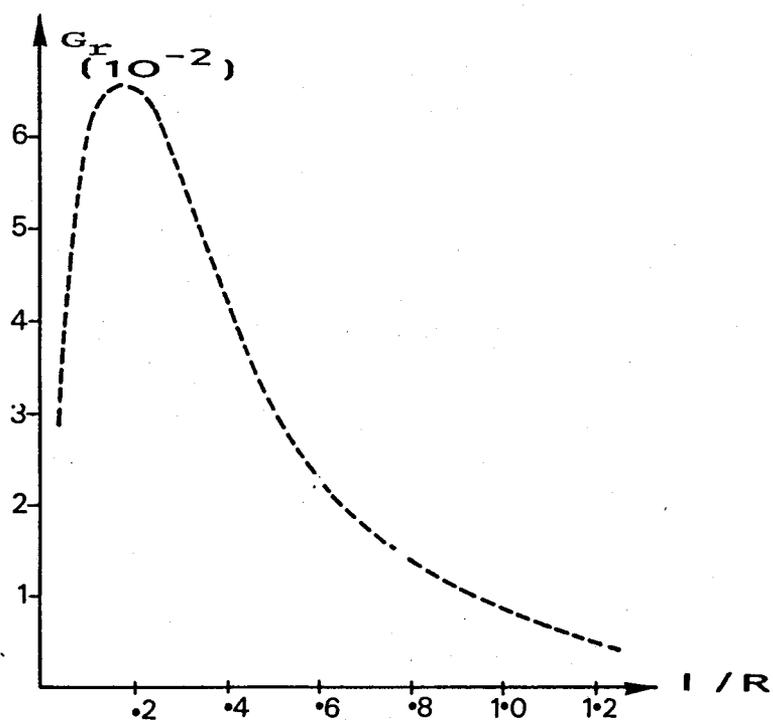


Figure 3.6:
Variation de l'énergie G_r en fonction de la longueur de fissure

Après une légère phase d'instabilité, on note une très nette stabilité de la propagation, sous chargement imposé, à partir d'une longueur de fissure de l'ordre de 20% du rayon R, l'énergie s'annulant rapidement. La conséquence immédiate de cette constatation est qu'il faudra considérablement augmenter le chargement pour propager la fissure de traction sur de grandes distances. Supposons par exemple σ_0 la contrainte nécessaire pour propager la fissure ($G=G_c$) lorsque celle-ci a une longueur $l=0.2R$. En prenant G_c constante, il faudra par exemple pour atteindre une longueur égale à R, une contrainte σ telle que : $\sigma^2 = 6 \sigma_0^2$.

Or l'inclusion est supposée de taille relativement petite par rapport à la cellule élémentaire de matériau qui la contient; cela veut dire que la fissure devra être propagée sur une longueur de 3 à 4 fois le rayon. Une telle propagation nécessiterait un niveau de contraintes très élevé, ce qui n'est pas le cas des résultats d'essais courants de compression. Le modèle de l'inclusion circulaire isolée en milieu infini n'est ainsi pas satisfaisante. L'étude de l'influence de la taille de la plaque a été déjà abordée dans le but de quantifier l'effet des conditions aux limites sur la fissuration (35). Le calcul a été effectué pour une cavité de rayon R dans une plaque rectangulaire de largeur 2W et de hauteur 2H (figure 3.7). Les résultats sont reportés sur la figure 3.8.

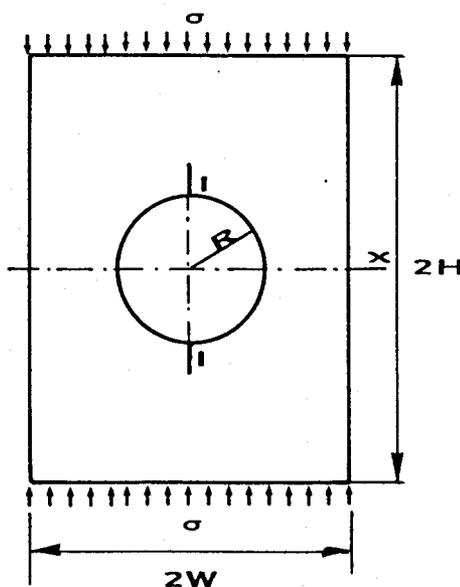


Figure 3.7:

Influence de la taille de la plaque - Définition des paramètres

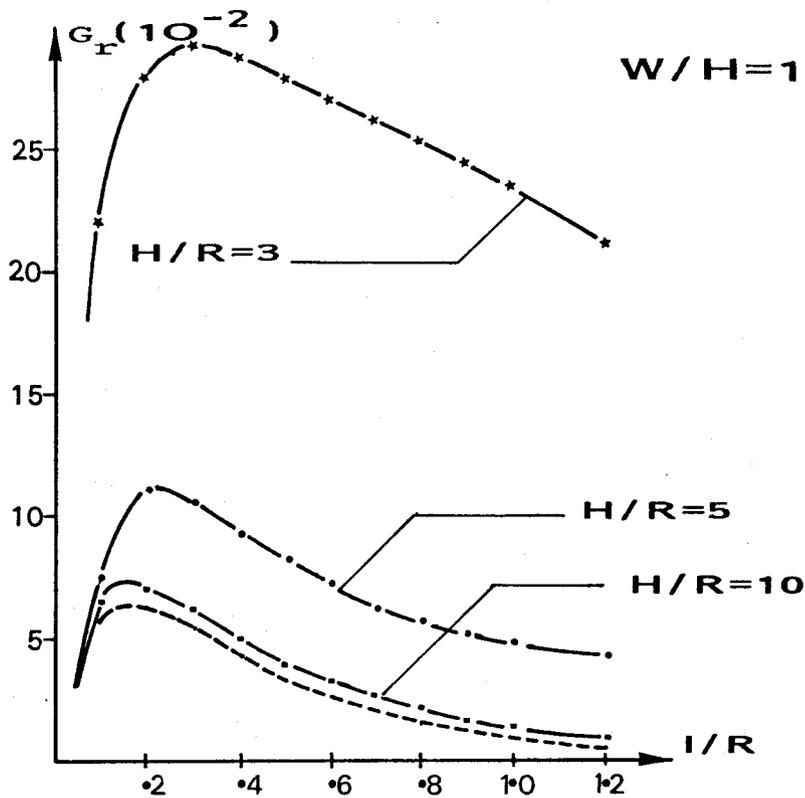


Figure 3.8:

Plaque de dimension finie - Variation de G_r en fonction de I/R

On constate globalement une similitude entre l'allure de ces résultats et ceux de la plaque infinie. Cela nous conduit à envisager des possibilités supplémentaires : l'interaction entre inclusions circulaires ou encore l'inclusion elliptique.

3.2.2 : INTERACTION ENTRE DEUX TROUS CIRCULAIRES (49),(52):

Il s'agit dans cette section d'étudier l'influence de l'interaction entre inclusions sur la propagation des fissures axiales. Les résultats seront comparés au cas de la cavité unique. Deux configurations géométriques ont été considérées :

3.2.2.1 MODELE DE DEUX TROUS ADJACENTS (figure 3.9)

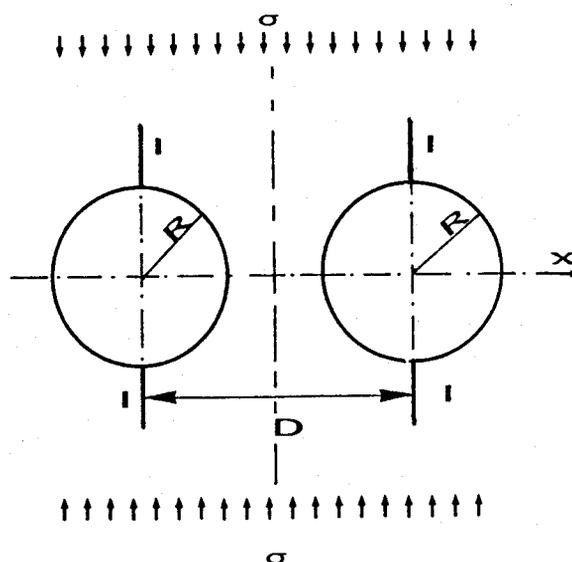


Figure 3.9:
Modèle de cavités adjacentes.

Comme dans le cas de la cavité unique, la symétrie complète (par rapport à OX et OZ) a été prise en compte dans le traitement numérique. La discrétisation des divers contours, y compris les fissures, joue un rôle important dans la précision des calculs. Les zones de jonction entre le contour circulaire et les éléments de fissures, ainsi que les éléments en tête de fissures sont fortement discretisés.

Le paramètre d'étude est la distance D qui sépare les centres des deux cavités. Les résultats numériques sont présentés sous la forme de G_r en fonction de la longueur de fissure l/R (figure 3.10). La courbe en pointillé correspond à la cavité unique.

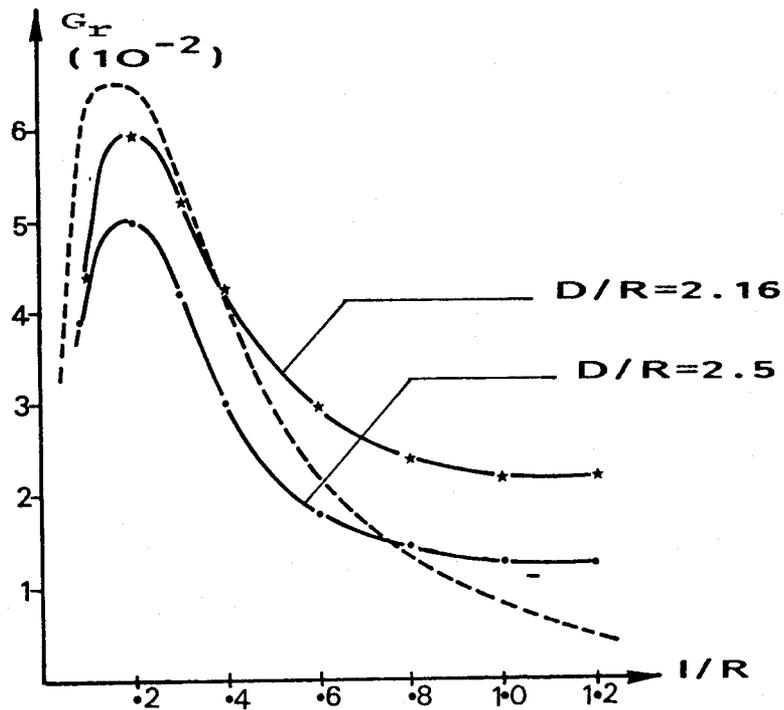


Figure 3.10:

Cavités adjacentes - Variation de l'énergie G_r en fonction de I/R

On observe que l'allure des courbes reste pratiquement la même que pour la cavité unique. L'interaction entre les cavités adjacentes semble seulement rigidifier un peu l'échantillon: la contrainte nécessaire pour propager les fissures est légèrement plus importante dans le cas de l'interaction que pour la cavité isolée.

3.2.2.2 MODELE DE TROUS SUPERPOSES (figure 3.11)

Pour cette configuration, seule la symétrie par rapport à l'axe des x est considérée, les fissures étant disposées sur l'axe des z . Ainsi, une seule cavité est discrétisée. Nous convenons d'appeler respectivement " fissure intérieure " et " fissure extérieure ", les fissures de longueurs l' et l . Deux types de calcul ont été effectués :

- Un premier calcul où seule la fissure extérieure est propagée en gardant la fissure intérieure de longueur constante.

-Un deuxième calcul où la fissure intérieure est propagée, la fissure extérieure étant de longueur fixe.

Il est à remarquer que dans le présent modèle la valeur de l' est limitée à $(D-R)/2$ pour la simple raison que la longueur totale des deux fissures intérieures ne peut dépasser la distance qui sépare les deux cavités.

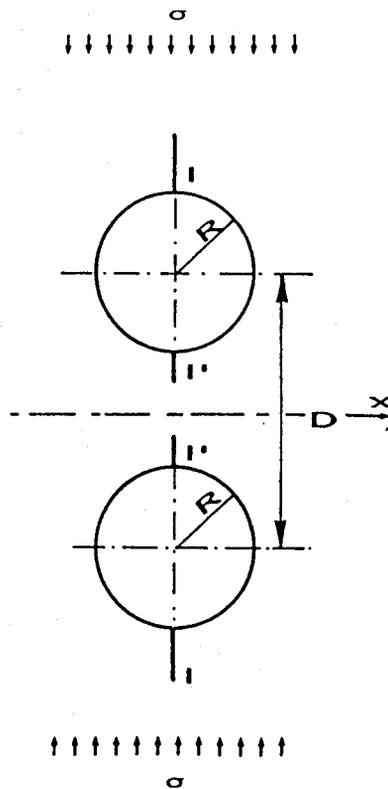


Figure 3.11:
Modèle de cavités superposées

Les résultats obtenus pour le premier type de calcul sont représentés sur les figures 3.12 et 3.13.

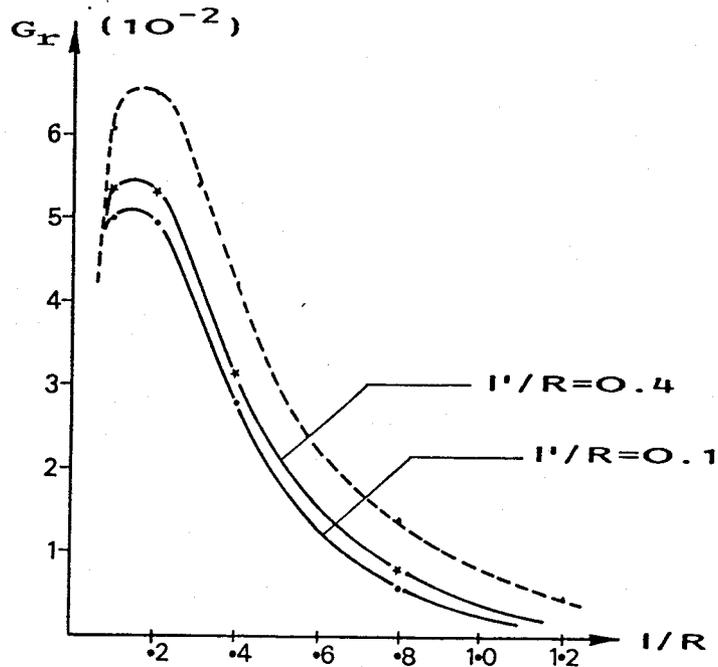


Figure 3.12:

Trous superposés - propagation de la fissure extérieure - $D/R = 2.0$

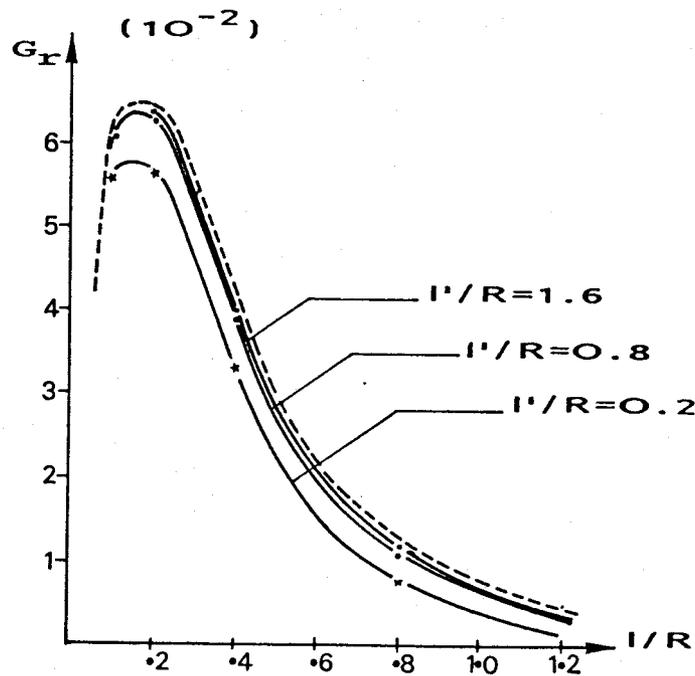


Figure 3.13:

Trous superposés - propagation de la fissure extérieure - $D/R = 6.0$

Pour la propagation de la fissure extérieure le taux de restitution d'énergie est peu modifié par l'interaction entre deux cavités superposées . On observe même qu'à partir d'une distance $D=6R$, l'effet d'interaction peut être négligé. Les résultats concernant la fissure "intérieure" sont fournis par les figures 3.14 à 3.16.

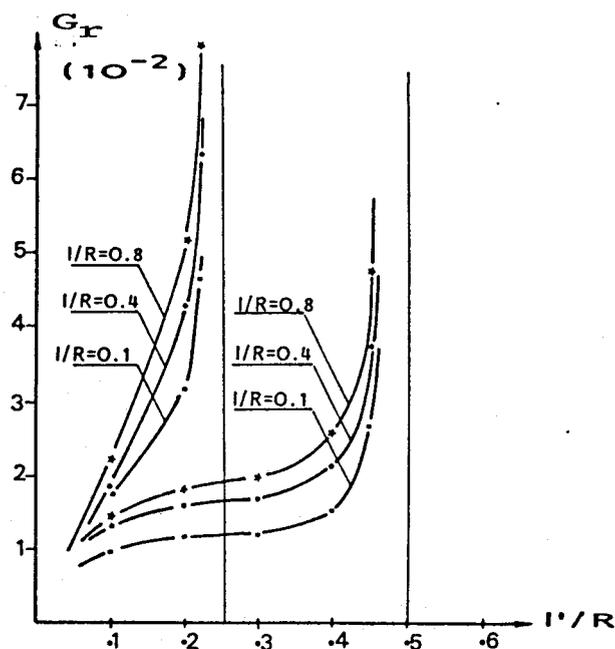


Figure 3.14:

Trous superposés - propagation de la fissure intérieure - $D/R = 2.5$

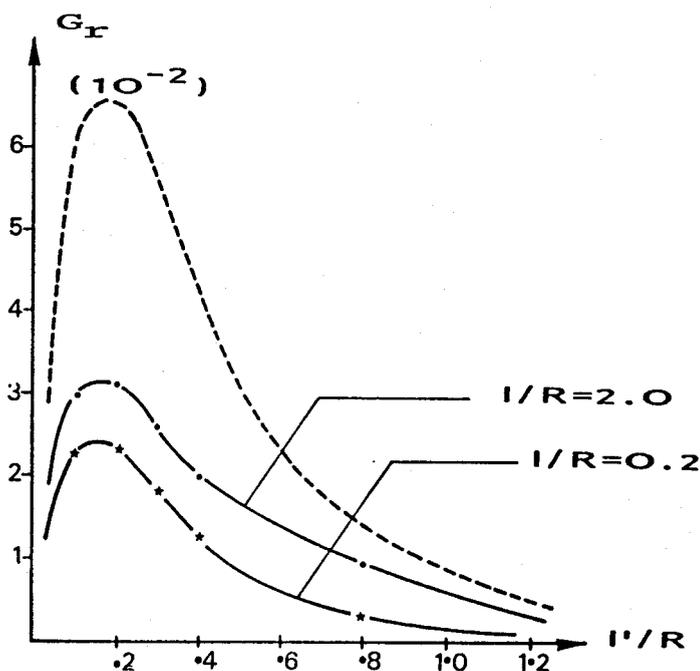


Figure 3.15

Trous superposés - propagation de la fissure intérieure - $D/R = 4.0$

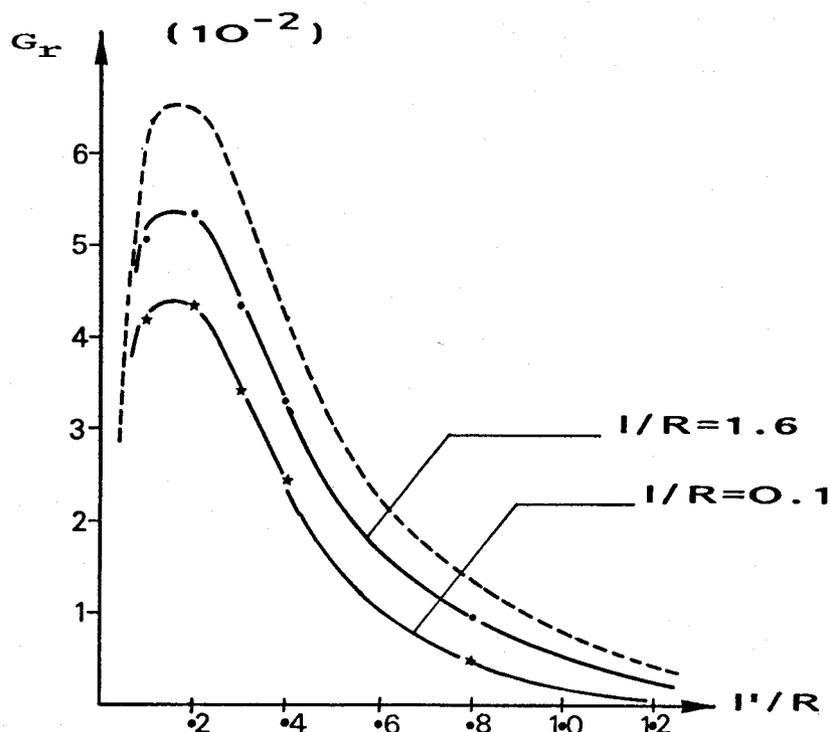


Figure 3.16:

Trous superposés - propagation de la fissure intérieure - $D/R = 6.0$

L'examen de ces courbes appelle quelques observations. Lorsque les deux cavités sont très proches, la propagation des fissures semble se faire de manière instable (figure 3.14). Cela est probablement dû à l'effet d'interaction entre les deux cavités. Il faut cependant noter que la précision de la méthode numérique utilisée peut être mise en cause lorsque la longueur de fissure se rapproche des valeurs limites. A partir de $D=4R$ (figure 3.15) l'interaction se réduit seulement à la diminution de la valeur de l'énergie sans modification de l'allure générale des courbes. D'ailleurs on peut constater, comme dans le cas de la fissure extérieure, que les courbes se rapprochent de celle de la cavité isolée.

En définitive, on peut dire que si l'interaction entre les microcavités modifie les conditions de propagation des fissures étudiées, elle n'influe pas de manière significative sur le caractère stable de cette propagation. Les résultats obtenus ont à peu près l'allure de ceux de la cavité unique.

3.2.3 MODELE DU TROU ELLIPTIQUE

Nous examinons dans ce paragraphe la dernière possibilité évoquée dans le cas d'une fissure de traction émanant d'une cavité. Il s'agit essentiellement d'étudier l'effet de la courbure de la cavité sur la stabilité de la propagation d'une telle fissure. Le modèle étudié est celui de la figure 3.17.

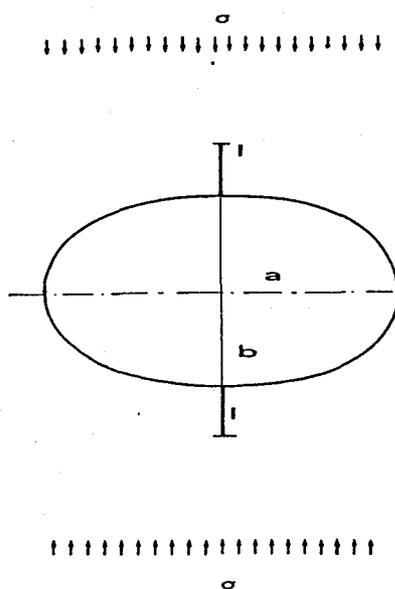


Figure 3.17:

Modèle de cavité elliptique - Définition des paramètres a, b, l

La variation de l'excentricité s'est faite à travers celle de a, b étant maintenu fixe. Les résultats sont donnés sous forme de $GE/(\pi\sigma^2b)$. Les figures 3.18 et 3.19 montrent les résultats obtenus, respectivement pour des excentricités $a/b \leq 1$ et $a/b \geq 1$.

On remarque sur ces figures que l'énergie augmente avec l'excentricité a/b de la cavité. L'allure générale des courbes reste sensiblement la même que dans le cas de la cavité circulaire; sauf pour a/b très élevé (a/b = 5) où la propagation est instable dès le début. Par contre, la longueur, à partir de laquelle la propagation devient stable, croît avec a/b.

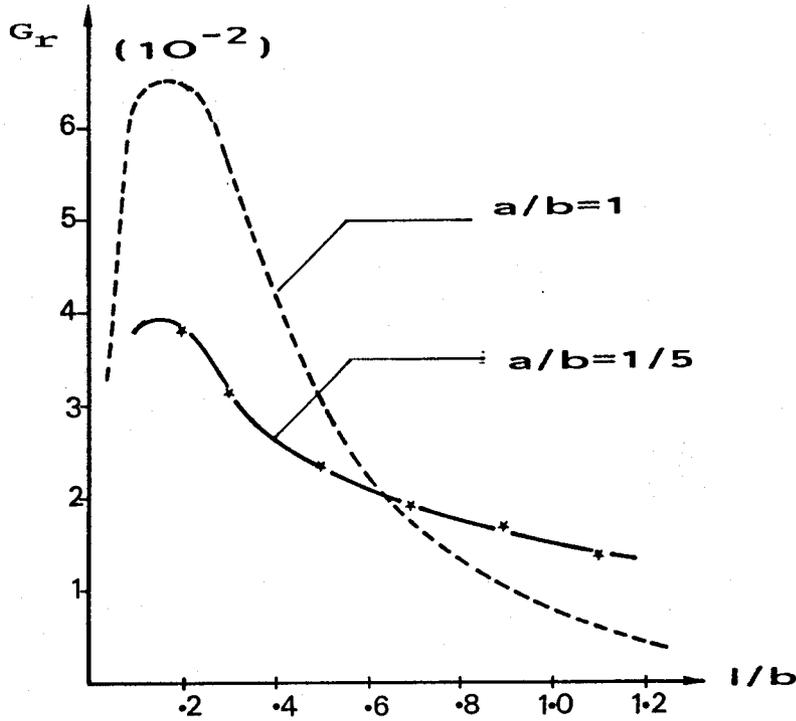


Figure 3.18:

Modèle de cavité elliptique - Variation de G pour des excentricités $a/b \leq 1$

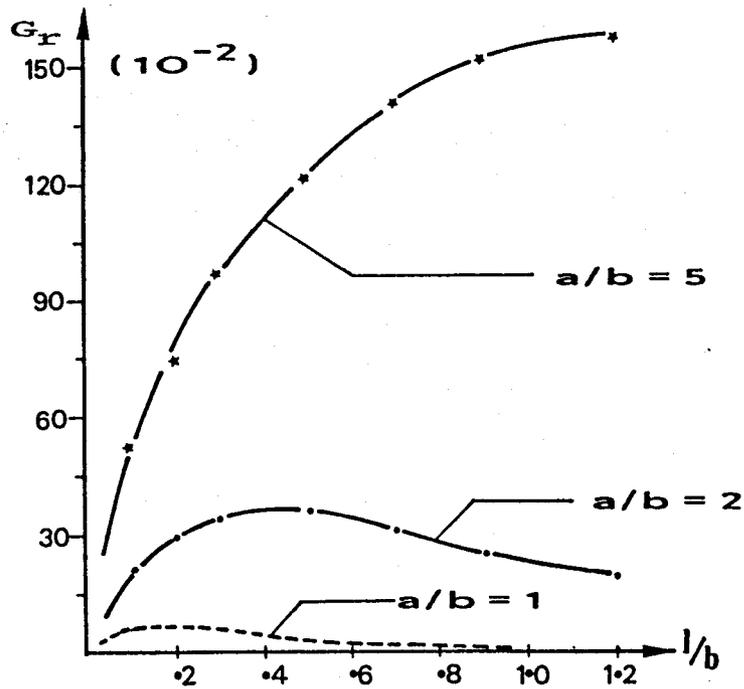


Figure 3.19:

Modèle de cavité elliptique - Variation de G pour des excentricités $a/b \geq 1$

3.2.4 CONCLUSIONS

Les différents résultats obtenus dans ce paragraphe 3.1 montrent la difficulté d'interprétation de la fissuration dans les matériaux rocheux à partir du seul modèle de microcavité. En effet, la forte stabilité (ou semi-stabilité) de la propagation de la fissure de traction émanant de cavités implique une augmentation considérable de l'état de contraintes pour aboutir à la rupture complète de l'échantillon. A cette observation, on peut ajouter la quasi impossibilité de rendre compte de la rupture par bandes de cisaillement à partir de ce modèle physique. A moins de retenir une configuration spécifique d'inclusions comme celle présentée par DHAR et *al* (23) (figure 3.20) et dont l'utilisation serait assez complexe.

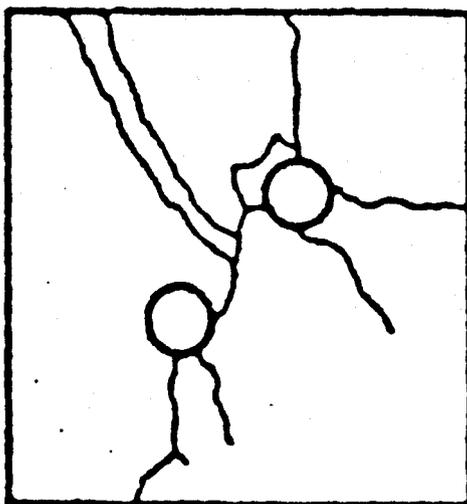


Figure 3.20:

Modèle expérimental d'interaction entre inclusions d'après DHAR et Al (23)

3.3: ETUDE NUMERIQUE DU MATERIAU FISSURE

3.3.1 ANALYSE THEORIQUE DU MODELE DE LA FISSURE INCLINEE

3.3.1.1 PRESENTATION DU MODELE

Ce modèle (figure 3.21) a été depuis longtemps envisagé pour interpréter la rupture dans les roches (7),(25),(82). Les raisons qui ont été évoquées par les différents auteurs pour justifier ce choix sont en général l'existence d'une forte dilatance ou de cycles d'hystérésis dans les matériaux rocheux. Le cisaillement existant sur les lèvres de la discontinuité serait selon les auteurs à la base de ces mécanismes. Les récentes études expérimentales s'appuient sur l'analyse de l'évolution structurale des échantillons en cours d'essais. De telles études sont menées à l'aide du Microscope à balayage électronique (76),(90),(97). On sait maintenant et de manière assez détaillée que plusieurs phénomènes, sont à l'origine de la localisation des déformations et de la rupture. Le mécanisme à partir des microcavités existe, néanmoins le mécanisme essentiel semble être celui de la coalescence, de l'interaction ou du développement de microfissures (17), (22),(69). Les travaux de WONG (97) , menés à l'aide d'un Microscope électronique à balayage de haute performance, démontrent notamment que ces microfissures sont plutôt inclinées. Ce résultat est confirmé par une autre étude énergétique, de type probabiliste , effectuée par le même auteur (99) .

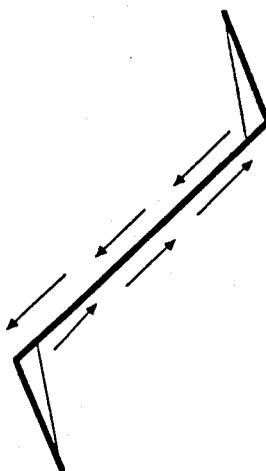


Figure 3.21:

Mécanisme physique existant sur la fissure inclinée frottante.

De par sa facilité de traitement (par rapport au modèle du trou) à l'aide de la mécanique linéaire de la rupture, c'est ce modèle de la fissure inclinée frottante qui est retenu pour l'étude du matériau fissuré.

3.3.1.2 RESULTATS THEORIQUES SUR LE MODELE

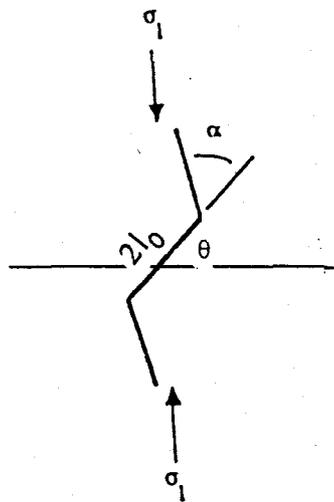


Figure 3.22:

Modèle de la fissure inclinée en milieu infini

Le modèle de matériau fissuré est celui schématisé sur la figure 3.22. Il est important de noter que la démarche qui va être suivie ici, diffère des techniques proches de l'homogénéisation ou de l'endommagement pour lesquelles l'analyse est menée à partir du niveau microscopique. Dans ces méthodes il s'agit généralement de modéliser le comportement macroscopique à partir de mécanismes microscopique (microfissures etc...) par le biais de certaines grandeurs moyennes (2). L'analyse de la rupture dans le présent travail n'a pas pour but d'établir un modèle de comportement; la réponse de l'échantillon de matériau se fait à travers les conditions d'évolution d'une discontinuité "prépondérante" qui est apparue dans le milieu. Dans un sens, cette étude peut se situer en post-localisation, la localisation correspondant au seuil d'apparition d'une discontinuité .

HYPOTHESES : Les hypothèses suivantes sont retenues:

- a) *Le matériau est considéré homogène, élastique fragile.*
- b) *Les non-linéarités observables en cours de sollicitations sont supposées résulter essentiellement de la propagation de la fissure prépondérante.*

Dans l'hypothèse b, la détérioration (endommagement), qui peut se poursuivre même en cours de fissuration dans certains matériaux est négligée. Corrolairement, l'idée d'une modélisation à fissure unique peut être gênante pour l'étude des matériaux fortement microfissurés où la propagation en volume de microfissures peut continuer à jouer un rôle non négligeable. Dans les matériaux à faible susceptibilité de fissuration en volume on peut néanmoins considérer comme acceptables les hypothèses faites.

Hormis les caractéristiques mécaniques du matériau (module d'élasticité, coefficient de Poisson, angle de frottement), les paramètres d'étude sont l'angle d'inclinaison de la fissure initiale et la longueur critique de cette fissure. Différentes tentatives théoriques ont été faites pour étudier le modèle de la fissure inclinée en milieu supposé infini. Les paramètres de ces études sont définis sur la figure 3.22.

Nous rappelons que sous sollicitations de compression les facteurs d'intensité de contraintes sont donnés par les formules 2.2 que nous reportons ici :

$$K_1 = 0, \quad K_2 = \sqrt{\pi l_0}(\sigma_1 + \mu \sigma_n)$$

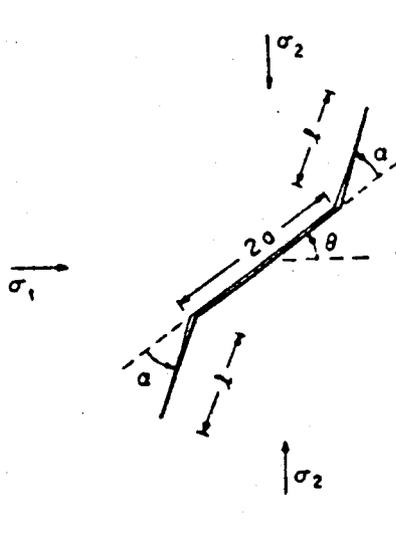
Ce résultat n'est valable que lorsque la fissure se propage dans son propre plan. Il n'est ainsi pas satisfaisant pour l'interprétation de ruptures de type colonnettes. De plus, s'il y a rupture dans le plan de la fissure, celle-ci ne peut-être qu'instable (G augmente à chargement constant), ce qui laisse supposer que l'on se trouve immédiatement dans la partie post-pic de la courbe contrainte - déformation. Cette conséquence n'est pas acceptable.

D'autres études théoriques, plus générales, ont été effectuées sur la fissure inclinée frottante en milieu infini. Elles peuvent être classées en deux catégories:

- celles qui ont pour objectif de construire un modèle de comportement global à partir du mécanisme de la fissure inclinée (17),(46), (87),(88). Il faut dire que cette approche, quoique très prometteuse, nécessite encore beaucoup de simplifications pour réaliser le passage micro-macro. Les simplifications portent surtout sur l'extrapolation des résultats d'une microfissure inclinée à l'ensemble des microfissures existantes.

- d'autres travaux qui se placent entièrement dans le cadre de la mécanique de la rupture (18),(39),(48),(69),(86). C'est le cas évidemment de la présente étude.

Certaines des études citées dans la seconde catégorie ont permis de généraliser les formules précédentes au cas d'angles de branchement non nuls. Par exemple, STEIF (86) , à partir de travaux de COTTEREL et RICE (18), a établi pour les facteurs d'intensité de contraintes les formules suivantes :



$$K_1 = \left[\frac{1}{2}(\sigma_1 + \sigma_2) + \frac{1}{2}(\sigma_2 - \sigma_1) \cos(2\theta + 2\alpha) \right] \sqrt{\frac{\pi l}{2}}$$

$$- \frac{3}{4} \left(\sin \frac{\alpha}{2} + \sin \frac{3\alpha}{2} \right) \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left[\frac{1}{2}(\sigma_2 - \sigma_1) \sin 2\theta + \mu \left[\frac{1}{2}(\sigma_1 + \sigma_2) + \frac{1}{2}(\sigma_2 - \sigma_1) \cos 2\theta \right] \right] [\sqrt{2a+l} - \sqrt{l}]$$

$$K_2 = \left[\frac{1}{2}(\sigma_2 - \sigma_1) \sin(2\theta + 2\alpha) \right] \sqrt{\frac{\pi l}{2}}$$

$$+ \frac{1}{4} \left(\cos \frac{\alpha}{2} + 3 \cos \frac{3\alpha}{2} \right) \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left[\frac{1}{2}(\sigma_2 - \sigma_1) \sin 2\theta + \mu \left[\frac{1}{2}(\sigma_1 + \sigma_2) + \frac{1}{2}(\sigma_2 - \sigma_1) \cos 2\theta \right] \right] [\sqrt{2a+l} - \sqrt{l}]$$

On vérifie que, pour l négligeable et $\alpha=0$, les valeurs de K_1 et K_2 tendent vers les résultats de LINO (58). Comme nous l'avions noté au premier chapitre , les deux précédentes formules ne sont valables que dans les cas où K_1 est positif ou nul. Malgré le fait qu'elles ne sont approximativement correctes que pour de faibles angles de branchement, l'auteur admet leur validité pour une large gamme d'angles. Les résultats qu'il obtient sont analogues à ceux de NEMAT-NASSER et HORII (39) qui ont procédé par une équation intégrale singulière avec développement asymptotique. Un cas traité en exemple par STEIF est reporté sur la figure 3.23. Les résultats sont présentés sous une forme sans dimension, puisque les facteurs d'intensité de contraintes sont rapportés aux sollicitations et à la longueur de la fissure.

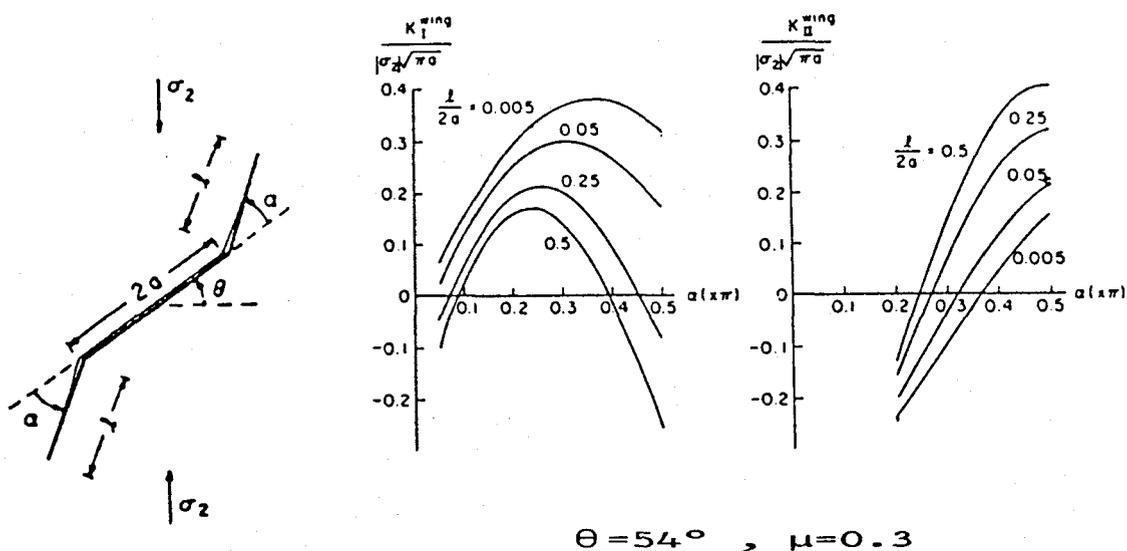


Figure 3.23 :

Facteurs d'intensité de contraintes en fonction de l'angle α
pour différentes valeurs de l'incrément de propagation.

(d'après STEIF [86])

Un certain nombre de remarques peuvent être faites à partir de cette figure notamment à propos de l'angle de propagation de la fissure. En effet, cet angle que nous noterons θ_0 est selon les différents auteurs proche de 70° . Pour cette valeur, on a en même temps K_2 négligeable, et le maximum de K_1 , ce qui n'est théoriquement vrai qu'à l'initiation. Précisons que ce résultat est celui auquel on aboutit par l'application du critère de la contrainte tangentielle $\sigma_{\theta\theta}$ maximale évoquée au premier chapitre. On peut remarquer que cette direction de propagation théorique semble relativement éloignée de celle qui devrait donner la propagation axiale de la discontinuité. Il est couramment admis que la fissure se brancherait suivant l'angle θ_0 puis $-\theta_0$ et ainsi de suite donnant alors globalement l'allure d'une fissuration macroscopique axiale (figure 3.24) (58). Les formules analytiques ne permettent pas une telle interprétation. Car il faudra être en mesure de calculer les facteurs d'intensité de contraintes ainsi que la direction de propagation pour chaque nouvelle configuration de la fissure. Par ailleurs, l'idée selon laquelle l'angle de propagation serait indépendant de l'orientation initiale de la fissure est discutable.

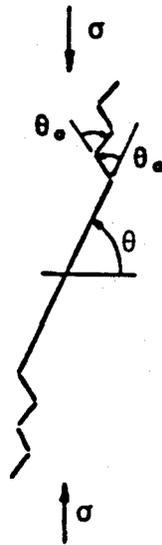


Figure 3.24:

Hypothèse théorique de la propagation en compression simple

A travers les différentes remarques, on se rend compte que si l'approche analytique est attrayante par la simplicité qu'on peut en espérer, elle se heurte dans l'état actuel des connaissances à de sérieuses difficultés d'ordre théorique. Son utilisation devrait, en toute rigueur être limitée à l'étude des conditions d'initiation de la fissuration. Cette absence de théorie générale de propagation de discontinuités en mode mixte confirme l'urgence d'un modèle de simulation numérique de la fissuration. Nous nous proposons ici de reprendre l'étude du modèle de la fissure inclinée en terme de taux de restitution d'énergie G .

Nous avons tout d'abord voulu faire une comparaison entre les résultats analytiques et nos résultats numériques. On se heurte à nouveau à la difficulté déjà évoquée qui est due à la non validité de la formule d'IRWIN pour une fissure qui se branche (α non nul). Dans le seul but de comparer l'allure des courbes nous avons représenté sur la figure 3.25 la variation de $G_r = GE/(\pi\sigma^2 l_0)$ en fonction de l'angle α . Les calculs sont effectués avec $\theta = 60^\circ$ et $\mu = 0.7$. Nous donnerons au paragraphe suivant les raisons qui ont guidé ce choix. Précisons que l'énergie G_r peut être comparée à:

$$G_{r(\text{analytique})} = (1 - \nu^2) \left[\left(\frac{K_1}{\sigma \sqrt{\pi a}} \right)^2 + \left(\frac{K_2}{\sigma \sqrt{\pi a}} \right)^2 \right]$$

On observe sur la figure 3.25 qu'à partir d'une valeur de α proche de 30° les deux résultats ne concordent plus. Le calcul numérique de G donne cependant une direction de propagation qui coïncide avec l'initiation de la fissuration axiale.

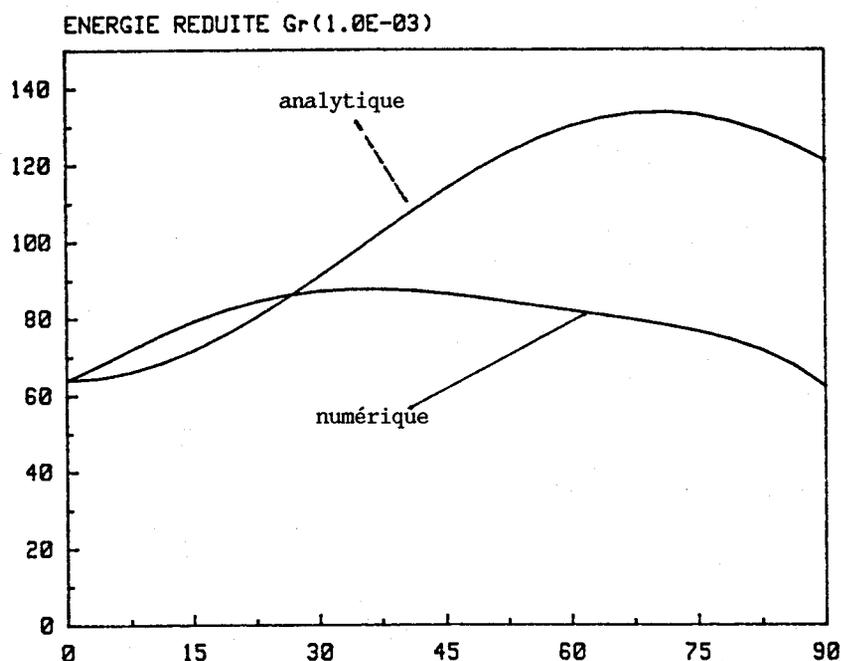


Figure 3.25 : $\theta = 60^\circ$, $\mu = 0.7$

Comparaison entre les calculs numérique et analytique

Milieu infini - Variation de G_r en fonction de l'angle α

3.3.2 INITIATION DE LA RUPTURE AXIALE (51)

L'étude menée ici porte sur un échantillon de roche fissuré. Il s'agit d'une plaque rectangulaire de dimensions 50 mm x 100 mm, donc d'éclancement 2. Les différents paramètres du modèle étudié sont définis sur la figure 3.26. Ces paramètres sont la longueur critique de fissure $2l_0$ et l'orientation initiale θ de la fissure. La taille initiale de la discontinuité est prise égale à 5mm soit le dixième de la plus petite dimension de la plaque. Ce choix, un peu arbitraire, a été cependant guidé par le fait qu'il s'agit ici d'une discontinuité majeure apparue dans l'échantillon. D'autres longueurs de fissure seront cependant analysées à titre de comparaison dans la suite du travail. La fiabilité des calculs dépend en partie de la précision avec laquelle sont déterminés les paramètres d'étude.

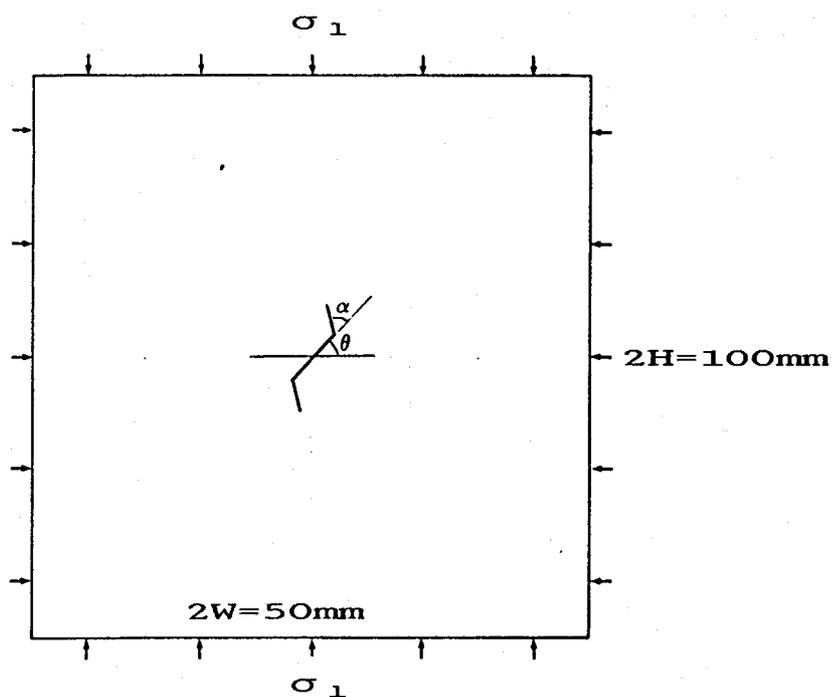


Figure 3.26 :

Modèle d'échantillon de matériau étudié. Définition des paramètres.

En supposant une distribution aléatoire des orientations initiales θ , nous avons ainsi recherché la valeur de θ la plus défavorable vis à vis de la rupture. La plage 45° - 90° a été testée. La variation de l'énergie de propagation en fonction de μ pour ces différents angles est présentée sur la figure 3.27. Nous rappelons que l'énergie de propagation est l'énergie maximale quand on fait varier l'angle α .

On remarque sur cette figure, que pour des valeurs courantes du coefficient de frottement (0.5 -1.0) l'angle initial correspondant G_r maximum est de 60° . Cette constatation est en accord avec l'observation expérimentale courante et correspond ici au critère de GRIFFITH. Nous utiliserons ce résultat dans les modélisations ultérieures.

Par ailleurs, on peut remarquer que pour un angle θ donné l'énergie diminue quand μ augmente. Cela s'explique par le fait qu'une forte valeur du coefficient de frottement permet de mobiliser un glissement peu important. Une faible valeur de μ tend ainsi à favoriser une fissuration précoce (G élevé implique une faible contrainte σ pour atteindre G_c).

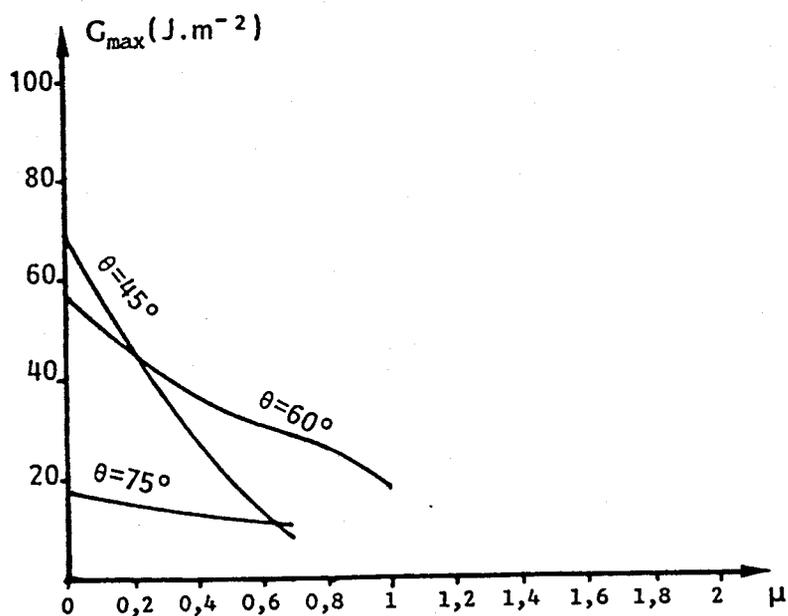


Figure 3.27 :

Compression simple: Energie de propagation en fonction de μ pour différentes valeurs de θ .

Pour $\theta=60^\circ$, le dépouillement des résultats précédents en terme de variation par rapport à l'angle α a été effectué (figure 3.28)

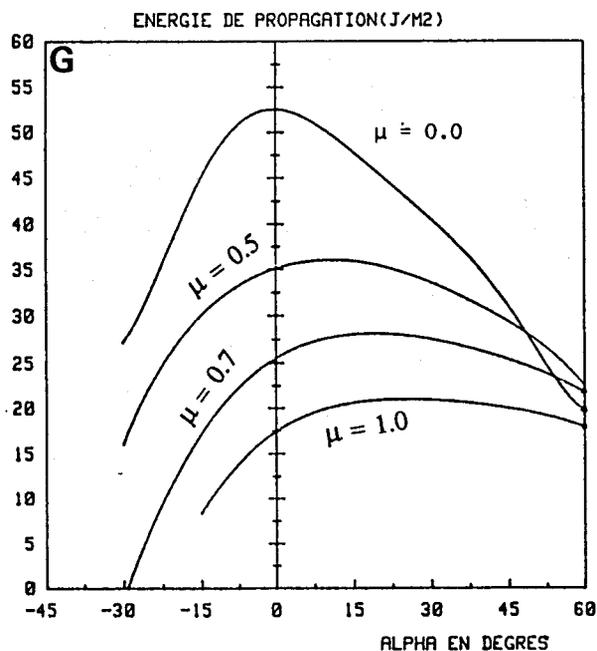


Figure 3.28:

$\theta=60^\circ$ Variation de l'énergie en fonction de l'angle de branchement pour différentes valeurs du frottement

A partir de la figure 3.28, il semble que l'angle de propagation soit un peu dépendant du coefficient de frottement. On remarque notamment que :

. pour des valeurs de μ se situant entre 0.5 et 1.0 l'angle de propagation est d'environ 30° soit une direction d'initiation axiale de la fissuration.

. L'angle de propagation est quasiment nul lorsque le coefficient de frottement est proche de 0. Cela signifierait que dans ces cas on tend vers un mécanisme de bande de cisaillement. Mais on peut se demander quelle est la réalité de tels coefficients de frottement?

3.3.3 EVOLUTION DE LA RUPTURE AXIALE :

Nous venons de voir les conditions d'initiation de la rupture. Cette section concerne la progression de la rupture au cours du chargement. Le paramètre θ est toujours fixé à 60° (voir section précédente).

Nous avons pu observer sur la figure 3.25 que, sous sollicitation de compression simple, l'initiation de la propagation se fait à peu près suivant la direction axiale pour des valeurs courantes de μ . Il s'agit maintenant d'étudier l'évolution de cette fissuration.

Le modèle utilisé est la plaque rectangulaire contenant la fissure après l'initiation de la rupture (figure 3.29). L'étude des conditions d'évolution de la fissuration axiale est menée à travers la variation de l'énergie d'avancement de fissure G en fonction de la longueur de fissure propagée L . Dans cet objectif, la méthodologie suivie consiste à se fixer une longueur L et à calculer pour celle-ci les valeurs de G pour différentes orientations de l'incrément de propagation. Le chargement est maintenu constant dans le calcul.

Les calculs ont d'abord permis de confirmer l'hypothèse d'une propagation axiale de la fissure. La figure 3.30 montre la variation de G en fonction de la longueur propagée L .

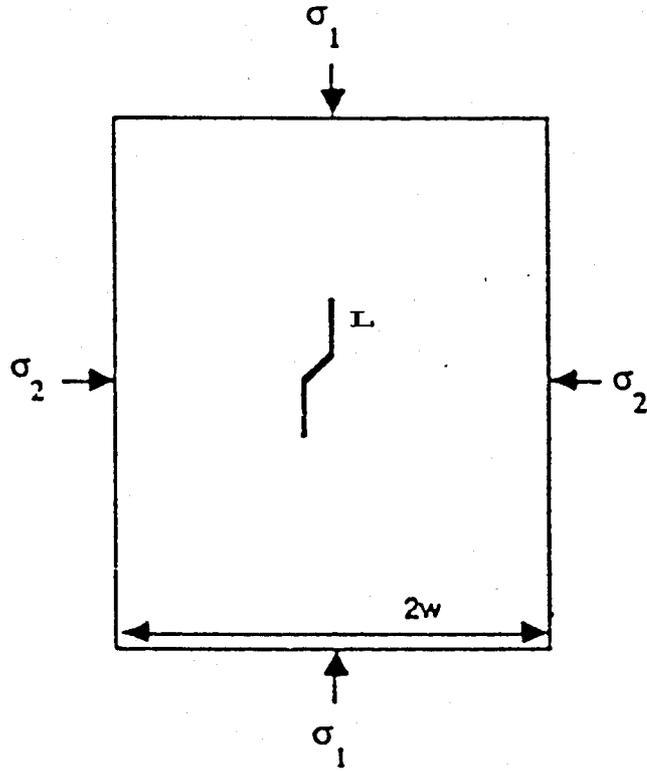


Figure 3.29 :
Modèle de propagation axiale dans l'échantillon

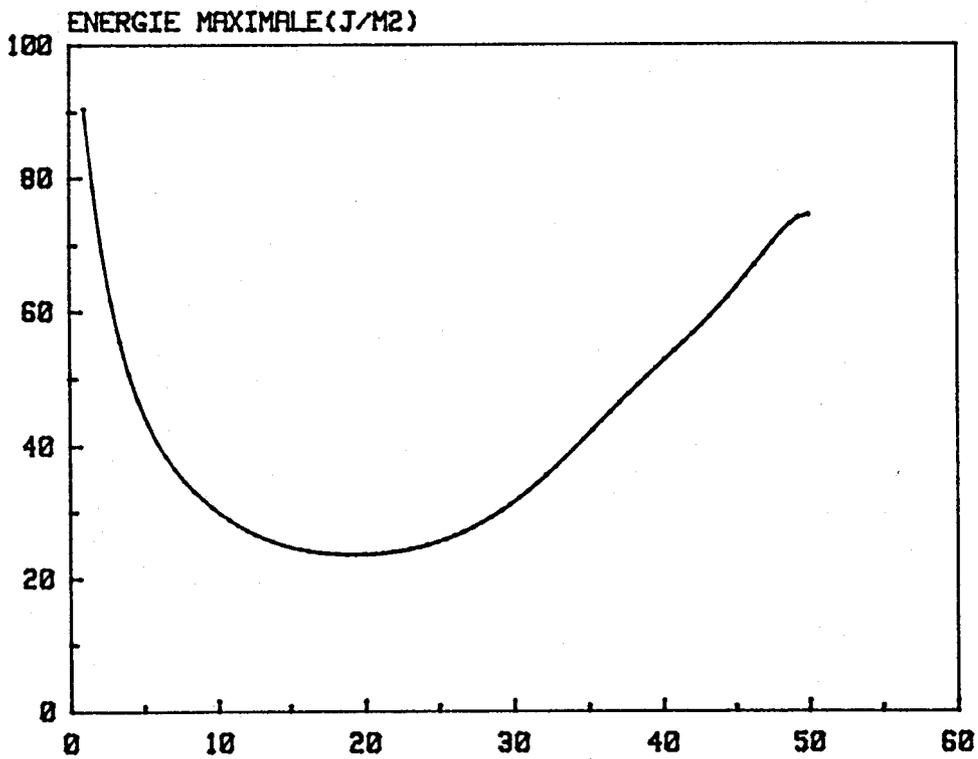


Figure 3.30: $2l_0 = 5\text{mm}$, $\mu = 0.7$

Progression de la rupture axiale - Variation de G en fonction de L

Au cours de l'évolution axiale de la fissuration on observe ainsi deux phases distinctes :

- Une propagation stable des fissures. A la fin de cette phase la longueur totale est environ égale à la moitié w de la largeur de la plaque étudiée. Ce résultat est confirmé par un calcul pour une autre valeur de l_0 (figure 3.31).

- Une deuxième phase essentiellement caractérisée par une nette instabilité de la propagation.

Cette constatation a déjà été signalée par OKUBO et PENG (71) dans une étude numérique par éléments finis, mais sans explication. L'interaction entre la discontinuité et les conditions aux limites a été récemment suggérée par HOLZHAUSEN et al (38). Nous avons confirmé cette hypothèse en traitant la même fissure en milieu infini. Les résultats (figure 3.32) montrent, en comparaison avec le cas de la plaque finie, une stabilité complète de la propagation pour le milieu infini.

Dans le cas de l'échantillon, tout se passe dès le début de la propagation comme s'il y avait une compétition entre le mécanisme d'évolution axiale (stable) de la fissure et l'influence des conditions aux limites de l'échantillon.

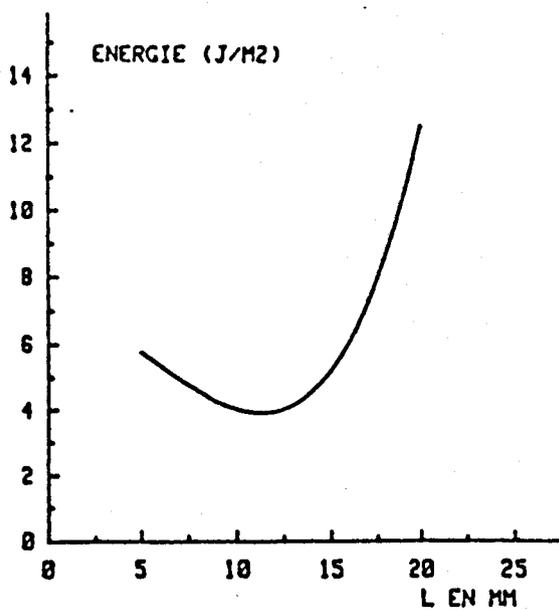
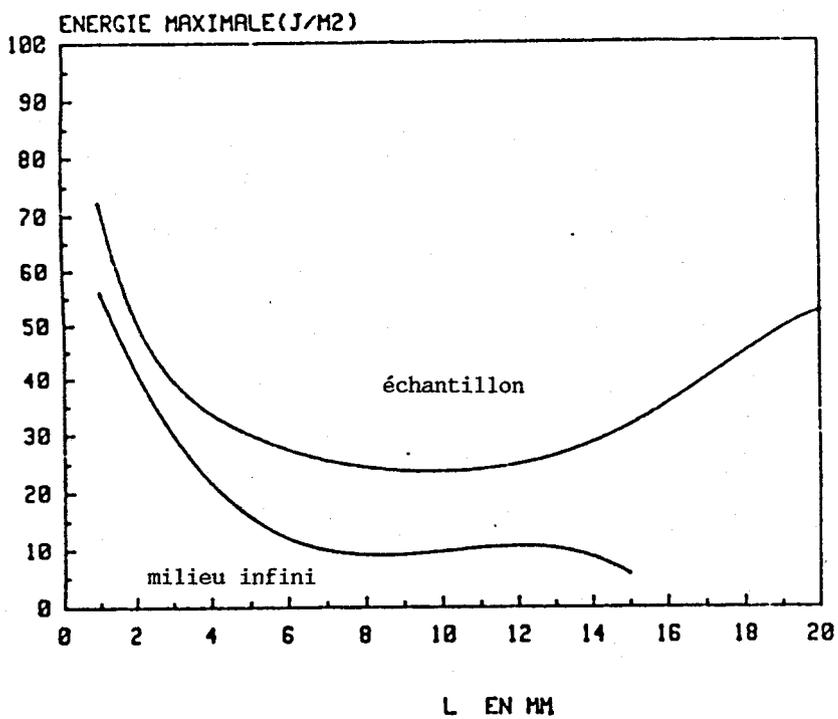


Figure 3.31: $\mu = 0.7$

Variation de l'energie en fonction de L pour $2l_0 = 2\text{mm}$



Figures 3.32: $\mu = 0.7$

$2l_0 = 5\text{mm}$ - Courbes d'énergie en fonction de L

Comparaison entre les conditions de propagation en milieu infini et dans l'échantillon

3.3.4 . INTERPRETATION EN TERME DE CONTRAINTES :

Il est intéressant de traduire ces résultats en terme de contraintes par l'application du critère de GRIFFITH. Pour cela, il faut tout d'abord connaître la caractéristique G_c du matériau. Dans la littérature G_c est souvent déterminée à partir de l'essai de flexion trois points. Mais il n'est pas sûr qu'en état de compression, cette manière de procéder soit correcte. WONG (98), à partir d'un schéma d'intégration proposé par RICE, définit une méthode de détermination de G_c . L'intégration de RICE qui se fait à partir de la courbe complète, a l'inconvénient d'être basée uniquement sur une surface de rupture en cisaillement pur (bandes de glissement). G_c apparaît dans cette méthode comme lié à K_{2C} . En ce qui concerne notre calcul nous avons choisi d'évaluer G_c à partir de la courbe contrainte-déformation transversale. Reprenant la figure 1.3, on fait l'hypothèse que l'énergie critique G_c est atteinte lorsque les premières non-linéarités apparaissent sur la courbe de déformations transversales. Cette contrainte peut être raisonnablement assimilée au seuil de dilatance. Connaissant la configuration initiale de la fissure (l_0 et θ connus) et les valeurs de E et ν , G peut donc être numériquement calculée à partir de la courbe de la figure 3.26 puisqu'on dispose de la valeur de la contrainte.

L'interprétation en terme de contraintes des courbes d'énergie se fait par application du critère de GRIFFITH. La courbe de contrainte est le lieu des contraintes où l'énergie critique G_c est atteinte pour chaque valeur de L . Dans le cas d'une sollicitation axiale l'énergie d'avancement G varie comme le carré des contraintes pour L fixé. σ_1 étant la valeur de la contrainte avec laquelle nos calculs ont été effectués, la contrainte $\sigma(L)$ recherchée est donnée par:

$$\sigma(L) = \sigma_1 \times \frac{\sqrt{G_c}}{\sqrt{G}}$$

σ varie ainsi donc comme l'inverse de \sqrt{G} . L'application au cas de la figure 3.30 permet de tracer la courbe de variation de la contrainte en fonction de la longueur propagée L (figure 3.33).

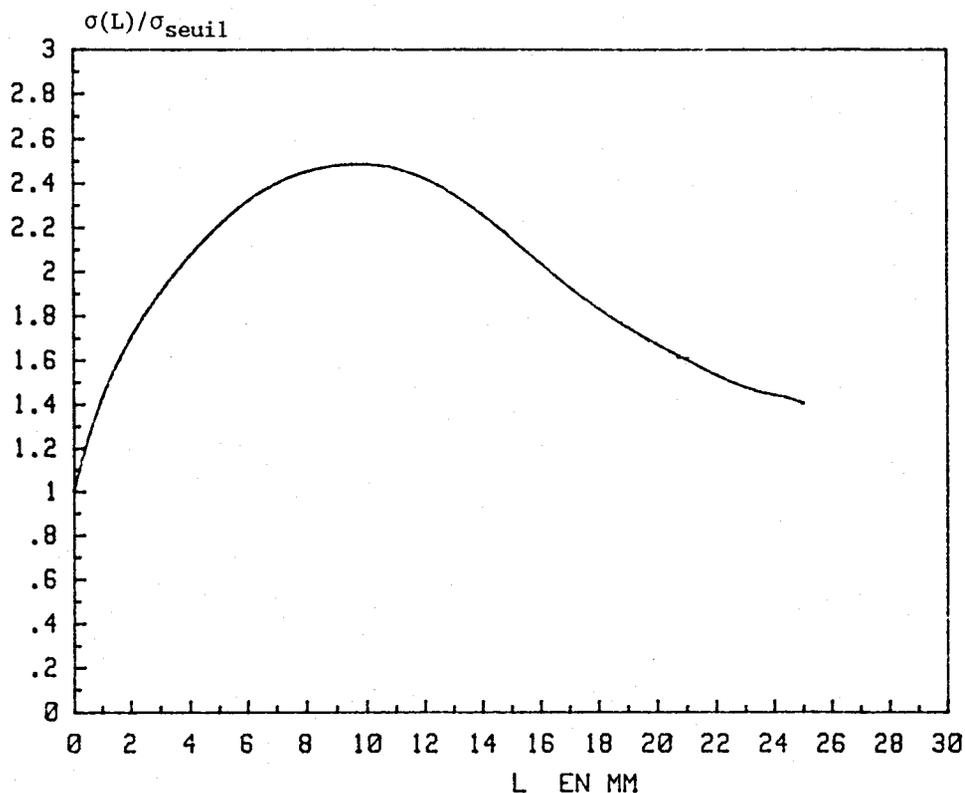


Figure 3.33:

$2l_0 = 5\text{mm}$, $G_c = 50 \text{ J/m}^2$; Compression simple

Courbe de contrainte en fonction de la longueur de fissure axiale

Le pic de contrainte observable sur l'échantillon apparaît ainsi, non pas comme un "accident de parcours", mais plutôt comme le résultat de la progression de la discontinuité dans le cadre de la géométrie de l'échantillon. Par ailleurs, on remarque sur cette figure que le seuil de dilatance se situe aux environs de 40-50% de la contrainte de pic, ce qui semble concorder avec les observations expérimentales faites par exemple sur le grès de Fontainebleau.

Nous avons repris la même analyse en contraintes pour étudier l'effet du coefficient de frottement sur les résultats. Nous avons déjà souligné que pour une roche, μ varie généralement entre 0.5 et 1.0. Ces deux valeurs ont été utilisées dans les calculs. Les résultats obtenus sont très semblables (figure 3.34) et l'on constate que la valeur de l'énergie (à une valeur de L donnée) décroît quand le coefficient de frottement μ augmente.

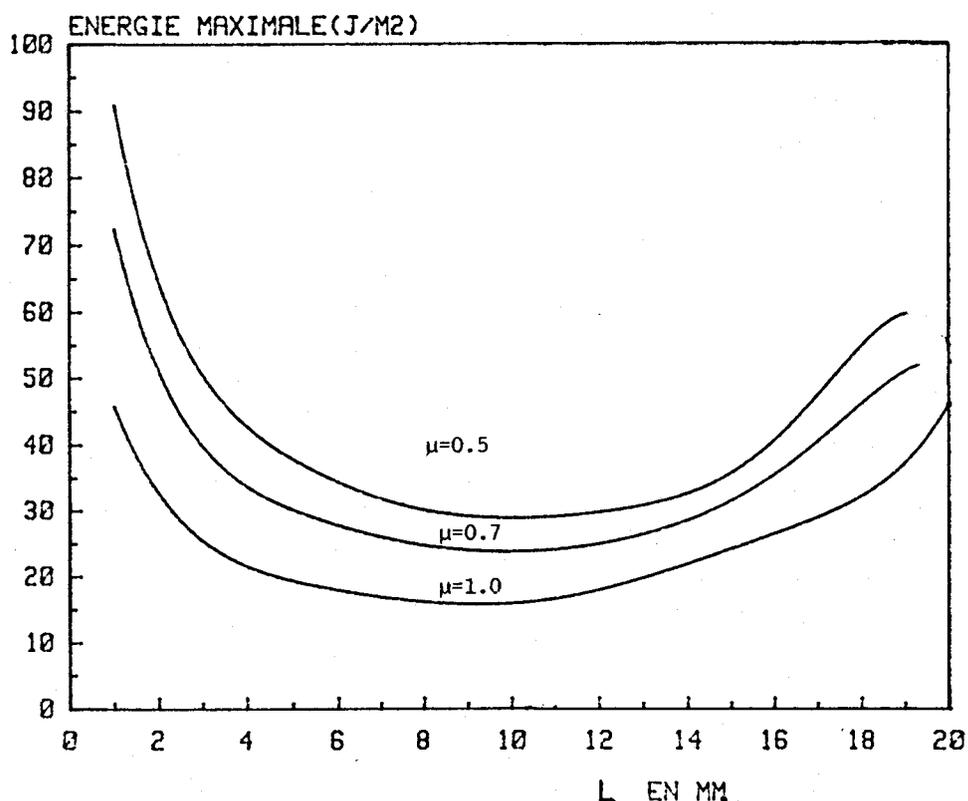


Figure 3.34: $2l_0 = 5\text{mm}$

Variation de $G(L)$ pour différentes valeurs de μ

Pour $\mu = 0.5$ et $\mu = 1.0$ la précédente démarche de calcul de G_c doit donner des valeurs de G_c légèrement différentes que pour $\mu = 0.7$. Nous avons effectué deux calculs.

Dans le premier cas, G_c est considérée comme caractéristique du matériau c'est à dire constante. Les courbes de contraintes déduites pour les différents coefficients de frottement sont ainsi présentées sur la figure 3.35a. On remarque que la courbe de contrainte ne varie pratiquement pas avec μ . Le second calcul a été effectué en tenant compte de la variation de G_c en fonction du coefficient de frottement. Les résultats de ce calcul sont fournis par la figure 3.35b. On constate que l'allure des courbes n'est pas vraiment modifiée. Par contre, la résistance augmente légèrement avec le frottement, ce qui se déduit très normalement des résultats de la figure 3.34.

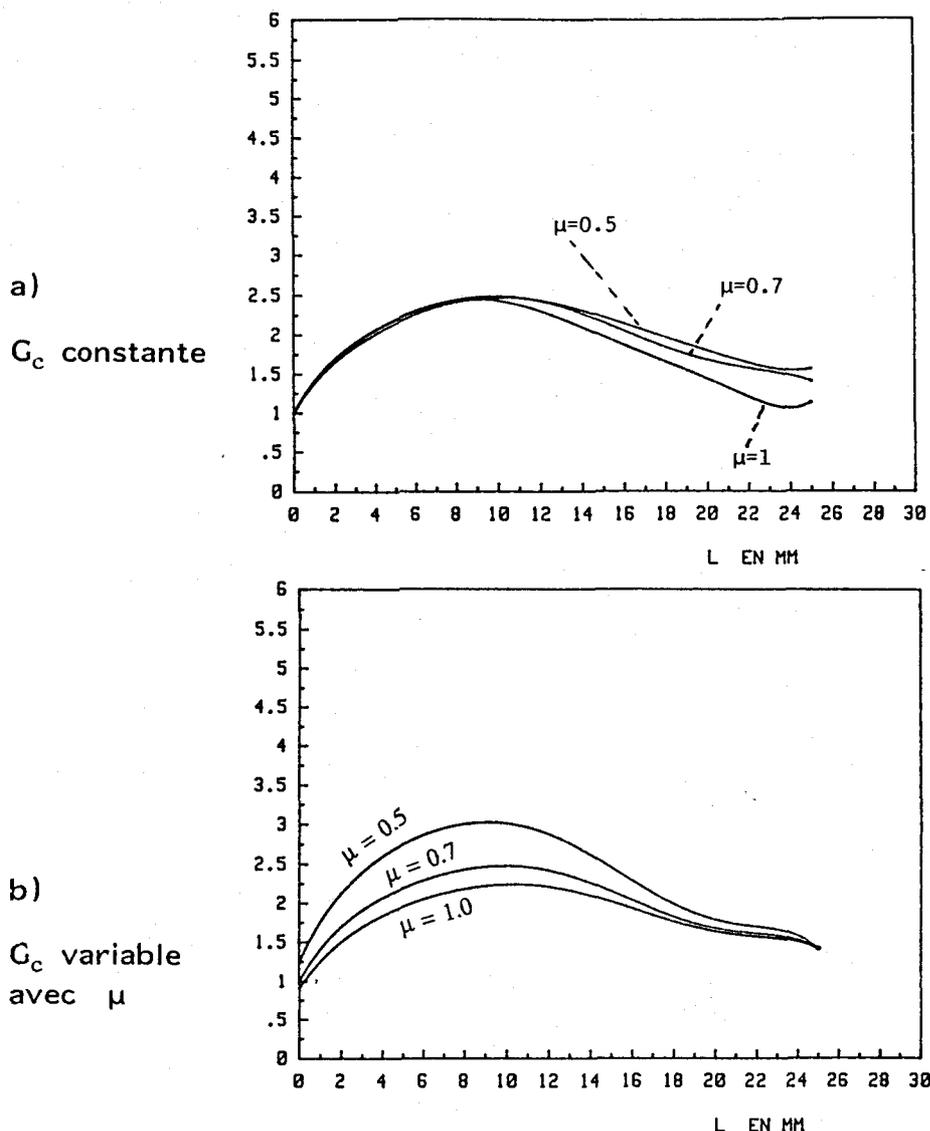


Figure 3.35:

Compression simple - Courbe de contraintes en fonction de L
Pour différentes valeurs du coefficient de frottement.

3.3.5 INFLUENCE DU CONFINEMENT : transition fragile - ductile

L'étude menée en compression simple a montré un mécanisme de rupture en extension (ouverture de fissures axiales). Il nous a paru important de voir les modifications que peut apporter la pression de confinement sur un tel mécanisme. Dans la simulation numérique effectuée, σ_3 est fixé constant. Pour un confinement $\sigma_3=10\text{MPa}$, nous avons repris l'étude de l'orientation initiale θ la plus défavorable vis à vis de la rupture (figure 3.36). Les calculs ont été menés avec la même contrainte axiale qu'en compression simple. Les résultats montrent que pour les valeurs courantes de μ , l'angle θ recherché est encore de l'ordre de 60° .

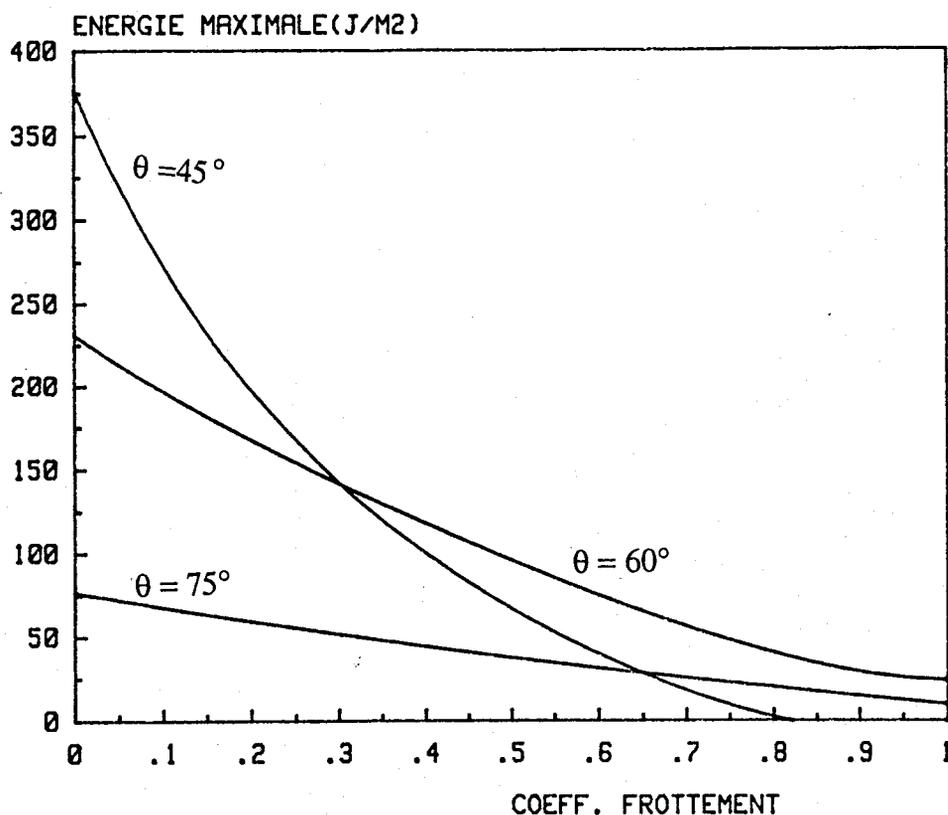


Figure 3.36:

$\sigma_3 = 10 \text{ Mpa}$ - Variation $G(\mu)$ pour différentes valeurs de θ

L'étape suivante du calcul consiste en la recherche de la direction d'initiation de la rupture. La figure 3.37 donne les variations de G en fonction de l'angle de branchement α pour différentes pressions de confinement. Les résultats sont obtenus avec $\mu = 0.7$.

On constate que la direction de la propagation est toujours axiale. Si on compare ces courbes à celle obtenue en compression simple (figure 3.28), on remarque que le niveau d'énergie G diminue fortement quand la pression de confinement augmente. Cela est lié au fait qu'une augmentation de σ_3 accroît fortement la valeur de la contrainte normale sur la fissure inclinée; ce qui a pour conséquence de diminuer le glissement sur la discontinuité initiale.

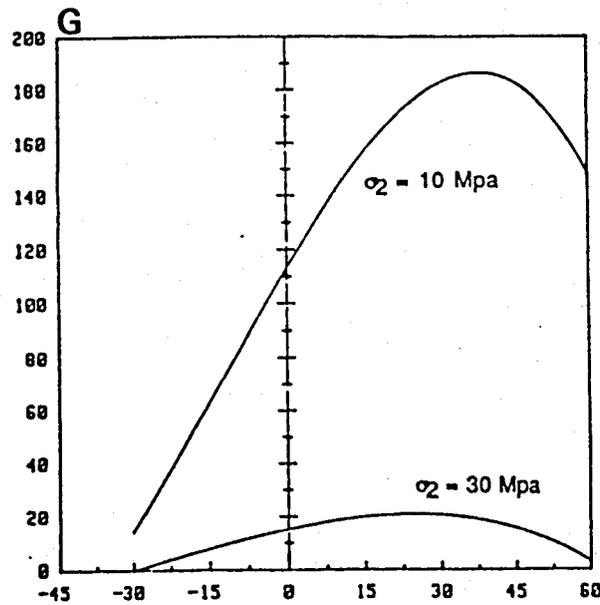


Figure 3.37:

Courbe de G en fonction de l'angle de branchement α pour différentes pressions de confinement.

L'évolution de la rupture a été étudiée. Dans le cas présent d'une sollicitation biaxiale, la méthode utilisée au chapitre 3.2.2 pour l'interprétation en terme de contrainte axiale n'est plus valable; G ne varie plus ici comme le carré de la contrainte axiale. Nous avons été amenés à rechercher directement, pour une valeur donnée de la longueur, la contrainte pour laquelle $G(L)=G_c$. La procédure adoptée consiste simplement à calculer, pour L fixée, l'énergie G à différents niveaux de contraintes σ_1 . On peut alors tracer la courbe $G(\sigma_1)$ pour toutes les valeurs de L. La figure 3.38 donne les résultats obtenus pour σ_3 fixée à 10 Mpa. On peut en déduire les résultats pour $\sigma_3 = 30 \text{ Mpa}$.

La variation des contraintes dans chacun des cas est obtenue par l'intersection de la droite horizontale $G=G_c$ avec les différentes courbes. Les résultats sont reportés sur la figure 3.39 pour les trois pressions de confinement étudiées.

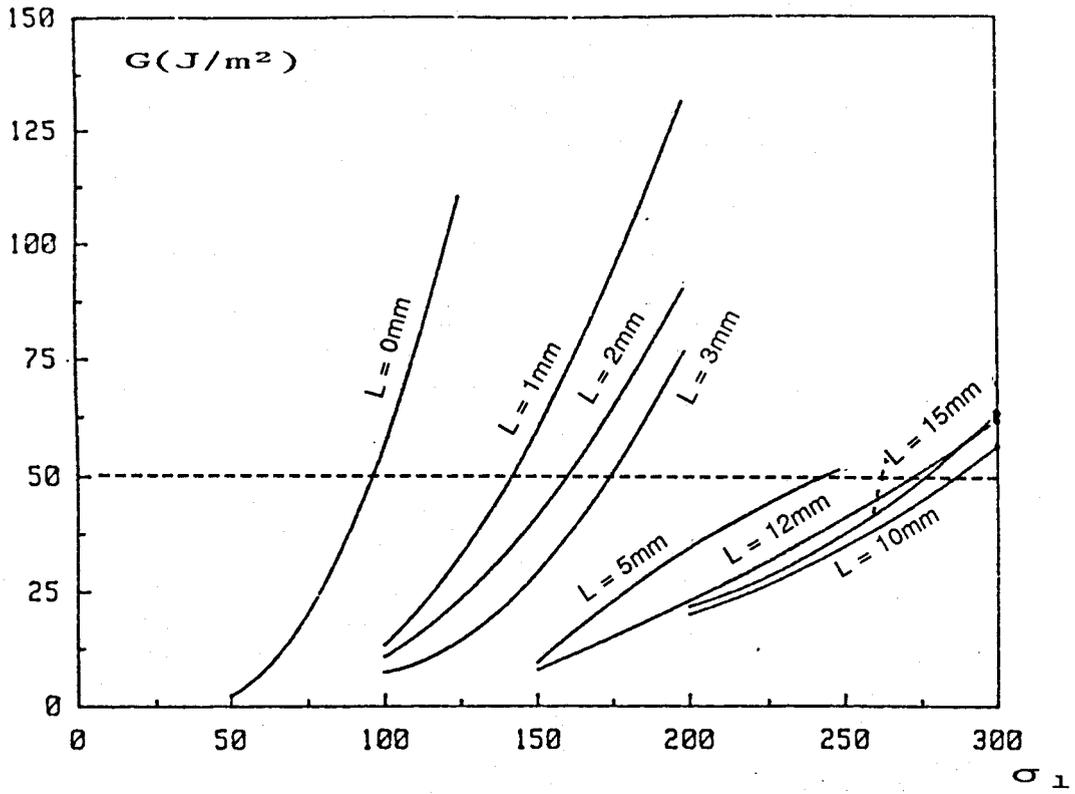


Figure 3.38:

$\sigma_3 = 10 \text{ Mpa}$ - Variation de $G(\sigma)$ pour différentes valeurs de L

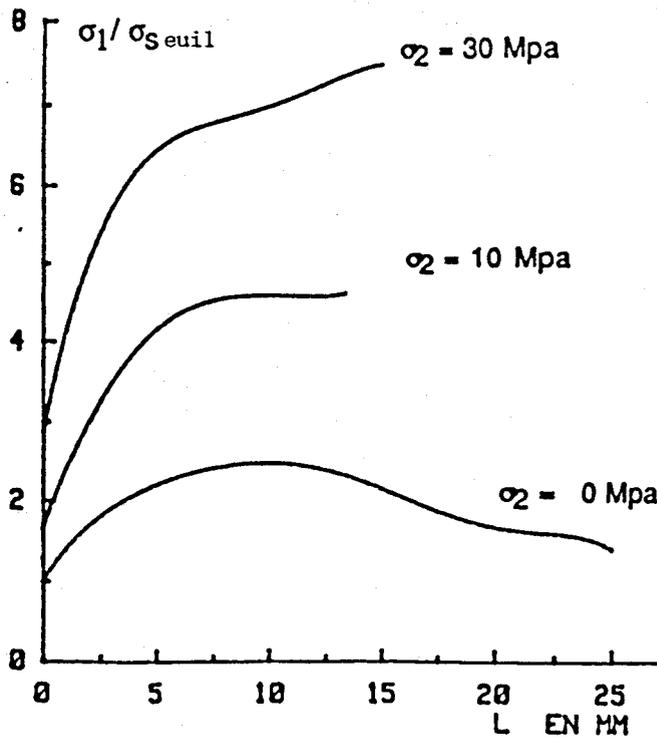


Figure 3.39:

Influence de la pression de confinement

Variation de contraintes en fonction de la longueur de fissure propagée

Nous remarquons que l'augmentation de la pression de confinement retarde ou supprime presque l'apparition de l'instabilité. L'échantillon montre au fur et à mesure que σ_3 augmente une tendance au durcissement, similaire à la transition fragile-ductile classique. Par ailleurs le seuil d'apparition de la discontinuité (par hypothèse la contrainte où G atteint pour la première fois G_C) croît avec σ_3 si G_C est indépendant de σ_3 comme nous l'avons admis ici.

3.4 RUPTURE EN BANDES DE CISAILLEMENT

Le modèle physique de la fissure inclinée isolée que nous venons d'étudier n'a pas permis de retrouver, même dans le cas de confinements relativement élevés, des surfaces de rupture par bandes "de cisaillement" (propagation de la fissure dans son propre plan). S'il se prête aisément au calcul de la mécanique de la rupture, le modèle n'est pas très satisfaisant notamment pour les matériaux à forte microfissuration initiale (très probablement roches de classe I), car dans ces cas, la coalescence et l'interaction entre fissures peuvent jouer un rôle important dans la réponse du matériau. La prise en compte de cette interaction dans un calcul analytique de mécanique de la rupture a été récemment abordée par KEMENY et COOK (48) (figure 3.40a). Les résultats présentés par ces auteurs (courbe contraintes-déformations longitudinales) montrent l'instabilité de la propagation des fissures (figure 3.40b). Ce résultat n'est pas trop surprenant puisque la propagation se fait dans le plan des fissures (cisaillement pur).

On peut émettre une critique importante vis à vis de ce type de modèle: le schéma de microfissuration choisi contient en lui même la réponse. Une disposition de microfissures telle que celle de la figure 3.40 a conduit naturellement à une "bande de cisaillement" , une autre disposition aurait induit d'autres résultats. En outre, un tel mécanisme ne peut apparaître qu'après une propagation stable (partie pré-pic de la courbe de comportement), c'est-à-dire après des propagations ou micropropagations axiales de microfissures. Ainsi, ce modèle reste qualitatif mais probablement proche de la réalité. La question fondamentale à savoir comment passe-t-on d'une microfissuration axiale à une bande de "cisaillement" reste totalement ouverte. On peut

néanmoins supposer, par exemple que, par interaction ou par coalescence de microfissures, on atteint une longueur critique $2l_{oc}$ à partir de laquelle la fissure se propagerait plutôt dans son plan.

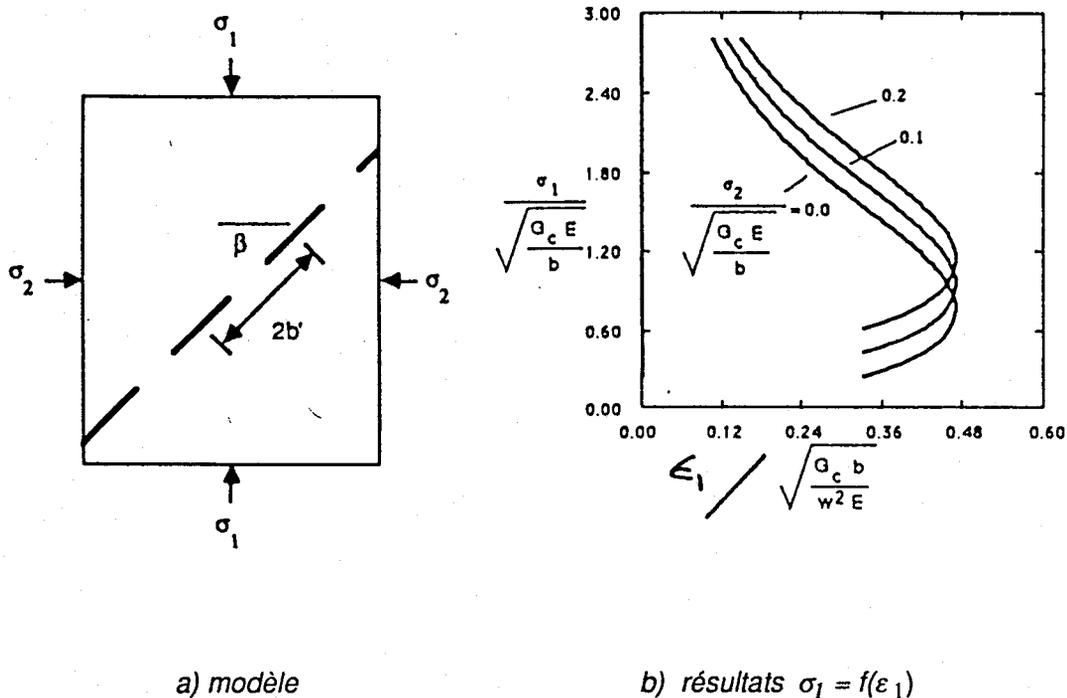


Figure 3.40:

Modèle d'interaction de fissures inclinées d'après KEMENY et COOK (48)

CHAPITRE IV

ANALYSE DE LA RUPTURE AUTOUR
DES CAVITES SOUTERRAINES

Dans les ouvrages souterrains surviennent souvent des ruptures dites "de décompression", parfois brutales et violentes (73), (63). Les problèmes d'instabilité de cavité concernent aussi bien le génie civil, le génie minier que l'industrie pétrolière. Dans le cas des forages pétroliers, par exemple, différentes études ont été menées à propos des instabilités. On peut notamment citer celles de BRATLI et al (11), ou encore l'étude récapitulative de CHEATHAM (15). Ces ruptures sont manifestement la conséquence d'états de contraintes excessifs dans le massif excavé. Si, dans le cadre d'un comportement élastique linéaire, la distribution des contraintes est parfaitement connue (solution de KIRSCH), il subsiste encore des incertitudes quant au niveau de contraintes où apparaît la rupture. Les critères de rupture généralement utilisés (Mohr-Coulomb par exemple etc. ...) sont souvent mis en défaut (tenues anormales de parois, mécanismes de rupture non prévus, etc. ...). Les éventuelles raisons d'une telle inadéquation seront évoquées dans ce chapitre. On dispose à l'heure actuelle d'un certain nombre de données expérimentales ainsi que de récentes approches théoriques intéressantes (élasticité non linéaire, théorie de la bifurcation, etc. ...). Les conclusions de ces études expérimentales et théoriques sont analysées au premier paragraphe du chapitre.

Dans le but de mieux comprendre les mécanismes par lesquels s'initient et se développent les ruptures autour des cavités, l'étude présentée dans ce chapitre est menée en termes de propagation de surface de discontinuités. Il s'agit essentiellement d'une application du modèle physique étudié au chapitre 3. Le second paragraphe traite ainsi de l'initiation de la rupture. Les conditions de progression de la rupture initiée sont alors examinées au troisième paragraphe. Une interprétation est fournie aux ruptures différées souvent observées autour des cavités. Pour le praticien ou concepteur d'ouvrages, il est important de savoir comment certains paramètres agissent sur la stabilité de l'ouvrage. Aussi, l'influence de la géométrie, de l'état de contraintes in situ et des caractéristiques du matériau excavé sur la stabilité de l'ouvrage sera abordée à la fin du chapitre.

4.1 DONNEES EXPERIMENTALES ET THEORIQUES SUR LA RUPTURE AUTOUR D'OUVRAGES SOUTERRAINS :

4.1.1 RESULTATS EXPERIMENTAUX

Les problèmes de stabilité d'ouvrages ont amené les mécaniciens des roches à s'intéresser à l'étude expérimentale de la rupture autour des cavités (31),(78),(80). Il peut aussi s'agir d'observations in situ (72),(84). Les essais généralement effectués peuvent être classés en deux catégories : essai biaxial sur plaque rectangulaire percée de trou, essai hydrostatique sur cylindre creux, Ces études permettent d'estimer les niveaux de contraintes où apparaissent les premières ruptures et au mieux de décrire l'évolution de celles-ci. Globalement, les constatations faites montrent que les ruptures sont obtenues à des niveaux de contraintes relativement élevés par rapport à la résistance en compression déterminée par un essai conventionnel (32).

L'observation de la rupture porte essentiellement sur le réseau de fracturation qui se développe autour de la cavité. La détection des premières ruptures se fait soit par une analyse des déformations soit par des méthodes ultrasonores. Nous avons déjà évoqué au chapitre 3 (section 3.2.1) les travaux de LAJTAI et al (53) qui, dans le cas d'un faible confinement, décrivent la rupture d'une plaque percée d'un trou en cinq étapes. Il est évident que le schéma proposé par ces auteurs ne permet pas de prédire l'apparition d'une rupture locale, sous forme d'écailles (figure 4.1) (93).

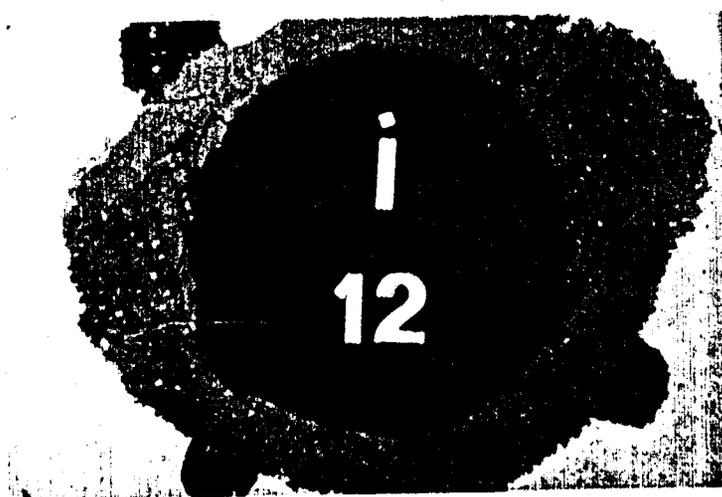


Figure 4.1 :

Ecaillage autour d'une cavité circulaire (Photo de GUENOT)

Différentes études plus récentes, aussi bien sur cylindre creux que sur plaque percée de trou, montrent au contraire que les ruptures débouchent souvent à la paroi de la cavité formant ainsi de petites plaques de roche. Il semble, au travers de la littérature récente, que les deux principaux types des discontinuités (en extension ou en cisaillement) apparaissent au cours de la rupture (26), (60). Si l'identification de ces discontinuités est relativement claire, on ne connaît pas encore de façon précise l'endroit où elles s'initient, ni sous quelles conditions elles évoluent. A partir d'essais uniaxiaux sur plaque percée de trou, MASTIN (62) observe que l'initiation se fait à l'intérieur du parement sur le prolongement du diamètre horizontal à une distance de quelques pourcents du rayon (figure 4.2).

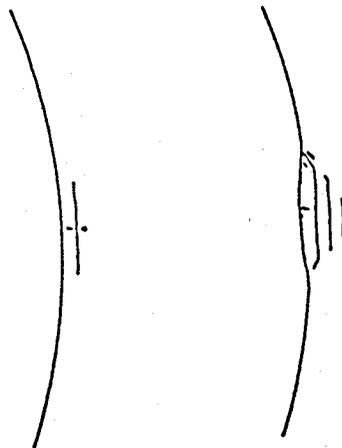
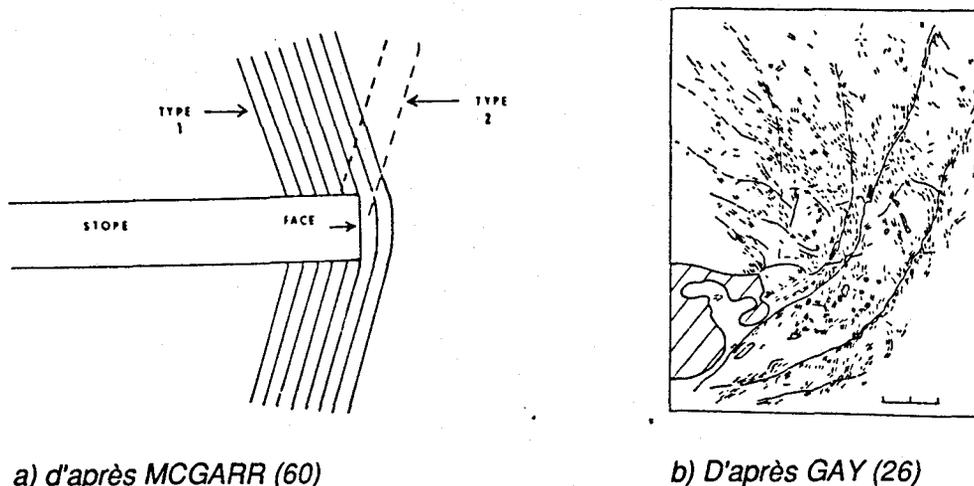


Figure 4.2 :

Mode de rupture en paroi d'une cavité (Hypothèse de MASTIN (62))

La rupture selon MASTIN résulterait de la propagation de fissures en extension. Ce mécanisme semble convenable de par la nature uniaxiale du chargement. Qu'advierait-il par contre dans les cas réels où les sollicitations sont fortement biaxiales ? Quels mécanismes initient et provoquent ces ruptures ?

Les réseaux de fracturation observés in situ par GAY (26) sont d'une plus grande complexité (Figure 4.3). En effet, on peut distinguer deux types de fracturation. Le type 1 est une discontinuité en cisaillement, tandis que le type 2 est en extension.



a) d'après MCGARR (60)

b) D'après GAY (26)

Figure 4.3:

Réseau de fracturation autour d'une cavité

4.1.2 APPROCHES THEORIQUES DE LA RUPTURE AUTOUR DE CAVITE

Les résultats expérimentaux évoqués au paragraphe précédent sont en désaccord avec la distribution élastique linéaire qui prévoit une contrainte tangentielle maximale en paroi. L'application dans ce cas d'un critère de contrainte maximale ou d'un critère de type MOHR-COULOMB est ainsi mise en défaut et aboutit même à un paradoxe (figure 4.4) (64). En effet, l'allure des ruptures observées ne permet pas de créditer l'idée d'un démarrage de la rupture au point A : les surfaces de rupture ne passent pas par ce point.

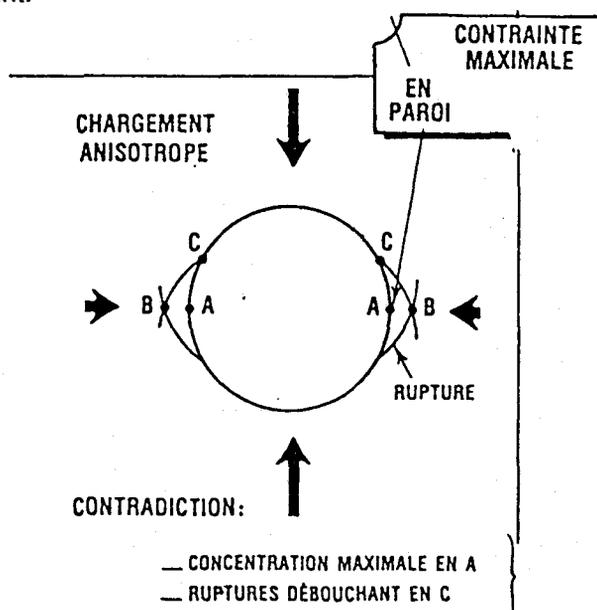


Figure 4.4 :

Contradiction entre la théorie élastique linéaire et les ruptures observées (d'après MAURY (64))

Par ailleurs, les observations expérimentales courantes montrent des écailles pratiquement intactes (64), ce qui laisse supposer l'absence de déformations plastiques. Les surfaces de rupture, obtenues à l'aide des méthodes élastoplastiques se présentent sous la forme de deux lignes de cisaillement conjuguées (BC sur la figure 4.4). Les lignes de cisaillement sont attribuées à de fortes concentrations de contraintes de cisaillement autour de la cavité (5). A ces modèles de calcul élastoplastique, on associe souvent une méthode de dimensionnement. Par exemple pour le modèle radoucissant, il peut s'agir de la méthode dite "de convergence- confinement" basée sur l'idée d'une interaction entre le terrain encaissant et le revêtement en paroi d' ouvrage (74),(75).

4.1.2.1 MODELE D'ELASTICITE A MODULE VARIABLE

Devant les insuffisances des approches classiques, d'autres voies de recherche se développent depuis quelques années. Un modèle élastique non linéaire a été proposé par SANTARELLI et al (79) et utilisé pour l'étude de la rupture dans un cylindre creux. L'originalité de ce modèle est la prise en compte d'une dépendance du module d'élasticité E avec la pression de confinement σ_3 (la contrainte radiale σ_r dans le cas du cylindre). Une relation $E = E_0 (1 + a \sigma_3^m)$ a été retenue par cet auteur. Les paramètres a et m sont déduits des courbes expérimentales de comportement du matériau (figure 4.5).

Une application de ce modèle au cas du cylindre creux soumis à une pression extérieure P_1 montre la possibilité d'obtenir la contrainte maximale à l'intérieur du parement (figure 4.6). Une discussion du modèle a été proposée par NGUYEN MINH et SCHMIDT (70) qui interprètent ce résultat comme la conséquence d'un amollissement du matériau vers la paroi interne.

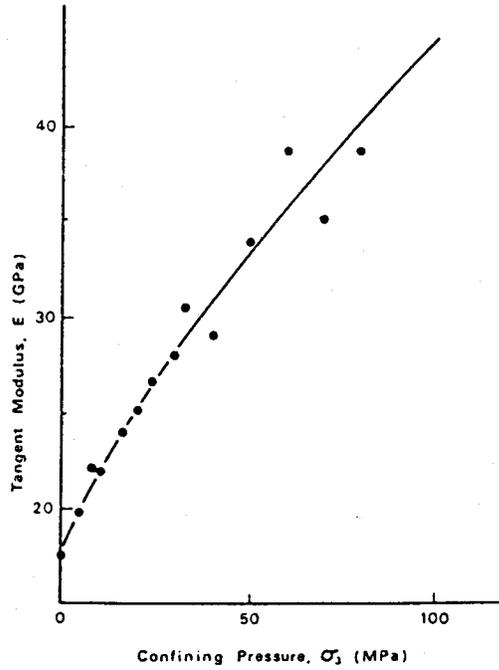


Figure 4.5:

Variation du module d'élasticité en fonction de la pression de confinement

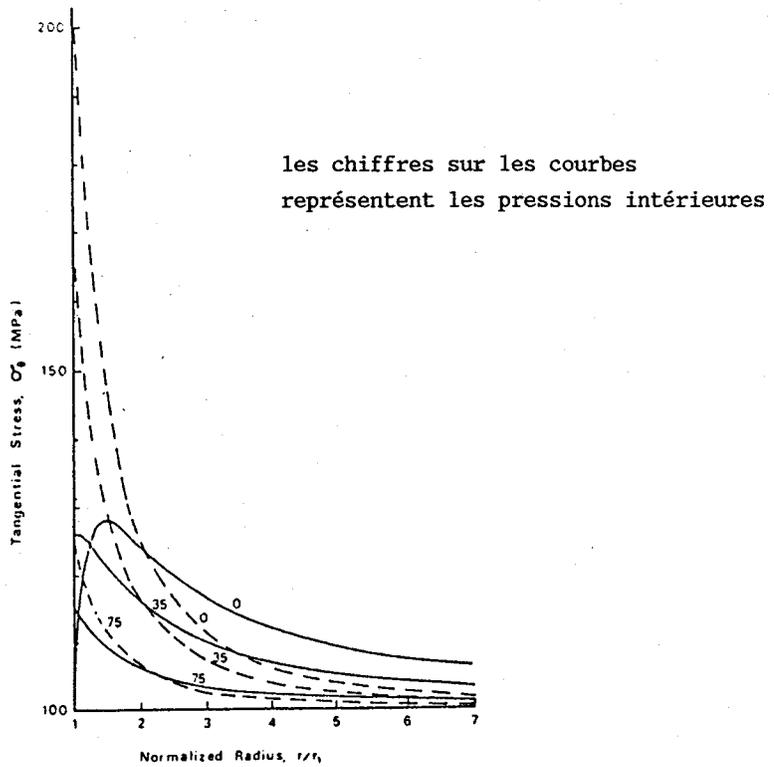


Figure 4.6:

Contrainte dans un cylindre creux soumis à une pression hydrostatique

d'après SANTARELLI et al (79)

4.1.2.2 LA THEORIE DE LA BIFURCATION APPLIQUEE A L' ANALYSE DE L'ECAILLAGE

Nous avons brièvement évoqué au premier chapitre la théorie de la bifurcation comme une des méthodes d'analyse de la rupture des matériaux rocheux. Les récentes évolutions de cette théorie ont permis quelques applications à l'étude de la rupture autour de cavités souterraines.

L'analyse en bifurcation évoquée ici (93),(94), est menée à partir d'un modèle rigide-plastique et en déformation plane. Deux modes de localisation (initiation de la rupture) peuvent être mis en évidence autour de la cavité (figure 4.7).

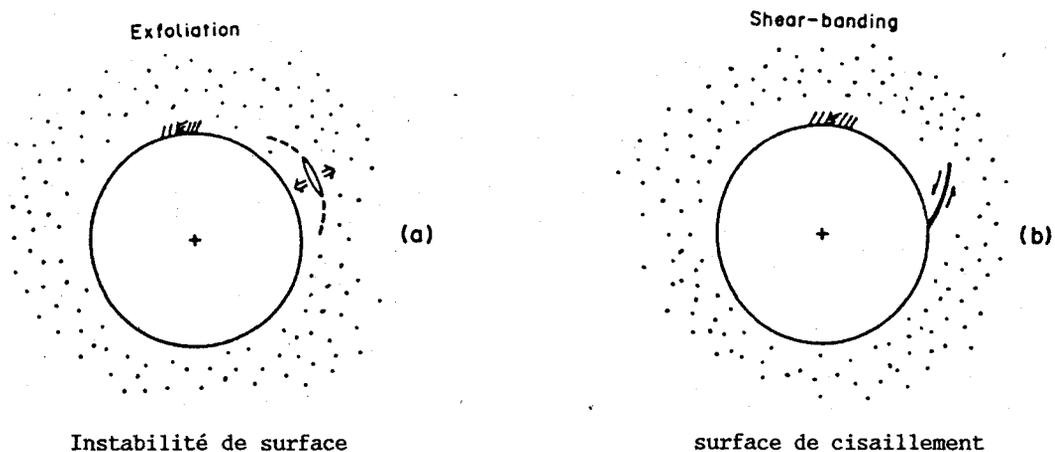


Figure 4.7 :

Différents modes de localisation par la théorie de la bifurcation

Il est notamment montré que la rupture n'est pas intrinsèque au matériau, mais dépend du chemin de sollicitations et des conditions aux limites du problème, comme cela a été déjà signalé au chapitre 1. Ce dernier point de vue est aussi celui de la mécanique de la rupture. Les applications de la théorie de la bifurcation, effectuées sur le calcaire d'Anstrude ou encore le tunnel du Mont Blanc, donnent des résultats satisfaisants (93). Il n'empêche que l'hypothèse d'un comportement rigide plastique, même s'il correspond bien au cas traité en exemple (calcaire d'Anstrude), reste un point sensible et discutable de l'analyse. L'étude de l'effet de la loi de comportement sur les résultats mérite une attention particulière.

4.2 MECANIQUE DE LA RUPTURE ET INITIATION DE L'ECAILLAGE AUTOUR D'UNE CAVITE CIRCULAIRE (50):

Dans le cas où elle peut s'appliquer, la théorie de la bifurcation permet de prédire l'apparition ou non de la première rupture sous forme de surfaces de discontinuités dont la propagation peut être étudiée à l'aide de la mécanique de la rupture. L'idée d'une rupture complète, obtenue à partir de la progression de fissuration initiée autour de la cavité peut se justifier par plusieurs observations :

- tenues anormales de parois, les ruptures observées ayant généralement lieu à des niveaux de contraintes qui sont estimés de 2 à 8 fois la contrainte de rupture déduite des essais conventionnels (32). Si ces tenues anormales proviennent en grande partie d'une surestimation de la distribution de contraintes par le modèle élastique linéaire, elles peuvent être aussi dues aux conditions de progression des discontinuités. En d'autres termes, pour obtenir un écaillage complet il peut être nécessaire d'avoir un niveau de sollicitations nettement plus élevé que pour initier la rupture.

- L'observation d'écaillages intacts et de nature pseudo-périodique (64) laisse penser qu'il ne s'agit pas de toute évidence de rupture au sens d'affaiblissement général du matériau ou de déformations continues autour de la cavité. Les discontinuités jouent probablement un rôle non négligeable dans ces ruptures.

En l'absence d'un outil de bifurcation éprouvé, nous avons adopté une méthodologie de détermination du point d'initiation de la rupture, basée sur la mécanique linéaire de la rupture.

4.2.1 MODELE D'ETUDE NUMERIQUE

Le modèle physique de fissure inclinée, validé au chapitre 3 pour l'échantillon de roche, est maintenant utilisé pour la rupture autour de la cavité. Le schéma de l'ouvrage est présenté sur la figure 4.8.a. Il s'agit d'une cavité circulaire supposée être en milieu infini isotrope homogène. Le rayon de la cavité est noté R . La fissure inclinée

est placée en travers du diamètre horizontal à une distance L du parement. Une vue agrandie de l'ensemble cavité-fissure est donnée sur la figure 4.8.b où sont aussi définis les paramètres d'étude L , I_0 , α et θ . Il faut préciser que les résultats obtenus seront bien évidemment fonction de la géométrie de l'ouvrage, du chargement et du coefficient de frottement entre les lèvres des discontinuités.

La précision du calcul dépend beaucoup de la discrétisation du contour (y compris la discontinuité). De manière à pouvoir tester des positions de la discontinuité, très proches du parement (L petit), la discrétisation de la cavité a été affinée en piedroit, de même que sur la fissure. La symétrie par rapport à l'axe correspondant à la contrainte principale majeure (OZ) est prise en compte.

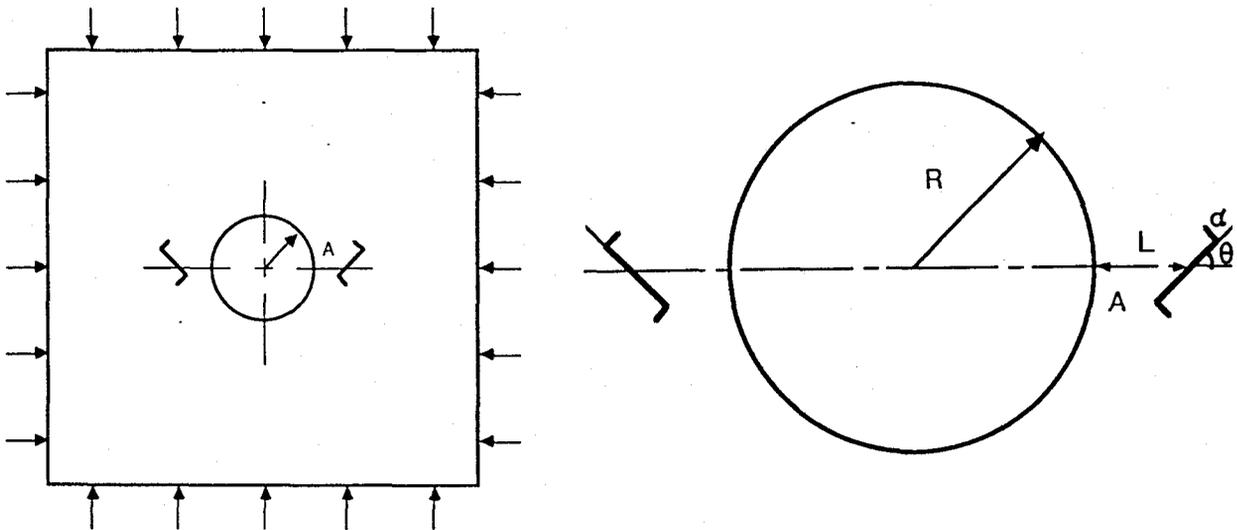


Figure 4.8 :

Modèle de mécanique de la rupture pour l'étude de l'écaillage autour d'une cavité

4.2.2 INITIATION DE LA RUPTURE

Hypothèse :

On suppose que l'initiation de la rupture se fait à l'endroit où l'énergie de propagation de la fissure G est maximale. Il faut donc pour trouver ce point d'initiation effectuer le calcul de G pour différentes positions de la fissure.

Dans cette hypothèse on admet implicitement que l'initiation de la rupture se fait à partir de microfissures préexistantes ou créées de manière aléatoire autour de l'ouvrage. Il est important de noter que le critère d'initiation est basé sur l'énergie. L'intérêt de critères d'énergie pour l'analyse de la rupture autour de cavités souterraines a été récemment souligné par TAYLOR (91) dans une étude récapitulative.

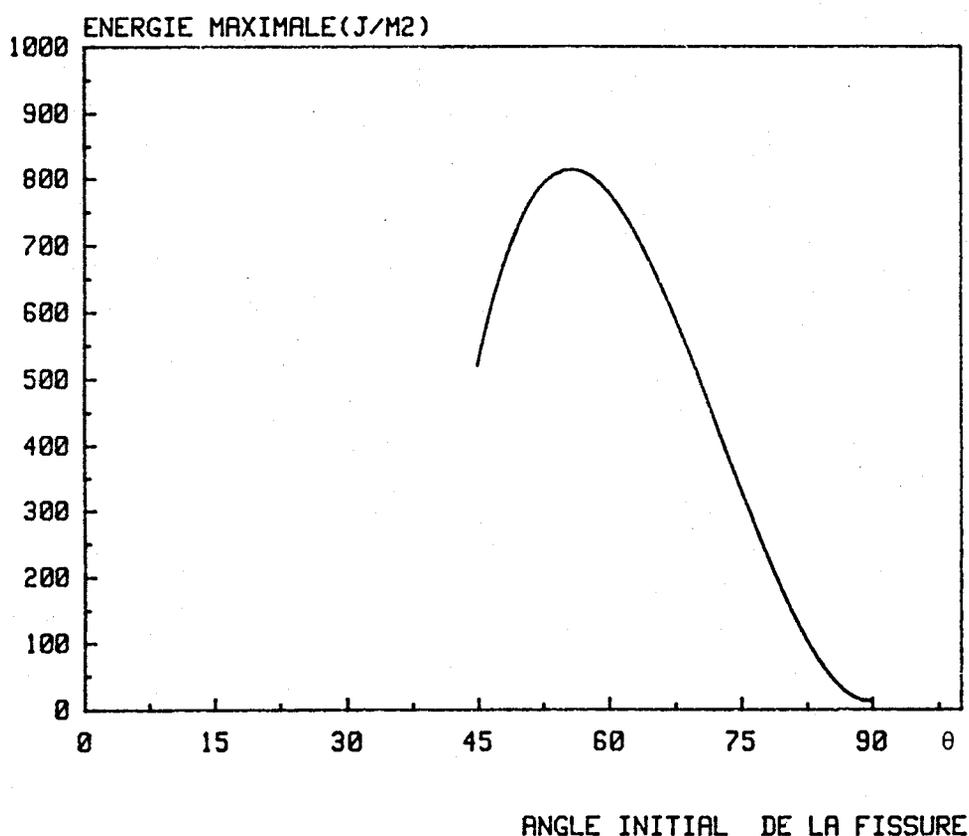
Méthodologie du calcul : La procédure retenue comporte deux étapes distinctes :

a) Positionner la discontinuité (de longueur $2 l_0$ fixée) à une distance L du parement et calculer les énergies pour différents angles de branchement α . L'énergie de propagation est le maximum G_{\max} obtenu sur la courbe $G(\alpha)$. L'angle α correspondant est l'angle de propagation.

b) Les calculs étant menés pour différentes positions L , nous pouvons tracer la variation de G_{\max} en fonction de L/R . Le point d'initiation de la rupture est l'endroit où se trouve le maximum de cette courbe.

Les données nécessaires dans le calcul concernent le matériau, la géométrie de l'ouvrage et le chargement. σ_v étant la contrainte verticale in situ (poids des terres), la contrainte horizontale est notée $\sigma_H = K_0 \cdot \sigma_v$; K_0 paramètre de chargement. Les valeurs des données utilisées dans les calculs de ce paragraphe sont celles du Tunnel du Mont Blanc ($\sigma_v = 50$ MPa, $\sigma_H = 0,4 \sigma_v = 20$ MPa, $R = 5$ m, $E = 5 \times 10^4$ MPa). La longueur initiale de la discontinuité, utilisée dans le calcul, est de l'ordre du pourcent du rayon ($2 l_0/R = 0,8$ %). Comme au chapitre 3, les résultats peuvent être ramenés à une forme sans dimensionnée ou réduite $G_r = GE/\pi \sigma_v^2 R$.

Pour le choix de l'orientation initiale θ , nous procédons ici de la même manière qu'au chapitre 3. Nous nous sommes limités à un seul calcul effectué à $L/R=4\%$. Avec un chargement tel que $K_0 = 0,4$, et un coefficient de frottement égal à 0,5, les résultats (figure 4.9) conduisent à un angle θ similaire à celui obtenu dans le cas de l'échantillon en compression simple. Les valeurs fournies par cette figure représentent l'énergie maximale quand on fait varier l'angle de branchement α . Nous remarquons que l'énergie de propagation reste plus élevée pour l'orientation $\theta = 60^\circ$ que pour les autres valeurs testées. C'est donc la valeur $\theta = 60^\circ$ qui sera retenue dans la suite de ce chapitre.



Cavité circulaire - $K_0 = 0,4$; $\mu = 0,5$; $L/R = 4\%$

Variation de l'énergie G maximale en fonction de θ

La figure 4.10 représente la variation de G en fonction de l'angle de branchement α pour différentes distances L/R . On observe sur cette figure que pour toutes les valeurs testées de L/R , l'angle de propagation (G maximale) se situe à 30° de l'orientation initiale, soit donc suivant la direction verticale. Ce branchement se fait en extension, comme dans l'échantillon au chapitre 3. A travers ce résultat tout se passe



comme si, malgré le champ de contrainte non homogène autour de la cavité, le mécanisme d'initiation de la rupture est le même que dans le cas homogène : extension induite à partir du cisaillement sur la discontinuité, propagation suivant l'axe vertical. Ce résultat montre, d'une certaine manière, l'interêt d'un critère en extension comme celui proposé par STACEY(85). Selon ce critère, l'initiation se fait quand la déformation dépasse un taux d'extension limite(mesuré en essai conventionnel).

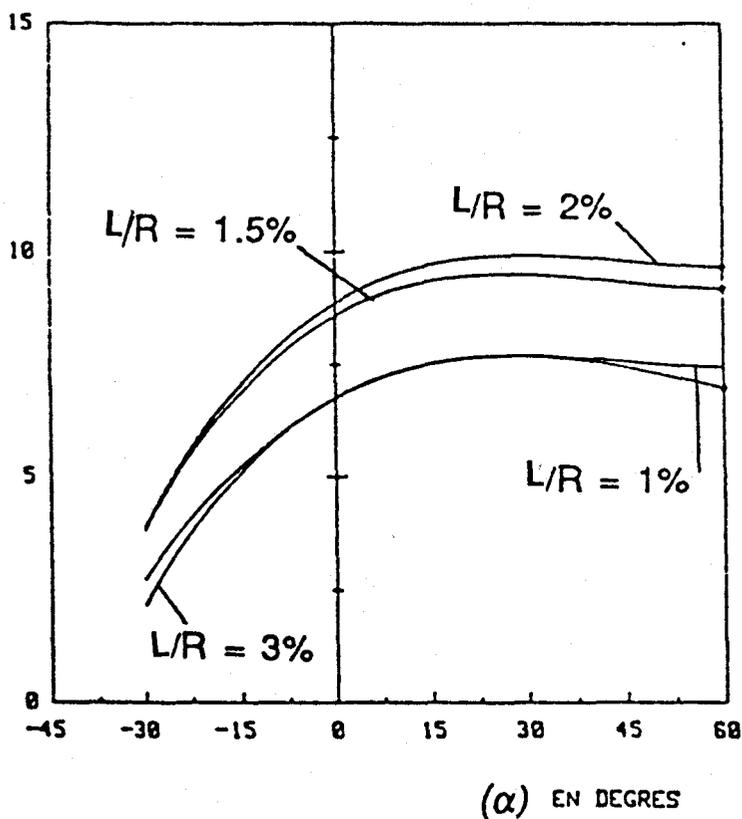


Figure 4.10 :
Variation de G en fonction de l'angle de branchement
pour différentes positions de la fissure

Sur la figure 4.11 est présentée la courbe de variation de l'énergie de propagation en fonction de la position de la discontinuité. Cette courbe présente un maximum pour $L/R = 2\%$. La confirmation de ce résultat est faite en menant les mêmes calculs que précédemment avec une longueur $2l_0 = 0,4\%$ du rayon soit la moitié de la valeur précédente (figure 4.12).

L'initiation se fait ainsi à l'intérieur du parement. Cette possibilité a été déjà évoquée dans le cas des essais uniaxiaux de Mastin (62) ou encore du cylindre creux soumis à une pression hydrostatique extérieure (80). Rappelons que SANTARELLI (80) avait interprété ses essais à l'aide du modèle hypoélastique évoqué dans la section 4.1.2. L'interprétation, à travers la mécanique linéaire de la rupture que l'on peut fournir à ces résultats est différente. Il s'agit ici beaucoup plus de l'effet de discontinuités que d'un mécanisme de déformation continue.

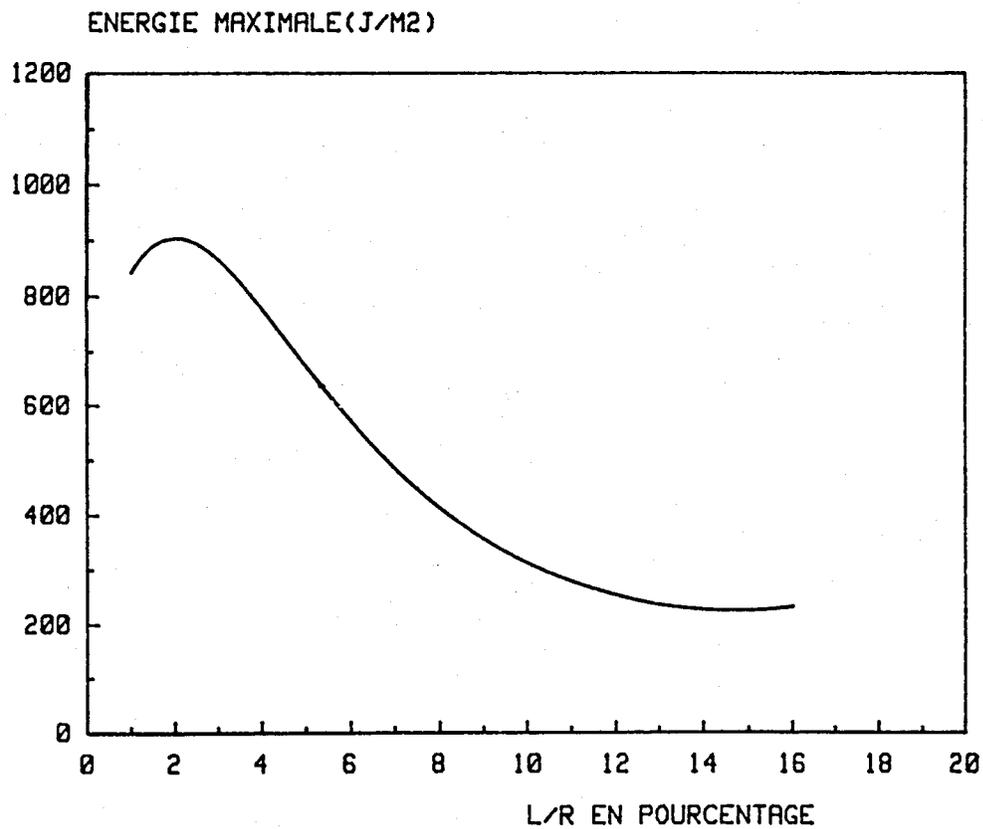


Figure 4.11 : $2l_0 = 0,8\%$ -

Variation de l'énergie de propagation en fonction de la position de la fissure

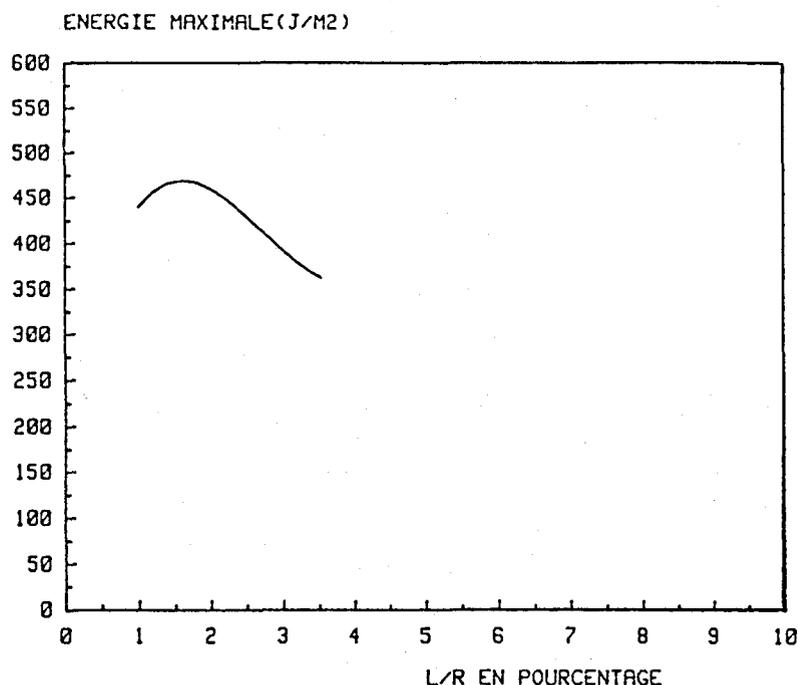


Figure 4.12 :

$$2l_0 = 0,4 \% -$$

Variation de l'énergie de propagation en fonction de la position de la fissure

4.3 EVOLUTION DE LA RUPTURE

L'un des aspects essentiels de la rupture d'une cavité reste les conditions de son évolution. Nous avons signalé au précédent paragraphe l'observation assez fréquente de la tenue anormale d'ouvrages. Dans la perspective où nous nous sommes placés, il est clair que la propagation ou non de la rupture initiée est d'une grande importance pour le praticien. En effet, pour ce dernier, un certain nombre de questions se posent :

- La rupture initiée à un certain niveau de contraintes peut-elle se poursuivre? Si oui, sera-t-elle instantannée ou différée, brutale?
- Après un premier écaillage (rupture locale complète), la cavité se stabilise-t-elle ou non ?

Pour apporter des réponses à ces deux questions l'étude de la progression de la rupture initiée, et celle d'une éventuelle périodicité des ruptures est effectuée.

4.3.1 PROGRESSION DE LA RUPTURE INITIEE

Nous venons de voir que l'initiation de la rupture autour de la cavité se fait en extension (à partir de la fissure inclinée) et suivant la direction verticale. Le modèle d'étude de la propagation de la rupture est alors celui schématisé sur la figure 4.13.

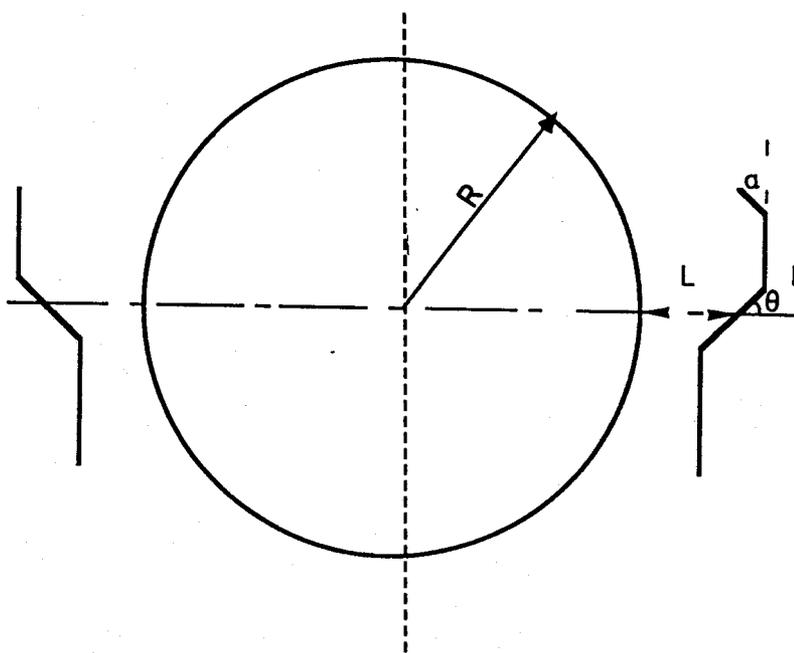


Figure 4.13:

Modèle de propagation de la rupture autour de la cavité

De par la nature généralement symétrique de ruptures observées (expériences ou cas réels), la recherche de l'angle de propagation doit obéir à une règle de symétrie que nous imposons dans le présent calcul (voir figure 4.13). Le principe de l'étude reste le même que dans le cas de l'échantillon au chapitre 3 : pour une longueur l fixée, on détermine les valeurs de l'angle et de l'énergie de propagation. Les mêmes règles de discrétisation du contour et de la discontinuité évoquées au paragraphe 4.2 sont retenues dans ce calcul.

4.3.1.1 RESULTATS

Les résultats du calcul numérique, pour une contrainte in - situ telle que $K_0 = 0,4$ sont représentés sous forme de logarithme népérien de G sur la figure 4.14. Le calcul est effectué au point d'initiation $L/R = 2 \%$.

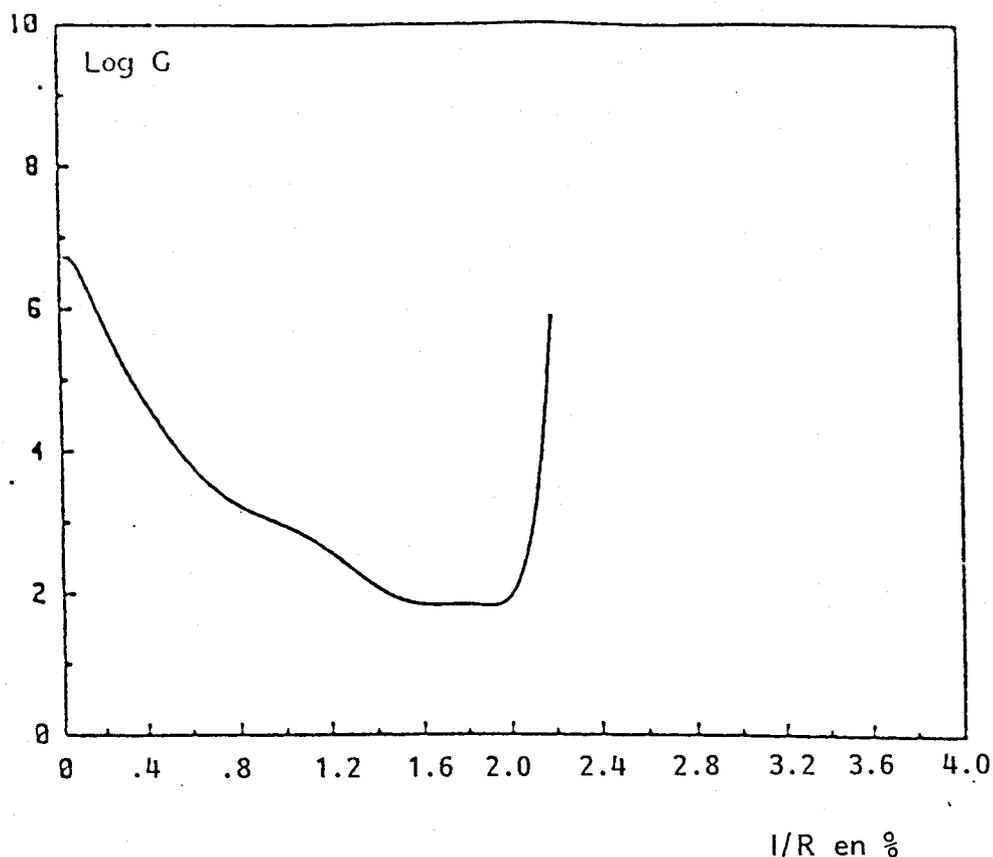


Figure 4.14:

$l/R=2\%$. - Variation du Logarithme de G en fonction de l/R

Ces résultats montrent l'existence de deux phases de propagation : une phase stable suivie d'une phase d'instabilité.

. Phase de propagation stable :

Elle est observée pour des longueurs l/R inférieures à 2 %. La propagation se fait dans le plan vertical et quasiment en extension. L'énergie diminue jusqu'à des valeurs très faibles (G variant pratiquement de 1000 J/m^2 à 10 J/m^2 dans nos calculs). Pour l/R tendant vers 2 % le taux d'extension (ouverture de la discontinuité) est pratiquement nul.

. Propagation instable

A partir de la longueur $l/R = 2 \%$ (que nous noterons l_c/R) dans le plan vertical, la propagation devient instable avec un branchement. La nullité de l'extension,

que nous venons d'évoquer, peut constituer un élément d'explication de ce branchement et de cette instabilité. POLLARD et HOLZAUSEN (77), dans le cas d'une fissure pressurisée, ont évoqué un mécanisme d'interaction entre la discontinuité et la surface libre (la paroi dans notre cas) pour expliquer le branchement de la fissure. Ce mécanisme induirait un fort cisaillement en tête de la discontinuité pour $l > d$ (voir figure 4.15). Ce cisaillement produit une rotation des axes principaux des contraintes qui provoquerait le branchement de la discontinuité. l est la demi-longueur de la fissure et a la même signification dans notre étude. On peut assimiler la fissure en extension de notre calcul à la fissure pressurisée. Et il est à remarquer que le branchement de la fissure ainsi que l'instabilité de la propagation apparaît à $l_c = d$.

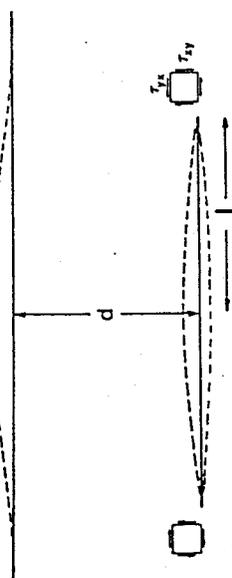


Figure 4.15:

Interaction entre discontinuité et cavité d'après (77).

L'angle de branchement que nous obtenons à l_c est de 30° par rapport à la direction verticale. Les résultats expérimentaux de MASTIN (62) ou de GAY (26) évoquent aussi des angles de branchement de l'ordre de 30° à 40° . Même si cet angle semble coïncider avec celui donné par des modèles classiques de lignes de cisaillement conjugués, les mécanismes qui sous tendent les deux résultats sont très différents. En effet, selon les modèles élastoplastiques, la rupture démarre à la paroi sous forme de deux surfaces conjuguées qui se recouperaient à l'intérieur du parement. Ceci est à l'opposé du processus décrit dans cette étude.

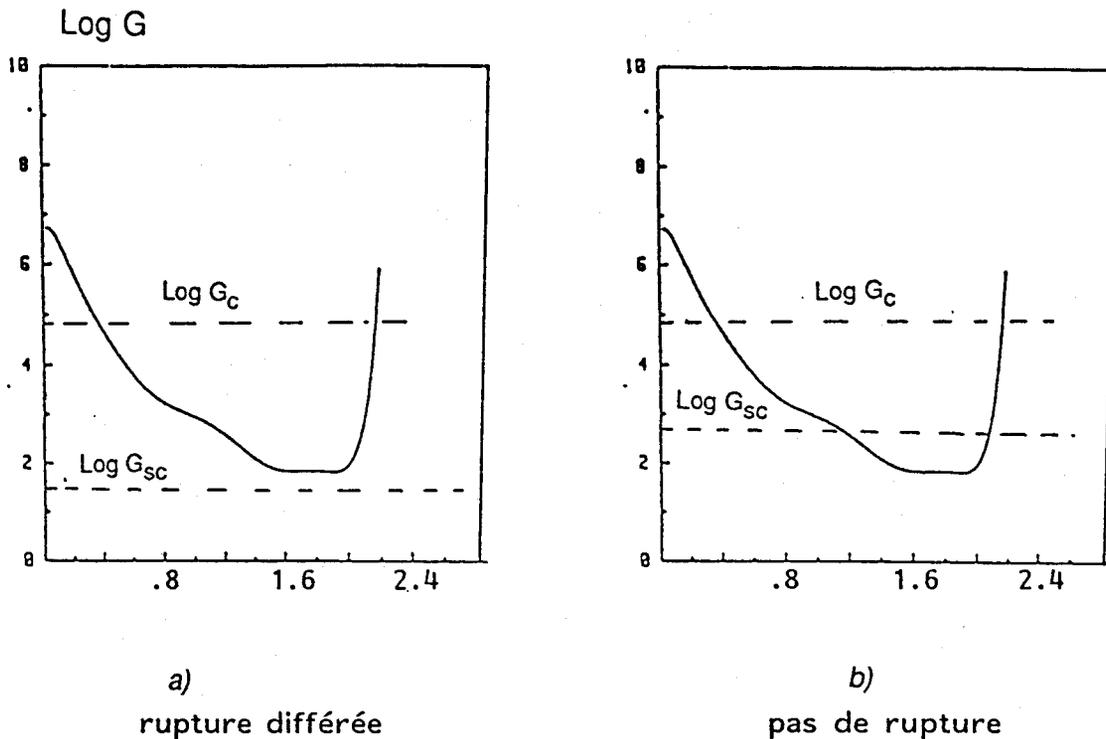
L'examen des résultats post-branchement (phase d'instabilité) montre que la rupture se fait en cisaillement, la partie $l/R > 2\%$ de la discontinuité étant fermée. L'instabilité (on verra que cela revient généralement à la rupture différée) est sans aucun doute liée au cisaillement sur les lèvres de la discontinuité. On rejoint là une idée déjà exprimée par KAISER et al (47) à propos de leurs essais sur des blocs de charbon percés de trou. L'une des conséquences majeures de la phase d'instabilité est le caractère inévitable de la rupture à partir de la longueur critique l_c de la discontinuité. Nous discutons maintenant du caractère instantané ou différé de la rupture.

4.3.1.2 CONSEQUENCES SUR LE CARACTERE DIFFERE DE LA RUPTURE

La rupture différée dans le cas d'une cavité souterraine est généralement reliée aux propriétés visqueuses du matériau en place. Par exemple, dans le cas de la méthode de convergence-confinement, les convergences (déplacements en paroi) peuvent dépendre du temps (89). Une autre approche de la rupture différée a été proposée au chapitre 1.5. Elle est appliquée dans la présente section pour analyser les possibilités de rupture différée ou non autour d'un ouvrage souterrain. Notre réflexion se base sur la courbe d'énergie G à une sollicitation constante donnée (figure 4.14) et sur la courbe $V - G$ du matériau dans un environnement donné (figure 1.13). En ce qui concerne l'environnement des ouvrages réels, il s'agira souvent d' "eau" ou le cas échéant d' "air". Sur la courbe 1.13, on s'intéressera aux valeurs de G_c et G_{sc} pour un environnement "eau".

Supposons d'abord que l'initiation a effectivement lieu, c'est-à-dire que l'énergie G calculée numériquement à $l = 0$ est supérieure à G_c du matériau soit encore $G(l=0) > G_c$. G_c et G sont exprimées en J/m^2 . La discussion que nous menons ici porte essentiellement sur la valeur de G_{sc} (énergie critique sous corrosion) dont on rappelle qu'elle est le seuil en-dessous duquel on peut prévoir qu'il n'y aura pas de rupture, même différée.

Les résultats de la figure 4.14 montrent un minimum de G de l'ordre de 10 J/m^2 . Cela veut dire que si G_{sc} est plus petit ou égal à cette valeur et G_c beaucoup plus grand, la rupture aura bien lieu sous forme différée ; la propagation lente a lieu à partir de la longueur pour laquelle $G < G_c$ (figure 4.16a). Par contre, si G_{sc} est plus grand que le minimum de G , on peut affirmer qu'il n'y aura pas de rupture, même différée (figure 4.16b).



Figures 4.16:

Résumé de la discussion sur la rupture différée.

A travers toutes ces analyses il est clair que si la rupture a lieu de manière différée, elle ne peut être que brutale (G augmente très rapidement dans la phase d'instabilité) et éventuellement violente. Ce dernier point dépend des niveaux d'énergie atteints à la fin de la rupture. La seule rupture dont on peut avancer qu'elle sera instantanée est celle qui sera obtenue dans le cas où G_c est inférieure au minimum de G

Il faut souligner que certaines ruptures différées peuvent aussi provenir de l'évolution des chargements avec le temps (64).

4.3.2 LA PERIODICITE DES RUPTURES

Un fait souvent observé autour des cavités rompues est la périodicité des écailles (figure 4.1). Il s'agit d'une succession d'écailles quasiment intactes et de même épaisseur, phénomène qui met aussi en défaut les théories de déformations continues.

On peut imaginer qu'il y a redistribution de contraintes élastiques après les premières ruptures. C'est en particulier pour cette raison que nous avons choisi de modéliser les différentes ruptures successives et de rechercher le nouveau point de démarrage de la rupture. La modélisation précise consisterait à décrire la forme exacte des ruptures précédemment obtenues. En première approximation, nous avons considéré des cavités légèrement elliptiques, l'axe horizontal augmentant au fur à mesure de la rupture (figure 4.17). La dimension verticale de la cavité est maintenue à la valeur du rayon R .

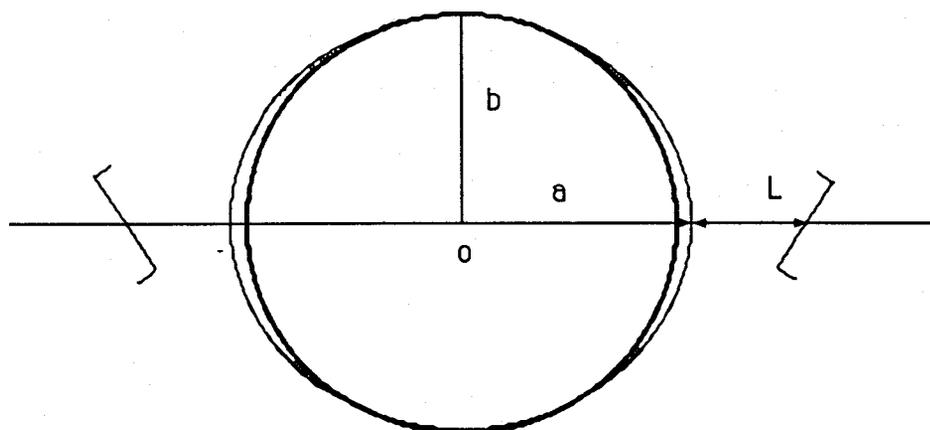


Figure 4.17:

Modélisation de l'évolution de la géométrie de l'ouvrage.

Le principe de la recherche du point d'initiation de la nouvelle rupture est le même que celui adopté au paragraphe 4.2. Les résultats que nous avons obtenus confirment le fait que la rupture s'initie en extension et dans le plan vertical. La figure 4.18 représente les variations de l'énergie en fonction de la position de la fissure pour différentes valeurs de b/a . On constate que le démarrage de la nouvelle rupture se fait aussi à l'intérieur, mais de façon moins marquée que dans le cas de la cavité circulaire. L'énergie G diminue au fur et à mesure de la progression de la rupture; l'ouvrage a tendance à se stabiliser.

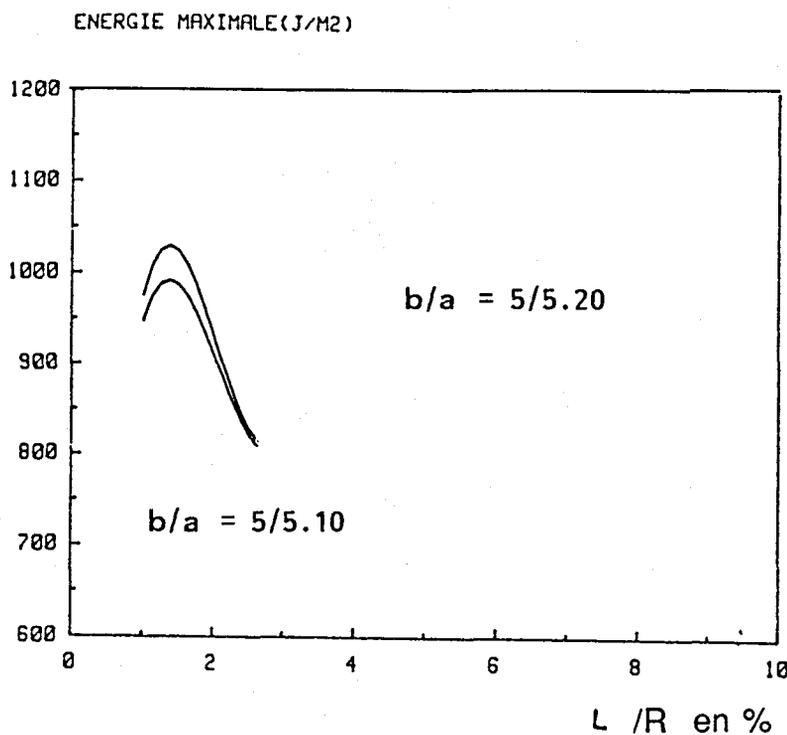


Figure 4.18:

Variation de l'énergie en fonction de L/R au cours des ruptures successives

4.4 INFLUENCE DE DIVERS PARAMETRES SUR LA RUPTURE

Pour le praticien ou concepteur d'ouvrages souterrains, il importe de savoir comment tel ou tel autre paramètre influe sur la stabilité de l'ouvrage. Cette exigence est d'autant plus urgente qu'à l'heure actuelle les mécanismes conduisant à la ruine de l'ouvrage paraissent assez complexes. Les différents paramètres qui interviennent dans le calcul d'un ouvrage souterrain peuvent être classés en deux catégories :

- Les paramètres sur lesquels le concepteur ne peut agir. Il s'agit en général de l'état du matériau en place et du chargement. On verra que si les données concernant le matériau peuvent être connues avec une bonne précision, il n'en est pas de même pour l'état de contraintes in situ. Ces paramètres seront dénommés "primaires" ou de catégorie 1.

- Les paramètres "secondaires" ou de catégorie 2 :

Ce sont les données sur lesquelles peuvent intervenir le concepteur. Il peut s'agir de la géométrie de l'ouvrage ou des techniques d'excavation. Dans la présente étude, il ne sera pas directement question des techniques d'excavation.

Pour l'étude de l'influence de ces paramètres, nous nous sommes limités au calcul concernant l'initiation de la rupture. En effet, les temps de calcul pour l'étude de la progression de la rupture sont longs. Par exemple, le calcul d'une énergie de propagation (l fixée, angle de branchement α variable) nécessite 15 à 20 minutes de temps CPU sur un VAX750. Pour un calcul complet, comme dans la section 4.3.1 (figure 4.14), nous avons besoin de calculer une quinzaine d'énergies de propagation. Le temps total pour ce calcul doit être multiplié par le nombre de valeurs du paramètre étudié.

4.4.1 INFLUENCE DES PARAMETRES "PRIMAIRES"

Dans cette section, les paramètres étudiés sont le coefficient de frottement sur les lèvres des discontinuités et le chargement en place.

4.4.1.1 EFFET DU COEFFICIENT DE FROTTEMENT

Nous avons vu au paragraphe 4.2 que l'initiation de la rupture autour de la cavité se fait en extension suivant l'axe vertical. Le mécanisme cinématique à la base de cette initiation est de toute évidence le cisaillement sur la fissure inclinée. Il est possible que le coefficient μ ait une influence déterminante dans le processus de rupture ou tout au moins sur le mode de rupture de l'ouvrage. Une fois encore, nous nous limitons aux valeurs courantes de μ (0.5 à 1.0). Les données du calcul sont exactement les mêmes qu'au paragraphe 4.2.2 : tunnel circulaire de rayon R , paramètre de chargement $K_0 = 0.4$. Un exemple de variation de l'énergie d'initiation en fonction de l'angle α est présenté sur la figure 4.19. Comme dans le cas de l'échantillon au chapitre 3, l'énergie augmente quand la valeur de μ diminue. Par ailleurs, l'initiation se fait toujours en extension suivant la verticale.

La figure 4.20 montre la courbe de l'énergie en fonction de la position L/R pour différentes valeurs de μ . On constate qu'il n'y a pratiquement pas de variation de la position du point d'initiation de la rupture quand μ varie : pour $\mu = 0.7$ et $\mu = 1.0$, l'initiation a lieu à L/R égal à 1,5% au lieu de 2%.

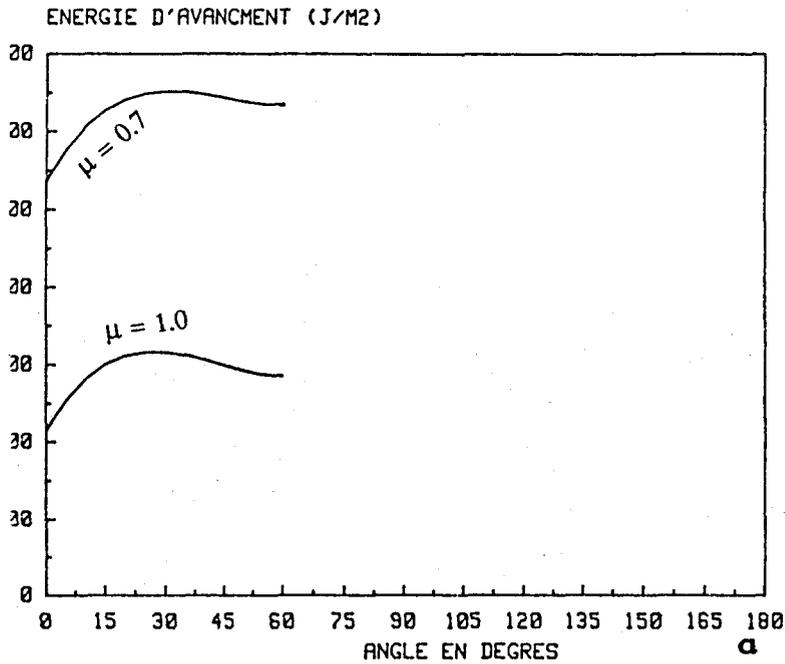


Figure 4.19:

$L/R = 2\%$, $2l_0 = 0,8\%$

Energie d'avancement en fonction de l'angle de branchement α
pour différentes valeurs du frottement

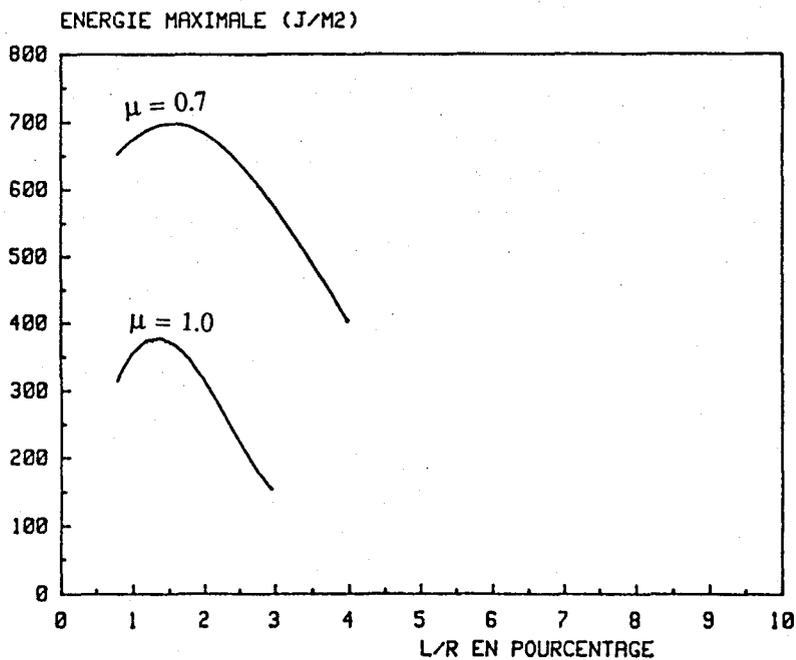


Figure 4.20:

Energie de propagation en fonction de L/R pour différentes valeurs de μ

4.4.1.2 INFLUENCE DE L'ETAT DE CONTRAINTES IN SITU

L'une des difficultés importantes en travaux souterrains est la connaissance de l'état de contraintes en place. Généralement, la contrainte verticale est déterminée avec une bonne précision. Elle est assimilée au poids des terres sur l'ouvrage. Bien que cela soit possible avec le logiciel utilisé, l'effet de la gravité n'est pas prise en compte dans cette étude.

Les incertitudes sur le chargement concernent surtout les contraintes horizontales. Celles-ci varient dans de grandes proportions à cause d'éventuels mouvements tectoniques qui ont pu se produire dans le massif. Les techniques de mesure de contraintes sont diverses et comportent souvent des difficultés d'interprétation dues aux hypothèses restrictives sur lesquelles elles se basent ou encore à la présence de discontinuités dans le massif (73). Outre les méthodes classiques basées sur des mesures de déformations, on peut citer la fracturation hydraulique. Une nouvelle technique basée sur le discage de carottes se développe aussi depuis quelques années. Le principe de cette technique consiste à relier l'état des disques obtenus aux contraintes qui ont pu les provoquer (66).

Une récapitulation de mesures de contraintes dans divers pays a été faite par HOEK et BROWN (37). De manière générale, l'état de contraintes en grande profondeur est très dispersée. Le rapport (K_0) entre la contrainte horizontale et la contrainte verticale peut ainsi varier de 0.2 à 3. L'étude numérique que nous avons menée porte sur des valeurs de K_0 allant de 0.2 à 1, de manière à couvrir une gamme de contraintes allant de sollicitations quasi-uniaxiales ($K_0 < 1/3$) à des sollicitations isotropes.

La variation de K_0 est faite à travers celle de la contrainte horizontale. α_v est maintenue à 50MPa. Le coefficient de frottement sur les lèvres de la discontinuité est pris égal à 0.5 dans ce calcul. Les premiers résultats présentés sur la figure 4.21 concernent l'initiation de la rupture.

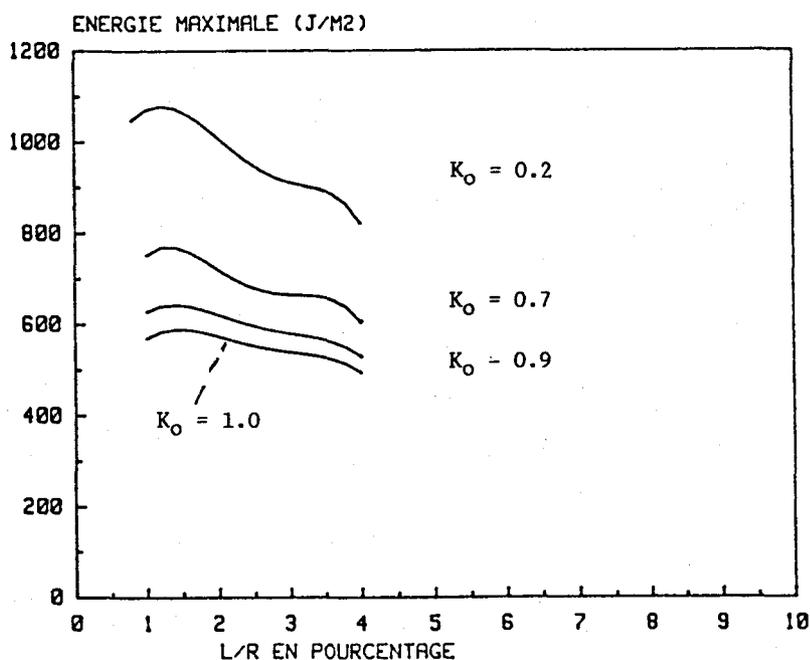


Figure 4.21:

Energie de propagation en fonction de la distance L/R pour différentes valeurs de K_0

L'énergie G diminue sensiblement lorsque la valeur de K_0 augmente. On peut interpréter ce résultat de la même manière qu' au chapitre 3, dans le cas de l'échantillon sous chargement biaxial. Le glissement sur la discontinuité a tendance à diminuer quand la contrainte horizontale augmente.

Pour $K_0 = 0.2$, le point d'initiation n'a pas été observé avec la précision de notre discrétisation. Il faut cependant noter que dans les cas où k_0 est inférieur à $1/3$, la rupture à l'intérieur du parement n'apparaît que bien après la fissuration de traction évoquée au paragraphe 3 (figures 3.4a). Une telle observation a été faite en Laboratoire sur un matériau très dur (Chert) par HOEK et BROWN (37). La modélisation que nous avons adoptée n'est plus satisfaisante dans ce cas.

4.4.2 INFLUENCE DES PARAMETRES "SECONDAIRES : tunnel elliptique

Les calculs qui ont été présentés concernaient un ouvrage circulaire. Il est question dans ce paragraphe de l'étude d'autres formes géométriques telles une ellipse (influence du rayon de courbure). L'objectif particulier est de voir si telle ou telle autre géométrie favorise ou non l'apparition et la propagation de la rupture. Précisons que tous les calculs de cette section sont effectués avec $K_0 = 0.4$ et $\mu = 0.5$.

Le modèle d'étude est représenté sur la figure 4.22 Les paramètres géométriques y sont définis. Ce modèle est similaire à celui de la figure 4.8.

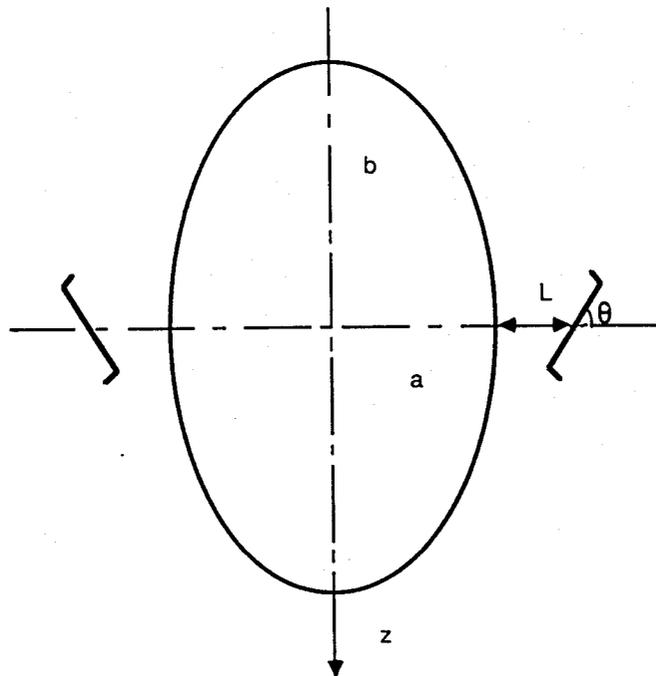


Figure 4.22:

Modèle de cavité elliptique - Définition des paramètres

Le paramètre géométrique considéré est l'excentricité b/a de l'ouvrage. La valeur de a est fixée à celle du rayon R de la cavité circulaire. L'initiation de la rupture, pour différentes valeurs de l'excentricité b/a (voir figure 4.22), a été étudiée. Les résultats obtenus sont comparés aux résultats du tunnel circulaire ($b=a$) (figure 4.23).

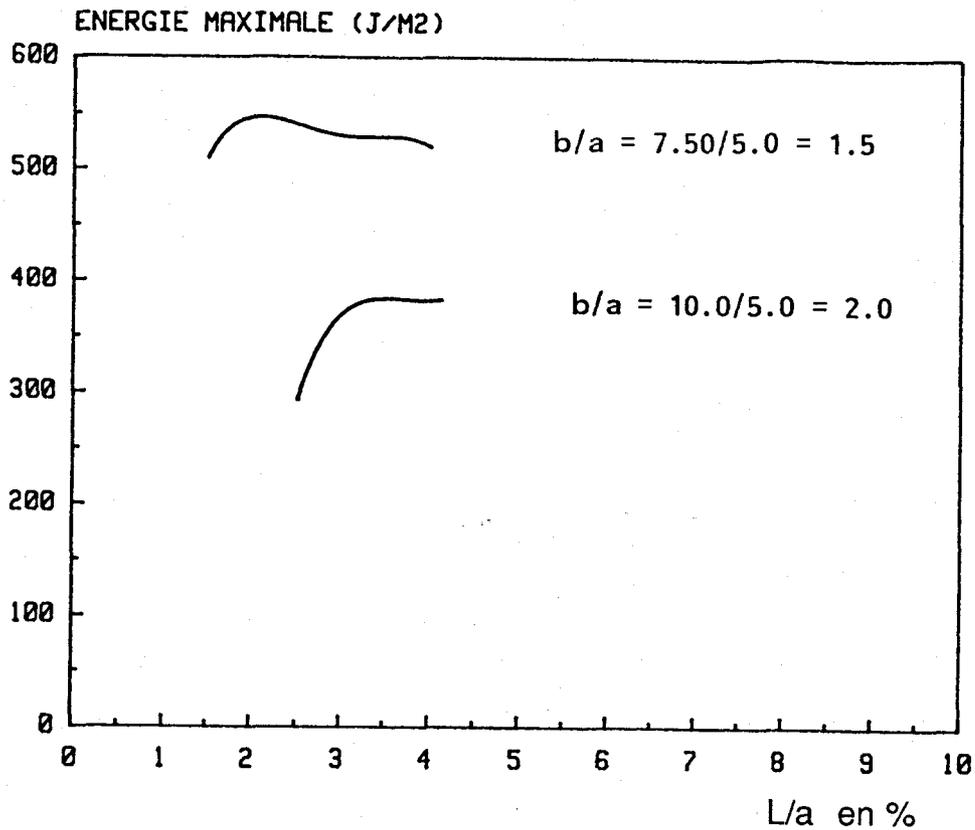


Figure 4.23:

Cavité elliptique - Courbes d'énergie G en fonction de la position L/a.

On observe que dans les trois cas présentés, l'initiation se fait à L/a variant entre 2 et 3%. L'excentricité ne semble donc pas avoir une influence notable sur la position de démarrage de la rupture. Par contre, on note une grande différence de niveau entre les énergies : l'énergie diminue quand b/a augmente. Ceci a pour conséquence une apparition retardée de la rupture lorsque la dimension verticale de la cavité augmente. On peut même parler d'une grande stabilité de l'ouvrage pour b/a à peu près égale à 2 (environ le rapport des contraintes suivant les deux axes). Cette stabilité résulte très vraisemblablement de l'effet combiné de la géométrie et de l'état de chargement.

CONCLUSION

L'objet de ce mémoire a été l'analyse de la rupture autour d'une galerie isolée. Une étude bibliographique nous a permis de formuler l'hypothèse selon laquelle la rupture fragile des matériaux rocheux résulterait de la propagation de surfaces de discontinuités. En conséquence, nous avons retenu la mécanique de la rupture comme outil d'étude.

Une méthode numérique particulièrement adaptée aux milieux élastiques fissurés a été choisie pour les calculs. Sous sollicitations de compression, la propagation des fissures se fait généralement en mode mixte. Aussi, un algorithme permettant la prise en compte des phénomènes de frottement sur les discontinuités a été proposé. Un code de calcul de la propagation de fissures en mode mixte a été mis au point. La comparaison que nous avons effectuée montre un bon accord entre le calcul numérique et les résultats théoriques exacts que l'on peut rencontrer dans la littérature courante.

Une étude de matériau fissuré a été ensuite menée. Nous avons considéré un échantillon de roche sollicité en compression simple. Trois résultats essentiels peuvent être dégagés de cette étude :

- Le mode fondamental de rupture en compression du matériau est un mode axial. La simulation numérique a en effet donné une surface de rupture perpendiculaire à la direction de la contrainte principale mineure. Ce résultat rejoint la théorie de GRAMBERG (29) ou encore une idée déjà exprimée par FAIRHURST (25).

- La propagation axiale de la rupture se déroule en deux phases distinctes. Une première phase stable de propagation qui correspond à la partie pré-pic de la courbe de contrainte. Cette phase est suivie d'une instabilité de la propagation dont l'apparition semble résulter d'une interaction entre les conditions aux limites et la fissure. L'instabilité de la propagation apparaît lorsque la longueur totale de la fissure atteint la moitié de la plus petite dimension de l'échantillon (largeur). On peut alors se poser des questions quant à la réalité du pic de contrainte généralement observé pour les roches ou les bétons.
- L'étude de l'effet de la pression de confinement a été faite. Si le confinement retarde l'apparition du pic, il ne modifie pas fondamentalement le mécanisme de la rupture axiale. Le modèle numérique n'a pas permis de retrouver des ruptures par bandes de cisaillement. De ce point de vue, un certain nombre d'améliorations sont à apporter. Nous pensons particulièrement à l'interaction entre fissures ou encore à l'endommagement dans le cas de certains matériaux fragiles. Sur cette dernière amélioration, un couplage endommagement-mécanique de la rupture (65) nous paraît intéressant.

Le modèle numérique de matériau fissuré a été appliqué pour l'analyse de la rupture autour d'une cavité. Nous avons abordé le problème de l'initiation de la rupture en supposant une distribution uniforme des microfissures autour de l'ouvrage. Cette hypothèse est nécessaire pour l'utilisation de la mécanique de la rupture. A moins de disposer d'une analyse fine en bifurcation qui permet de préciser où et avec quelle taille s'initie la rupture. Les résultats obtenus dans le cadre de cette application restent encore modestes, mais ils sont néanmoins significatifs. S'appuyant sur le critère énergétique de GRIFFITH, nous avons notamment montré la possibilité d'un démarrage de la rupture à l'intérieur du parement.

Par ailleurs, nous avons obtenu des résultats concernant la progression de la rupture initiée dans le cas d'un ouvrage circulaire. On note deux phases de propagation stable puis instable au cours de la fissuration. Selon la valeur de l'énergie critique G_c et surtout de l'énergie "subcritique" G_{sc} , la rupture peut se stabiliser ou conduire à une rupture instantanée ou différée. En dehors de la viscosité, le caractère différé de la

rupture a pu donc être interprété en terme d'évolution de la fissuration. En mode 1, la détermination expérimentale des paramètres G_c est G_{sc} ne pose pas de problème majeur. Il n'en est pas de même en mode mixte, ou encore en présence de pression de confinement, où il reste beaucoup à faire.

L'étude de l'effet de certains paramètres a été abordée et doit être poursuivie pour arriver à des conclusions définitives.

L'analyse de la progression de la rupture a nécessité un temps de calcul très long et donc coûteux. Aussi nous nous sommes limités au cas de la cavité circulaire. Nous pensons que l'introduction (en cours), dans le logiciel de calcul, des éléments d'ordre 2 doit apporter de sérieuses améliorations dans la précision et les temps de calcul (4).

Enfin, au delà de l'aspect numérique, une bonne modélisation des mécanismes de la rupture autour des cavités nécessite encore plus d'observations. Le triaxial vrai du Laboratoire va ouvrir des perspectives intéressantes à ce sujet (54). A l'aide d'un matériel d'émission acoustique approprié, il sera possible de suivre la naissance et l'évolution de la rupture.

BIBLIOGRAPHIE

- (1) **Amestoy M.** (1985) - Comparaison de critères de propagation de fissures - *Communication orale, groupe fragilité-rupture, Paris.*
- (2) **Andrieux S.** (1983) - Un modèle de matériau microfissuré. Applications aux roches et aux bétons. *Thèse de Docteur Ingénieur, ENPC, Paris*
- (3) **Atkinson B.K** (1984) - Subcritical crack growth in geological materials - *J. Geophys. Res., Vol. 89, n° B6, pp 4077-4114*
- (4) **Belkacemi Y., Miguéz R., Henry J.P.** (1988) - Displacement discontinuity method in plane complex variable - Application to the description of crack path with friction or not - *12 th IMACS world Congr. on sc. comput., Paris*
- (5) **Bell J.S., Gough D.I.** (1979) - Northeast-southwest compressive stress in Alberta : Evidence from oil wells - *Earth and Planetary sciences letters, Vol. 45, pp. 475-482*
- (6) **Berest P., Nguyen Min Duc, Panet M.** (1979) - Contribution à l'étude de la stabilité d'une cavité souterraine dans un milieu avec radoucissement. *Revue Française de Géotechnique, n° 4*
- (7) **Bieniawski Z.T.** (1967) - Mechanism of brittle fracture of rock. Part I. Theory of the fracture process. Part II Experimental study. Part III Fracture in tension and under long term loading -, *Int. J. Rock Mech. Min. Sci., Vol. 4, pp. 395-430*
- (8) **Biret F.** (1987) - Mesure de l'influence de la pression sur la propagation de fissure dans les roches. *Thèse de Doctorat, Université de Bordeaux*
- (9) **Bonnot J., Dang Van K., Huet C.** - Propriétés mécanique des matériaux. Fascicule 2 Rupture. Cours de matériaux de Construction. *Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, Paris.*
- (10) **Bouhadane A.** (1987) - Application de l'intégrale de Cauchy à la méthode des discontinuités de déplacement et autres méthodes de collocation - *Thèse de Doctorat, Université de Lille I*
- (11) **Bratli R.K., Horsud P., Risnes R.** (1983) - Rock mechanics applied to the region near wellbore. *Proc. 5th Congr. Int. Soc. Rock. Mech., Melbourne, F1-F17*
- (12) **Bui H.D.** (1978) - Mécanique de la rupture fragile. *Masson*
- (13) **Calvet.** (1969) - Etude sur modèle plan des déformations sous charge autour d'un granulat. *Colloque de Géotechnique, Toulouse.*

- (14) **C.E.T.I.M.** (1978) - La méthode des équations intégrales appliquée à la mécanique.
- (15) **Cheatham J.B.** (1984) - Wellbore stability. *J. of Petr. tech.*
- (16) **Cornet F.H.** (1979) - Comparative analysis by the displacement-discontinuity method of two energy criteria of fracture. *Journal of applied mechanics Paper, n° 79 - APM-25*
- (17) **Costin L.S.** (1983) - A microcrack model for the deformation and failure of brittle rock. *Journ. Geophys. Res. Vol.88, pp. 9485-9492.*
- (18) **Cotterel B., Rice J.R.** (1980) - Slightly curved or kinked cracks - *Int. J. Fracture 16, pp155-169.*
- (19) **Crouch S.L.** (1976) - solution of plane elastic problems by the displacement discontinuity method. *Int. J. Num. Math in Eng.,10 pp. 301-343*
- (20) **Crouch S.L., Starfield A.M.** (1983) - Boundary element method in solids mechanics - Ed. George Allen & Unwin.
- (21) **Darot M., Gueguen Y.** (1986) - Slow crack growth in minerals and rocks : Theory and experiments - *PAGEOPH, VOL. 124 N° 415, pp. 677-692*
- (22) **Dey T.N., Wang C.** (1981) - Some mechanisms of microcrack growth and interaction in compressive rock failure - *Int. J. Rock Mech. Min. Sci., Vol. 18, pp. 199-209*
- (23) **Dhar et al** (1979) - Fracture around opening in rock models and their effect on the design of stable openings.
- (24) **Dhatt G., Touzot G.** (1984) - Une présentation de la méthode des éléments finis. *Les presses de l'Université de Laval Québec.*
- (25) **Fairhurst C., Cook N.G.W.** (1966) - The phenomenon of rock splitting parallel to a free surface under compressive stress. *Proc. First Cong. Int. Soc. Rock mech. Lisbon 1 pp. 687-692.*
- (26) **Gay N.C.** (1976) - Fracture growth around openings in large blocks of rock subjected to uniaxial and biaxial compression - *Int. J. Rock. Mech. and Min. Sc. and Geomech. Abs., Vol. 13, pp 231-243*
- (27) **Gordo B.** (1988) - Caractérisation de la résistance à la propagation des fissures pour deux roches calcaires : Influence de la pression de confinement. *Thèse de Doctorat, Université des Sciences et Techniques de Lille*
- (28) **Gramberg J.** (1965) - Axial cleavage fracturing, a significant process in mining and geology - *Eng. geol., 1, pp. 31-72*
- (29) **Gramberg.** (1986) - A Non Conventional View on Rock Mechanics and Fracture Mechanics- *Delft University of Technology.*
- (30) **Griffith A.A.** (1924) - The phenomena of rupture and flow in solids - *Phil. Trans. Roy. Soc. A 221, pp. 163*

- (31) **Guenot A.** (1979) - Investigation of tunnel stability bu model test- *MSC thesis, University of Alberta, 217 pp.*
- (32) **Guenot A.** (1987) - Contraintes et ruptures autour des forages pétroliers - *Proc. 6 th Congress ISMR, Montréal, pp. 769-775.*
- (33) **Henry J.P., Paquet J., Tancrez J.P.** (1977) - Experimental study of crack propagation in calcite rocks - *Int. J. rocks Mech. Min. Sci & Geomech. abstract, Vol. 24, n° 2, p. 85-91*
- (34) **Henry J.P.** (1978) - Mécanique Linéaire de la rupture appliquée à l'étude de la fissuration et de la fracture de roches calcaires - *Thèse d'Etat, Université des Sciences et Techniques de Lille.*
- (35) **Henry J.Y.** (1980) - Plaque percée d'un trou et soumise en compression - Etude des conditions de propagation de la fissure de traction. *Thèse de Docteur Ingénieur, Université de Lille I.*
- (36) **Hillig W. B., Charles V.** (1965) - Surfaces, stress-dependent surface reactions and strength. *In high strength materials. V. F. Zockey(Ed.) J. Wiley, p. 682-705.*
- (37) **Hoek E., Brown E.T.** (1980) - Underground Excavations in rock - *Institution of mining and metallurgy, London 527 pp.*
- (38) **Holzhausen G.R., Johnson** (1979) - Analysis of longitudinal splitting of uniaxial compressed rock cylinders. *Int. J. Rock mech. Min. Sci. Geomech. Abstr., 16, pp.163-177.*
- (39) **Horii H., Nemat-Nasser S.** (1985) - Compression induced microcrack growth in brittle solids : axial splitting and shear failure. *Journ. geophys. Res., Vol.90, pp.3105-3125.*
- (40) **Houpert R., Homand-Etienne F.** (1980) - Comportement mécanique et structure des roches. *CR 15e Coll. du Groupe Français de Rhéologie, Paris.*
- (41) **Ikogou S., Sibaï M., Shao J.F., Henry J.P.** (1988) - Comportement des roches à forte susceptibilité de fissuration : Grès de Fontainebleau. *23e Colloque annuel du Groupe Français de Rhéologie*
- (42) **Ingraffea** (1983) - Numerical modelling of fracture propagation - In "Rock Fracture Mechanics", *Edited by H.P. ROSSMANITH, Springer Verlag*
- (43) **Irwin G. R.** (1957) - Analysis of stresses and strains near the end of a crack traversing a plane. *J. Appl. Mech. 24, pp 361-364*
- (44) **Jaeger J.C., Cook N.G.W.** (1979) - Fundamental of rock mechanics. *3 rd ed. Chapman and Hall, London, 593 pp.*
- (45) **Janson J., Hult J.** (1977) - Fracture mechanics and damage mechanics, a combined approach. *Journal de Mécanique appliquée, Vol. 1, n° 1*
- (46) **Kachanov M.L.** (1982) - A microcrack model of rock inelasticity. Part I : frictional sliding on microcracks. Part II : propagation of microcraks. *Mechanics of materials, vol.1, pp. 19-41*

- (47) **Kaiser P.K., Guenot A., Morgenstern N.R.** (1985) - Deformation of small tunnels : IV Behaviour during failure - *Int. J. Rock mech. Min. Sci. & Geo. Mech. Abstr.*, Vol.22, pp. 141-152
- (48) **Kemeny J.M., Cook N.G.W.** (1987) - Crack model for the failure of rocks in compression. *Second International Conference and Short Course on Constitutive Laws for Engineering materials, Tucson, U.S.A.* , Edited by Desai et al.
- (49) **Kondo D., Henry J.Y., Henry J.P.** (1987) - Application de la mécanique linéaire de la rupture à l'étude de la fissuration et à la stabilité des ouvrages souterrains. -3^e *Journées Universitaires de Géotechnique, St Nazaire.*
- (50) **Kondo D., Henry J.Y., Henry J.P.** (1988) - Mécanique de la rupture appliquée à l'analyse de l'écaillage autour d'ouvrages souterrains - C.R. Journées Universitaires de Génie Civil, Lille, pp. 95-103
- (51) **Kondo D., Shao J.F., Ikogou S., Henry J.P.** (1988) - Un modèle numérique de matériau fissuré. *23^e Colloque annuel du groupe français de Rhéologie*
- (52) **Kondo D., Henry J.Y., Henry J.P.** (1989) - Strain energy release rate for cracks emanating from holes in compression for plane problems. *Mechanical Research communication. A paraître*
- (53) **Lajtai E.Z., Lajtai V.N.** (1975) - The Collapse of cavities. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. Geomech. Abstr.* vol. 12, pp. 81-86
- (54) **Leblanc A., Bouhmadi M., Henry J.P.** (1987) - Etude et réalisation d'un triaxial vrai de grande capacité - *Colloque Géotechnique St Nazaire*
- (55) **Leguillon D., Sanchez-Palencia E.** (1982) - On the behaviour of a cracked elastic body with (or without) friction. *Journal de Mécanique théorique et appliquée, Vol. 1, n° 2, pp. 195-209*
- (56) **Lemaitre J., Chaboche J.L.** (1985) - Mécanique des Matériaux Solides - Ed. Dunod
- (57) **Lemaitre J., Mazars J.** (1982) - Application de la théorie de l'endommagement au comportement non linéaire et à la rupture du béton de structure. *Annales de l'ITBTP n° 401.*
- (58) **Lino M.** (1980) - Modèle de matériau microfissuré . *Revue Française de Géotechnique, n° 11.*
- (59) **Lorrain M.** (1974) - Contribution à l'étude de la micromécanique des matériaux granulaires cohérents. Application aux bétons. *Thèse d'Etat, Université P. Sabatier, Toulouse.*
- (60) **Mc Garr A.** (1971) - Stable deformation of rock near deep-level tabular excavations- *Journ. of Geophys. researchs, Vol. 76, pp. 7088-7106*
- (61) **Margolin L. G.** (1984) - A generalized Griffith criterion for crack propagation. *Eng. Fract. Mech., vol 19 n° 3, pp. 539-543*

- (62) **Mastin L.** (1984) - Development of borehole breakouts in sandstone. *M.S. Thesis Stanford University, Ca.*
- (63) **Maury V.** (1986) - Rapport du groupe de travail du Comité Français de Mécanique des Roches sur l'analyse de la rupture autour d'ouvrages souterrains. *Comité Français de Mécanique des Roches.*
- (64) **Maury V.** (1987) - Observations, recherches et résultats récents sur les mécanismes de ruptures autour de galeries isolées. *Rapport du Président de la commission internationale de la S.I.M.R. C.R. du 6^e Congrès Int. de la S.I.M.R. Montréal.*
- (65) **Mazars J.** (1984) - Application de la mécanique de l'endommagement au comportement non linéaire et à la rupture du béton de structure. *Thèse de Doctorat d'Etat, université Paris VI .*
- (66) **Miguez R., Henry J.P; Maury V.** (1987) - Le discage : une méthode indirecte d'évaluation des contraintes in-situ - *3e Journées universitaires de Géotechnique, St Nazaire, pp. 353-360*
- (67) **Moncef D.** (1984) - Phénomène de dissolution-cristallisation - Etude bibliographique et application au fluage de craie - *Thèse de 3e cycle - Université de Lille I*
- (68) **Morel E.** (1988) - Contribution à l'étude de la propagation des discontinuités dans les roches anisotropes : mise au point d'une technique de calcul utilisant l'intégrale de Cauchy et étude expérimentale d'un schiste ardoisier. *Thèse de Doctorat, Université de Lille I*
- (69) **Moss W.C., Gupta Y.M.** (1982) - A compressive model describing dilatancy and cracking in brittle rocks - *J. Geophys. Res. Vol. 87, pp. 2985-2998*
- (70) **Nguyen Minh D., Schmitt N.** (1988) - Contraction du tube épais circulaire : remarques sur l'influence d'une non linéarité élastique. *Revue Française de Géotechnique, n° 42, pp. 35-46*
- (71) **Okubo S., Peng S.** (1977) - A model for axial splitting under uniaxial compression. *ASME paper 77 - Pet - 73, Energy Technology Conf., Houston, Sept. 1977, 5 pp.*
- (72) **Ortlepp W.D., Gay N.C.** (1984) - Performance of an experimental tunnel subjected to stresses ranging from 50 MPa to 230 MPa. *C.R. Symposium S.I.M.R., Cambridge*
- (73) **Panet M.** (1969) - Quelques problèmes de mécanique des roches posés par le tunnel du Mont Blanc, *Annales de l'ITBTP, n° 264*
- (74) **Panet M.** (1976) - Analyse de la stabilité d'un tunnel creusé dans un massif rocheux en tenant compte du comportement après la rupture". *Rock mechanics, vol. 8, pp 209-223*
- (75) **Panet M.** (1976) - Stabilité et soutènement des tunnels. La mécanique des roches appliquées aux ouvrages du Génie Civil. (M. Panet, ed.) - *Association amicale des Ingénieurs anciens élèves de l'Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, Paris, pp. 145-166*

- (76) **Peng S., Johnson A.M.** (1972) - Crack growth and faulting in cylindrical specimens of chemisford granite - *Int. of rock mech. and min. sci.*, Vol. 9, pp. 37-86
- (77) **Pollard D.D., Holzhausen G.** (1979) - On the mechanical interaction between a fluid-filled fracture and the earth's surface - *Tectonophysics*, vol. 53, pp. 27-57
- (78) **Rummel F.** (1971) - Uniaxial compression tests on right angular rock specimens with central holes - Rock fracture proceeding of the internat. *Symposium on rock mechanics, Nancy*, Vol. 2, pp. 90-101
- (79) **Santarelli F.J., Brown E.T., Maury V.** (1986) - Analysis of borehole stress using pressure -dependent linear elasticity . *Technical note, Int. J. Rock mech. Min. Sci. Geomech. Abstr.*, Vol.23, n° 6, pp. 445-449.
- (80) **Santarelli F.J.** (1987) - Theoretical and experimental investigation of the stability of axisymmetric wellbore - *Ph. D. Thesis, University of London*
- (81) **Schmidt R.A., Huddle C.W.** (1977) - Effect of confining pressure on fracture toughness of Indiana limestone. *Int. J. Rock. Mech. Min. Sci.*, 14, p. 289-293
- (82) **Scholz C.H.** (1968) - Experimental study of the fracturing process in brittle rock. *J. Geophys. Res.*, Vol. 73, pp. 1447-1454
- (83) **Sih G.C.** (1973) - Mechanics of fracture - Vol. 1, *Nood Hold, Int. Pub. Leyden*
- (84) **Stacey T.R., De Jongh C.L.** (1977) - Stress fracturing around a deep level bored tunnel - *J. S. Afr. Inst. Min. Metall.*, Vol. 77, pp 124-133
- (85) **Stacey T.R.** (1981) - A simple extension strain criterion for fracture of brittle rock - *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.*, Vol. 18, pp. 469-474
- (86) **Stelf P.S.** (1984) - crack extension under compressive loading. *Eng. Fract. Mech.* 20, pp.463-473.
- (87) **Stevens J.L., Holcomb D.J.** (1980) - A theoretical investigation of the sliding crack model of dilatancy. *J. Geophys. Res.* Vol. 85, pp. 7091-7100
- (88) **Suaris W.** (1987) - A damage theory for concrete incorporating crack growth characteristics - *Second International Conference and short course on constitutive laws for Engineering materials, Tucson, USA, Edited by Desai et al*, pp 931-938
- (89) **Sulem T.R., Panet M., Guenot A.** (1987) - An analytical solution for time displacements in a circular tunnel - *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.*, Vol. 24, pp. 155-164
- (90) **Tapponier P., Brace W.F.** (1976) - Developpement of stress induced microcracks in westerly granite. *Int. J. Rock mech. Min. Sci. Geomech. Abstr.*, Vol.13, pp. 103-112.
- (91) **Taylor C.** (1987) - L'analyse énergétique appliquée aux ouvrages souterrains. - *2ème Colloque franco-polonais de Géotechnique, Nancy.*

- (92) **Vardoulakis I.** (1984) - Rock bursting as instability phenomenon. *Int. J. Rock mech. Min. Sci. Geomech. Abstr.*, Vol.21 , pp. 137-144 .
- (93) **Vardoulakis I., Sulem J., Guenot A.** (1988) - Borehole instabilities as bifurcation phenomena. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci.*, Vol. 25, pp. 159-170.
- (94) **Vardoulakis I., Papanastasiou P.** (1988) - Bifurcation analysis of deep boreholes- *Int. J. Num. Anal. Method. Geomech.*
- (95) **Wawersik W.R., Fairhurst C.** (1970) - A study of brittle rock fracture in laboratory compression experiments" - *Int. J. Rock Mech. Min. Sci.*, Vol. 7, pp 561-575
- (96) **Wawersik W.R., Brace W.F.** (1971) - Post failure behaviour of a granite and diabase - *Rock Mech.*, Vol. 3, pp. 61-85
- (97) **Wong T.F.** (1982) - Micromechanics of faulting in westerly granite. *Int. J. Rock mech. Min. Sci. Geomech. Abstr.*, Vol.19 , pp. 49-64.
- (98) **Wong T.F.** (1982) - Shear fracture energy of westerly granite from post - failure behaviour. *Journ. Geophys. Res.*, Vol. 87, pp. 990-1000
- (99) **Wong T.F.** (1985) - Geometric probability approach to the characterization and analysis of microcracking in rocks - *Mech. of material*, vol. 4, p. 261-275
- (100) **Zienkiewicz O.C.** (1977) - The finite element method in engineering science - *Mc Graw-Hill, New York, 3 rd Edition*

